

# 내장 카티지안 경계법과 파동전파 알고리즘을 사용한 충격파 집속 현상의 수치적 시뮬레이션

정 연 규,<sup>1</sup> 장 근 식<sup>\*2</sup>

## NUMERICAL SIMULATION OF SHOCK FOCUSING PHENOMENON

### BY CARTESIAN EMBEDDED BOUNDARY METHOD AND WAVE PROPAGATION ALGORITHM

Y.G. Jung<sup>1</sup> and K.S. Chang<sup>\*2</sup>

*Shock-focusing concave reflectors can have parabolic, circular or elliptic cross-sections. They produce effectively a very high pressure at the focusing point. In the past, many optical images have been obtained on shock focusing via experiments. Measurement of field variables is, however, difficult in the experiment. Using the wave propagation algorithm and the Cartesian embedded boundary method, we have successfully obtained numerical Schlieren images that appear very much like the experimental results. In addition, we obtained the detailed field variables such as pressure, velocity, density and vorticity in the unsteady domain. The present numerical results have made it possible to understand the shock focusing phenomenon in more detail than before.*

**Key Words :** 충격파집속(Shock Focusing), 파동전파알고리즘(Wave Propagation Algorithm), 내장 카티지안 경계법 (Cartesian Embedded Boundary Method), 제트 분출(Jet Ejection)

## 1. 서 론

충격파 집속장치는 포물경[1-3], 반원경[4,5], 타원경 등 오목 반사경의 초점 주위에 고압이 발생하는 현상을 이용하는 것으로서, 기체역학, 폭발공학, 연소, 의공학 분야 등에서 많이 이용되고 있다[6]. 이 현상을 자세히 알기 위해 이전부터 많은 연구자들이 노력해왔다. Choi & Baek[6]은 이차원 또는 축대칭의 포물경에 대하여 충격파집속 현상을 수치적으로 연구하였고, 그 결과는 Sturtevant & Kulkarny[2]의 실험연구와 부합된다고 보고하였다. Izumi 등[3]은 포물경에서 충격파 강도에 따라 변화하는 고압발생 현상을 수치계산 및 실험 모두를 사용하여 폭넓게 연구하였다. Babinsky 등[4]은 반원경의 앞전 모서리 모양이 유동에 주는 영향을 연구하여, 최대의 압

력증폭을 주는 모서리 단면 형상에 대해 논의한 바 있다. Sun & Takayama[7]는 직관에 연결되어 들어온 충격파가, 둥근 원형 내부 반사경에서 반사되어 일어나는 파동 집속현상을 연구하였고, 그 결과로서 얻은 실험적 홀로그래프 사진과 비정렬 격자계를 사용하여 얻은 수치 해석 결과를 서로 비교하였다. Kim 등[8]은 2차원 포물면경과 삼각면경에서 평면 충격파가 입사하여 만들어내는 파동집속을, 입사충격파 마하수 1.1~1.5의 범위에서 TVD(total variation diminishing)방법으로 해석하였다. 그러나 앞선 대부분의 문헌[1-4,7,8]에서는 충격파가 집속된 이후에 초점 부근에서 일어나는 제트 분출, 와류 발생 등에 대하여는 언급하지 않았다.

충격파가 집속된 이후에 와류가 형성되는 현상은 Milton[9]이 오목 반사경을 이용하여 실험적으로 설명하였고, Inoue 등[5]도 로그나선형 곡면(log-spiral duct) 내부의 유동을 수치적으로 연구하면서 충격파집속에 수반되는 제트 분출에 대하여 언급하였다. 최근에 Skews & Kleine[10]는 반원경에서 충격파 반사와 충격파 집속에 관련되어 일어나는 복잡한 유동을 실험적으로 자세히 제시하였다. 이들은 충격파 집속과 더불어 생기는 제트 분출과 벽면 와류의 형성 메커니즘을 언급하였

접수일: 2010년 2월 10일, 수정일: 2010년 4월 6일,

게재확정일: 2010년 4월 9일,

1 정회원, 한국과학기술원 항공우주학과

2 종신회원, 한국과학기술원 항공우주학과

\* Corresponding author, E-mail: kschang@kaist.ac.kr

고, 더불어 미끄럼선들(slip lines)이 불안정해지는 현상을 Kelvin-Helmholtz 불안정의 개념으로 설명하였다.

Liska & Wendroff[11]는 현재 널리 쓰이고 있는 8가지의 스킴을 선택하여 각종 리만 문제(Riemann problems)를 풀어, 정확도와 계산 시간 등의 수치적 효율성을 비교하였는데, 그 중에서 LeVeque가 제안한 ‘파동전파 알고리즘’[12,13]이 계산 시간의 효율과 해상도를 고려할 때에 우수한 성능을 나타낸다고 보고하였다. Skews & Kleine[10] 등은 반사경의 입구면이 경사각을 갖는 실험모델을 채택하였다. 이러한 실험모델로 수치계산을 하려면 적절한 격자계를 구성해야 한다. 비정렬격자(unstructured grid)를 사용하면 효율적으로 격자를 구성할 수 있지만, 계산시간에서 손해를 보게 된다. 이에 대한 대안으로 본 논문에서는 Forrer & Jeltsch[14]가 제안한 내장 카티지안 경계법(Cartesian Embedded Boundary method)을 사용하여 격자를 구성하였다.

본 논문의 결과는 Sturtevant & Kulkarny[2]의 포물경 실험 결과 및 Skews & Kleine[10]의 반원경 실험결과와 비교함으로써 검증하였다. 충격파와 집속파 더불어 일어나는 충격파의 반사, 회절, 제트 분출, 와류 생성, 미끄럼선 불안정 등 일련의 현상을 실험사진과 비교하였고, 수치계산을 통해 얻은 압력장 및 와류장의 정보를 제시하고자 한다.

## 2. 수치적 방법

### 2.1 파동 전파 알고리즘

LeVeque가 제안한 파동전파 알고리즘[12,13]을 사용하여 이차원 비정상 오일러 방정식을 해석한다. 고유치, 고유벡터, 파동강도를 사용하여 셀 경계에서 리만 문제를 푸는데, 보존 변수들은 아래의 식 (1)을 사용하여 시간적으로 새 값을 찾는다.

$$\begin{aligned}
 Q_{i,j}^{n+1} = & Q_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (A^+ \Delta Q_{i-1/2,j} + A^- \Delta Q_{i+1/2,j}) \\
 & - \frac{\Delta t}{\Delta y} (B^+ \Delta Q_{i,j-1/2} + B^- \Delta Q_{i,j+1/2}) \\
 & - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\overline{F_{i+1/2,j}} - \overline{F_{i-1/2,j}}) \\
 & - \frac{\Delta t}{\Delta y} (\overline{G_{i,j+1/2}} - \overline{G_{i,j-1/2}})
 \end{aligned} \tag{1}$$

여기서  $Q_{i,j}^n$ 는 보존 변수 벡터이고, 수평방향의 플럭스 계산과 관련이 있는 ‘ $A^\pm \Delta Q_{i\mp 1/2,j}$ ’는 1차 정확도를 가지는 섭동항(fluctuation terms)이다. 마찬가지로 ‘ $B^\pm \Delta Q_{i,j\mp 1/2}$ ’는 수직방향의 플럭스를 계산하는 섭동항이다. 이들은 아래의 식 (2)로서 계산한다.

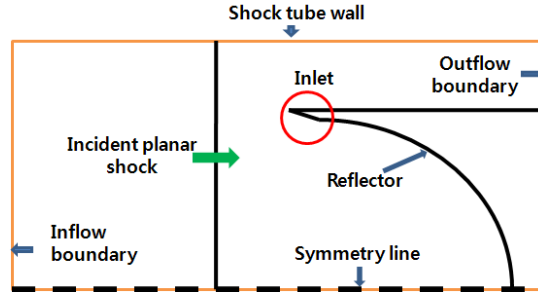


Fig. 1 Computational domain of the reflector: only a symmetric half is showed

$$\begin{aligned}
 A^\pm \Delta Q_{i\mp 1/2,j} &= \sum_{p=1}^m (s_{i\pm 1/2,j}^p)^\pm W_{i\pm 1/2,j}^p, \\
 B^\pm \Delta Q_{i,j\mp 1/2} &= \sum_{p=1}^m (s_{i,j\pm 1/2}^p)^\pm W_{i,j\pm 1/2}^p.
 \end{aligned} \tag{2}$$

‘m’은 파동의 수이고, 섭동항들은 각 파동에서의 파동속도 ( $s_{i,j}^p$ )와 파동량( $W_{i,j}^p$ )의 곱을 구한 다음 합산을 해서 계산한다. 파동속도는 자코비안 행렬의 고유치에 해당하고, 파동량은 고유벡터와 파동강도의 조합으로 구한다.

이차 정확도를 구현하는 수정항(correction terms)은 아래의 식 (3)과 같이 계산한다.

$$\begin{aligned}
 \overline{F_{i\pm 1/2,j}} &= \frac{1}{2} \sum_{p=1}^m |s_{i\pm 1/2,j}^p| \left( 1 - \frac{\Delta t}{\Delta x} |s_{i\pm 1/2,j}^p| \right) \overline{W_{i\pm 1/2,j}^p}, \\
 \overline{G_{i\pm 1/2,j}} &= \frac{1}{2} \sum_{p=1}^m |s_{i,j\pm 1/2}^p| \left( 1 - \frac{\Delta t}{\Delta x} |s_{i,j\pm 1/2}^p| \right) \overline{W_{i,j\pm 1/2}^p}.
 \end{aligned} \tag{3}$$

여기서,  $\overline{W_{i,j}^p}$ 는 플럭스 제한자(van Leer 제한자, minmod 제한자)를 사용하여 수정된 파동량이다.

### 2.2 내장 카티지안 경계법

Fig. 1은 계산 영역을 나타낸다. 본 연구에서는 Forrer & Jeltsch[14]가 제안한 내장 카티지안 경계법을 사용하여 계산을 하였다.

물체의 형상에 균일 카티지안 격자계(uniform Cartesian grid)를 중첩하면 물체의 경계에 의해 격자계의 셀들이 나누어진다. 이들은 물체 외부에 존재하는 정규셀(normal cell), 물체의 경계에 물리는 경계셀(boundary cell), 물체 내부에 존재하는 몸체셀(body cell)로 분류할 수 있다. 셀의 크기를 잘게 쪼개면 경계셀 내부를 횡단하는 물체의 경계면은 직선으로 간주할 수 있다. 몸체셀들은 계산과정에서 제외된다. 단, 경계셀에 근접한 몸체셀의 일부는 경계조건에 필요한 고스트셀

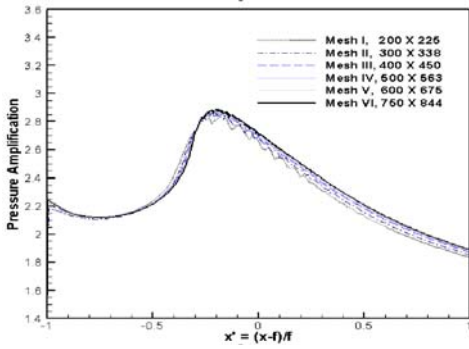


Fig. 2 Maximum pressure recorded on the symmetry line: parabolic reflector at Ms=1.2

(ghost cells)로 사용한다. 고스트셀의 유동 정보를 위하여 물체 경계면을 기준으로 정규셀의 유동 정보와 거울적 대칭의 값을 배정하면, 비점성유동이 필요로 하는 벽면에서의 tangential velocity 조건을 만족한다. 고스트셀의 유동 정보는 아래의 식 (4)를 이용하여 구한다.

$$Q_{ghost\ cell} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & \sin 2\theta & -\cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} Q_{regular\ cell} \quad (4)$$

여기서, Q는 보존변수 벡터이고,  $\theta$ 는 물체 절단부의 기울기를 나타낸다.

### 2.3 격자 및 계산 조건

무차원화된 계산영역과 격자수를 표1에 나타내었다. 포물경은 기하학적 초점 길이가 60.3 mm로서 참고문헌[2]의 것과 같다. 반원경 유동에서는 모델의 반지름 64 mm로서 scale 하였는데, 이 반지름의 크기는 참고문헌[10]에서 사용된 것과 같다.

반원경의 형상은 Fig. 1과 같고, 유동의 대칭성 때문에 반사경의 위쪽 반만 계산하였다. 충격파의 초기 조건은 Rankine-Hugoniot 관계식을 이용하였고, 경계조건으로서 왼쪽에 유입 조건, 위쪽에 벽면 조건, 아래쪽은 대칭조건을 주었다.

포물경에서 격자수의 변화에 따라 계산결과가 변하는지 여부를 Fig. 2에 보였다. 초기 충격파 마하수가 1.2일 때 6개의 격자계에 대해서 조사하였고, 가로 세로 격자수는 Fig. 2에 나타나 있다. 격자수가 증가할수록 압력의 진동이 줄어드는 경향은 있지만 매우 완만하여 Mesh V와 Mesh VI을 비교해 보면 큰 차이가 없다. 따라서 포물경에서 충격파 집속 현상을 해석하기 위한 격자계로 Mesh V를 채택하였다.

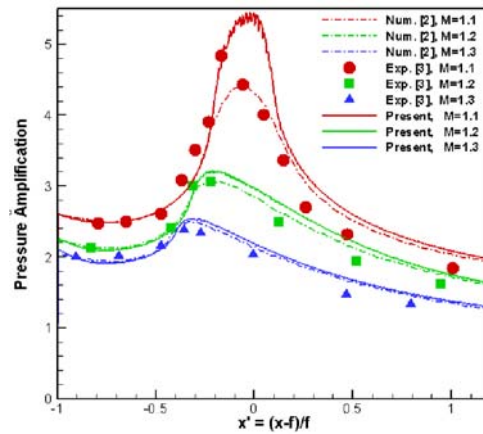


Fig. 3 Maximum pressure recorded on the symmetry line: parabolic reflector

### 3. 수치 검증

수치적 기법의 정확도를 검증하기 위하여 본 연구의 결과를 다른 연구자들의 결과와 비교해 보았다. 포물경에서의 충격파 집속 현상은 Choi & Baek[1]의 계산 및 Sturtevant & Kulkarny[2]의 실험 결과와 비교하였고, 반원경의 경우는 Skews & Kleine[10]의 광학 사진과 비교하였다. 수치적 쉘리렌 이미지는 아래의 식 (5)를 사용하여 구현하였다[15].

$$\phi = \exp\left(-k \frac{|\nabla \rho|}{|\nabla \rho|_{\max}}\right), \quad (5)$$

$$|\nabla \rho| = \sqrt{\left(\frac{\partial \rho}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial y}\right)^2}.$$

$\phi$ 는 음영의 정도를 결정하는 값이고,  $\rho$ 는 밀도,  $k$ 는 매질에 따른 상수로 본 연구에서는 50을 사용하였다.

#### 3.1 포물경

초기 충격파 마하수 1.1, 1.2, 1.3에 대해서 계산을 수행하였고, 시간에 관계없이 대칭선 상에서 계산될 수 있는 최대의 압력 증폭값을 Fig. 3에 나타내었다. Choi & Baek[1]의 수치적 결과는 점선으로, Sturtevant & Kulkarny[2]의 실험 결과는 점

Table 1 Computational domain

	Parabolic reflector	Circular reflector
Nondimensional domain size	[-1.9,1.1]×[0,3.375]	[-1.0,1.022]×[0,1.173]
Mesh size	600×675	674×391

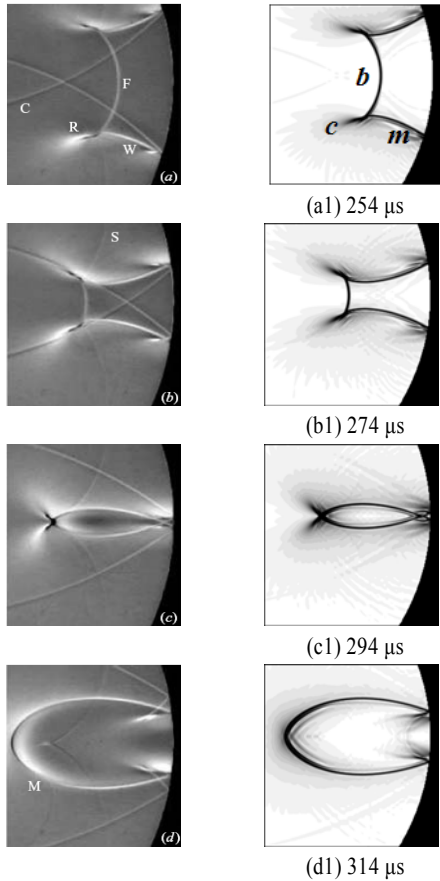


Fig. 4 Shock focusing at  $Ms = 1.04$ : no jet is ejected in this case. Left column is experimental Schlieren[10] and right column is numerical Schlieren

으로, 본 계산 결과는 실선으로 표시하였다. 황축( $x'$ )은 무차원화된 길이를 나타내며, 반사경 바닥면의 위치는 '-1'이고 기하학적 초점 위치는 '0'이다. 이 결과들은 서로 잘 일치함을 알 수 있다.

### 3.2 반원경

Fig. 4,5,7은 반원경에 평면 충격파가 입사할 때 일어나는 유동 현상을 수치적 쉐리엔 이미지로 나타낸 것으로, 이는 Skews & Kleins[10]의 실험 조건과 동일한 parameter로서 수치 해석을 수행한 것이다. Fig. 4는 초기 충격파 마하수가 1.04일 때 파동 집속이 일어나는 과정을 보여준다. Fig. 4(a-d)는 Skews & Kleins[10]의 실험적 쉐리엔 이미지이다. 수치결과가 실험과 유사함을 알 수 있다. Fig. 4(a)에서 입사 충격파가 반사경에 들어와 면경의 기저부까지 모두 진행한 후에 반사되어 되돌아 나가는 모습을 볼 수 있다. 초기반사파 c는, 반

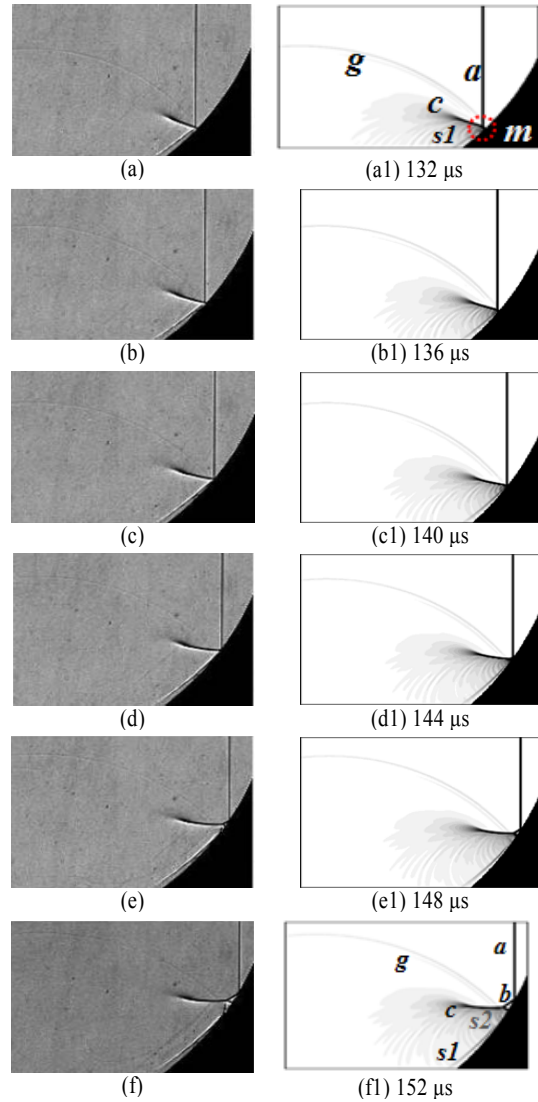


Fig. 5 Transitioned regular reflection of a shock at  $Ms=1.24$ . Left column is experimental shadowgraphs[10] and right column is numerical Schlieren

사경의 기저부에서 반사된 충격파 b와 연결되어 있고, 이 연결점은 길이가 자라나는 벽면충격파(wall shock) m의 끝에 있는 삼중점과 일치되어 있다. 삼중점에서는 미끄럼선이 나오지만 현재의 경우는 충격파가 약하여 이것이 보이지 않는다.

Fig. 4(b)에서 2개의 대칭적인 벽면충격파가 면경의 중심면을 향하여 서로 다가가고, 길이도 더 길어진 것을 확인 할 수 있다. 2개의 삼중점이 대칭면에서 만나는 Fig. 4(c)의 순간에 충격파집속이 일어난다. 이후 두 벽면충격파는 곡률이 바뀌어 Fig. 4(d)에서와 같이 종모양을 이룬다.

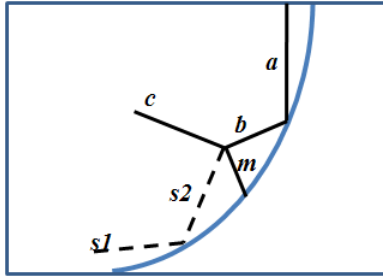


Fig. 6 Schematic of a transitioned regular reflection

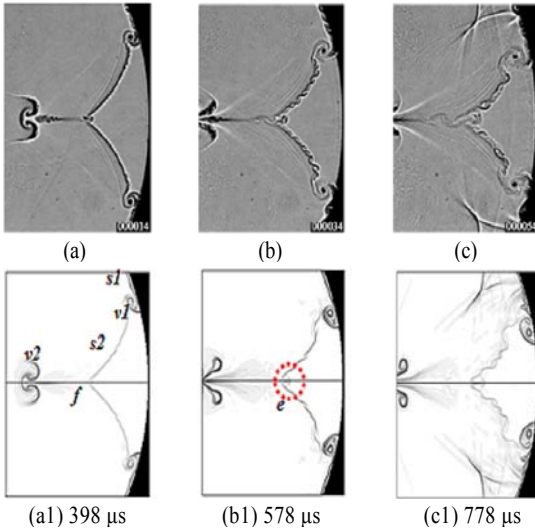


Fig. 7 Kelvin-Helmholtz instability on the slip lines at  $Ms=1.38$   
Upper three is experimental Schlieren[10] and lower three is numerical Schlieren

입사파가 반사경의 입구부 앞전을 지날 때 생기는 초기반사파를 Fig. 5에서 확인할 수 있다. Fig. 5(a-f)는 Skews & Kleine[10]의 실험적 음영사진이며, 임의의 시간으로부터 4  $\mu s$  간격으로 나타낸 것이다. Fig. 5(a)는 입사파가 반사경의 입구에 도달한 순간부터 측정된 시간이 132  $\mu s$ 가 되었을 때의 모양이고, 그 이후의 그림은 4  $\mu s$  간격으로 도기한 것이다.

Fig. 5(a)에서 입사파  $a$ 는 작은 마하스텝  $m$ 의 끝에 있는 삼중점에서 초기반사파  $c$ 를 마하반사시킨다. 이들이 한 점에서 만나는 삼중점(triple point)에서부터 아래방향으로 뻗어나간 제1미끄럼선  $s1$ 을 볼 수 있다.

파동  $g$ 는 입사충격파가 면경의 입구부 앞전을 지날 때 회전되어 따라오는 약한 압축파이다. Fig. 5(e), 5(f)에서 천이정규반사(transitioned regular reflection)가 일어남을 확인할 수 있다. 수치적 쉐리렌 이미지와 실험적 광학 사진[10]이 매우 유사함을 알 수 있다. Fig. 5(f)에서 나타나는 천이정규반사

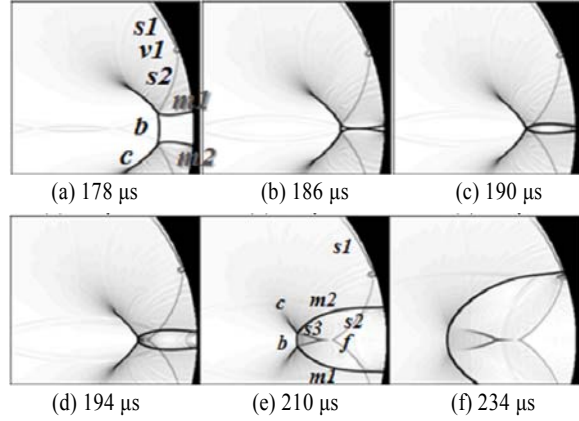


Fig. 8 Creation of a focal point by collision of two triple points at  $Ms = 1.38$

현상을 Fig. 6에 개략도로 나타내었다. Fig. 6에서 입사파  $a$ 는 반사파  $b$ 를 통하여 초기반사파  $c$ 에 연결되어 있고, 두 충격파  $b$ 와  $c$ 는 벽면충격과  $m$ 과 더불어 삼중점을 이룬다.

이 삼중점에서 제2미끄럼선  $s2$ 가 생기고, 이는 제1미끄럼선  $s1$ 과 만나 와류를 만든다. 여기서 제1미끄럼선은 Fig. 5(a)에서 보여지는 입사충격파의 마하반사 시에 만들어진 것이고, 제2미끄럼선은 천이정규반사 시에 만들어진 것이다. 이들은 서로 와도의 방향이 반대이므로 교차하는 자리에서 말려 올라가 와류를 생성시킨다.

Fig. 7은 제트 분출과 벽면 와류 생성, Kelvin-Helmholtz 불안정에 의한 미끄럼선의 불안정 등을 보여준다. Fig. 7(a-c)는 Skews & Kleine[10]의 실험적 쉐리렌 이미지이다. Fig. 7 (a)는 입사파가 반사경의 입구를 도달한 후 398  $\mu s$  가 지난 순간을 나타낸 것이고, 7(b)은 578  $\mu s$ , 7(c)은 778  $\mu s$ 인 순간을 나타낸다. 마하반사 과정에서 생겨난 제1미끄럼선  $s1$ , 천이정규반사 과정에서 생겨난 제2미끄럼선  $s2$ , 벽면 와류쌍  $v1$ , 제트 분출로 인하여 버섯 모양으로 말린 와류  $v2$ 를 Fig. 7 (a)에서 확인할 수 있다. 앞서 설명하였듯이 벽면 와류  $v1$ 은  $s1$ 과  $s2$ 가 만나는 지점에 생겨난다. Fig. 7(b)를 살펴보면 버섯 모양의 제트 와류  $v2$ 가 왼쪽으로 진행한 것을 알 수 있다. 그리고 곧 이어 설명할 충격파 집속이 일어나는 초점지점과 일치하는, 제2미끄럼선 쌍이 뽕죽하게 서로 만나 cusp를 이루는 지점  $f$ 에서는 시간이 흐름에 따라 제트 와류  $v2$ 와는 반대 방향으로 제트  $e$ 가 나타난다.

#### 4. 충격파 집속 현상

이번 장에서는 수치적 쉐리렌 이미지, 압력분포, 와류장, 속도장 등을 분석하여 파동 집속 현상에 대해서 더 상세히



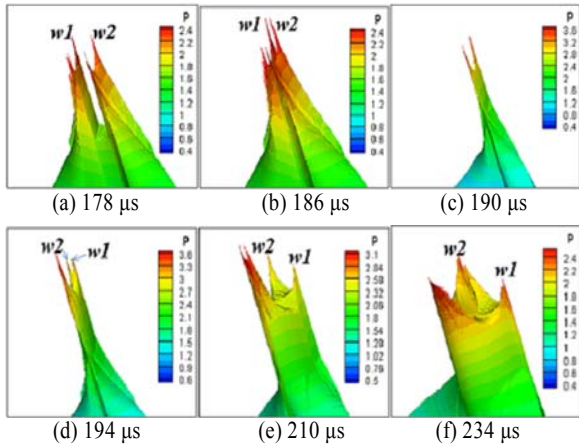


Fig. 9 Carpet plots of the pressure field in the shock focusing area at  $M_s = 1.38$

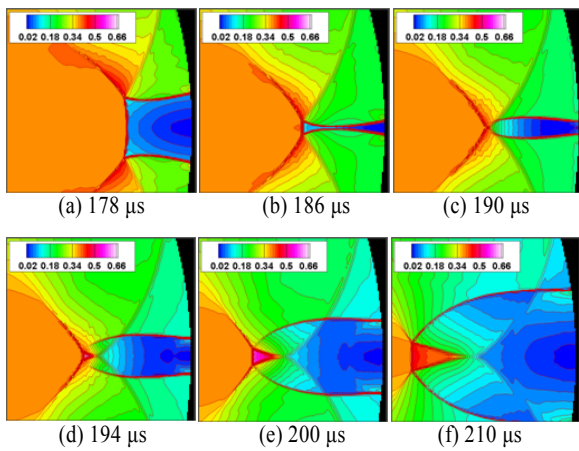


Fig. 10 Velocity contours in the shock focusing area at  $M_s = 1.38$

설명한다. 초기 충격파 마하수는 1.38이다. 앞 장에서 천이정규반사로 인하여 삼중점이 생기고 여기에서 제2미끄럼선이 생성됨을 확인하였다. Fig. 8(a-c)는 두 벽면충격파(앞서의  $m$ )가 서로 접근하여 교차하는 모양을 보여주는데, 이 과정에서 두 삼중점도 일치하여 일시적으로 4중점을 이루었다가 다시 삼중점 두 개로 나뉘어진다. Fig. 8(a)에서 파동  $s1, v1, s2, b, m1, m2$ 의 존재를 볼 수 있다. 4중점의 위치가 최대 압력을 나타내는 기체역학적 초점이 된다. Fig. 8(e)를 살펴보면 두 삼중점이 교차하였다가 멀어짐에 따라 벽면충격파  $m1$ 과  $m2$ 는 서로 위치가 바뀌게 되고, 삼중점들을 잇는 충격파  $b$ 와 함께 부드럽게 이어져 종 모양이 된다.

새로운 삼중점의 생성과 더불어 종모양 내부로 제3미끄럼선  $s3$ 가 쌍으로 나타나며, 이들은 Y자 형태로 발달하다가  $c$ 가 사라지면 종모양의 충격파와 분리된다. Y자 형태의  $s3$ 는  $s2$ 의 cusp인 점  $f$ 와 연결되어 있다.

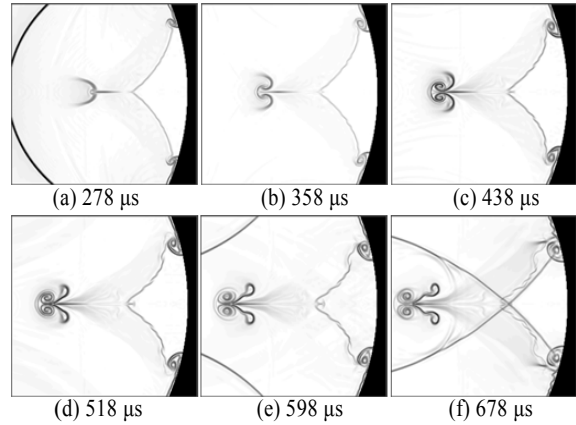


Fig. 11 Numerical Schlieren images in the shock focusing area at  $M_s = 1.38$

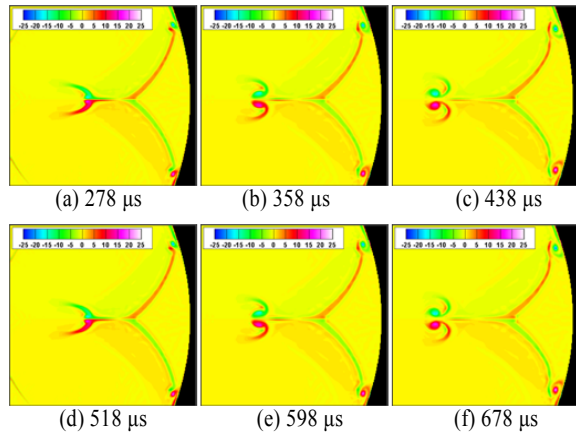


Fig. 12 Vorticity contours in the shock focusing area at  $M_s = 1.38$

Fig. 9는 Fig. 8과 동일한 시점에서의 압력장을 충격파 부근에서 carpet plot으로 나타낸 것이다. 이들 그림에서 적색은 고압을 청색은 저압을 나타낸다. 삼중점, 사중점, 그리고 충격파가 반사경의 벽면에 닿은 두 점,  $w1$ 과  $w2$ , 에서 압력이 높게 나타난다. 두 점  $w1$ 과  $w2$ 는 서로 접근하여 합쳐졌다가 다시 교차하면서  $w2$ 와  $w1$ 으로 분리된다. Fig. 9(c)에서 압력 피크는 Fig. 8(c)에 대응되는 것으로, 벽면 상의 한 점과 4중점에서 피크값이 나타나는 것을 볼 수 있다. 이 4중점은 기체역학적 초점을 형성하는데, 이는 충격파 반사과정에서 일어나는 비선형성으로 인하여 기하학적 초점과는 다소 상이하다.

유동장을 더 자세히 알아보기 위하여 Fig. 10에 속도장을 도시하였다. Fig. 10에서 서로 접근하는 벽면충격파 사이의 공간과, 이들이 교차한 후에 만들어지는 종모양의 충격파 내부, 특히 제2미끄럼선에 의해 갇힌 영역이 압력은 높지만 저속임을 알 수 있다. Fig. 10(d-f)을 살펴보면 새로운 삼중점에서 뻗어나온 Y자모양의 제3미끄럼선 내부 영역에서는 주위

유동에 비해 고속임을 확인할 수 있다.

Fig. 11에서는 제2미끄럼선으로 둘러싸인 삼각형의 저속 고압 영역이  $\text{cusp } f$ 를 통해 상대적으로 압력이 낮은 Y자 영역으로 제트를 분출시키고 이에 따라 기존의 Y자 모양의 미끄럼선이 왼쪽으로 밀리며 상하로 말려 올라가 버섯 모양의 와류를 만드는 것이 관찰된다. Fig. 11(e-f)에서는 제트가 분출된 뒤에는 제2미끄럼선으로 둘러싸인 영역의 압력이 낮아지게 되고, 이에 따라 제2미끄럼선들에서 Kelvin-Helmholtz 불안정이 나타나는 현상을 관찰할 수 있다.

Fig. 12는 Fig. 11과 동일한 순간들에 대하여, 와류장을 나타내었다. 양의 와류값을 갖는 적색 계열은 반시계 방향으로 회전하고, 음의 와류값을 갖는 녹색 계열은 시계 방향으로 회전한다. 와류장은 대칭선의 상하부에서, 와류방향이 서로 바뀐 대칭성을 보여주며, 강한 와류 분포가 미끄럼선들 위와 와류들의 중심에 나타난다. 제1미끄럼선과 제2미끄럼선이 반대 방향의 와도를 갖고 있음을 알 수 있고, 이들이 만나는 지점에서 벽면 와류가 형성됨을 알 수 있다.

## 5. 결 론

이 논문에서는 파동전과 알고리즘과 내장 카티지안 경계법을 사용하여 충격과 집속 현상과 와류 형성에 관하여 수치적 해석을 수행하였다. 수치적 쉘리렌 이미지들은 실험사진과 매우 유사함을 보였고, 수치해석으로 얻은 압력장, 속도장, 와류장 등의 정보를 통하여 충격과 집속 현상과 충격과 집속이 일어난 이후의 현상들에 대하여 자세히 알 수 있었다. 특히 사중점의 생성위치에 충격파가 집속되어 최대 압력을 갖는 초점이 형성되는 사실과 더불어, 초점 부근에서 제트가 분출하고 와류가 시간에 따라 버섯모양으로 말려 올라가는 과정이 자세하게 계산되었다. 이상의 기체제트는 비록 규모가 작지만 미끄럼선과 벽면에 의해 갇힌 고압영역에서의 기체분출이라는 관점에서 보면 흥미가 있는 현상이다.

## 후 기

본 연구는 중소기업청의 첨단장비활용기술개발 사업 지원으로 수행되었으며 관련 연구 개발에 관심을 보여준 에이치엔티 메디칼(주)에게도 감사사를 표시하는 바입니다.

## 참고문헌

[1] 1996, Choi, H.-S. and Baek, J.-H., "Computations of nonlinear wave interaction in shock-wave focusing process

using finite volume TVD schemes," *Computers & Fluids*, Vol.25, pp.509-525.

- [2] 1976, Sturtevant, B. and Kulkarny, V.A., "The focusing of weak shock waves," *JFM*, Vol.73, pp.651-671.
- [3] 1994, Izumi, K., Aso, S. and Nishida, M., "Experimental and computational studies focusing processes of shock waves reflected from parabolic reflectors," *Shock Waves*, Vol.3, pp.213-222.
- [4] 1998, Babinsky, H. et al., "The influence of entrance geometry of circular reflectors on shock wave focusing," *Computers & Fluids*, Vol.27, pp.611-618.
- [5] 1995, Inoue, O., Imuta, S., Milton, B.E. and Takayama, K., "Computational study of shock wave focusing in a log-spiral duct," *Shock Waves*, Vol.5, pp.183-188.
- [6] 1990, Grönig, H., "Past, present and future of shock focusing research," *Takayama K (ed) Proc. Int. Workshop on Shock Wave Focusing, Institute of Fluid Science, Tohoku University, Sendai, Japan*, pp.1-37.
- [7] 1996, Sun, M. and Takayama, K., "A holographic interferometric study of shock wave focusing in a circular reflector," *Shock Waves*, Vol.6, pp.323-336.
- [8] 2003, Kim, H.D., Kweon, Y.H., Setoguchi, T. and Matsuo, S., "A study on the focusing phenomenon of a weak shock wave," *Proc. IMechE, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol.217, pp.1209-1220.
- [9] 1987, Milton, B.E., "The focusing of shock waves in two-dimensional and axi-symmetrical ducts," *Grönig H (ed) Shock tubes and waves, Proc. 16th Int. Symposium on Shock Tubes and Waves, VCH Verlagsgesellschaft, Germany*.
- [10] 2007, Skews, B.W. and Kleine, H., "Flow features resulting from shock wave impact on a cylindrical cavity," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.580, pp.481-493.
- [11] 2003, Liska, R. and Wendroff, B., "Comparison of several difference schemes on 1D and 2D test problems for the Euler equations," *SIAM J. Sci. Comput.*, Vol.25, P.995 -1017.
- [12] 1997, Leveque, R.J., "Wave propagation Algorithms for multidimensional hyperbolic systems," *Journal of Computational Physics*, Vol.131, pp.327-353.
- [13] <http://www.amath.washington.edu/~rjl/clawpack.html>.
- [14] 1998, Forrer, H. and Jeltsch, R., "A high-order boundary treatment for Cartesian-grid methods," *Journal of Computational Physics*, Vol.140, pp.259-277.
- [15] 1996, Quirk, J.J. and Karni, S., "On the dynamics of a shock-bubble interaction," *JFM*, Vol.318, pp.129-163.