

## 초임계상태 이산화탄소의 정사각 단면 직덕트 내 난류유동 및 열전달의 전산해석

최 영 돈<sup>†</sup>, 주 광 섭<sup>\*</sup>, 김 용 찬, 김 민 수<sup>\*\*</sup>

고려대학교 기계공학과, <sup>\*</sup>고려대학교 대학원, <sup>\*\*</sup>서울대학교 기계공학과

### Numerical Analysis of Turbulent Carbon Dioxide Flow and Heat Transfer under Supercritical State in a Straight Duct with a Square Cross-Section

Young Don Choi<sup>†</sup>, Kwang Sup Joo<sup>\*</sup>, Young Chan Kim, Min Soo Kim<sup>\*\*</sup>

Department of Mechanical Engineering, Korea University, Seoul 136-701, Korea

<sup>\*</sup>Graduate School, Korea University, Seoul 136-701, Korea

<sup>\*\*</sup>Department of Mechanical Engineering, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea

(Received June 21, 2002; revision received September 30, 2002)

**ABSTRACT:** Turbulent carbon dioxide flows and cooling heat transfers under supercritical state in a straight duct with a square cross-section are numerically analyzed employing low Reynolds number  $k-\epsilon$  model and algebraic stress model. The flow is assumed to be quasi-incompressible. Predicted Nusselt number and friction factor are compared with the experimental data, Blasius correlation for friction factor and Dittus-Boelter correlation for Nusselt number. Computational results for the Fanning's friction factor agree well with the all Rohsenow and Choi's correlation, Liou and Hwang's experimental data and Blasius correlation. The results obtained by algebraic stress model agree more with the Liou and Hwang's experimental data, while the results obtained by low Reynolds number  $k-\epsilon$  model agree more with Blasius correlation.

In the computation of Nusselt number, Dittus-Boelter correlation can not exactly fit the computational results. Therefore we propose the new correlation  $Nu = 0.053 Re^{0.73} Pr^{0.4}$  for the turbulent cooling heat transfer of carbon dioxide under supercritical state.

**Key words:** Supercritical state(초임계상태), Carbon dioxide(이산화탄소), Turbulent heat transfer(난류 열전달), Square duct(정사각 덕트)

#### 기 호 설 명

$C_f$  : 난류 모형상수

$C_{ij}$  : 대류텐서

$C_{pb}$  : 총괄온도 기본 정압비열,  $\overline{C_p} = \frac{h_b - h_w}{T_b - T_w}$

$C_f$  : Fanning의 마찰계수

$d_{ij}, D_{ij}$  : 확산텐서

$D_\epsilon$  : 난류운동에너지 소멸률의 점성 확산율

$D_H$  : 수력 직경

$h_b$  : 총괄온도에서의 엔탈피

$h_w$  : 벽온도에서의 엔탈피

<sup>†</sup> Corresponding author

Tel.: +82-2-3290-3355; fax: +82-2-928-1067

E-mail address: ydchoi@korea.ac.kr

- $k$  : 난류운동에너지
- $Nu_0$  : 총괄온도 기본 누셀트수,  $(h_b D_H)/\alpha_b$
- $P$  : 국소평균압력
- $Pr_b$  : 총괄온도 기본 프란틀수
- $P_{ij}$  : 레이놀즈 응력 생성률 텐서
- $P_\epsilon^i$  : 난류운동에너지 소멸률의 생성률 텐서
- $r$  : 난류 모형상수
- $Re_b$  : 레이놀즈수,  $(W_b D_H)/\nu_b$
- $Re_w$  : 벽온도에서의 레이놀즈수,  $(W_b D_H)/\nu_w$
- $T_0$  : 덕트 입구온도
- $T_b$  : 총괄온도
- $T_w$  : 벽온도
- $\overline{u_i u_j}$  : 레이놀즈 응력
- $\overline{u_i \theta}$  : 난류 열유속
- $x, X$  : 측벽에 수직인 방향 좌표
- $y, Y$  : 내벽에 수직인 방향 좌표
- $z, Z$  : 유선 방향 좌표

**그리스 문자**

- $\rho_b$  : 총괄온도에서의 밀도
- $\rho_w$  : 벽면온도에서의 밀도
- $\epsilon$  : 난류운동에너지 소멸률
- $\epsilon_{ij}$  : 레이놀즈 응력 소멸률 텐서
- $\Gamma$  : 난류운동에너지 소멸률의 소멸률
- $\mu$  : 점성계수
- $\nu$  : 동점성계수
- $\Pi_\epsilon$  : 난류운동에너지 소멸률의 압력 확산을
- $\phi_{ij}$  : 압력 변형률 텐서
- $\theta$  :  $T_w/T_b$

**1. 서론**

기존의 CFC(chlorofluorocarbon)/HCFC(hydrochlorofluorocarbon) 냉매는 오존층을 파괴하고 지구온난화 현상에 큰 영향을 미치기 때문에 세계 각국은 CFC/HCFC 계열 냉매의 생산 및 공급에 대한 감소계획을 세워, 궁극적으로 환경친화성이 없는 냉매는 더 이상 생산하지 않으려 하고 있다. 현재 국내에서 사용되는 CFC 및 HCFC의 대체냉매인 HFC(hydrofluorocarbon) 계열 냉매의 지

구온난화 지수(global warming potential, GWP)가 1300에서 3800의 범위를 나타내고 있으며 1997년 교토 기후협약에서 대기 배출억제물질로 분류되었다. 따라서 세계 각국에서는 대체냉매로서의 천연냉매에 대한 관심이 크게 고조되고 있으며, 이를 적용하는 시스템이 매년 크게 늘고 있다. 대체냉매로 고려되고 있는 주요 천연냉매는 이산화탄소(CO<sub>2</sub>), 탄화수소(hydrocarbons, HCs), 암모니아(NH<sub>3</sub>), 및 물(H<sub>2</sub>O) 등을 포함하고 있다. 이중 이산화탄소는 환경에 미치는 영향이 거의 없어서 대체냉매로 가장 크게 각광 받고 있는 천연냉매이다.<sup>(1,2)</sup>

이산화탄소를 이용한 냉동시스템과 열펌프 시스템은 일반적으로 Fig. 1에 나타낸 바와 같이 초임계 사이클의 형태로 작동되고 있다. 이 사이클은 냉매를 약 100기압 정도까지 압축하고 초임계상태에서 가스 냉각 응축시킨 후 팽창밸브를 통하여 팽창시키고 증발기에서 증발시켜 다시 압축기에서 압축시키는 사이클로 구성되어 있다. 이 사이클은 열교환 과정이 2상 상태의 증발과정과 초임계 가스 냉각과정으로 이루어진다. 2상 증발과정에서의 열전달현상의 파악도 중요하지만, 초임계 가스 냉각과정에서 이산화탄소의 열전달현상의 규명은 이산화탄소를 냉매로 하는 냉동시스템과 열펌프 시스템 설계에서 가장 중요한 요소로 대두되고 있다.<sup>(3,4)</sup> 초임계상태 이산화탄소의 냉각과정에서는 열역학적 물성치가 온도와 압력의 변화에 따라 급격히 변한다. 따라서 기존에 사용되어 오던 열전달계수 상관식들을 그대로 사용하기 어렵다. 따라서, 초임계상태 이산화탄소의 열전달계수에 대한 정확한 상관식 도출은 이산화

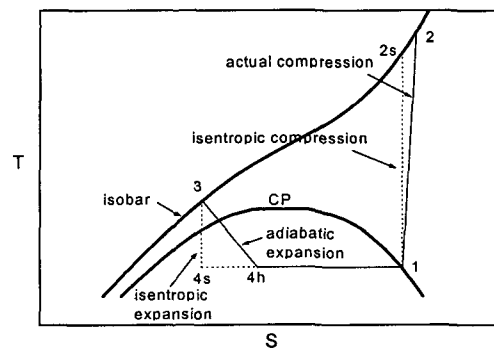


Fig. 1 Temperature-entropy diagram for a CO<sub>2</sub> transcritical process.

탄소를 냉매로 하는 냉동시스템과 열펌프 시스템의 핵심요소인 가스냉각기를 설계하기 위한 핵심기반기술 연구이다.

Petukhov<sup>(4)</sup>는 벽면온도와 총괄온도(bulk temperature) 사이의 온도차가 큰 난류 원관유동에서의 누셀트수에 대해 다음의 상관식을 제안하였다.

$$Nu_b = C Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \theta^n \quad (1)$$

여기서  $\theta$ 는  $T_w/T_b$ 이다. 그러나 Petukhov는 물성치 변화가 큰 유동의 열전달상관식 속의 물성치 계산에서 총괄온도(bulk temperature)를 사용하는 대신 막온도(film temperature)  $T_f = \frac{1}{2}(T_b + T_w)$ 을 사용하는 것이 더 바람직한 방향이라 하였다. Krasnoshchekov and Protopov<sup>(7)</sup>는 가열되는 초임계상태 난류 원관유동에서의 누셀트수는

$$Nu_b = Nu_0 \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.3} \left( \frac{\overline{C_p}}{C_{pb}} \right)^n \quad (2)$$

로 표시될 수 있다 하였다. 여기서  $Nu_0$ 는 유체의 총괄온도를 기본으로 하는 상태량으로 계산한 누셀트수이며  $\overline{C_p}$ 는 다음 식으로 정의된다.

$$\overline{C_p} = \frac{h_b - h_w}{T_b - T_w} \quad (3)$$

Ghajar and Asadi<sup>(6)</sup>은 냉각되는 초임계상태의 난류 원관유동의 누셀트수 상관식에 대해서

$$Nu_b = a Re_b^b Pr_b^c \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^d \left( \frac{\overline{C_p}}{C_{pb}} \right)^n \quad (4)$$

를 제안하였다. 여기서  $a, b, c, d, n$ 은 실험상수이다. Krasnoshchekov and Protopov,<sup>(7)</sup> Petrov and Popov,<sup>(8)</sup> Krasnoshchekov et al.<sup>(9)</sup>들도 다양한 형태의 초임계상태 이산화탄소 난류 원관유동의 누셀트수를 제안하였다. Pitla et al.<sup>(2)</sup>은 이들의 관계식들을 비교한 결과 각 관계식들이 총괄온도의 변화에 따라 상사한 열전달계수 변화 경향을 나타낸다 하였다.

위의 관계식들은 실험적 측정자료를 바탕으로 얻어진 식들이다. Robinson et al.<sup>(10)</sup>은 초임계 이산화탄소의 가스냉각과정의 열전달계수를 측정하는 실험을 수행하였다. 그러나 이러한 열전달 실험은 고압의 실험조건에서 수행되어야 하는 어려움 때문에 많은 연구결과가 발표되어 있지 않다. 그러나 초임계상태의 원관 난류 열전달 현상은 여러 가지 복잡한 현상이 복합되어 일어나고 있기 때문에 실험만으로 광범위한 열유속 레이놀즈수, 압력의 범위에서의 열전달계수 상관식을 정확히 도출하기는 대단히 어렵다. 따라서 초임계상태 이산화탄소에 대해서 좀더 광범위한 압력, 온도, 레이놀즈수 범위에서 정확히 적용될 수 있는 열전달계수 상관식을 도출하기 위해서는 실험적 접근보다 고차의 난류 모형을 적용한 전산해석 기법을 도입하는 것이 더 바람직하다. 왜냐하면 최근 난류 모형이 급속히 발달하여<sup>(11)</sup> 원관유동이나 정사각 단면 직관유동과 같은 단순유동에서의 난류유동과 열전달 전산해석은 실험에 가까운 정도로 정확한 해를 줄 수 있기 때문이다.<sup>(12)</sup>

본 연구에서는 2차 모멘트 난류 모형을 적용하여 초임계 이산화탄소의 정사각 단면의 직관 난류 열전달을 전산해석하여 얻어진 마찰계수와 열전달계수를 기존의 상관식과 비교하였다. 본 연구는 압축성 가변 초임계 난류유동에서의 열전달계수 상관식을 도출하기 위한 기초연구로 수행된 것이다. 압축성 가변 물성치 초임계 난류유동에서의 열전달계수 상관식은 식(1), (2), (3) 등으로 표시될 수 있는데 이때 그 기본이 되는  $Nu_0$  상관식을 정해 줄 필요가 있다. 본 연구에서는 초임계 난류유동에서 기존에 원관유동에서 많이 사용되어 왔던 Dittus-Boelter의 열전달계수 상관식과 Blasius의 마찰계수식을 기본값으로 사용할 수 있는지를 검증하고자 한다.

정사각 단면 직덕트의 난류유동은 난류 모형의 적용이 쉽고 실험적으로 난류성분을 측정하기 쉽다. 따라서 정사각 단면 직덕트에서 초임계상태의 난류유동과 열전달 해석하면 원관유동에서 보다 더 유용한 정보를 많이 얻을 수 있다. 이 정사각 단면의 덕트 내의 난류구조와 2차 유동에 대한 연구로는 Demuren and Rodi<sup>(11)</sup>가 2차 모멘트 모형을 적용하여 정사각 단면의 직덕트 내의 2차 유동의 거동을 고찰하였고, Gavrilakeis<sup>(13)</sup>는 LES를 이용해서 정사각 단면 직덕트 내 난류구

조를 분석하였으며, Mompean<sup>(14)</sup>은 RNG  $k-\epsilon$  모형과 Speziale 비선형  $k-\epsilon$  모형을 적용하여, Husser and Biringen<sup>(15)</sup>은 DNS를 사용해서 정사각 단면 직덕트 내 난류구조와 2차 유동 분포를 분석하였다. Hirota et al.<sup>(16)</sup>은 정사각 단면 직덕트에서 난류 열전달을 측정을 통해서 정사각 단면 덕트 대칭면 상에서 난류 프란틀수와 와점성계수 분포가 원관에서의 값들과 상사함을 밝혔다. Rokni and Sunden<sup>(12)</sup>은 저레이놀즈수  $k-\epsilon$  모델을 적용하여 정사각 단면 직덕트에서의 층류와 난류 열전달을 해석한 결과 층류 영역에서는 마찰계수와 열전달계수 모두 원관 유동에서의 마찰계수식과 열전달계수식이 잘 일치하였으며 난류 영역에서도 레이놀즈수 10,000까지 마찰계수는 Blasius 상관식과 잘 일치하였고 누셀트수는 Dittus Boelter의 상관식보다 약 6% 낮은 값이 예측됨을 보여주었다.

그러나 초임계상태 난류 열전달인 경우에 Blasius 마찰계수상관식과 Dittus-Boelter 누셀트식을 사용할 수 있는지 알기 어렵다. 본 연구에서는 열유속을 작게 해서 비압축성 일정 물성치 열전달 조건에서 초임계 이산화탄소 난류유동을 마찰계수와 열전달계수 변화거동을 살펴보았다.

2. 수치해석적 연구

본 연구에서는 이산화탄소 냉매의 난류 열전달의 특성을 규명하기 위해서 초임계상태 이산화탄소 정사각 단면 직덕트 내의 난류유동을 비압축성 일정 물성치 조건에서 수치해석하였다. 본 해석을 위한 지배방정식들과 난류 모형들은 다음과 같다.

2.1 유동장과 좌표계

Fig. 2은 본 연구에서 유동해석한 정사각 단면 직덕트의 유동해석에 대한 개략도이다.

본 연구에서 해석한 유동장은 가로, 세로가 각각 1 cm인 정사각 단면 직덕트로써 주유동 방향은 유동이 완전 발달 영역에 이르기까지 길게 덕트를 형상화하였다. 비압축성 유동해석을 위해 입구조건은 입구압력과 입구온도를 변화시키며 수치해석하였고 레이놀즈수를 변화시키며 모든 벽면에서 일정 열유속  $-300 \text{ W/m}^2$ 이 가해진다고 가정하였다.

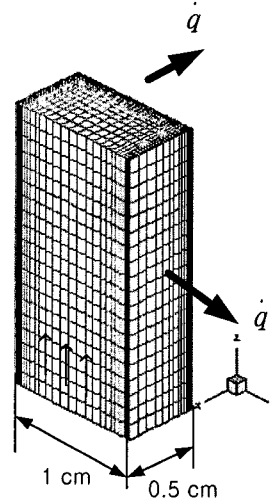


Fig. 2 Schematic diagram showing a straight duct with a square cross-section.

2.2 지배방정식

본 연구에 해석할 유동은 비압축성 난류유동이다. 이때 유체는 뉴턴 유체이다. 이 유동을 지배하는 방정식은 연속방정식과 운동량방정식, 에너지방정식이다. 지배방정식에서 순시치를 요동치나 평균치로 나누어 순시방정식을 레이놀즈 방법으로 시간 평균하면 다음의 평균 유동의 지배방정식이 유도된다.

연속방정식

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i) = 0 \tag{5}$$

운동량방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_i U_j) = & \\ & - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u_i u_j} \right] \end{aligned} \tag{6}$$

$(i = 1, 2, 3)$

에너지방정식

$$\rho U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{u_j \theta} \right) \tag{7}$$

식(5), 식(6)은 시간 평균된 속도장을 지배하게 되며, 이 식에서 가장 주목해야 할 것은 난류 열동의 상관관계인 레이놀즈 응력  $\overline{u_i u_j}$  과 난류 열유속  $\overline{u_i \theta}$  이다. 위의 운동량방정식과 에너지방정식을 풀기 위해서는 레이놀즈 응력과 난류 열유속에 대한 정보가 필요하게 된다. 이 레이놀즈 응력을 해석하는 방법은 여러 가지가 있으나 본 연구에서는 레이놀즈 응력 자체에 대한 수송방정식을 푸는 레이놀즈 응력 방정식 모형을 택하였다. 레이놀즈 응력 방정식 모형은 2차 모멘트 난류단합(second moment turbulence closure)으로 유동 내부에서의 레이놀즈 응력의 변화거동이 평균유동에 미치는 영향을 잘 고려함으로써 실제 유동을 푸는 데 있어서 가장 발달된 난류 모형 중 하나이기 때문이다.<sup>(17)</sup>

#### 레이놀즈 응력 방정식

$$\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + C_{ij} = P_{ij} + D_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (8)$$

여기서

$$C_{ij} = U_k \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_k} \quad : \text{대류항}$$

$$P_{ij} = - \left\{ \overline{u_k u_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_k u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right\} : \text{생성항}$$

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \overline{u_i u_j u_k} - \frac{\rho}{\rho} (u_i \delta_{ik} + u_j \delta_{jk}) \right\} : \text{확산항}$$

$$\phi_{ij} = \frac{\rho}{\rho} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\} : \text{압력변형률}$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} : \text{소멸항}$$

이다.

#### 2.3 2차 모멘트 난류 모형

레이놀즈 응력 방정식(8)을 풀기 위해서는  $D_{ij}$ ,  $\phi_{ij}$ ,  $\varepsilon_{ij}$ 에 대한 난류 모형이 필요하다. 본 연구에

서는 식(7)을 Rodi(1980)가 제안한 대수응력방정식으로 고침으로써  $D_{ij}$  모형화 문제를 해결하였고  $\phi_{ij}$ 에 대해서는 Shin and Choi<sup>(18)</sup>가 적용한 CQI (cubic quasi-isotropic) 모형을 적용하였다.  $\varepsilon_{ij}$ 는 Launder and Tselepidakeis<sup>(19)</sup>의 모형을 도입하였다. 식(9)의  $\varepsilon$  방정식에 대한 모형화는 Choi et al.<sup>(20)</sup>이 제안한 다중 생성물 모형을 적용하였다.

식(8)의 레이놀즈 응력 방정식을 해석하려면  $k$ 와  $\varepsilon$ 을 알아야 한다.  $k$ 는 식(9)과 같은  $k$ 수송방정식을  $\varepsilon$ 은 식(10)와 같은  $\varepsilon$ 수송방정식을 풀어서 구하였다.  $\varepsilon$ 방정식에 대한 모형은 Choi et al.<sup>(20)</sup>이 제안한 다중 생성물 모형을 적용하였다.

$$\frac{Dk}{Dt} = D_k + \Pi_k + T_k + P_k - \varepsilon \quad (9)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = P_\varepsilon^{1\varepsilon} + P_\varepsilon^{2\varepsilon} + P_\varepsilon^{3\varepsilon} + P_\varepsilon^{4\varepsilon} + D_\varepsilon^\nu + D_\varepsilon^{1\varepsilon} - \Gamma_\varepsilon + \Pi_\varepsilon \quad (10)$$

그러나 위의 레이놀즈 응력 방정식 속에는 3차 상관관계  $\overline{u_i u_j u_k}$ 와 압력 변형률  $\phi_{ij}$ 항을 포함하고 있어서 이들에 대한 난류 모형이 필요하다. 모형은 Choi et al.<sup>(20)</sup>이 제안한 다른 생성물 모형을 사용하였다.

난류 열유속  $\overline{u_i \theta}$ 에 대한 모형은 Launder<sup>(21)</sup>가 제안한 구배항을 사용하였다.

$$\overline{u_i \theta} = C_t \overline{u_i u_j} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (11)$$

#### 2.4 주요 해법

본 해석에서 사용한 전산 프로그램은 TEACH-2E 프로그램을 본 유동해석에 적합하도록 변형시킨 것이다. 이 프로그램에서 운동량방정식을 푸는 방법은 Patankar and Spalding<sup>(22)</sup>의 SIMPLER 해법을 Pratap and Spalding<sup>(23)</sup>이 포물선형(parabolic) 유동을 해석할 수 있도록 수정한 방법을 사용하였다. 이 방법은 타원형 해법(elliptic procedure)에 비하여 소요되는 전산기의 기억용량은 대단히 적은 반면 정확도는 거의 비슷하다. 이 해법에서 특이한 것은 주유동 방향속도와 압력의 수정을 압력수정방정식으로 하지 않고, Pratap<sup>(24)</sup>

이 제안한 총괄 압력수정(bulk pressure correction) 방법으로 하는 것이다.

본 해석에서 격자는 벽면 부근은 미세격자로 하고 벽에서 멀어질수록 격자의 크기를 등비로 증가시키다가 어느 값 이상에서는 일정하게 하였다. 벽면으로부터 첫번째 격자점은 유동장의 입구에서  $y^+$ 가 0.5 이하가 되도록 하였는데 그 이유는  $\epsilon$ 의 벽면 경계조건을 보다 타당성 있게 적용하기 위해서이다.  $y^+ \leq 80$  이하의 구역에는 16개의 격자를 배치하였다. 전유동장에 대해 사용한 격자수는  $52 \times 80$ 개이다. 포물선형 해석법에서는 주요동 방향으로 격자를 3개만 잡고 반복해서 대치시켜 가며 계산한다.

본 해석에서는 이산화탄소 초임계상태의 물성치를 계산하기 위해서 NIST(National Institute of Standards and Technology)에서 개발한 REPROP version 6.01을 사용하였다. 유체의 물성치는 덕트 입구온도( $T_0$ )의 값이 변하지 않고 일정하다고 가정하였다. 실제 열전달계산에서 벽면의 열유속을  $-300 \text{ W/m}^2$ 으로 낮게 잡을 경우 유동이 열적으로 완전 확립되기까지 총괄온도의 상승이 극히 작아서 상태량의 변화가 열전달계수의 계산값에 영향을 미치지 않는다.

### 3. 결과 및 고찰

본 연구에서는 열전달 해석에 앞서 전산코드를

검증하기 위해 층류 영역에서 마찰계수를 계산하여 주어진 상관식과 비교하였다. 알려진 층류 마찰계수는 다음과 같은 관계식을 가진다.

$$f = \frac{C}{Re_h} \quad (12)$$

직덕트에서는 단면의 종횡비에 따라 마찰상수 값이 변화하는데 종횡비 1인 정사각 단면의 직덕트인 경우  $C$ 는 56.91이다(White<sup>(25)</sup>). Fig. 3은 정사각 단면 직덕트의 마찰계수식  $f=56.91/Re_h$ 와 전산해석에서 얻어진 값을 비교한 그림으로 매우 잘 일치함을 알 수 있다.

본 연구에서는 초임계 이산화탄소의 정사각 단면 직덕트 내 난류유동의 마찰계수와 열전달계수 상관식을 수치해석으로 구하였다. 비압축성 유동 해석을 위해 입구조건은 질량유량은  $0.1 \text{ kg/s}$ 로 일정하게 하고 입구압력 7.353 Mpa, 8 Mpa, 10 Mpa과 12 Mpa에서 입구온도를  $120^\circ\text{C}$ 에서  $0^\circ\text{C}$ 까지  $10^\circ\text{C}$  간격으로 변화시키며 열전달계수를 계산하였다. 열전달계수 계산을 위해서 벽면에서  $-300 \text{ W/m}^2$ 의 일정 열유속을 가하며 에너지방정식을 해석하였다. 입구압력을 7.353 Mpa로 한 것은 임계점을 지나는 정압선에 대한 열전달 특성을 조사하기 위해서이다. Fig. 4는 난류운동에너지에 의해 무차원화된 레이놀즈 주응력 강도를 계산한 결과이다. 해석결과 레이놀즈 주응력은 덕트 입구온도의 변화에 따라 큰 변화를 보이지 않으며

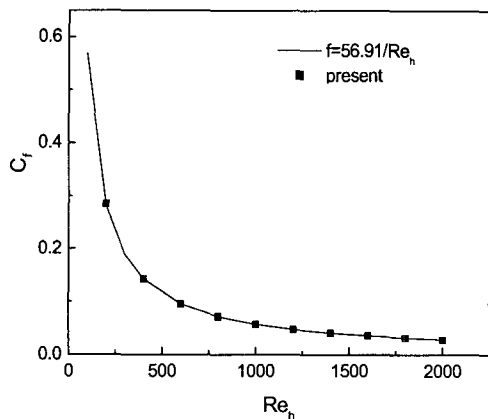


Fig. 3 Variation of friction coefficient with respect to Reynolds number in laminar flow range.

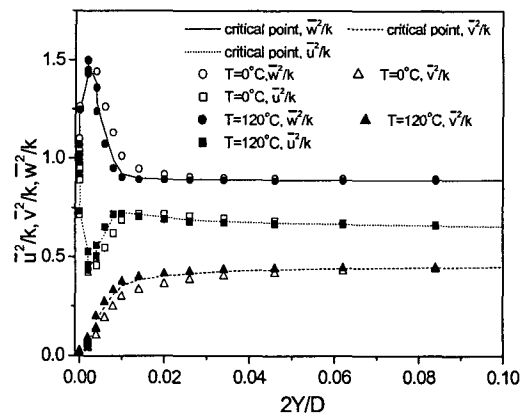


Fig. 4 Comparison of normal Reynolds stresses normalized by turbulent kinetic energy.

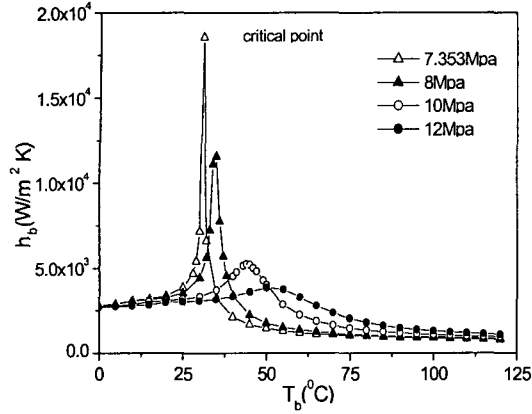


Fig. 5 Change of calculated heat transfer coefficient with respect to CO<sub>2</sub> temperature and pressure.

일반적인 유동에서와 유사한 특성을 보인다. 그러나 벽면 인접부에서  $\bar{u}^2/k$ 가 1.0까지 감소하고  $\bar{w}^2/k$ 가 1.0까지 증가하는 것은 일반 유동과 다르다.

Fig. 5는 이산화탄소 유동의 입구온도와 압력의 변화에 따른 완전 발달 영역에서의 벽면 평균 열전달계수를 수치해석한 결과이다. 평균 열전달계수  $h$ 는 유체온도와 입구압력에 따라 큰 변화를 나타내며 특히 임계점 부근에서 급격한 변화를 보여준다. 유동압력에 따라 열전달계수의 극대치의 온도위치가 변하는 것은 유체압력에 따라 임계점 온도가 변하기 때문이다.

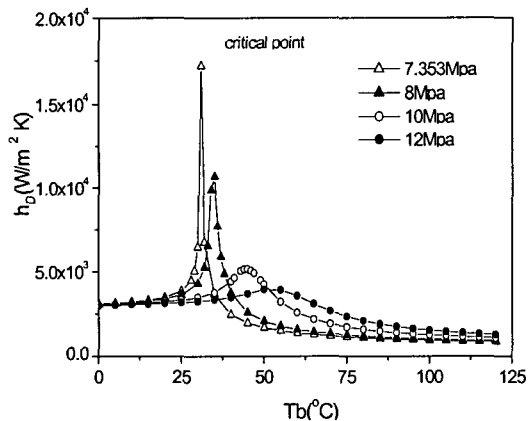


Fig. 6 Change of heat transfer coefficient calculated from Dittus and Boelter equation.

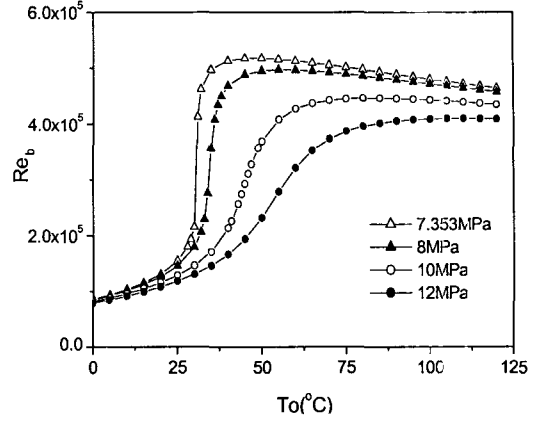


Fig. 7 Reynolds number with respect to CO<sub>2</sub> temperature and pressure.

Fig. 6은 Dittus-Boelter의 열전달계수식  $Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4}$ 으로 계산한 열전달계수값이다. Fig. 5와 Fig. 6을 비교하면 두 결과가 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 따라서 초임계상태 이산화탄소 유동에서도 Dittus-Boelter의 상관식 형태를 누셀트수 상관의 기본식으로 사용할 수 있음을 나타내 준다.

Fig. 7은 질량유량이 0.1 kg/s으로 일정할 때 입구온도와 입구압력 변화에 따른 레이놀즈수의 변화를 나타낸 그림이다. 질량유량은 일정하지만 유체온도의 변화에 따라 밀도와 점성계수가 급격히 변화함으로써 레이놀즈수도 마찬가지로 급격

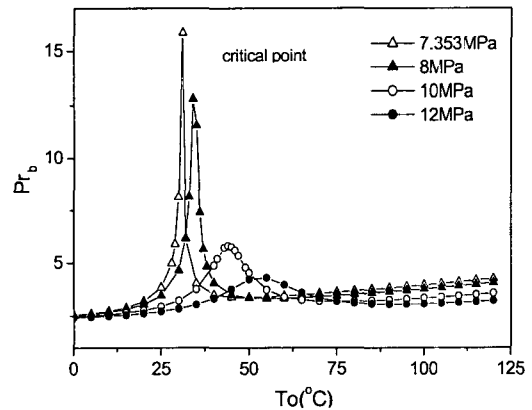


Fig. 8 Change of Prandtl number with respect to CO<sub>2</sub> temperature and pressure.

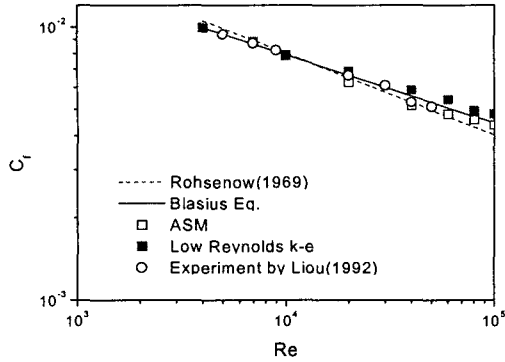


Fig. 9 Comparison of friction coefficients with respect to Reynolds number.

하게 변화함을 알 수 있다. 또한, 밀도와 점성계수 모두 입계점 부근에서 온도가 감소할수록 증가하지만 점성계수의 영향이 더 크므로 그림과 같은 경향을 볼 수 있다.

Fig. 8은 동일한 조건 하에서 각 물성치에 따른 프란틀수를 계산한 결과이다. 입계점 부근을 전, 후로 입구압력이 작을수록 프란틀수가 큼을 알 수 있지만 입계점 영역에서는 예측이 어려운 정도로 변화가 급격하다.

Fig. 9에서는 Fanning의 마찰계수에 대한 전산해석결과를 Rohsenow and Choi<sup>(26)</sup>의 상관식, Blasius의 상관식과 Liou와 Hwang의 실험자료<sup>(27)</sup>와 비교한 것이다. 대수응력모형(ASM)의 결과는 Liou와 Hwang의 실험치와 매우 잘 일치하는 반면  $k-\epsilon$  모형의 결과는 Blasius의 상관식에 근접한

다. 그러나 모형의 변화가 마찰계수에 미치는 영향은 매우 작다. 위의 결과는 초임계상태에서 마찰계수의 기본식으로 Blasius식과 같은 일반적인 상관식을 사용할 수 있음을 나타낸다. Rokni and Sunden<sup>(12)</sup>이  $k-\epsilon$  모형을 사용하여 정사각 단면 직덕트 유동의 해석한 결과에 의하면 레이놀즈수  $10^4$ 까지 정사압의 일반적인 유체에서 정사각 단면 유동의 마찰계수가 Blasius식에 잘 부합됨을 나타내고 있다. 따라서 초임계상태의 정사각 덕트의 마찰계수도 Blasius 상관식으로 나타낼 수 있다. 그러나 열유속이 커져서 유체의 물성치가 온도에 따라서 급격히 변하면 이에 따라 상관식에 대한 수정이 요구된다.

$k-\epsilon$  모형과 ASM 모형은 마찰계수 예측에서는 큰 차이가 없으나  $k-\epsilon$  모형은 부력에 의한 난류생성을 예측하지 못하므로 난류 열전달에서 정확성이 떨어지므로 본 연구에서는 ASM 모형을 사용하였다.

덕트 입구압력이 8 Mpa, 10 Mpa, 그리고 12 Mpa에서 유체입구가 60°C로 일정하게 하고 레이놀즈수를 변화시키며 유동과 열이 완전 발달될 때까지  $-300 \text{ W/m}^2$  열유속상태에서 난류 열전달 해석하여 누셀트수를 계산하였다.

Fig. 10은 Dittus-Boelter 식과 비교한 것이다. 이때 물성치는 입구에서의 물성치값이 변하지 않는다 가정하였다. 여기서 흥미로운 것을 일반적으로 냉각되는 난류유동인 경우 Dittus-Boelter 식이  $Nu = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.3}$ 으로 알려져 있는데 본

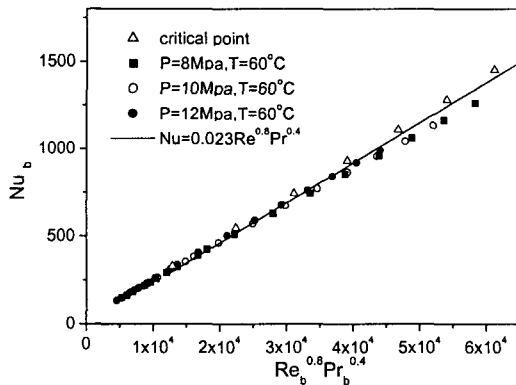


Fig. 10 Comparison of computationally obtained Nusselt number with Dittus-Boelter correlation.

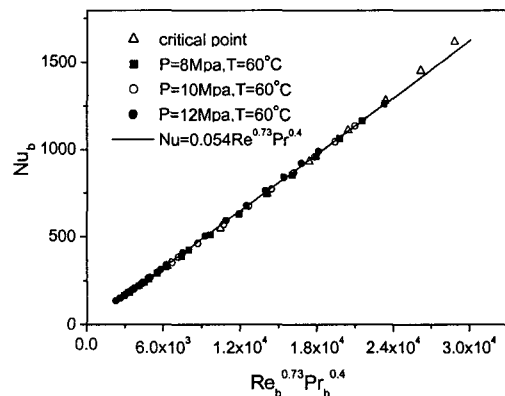


Fig. 11 Comparison of computationally obtained Nusselt number with new correlation.



해석결과는 오히려 가열시의 관계적인  $Nu = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4}$ 에 접근한다는 것이다. 그러나 레이놀즈수가  $2 \times 10^4$  이상인 경우 해석결과가 Dittus-Boelter 상관식 주위에 분산분포되어 있어서 본 연구에서 새로운 상관식을 도출하였다.  $Nu = 0.053 Re_b^{0.73} Pr_b^{0.4}$ 로 할 경우 Fig. 11에서와 같이 해석결과는 상관식에 잘 일치하였다.

이 새로운 상관식은 높은 레이놀즈수에서도 실험자료를 분산시키지 않고 하나의 상관식으로 잘 나타내 주고 있다.

#### 4. 결 론

초임계영역에서의 이산화탄소에 대한 압축유동 및 열전달 특성을 이해할 목적으로 정사각 직덕트 내의 유동을 Shin과 Choi의 저레이놀즈수  $k-\epsilon$  모형과 대수응력모형(ASM)으로 해석하의 대한 연구와 열전달계수를 예측하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) Fanning의 마찰계수  $k$ 에 대한  $k-\epsilon$  모형과 대수응력모형의 예측은 모두 Blausius 상관식, Rohsenow와 Choi의 상관식, Liou와 Hwang의 실험식과 비교적 일치하였다.

(2) 레이놀즈 응력분포는 벽면 인접부에서  $\frac{U^2}{x}$ 와  $\frac{W^2}{x}$ 가 1로 접근하는 것 이외에는 일반적인 유속과 일치하였다.

(3) 열전달계수에 대한 예측결과는 Dittus & Boelter 상관식 ( $Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4}$ )과 잘 일치하였으나 고레이놀즈 구역에서 해석좌표가 분산된 분포를 보여서 더 정확한 상관관계를 예측해 주는  $Nu_b = 0.054 Re_b^{0.73} Pr_b^{0.4}$ 를 도출하였다. 유동을 비압축으로 가정할 경우 일반유동의 마찰계수식과 열전달계수 상관식을 볼 수 있으나 열전달률이 커서 압축성이 고려될 경우의 마찰계수와 열전달계수 상관식에 대해서도 더 많은 연구가 요구된다.

#### 후 기

본 과제는 한국과학기술원 특성기초 연구과제(1999-1-304-006-3)로 수행된 것이며 이에 감사한다.

#### 참고문헌

1. Pettersen, J., Neksa, J., Nesje, O. M., Schiefloe, P. A. and Rekstad, H., 1995, Recent Advances in CO<sub>2</sub> Refrigeration, Proc of the 19th International Congress of Refrigeration, The Hague, The Netheland, pp. 961-968.
2. Pitla, S. S., Robinson, D. M., Groll, E. A. and Ramadhyani, S., 1998, HVAC & Research, Vol. 4, No. 3, pp. 281-301.
3. Robinson, D. and Groll, E., 1998, Efficiencies of Transcritical Carbon Dioxide Cycle with and without an Expansion Turbine, International Journal of Refrigeration.
4. Petukhov, B. S., 1970, Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties, Advances in Heat Transfer, Vol. 6, pp. 504-564.
5. Krasnosh Chekov, E. A., 1966, Teplofiz. Vysok. Temperatur, Vol. 4, No. 3, pp. 89-398.
6. Ghajar, A. I. and Asadi, A., 1986, Improved Forced Convective Heat Transfer Correlations for Liquids in the Near Critical Region, AIAA Journal, Vol. 24, No. 12, pp. 2030-2037.
7. Krasnoshchekov, E. A. and Protopov, V. S., 1972, A Generalized Relationship for Calculation of Heat Transfer Carbon Dioxide and Supercritical Pressure, Teplofizika Vysokikh Temperatur, Vol. 9, No. 6, p. 1314.
8. Petrov, N. E. and Popov, V. N., 1985, Heat Transfer and Resistance of Carbon Dioxide Being Cooled in the Supercritical Region, Thermal Engineering, Vol. 32, No. 3, pp. 131-134.
9. Krasnoshchekov, E. A., Kuraeva, I. A. and Protopopov, V. S., 1970, Local Heat Transfer of Carbon Dioxide at Supercritical Pressure under Cooling Conditions, Teplofizika Vysokikh Temperatur, Vol. 7, No. 5, pp. 922-930.
10. Robinson, D. M., Eckhard, S. P., Groll, E. A. and Ramadhyani, S., Determination of Heat Transfer Coefficients During In-Tube Gas Cooling of Supercritical Carbon Dioxide, pp.

- 151-157.
11. Demuren, A. O. and Rodi, W., 1984, Calculation of Turbulence-Driven Secondary Motion in Non-Circular Ducts, *J. Fluids Mech.*, Vol. 140, pp. 189-222.
  12. Rokni, M. and Sunden, B., 1999, Improved Modeling of Turbulent Forced Convective Heat Transfer in Straight Ducts, *Trans. of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol. 121, pp. 712-718.
  13. Gavrilakeis, S. K., 1992, Numerical Simulation of Low-Reynolds-Number Turbulent Flow Through a Straight Square Duct, *J. Fluids Mech.*, Vol. 244, pp. 101-129.
  14. Mompean, G. K., 1998, Numerical Simulation of a Turbulent Flow Near a Right-Angled Corner Using the Speziale Non-linear Model with RNG  $k-\epsilon$  Equation, *Computation & Fluid*, Vol. 27, pp. 847-859.
  15. Huser, A. and Biringen, S., 1993, Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow in a square Duct, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 257, pp. 65-75.
  16. Hirota, M., Fujita, H., Yokosaw, H., Nakai, H. and Itoh, H., 1997, Turbulent Heat Transfer in a Square Duct, *Int. J. Heat & Fluid Flow*, Vol. 18, pp. 170-180.
  17. Shin, J. K., A Study on the Development and Application of Low Reynolds Number Second Moment Turbulent Closure, Phd. Thesis, Korea University.
  18. Shin, J. K. and Choi, Y. D., 1996, Developing of Low Reynolds Number Second Moment Turbulence Closure, *Trans. of KSME B*, Vol. 20, No. 8, pp. 2572-2592.
  19. Launder, B. E. and Tselepidakeis, D. P., 1991, Progress and Paradoxes in Modeling Near-Wall Turbulence, *Proc. 8th Turbulent Shear Flow Symposium, Munich*, Vol. 2, 29. 1. 1.
  20. Choi, Y. D., Shin, J. K. and Chun, K. H., 2001, Multiple Source Modeling of Low-Reynolds-Number Dissipation Rate Equation with Aids of DNS, *KSME International Journal*, Vol. 15, No. 3, pp. 392-402.
  21. Launder, B. Z., 1989, Second-Moment Closure: Present and Future, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 10, No. 4, pp. 282-299.
  22. Patankar, S. V. and Spalding, D. B., 1992, A Calculation Procedure of a Heat and Momentum Transfer in Three Dimensional Parabolic Flow, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, Vol. 15, p. 1787.
  23. Pratap, V. S. and Spalding, D. B., 1975, Numerical Computation of the Flow in Curved Ducts, *The Aeronautical Quarterly*, Vol. 26, p. 219.
  24. Pratap, V. S., 1975, Flow and Heat Transfer in Curved Ducts, Ph.D. Thesis, Imperial College University of London.
  25. White, F. M., 1999, *Fluids Mechanics*, McGraw-Hill, p. 365.
  26. Rohsenow, W. M. and Choi, H. Y., 1969, *Heat, Mass and Momentum Transfer* Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.
  27. Liou, T. M. and Hwang, J. J., 1992, Turbulent Heat Transfer Augmentation and Friction in Periodic Fully Developed Channel Flows, *Journal of Heat Transfer, Trans. of ASME*, Vol. 114, pp. 56-64.