

볼텍스 튜브의 에너지 분리 현상에 관한 수치해석 연구

최 원 철* · 정 명 균†

(2007년 7월 23일 접수, 2007년 11월 27일 심사완료)

Study of Energy Separation Mechanism in Vortex Tube by CFD

Won Chul Choi and Myung Kyoon Chung

Key Words : Vortex Tube(볼텍스 튜브), Energy Separation(에너지 분리), Turbulent Dissipation(난류 소산), Isentropic Expansion(등엔트로피 팽창), Stagnation Point(정체점)

Abstract

The “energy separation phenomenon” through a vortex tube has been a long-standing mechanical engineering problem whose operational principle is not yet known. In order to find the operational principle of the vortex tube, CFD analysis of the flow field in the vortex tube has been carried out. It was found that the energy separation mechanism in the vortex tube consists of basically two major thermodynamic-fluid mechanical processes. One is the isentropic expansion process at the inlet nozzle, during which the gas temperature is nearly isentropically cooled. Second process is the viscous dissipation heating due to the high level of turbulence in both flow passages toward cold gas exit as well as the hot gas exit of the vortex tube. Since the amount of such a viscous heating is different between the two passages, the gas temperature at the cold exit is much lower than that at the hot exit.

기호설명

A : 튜브 단면적
 C : 모델 상수
 dc : 저온 출구 지름
 D : 튜브 지름
 L : 튜브 길이
 \dot{m} : 유량
 M : Mach 수
 n : 노즐의 개수
 P : 압력
 R : 튜브 반지름

r : 반지름 방향 거리
 r_c : 저온출구 반지름
 T : 온도
 z : 축 방향 거리

그리스문자

α : 고온 출구 유량비(= \dot{m}_h / \dot{m}_i)
 γ : 등엔트로피 인덱스
 θ : 접선 방향

하첨자

avg : 평균
 c : 저온 출구
 h : 고온 출구
 i : 입구
 j : 노즐 출구
 $stag$: 정체점

† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과

E-mail : mkchung@kaist.ac.kr

TEL : (042)869-3054 FAX : (042)869-3054

* 한국과학기술원 기계공학과

1. 서론

볼텍스 튜브의 에너지 분리 현상은 1933년 Ranque⁽¹⁾에 의해 처음 발견되어 1946년 Hilsch⁽²⁾의 실험연구를 통해 체계적인 연구가 시작되었다. 볼텍스 튜브는 Fig. 1에서와 같이 압축 기체가 접선 방향으로 장착된 노즐 입구로 들어가 회전하면서 튜브 벽면을 따라 고온의 기체로 나가고, 노즐에 가까이 장착된 반대쪽 출구로는 저온의 기체로 나가며 에너지 분리 현상을 일으키는 장치이다. 볼텍스 튜브는 동적 장치가 없고, 전기 및 화학 반응이 없어 폭발이나 화재의 위험이 없으며, 유지비용도 저렴할 뿐 아니라 조작성이 간단하다는 장점을 갖고 있어 냉각장치로 널리 활용되고 있다.

에너지 분리 현상의 원리를 규명하기 위해 오래 전부터 많은 실험이 수행되어 왔으며, 최근에는 CFD 해석을 통해 내부 유동장에 대한 연구가 이루어지고 있다. Hartnett와 Eckert⁽³⁾는 튜브 축을 따라 압력과 온도를 측정함으로써 튜브의 길이가 성능에 중요한 영향을 끼친다는 것을 알아내었다. Lay⁽⁴⁾에 이어 Bruun,⁽⁵⁾ Takahama,⁽⁶⁾ Reynolds⁽⁷⁾는 pitot 튜브 등을 이용하여 볼텍스 튜브의 내부 압력 및 온도변화를 측정하고, 유량에 따른 효율과 성능을 분석하였다. Ahlborn과 Groves⁽⁸⁾는 실험을 통해 튜브 내에서 생기는 2차 유동이 에너지 분리 현상에 미치는 영향을 연구하였다. Fulton⁽⁹⁾은 에너지 분리 현상이 튜브 벽면 부근의 유동과 튜브 중심축 부근의 유동 사이에서 일어나는 에너지 교환에 의한 것이라고 제안하였다. Stephan 등⁽¹⁰⁾은 튜브의 내부 벽면에서 일어나는 Görtler Vortex에 초점을 맞추었고, Kurosaka⁽¹¹⁾는 음향학적 흐름 효과에 근거를 두어 에너지 분리 현상을 설명하였다. Deissler와 Perlmutter⁽¹²⁾는 난류 유동장에서 발생하는 내부 유동 마찰 및 소산 에너지를 거론하였으나 에너지 분리에 대해서는 완벽하게 설명하지 못하였다.

최근에는 실험과 함께 CFD 기술을 이용해 볼텍스 튜브의 성능에 영향을 끼치는 다양한 인자에 대한 연구가 진행되고 있다. CFD 해석 기술은 실험에 비해 시간이나 비용 면에서 경제적인 장점을 갖고 있어 볼텍스 튜브의 성능 해석이나 내부 유동장 해석에 응용되고 있고, 성능을 최적으로 하는 기하학적 형상을 찾는 연구에도 활용되고 있다. Frohlingsdorf와 Unger,⁽¹³⁾ Aljuwayhel 등,⁽¹⁴⁾ Skye 등,⁽¹⁵⁾ Behera 등⁽¹⁶⁾은 저온출구의 유량비에 따른 각 출구의 온도를 실험 결과와 CFD 해석 결과를 비

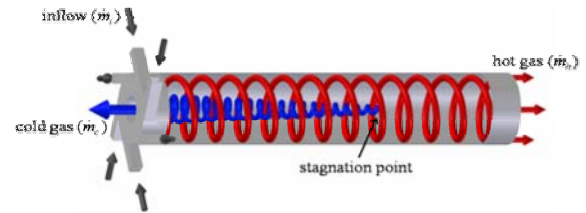


Fig. 1 Schematic flow process from the reservoir to exits of a vortex tube

교하여 비슷한 경향성을 보인다는 것으로 CFD 해석의 타당성을 설명하였다. Aljuwayhel 등⁽¹⁴⁾은 볼텍스 튜브의 지름에 따른 출구 온도의 변화를 보여 주었고, Behera 등⁽¹⁶⁾은 튜브 길이와 저온 출구의 지름이 출구 온도에 영향을 주는 것을 수치해석을 통해 보여주었다. 이처럼 기하학적인 요소의 다양한 변화를 통하여 볼텍스 튜브의 출구 온도에 대한 해석이 이루어지고 있지만 아직까지 에너지 분리 현상의 원리에 대한 해석은 이루어지고 있지 못하다.

본 연구에서는 CFD 해석을 통하여 볼텍스 튜브의 에너지 분리 현상 원리를 이해하고자 한다. 볼텍스 튜브의 내부 유동에서 Fig. 1과 같이 노즐을 통해서 들어온 기체의 일부가 고온 출구로 나가기 전에 진행방향을 바꾸어 돌아오기 시작하는 점이 있다. 이 점을 정체점이라 하는데, 이 정체점의 위치가 양쪽 출구 온도에 미치는 영향을 조사하고 입구 노즐을 통과하며 일어나는 열역학적 변화 등 에너지 분리 현상의 원리를 내부 유동장에서 찾아내고자 한다. Fig. 1에서 저온 출구로 나가는 고깔형상의 유동통로를 저온유동구간이라고 부르고, 고온 출구로 나가는 유동구간을 고온유동구간이라 부르기로 한다.

2. 수치해석

수치해석을 위한 볼텍스 튜브 모델은 Behera 등⁽¹⁶⁾의 연구에서와 같은 형상을 바탕으로 하였다. 정확한 형상 수치는 Table 1에 주어지고 있다. 고온 출구의 면적은 Behera 등⁽¹⁶⁾의 논문에 제시되지 않아 임의의 면적으로 고정하였다. 볼텍스 튜브의 입구 노즐이 축 대칭으로 6개이고, 내부 유동을 축 대칭 유동으로 생각할 수 있으므로 FLUENT의 periodic 경계조건 기법을 이용하여 전체 형상의 1/6부분에 대하여 Fig. 2와 같은 계산 영역을 형성하였다.

입구의 경계조건으로는 정체온도를 300K로 고정하고, 정체압력을 3~7bar의 조건으로 변화를 주

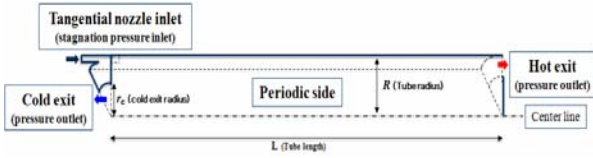


Fig. 2 Calculation domain of vortex tube

Table 1 Dimension of a vortex tube

Tube diameter (D)	12 mm
Tube length (L)	120 mm
Nozzle number (n)	6
Inlet area (A_i)	$8.02 \times 10^{-6} \text{ m}^2$
Cold end diameter (d_c)	7 mm
Cold end area (A_c)	$3.85 \times 10^{-5} \text{ m}^2$
Hot end area (A_h)	$1.81 \times 10^{-5} \text{ m}^2$

었다. 볼텍스 튜브를 실제로 사용할 때에는 고온 출구에 있는 밸브를 통하여 출구 면적을 변화시켜 가면서 유량을 조절한다. 그러나 CFD 계산의 편리를 위하여 출구 경계조건으로 저온 출구의 압력을 1bar로 고정하고, 고온 출구의 압력을 변화시키면서 고온 출구와 저온 출구의 유량을 조절하였다. 이를 통해 산출된 고온 출구 유량과 입구 유량과의 비율을 고온 출구 유량비(α)로 정의하였다. 튜브 벽면은 단열 및 점착조건을 주고, 작동 유체는 압축성 공기로 취급하였으며 난류 모델로는 standard $k-\epsilon$ model을 사용하였다.

Grid dependency를 조사한 결과 Fig. 3에서와 같이 약 680,000개 이상의 격자부터는 정체온도의 최고치에 큰 변화가 없는 것을 확인할 수 있다. 이에 약 680,000개의 격자로 수치해석을 수행하였다.

3. 계산 결과 및 고찰

3.1 내부 유동 및 출구 온도

3.1.1 볼텍스 실 내부 유동 및 온도 분포

압축 기체가 입구 노즐을 통과하여 볼텍스 실로 들어갈 때 등엔트로피 팽창을 하면서 식 (1)과 식 (2)에 따라 기체의 온도가 크게 떨어진다. 노즐과 볼텍스 실의 형상을 간단히 나타내면 Fig. 4와 같고, 아래 첨자는 형상에서의 위치를 뜻한다.

$$\frac{P_i}{P_j} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (1)$$

$$\frac{T_i}{T_j} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2\right) \quad (2)$$

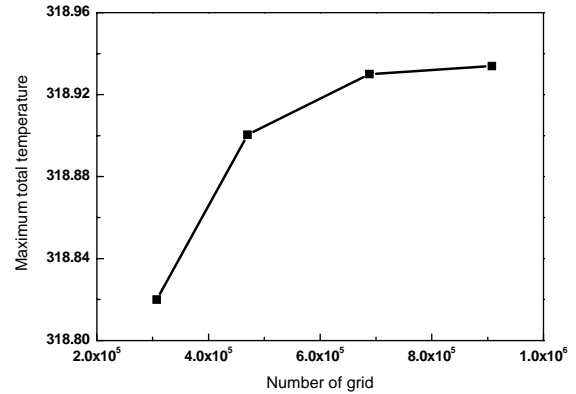


Fig. 3 Grid number dependency based on the maximum total temperature

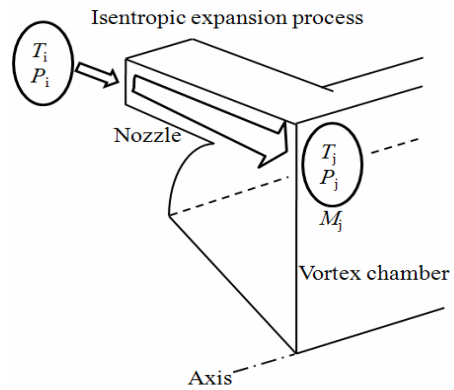


Fig. 4 Schematic isentropic expansion process into the vortex tube chamber through the nozzle

Fig. 5는 고온 출구 유량비가 0.5일 때 볼텍스 실 내부의 Mach 수 분포와 온도 분포 결과를 나타낸 것이다. 접선방향의 좁은 입구 노즐을 통과하면서 Mach 수가 증가하고, 등엔트로피 팽창과정에 의해 기체의 온도가 하강한 결과를 보여준다. 기체가 팽창하면서 Mach 수는 1.47까지 올라가고, 이 때 온도는 약 210K까지 하강한다. 이 기체의 일부는 튜브 벽면을 따라 고온 출구로 나가고, 튜브 중심에서는 저온 출구로 분리되어 나간다. 입력된 기체는 단열팽창이 끝나는 지점까지 계속 온도가 낮아지기 때문에 온도 분리가 일어나는 시작점은 노즐 입구(i)의 정체 온도가 아니고, 노즐을 통과하고도 일정시간 팽창이 계속 진행되어 온도가 최하로 낮아진 지점(j)부터임을 알 수 있다. 이 지점에서의 온도를 기준으로 볼 때 고온 및 저온 출구의 온도는 모두 에너지를 얻어 상승한 것이며 그 에너지는 난류의 소산으로부터 온 것으로 생각할 수 있다. 난류의 소산에 관한 이론은 3.3에서 서술하였다.

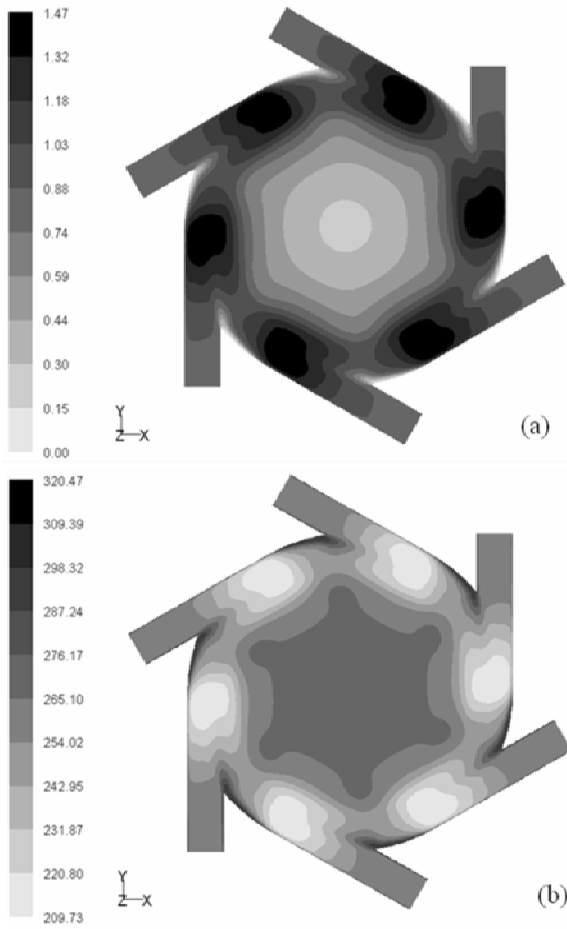


Fig. 5 (a) Mach number distribution, (b) Temperature distribution in vortex chamber

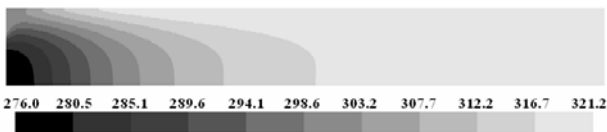


Fig. 6 Total temperature distribution in axial direction of vortex tube at $\alpha = 0.5$

3.1.2 출구 온도

CFD 해석을 통해 얻어진 볼텍스 튜브의 축 방향 단면에 대하여 정체 온도 분포를 나타내면 Fig. 6과 같다. 5bar의 입구 정체 압력 조건에서 고온출구의 유량비가 0.5일 때의 정체 온도 분포로 고온출구의 최고 온도는 321K이고, 저온출구의 최저 온도는 276K의 값을 갖는다. 같은 조건아래 수행된 Behera 등⁽¹⁶⁾의 실험결과에서 고온출구의 온도가 334K이고, 저온출구의 온도가 277K인 것을 볼 때, CFD 계산 결과가 실험 결과와 상당히 근접하고 있음을 알 수 있다.

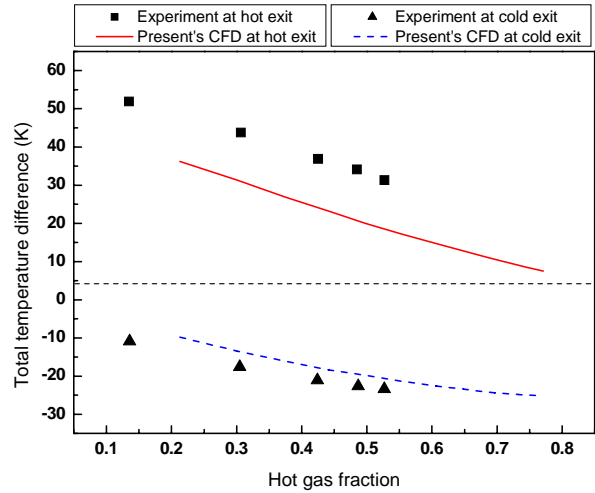


Fig. 7 Total temperature difference at different hot gas fraction

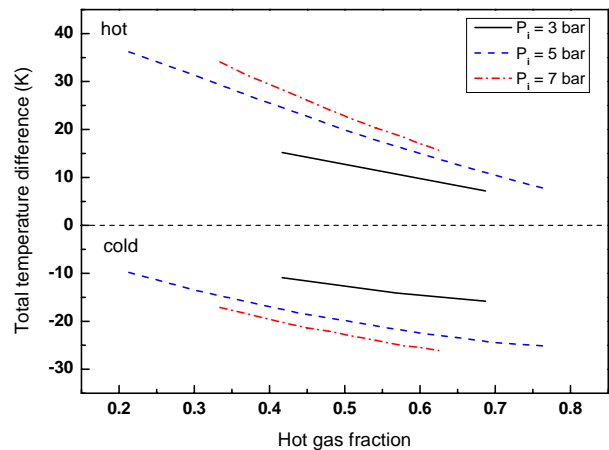


Fig. 8 Total temperature difference with different inlet stagnation pressure

고온 출구와 저온 출구의 정체 온도와 입구의 정체 온도 차를 고온 출구 유량비에 따라 나타내면 Fig. 7과 같다. 고온 출구 온도의 경우 Behera 등⁽¹⁶⁾의 실험 결과 값보다 약 10K정도 낮고, 저온 출구의 온도는 약 3K정도 높은 결과를 보인다. Behera 등⁽¹⁶⁾의 결과와 약간의 차이를 보이는 것은 고온 출구의 면적이 다르기 때문으로 이해된다. 그러나 고온 출구의 유량이 증가할수록 고온 및 저온 출구 모두 온도가 낮아지는 전체적인 경향성은 비슷하게 나타나고 있다.

Fig. 8은 $P_i=3, 5, 7$ bar에 대하여 α 에 따른 입구와 출구의 온도 차를 나타낸 것이다. 입구 압력이 높아질수록 저온과 고온의 차이가 커지는 것을 확인할 수 있다. 이는 Stephan 등⁽¹⁰⁾의 실험결과와 일치한다.

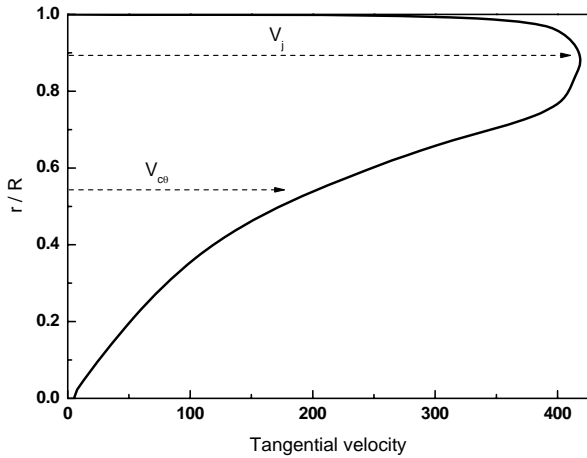


Fig. 9 Tangential velocity profile at $z/L=0.005$ (at the vortex chamber very near the cold exit)

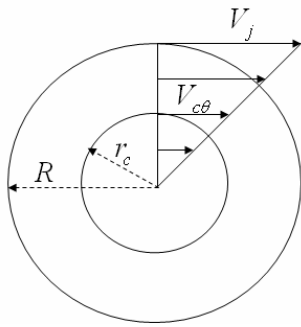


Fig. 10 Schematic tangential velocity at the vortex chamber very near the cold exit

3.2 유동 구조의 모델링

3.2.1 저온 출구의 접선 속도

각 출구에서의 축 방향 속도는 많이 측정해왔으나 접선 속도 성분은 측정 데이터를 구하기가 어렵다. 입구에서의 입력에너지(열에너지와 운동에너지의 합)가 고온 출구와 저온 출구로 유출되는 에너지의 합과 같아야 하는 에너지 보존 법칙을 검토하기 위해서는 접선 방향 속도 성분도 알아야만 한다. 접선 방향 유동은 노즐 입구에서 멀어질수록 회전력이 감소한다. 따라서 입구로부터 멀리 떨어져 있는 고온 출구에서는 접선 방향 속도 성분이 무시할 수 있을 정도로 매우 작다. 반면에 입구 노즐과 가까이 있는 저온 출구에서는 접선 방향 속도 성분이 크기 때문에 무시할 수 없다. 따라서 볼텍스 튜브를 모사하기 위해서는 저온 출구의 접선 방향 속도 성분에 대하여 적절한 모델링이 필요하다.

Ahlborn 등⁽¹⁷⁾은 저온 출구의 접선 속도 성분의

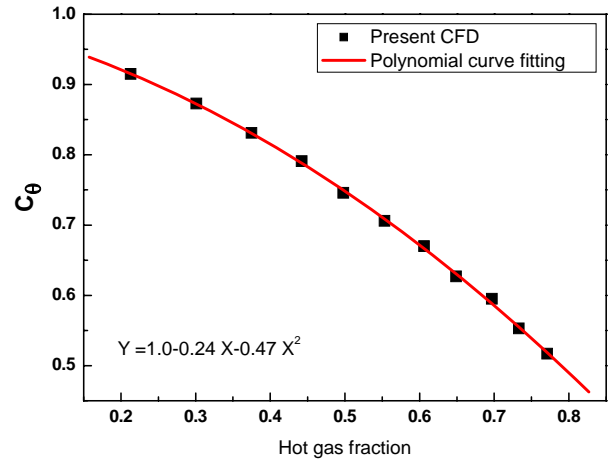


Fig. 11 Variation of C_θ in tangential cold exit velocity

크기가 입구 노즐의 출구 속도와 같다고 가정하였다. 그러나 이와 같은 가정은 저온 출구의 유량이나 형상에 대한 고려가 전혀 없을 뿐 아니라 실제로 저온 출구에서는 Fig. 9와 같은 속도 분포를 갖는다. Fig. 9는 저온 출구에서 매우 가까운 지점인 $z/L=0.005$ 에서의 접선 방향 속도 분포를 나타낸 것으로 Fig. 10과 같이 간단하게 도식화 할 수 있다. 속도 분포를 선형으로 가정할 경우 저온 출구 끝에서의 접선 속도는 식 (3)과 같고, 저온 출구에서의 평균 접선 속도는 식 (4)와 같이 표현된다.

$$V_{c\theta} = \frac{r_c}{R} V_j \quad (3)$$

$$V_{c\theta_avg} = \frac{1}{\pi r_c^2} \int_0^{r_c} (2\pi r dr) \left(\frac{r}{r_c} V_{c\theta} \right) = \frac{2}{3} V_{c\theta} \quad (4)$$

식 (3)을 식 (4)에 대입하고 실제 속도 분포가 선형이 아니기 때문에 생기는 오차에 대하여 보정하기 위하여 모델 계수 C_θ 를 도입하면 다음 식 (5)와 같이 나타낼 수 있다.

$$V_{c\theta_avg} = \frac{2}{3} C_\theta \left(\frac{r_c}{R} V_j \right) \quad (5)$$

CFD로 계산된 유동장을 분석해보면 고온 출구 유량비에 따른 C_θ 값은 Fig. 11에서와 같이 2차 함수 형태를 갖는 것을 알 수 있다. 적절한 C_θ 의 모델식을 구하면 식 (6)과 같이 나타낼 수 있다.

$$C_\theta = 1 - 0.24\alpha - 0.47\alpha^2 \quad (6)$$

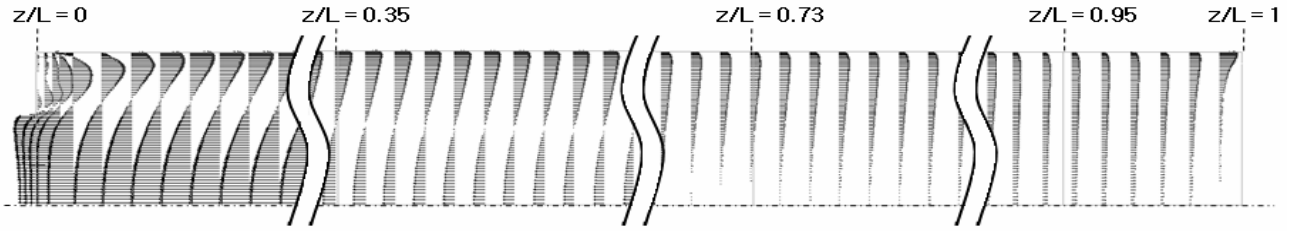


Fig. 12 Axial velocity distribution in axial direction of vortex tube at $\alpha = 0.5$

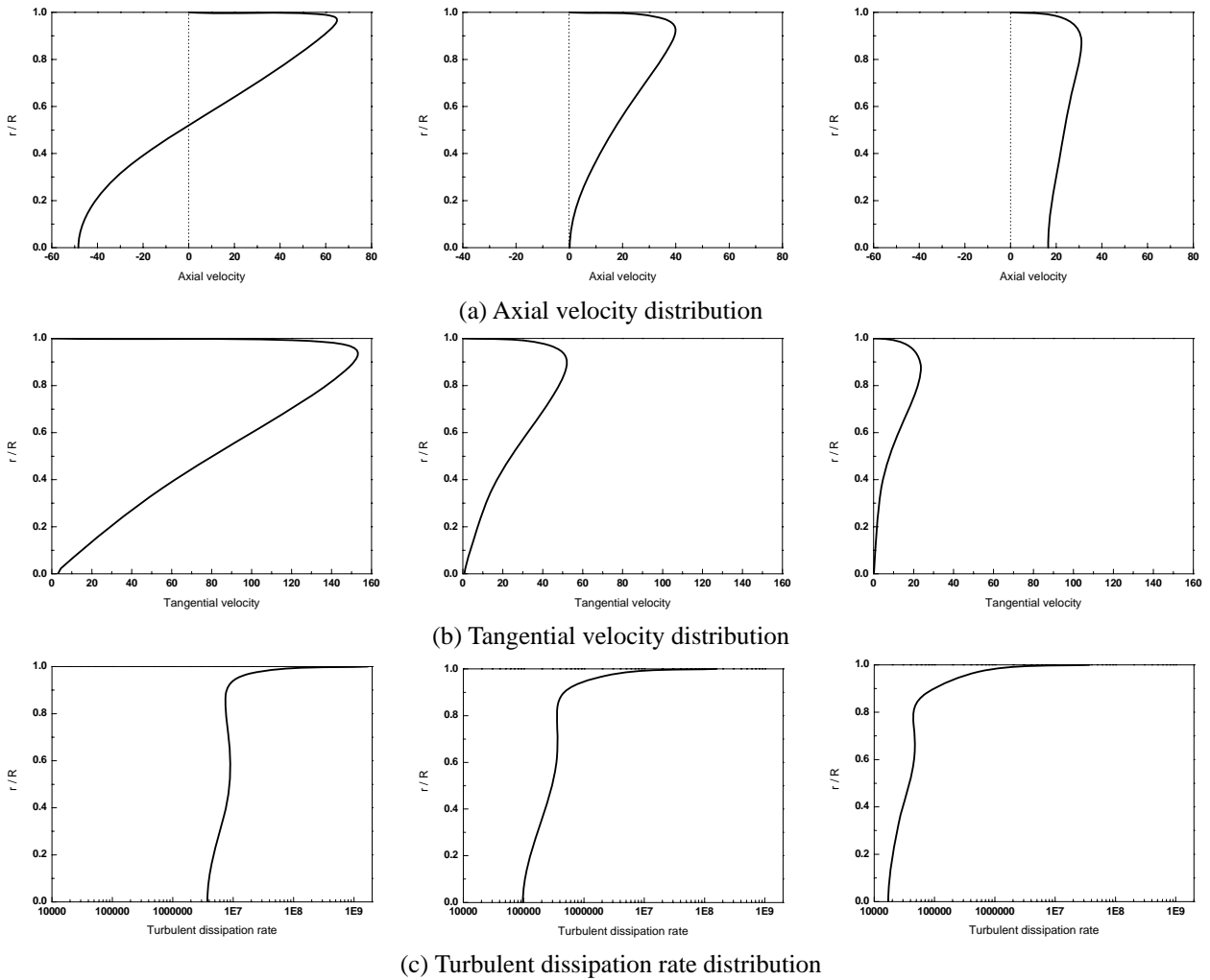


Fig. 13 Radial profiles $z/L=0.35, 0.73, 0.95$ in vortex tube of $\alpha = 0.5$

3.2.2 정체점

볼텍스 튜브 축 단면 내부의 축 방향 속도 분포는 Fig. 12와 같고, $z/L=0.35, 0.73, 0.95$ 에서 반지름 방향으로 축 방향 속도 분포는 Fig. 13(a)와 같이 나타난다. $z/L=0.73$ 일 경우 $r/R=0$ 인 튜브 중심에서 축 방향 속도가 0이다. 이 지점을 정체점이라 정의하고, 저온 출구 방향으로 나가는 유동이 방향을 바꾸어 돌아가는 점이기도 하여 전향점 이라고

도 한다. 정체점은 저온유동구간과 고온유동구간을 구분하는 기준점이며 에너지 분리 현상에 영향을 미치는 요인으로 볼텍스 튜브의 성능을 해석하고, 최적화 모델을 설계할 때 고려된다. Fulton⁽⁹⁾과 Stephan 등⁽¹⁰⁾은 튜브 벽면의 온도를 통하여 정체점의 위치를 추정하였고, Ahlborn과 Groves⁽⁸⁾는 유량비에 따른 정체점의 위치 변화를 실험으로 확인하였다.

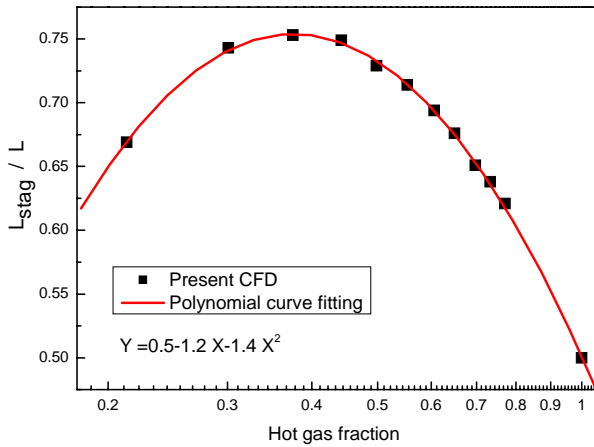


Fig. 14 Non-dimensional length of stagnation point at different hot gas fraction

Fig. 14는 $P_i=5\text{bar}$ 일 때 고온 출구 유량비에 따라 바뀌는 정체점의 위치를 나타낸 것으로 고온 출구 유량비가 약 0.4에서 $z/L=0.75$ 인 곳으로 가장 큰 값을 갖는다.

유량비를 상용로그로 나타낼 경우 Fig. 14에서와 같이 전체적으로 이차 함수 형태인 것을 알 수 있다. 유량비에 따른 정체점의 모델식을 세우면 식 (7)과 같이 나타낼 수 있다.

$$L_{stag} / L = 0.5 - 1.2 \log \alpha - 1.4 (\log \alpha)^2 \quad (7)$$

고온 출구로 모두 나가게 되는 $\alpha=1$ 일 때에도 정체점(전향점)이 $z/L=0.5$ 인 지점에 존재하는 것을 확인할 수 있었다. 이는 Ahlborn과 Groves⁽⁸⁾가 거론한 부분으로 한쪽 출구만을 갖는 볼텍스 튜브에서도 중심부에서 돌아오는 유동이 생겨 에너지 분리 현상이 나타나게 된다. 그리고 약 0.4 이상의 고온 출구 유량비에서는 유량이 증가할수록 정체점의 거리가 짧아지는데 이 경향 또한 Ahlborn과 Groves⁽⁸⁾의 실험 결과와 일치한다.

3.3 난류 소산 에너지

입구 노즐을 통과하며 등엔트로피 팽창으로 온도가 크게 떨어진 기체는 난류 소산에 의해 기계적 운동에너지의 일부가 열 에너지로 변하면서 온도가 다시 올라간다. 볼텍스 튜브는 회전 유동이 주를 이루는 장치로 높은 접선 방향의 속도가 존재하는 벽면 가까운 부분에서 난류 강도가 매우 높고 이에 수반되는 난류 소산 또한 크게 일어난다. 따라서 고온 출구로 나가는 고온유동구간의 회전 유동은 난류소산에 의하여 온도가 높아진다.

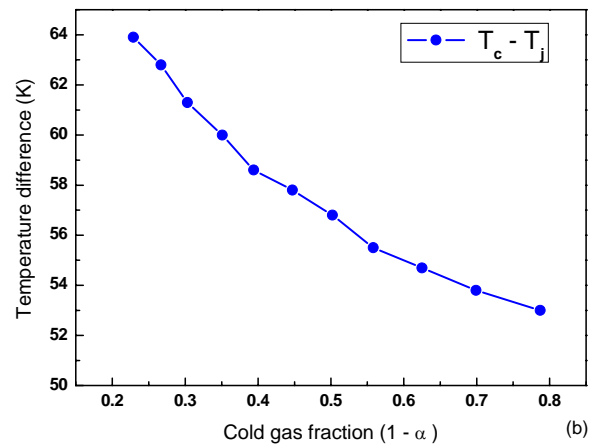
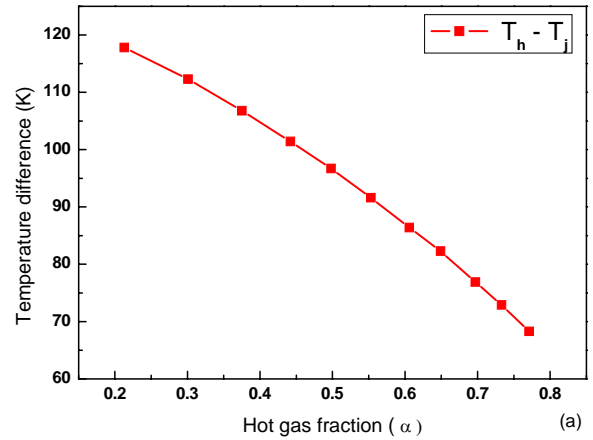


Fig. 15 Increased temperature from nozzle exit (starting point, j) to (a) hot gas exit (b) cold gas exit

한편 저온 출구로 향하는 튜브 중심에서의 유동은 상대적으로 작은 난류강도를 가지지만 이곳에서도 무시할 수 없는 크기의 난류 소산이 발생하기 때문에 저온유동구간에서도 유체의 온도가 상승한다. $z/L=0.35, 0.73, 0.95$ 에서의 반지름 방향으로 분포하는 난류 소산에너지는 Fig. 13(c)와 같다. 벽면뿐 아니라 튜브 중심에서도 난류 소산 에너지가 있으며, 그 양은 고온 출구로 갈수록 줄어들고, 저온 출구의 튜브 중심 근처에서 매우 크게 나타나는 것을 확인할 수 있다.

3.1.1에서 서술한 바와 같이 온도 분리의 시작점을 Fig. 5에서 j의 첨자가 쓰여진 곳으로 생각할 수 있다. 이 지점에서의 온도를 기준으로 각 출구의 온도 차를 나타내면 Fig. 15와 같다. 고온과 저온 출구 모두 난류 소산에 의하여 온도가 상승한 것임을 확인할 수 있다. 또한 각 출구의 유량이 많아질수록 온도 차가 줄어드는 것을 볼 수 있다.

4. 결론

앞서 많은 CFD 연구는 볼텍스 튜브의 다양한 형상에 따라 각 출구의 온도를 예측하고, 성능 최적화를 위한 형상을 연구하는데 초점이 맞추어져 있었다. 그러나 본 연구에서는 CFD 계산 결과를 바탕으로 에너지 분리 현상의 원리를 설명하였다. 볼텍스 튜브의 내부 유동은 크게 열역학적인 단열 팽창에 의한 온도강하 과정과 난류소산에 의한 온도상승 과정으로 나눌 수 있다. 열역학적인 단열 팽창과정은 압축 기체가 입구 노즐을 통과하면서 등엔트로피 팽창에 의해 온도가 낮아지는 것이고, 난류소산 과정은 앞서 온도가 최하로 낮아진 유동이 고온 출구와 저온 출구로 나뉘어 나가면서 난류 소산에 의해 운동에너지의 일부가 열에너지로 바뀌며 온도가 상승하는 것이다. 여기서, 고온유동 구간과 저온유동 구간에서 일어나는 난류강도의 차이로 인하여 온도 상승의 차이가 생기게 된다.

일반적으로 노즐입구에서의 정체온도를 기준으로 저온출구에서의 온도를 비교하기 때문에 저온출구로 향하는 유동은 에너지를 잃어 온도가 하강한 것으로 생각하기 쉽다. 그러나 실제로는 저온출구유동도 입구 노즐을 통과하면서 팽창하고 온도가 최하로 하강한 상태에서부터 난류 소산에 의해 열 에너지를 얻어 온도가 상승한 것임을 확인할 수 있었다.

참고문헌

- (1) Ranque, M. G., 1933, "Experiences Sur La Détente Giratoire Avec Production Simulanees D'un Echappement D'air chaud Et D'un Echappement d'air Froid," *J Phys Radium*, Vol. 7, No. 4, pp. 112~114.
- (2) Hilsch, R., 1947, "The Use of the Expansion of Gases in a Centrifugal Field as Cooling Process," *Rev Sci Instrum*, Vol 18, No. 2, pp. 108~113.
- (3) Hartnett, J. P. and Eckert, E. R. G., 1957, "Experimental Study of the Velocity and Temperature Distribution in a High-velocity Vortex-type Flow," *Trans ASME*, Vol. 79, No. 4, pp. 751~758.
- (4) Lay, J. E., 1959, "An Experimental and Analytical Study of Vortex Flow Temperature Separation by Superposition of Spiral and Axial Flows," *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 81, pp. 202~212.
- (5) Bruun, H. H., 1969, "Experimental Investigation of the Energy Separation in Vortex Tubes," *J. Mechanical Engineering Science*, Vol. 11, No. 6, pp. 567~582.
- (6) Takahama, H., 1965, "Studies on Vortex Tubes," *Bull. JSME*, Vol. 8, No.31, pp. 433~440.
- (7) Reynolds, A. J., 1964, "A Note on Vortex-Tube Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 14, No. 2, pp. 18~20
- (8) Ahlborn, B. and Groves, S., 1997, "Secondary Flow in a Vortex Tube," *Fluid Dynamics Research*, Vol 21, pp. 73~86.
- (9) Fulton, C. D., 1950, "Ranque's Tube," *J. ASRE Refrigerating Engineering*, Vol. 58, No. 5, pp. 473~479.
- (10) Stephan, K., Lin, S., Durst, M., Huang, F. and Seher, D. 1983, "An Investigation of Energy Separation in a Vortex Tube," *Int J Heat Mass Transfer*, Vol. 26, No. 3, pp. 341~348.
- (11) Kurosaka, M. 1982, "Acoustic Streaming in Swirling Flow and the Ranque-Hilsch (Vortex-Tube) Effect," *J. Fluid Mech.*, Vol. 124, pp. 139~172.
- (12) Deissler, R. and Perlmutter, G. M., 1960, "Analysis of the Flow and Energy Separation in a Turbulent Vortex," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 1, pp.173~191.
- (13) Frohlingsdorf, W. and Unger, H., 1999, "Numerical Investigations of the Compressible Flow and the Energy Separation in the Ranque-Hilsch Vortex Tube," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 415~422.
- (14) Aljuwayhel, N. F., Nellis, G. F. and Klein, S. A., 2005, "Parametric and Internal Study of the Vortex Tube using a CFD Model," *Int. J Refrigeration*, Vol. 28, pp. 442~450.
- (15) Skye, H. M., Nellis, G. F. and Klein, S. A. 2006, "Comparison of CFD Analysis to Empirical Data in a Commercial Vortex Tube," *Int. J Refrigeration*, Vol. 29, pp. 71~80.
- (16) Upendra Behera, Paul, P. J., Kasthuriengan, S., Karunanithi, R., Ram, S. N., Dinesh, K. and Jacob, S. 2005, "CFD Analysis and Experimental Investigation Towards Optimizing the Parameters of Ranque-Hilsch Vortex Tube," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 48, pp. 1961~1973.
- (17) Ahlborn, B., Keller, J. U., Staudt, R., Treitz, G. and Rebhan, E. 1994, "Limits of Temperature Separation in a Vortex tube," *J. Phys.*, Vol. 27, pp. 480~488.