

다양한 틈새 물질을 포함하는 AN계열 화약의 초음속 화염 전파 특성 연구

이진욱^a · 여재익^{a,*}

Study of Supersonic Flame Acceleration within AN-based High Explosive Containing Various Gap Materials

Jinwook Lee^a · Jai-ick Yoh^{a,*}

^aSchool of Mechanical and Aerospace Engineering, Seoul National University, Korea

*Corresponding author. E-mail: jjyoh@snu.ac.kr

ABSTRACT

We study the gap effect on detonating high explosives using numerical simulation. The characteristic acoustic impedance theory is applied to understand the reflection and transmission phenomena associated with gap test of high explosives and solid propellants. A block of charge with embedded multiple gaps is detonated at one end to understand the ensuing detonation propagation through pores and non uniformity of the tested material. A high-order multimaterial simulation provides a meaningful insight into how material interface dynamics affect the ignition response of energetic materials under a shock loading.

초 록

수치해석을 통하여 고에너지물질의 초음속 화염 전파에 대한 틈새(gap)의 효과를 연구하였다. 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance) 이론을 적용하여, 고폭약 및 고체추진제의 틈새(gap) 실험과 관계된 반사와 투과 현상들에 대한 이해를 추구하였다. 한편, 여러 개의 틈새(gap)가 위치하고 있는 화약의 한 끝에 초음속 화염이 발생되도록 하여, 여러 틈새(gap)에 전파되나가는 연속적인 화염에 대한 이해를 시도하였다. 이러한 고차원 다물질 해석을 통해, 충격하중 하에서의 고에너지 물질의 반응 특성이 물질 간격 동특성에 의하여 어떠한 영향을 받는지 이해할 수 있다.

Key Words: Energetic Material(고에너지 물질), Characteristic Acoustic Impedance(특성음향임피던스), Supersonic Flame(초음속 화염), Gap(틈새)

Received 26 May 2012 / Revised 14 May 2013 / Accepted 21 May 2013

Copyright © The Korean Society of Propulsion Engineers

pISSN 1226-6027 / eISSN 2288-4548 / <http://journal.kspe.org>

[이 논문은 한국추진공학회 2012년도 춘계학술대회(2012. 5. 17-18, 금오공과대학교) 발표논문을 심사하여 수정·보완한 것임.]

1. 서 론

고에너지 물질의 비반응성 물질과의 상호작용

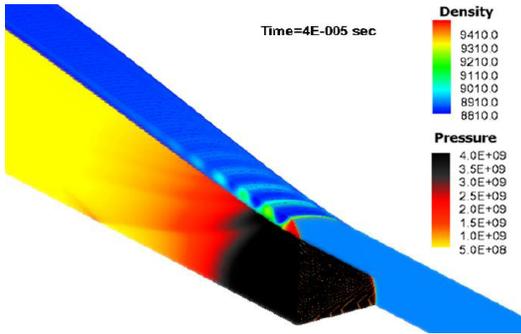


Fig. 1 Reaction of energetic material in an inert confinement[1].

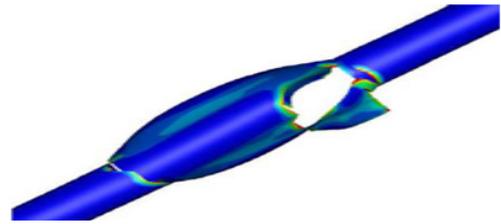


Fig. 2 Fracture of thin layer by detonation of energetic material[2].

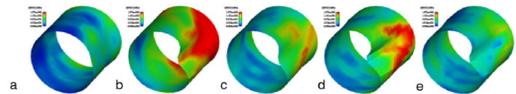


Fig. 3 Deformation of inert material through underwater energetic material explosion[3].

에 대한 수치 해석적 연구는 여러 연구자들에 의해 진행되고 있다. 몇 가지 예를 들어보면, 비반응성 물질 속에 갇혀 있는 고에너지 물질의 반응 - Fig. 1[1], 고에너지 물질의 데토네이션에 의한 얇은 박막의 파괴 - Fig. 2[2], 수중 고에너지 물질의 폭발에 의한 비반응성 물질의 형상 변형 - Fig. 3[3], 등을 들 수 있다. 이러한 실제 산업 상 이용되고 있는 형상들과는 달리, 선행된 연구 결과[4]에서는 다 단계 틴새(gap)를 통한 데토네이션의 천이단계(transient stage)에서의 압력 세기 조절 가능성을 언급 했던 바 있다. 그런데, 당시 연구에서는 이러한 틴새(gap)를 통과하면서의 현상에 대한 이론적인 접근은 시도되지 않은 채 현상 자체에만 집중하였다.

사실, 틴새실험(gap test)이라는 실험은 1930년 대부터 사용된 폭약 민감도 측정 실험이다. 일렬로 배열된 이 실험은 크게 공급부 폭약(donor charge), 약화용 틴새(attenuating gap), 수용부 폭약(acceptor charge), 관찰자 블록(witness block)으로 구성된다. 실험 과정은 다음과 같다. 공급부 폭약이 기폭하여 데토네이션을 야기한 뒤, 충격파가 약화용 틴새를 통과하며 약해진다. 그 뒤에 수용부 폭약에 도달한 약해진 충격파가 데토네이션을 야기하는 지를 뒤의 관찰자 블록의 실험 후 형상을 통해 판별한다(수용부 폭약에 데토네이션이 발생하면 관찰자 블록에 갈끔한 구멍이 생기고, 데토네이션이 발생하지 않는다면 형상의 변형만 발생한다). 이때 약화용 틴새의 두께(gap thickness)를 조절해가며 반복 실험하

여 수용부 폭약이 데토네이션 되는 임계 두께(critical thickness)를 찾고, 이 임계 두께를 통해 수용부 폭약의 충격과 민감도를 측정한다[5].

본 연구에서는 이 실험의 과정 중에 나타나는 충격파(shock wave)의 틴새(gap) 통과라는 현상 자체에 주목하여, 나타나는 현상들을 자세히 살펴보고, 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance) 이론의 적용을 통해 현상에 대한 정량적 분석을 시도해본다. 이를 통해 틴새(gap)를 통한 데토네이션의 천이단계(transient stage)에서의 압력 조절이라는 테마에 대한 이론적인 접근을 시도 할 수 있을 것이다.

한편, 이러한 현상들은 고에너지 물질의 급격한 반응이 포함되기에, 고온, 고압이 동반되는 극한의 매우 빠른 현상이다. 이러한 수학적으로는 Hyperbolic 시스템에 속하는 물리적 대 변형을 동반하는 현상을 정확하게 모사하기 위해서는 경계면의 정확한 처리가 필수적이다. 이를 위해 레벨 셋 기법의 개선된 형태인 하이브리드 입자 레벨 셋 기법[6]과 고스트 유체 기법[7]이 사용되었다.

2. 접근 방법

본 연구에서는 나비에 스토크스 방정식을 기

본으로 하여, 상태방정식으로 미에-그루네이시언 형태를 사용하고, 고에너지 물질의 화학 반응을 모사하기 위해 압력기반의 JWLL++ 모델이 사용되었다. 각각에 대한 간략한 설명은 아래와 같다.

2.1 나비에-스토크스 방정식

기본적으로 나비에-스토크스 방정식은 질량, 운동량, 에너지의 보존방정식으로 이루어져 있으며, 추가적으로 연소분율(burn fraction)에 대한 계산이 이루어졌다. 이를 수식으로 보이면 아래와 같다.

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{E}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial z} = \bar{S}(\bar{U}) \quad (1)$$

$$\bar{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_r \\ \rho u_z \\ \rho E \\ \rho Y_i \end{bmatrix} \quad \bar{E} = \begin{bmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r^2 + p \\ \rho u_r u_z \\ u_r(\rho E + p) \\ \rho Y_i u_r \end{bmatrix} \quad \bar{F} = \begin{bmatrix} \rho u_z \\ \rho u_z u_r \\ \rho u_z^2 + p \\ u_z(\rho E + p) \\ \rho Y_i u_z \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} -\frac{\rho u_r}{r} \phi \\ \frac{s_r - s_{\theta\theta} - \rho u_r^2}{r} \phi + \frac{\partial s_r}{\partial r} + \frac{\partial s_z}{\partial z} \\ \frac{s_r - \rho u_r u_z}{r} \phi + \frac{\partial s_r}{\partial r} + \frac{\partial s_z}{\partial z} \\ \frac{u_r s_r + u_z s_z - q_r - u_r(\rho E + p)}{r} \phi + \frac{\partial(u_r s_r + u_z s_z)}{\partial r} + \frac{\partial(u_r s_r + u_z s_z)}{\partial z} + \sum_{i=1}^N \Gamma_i q_i \\ w_i \end{bmatrix} \quad (3)$$

고체 상태의 고에너지 물질에서의 응력은, 데 토네이션이 일어나기 전까지의 변형이 크지 않아 고려하지 않았다. 하지만, 고체의 경우 변형을 정확하게 모사하기 위하여 다음과 같은 편차 응력(deviatoric stress)을 고려하였다.

$$\dot{s}_{ij} = \dot{s}_{ij,ir} + \dot{s}_{ij,cor} = \Omega_{ik} s_{kj} - s_{ik} \Omega_{kj} + 2G(\bar{D}_{ij} - D_{ij}^p) \quad (4)$$

$$\dot{s}_{ij,ir} = \Omega_{ik} s_{kj} - s_{ik} \Omega_{kj} + 2G\bar{D}_{ij} \quad (5)$$

$$\dot{s}_{ij,cor} = -H : D_{ij}^p = -2G\Lambda N_{ij,ir} \quad (6)$$

이때, 각 연산자의 의미는 아래와 같다.

$$\bar{D}_{ij} = D_{ij} - \frac{1}{3} D_{kk} \delta_{ij}, \quad D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

이때, 등방성(isotropic) 물질의 경우 코시응력 텐서(cauchy stress tensor)와 편차응력텐서(deviatoric stress tensor) 그리고 정수압(hydrostatic pressure)이 구성관계(constitutive relation)를 통해 다음과 같은 관계를 갖고 있음을 고려하였다.

$$\tau_{ij} = s_{ij} - p\delta_{ij} \quad (7)$$

2.2 구성관계식

고에너지 물질은 반응하기 전의 경우와 반응 이후의 경우에 각각 다른 형태의 상태 방정식을 사용하였다. 반응이 일어난 이후의 상태방정식은 JWLL(Jones-Wilkins-Lee) 상태방정식의 변형형인 C형태를 사용하였으며, 반응이 일어나기 전의 경우에는 멀나한 상태방정식을 사용하였다. 또한, 반응이 일어나는 과정에서는 연소분율(burn fraction)을 사용하여 내삽 한 값을 사용하였다. 이를 식으로 나타내면 아래와 같다.

$$p_{\text{reacted}} = A e^{-R_1 v} + B e^{-R_2 v} + \frac{C}{v^{1+w}} \quad (8)$$

$$p_{\text{unreacted}} = \frac{1}{nk} \left(\frac{1}{v^n} - 1 \right) \quad (9)$$

$$p_{\text{total}} = (1 - F^m) p_{\text{unreacted}} + F^m p_{\text{reacted}} \quad (10)$$

한편, 고체의 경우에는 정확한 변형 모사를 위해 미에-그루네이시언 형태의 상태방정식을 사용하였다. 압축과 팽창의 경우를 각각 식으로 나타내면 다음과 같다.

$$p(\rho, e) = \rho_0 \Gamma_0 e + \begin{cases} \frac{\rho_0 c_0^2 \phi}{(1 - s\phi)^2} \left[1 - \frac{\Gamma_0}{2} \phi \right] & \text{if } \rho \geq \rho_0 \\ c_0^2 (\rho - \rho_0) & \text{otherwise} \end{cases} \quad (11)$$

($\phi = 1 - \rho_0/\rho$)

이때, 유동변형력(flow stress)를 지속적으로 추적하기 위해, 실험에 의한 모델인 존슨-쿡 모델을 사용한다. 이 모델은 유동변형력을 구하기 위해 (equivalent plastic strain), (strain rate), (melting temperature)을 이용하며 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$\sigma_Y = (A + B\bar{\epsilon}^n) \left(1 + C \ln\left(\frac{\dot{\epsilon}^p}{\epsilon_0}\right)\right) \left(1 - \frac{T - T_0}{T_m - T_0}\right) \quad (12)$$

23 고에너지 물질의 화학 반응

화학 반응의 모사를 위해서 압력 기반의 JWL++ 모델을 사용하였다. 이를 식으로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{dF}{dt} = G(p+Q)^b (1-F) \quad (13)$$

24 경계면 추적 기법

하이브리드 입자 레벨 셋 기법이 적용되어 정확한 경계면의 추적이 시도 되었다. 단순한 레벨 셋 기법의 지배 방정식은 아래와 같다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nu_1 \frac{\partial \phi}{\partial x} + \nu_2 \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (14)$$

이때, $\phi = 0$ 인 부분이 각 물질 간의 경계면이 되며, 물질 내부는 $\phi < 0$ 로, 물질 외부는 $\phi > 0$ 로 표현된다. 이 식은 5차 CENO(Convex Essentially Non-Oscillatory) 기법으로 적분되고, 시간상에서는 3차 룽게-쿠타 기법으로 적분 된다. 계산과정에서 야기되는 경계면의 왜곡을 방지하기 위한 초기화가 아래 식과 같이 이루어진다.

$$\phi_\tau + S(\phi)(|\nabla \phi| - 1) = 0 \quad (15)$$

이때, S 는 다음과 같다.

$$S = \frac{\phi}{\sqrt{\phi^2 + (1 - |\nabla \phi|)^2 \Delta x^2}}$$

위의 방법을 적용할 때에 발생하는 소산 특성을 해결하기 위해서 하이브리드 입자 레벨 셋 기법이 적용된다. 이때 각 입자들은 아래의 식을 따라 흘러간다.

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{u}(\vec{x}_p) \quad (16)$$

25 고스트 유체 기법

불연속적인 엔트로피 분포를 동반하는 급격한 경계면에서의 변화 값을 모사하기 위해 고스트 유체 기법이 적용된다. 이 방법은 기본적으로 연속적인 엔트로피 분포를 갖는 고스트 셀을 설정하는 것에서 출발한다. 그 뒤 고스트 구역에서는 물질의 경계층에서 압력과 속도가 같다는 물리적 성질을 이용하여 고스트 물질의 압력과 속도를 그대로 이용한다. 그 뒤에 엔트로피 관계식과, 상태방정식을 이용하여 남은 변수들을 계산한다.

26 경계조건

경계면에서는 법선 방향의 속도와 응력이 연속적이어야 한다는 보존법칙에서의 결과에 따라 다음과 같은 수식을 적용한다.

$$\begin{aligned} \sigma_{nn}^{solid} &= -P^{fluid}, \\ \sigma_{nt}^{solid} &= 0, \\ v_n^{solid} &= v_n^{fluid} \end{aligned} \quad (17)$$

27 기법의 타당성

본 연구에 사용된 기법들은 김기홍 등[1]의 연구결과를 통해 검증된 기법과 동일하다. 이렇게 검증된 상황과 상당히 유사한 환경을 조성한다면, 동일한 기법의 타당성을 어느 정도는 보장 받을 수 있을 것이다. 선행연구에서는 구리관 내의 고에너지물질이 테토네이션 되는 상황에 대해 검증되었다. 이때, 전체적인 형상은 그대로 유지하되, 외부에 고체 물질을 두는 것이 아닌 고에너지 물질들 사이에 고체 물질을 두는 것으로 상황을 바꾼다면, 도출되는 결과가 유의미 할 것으로 예상할 수 있다.

28. 특성음향임피던스(Characteristic acoustic impedance)

선형화된 등엔트로피 평면 파동 이론에서 등장하는 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance)는 매질의 밀도와 매질내의 음속의 곱으로 정의된다. 이 값은, 파동이 전달될 때, 매질에 작용하는 압력에 의해 유도된 입자 운동이 방해받는 정도를 정량화한 값이라 할 수 있다. 혹은, 쉽게 말하면 해당 매질의 무거운 정도라 표현할 수 있을 것이다. 이 값을 통해, 해당 파동이 두 물질의 경계면에서 어느 정도의 비로 반사하고 투과될 것인지를 판단할 수 있다. 여기서 반사와 투과의 정도라 함은, 전파되는 파동의 압력이 어느 정도의 비율로 반사되어 나올 것이고, 어느 정도의 비율로 투과될 것인지를 뜻한다. 이는, 선형화된 파동의 경우이기에, 평형상태의 밀도로 부터의 섭동된 밀도 값의 비와도 같다. 매질 1에서 매질 2로의 반사 비 R과 투과 비 T는 각각은 다음과 같이 구해진다[8].

$$R = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1}, \quad T = \frac{2\rho_2 c_2}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \quad (18)$$

3. 문제 정의

고려되는 문제는 R=0 m 인 곳을 기준으로 측대칭인 원통형 좌표계 계산영역(반지름 0.01 m, 높이 0.1 m)을 사용하였다. 틈새(gap)는 Z = 0.02 m 인 곳부터 Z = 0.0265 m인 곳에 위치하고 있으며, 나머지의 영역은 모두 고에너지 물질인 QM - 100 (Ammonium Nitrate Emulsion)으로 채워져 있다(Fig. 4 참조). R = 0.01 m 인 곳은 자유 경계면 조건이 적용되어 있다. 초기조건으로서, Z=0 인 곳의 고에너지 물질에 +Z방향으로 초기속도 300m/s를 1 마이크로초 동안 부여하였다. 끝으로, 틈새(gap)에 사용된 물질은 6082-T6 알루미늄과 고장력강(high strength steel)이다. 이 물질들에 사용된 물리량 값은

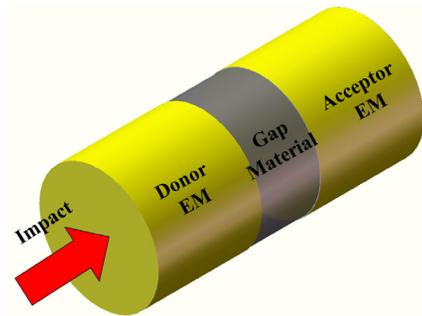


Fig. 4 Schematic of the gap test.

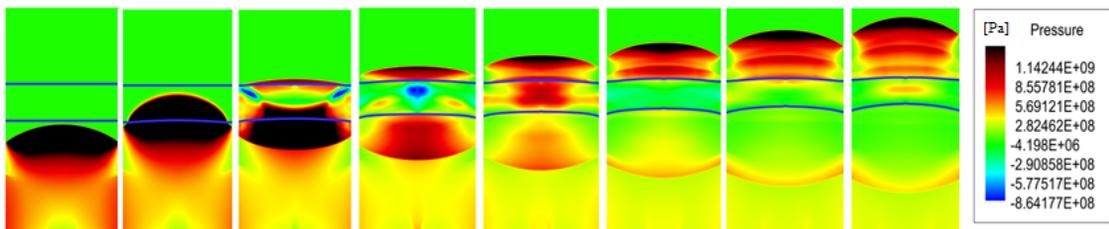


Fig. 5 Pressure distribution – detonation propagation through 6082-T6 aluminum gap.

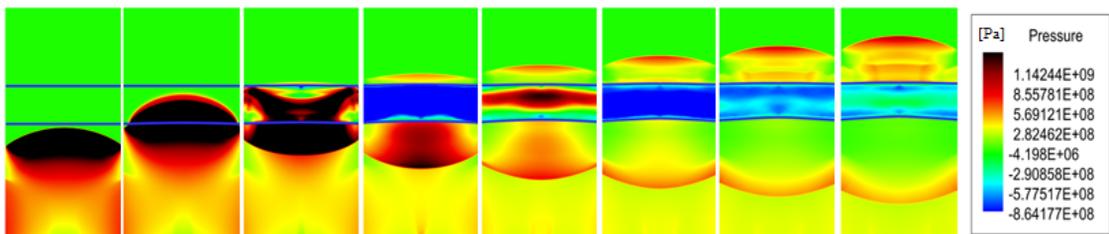


Fig. 6 Pressure distribution – detonation propagation through high strength steel gap.

Table 1. Material property and coefficients for 6082-T6 aluminum and high strength steel.

Material Property	6082-T6 aluminum	High strength steel
<i>Mechanical constant</i>		
Initial density (kg/m^3)	2700	7850
Shear modulus (GPa)	26	77.3
Poisson ratio	0.35	0.30
<i>Thermal constant</i>		
Specific heat capacity ($J/kg-K$)	1000	134
Reference temperature (K)	300	300
Melt temperature (K)	855	1723
<i>Mie - Gruneisen EOS</i>		
C_0 (m/s)	5328	4570
S_0	1.338	1.49
Gruneisen coefficient	2	1.16
<i>Johnson - Cook model</i>		
a (MPa)	428.5	1500
b (MPa)	327.7	569
c	0.00747	0.003
n	1.008	0.22
m	1.31	1.17

Table 2. Material property and coefficients for QM-100.

<i>JWL Coefficients</i>							
n	$\kappa(Pa^{-1})$	$A(Pa)$	$B(Pa)$	$C(Pa)$	R_1	R_2	w
7.0	102×10^{-11}	4.870215×10^{11}	$0.02548871 \times 10^{11}$	$0.00506568 \times 10^{11}$	5.0	1.0	0.3
<i>General Property</i>				<i>Chemical constants</i>			
Gruneisen coeff.	Ini. density (kg/m^3)	Ref. Temp. (K)	Ref. energy (J/kg)	$G(Mbar^{-b}/s)$	b	Q	
2.96965	1260	300	0.0367×10^{11}	9.1×10^6	1.0	0	

Table 3. Pressure transmission ratio (calculated by theory of characteristic acoustic impedance).

	ρ (kg/m^3)	c (m/s)	ρc (kg/m^2-s)	T_1	T_2	$T(= T_1 \cdot T_2)$
QM-100 (unreacted)	1260	882	0.111×10^7	-		
QM-100 (reacted)	2000	3500	0.700×10^7	-		
6082-T6 aluminum	2700	5328	1.439×10^7	1.35	0.143	0.193
High strength steel	7850	4570	3.587×10^7	1.67	0.06	0.100

Table 1 및 Table 2에 나와 있다. 한편, 사용된 격자 크기는 0.1 mm X 0.1 mm이다.

4. 계산 결과 및 분석

계산된 결과 그림은 Fig. 5 ~ Fig. 8과 같다. 데토네이션이 틸새(gap)(압력 분포의 경우, 파란색으로 표시된 선이 틸새의 경계면이다.)에 접촉하면서 현상은 크게 두 가지로 나뉘게 되는데, 이는 압력(Fig. 5 ~ Fig. 6)으로 현상을 살펴본

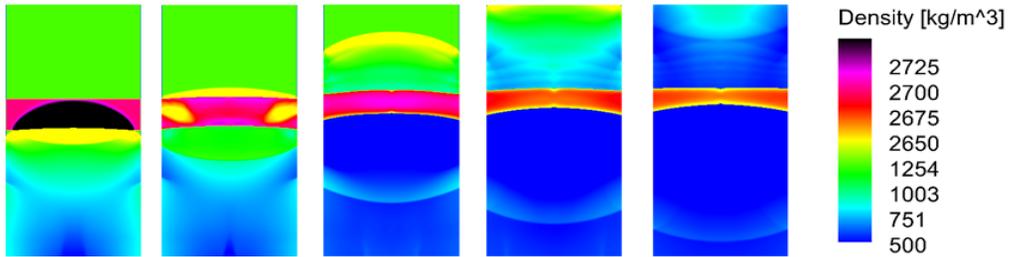


Fig. 7 Density distribution - detonation propagation through 6082-T6 aluminum gap

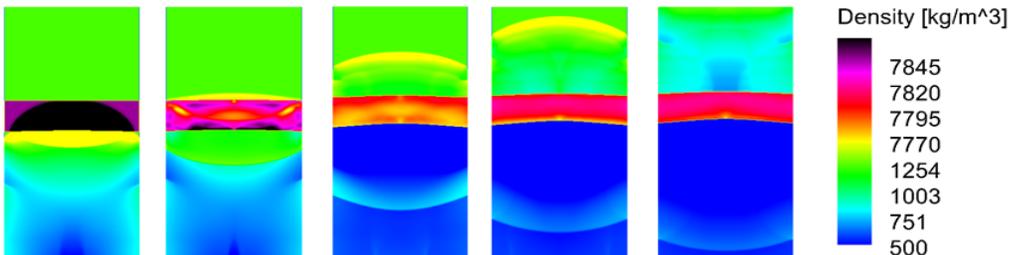


Fig. 8 Density distribution - detonation propagation through high strength steel gap.

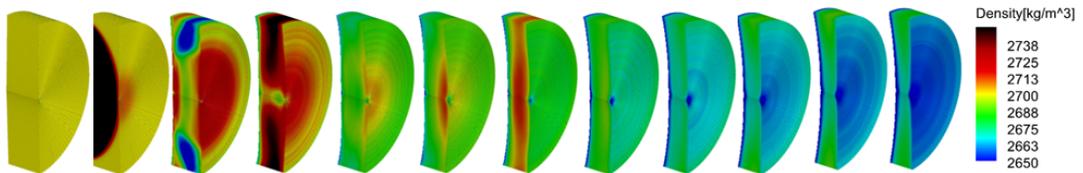


Fig. 9 Density distribution inside gap - detonation propagation through 6082-T6 aluminum gap.

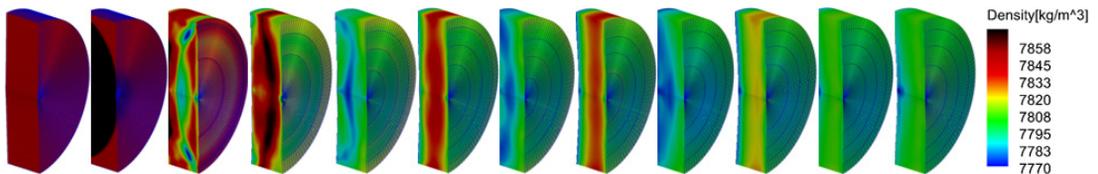


Fig. 10 Density distribution inside gap - detonation propagation through high strength steel gap.

경우나, 밀도(Fig. 7 ~ Fig. 8)로 현상을 살펴본 경우 모두 동일하다.

첫 번째 현상은 다시 고에너지 물질로 되돌아가는 반사파이고, 또 다른 현상은 틈새 물질로 투과되는 투과파이다. 한편, 이와 동시에 미묘하게 틈새 물질의 형상이 변형하면서 물질의 변형에 의한 에너지 소산과, 물질의 온도 상승에 따른 에너지 소산이 동시에 발생한다. 틈새 내의 밀도의 분포변화는 Fig. 9 ~ Fig. 10에서 자세히

살펴볼 수 있다.

틈새 물질 내부를 전파하는 충격파는 결국 다음 경계면을 만나면서 다시 한 번 두 가지로 나뉘게 된다. 하나는 상단에 위치하는 고에너지 물질로의 투과파이고, 또 다른 하나는 틈새물질 내부로의 반사파이다. 이 때 첫 번째로 고에너지 물질에 전달되는 압력의 세기에 따라 위쪽의 고에너지 물질에서 발생하는 데토네이션의 초기 점화 과정의 진행 속도가 결정된다.

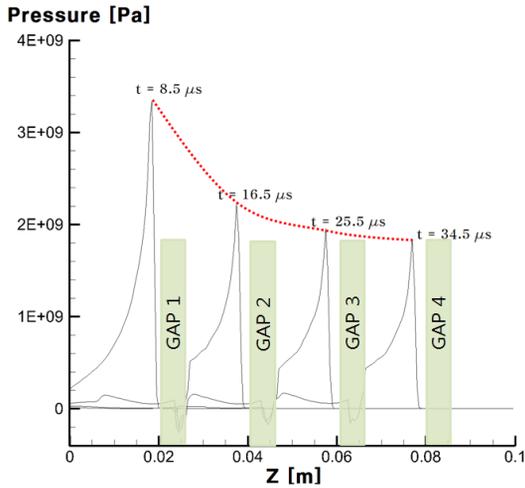


Fig. 11 High strength steel multi-stage gap pressure distribution at 8.5 μ s, 16.5 μ s, 25.5 μ s, 34.5 μ s (right before contact with gap material).

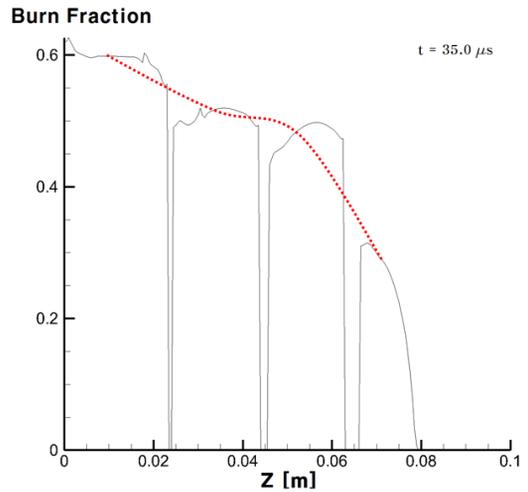


Fig. 13 6082-T6 aluminum multi-stage gap burn fraction distribution at 35.0 μ s.

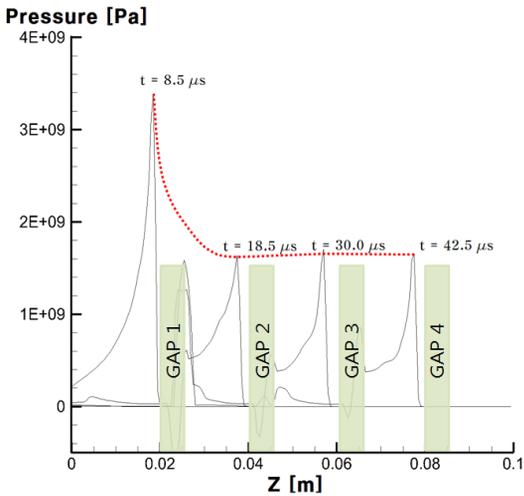


Fig. 12 High strength steel multi-stage gap pressure distribution at 8.5 μ s, 18.5 μ s, 30.0 μ s, 42.5 μ s (right before contact with gap material).

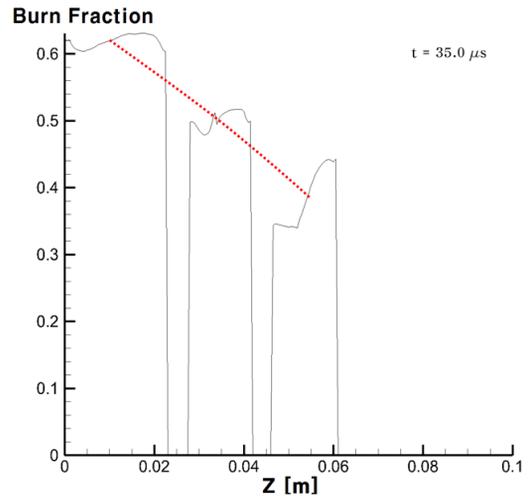


Fig. 14 High strength steel multi-stage gap burn fraction distribution at 35.0 μ s.

한편, 틈새물질 내부로 돌아오는 반사파는 아랫면에서 다시 한 번 반사되어 또 다시 본래의 경계면으로 돌아와, 위쪽의 고에너지 물질로의 투과파와 틈새물질 내부의 반사파로 다시금 나뉜다. 이러한 과정의 반복이 위쪽에 위치하는 고에너지 물질에서 압력 값의 분포가 특정한 형상(다단 층 구조)을 갖도록 만든다. 또한, 틈새물질

내부에는 팽창파가 형성되는 것을 음의 압력 값으로부터 확인할 수 있다.

계산된 상황은 아주 이상적으로 볼 때, 물질 1(반응 중인 화약)에서 물질 2(gap)로 투과되고 다시 물질 2에서 물질 3(반응 하지 않은 상태의 화약)으로 투과되는 과정으로 볼 수 있다. 즉, 이때의 투과되는 압력 값의 입사되는 압력 값에 대한 비는 Eq. 18의 결과를 두 번 연속으로 적

용한 값에서 알 수 있다. 이는 아래와 같다.

$$T = T_1 \cdot T_2 = \frac{2\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \cdot \frac{2\rho_3 c_3}{\rho_2 c_2 + \rho_3 c_3} \quad (19)$$

이를 토대로, 6082-T6 알루미늄과 고장력강(high strength steel)에서 압력 투과 비를 구해보면 Table 3과 같다. 이때, 반응 중인 화약의 밀도와 소리속도는 틈새(gap)에 도달하기 직전 상태에서의 값을 사용하였다. 화약에서 틈새 물질로의 압력 투과 비인 T_1 은 알루미늄 틈새 물질의 경우가 고장력강 틈새 물질의 경우보다 낮았지만, 틈새 물질에서 다음 화약으로의 압력 투과 비값인 T_2 값이 매우 높아 전체 압력 투과 비는 고장력강의 경우의 두 배 정도가 되었다. 따라서 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance)의 계산결과를 통해, 알루미늄 틈새 물질을 포함하는 경우가 고장력강 틈새 물질을 포함하는 경우보다 위쪽 화약의 재점화 과정이 더 빠를 것을 예상해 볼 수 있다.

왜냐하면, 더 강한 압력으로 화약에 충격을 가할수록, 초음속 화염의 압력이 더 빠르게 정상상태 압력 값에 도달할 수 있기 때문이다. 실제로 Fig 5는 Fig. 6에서 보다 더 높은 압력 값을 갖는다는 결과와 일치한다. 하지만 정량적인 비 값과는 일치하지는 않는다. 이는 크게 세 가지 요인에서 기인한다. 우선, 본 수치 실험의 상황은 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance)를 적용하는 상황과 같은 선형 미소 섭동(linear small perturbation)상황이 아닌 급격한 상황임을 들 수 있다.

그리고 고에너지 물질의 화학반응에 의한 열에너지가 지속적으로 현상에 공급되고 있음을 들 수 있다. 끝으로 고에너지 물질의 반응 및 고체의 형상 변형으로 인해 밀도와 음속이 지속적으로 변화한다는 사실을 들 수 있다. 즉, 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance)의 값이 상수가 아니라는 뜻이다.

한편, 위와 같은 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance) 이론에 의한 계산 결과는 다단계 틈새 물질에서의 계산결과

를 설명하는 데에도 이용 될 수 있다.

총 길이는 0.1m로 두고 사용되는 화약은 QM-100(Ammonium Nitrate Emulsion)으로 기존의 고에너지 물질과 동일하게 두며, 반경은 0.01 m 로 둔다. 초기조건도 앞의 경우와 동일하게, $Z=0$ 인 곳의 고에너지 물질에 $+Z$ 방향으로 초기속도 300m/s를 1 마이크로초 동안 부여하였다. 마지막으로 $Z = 0.02$ m, 0.04 m, 0.06 m, 0.08 m에서 시작하는 각 길이 0.0065 m의 총 4개의 틈새(gap)를 위치시킨다. 틈새(gap)에는 위의 경우와 마찬가지로 6082-T6 알루미늄과 고장력강을 사용하고 이때의 물질 상수는 앞의 경우와 같은 값을 사용하였다. 한편, 사용되는 격자 크기는 0.5 mm X 0.5 mm이며 계산은 45 마이크로초까지 이루어 졌다. 각 경우의 압력 및 연소분율 분포는 Fig. 11 ~ Fig. 14에 나타나 있다. 이 그림들은 각 변수의 Z 축에 대한 분포그래프를 겹쳐서 그린 것이다. 이때, Fig. 11~ Fig. 12는 각 충격파가 틈새(gap) 물질에 도달하기 직전의 시간(총 4번)에서의 압력의 분포를 겹쳐서 그렸다. 또한, Fig. 13 ~ Fig. 14은 35.5 μ s에서의 연소분율(burn fraction)을 나타내었다.

Fig. 11과 Fig. 12에서, 고장력강의 경우가 알루미늄의 경우에 비해서 압력값이 더 빠르게 소산 되가는 것을 확인 할 수 있다. 이는 Table 3에서 고장력강에서의 압력 투과 비가 더 작은 것과 연관 지을 수 있다. 즉, 임피던스의 차이에 의한 투과 값의 비율이 고장력강의 경우가 더 낮기 때문에, 틈새 물질 뒤에서의 데토네이션의 초기 발달 단계에서의 압력 값이 작다. 이 때문에 다단계 틈새물질들을 통과하면서 그 세기가 알루미늄의 경우보다 더 빠르게 소산한다고 생각해 볼 수 있다.

이러한 현상은 연소분율(burn fraction)의 분포를 나타내는 Fig. 13와 Fig. 14를 통해서도 파악할 수 있다. 임의의 지점에서 본래의 전체 질량 중 반응 한 질량 비율을 나타내는 연소분율(burn fraction)은 두 경우 모두 계단형태로 감소한다. 하지만, 고장력강 틈새 물질의 경우가 6082-T6 알루미늄 틈새 물질의 경우보다 큰 감소폭을 보인다. 이 또한, 앞서의 경우와 마찬가지로

지로, 고장력강에서의 압력 투과비가 낮아, 데토네이션 천이(transient)단계에서의 연소분을 또한 낮게 형성되는 것이라 설명할 수 있다.

이전의 연구[4]에서는 이러한 현상을 이용해서 데토네이션에 의한 압력 분포를 조절하는 방법을 제안한 바 있다. 틈새 물질의 종류를 조절해 가면서 전달되는 데토네이션 발달 단계에서의 압력을 통제하는 방법이 가능하다고 언급했었는데, 본 연구를 통해 이러한 현상이 나타난 이유는 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance)값의 차이에 의한 압력 투과 비의 값이 다르기 때문임을 확인하였다.

5. 결과 및 결론

본 연구에서는 선행 연구[4]에서의 틈새실험(gap test)에 대한 수치 해석 접근을 이론적으로 이해하는 데에 중점을 두었다. 이를 위해 데토네이션이 틈새 물질을 통과하는 과정에 주목하였으며, 특성음향임피던스(characteristic acoustic impedance)를 적용한 이론적인 상황과 비교하였다. 급격한 변형 및 변화를 추적하기 위한 기존의 기법들은 그대로 유지되었으나, 결론부에 특성음향임피던스 이론을 적용하여 현상에 대한 이해를 시도하였다.

도출된 틈새실험의 전산모사 결과(Fig. 5 ~ Fig. 10)는 틈새실험 중 외부에서는 관찰할 수 없는 내부의 물리현상들의 전개과정을 보여주었다. 특히, 틈새(gap)내에서 발생하는 반복적인 투과파 및 반사파에 주목한 설명이 이루어졌다. 한편, 특성음향임피던스를 적용한 현상 해석을 통해 어떠한 틈새물질을 사용했을 때가 화약의 재점화 과정이 빠를 것인지 정성적으로 예측하여 결과 그림들과 비교하였다.

끝으로, 여러 개의 틈새(gap)를 포함하는 화약 내에 초음속 화염이 전파되도록 하여, 틈새(gap)들이 전파되는 화염에 미치는 영향을 살펴보고, 틈새물질의 종류에 따른 재점화 특성을 재확인하였다.

이로써 본 연구를 통해 고에너지 물질의 반응

특성이 물질 간격(gap) 동특성에 의해 어떠한 영향을 받는지를 이해해 보았다. 향후 연구에서는 본 연구를 기반으로 하여 틈새실험 자체를 수치적으로 완전히 재현하고자 한다. 특히, 초음속 화염이 지속되도록 하는 최대틈새두께인 임계틈새두께(critical gap thickness)를 측정하여 민감도를 정량화 할 수 있다면 틈새실험(gap test)이라는 실험자체가 수치적 접근으로 대체되었다고 할 수 있을 것이다.

후 기

본 연구는 ADD 장기기초연구 및 위탁과제에 지원을 받아 서울대학교 항공우주신기술 연구소를 통하여 수행되었으며 이 과정 중에 저자의 학부졸업논문으로 작성되었습니다. 이에 감사드립니다.

References

1. Kim, K., Yoh, J.J., "A particle level-set based Eulerian method for multi-material detonation simulation of high explosive and metal confinements," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34, pp. 2025-2033, 2013.
2. Gato, C., "Detonation-driven fracture in thin shell structures: Numerical studies," *Applied Mathematical Modelling*, Vol. 34, pp. 3741-3754, 2010.
3. Le, J., Rong, J., "Experimental and numerical investigation of the dynamic response of structures subjected to underwater explosion," *European Journal of Mechanics B/Fluids*, Vol. 32, pp. 59-69, 2012.
4. Lee, J., Yoh, J., "Controlling of detonation strength through inserted gaps in multi-material numerical simulation," *KSAS Spring Conference*, pp. 907-912, 2012.

5. Wolfson, M.G., "The MRL small scale gap test for the assessment of shock sensitivity of high explosives," *Department of Defence, Report*, MRL-R-896.
6. Enright, D., Fedkiw, R.P., Ferziger, J., Mitchell, I., "A hybrid particle level set method for improved interface capturing," *Journal of Computational Physics*, Vol. 183, pp. 83-116, 2002.
7. Fedkiw, R.P., Aslam, T., Merriman, B., Osher, S., "A Non-oscillatory Eulerian approach to interfaces in multimaterial flows," *Journal of Computational Physics*, Vol. 152, pp. 457-492, 1999.
8. Rienstra, S.W., Hirschberg, A., "An Introduction to Acoustics," *Eindhoven University of Technology*, pp. 65-66, 2012.