

초음속 연소 탄체 가속기 내의 폭굉파 진행에 관한 수치해석

최정열*, 정인석*, 이수갑*

Numerical Analysis of Detonation Wave Propagation in SCRam-Accelerator

Jeong-Yeol Choi *, In-Seuck Jeung * and Soogab Lee *

Key words : detonation, shock-induced combustion, chemically reacting flow, ram-accelerator, superdetonative mode, shock-boundary layer interaction, fully implicit method, higher order upwind scheme

Abstract

A numerical study is carried out to examine the ignition and propagation process of detonation wave in SCRam-accelerator operating in superdetonative mode. The time accurate solution of Reynolds averaged Navier-Stokes equations for chemically reacting flow is obtained by using the fully implicit numerical method and the higher order upwind scheme. As a result, it is clarified that the ignition process has its origin to the hot temperature region caused by shock-boundary layer interaction at the shoulder of projectile. After the ignition, the oblique detonation wave is generated and propagates toward the inlet while constructing complex shock-shock interaction and shock-boundary layer interaction. Finally, a standing oblique detonation wave is formed at the conical ramp.

1. 서 론

지난 수 년간 폭굉파와 같은 충격파 유도 연소 (shock-induced combustion) 현상을 극초음속 추진 장치 및 발사 장치에 이용하고자 하는 시도로서 탄체 가속기에 대한 많은 연구가 수행되어 왔다.^[1-5] 탄체 가속기는 혼합기가 채워진 관내에서 고속으로 비행하는 탄체 후면에 형성되는 고온, 고압 가스의 팽창력으로 탄체를 가속시키는 장치로써 작동 방식에 따라 thermally choked 모드와 overdriven 모드로 구분된다.

탄체가 Chapman-Jouguet 폭굉파 속도(C-J 속도) 이하의 초음속으로 비행하는 경우 이용되는 thermally-choked 모드의 경우, 탄체 후면에서 연소에 의한 가열

에 의하여 기연가스가 일정한 단면적의 관내에서 팽창함에 따라 열적 질식(thermal choking)이 유발되며, 이에 따라 질식점(choking point) 전방의 탄체 후면이 고압으로 유지되어 추력을 얻게 된다.

한편, C-J 속도 이상의 극초음속으로 작동하는 overdriven 모드의 경우, 전방 원추(conical nose)에 부착된 경사 충격파의 하류에 형성되는 경사 폭굉파(oblique detonation wave)에 의하여 연소가 이루어지며, 고온의 기연가스가 원추형 미부(conical tail)을 통해 팽창함에 따라 추력을 얻게 된다.

최근 까지, thermally-choked 모드에 대해서는 많은 기술적 진보가^[6,7] 있었으며, C-J 속도 이상의 overdriven 모드로 작동하기 위하여 필요한 경사 폭굉

* 정희원, 서울대학교 항공우주공학과

파에 대하여는 이론적, 수치적 연구가¹⁸⁻²¹ 이루어졌으나, 아직 개념적인 수준에 머무르고 있다. Overdriven 모드로 작동하는 초음속 연소 탄체 가속기에 대한 실험적인 연구¹³는 극히 미미한 상태이고, 수치적인 연구는 대부분 비점성 해석이나¹⁴ 정상 상태의 해석에¹⁵ 머무르고 있으며 아직 내부의 유동 및 연소 현상에 대한 이해가 부족한 상태이다.

Overdriven 모드로 작동하는 초음속 연소 탄체 가속기에서, 연소는 혼합기의 온도 및 압력을 증가시키는 일련의 경사 충격파 후면에 형성되는 경사 폭굉파에 의하여 지지 되는 것으로 생각되고 있으며, 세장비가 큰 탄체가 극초음속으로 비행하므로 탄체 주위에는 매우 큰 Reynolds 수를 가지는 점성 경계층이 형성된다. 따라서 탄체 가속기 내의 유동 해석에 있어서, 화학 반응이 존재하는 경계층과 충격파 및 폭굉파의 상호작용이 중요한 문제로 대두되며 혼합기 및 기연 가스의 점성, 질량 확산, 및 열전도 등의 효과를 무시할 수 없다.

Yungster¹⁵는 준 정상 상태 가정하에서 수렴 가속화 기법을 사용하여 overdriven 모드로 작동하는 탄체 가속기 내부 유동의 정상상태 수치 해를 구하여 정규 가속 과정 및 비 정규적인 감속 과정에서 나타날 수 있는 정상상태의 충격파 유도 연소 현상을 보였다. 그러나, 충격파와 경계층의 상호작용으로 인한 아음속 영역이 존재하는 상황에서, 매우 활동성이 강한 폭굉파가 적당한 보염 장치 없이 일정한 위치에 고정되어 존재한다고 가정하기에는 무리가 있다. 또한, 탄체 가속기가 비 정규적인 감속 과정에서 작동하는 것을 방지하고, 정규적인 가속과정에서 작동하도록 하기 위해서는, 탄체 가속기 내의 초기의 점화 과정과 이후의 폭굉파 생성 및 전파 과정에 대한 이해가 중요하리라고 사료되나, 이에 대한 구체적인 연구가 보고된 바 없다.

따라서 본 연구에서는 overdriven 모드로 작동하는 탄체 가속기 내의 연소 현상을 명확히 이해하기 위하여, 비정상 초음속 연소 유동에 대한 완전한 형태의 Reynolds averaged Navier-Stokes 방정식을 고차의 풍상

차분법과 함께 시간 정확도를 가지는 수치 해법을 이용하여 적분함으로써, 탄체 가속기 내에서 존재하는 연소파의 생성 및 전파 과정을 살펴 보았다.

2. 지배 방정식 및 수치 해법

2.1 화학 반응 유동의 Navier-Stokes 방정식

비평형 화학 반응을 수반한 초음속 점성 유동장을 수치적으로 해석하기 위하여 유동과 화학반응이 결합된 형태의 Reynolds averaged Navier-Stokes 방정식과 N 개의 화학종 보존 방정식 및 에너지 보존 방정식을 축대칭 일반 좌표계에 대하여 정식화 하였다.

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

여기서 Q, F, G, H, W, F_v, G_v 및 H_v 는 다음과 같다.

$$Q = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_N \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} \quad F = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho_1 U \\ \vdots \\ \rho_N U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ (e+p)U \end{bmatrix} \quad G = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho_1 V \\ \vdots \\ \rho_N V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ (e+p)V \end{bmatrix}$$

$$F_v = \frac{1}{JRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 U_1^d \\ \vdots \\ -\rho_N U_N^d \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y \end{bmatrix} \quad G_v = \frac{1}{JRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 V_1^d \\ \vdots \\ -\rho_N V_N^d \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x \beta_x + \eta_y \beta_y \end{bmatrix}$$

$$W = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} w_1 \\ \vdots \\ w_N \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad H = \frac{1}{yJ} \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_N v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix} \quad H_v = \frac{1}{yJRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 v_1^d \\ \vdots \\ -\rho_N v_N^d \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ \beta_y \end{bmatrix} \quad (2)$$

위의 (2) 식에서 밀도 ρ 는 각 화학종의 밀도 ρ_k 의 합으로써 $\rho = \sum_{k=1}^N \rho_k$ 로 계산되고, u, v 는 속도 성분, e 는 단위 체적당의 에너지이며, p 는 압력이다. $\xi_x, \xi_y, \eta_x, \eta_y$ 및 J 는 물리적 직교 좌표계에서 일반 좌표계로의 좌표 변환 관계에 의하여 정의되고 반전 속도 U, V

및 반전 확산속도 U_k^d, V_k^d 는 좌표 변환 관계에 의하여 주어진다. Ra 는 동결 음속에 기초한 Reynolds 수이다. 점성 항의 자세한 표현식은 참고문헌 [16] 에 수록되어 있으며, 각 화학종의 확산 속도는 질량 확산 방정식으로 부터 구해야 하지만 계산의 효율성을 위하여 Fick's law^[17]를 적용하여 계산하였다.

2.2 열역학 관계식

각 화학종을 열적 완전 기체로 가정할 경우 혼합기의 압력은 이상기체에 대한 상태 방정식으로 부터 구하여진다.

$$p = \sum_{k=1}^N \frac{\rho_k}{M_k} RT \quad (3)$$

위 식에서 R 은 이상 일반 기체 상수 이며, M_k 는 k 화학종의 분자량이다.

온도 T 는 다음의 내부에너지 정의식으로 부터 반복 계산에 의하여 구하여진다.

$$e = \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2) + \sum_{k=1}^N \rho_k \left(\int^T c_{v,k} dT + h_k^0 \right) \quad (4)$$

(4)에서 h_k^0 는 k 화학종의 단위 질량 당 생성열이고, $c_{v,k}$ 는 k 화학종의 단위 질량에 대한 무차원화된 정적 비열로서, 0K 에서 6000K 범위에서 유용한 JANAF Table^[18]의 데이터를 각 화학종에 대한 온도의 4차 다항식의 형태로 보간한 NASA Polynomial Data^[19] 를 이용하여 사용하였다. 온도의 반복 계산에는 Newton-Raphson 반복법을 사용하였다. 한편, 화학 반응을 하는 혼합기에 대한 동결 음속은 등가 비열비(equivalent specific heat ratio)를 사용하여 간략한 형태로 나타낼 수 있다.

$$a^2 = \bar{\gamma} \frac{p}{\rho}, \quad \bar{\gamma} = \frac{\sum_{k=1}^N y_k c_{p,k}}{\sum_{k=1}^N y_k c_{v,k}} \quad (5)$$

2.3 화학 반응 모델, 전달 계수 및 난류 모델

본 연구에서는, 계산시간 및 기억용량의 절약을 위하여 수소/산소 혼합기에 대한 완전한 화학 반응 모델 대신, Moretti^[20]에 의하여 제안된 8 단계 6 화학종 화

학 반응 모델을 사용하였으며 화학 반응 데이터는 Evans 와 Schexnayder^[21]에 의해 제안된 값을 사용하였다. 상기의 화학반응 모델은 Lee^[22], Yungster^[14] 및 최^[23-27] 등에 의한 실험 사진과의 비교 연구에 의하여 충격과 유도 연소 현상에 대하여 충분한 정확도를 보임이 확인된 바 있다.

혼합기체의 점성 계수, 열 전달 계수 및 각 화학종의 혼합기체에 대한 확산 계수는 층류에서의 값과 난류에서의 값의 합으로서 구해진다. 층류에서의 혼합기체의 점성 계수 및 열 전달 계수는 각 화학종에 대한 값으로부터 Wilke's mixing rule^[17]을 이용하여 구한다. 각 화학종에 대한 점성 계수 및 열 전달 계수는 온도의 함수로써 4차 다항식의 형태로 주어진 표현식을 사용하였다^[28]. 한편, 이원 혼합 계수 D_{kl} 는 Lennard-Jones의 포텐셜 함수식으로 표현되는 Chapman-Enskog Theory로 부터 구해지며^[17], 이로부터 층류에서의 각 화학종의 혼합기체에 대한 확산 계수는 다음과 같이 구해진다.^[17]

$$D_k^{laminar} = \frac{1 - x_k}{\sum_{l \neq k}^N (x_l / D_{kl})}, \quad x_k = \frac{\rho_k / M_k}{\sum_{k=1}^N (\rho_k / M_k)} \quad (6)$$

한편, 고온의 초음속 연소유동에 대하여 검증된 적절한 난류 모델이 없으며, 현재의 전산처리 능력으로 Large Eddy Simulation 이나 확률밀도함수를 이용하여 실제적인 문제를 해석하기에는 무리가 따르므로, 본 연구의 점성 해석에는 계산의 편의를 위하여 Baldwin-Lomax^[29]의 대수적 와점성 난류 모델을 이용하였다. 난류 열 전달 계수 및 난류 확산 계수는 난류 Prandtl 수 및 Schmidt 수의 정의로부터 난류 점성 계수와의 비로써 구해지며, 난류 Prandtl 수 및 Schmidt 수는 0.9 로 일정한 값을 사용하였다.

2.4 LU-SSOR 기법

완전 연계된 화학 반응 유동의 지배 방정식을 완전 내재적인 방법으로 차분하기 위하여 LU-SSOR^[28] 기법을 사용하였다. 이 방법은 유동의 정상상태 해석을

위하여 개발되었으나 반복계산에 필요한 시간 간격을 유체역학적 시간에 비하여 충분히 작게 유지할 경우 비정상 상태의 해석에서도 유용함이 검증되었다.^[30,31,32] LU-SSOR 기법에 의해 식 (1)의 지배 방정식을 내재적으로 아래와 같이 차분할 수 있다.

$$LD^{-1}UAQ_{i,j} = \Delta:RHS \quad (7)$$

$$L = I + \Delta[D_{\xi}^{-}A^{+} + D_{\eta}^{-}B^{+} - A^{+} - B^{+} - Z]_{i,j} \quad (8)$$

$$D = I + \Delta[A^{+} + A^{-} + B^{+} + B^{-}]_{i,j} \quad (9)$$

$$U = I + \Delta[D_{\xi}^{+}A^{-} + D_{\eta}^{+}B^{-} + A^{-} + B^{-}]_{i,j} \quad (10)$$

$$RHS = W_{i,j} - \alpha H_{i,j} + \alpha H_{vi,j} - \left\{ \left(\tilde{F}_{i+1/2,j} - \tilde{F}_{i-1/2,j} \right) + \left(\tilde{G}_{i,j+1/2} - \tilde{G}_{i,j-1/2} \right) \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \left(F_{vi+1,j} - F_{vi-1,j} \right) + \left(G_{vi,j+1} - G_{vi,j-1} \right) \right\} \quad (11)$$

계산의 편의를 위해 생성 항의 Jacobian 행렬은 lower part 에만 삽입하였으며 축대칭 좌표계에 의한 생성 항 H 는 stiffness가 크지 않으므로 외재적으로 처리하였다. 분할 플럭스 Jacobian $A^{+}, A^{-}, B^{+}, B^{-}$ 는 플럭스의 근사 분할 방법을 사용하여 처리 하였다.

2.5 공간 차분 기법

(11)에서 대류 플럭스의 미분 항은 적당한 수치적 소산을 포함한 계산 격자 경계에서의 플럭스의 중심 차분의 형태로 표시되었는데, 수치적 소산이 과도한 플럭스의 계산은 화학 반응에 영향을 주어 물리적으로 타당하지 않은 해를 나타낼 수 있으므로 수치 소산이 작은 것으로 알려진 Roe의 근사 Riemann 해법을 사용하였다. 이 경우 격자 경계에서의 플럭스 항은 고차의 공간 차분을 위해 격자의 좌,우 경계에서 외삽된 보존 변수 Q_R, Q_L 로부터 다음과 같이 구하여 진다.

$$\tilde{F}_{i+1/2,j} = \frac{1}{2} \left[F(Q_R) + F(Q_L) - |A(Q_R, Q_L)| \delta Q \right] \quad (12)$$

$$|A| = R|A|R^{-1}, \quad \delta Q = Q_R - Q_L$$

(Q_R, Q_L) 은 Roe의 평균이며, 몇 차례의 행렬 곱셈을 통하여 이루어 지는 대한 소산항의 계산은 Grossman 과 Cinnella^[33]의 방법을 따랐으며 일반좌표계에 대한 자세한 표현식이 전^[34]에 의하여 유도되었다.

한편, TVD(Total Variation Diminishing)^[35] 성질을 가지는 고차의 공간 차분화를 위하여, 3 차의 공간 정확도를 가지는 MUSCL (Monotone Upstream method for Scalar Conservation Law)^[35] 형태의 변수 외삽 방법을 minmod 제한자^[35]와 함께 사용하였으며, 점성 항의 미분에는 일반적인 중심 차분법을 적용하였다. 상기의 공간 차분 방법은 충격파 유도연소 등에 대한 최^[23,32] 등의 비교 연구에 의하여 그 정확성이 확인되었다.

3. 계산 결과

3.1 탄체 가속기의 형태 및 계산 조건

계산에 사용된 탄체 가속기는 Fig.1 과 같이 원추 모양의 앞 부분과 원통형 몸체 및 앞 부분과 대칭인 꼬리 부분을 가진 탄체 및 포신으로 구성되어 있다.

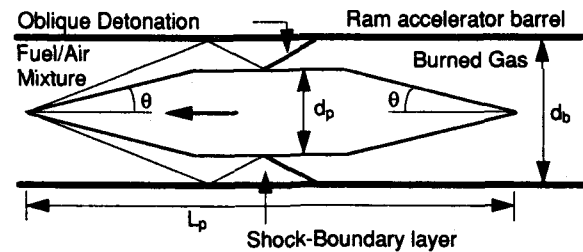


Fig.1 Superdetonative 모드로 작동하는 초음속 연소 탄체 가속기의 형상 및 내부 유동의 개략도 ($L_p=22\text{cm}$, $d_p=2.8\text{cm}$, $d_b=4\text{cm}$, $\theta=10^\circ$)

유동의 입구 조건으로는 1기압, 300K 의 이론 혼합비 상태인 수소/공기 혼합기 중을 탄체가 마하 수 7 의 일정한 속도로 비행하는 것으로 가정 하였다. 이러한 가정은 비록 탄체의 속도가 증가하거나 감소하는 비정상 상태에 있지만, 점화 및 폭굉파의 전파가 이루어지는 시간 동안의 속도 변화가 탄체의 진행속도에 비하여 매우 작으므로 물리적 의미를 가질 수 있다^[36,37]. 유동 출구 조건은 원시변수를 외삽하여 사용하였으며, 고체 표면에서는 600K 의 등온 조건과 유동 점착 조건을 적용하였는데, 포신 벽면은 유동과의 상대 속도의

차이가 적어 마치 비점성 벽면 조건을 적용한 것과 유사한 거동을 보인다. 계산에는 탄체에 부착된 좌표계에서 벽면에 밀집된 361x61 개의 격자 점을 사용하였으며, 몇 차례의 수치실험을 통하여, 경계층 해석에 충분한 정확도를 가짐을 확인 하였다. 한편, 점화가 시작 되는 화학반응 유동 계산의 초기조건으로는 동결 유동의 정상 상태 해를 구하여 사용하였다.

3.2 동결 유동에 대한 정상 상태 해

Fig.2는 동결 유동에 대한 정상 상태의 해이다. Fig.2 및 이후의 모든 결과는 명확한 판독을 위해 탄체의 반경 방향으로 2배 확대하여 도시하였다. 탄체 앞 부분의 원추에서 발생한 입사 충격파는 포신에서 반사되어 탄체 표면에 충돌하면서 강한 충격파-경계층 상호작용을 일으키면서 강한 경사 충격파를 발생시키고, 이 경사 충격파는 다시 포신에 반사된 후 탄체의 팽창파를 거치면서 약화됨을 볼 수 있다.

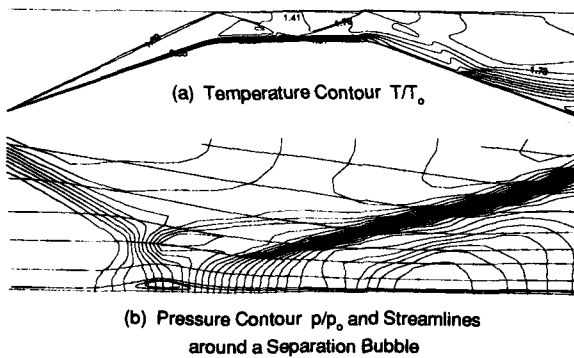


Fig.2 마하 수 7 로 비행하는 탄체 가속기 주위 동결 유동의 정상 상태 온도 분포와 박리 기포 주위의 압력 분포 및 유선

한편, 강한 충격파-경계층 상호 작용이 발생한 지점에서는 박리 기포가 형성되어 있고, 박리 기포와 이의 후면에서는 온도가 매우 높게 나타남을 알 수 있다. 박리 기포의 앞 부분에 발생한 압축파는 입사 경사 충격파와 교차하고 팽창파와 간섭하여 완만한 파각을 가지지만 박리 기포 후면의 압축파와 간섭하여 강한 경

사 충격파를 형성한다. 따라서 벽면에서 발달한 경사 충격파 후면의 고온 고압 영역에서 점화가 가장 먼저 일어날 수 있을 것으로 예측할 수 있다.

3.3 폭굉파의 발생과 전파

상당한 시간의 점화 지연을 거쳐 약 20 μsec 후부터 박리 기포와 박리 기포 후면의 고온 고압의 경계층 내에서 점화가 시작된다. 이때 역류 유동이 존재하는 박리 기포는 하류 연소 영역의 보염 장치 역할을 한다.

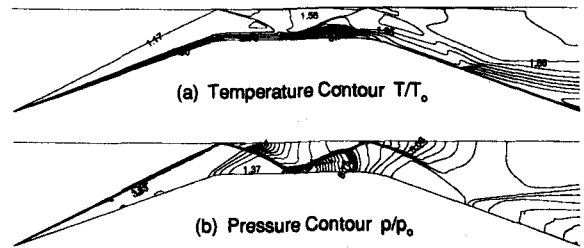


Fig.3 t=29.0 μsec 일 때의 온도 분포 및 압력 분포

Fig.3은 t=29.0 μsec 일 때의 온도 분포 및 압력 분포이다. 박리 기포 하류의 경계층에서 발생한 연소 영역은 기원 가스의 팽창으로 인하여 경계층 밖으로 확산되면서 충격파를 밀어내어 각도를 증가시킨다. 경사 충격파 후면의 압력의 역 구배 로써 연소면을 확인할 수 있으며 연소면 부근에서는 압력 구배에 약간의 변화가 존재함을 볼 수 있다.

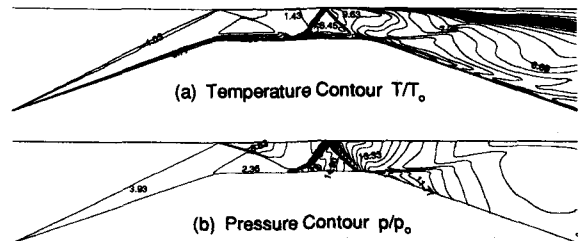


Fig.4 t=48.4 μsec 일 때의 온도 분포 및 압력 분포

Fig.4는 t=48.4 μsec 일 때의 계산 결과이다. 경사 충격파 후면에서 발생한 연소면은 팽창하여 경사 충격파의 파각을 증가시키며, 충격파와 연계된 경사 폭굉

파로 발전하며, 경사 충격파 뒤의 또 다른 압력 구배가 연소면임을 알 수 있다. 경계층 부근에서 폭굉파는 박리 기포 위의 파각이 작고 약한 경사 충격파로 인하여 박리 기포 까지 확대된 양상을 보인다. 한편, 탄체의 후면에서는 연소에 의한 기연 가스의 고압 가스 영역이 형성됨으로써 탄체는 추력을 얻는 상태가 된다.

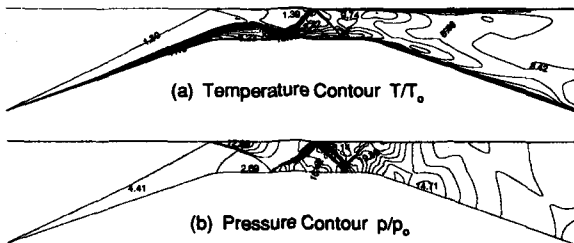


Fig. 5 $t=72.6 \mu\text{sec}$ 일 때의 온도 분포 및 압력 분포

Fig.5 에서는 시간이 지남에 따라 원추 주위의 경계층에서도 무시할 수 없는 정도의 연소가 진행됨을 알 수 있다. 미연 혼합기와는 다른 비열비를 가지는 기연 가스가 경계층에서 생성되어 팽창파를 통하여 전개됨으로 인하여 탄체 표면으로의 입사 충격파의 위치와 강도가 변한다. 이에 따라 박리 기포가 형성되는 위치가 약간 앞으로 이동하며, 경사 폭굉파도 앞으로 전진하여 팽창파 영역의 기연 가스와 만난다.

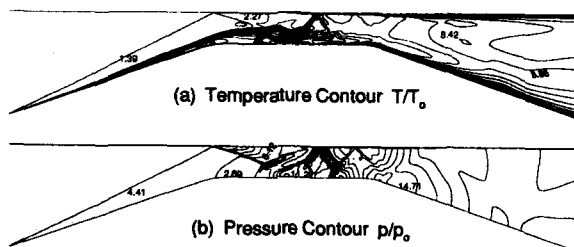


Fig. 6 $t=96.8 \mu\text{sec}$ 일 때의 온도 분포 및 압력 분포

Fig.6 에서 확인할 수 있듯이, 탄체 표면으로의 강화된 입사 충격파에 의하여 고온의 기연 가스 영역에서 박리 기포가 형성됨으로써 박리 기포의 크기는 더 커지며, 박리 기포의 전면에 단순한 압축파가 아닌, 파각이 큰 강한 경사 충격파가 형성되어 유동은 더욱 복잡한 양상을 보인다.

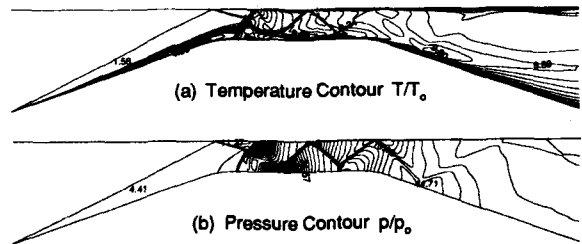


Fig. 7 $t=102.1 \mu\text{sec}$ 일 때의 온도 분포 및 압력 분포

Fig.7 에서는 박리 기포 앞 부분에 새로이 발생된 경사 충격파가 더욱 강해져서 새로운 경사 폭굉파로 발전했음을 알 수 있다. 팽창된 박리 기포의 상류에 형성된 새로운 경사 폭굉파는 급한 파각으로 인하여 기존의 경사 폭굉파보다 더 큰 강도와 활동성을 가진다. 한편 기존의 경사 폭굉파는 이후 탄체의 원통 부분 주위의 기연 가스 영역에서 경사 충격파 열(Shock Train)을 형성한다. 경사 충격파 열이 형성되는 또 다른 이유는 음속이 큰 고온의 기연 가스에서 경사 충격파가 형성됨으로써 유동의 마하수가 작아짐에 따른 경사 충격파 파각의 증가이다.

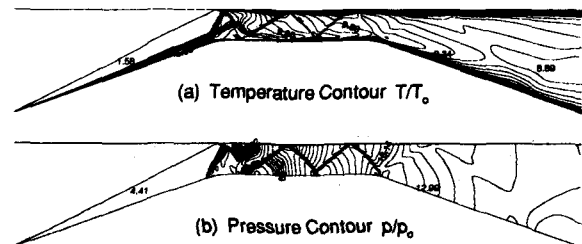


Fig. 8 $t=145.2 \mu\text{sec}$ 일 때의 온도 분포 및 압력 분포

새로운 경사 폭굉파는 경계층과 만나면서 서서히 원추 부분으로 이동한다. Fig.8 은 $t=145.2 \mu\text{sec}$ 인 경우의 해로서 파가 완만한 속도로 진행하고 있음을 알 수 있다. 이때 경사 충격파 열은 계속해서 유지되며 경사 충격파 후면에서 복잡한 형태의 충격파-충격파 교차 현상 및 충격파-경계층의 상호 작용이 존재함을 알 수 있다.

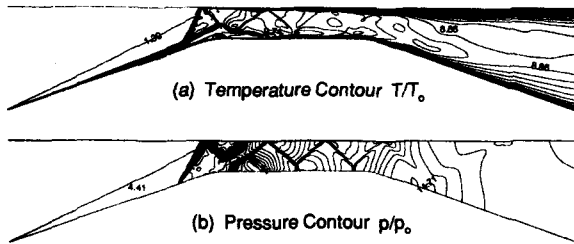


Fig.9 $t=193.6 \mu\text{sec}$ 일 때의 온도 분포 및 압력 분포

Fig.9 는 여기서 $t=193.6 \mu\text{sec}$ 일 때의 결과로서 경사 충격파가 원추면 까지 진행된 후에는 보다 완만한 각도를 가지며, 진행 속도가 매우 느려지고 있음을 알 수 있다. 포신 벽에서 반사된 충격파가 탄체 벽면과 충돌하는 지점에서는 역시 복잡한 충격파-경계층 및 팽창파와의 상호작용을 보이지만 연소 현상 자체에는 큰 영향을 주지 않는 것으로 판단된다.

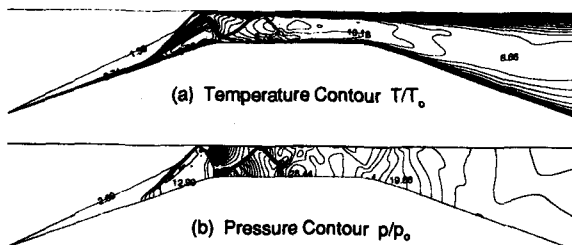


Fig.10 $t=314.6 \mu\text{sec}$ 일 때의 온도 분포 및 압력 분포

Fig.10 은 $314.6 \mu\text{sec}$ 의 시간이 경과한 후의 결과 그림으로서, 이 이후 해는 더 이상 변화하지 않고 안정된 양상을 보였다. 이전의 결과와 비교하여 경사 폭굉파의 각도가 감소한 것 이외에는 크게 다른 점이 없으며, 단지 파의 강도가 약해진 관계로 점화 지연 시간이 길어져서 충격파와 연소면이 명확히 구분되어 보인다. Fig.10 은 원추에 부착된 경사 폭굉파의 전형적인 양상을 보여 주고 있으며, Oran 과 Kailasanath^[8]에 의한 경사 폭굉파의 비점성 해석의 결과와도 부합되는 결과를 보여 준다. 이 경우에도 탄체의 원추 부분 보다는 꼬리 부분에서 높은 압력이 나타나며 전체적으로 양의 추력을 받아 지속적인 가속 과정에 있음을 알 수 있다.

4. 결 론

화학반응을 하는 압축성, 점성 유동에 대한 Reynolds averaged Navier-Stokes 방정식을 고차의 공간 정확도를 가지는 풍상 차분법을 이용하여 차분하여 수치적으로 해석함으로써 overdriven 모드로 작동하는 초음속 연소 탄체 가속기 내부의 유동에서 발생하는 경사 폭굉파와 같은 초음속 연소 현상의 비정상 거동을 이해할 수 있었으며, 다음과 같은 특징적인 현상들을 관찰할 수 있었다. (1) 초음속 연소 탄체 가속기 내에서의 점화는 박리 기포 후면에 형성되는 고온 고압의 경계층 내에서 일어난다. (2) 박리 기포는 초음속 연소를 지지하는 보열기의 역할을 하며, 연소에 의해 팽창되는 경우 앞 부분에 강한 경사 충격파를 발생시킨다. (3) 박리 기포에 의해 발생된 강한 경사 충격파는 경사 폭굉파로 천이 되며, 점차 전진하여 원추에 부착된다. (4) 원추에 부착된 경사 폭굉파는 완만한 각도로 안정 되며, 이 경우에도 지속적인 추력을 얻을 수 있음을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

- Hertzberg, A., et. al., "Ram Accelerator: A New Chemical Method for Accelerating Projectiles to Ultrahigh Velocities," *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 2, Feb. 1988, pp. 195-203
- Bogdanoff, D. W., "Ram Accelerator Direct Space Launch System: New Concepts," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 8, No. 2, Mar.-Apr. 1992, pp. 481-490
- Bruckner, A. P., et. al., "Operational Characteristics of the Thermally Choked Ram Accelerator," *J. Propulsion*, Vol. 7, No. 5, Sept.-Oct. 1991, pp. 828- 836
- Brackett, D. C., et. al., "Computational Investigation of Oblique Detonation Ramjet-in-Tube Concepts," *J. Propulsion*, Vol. 5, No. 3, May-June 1989, pp. 276-281
- Yungster, S., et. al., "Computational Studies of a Superdetonative Ram Accelerator Mode," *Journal of*

- Propulsion and Power*, Vol. 8, No. 2, Mar.-Apr. 1992, pp. 457-463
6. Bogdanoff, D. W., et. al., "Magnetic Detector for Projectiles in Tubes," *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 11, Nov. 1990, pp. 1942-1944
 7. Bogdanoff, D. W., et. al., "New Tube End Closure System For the Ram Accelerator," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 10, No. 4, July-Aug. 1994, pp. 518-521
 8. Pratt, D.T., "Morphology of Standing Oblique Detonation Wave," *J. Propulsion*, Vol. 7, No. 5, Sept.-Oct. 1991, pp. 837-845
 9. Power, J. M., et. al, "Approximate Solutions for Oblique Detonations in the Hypersonic Limit," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 3, Mar. 1992, pp. 726-736
 10. Grismer, M. J. and Power, J. M., "Comparison of Numerical Oblique Detonation Solutions with an Asymptotic Benchmark," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 12, Dec. 1992, pp. 2985-2987
 11. Li, C., Kailasanath, K. and Oran, E. S., "Stability of Oblique Detonations in Ram Accelerator," AIAA paper 92-0089, Jan. 1992
 12. Lefebvre, M. H. and Fujiwara, T., "Numerical Modeling of Combustion Processes Induced by a Supersonic Conical Blunt Body," 25th International Symposium on Combustion, July 1994
 13. Smeets, G., et. al., "First Results Obtained in a 30-mm-Caliber Scram Accelerator Using a Rail Tube for Cylindrical Projectiles," 25th International Symposium on Combustion, July 1994
 14. Yungster, S., et. al., " Numerical Simulation of Hypervelocity Projectiles in Detonable Gases," *AIAA Journal*, Vol. 29, No. 2, Feb. 1991, pp. 187-199
 15. Yungster, S., "Numerical Study of Shock-Wave/ Boundary-Layer Interactions in Premixed Combustible gases," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 10, Oct. 1992, pp. 2379-2387
 16. 최정열, "완전 연계 및 완전 내재적인 수치 해법을 이용한 초음속 연소 유동장 해석," 한국 학술진흥재단 신진 연구인력 연구 지원 보고서, 1994
 17. Bird, R. B., *Transport Phenomena*, John Wiley and Sons, New-York, 1960
 18. Stull, D. R., et. al. *JANAF Thermodynamic Tables 2nd ed.*, National Bureau of Standards, NSRDS-Rept. 37, June 1971
 19. Gardiner, W. C. Jr., *Combustion Chemistry*, Springer-Verlag, New-York, 1984
 20. Moretti, G., "A New Technique for the Numerical Analysis of Nonequilibrium Flow," *AIAA Journal*, Vol. 3, No. 2, 1965, pp. 223-229
 21. Evans, J. S. and Schexnayder, C. J., " Influence of Chemical Kinetics and Unmixedness on Burning in Supersonic Hydrogen Flames," *AIAA Journal*, Vol. 18, Feb. 1980, pp. 188-193
 22. Lee, S.-H. and Diwert, G. S., "Flux-vector Splitting Calculation of Nonequilibrium Hydrogen-Air Reactions," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 27, No. 2, Mar.-Apr. 1990, pp. 167-174
 23. 최정열, 정인석, 조경국, "고차의 Upwind LU-SSOR 기법을 사용한 충격파 유도 연소의 수치해석," 한국항공우주학회지, 제22권 제6호, 1994년 12월, pp.15-24
 24. 최정열, 정인석, 조경국, "Liou and Steffen 의 플럭스 분할 기법을 이용한 충격파 유도 연소의 수치해석," 한국항공우주학회, 1994년도 추계학술발표회 논문집, pp.298-301
 25. 최정열, 정인석, 조경국, "Modified Liou-Steffen 풍상차분법을 이용한 초음속 연소 유동의 수치해석," 한국항공우주학회, 1995년도 춘계학술발표회 논문집, pp.339-342
 26. Choi, J.-Y., Jeung, I.-S. and Lee, S., "Numerical Study of the Effect of Flow Conditions on Shock-Induced Combustion," AIAA Paper 96-0345, Jan. 1996

27. Choi, J.-Y., Jeung, I.-S. and Lee, S., "Dimensional Analysis of the Effect of Flow Conditions on Shock-Induced Combustion," submitted to 26th International Symposium on Combustion, July 1996, Naples
28. Shuen, S. and Yoon, S., "Numerical Study of Chemically Reacting Flows Using a Lower-Upper Symmetric Successive Overrelaxation Scheme," *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 12, Dec. 1989, pp. 1752-1760
29. Baldwin, B. S., and Lomax, H., "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flow," AIAA Paper 78-257, Jan. 1978
30. Yungster, S. and Rabinowitz, M. J. "Computation of Shock-Induced Combustion Using a Detailed Methane-Air mechanism" *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 10, No. 5, 1994 pp. 609-617.
31. Yungster, S. and Chen, K., "Application of Chimera Grid Scheme to Combustor Flowfields at All Speeds," AIAA Paper 96-731, Jan. 1996
32. 최정열, 정인석, "충격파 유도 연소의 진동해석에서의 화학반응모델의 비교," 한국항공우주학회 1996년도 춘계학술발표회 발표예정
33. Grossman, B. and Cinnelaa, P., "Flux Split Algorithms for Flows with Non-equilibrium Chemistry and Vibrational Relaxation," *Journal of Computational Physics*, Vol. 88, 1990, pp. 131-168
34. 전희진, "Upwind 기법을 이용한 열적, 화학적 비평형 유동장 해석," 서울대학교 석사논문, 1992
35. Hirsch, C., *Numerical Computation of Internal and External Flows*, Vol. 2, Wiley, New York, 1990
36. Choi, J.-Y. and Jeung, I.-S., "Transient Simulation of the Superdetonative Mode Initiation Process in SCRam-Accelerator," submitted to 26th International Symposium on Combustion, July 1996, Naples
37. 최정열, 정인석, "Superdetonative 모드로 작동하는 탄체가속기의 정규 가속 과정 및 비정규 감속과정에 대한 비정상 모사," 한국항공우주학회 1996년도 춘계학술발표회 발표예정