

〈論 文〉

## 충격파관 장치설계를 위한 유동현상의 해석(1)

— 계산치와 실험치의 비교 —

정진도\* · 水谷幸夫\*\*

(1993년 7월 14일 접수)

### An Analysis of Flow Phenomena in Shock Tube System Design (I)

— Comparison of Experimental and Computational Results —

Jin Do Chung and Mizutani Yukio

**Key Words :** Shock Tube(충격파관), Double Diaphragm(이중격막), Incident Shock Wave(입사 충격파), Reflected Shock Wave(반사충격파), x-t Diagram(x-t 선도), Contact Surface(접촉면), Gas State in Each Region(각 영역의 기체상태), Boundary Layer(경계층), Ignition(착화)

#### Abstract

The shock tube is a useful device for investigating shock phenomena, spray combustion, unsteady gas dynamics, etc. Therefore, it is necessary to analyze exactly the flow phenomena in shock tube. In this study, the mechanics of its reflected shock zone has been investigated by using of the one-dimensional gas dynamic theory in order to estimate the transition from initial reflection of shock wave region. Calculation for four kinds of reflected shock tube temperature (i. e. (a) 1388 K (b) 1276 K (c) 1168 K (d) 1073 K) corresponding to the experimental conditions have been carried out summarized as follows. (1) The qualitative tendency is almost the same as in that conditions in region of reflected wave region. (2) High temperature period (reflected shock wave temperature)  $T_s$ , exists 0~2.65 ms. (3) Transition period from temperature of reflection shock wave is far longer than the calculated one. This principally attributed to the fact that the contact surface is accelerated, also, due to the release of energy by viscosity effect. This apparatus can advance the ignition process of a spray in a ideal condition that involved neither atomization nor turbulent mixing process, where, using a shock tube, a column of droplets freely from atomizer was ignited behind a reflected shock.

#### 기 호 설 명

$a$  : 음속

$C_v$  : 정적비열

$D$  : 수력학적 반경

$e$  : 단위질량당 내부에너지

$h$  : 엔탈피

$\Delta h$  : 엔탈피 변화량

$M$  : 분자량

$M_a$  : 마하수 (Mach No.)

$M_s^*$  : 충격파 강도계수

$P$  : Reiman 불변량

$p$  : 압력

\*정회원, 한전기술연구원

\*\*大阪大學 工學部

- $P_{st}$  : 대기압
- $P_1$  : 저압부압력
- $Q$  : Riemann invariant (Riemann 불변량)
- $R$  : 일반 기체상수
- $s$  : 엔트로피
- $\Delta s$  : 엔트로피 변화량
- $\Delta T$  : 온도 변화량
- $T_5$  : 고압부온도
- $T$  : 온도
- $T_1$  : 저압부온도
- $u$  : 기체의 속도
- $U$  : 입사충격파의 속도
- $X$  : 격리막에서의 거리
- $Y$  : 비열비
- $\gamma$  : ② ⑤ ⑦ ⑨ ⑩의 숫자와 첨자는 반사충격파 각 영역의 상태량
- $\rho$  : 밀도

### 1. 서 론

충격파관은 제단형태의 고온발생장치로서 고온의 흐름을 형성하는 방법이 간단하고 난류유동이 없는 일정한 예혼합기류를 만드는 것이 가능하다. 또한 정확한 충격파의 속도라고 하는 변수들을 측정할 수 있다면, 초기조건에 의해서 유동의 변수들을 계산하는 것이 가능하여 진다. 물론 이 장치에도 충분히 긴 관찰시간을 확보하는 것이 곤란하다는 결점이 존재한다. 충격파관을 사용해서 가스연료와 산화제의 예혼합기체의 착화, 연소현상을 연구하는 것은 오랫동안 사용되어 왔지만<sup>(1,2)</sup> 그중에서 분무연소에 응용한 연구는 매우 적다.<sup>(3)</sup> Kauffman 등은 입사충격파에 의해서 산화성 기체속에서 개별 유적의 착화 등을 실험적으로 연구했으며<sup>(4~6)</sup> 水谷幸夫 등은 초음파 분무기에서 자유낙하상태에 있는 예혼합 분무주를 만들어 분사시켜서 이것을 반사충격파로 점화하는 충격파관에 의한 착화현상장치를 제안해서 일련의 연구를 해왔다.<sup>(7~10)</sup> 본 연구는 가장 간단하면서도 중요한 그리고 물리화학의 연구에 잘 사용되어지고 있는 충격파관을 사용해서 관의 직경이 일정한 통상의 충격파관으로서 보다 강력한 충격파를 얻기 위하여 중압부라고 하는 짧은 중압실을 만든 2단 격막구조의 충격파관을 사용했다.<sup>(11,12)</sup>

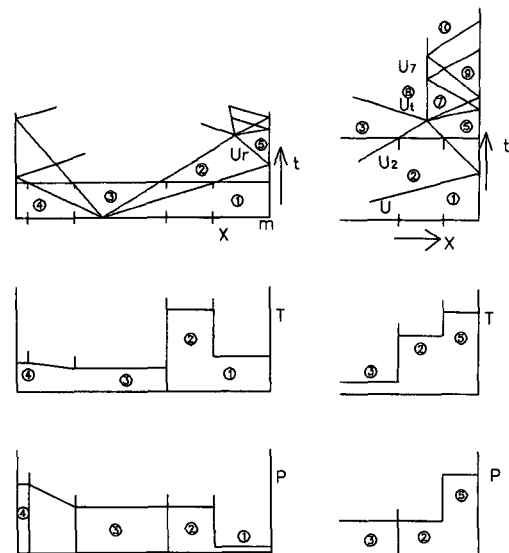
충격파관에 있어서 기체역학에 관한 이론은 깊이 진행되고 있지만, 본 실험에서는 초음파 분무기에서 자유낙하하는 예혼합분무주 (premixed spray column)의 착화현상<sup>(9,10)</sup>이 어떠한 초기조건에서 어떠한 분위기 상태의 것으로 행하여지고 있는가를 알 필요가 있어서 간단한 계산법으로 계산했다. 그리고 충격파의 이론에 대해 간단한 논술과 함께 그것에 의해 계산한 결과를 측정결과와 비교하면서 유동현상이 어떠한 조건에서 어떤 영향을 받는지 조사하고자 한다.

### 2. 충격파관내의 유동현상의 해석

격막이 순간적으로 파괴되면 충격파는 저압실쪽으로, 팽창파는 부채꼴모양으로 넓어지면서 고압실 쪽으로 진행하게 된다. 격막에 의해 열려진 2종의 기체접촉면도 고압실쪽으로 이동한다. 압력파는 양단의 벽에 충돌하며 각각 반사되어 상호교대해서 복잡해진다. Fig. 1은 이러한 충격파 발생을 나타낸 그림이며, 입사충격파 및 반사충격파의 온도 및 압력의 변화를 나타내고 있다.

충격파관내에서는 다음의 가정을 세워서 계산했다.

(1) 충격파관은 단면이 일정하고, 내면은 매우 매끄러운 원관으로, 마찰은 무시할 수 있고, 점성



(a) Incident shock wave (b) Reflected shock wave  
**Fig. 1** Diagram of pressure, temperature in shock wave

계수  $\mu=1$ 으로 한다.

(2) 충격파의 관벽에서의 전열은 무시한다. 이때  $ds=0$ 으로 한다.

(3) 관내의 유동은 충격파관내의 압력 및 온도조절과 연료분사시 제어 등에서 편리한 중압부속의 이중격막의 2번째 격막이 파괴될 때의 기점을 충격파의 초기점으로 하여, 순간적으로 격막이 파괴되어지는 일차원 유동으로 가정하여 계산한다. 일차원, 비점성, 압축성 비정상유동에 있어서 다음의 보존식이 성립한다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} &= 0 \\ \rho \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right] &= - \frac{\partial p}{\partial x} \\ de &= -pd \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

이상기체 상태방정식은  $p=\rho RT/M$ 이며, 미분방정식 (1)을 변환시키면

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} + (u+a) \frac{\partial P}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + (u-a) \frac{\partial Q}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

의 관계가 유도된다. 여기서,  $P, Q$ 는 Riemann 불변량(Riemann invariant)<sup>(13)</sup>으로서

$$P = \frac{2a}{\gamma-1} + u \quad Q = \frac{2a}{\gamma-1} - u$$

와 같이 얻어진다. 여기에서  $(x-t)$ 선도에서 보면 전진파는  $dx/dt=(u+a)$ 의 속도로  $+x$ 의 방향으로 전파할 때에는  $\dot{P}=0$ 이며, 역으로  $dx/dt=(u-a)$ 의 속도로  $-x$ 의 방향으로 전파될 때에는  $\dot{Q}=0$ 이다. 여기서, 상첨자점은 시간에 대한 미분을 나타낸다. 이 곡선을  $P$  특성곡선,  $Q$  특성곡선이라고 부르며, 속도의 중첩방법에 의해서 랭킨-휴고니이트(Rankine-Hugoniot)방정식이 도입되기 때문에, 충격파관 내에서의 각 영역마다 속도 및 압력, 온도의 각 기체상태를 계산할 수 있다.

고온까지 가열된 저압부의 기체는 비열  $C_0$ 가 일정한 폴리트로프(polytropic)기체의 가정은 성립하지 않는다. 그대신 비폴리트로프(non-polytropic)실체기체에 있어서 충격파의 관계식을 얻어서, 영역 ②와 영역 ⑤의 기체상태를 계산한다.<sup>(13)</sup>

속도의 중첩방법에 의해서 이동하는 충격파를 충격파가 정지한 좌표로 좌표를 전환해서 연립방정식

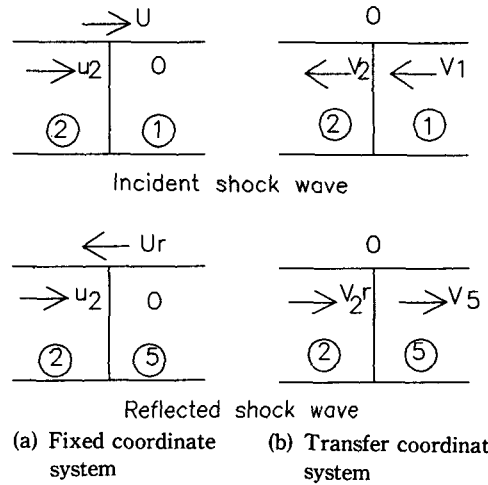


Fig. 2 Coordinate conversion in shock wave

(1)을 해석한다. 고정좌표계와 이동좌표계의 관계를 Fig. 2에 나타내고 있다. 충격파 정지의 좌표계를 사용한 경우에 충격파 전후에 대해서는 다음과 같은 보존법칙이 성립한다.

$$\begin{aligned} \rho_1 V_1 &= \rho_2 V_2 \\ p_1 + \rho_1 V_1^2 &= p_2 + \rho_2 V_2^2 \\ h_1 + 1/2 V_1^2 &= h_2 + 1/2 V_2^2 \end{aligned} \quad (3)$$

로 쓸 수 있다. 여기서 하첨자, 1, 2는 영역 ①과 ②의 기체의 상태량을 나타낸다.

반사충격파에서 같은 방법에 의해서

$$\begin{aligned} \rho_{2r} V_{2r} &= \rho_5 V_5 \\ p_{2r} + \rho_{2r} V_{2r}^2 &= p_5 + \rho_5 V_5^2 \\ h_{2r} + 1/2 V_{2r}^2 &= h_5 + 1/2 V_5^2 \end{aligned} \quad (4)$$

가 얻어진다. 여기에서,

$$V_1 = -U, \quad V_2 = U - u_2, \quad V_{2r} = U_r + u_2, \quad V_5 = U_r$$

의 관계가 성립한다.  $h$ 는 단위질량당의 엔탈피로서  $h=e+p/\rho$ 이지만 온도의 함수로서 관계되어진다.  $\rho, p, T, h_1$ 은 이미 알고 있는 값으로서 충격파 관벽에 부착된 두개의 압전식 압력변환기의 사이를 입사충격파가 통과하는 시간에서  $U$ 를 알 수 있으며 그것에 의해서  $V_1=-U$ 가 구해진다. 우선  $T_2$ 를 가정해서  $h(T)$ 를 구한다.

다음에  $\rho_2/\rho_1=\phi$ 로 놓으면 상태방정식을 사용해서 연립방정식 (3)이

$$V_1 = \phi V_2$$



반사충격파 EF는 E점에서 속도  $(u_3 + a_3)$ 로서 저압측 쪽으로 진행한다. 이 반사충격파의 파상은 속도  $u_2$ 로서 이동하는 접촉면과 같은 방향으로 진행하게 된다. 본 실험조건에서는 이 파는 접촉면과 교차하지 않고 또 이 실험조건에서의 최후기간에 영향을 미치지 때문에 이후의 계산에서는 필요로 하지 않는 것으로 한다.

접촉면과 반사충격파와는 만나지만 접촉면의 속도 또는 기체의 속도  $u_7$ 으로서 반사하는 파는 세가지 경우의 가능성이 생기지만, 본 연구에서는  $u_7 < 0$ 의 경우가 대부분이다. 기존 계산에 의하면<sup>(9,10)</sup> 영역 ⑦의 속도  $u_7$ 은  $-50 \sim -60$  m/sec의 사이에서 형성되므로 압력 및 온도는 영역 ⑤의 경우보다 조금 낮게 나타나게 된다.

투과충격파  $U_t$ 로서 형성되는 영역 ③과 ⑧에서는

$$V_8 = u_8 - U_t, \quad V_3 = u_3 - U_t$$

로 되고, 속도의 증첩방법에 의해서  $u_8 - u_3 = u_7 - u_2$

$$u_7 - u_2 = -a_3 \frac{(a_4 - 1)(p_{83} - 1)}{(1 + a_4)(1 + a_4 p_{83})}$$

가 유도되어 진다.

또한,  $u_2$ 는 이미 알고 있는 값이기 때문에

$$u_7 = u_2 - a_3 \frac{(a_4 - 1)(p_{83} - 1)}{(1 + a_4)(1 + a_4 p_{83})} \quad (9)$$

이 유도되어 진다. 여기에서,  $\alpha = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ 로서  $p_2/p_1$  등은  $p_{21}$ 의 형식으로 표시한다.  $p_{83}$ 을 적당히 가정해서 방정식(9)을 풀면,  $u_7$ 이 구하여 진다. 여기에서,  $p_{83} = p_{75} \cdot p_{52}$ 이고  $p_{52}$ 는 이미 구하여 졌기 때문에  $p_{75}$ 가 계산되어 진다. 팽창부의 경우에는

$$p_{75} = (a_{75}) \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \\ \frac{2}{\gamma_1 - 1} a_5 - u_5 = \frac{2}{\gamma_1 - 1} a_7 - u_7 \quad (10)$$

의 식이 존재한다.<sup>(13)</sup> 연립방정식 (10)을 풀면

$$p_{75} = \left(1 + \frac{\gamma_1 - 1}{2} \frac{u_7}{a_5}\right) \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \quad (11)$$

가 유도된다. 식(11)에서  $u_7$ 을 대입해서 얻어지는  $p_{75}$ 는 앞에서, 구하여진  $p_{75}$ 와 비교해서, 양자가 일치하면,  $u_7, p_{83}, p_{72}$ 는 모두 구하여진다.

결국, Fig. 4에 나타난 것처럼, G점에서 반사하

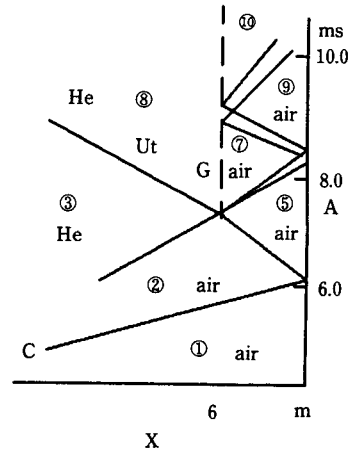


Fig. 4 Reflection shock wave

는 팽창파두는  $u_5 - a_5$ 의 속도로서 전파해서  $p_7 < p_5, T_7 > T_5$ 이므로 이 경우에는  $u_7 > 0$ 이다.

팽창파와 GAB부분은 저압실박판에 충돌하면, 또 반사해서 팽창파로 되어서 영역 ⑨를 형성하게 된다. 영역 ⑦과 ⑨에서는

$$\frac{2a_7}{\gamma_1 - 1} + u_7 = \frac{2a_7}{\gamma_1 - 1} \\ p_{97} = (a_{97}) \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \quad (12)$$

의 관계식이 존재하기 때문에 이 연립방정식을 풀면 영역 ⑨의 기체유동상태를 구할 수 있다.

계속해서 넓혀지는 팽창파는 또 접촉면과 만나서 영역 ⑩이 된다. 접촉면의 속도도 또 하강해서 복잡한 관계로되며 약간 정밀도는 떨어지지만, 똑같은 방법을 사용해서 계산하면 영역 ⑩의 상태량을 계산할 수 있다.

### 3. 실험장치 및 방법

본 실험에 사용한 충격파관 장치가 Fig. 5이다. 충격파관은 충격파관내의 압력 및 온도조절, 연료 분사 제어 등에서 매우 편리한 고압부길이 3.5 m 저압부 길이 6.7 m, 중압부 0.3 m, 내경 66 mm의 스텐레스제 2중 격막구조로 형성되어 있다. 내면은 충격파의 감쇄와 불순물의 잔류를 방지하기 위해 초정밀 버퍼(buffer)가공되어 있다. 54 mm의 간격으로 설치된 2개의 알루미늄 격막(diaphragm)의 중간을 고압실과 저압실의 중간압력으로 유지해서

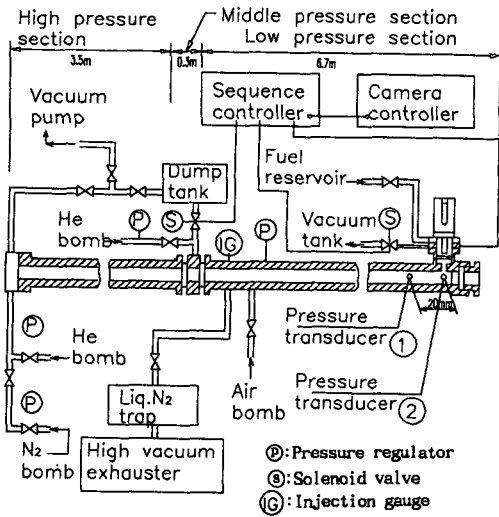


Fig. 5 Schematic diagram of experimental apparatus

압력을 형성시킨 후, 중압부의 중압실 압력을 순간적으로 시퀀스제어장치의 신호에 의해 전자밸브를 작동시켜서 중압실속의 기체를 진공의 탱크속으로 이 중압부의 압력을 뽑아서 저압실, 고압실 양쪽의 격막이 파괴되어서 충격파를 발생시킨다.

입사충격파의 속도는 압전식 (piezoelectric) 압력 변환기 ①과 ② (Kistler 201B2) 사이의 거리 (20 mm) 를 통과하는 시간을 메모리 카운터 (Yokogawa T9100) 로 측정 한 후 거리를 나누면 충격파 속도를 알 수 있다. 또 박판 (end plate) 주위의 압력파형은 압력변환기 ②에 의해 측정된 압력값으로 반사충격파 배후의 온도,  $T_5$ 와 압력  $P_5$ 은 이 실측치로서 계산치와 비교한다.

실험을 행할 때 충격파관 내면을 완전 청소한 후에, 저압실을  $1.3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$  ( $1 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ) 까지 배기 해서, 저압실내의 불순물을 제거한 후, 고순도 공기 (불순물 16 ppm 이하) 를 설정압력까지 충전한다. 진공펌프는 로타리펌프와 확산펌프 2대를 설치해서

확산펌프의 기름증기가 역확산하지 않도록 액체질 소식 증기트랩을 설치했다.

#### 4. 계산결과와 실험결과와의 비교

Table 1은 본 실험에서 행한 (a)~(d)의 네가지 실험조건이다. 여기에서,  $P_4$ 는 고압실에 있어서 헬륨의 질소분압이다.  $U$ 는 입사충격파의 속도로서 충격파가 압력변환기 ①과 ②사이의 두점을 통과하는 시간차를 디지털카운터로 측정하므로써 구할 수 있다. 고·저압실 충전기체의 압력  $P_4$  및  $P_1$ , 고압실에 있어서 헬륨의 질소혼합비율을 적당히 변경시키면, 충격파 강도를 변화시킬 수 있으므로 측정부 영역 ⑤의 서로 다른 온도조건을 만들 수 있다.

Table 2는 (a)~(d)의 실험조건에 대한 계산결과이다. 이 결과에 의해 반사충격파 발생후의 고온 정지영역 기간은 충격파의 강도에 따라서 짧게 되지만, 0~2.65 ms로 밝혀졌다. 이 기간에 연료를 분사시키면, 전혀 유체역학적인 유동이 없는 정지분위기의 고온영역이 형성되므로, 착화현상에 영향을 주는 인자중 유체유동의 효과를 파악키 위해서는 이 기간에 연료를 분사해야 한다는 것을 알 수 있다. 고온 영역 ⑤의 후, 기체는 반사충격파로 변해서 압력, 온도가 하강해서  $-41.8 \sim -12.3 \text{ m/sec}$ 의 속도로 진행한다.

그 후, 팽창파는 측정부를 통해서 저압실 박판에서 반사되어 영역 ⑨를 형성한다. 부채꼴 모양으로 넓혀지는 이 팽창파는 또, 접촉면과 교차해서 영역 ⑩을 형성한다. 영역 ⑩은 흐름이 정지한 상태와 가깝기 때문에 기체의 압력 및 온도는 미소하게 변해서 고압실 박판에서 반사하는 팽창파가 도달할 때까지 약간 하강하는 현상을 나타낸다.

본 실험장치의 충격파관 벽에 부착된 압전식 (piezoelectric) 압력변환기 ②에 의해서 박판쪽 측정부의 기체 압력파형을 나타낸 것이 Fig. 6이다.

Table 1 Experimental conditions for four cases

|   | $P_1$ roor | $P_4$ roor | $P_4$ atm | $U$ m/s | $M_s$ | Drive gas temp. | Drive gas temp. |
|---|------------|------------|-----------|---------|-------|-----------------|-----------------|
| a | 110        | 760        | 13        | 1009    | 3.08  | 288 K           | 1388 K          |
| b | 120        | 625        | 13        | 1030    | 3.04  | 285 K           | 1276 K          |
| c | 140        | 400        | 13        | 971     | 2.35  | 284 K           | 1168 K          |
| d | 160        | 200        | 13        | 936     | 2.76  | 289 K           | 1073 K          |

Table 2 States of four regions in x-t diagram

|   |     | t ms          | P MPa     | T K  | U m/s |
|---|-----|---------------|-----------|------|-------|
| ① | (a) | -6.29 ~ -0.04 | 110(Torr) | 300  | 0     |
|   | (b) | -6.53 ~ -0.04 | 120(Torr) | 286  | 0     |
|   | (c) | -6.93 ~ -0.04 | 140(Torr) | 288  | 0     |
|   | (d) | -7.18 ~ -0.04 | 160(Torr) | 287  | 0     |
| ② | (a) | -0.04 ~ 0     | 0.161     | 811  | 805   |
|   | (b) | -0.04 ~ 0     | 0.170     | 762  | 772   |
|   | (c) | -0.04 ~ 0     | 0.175     | 710  | 715   |
|   | (d) | -0.04 ~ 0     | 0.186     | 679  | 682   |
| ⑤ | (a) | 0 ~ 2.07      | 0.823     | 1388 | 0     |
|   | (b) | 0 ~ 2.19      | 0.861     | 1276 | 0     |
|   | (c) | 0 ~ 2.46      | 0.838     | 1168 | 0     |
|   | (d) | 0 ~ 2.65      | 0.865     | 1073 | 0     |
| ⑦ | (a) | 2.07 ~ 2.16   | 0.760     | 1330 | -41.8 |
|   | (b) | 2.19 ~ 2.25   | 0.820     | 1262 | -24.1 |
|   | (c) | 2.46 ~ 2.53   | 0.804     | 1154 | -20.3 |
|   | (d) | 2.65 ~ 2.71   | 0.843     | 1099 | -12.3 |
| ⑨ | (a) | 2.16 ~ 3.68   | 0.698     | 1300 | 0     |
|   | (b) | 2.25 ~ 3.84   | 0.782     | 1245 | 0     |
|   | (c) | 2.53 ~ 4.30   | 0.771     | 1141 | 0     |
|   | (d) | 2.71 ~ 4.62   | 0.820     | 1091 | 0     |
| ⑩ | (a) | 3.68 ~        | 0.699     | 1217 | -2.7  |
|   | (b) | 3.82 ~        | 0.788     | 1196 | -1.8  |
|   | (c) | 4.30 ~        | 0.776     | 1102 | -2.2  |
|   | (d) | 4.62 ~        | 0.824     | 1067 | -0.85 |

계산한 압력결과와 측정결과와의 비교가 Fig. 7이다. 그림에서 볼 수 있듯이 흐름의 변환영역 및 압력모양 등 정성적 현상을 대략 일치하고 있다고 말할 수 있으나, 일차원적인 계산에 의한 가정은 잘 일치되지 않기 때문에 양 결과의 차이가 있다고 보여진다. 충격파가 마하수  $M_s < 1.7$ 의 경우에 대한 계산결과는 측정결과와 잘 일치하지만, 강한 충격파의 경우에는 점성효과때문에 충격파의 감쇄가 나타난다. 본 연구의 경우에  $M_s > 2.7$  이상이기 때문에 Fig. 6 및 Fig. 7에 나타난 것처럼 반사충격파

직후의 압력  $P_5$ 와 함께 후방쪽이 약간 높게 나타난다. 모든 실험조건에서 경향이 일치하는 이유는 충격파는 감속되고, 접촉면이 가속되기 때문이다. 또한 충격파의 분기, 경계층의 박리가 Fig. 6에 나타난 것처럼 반사충격파와 배후에서 크게 상호작용한다는 것을 알 수 있다. 충격파의 감쇄에 관한 이론이 깊이 진행되고 있지만, Mirels의 이론<sup>(14)</sup>에 의하면 충격파의 감쇄율  $\Delta M_s/M_s$ 는  $\Delta M_s/M_s = -M_s^* (DP_1/P_{st})^n (X/D)^{n+1}$ 이다.

즉, 관의 수역학적 직경  $D$ , 측정부의 격막에서

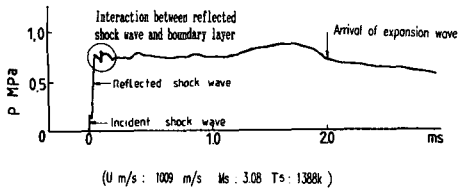


Fig. 6 Pressure signal obtained by pressure  $T_r$  ②

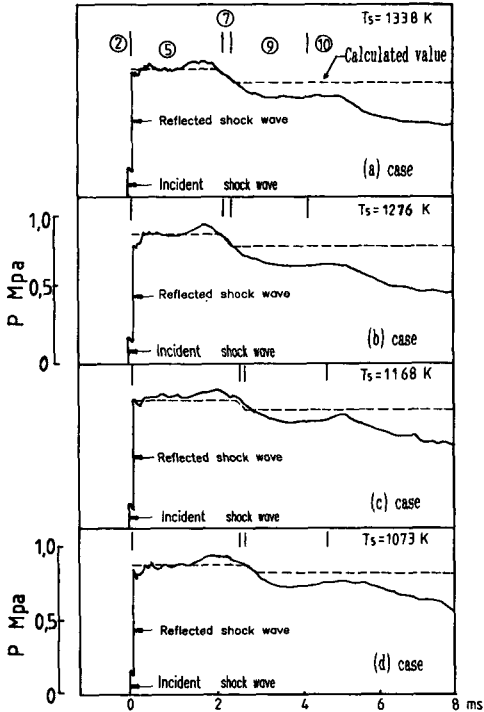


Fig. 7 Comparisons of pressure signals (Experimental & computational results)

거리  $X$ , 저압실압력  $P_1$ , 대기압  $P_{at}$ 과 밀접한 관계를 갖고 있다.  $n$ 는 접촉면에서의 기체의 레이놀즈수에 의한 값이고  $M_s^*$ 는 충격파의 강도 즉, 저압실 기체의 압력에 의해 결정되는 계수이다. 2단 구조의 격막은 순식간에 파괴되면서 횡방향 충격파를 형성해서 일어나므로, 유동은 정상적인 일차원 흐름은 아니다. 또한, 발생한 경계층에 의한 난류 때문에 접촉면에서 2종의 기체가 부채꼴모양으로 혼합해서 만난다. 따라서 주접촉면도, 파면도 거의 평면상이지만 어느 정도 폭을 가진 영역이 된 것이 Fig. 7이다. 계단형태의 천이가 급격히 변화하지 않고 완만하게 일어나는 것은 좋지 않으며, 이것 때문에 정지 고온기체상태의 영역 ⑤ 직후에 계산한

것처럼 기체유동 영역은 존재하지만, 이 영역의 기간이 계산한 값 영역 ⑦보다 실험값이 약간 길게 나타난다.

격막이 순간적으로 제거되는 것과 충격파가 점성으로 감쇄되는 현상에 의해 에너지손실이 동반되며, Fig. 7에 나타난 것처럼 영역 ⑨에 있어서 측정된 압력이 단순 일차원적 계산결과보다 작게 나타난다.

Huber 등<sup>(15,16)</sup>의 결과와 비교해 보면 압력변화의 측정치를 시간의 함수로 두고 측정분석한 방법 및 정상적인 현상은 매우 잘 일치하나, 실험값과 계산값이 전 영역에서 일치성은 조금 뒤떨어지고 있다.

본 연구의 주 관심사는 압력에 대한 시간의 변화가 반사충격파가 도달한 후 4 ms 이내에 계산값과 실험값이 얼마나 잘 일치하느냐가 중요하므로 이 이후의 차이는 충격파가 접촉면과의 가속, 점성효과에 의한 에너지손실, 일차원적인 가정에서 오는 차이등에서 기인한다고 사료된다.

그러나 Ciezki 등<sup>(17)</sup>의 결과와 비교해 보면 압력, 온도의 변화범위 등에서 고온, 고압영역까지 실험분석한 값을 보이고 있다.

## 5. 결 론

계단형태의 고온발생 장치로서, 난류유동이 없으면서 고온의 흐름을 형성하는 2중 격막구조를 채택한 충격파관을 이용해서, 어떠한 초기조건에서, 어떠한 기체분위기 상태량을 형성하는가를 실험결과와 간단한 일차원적인 유동해석의 계산결과와 비교한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 저압실 기체쪽의 설정 압력의 변화로서, 고온영역에서 저온영역까지 원하는 온도범위(1388 K ~ 1073 K)를 얻을 수 있다.

(2) 반사충격파의 온도  $T_5$ 는 고온영역에서 유체역학적인 유동이 전혀없는  $u=0$ 임을 알 수 있었으며, 고온 정지시간은 0~2.65 ms임을 확인할 수 있었다.

(3) 반사충격파 직후의 압력  $P_5$ 는 계산값보다 실험값이 높게 나타나는 것은 강충격파( $M_s > 2.7$  이상)에서 나타내며, 충격파는 점성때문에 감소하고, 접촉면이 가속되어지는 영역 ⑦은 서로 유사한 경향을 나타내면서 약간 길게 나타난다.

(4) 영역 ⑨이후는 점성의 영향으로, 충격파는 감쇄되어 에너지손실을 동반한 결과로 인해, 실험



치가 계산치보다 약간 작아진다.

본 연구는 분무의 착화현상에 미치는 주요인자를 파악하기 위해 충격파관을 이용한 일련의 연구<sup>(9~12)</sup>에서 실험값과 계산값의 일치여부는 매우 중요한 문제이다. 그 결과 반사충격파 배후의 고온영역에 유체역학적인 혼합과 유동이 전혀없는 상태인  $u=0$ 인 영역 ⑤에, 시퀀스 제어장치로서, 분무주를 순간적으로 자유낙하시켜서, 분무연료의 착화현상을 연구한 결과가 타당한 결과였음을 알 수 있었다.

### 참고문헌

- (1) Asaba, T., 1963, "A Shock Tube Study of Ignition of Methane-Oxygen Mixtures," *Ninth Symposium International on Combustion*, The Combustion Institute, New York pp. 193~200
- (2) Jaarama, F. and Derksen, W., 1967., *Shock Tube Techniques for Fuel Droplet Combustion Studies*, Rep. MP 251, National Aerospace. Lab., Neterlands.
- (3) Linuma, K. and Yamazaki, K., 1960, "Spontaneous Ignition Delay of Fuel Sprays," *Trans. JSME*, Vol. 26, pp. 1662~1667
- (4) Kauffman, C. W. and Nicholls, J. A., 1971. "Shock Wave Ignition of Liquid Fuel Drops," *AIAA, Journal*, Vol. 9, No. 5, pp. 880~885.
- (5) Kauffman, C. W. and Nicholls, J. A. and Olzmann K. A., 1971, "The Interaction of an Incident Shock Wave with Liquid Fuel Drops," *Combustion Science and Technology*, Vol. 3, pp. 165~178.
- (6) Faeth, G. H., 1964, *The Kinetics of Droplet Ignition in a Quiescent Air Environment*, Ph. D. thesis, The Pennsylvania State Univ.
- (7) Mizutani, Y. and Miyasaka, K., 1975, "Ignition of Sprays by an Incident Shock," *Combustion and Flame*, Vol., 25, pp. 177~187.
- (8) Mizutani, Y., Uga, Y. and Nishimoto, T., 1972, "An Investigation Ultrasonic Atomization," *Bull. JSME*, Vol. 15, pp. 620~627.
- (9) 水谷幸夫, 鄭鎮度, 中部主敬, 1990, "衝擊波による燃料噴霧の着火現象の研究," *日本機械學會論文集*, Vol. 56, No. 529, pp. 2802~2807.
- (10) Mizutani, Y., Nakabe, K. and Chung, Jin Do, 1990, "Effect of Turbulent Mixing on Spray Ignition," *Twenty-Third International Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, France Oreleans, pp. 1455~1460.
- (11) 정진도, 류정인, 水谷幸夫, 1989, "충격파관을 이용한 분무연료의 착화지연에 관한 연구" 한국자동차공학회논문집, 제11권, 제6호, pp. 48~56.
- (12) 정진도, 류정인, 水谷幸夫, 中部主敬, 1989, "충격파관을 이용한 분무연료의 착화현상에 관한 연구" 대한기계학회 추계학술대회초록집, pp. 548~581.
- (13) Kuratani, K. and Tsuchiya. S., 1968, *Shock Wave in Chemistry and Physics*, Shokabo, Tokyo, pp. 18~54.
- (14) Mirels, H., 1964, "Physics in Fluids," *AIAA*, Vol. 2, pp. 1201.
- (15) Shairo, A. H., 1954, *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, The Ronald Press Company, New York, Vol. II, pp. 1027~1028.
- (16) Huber, P. W., Fitton, C. E. Jr. and Delpino, F. 1949, *Experimental Investigation of Moving Pressure Disturbances & Shock Waves and Correlation with 1-D Unsteady Flow Theory* NACA Tech. Note. No. 1903
- (17) Ciezki, H. K. and Adomeit, G., 1993, "Shock-Tube Investigation of Self-Ignition of n-Heptane-Air Mixtures under Engine Relevant Conditions," *Combustion and Flame*, Vol. 93, No. 4, pp. 421~423.