

튜브 직경에 따른 고압 수소의 자발 점화 현상에 대한 연구

김세환* · 정인석** · 이형진****

(주)대우조선해양 · **서울대학교 기계항공공학부 · ****인하대학교 항공우주공학과

Investigation on the Self-ignition of High-pressure Hydrogen in a Tube between Different Inner Diameter

Sei Hwan Kim*, In-Seuck Jeung** and Hyoung Jin Lee****

*Daewoo Shipbuilding & Marine Engineering Co., Ltd.

**Department of aerospace engineering, Seoul National University

****Department of aerospace engineering, Inha University

(Received 26 January 2018, Received in revised form 28 February 2018, Accepted 5 March 2018)

ABSTRACT

Numerical simulations and experiments are performed to investigate the flame development inside tubes with different diameters at the same burst pressure. It is shown that generation of a stable flame play a role in self-ignition. In the smaller tube, multi-dimensional shock interaction is occurred near the diaphragm. After flame of a cross-section is developed, stable flame remains for a moment then it grows having enough energy to overcome the sudden release at the exit. Whereas shock interaction generate complex flow further downstream for a larger tube, it results in stretched flame. This dispersed flame has lower average temperature which makes it easily extinguished.

Key Words : High pressure hydrogen gas, Extension tube diameter, Spontaneous ignition

1. 서론

화석 연료 사용에 의한 환경오염에 대한 관심이 높아짐에 따라 청정 연료인 수소의 활용성에 대한 연구도 증가하는 추세이다. 그러나 수소는 밀도가 낮아 액화 또는 가압 방식을 통해 운반/저장이 가능하여 사용에 어려움이 있다. 액화 방식의 경우 LNG에 사용되고 있는 기술을 적용할 수 있으나, 기화에 따른 손실을 피할 수 없어 가압 방식에 대한 연구가 주로 진행되고 있다. 그러나 고압 수소는 가연성이 높아 화재의 위험성이 끊임없이 제기되고 있다. 일부에서는 수소의 확산성이 높아 외기에 노출될 경우 농도가 낮아지므로 화재의 위험성은 낮다고 주장하고 있으나, 다양한 사고 사례가 보고된 바 있으며 90% 이상의 수소 관련 사고가 고압 저장 용기가

아닌 튜브, 플랜지와 같은 시스템 연결부에서 발생한 것으로 조사되었다[1]. 또한 전체 수소 관련 화재 사고 중 54%는 뚜렷한 점화원을 특정할 수 없어[2] 고압 수소의 점화 매커니즘에 대한 연구 필요성이 대두되었다.

이에 최근 고압 수소가 튜브로 급격한 누출될 경우 발생하는 자발점화 매커니즘을 규명하기 위한 실험적, 수치적 연구가 수행되고 있다. 그 결과 고압 수소 누출에 의한 자발 점화 원인으로 Reverse oule-Thompson 효과, 정전기 발전, 확산 점화, 급속 단열 압축, 고온 표면 점화 등 다양한 가설이 제시되었으며, Wolanski와 Wojcichi[3]가 충격파 튜브를 이용한 실험을 수행한 후, 튜브와 격막을 이용하여 다양한 실험 및 수치적 연구가 진행되고 있다[4-8].

Dryer 등은 수소와 공기를 이용한 실험으로부터 난류 혼합과 다차원 충격파에 의한 혼합기의 가열을 수소 자발 점화의 원인으로 주장[4]하였으며 Lee와 Jeong[5] 및 Wen 등[6]은 DNS 해석을 통하여 이러한 주장을 뒷받침 하는 결과를 제시하였다. 특히 Lee와 Jeong은 튜브 내 2개의 서로 다른 반응 영역, 경계 층 반응 및 중심 반응이 있음을 밝히고 이 두 영역이

† Corresponding Author, hyoungjin.lee@inha.ac.kr

This is an Open-Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0>) which permits unrestricted non-commercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

튜브 내에서 완전히 융합될 경우 화염이 튜브 밖에서도 유지될 수 있는 에너지를 가질 수 있다고 주장하였다. 이 후 Lee 등[7]은 튜브 끝단에서의 화염을 연속 촬영한 연구를 통하여 이를 입증하였으며 Lee 등[7]과 Mogi 등[8]은 튜브 내 화염 전파 특성 및 출구에서의 유지 여부에 따라 자발 점화 현상을 3가지 (Self-ignition, Failed-ignition, Non-ignition)로 세분화하였다.

앞선 연구는 주로 고압 수소 용기 후단에 설치된 tube의 길이, 형상 또는 격막의 파열 특성 등에 따른 효과를 검토함으로써 매커니즘을 규명하고 점화 한계를 파악하는데 집중하였다. 그러나 실제 위험성이 높은 배관의 경우 다양한 직경을 가진 튜브들이 연결된 구조임을 고려하면 일정 압력에서 직경 변화에 의한 자발 점화 특성에 대한 고려가 반드시 필요하다. 이에 기존 연구를 통해 튜브의 내경이 작을수록 점화 가능성이 높다는 연구 결과[8]가 실험을 통해 보고된 바 있으나, 그 원인에 대해서는 명확하게 규명된 바 없다.

이에 본 연구에서는 고압의 수소가 튜브를 통해 누출되는 경우, 튜브 직경에 따른 점화의 발생 차이를 관찰하고 그 원인을 규명하고자 하였다. 이를 위해 동일한 길이의 직경이 다른, 각각 3 mm와 10.9 mm인 튜브를 이용하여 동일한 파열 압력에서의 자발 점화 특성을 실험적으로 살펴보고 수치 해석과 실험의 비교를 통해 내부 화염 발달을 예측하고 기존 이론을 통해 그 차이를 살펴보았다.

2. 실험 및 수치해석 방법

2.1. 실험 장치 및 절차

Fig. 1은 실험 장치의 개념도를 나타낸 것으로 장치는 크게 가압 파트 및 시험 파트의 두 부분으로 구성되었다. 직경을 변경한 실험에서 장치에 따라 설치된 센서의 종류나 배치가 다소 변경된 바 있으나, 데이터 획득 방법 및 구성에는 차이가 없다. 실험은 수소를 충분한 고압으로 가압하여 1차 저장 탱크에 저장한 후, 원하는 파열압력에서 2차 저장 탱크와 외부 연장 튜브 사이에 있는 격막을 순간적으로 파열시켜 고압의 수소를 튜브로 방출시킴으로써 진행된다.

Fig. 2는 내경 3 mm인 연장 튜브의 구성을 나타낸 것으로 내경 10.9 mm인 경우에도 기본 형태는 동일하다. Fig. 3에 나타난 바와 같이 3 mm 튜브의 경우 Mylar (Toray Advanced Materials Korea Inc.) 재질의 격막이 사용되었으며, 10.9 mm 튜브를 이용한 시험

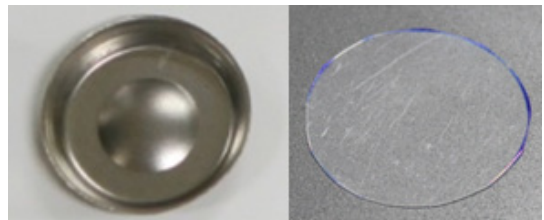


Fig. 3. Diaphragm used in the experiments.

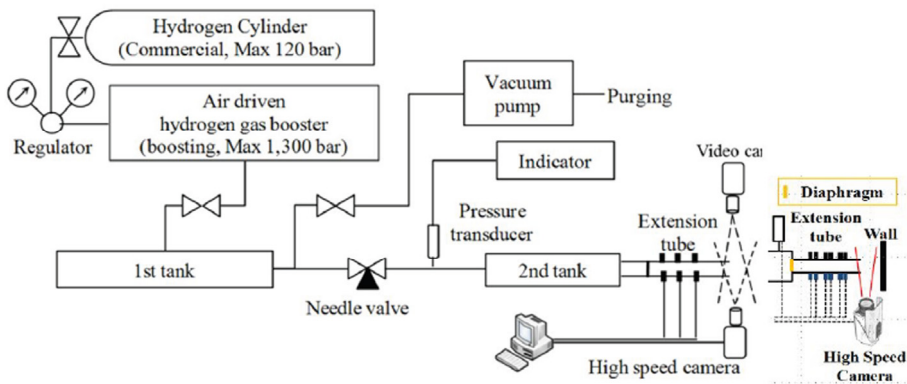


Fig. 1. Schematics of the test facility.

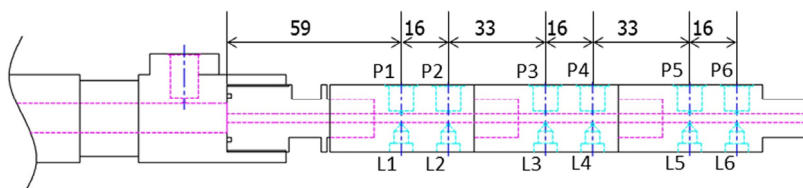


Fig. 2. Secondary chamber & Extension Tube (Diameter : 3 mm / Length : 200 mm).

의 경우 0.5 in 파이프용 상용 SUS 재질의 파열 디스크(Fine Disk, Korea)를 사용하여 실험을 수행하였다.

본 연구에서 수행된 실험 방법의 세부적인 절차는 다음과 같다. 고압 수소가 격막 파열 전 공기와 접촉되는 것을 방지하기 위하여 진공 펌프를 이용하여 1차 저장소의 공기를 제거한다. 이 후 수소를 최대 40 MPa 까지 가압하여 1차 저장소에 충전한다. 이러한 1차 임시 저장소를 사용함으로써 시험부 내 압력의 급격한 변동으로 인한 격막의 비정상적 파열을 방지할 수 있다. 저장소의 압력이 충분한 수준에 도달하면 가압 단계를 종료하고 각종 밸브류를 잠금게 된다. 실험 단계에서는 저장된 고압 수소를 다시 작은 용량의 2차 탱크로 이송하고 격막이 파열되면 밸브 잠금과 함께 시험이 종료된다. 정확한 파열 압력은 2차 탱크에 설치된 센서로부터 획득하며, Fig. 2에 나타난 바와 같이 튜브 내 화염의 생성, 충격파의 거동을 살펴보기 위해 복수의 압력 센서(PCB) 및 광센서(Hamamatsu)가 대칭으로 설치되었다.

특히 3 mm 튜브의 경우 첫 번째 압력 센서의 계측값을 DAS 및 고속 카메라의 trigger 신호로 사용되어 파열 시점 차이에 의한 신호 누락을 방지할 수 있도록 구성하였다. 내부 가시화가 어려운 원통형 튜브의 사용에 따라 점화 및 화염 전파 특성은 외부에 설치된 고속 카메라를 통해 촬영하였으며, 해상도에 따라 초당 37,000~200,000 장의 이미지를 획득하였다.

2.2. 수치 기법 및 해석 조건

전산해석에는 이상 기체 다 화학종의 반응을 고려한 축대칭, 압축성, 비정상 Navier-Stokes 방정식을 사용하였다. 수치 차분은 유한 차분법을 기반으로 하며 충격파와 contact 면을 모사하기 위하여 대류 플럭스는 AUSM-DV 기법을 적용하였다[9]. MUSCL 보간을 통하여 변수의 고차 정확도를 확보하고 TVD 조건을 만족하기 위하여 superbee 제한자를 사용하였으며, 점성 플럭스는 2차 중심 차분 기법을 적용하였다. 고차 시간 적분을 위하여 strang type의 splitting 기법이 적용되었다. 대류항 및 확산항은 4단계 Runge-Kutta 방법을, 화학 반응에 의한 소스항은 stiff ODE 해석법인 RADAU5를 이용하여 계산되었다.

수소-공기 간 화학 반응은 고압을 고려하여 Burke [10] 등이 제안한 9화학종(H_2 , O_2 , H , O , OH , H_2O , HO_2 , H_2O_2 , N_2)의 19단계 반응 모델을 적용하였다. 이밖에 열역학 계수, 전달 계수 및 화학적 소스항은 화학평형 계산 오픈소스 라이브러리인 CANTERA[11]를 이용하여 계산하였다. 여기서 열화학 계수는 NASA 다항식으로부터, 점성계수, 열전도계수, 확산 계수는

Lennard-Jones potentials 및 기체 운동학 이론을 적용하였으며, 혼합물의 전달 계수는 Wilke[12]와 Mathur [13]에 의해 제안된 식을 활용하였다.

Fig. 4에 실험 조건을 모사하기 위한 해석 영역을 나타내었다. 본 연구에서 격막의 파열 압력은 약 10.8 MPa이며, 격막 설치 위치에서 튜브의 끝단까지의 거리는 200 mm이다.

연장 튜브 끝단에는 외삽 경계 조건이 적용되었으며, 고압 수소 튜브(실험의 경우, 2차 저장 탱크에 해당) 선단의 경우, 선단 벽면에서 반사되는 팽창파에 의해 유동이 교란되는 것을 방지하기 위하여 연장 튜브 끝단과 동일하게 외삽 경계 조건이 적용되었다. 참고로 실험의 경우, 2차 저장 탱크는 길이를 충분히 길게 하여 저장 탱크 선단에 반사되는 충격파가 외부 연장 튜브에 영향을 미치지 않도록 설계하였다.

튜브 벽면은 단일 점착 조건이며 튜브의 중심축에서는 비점착 조건을 적용하였고, 초기 온도 조건으로는 수소/공기 튜브 모두 상온(300 K)을 적용하였다. 튜브 직경에 무관하게 10 μm 의 격자 크기를 이용하였으며, 이 때 총 격자수는 3.95 M (3 mm) 및 13.39 M (10.9 mm) 이다. 이와 함께 격막의 형태는 실험 전 후 형상으로부터 Fig. 4에 나타난 바와 같이 일부 수직 형상이 보존된 반구형으로 가정하였다. 이러한 격막의 형상이 자연 발화 현상이 미치는 영향은 Lee 등[14]의 연구에 보다 자세히 기술되어 있다.

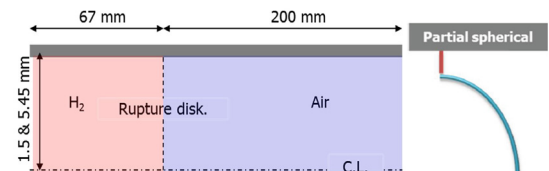


Fig. 4. Computational domains & assumed shape of a rupture disk.

3. 결과 및 논의

3.1. 튜브 내 압력 및 광신호 계측

Fig. 5는 직경이 서로 다른 튜브를 이용한 실험 중 동일한 파열 압력에서 고압 수소가 누출된 경우 튜브 끝단부터 외부까지의 화염 발달을 보여주고 있다. 직경 10.9 mm인 경우 튜브 끝단에서 화염이 관찰되나 이후 유지되지 못하는 failed-ignition 현상이 관찰되며, 3 mm 튜브의 경우 튜브에서 생성된 화염이 튜브 외부에서도 지속적으로 유지되는 self-ignition으로 발달하여 직경에 따라 자발 점화 특성이 변화될 수 있음을 확인하였다. 두 시험에서 계측된 압력 신호와 센서간의 거리를 이용하여 계산한 충격파의 이

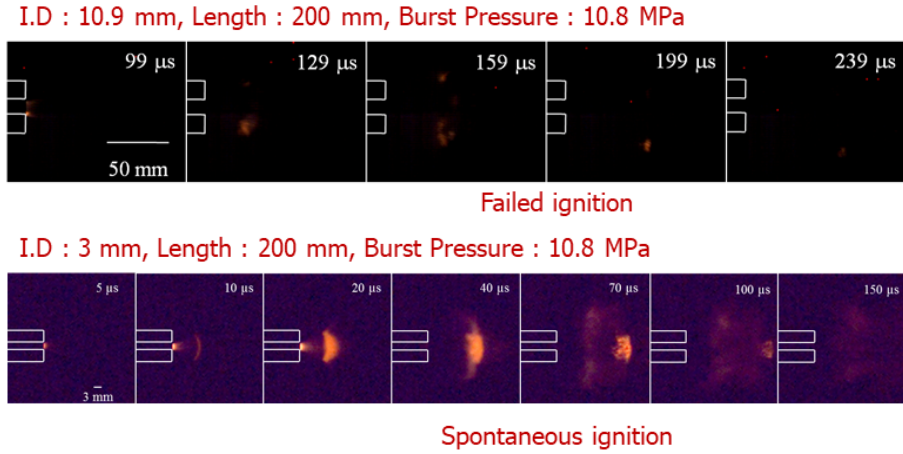


Fig. 5. Flame development at the end of a extension tubes.

Table 1. Shock speed based on pressure jump

	Theory	3 mm	10.9 mm
Shock speed (m/s)	1562	1520	1471

동 속도는 Table 1에 나타난 바와 같이 이론값 대비 3% 내외로 확인되었다. 이밖에 10.9 mm 튜브를 이용한 시험에서 광센서 신호의 변화는 관찰되지 않았으나, 3 mm 튜브 내 화염의 생성 및 전달은 Fig. 6에 나타난 광센서 신호를 통해 보다 자세히 살펴볼 수 있다. L1(격막에서 59 mm 떨어진 지점)에서는 약한 신호만이 확인되었으나, L2(격막으로부터 75 mm 떨어진 지점) 이후에서는 큰 빛의 신호가 검출되었다. 다만, L5 지점에서만 신호가 검출되지 않았는데, 이는 격막 파열 후 발생한 충격파 등에 의해 센서가 파손된 경우이며 실험 시 종종 발생하는 현상이다.

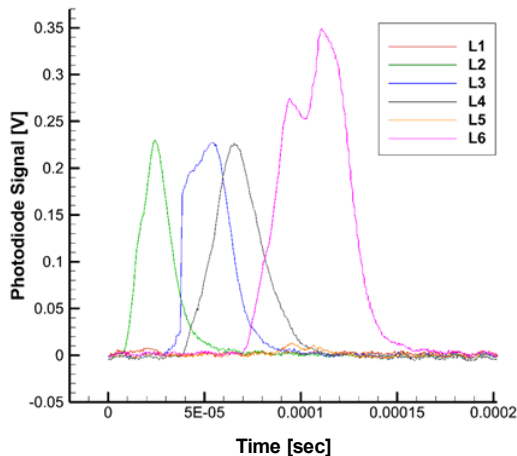


Fig. 6. Signal from the photo diodes on the tube wall for 3 mm inner diameter case.

3.2. 수치 해석 결과

3.2.1. 유동 및 반응 특성

3 mm, 10.9 mm 튜브의 전산해석 결과로써 수치적 실리렌 이미지와 OH 분포를 Fig. 7과 Fig. 8에 각각 제시하였으며, 두 결과의 비교를 위해 OH 분포를 Fig. 9에 제시하였다. Fig. 7에 나타난 3 mm 튜브의 결과는 내부 유동 및 화염 발달 가시화 및 비교를 위하여 화염 주변 영역을 확대하여 별도로 나타내었고 Fig. 9의 결과에서는 용이한 비교를 위해 3 mm의 결과를 반경방향으로 확대하여 제시하였다. 3 mm 튜브의 경우, Fig. 7 결과에 보이는 바와 같이, 28 μsec 내에 복수의 충격파 상호 작용이 발생할 확

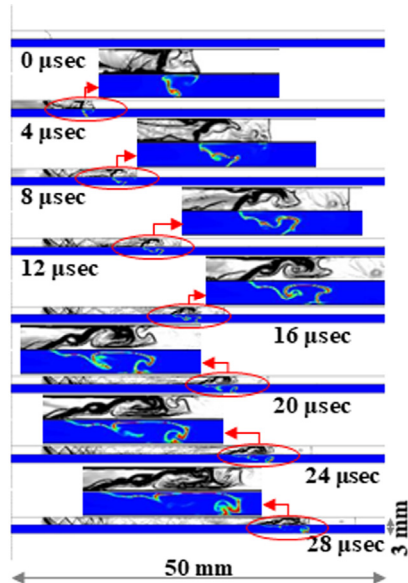


Fig. 7. Initial flow development inside 3 mm tube ; Schlieren and OH radical.



Fig. 8. Initial flow development inside 10.9 mm tube ; Schlieren and OH radical.

인할 수 있다. 동일 파열 압력비의 1차원 해석에서 얻은 OH 분포를 Fig. 10에 나타내었으며, 충격파에 의해 가열된 공기와 수소 경계면에서 확산 및 혼합에 의한 자연 발화는 약 13 μsec부터 시작되는 것을 알 수 있다. 반면, 궁형 격막이 포함된 본 해석에서는 2 μsec에 경계층에서 점화가 일어나며 Fig. 7에 나타난 바와 같이 4 μsec에 튜브 단면을 채우는 화염이 생성된다. 이는 기존 연구에서 살펴본 바와 같이 다

차원 충격파에 의한 효과로 이해할 수 있다. 직경이 3 mm 튜브의 경우, 직경이 10 mm의 연구 결과와는 달리[5-6,14,15] 경계층에서 발생한 화염은 수소와 공기의 접촉면을 통하여 전파되었으나 충격파 집중에 의한 중심 반응 영역은 관찰되지 않았다.

Fig. 9에는 50 mm마다 기준선과 함께 광센서의 위치 및 크기를 나타내었으며, 해석 결과의 검증을 위하여 광센서 위치에서 온도 및 OH의 분포를 살펴보았다. 화염이 생성된 접촉면은 약 40 μsec에 L1 센서를 통과하게 되며, Fig. 9로부터 튜브 전 단면을 이루는 화염이 생성되었음을 확인할 수 있다. 화염면은 50~60 μsec에서 L2의 위치를 통과하며 화염면의 크기나 형태는 L1의 위치에서와 크게 다르지 않다. 이로부터 L1에서 관찰된 작은 신호의 변화가 화염에 의한 것임을 짐작할 수 있다. 이러한 평판 형태로 성장한 화염은 L3~L4의 위치를 통과하는 동안에도 유지되며, Fig. 6에서 광 센서의 신호 역시 이 구간에서 동일한 수준을 유지하고 있음을 확인할 수 있다. 그러나 90 μsec 이후 벽면에서부터 화염의 성장이 관찰되며 출구에서는 상당한 크기와 두께를 가지게 된다. 이는 L6의 신호 크기가 L2~L4의 신호에 비해 증가한 것과 일치하는 결과로 수치 해석이 튜브 내 화염의 생성 및 성장을 잘 묘사하고 있는 것으로 판단된다.

Fig. 8는 튜브 내경이 10.9 mm 인 조건에서 수행한 수치 해석 결과를 나타내었다. 직경이 증가함에 따라 3 mm 튜브와 달리 유동 생성 초기 다차원 충격파에 의한 교란이 거의 발생하지 않았음을 확인할

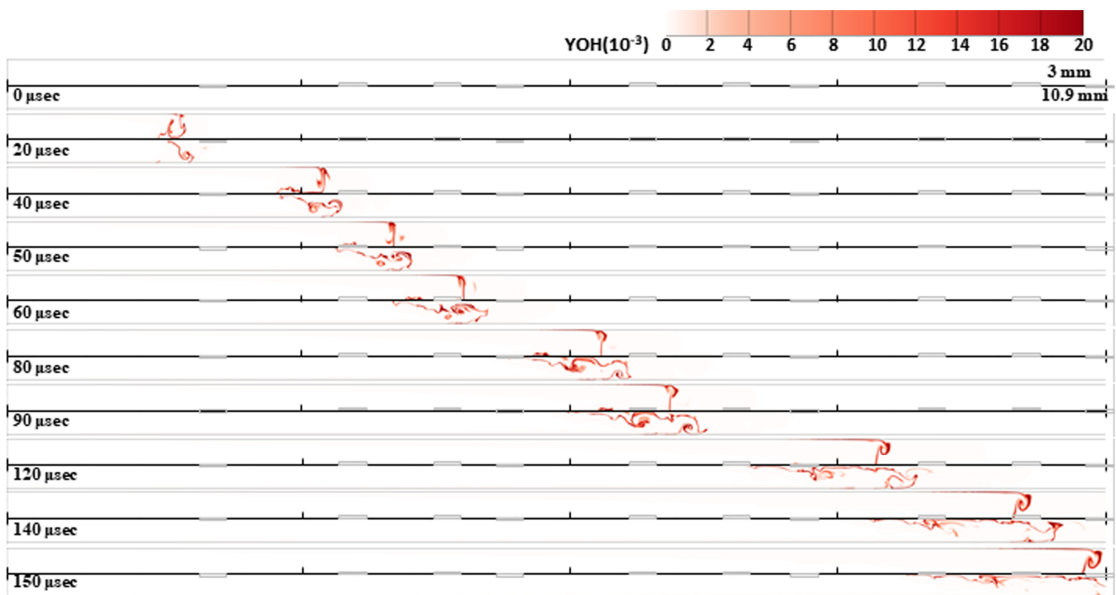


Fig. 9. Flame development inside tubes : 3 mm (stretched in radial direction, upper), 10.9 mm (lower).

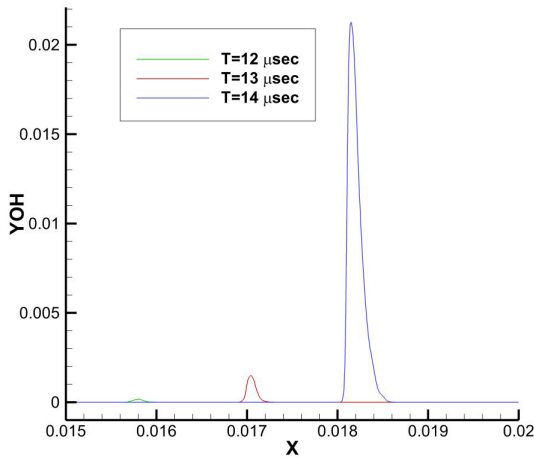


Fig. 10. 1D simulation at the same burst pressure ; OH radical distribution vs Time.

수 있다. 또한 경계층에서의 화염 뿐 아니라 중심부에 화염이 생성되어 두 영역이 병합을 통해 튜브 단면을 이루는 화염으로 성장하였다. 이는 기존의 수치 해석 및 이론에서 주장하는 바와 일치하는 결과이다. 벽면에서 OH 분포를 살펴보면 4 μsec에서 반응이 시작되어 직경 대비 초기 반응 시작 시간에는 차이는 크지 않았다. 그러나 Fig. 9와 같이 4 μsec 이후 경계층 화염이 성장하여 중심 영역에서 발생한 화염과 만나는데 상당한 시간이 소요됨을 확인할 수 있다. 특히 이 과정에서 두 영역에서 생성된 화염면의 전달 속도 차이로 인하여 화염이 길어지고 작은 화염 조각들로 분할된다. 이러한 와류 형상의 작은 화염은 튜브 내부에서 유지되지 못하고 출구에서는 짧고 긴 화염만이 토출된다. 그 결과, Fig. 5에서 보이는 것과 같이 튜브 끝단에서의 매우 약한 화염이 관찰되며 유지를 위한 에너지가 공급되지 못하여 소멸하는 것으로 판단된다.

3.2.2. 혼합 및 화염 영역

앞 절에서 관찰한 화염의 발달 특성을 살펴보기 위하여 Fig. 11에 유동 생성 초기 OH 몰 분율을 Takeno 등[16]에 의해 제안된 화염 인덱스와 함께 나타내었다. 화염 인덱스는 연료와 산화제의 공간 분포를 통하여 화염의 특성을 설명하고자 하는 개념으로 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$Flame\ Index = G_{FI} = \nabla Y_F \cdot \nabla Y_O$$

즉, 화염 인덱스가 음수인 경우 화염면을 기준으로 양측에 공기와 수소가 분포함을 의미하므로 불연속면에서 확산에 의한 혼합이 이루어지는 것으로 이해할 수 있으며, 양수인 경우 공기와 수소의 구배가

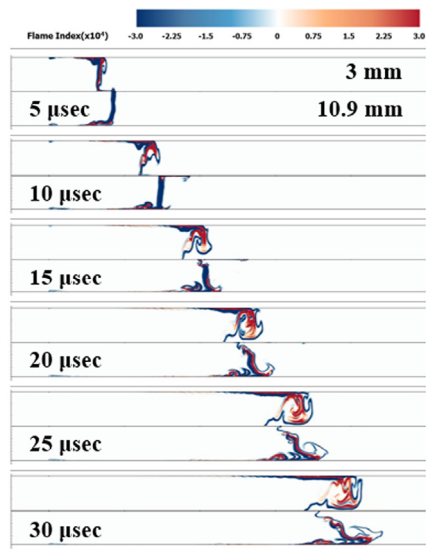
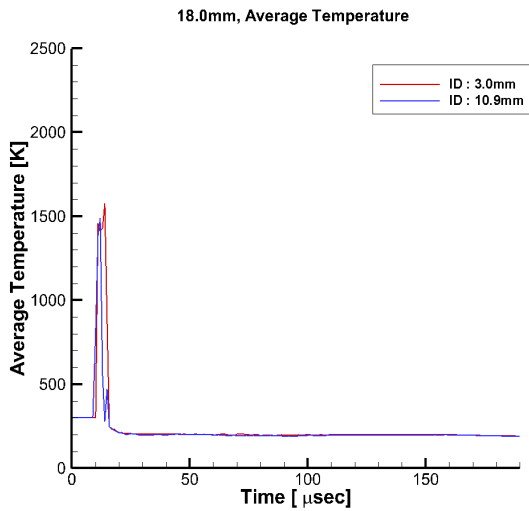


Fig. 11. Flame Index at early stage.

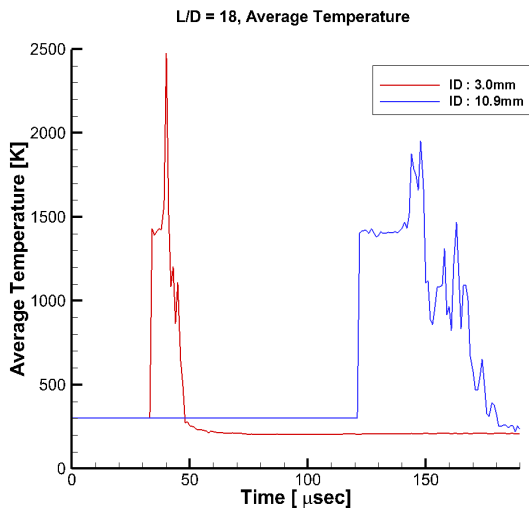
같은 방향으로 다차원 충격파 및 와도에 의하여 혼합이 이미 이루어진 영역이라 판단할 수 있다.

본 연구에서 다루고 있는 수소의 자발 점화 메커니즘은 격막이 파열된 이후, 다차원 충격파에 의한 상호작용으로, 충격파에 의해 가열된 공기와 수소의 혼합을 촉진된다. 그 결과 3 mm 튜브의 초기 반응 영역은 혼합기를 많이 포함하고 있다. 이후 유동이 후류로 진행함에 따라 혼합기가 소진되고 에디 형태의 화염이 평판 형태로 병합된 화염으로 전파하게 된다. Fig. 9로부터 3 mm 튜브의 경우 약 50 μsec 이후 와류에 의한 혼합 효과는 대부분 사라지게 되고 화염은 그 형상을 유지한 채 진행함을 알 수 있다. 80 μsec 이후 경계층 화염이 확장되며 복수의 화염면을 갖는 형태로 튜브를 빠져나간다. 즉 튜브를 가득 채운 복수의 화염면과 경계층을 통해 공급되는 가열 공기에 의해 출구에서 화염이 유지되는 것으로 예상된다.

반면, 튜브의 직경이 증가함에 따라 격막 파열에 의해 발생한 초기 상호작용이 많지 약해지므로 주로 접촉면 주위에서 화염이 발달하기 시작한다. 그러나 벽면 경계층 근방에서는 가열된 공기와 수소가 혼합되며 중심부와 다른 특성의 화염이 생성되고 이들이 만나 튜브를 채우는 하나의 화염으로 발달하게 된다. 이후 화염이 후류로 전파됨에 따라 경계층 주위의 혼합기에서 발달한 화염 속도와 접촉면에서의 확산에 의한 화염 발달 속도 차이로 인하여 화염면이 길어지는 것으로 판단된다. 결과적으로 10.9 mm 튜브 내 화염은 끝단에 이르기 전 3 mm 튜브에서와 같은 평판형의 화염으로 발달하지 못하며 중심부와 경계층에서의 화염 두께 역시 비교적 얇게 생성된



(a) Average Temperature at 18.0 mm



(b) Average Temperature at L/D=18

Fig. 12. Temperature history at monitoring points.

다. 이로부터 충분한 부피를 갖는 화염이 생성되지 못함에 따라 출구에서의 급격한 팽창을 견딜 수 있는 충분한 에너지가 공급되지 못하고, 유동의 팽창과 함께 화염이 소멸하는 failed-ignition 현상이 관찰된 것으로 예상된다. 즉 격막의 파열에 의해 생성된 다차원 충격파가 공기를 가열하고, 수소와의 혼합에 의해 튜브 내에서 자연 발화가 일어나더라도 반드시 내부 화염의 발달 및 성장 특성에 따라 self-ignition 으로 이어지지 않을 가능성이 있음을 보이는 것을 확인할 수 있다.

이는 Fig. 12에 나타낸 특정 위치(격막으로부터 18 mm 떨어진 지점과 직경 기준 18D 떨어진 지점)에서 시간에 따른 단면의 평균 온도 분포에서도 확인할

수 있다. 즉 초기에 화염이 통과하는 18 mm 지점(Fig. 12의 10~20 μsec 사이 구간)의 경우 직경에 무관하게 단면을 채우는 화염이 생성됨에 따라 직경이 큰 튜브에서도 두께가 얇지만 직경이 작은 튜브와 유사한 평균 온도 분포를 갖는다. 그러나 직경 기준 비율이 동일한 위치의 평균 온도를 살펴보면 직경이 증가함에 따라 평균 온도가 감소하고 화염 통과 시간이 증가한다.

이로부터 기존 연구에서 밝혀진 바와 같이 self-ignition 이 발생하기 위해 경계층 화염과 중심부 화염이 병합될 수 있는 충분한 길이의 튜브가 필요하다는 결과에 더하여, 격막 파열 초기의 불안정성이 제거되고 평면형 화염이 생성된 후 경계층에서 발달한 화염이 내부로 침투하며 충분한 에너지를 갖는 화염이 형성되기 위한 유류가 확보가 튜브 내에서 고압 수소의 급격한 누출에 의해 생성된 화염이 self-ignition 으로 발전할 수 있는 조건이 될 것으로 판단된다.

4. 결론

본 연구에서는 동일 파열압을 갖는 실험에서 관찰된, 튜브 직경에 따른 자연 발화 특성 차이의 원인을 살펴보기 위하여 수치 해석을 수행하였다. 원통형 튜브 내에서 발생하는 반응 유동 현상을 효율적으로 모사하기 위하여, 2차원 축대칭 해석을 수행하였기 때문에 알려진 바와 같이 3차원 현상과 난류 특성 등에 차이가 있으나, 실험 결과와의 비교를 통하여 서로 다른 내경을 갖는 튜브 내 유동 발달 및 수소-공기간 반응 특성을 비교하는 것은 가능한 것으로 판단되었다.

해석 결과 파열 이후 내부 유동의 발달 및 화염의 생성 과정에서 차이를 확인하였다. 내경이 3 mm 인 튜브의 경우 짧은 시간 내 복수의 다차원 충격파 상호 작용이 발생하지만, 중심부에서의 반응 영역 및 제트의 생성은 관찰되지 않았다. 대신 경계층에서 생성된 화염이 점차 내부로 확산되는 형태를 보이며 일정 시간 그 형태를 유지하고 경계층에서 또 다시 화염이 발달하여 반응 영역의 크기가 확장되었다. 반면 내경이 10.9 mm 튜브의 경우, 유동의 생성 및 반응 특성이 기존 연구 결과와 동일하게 나타났다. 즉 격막 파열에 의해 발생한 충격파 및 반사파에 의하여 두 영역에서 반응이 시작되며 이들이 성장하여 병합됨으로써 튜브 단면을 이루는 화염이 생성되었다. 그러나 초기에 발생한 교란이 장기간 유지되고, 두 영역에서 생성된 화염의 전달 속도 차이에 의해 3 mm 튜브에서와 같은 평면형 화염이 아닌 얇고 긴 형태의 화염이 생성되었다. 그 결과 튜브 끝단에서 급격한 팽창 후 화염 유지를 위한 에너지를 갖지 못하여 failed-ignition 이 관찰된 것으로 판단된다.

이상의 연구 결과는 기존 실험에서 나타난 직경 대 자발점화 한계 압력의 차이를 설명할 수 있는 것으로 생각되며, self-ignition이 일어나기 위해 튜브 내 다차원 충격파에 의한 가열 및 혼합과 함께 튜브 단면을 채우는 화염의 형상, 초기 교란의 제거를 위한 일정 길이비 이상의 튜브가 필요하다는 것을 보여준다. 따라서 직경이 큰 튜브의 길이를 보다 연장시킬 경우 튜브 외부에서도 화염이 유지되는 조건을 찾을 수 있을 것으로 예상된다. 단, 본 연구는 관찰된 현상의 원인을 밝히는데 초점을 맞추었으며, 보다 일반적인 경향 파악을 위해서는 큰 길이비를 갖는 튜브에 대한 추가적인 연구가 필요할 것으로 판단된다.

References

- [1] Y. Suwa, H. Miyahara, K. Kubo, K. Yonezawa, Y. Ono and K. Mikoda, Design of Safe Hydrogen Refueling Stations against Gas-Leakage, Explosion and Accidental Automobile Collision, Proceedings of the 16th World Hydrogen Energy Conference, 2006, 139.
- [2] G.R. Astbury, Review of Unidentified Ignition Sources of Unplanned Flammable Releases - Comparison of Offshore and Onshore data, Health & Safety Lab., 2006, Report HSL/2006/09.
- [3] H. Wolanski and S. Wojcicki, Investigation into the Mechanism of the Diffusion Ignition of a Combustible Gas Flowing into an Oxidizing Atmosphere, Proceedings of the Combustion Institute, 14, 1973, 1217.
- [4] F.L. Dryer, M. Chaos, Z. Zhao, J.N. Stein, J.Y. Alpert, C.J. Homer, Spontaneous Ignition of Pressurized Releases of Hydrogen and Natural Gas into Air, Combust. Sci. Tech., 179(4) (2007) 663-694.
- [5] B.J. Lee, J.S. Jeung, Numerical Study of Spontaneous Ignition of Pressurized Hydrogen Released by the Failure of a Rupture Disk into a Tube, Int. J. Hydrogen Energy, 34(20) (2009) 8763-8769.
- [6] J.X. Wen, B.P. Xu, V.H. Y. Tam, Numerical Study on Spontaneous Ignition of Pressurized Hydrogen Release through a Length of Tube, Combust. Flame, 156(11) (2009) 2173-2189.
- [7] H.J. Lee, Y.R. Kim, S.H. Kim and I.S. Jeung, Experimental Investigation on the Self-Ignition of Pressurized Hydrogen Released by the Failure of a Rupture Disk through Tubes, Proceedings of the Combustion Institute, 33, 2011, 2351-2358.
- [8] T. Mogi, D. Kim, H. Shiina, S. Horiguchi, Self-Ignition and Explosion during Discharge of High Pressure Hydrogen, J. Loss Prevent. Proc., 21(2) (2008) 199-204.
- [9] Y. Wada, M.S. Liou, An Accurate and Robust Flux Splitting Scheme for Shock and Contact Discontinuities, SIAM J. Sci. Comput., 18(3) (1997) 633-657.
- [10] M.P. Burke, M. Chaos, Y. Ju, F.L. Dryer, S.J. Klippenstein, Comprehensive H₂/O₂ Kinetic Model for High-Pressure Combustion, Int. J. Chem. Kinet., 44(7) (2012) 444-474.
- [11] D.G. Goodwin, An Open-Source, Extensible Software Suite for CVD Process Simulation, Proceedings of CVD XVI and EuroCVD Fourteen, 2003, 155-162.
- [12] C.R. Wilke, A Viscosity Equation for Gas Mixtures, J. Chem. Phys. 18(4) (1950) 517-522.
- [13] S. Mathur, K. Tondon, S.C. Saxena, Thermal Conductivity of Binary, Ternary and Quaternary Mixtures of Rare Gases, Mol. Phys. 12(6) (1967) 569-579.
- [14] H.J. Lee, S.D. Kim, S.H. Kim, I.S. Jeung, Numerical Investigation on the Self-Ignition of High-Pressure Hydrogen in a Tube Influenced by Burst Diaphragm Shape, J. Korean Soc. Combust., 18(3) (2015) 31-37.
- [15] H.J. Lee, J.H. Park, S.D. Kim, S. Kim and I.S. Jeung, Numerical Study on the Spontaneous-Ignition Features of High-Pressure Hydrogen Released through a Tube with Burst Condition, Proceedings of the Combustion Institute, 34, 2015, 2173-2180.
- [16] H. Yamashita, M. Shimada and T. Takeno, A Numerical Study on Flame Stability at the Transition Point of Jet Diffusion Flames, Proceedings of the Combustion Institute, 26, 1996, 27-34.