

## 고체 입자가 부상된 충돌제트에서의 입자 거동에 관한 수치해석적 연구

이재범\* · 서영섭\* · 이정희\*\* · 최영기\*  
(2001년 4월 27일 접수, 2001년 9월 18일 심사완료)

### Numerical Study on the Particle Movement of a Particle-Laden Impinging Jet

Jae Bum Lee, Young Sub Seo, Jung Hee Lee and Young Ki Choi

**Key Words:** Particle Movement(입자거동), Particle-Laden Impinging Jet(고체입자가 부상된 충돌제트), Stoke's Drag Formula(stoke의 항력 공식)

#### Abstract

The purpose of this study is to analyze numerically the movement of particles included in turbulent fluid flow characteristics of metallic surfaces. To describe fluid flow, the incompressible Navier-Stokes equation discretized by the finite volume method were solved on the non-orthogonal coordinates with non-staggered variable arrangement, and the  $k-\epsilon$  turbulence model was adapted. After fluid flow was calculated, particle movement was predicted from the Lagrangian approaches. Non-essential complexities were avoided by assuming that the particles had spherical shapes and the Stoke's drag formula only consisted of external forces acting upon them. In order to validate the numerical calculations, the results were compared with the experimental data reported in literature and agreed well with them. The drag force coefficient equation showed better agreement with the experimental data in the prediction of particle movement than the correction factor equation. Impact velocity and impact angle increased as inlet turbulence intensity decreased, relative jet height was lower, or the Reynolds number was larger.

#### 기호설명

---

$C_d$  : 항력계수  
 $D$  : 노즐의 지름 [m]  
 $d_p$  : 입자의 지름  
 $f$  : 입자 궤적식의 수정계수  
 $F$  : 입자에 작용하는 항력  
 $H$  : 노즐 입구에서 충돌면까지의 거리  
 $J$  : Jacobian

$P$  : 압력 [Pa]  
 $Pr, Pr_t$  : 층류, 난류 프란틀수  
 $q$  : 입자의 충돌속도  
 $r$  : 제트 출구에서 반경방향 좌표  
 $r_{1/2}$  : 제트 반경  
 $Re, Re_p$  : 유동 및 입자 레이놀즈수  
 $s_p$  : 입자의 충돌위치  
 $T$  : 온도 [K]  
 $U_c$  : 제트의 축방향 중심속도  
 $x$  : 제트 출구에서 축방향 좌표  
 $x_i$  : 비직교 좌표계  
 $y$  : 제트의 정체점에서 축방향 좌표  
 $\beta_1$  : 입자의 충돌속도 벡터와 충돌면이

---

\* 중앙대학교 대학원 기계공학부 석사후과정  
 \*\* 서울대학교 기계항공공학부 박사후과정 BK21  
 † 책임저자, 회원, 중앙대학교 공과대학 기계공학부  
 Email: ykchoi@cau.ac.kr  
 TEL: (02)820-5281 FAX: (02)826-2510

---

이루는 각

$\rho, \rho_p$  : 유체와 입자의 밀도 [ $\text{kg/m}^3$ ]

## 1. 서론

작은 고체 입자가 부상된 2상 난류 유동은 대기 속의 먼지 및 공해 물질이나 연소 과정을 촉진시키기 위한 유동상(fluidized bed), 석탄 연소 가스 공급 시스템, 가스 터빈 또는 열교환기 내의 연소 가스 유동 등 여러 분야에서 나타나는 현상이다. 특히 고체 입자에 의한 가스 공급관, 터빈의 날개, 열교환기 표면에서의 부식 문제는 동력 및 산업 분야에서 큰 문제점으로 지적되고 있다. 이러한 문제점을 해결하기 위해서는 부식에 관한 체계적인 연구가 필요하며 부식을 발생시키는 유동 거동에 관한 해석이 선행되어야 한다. 입자가 부상된 2상 난류 유동의 수치해석에 관한 연구는 1970년대에 구체화되었다.

Morsi와 Alexander<sup>(1)</sup>는 레이놀즈수와와의 관계에서 얻어지는 항력계수를 도입하여 2상 유동에서의 입자 궤적을 이론적으로 연구하였다. 그러나 이 연구에서는 유체의 점성효과와 입자의 충돌이 고려되지 않아 입자의 거동해석에 제한적이었다. Hussein과 Tabakoff<sup>(2)</sup>는 입자 거동에 대한 시뮬레이션을 통해 입자의 크기, 밀도, 초기 속도가 그들의 궤적에 미치는 영향에 대하여 연구를 하였다. 이 시기에는 2상 난류 유동의 해석에 주로 혼합거리 모델을 이용하였으나, 이 모델에서는 혼합거리를 실험적으로 정해주어야 했으므로 입자가 부상된 유동에 적용하기 어려웠다.

1980년대 이후에는 난류 유동을 해석하기 위한 모델이 발달함에 따라 실험에 의한 의존성을 줄일 수 있고 일반적 형태의 유동에도 적용이 쉬운  $k-\epsilon$  모델과 같은 2방정식 모델이 도입되었다. Elghobashi와 Abou-Arab,<sup>(3)</sup> Elghobashi 등<sup>(4)</sup>은 유체 유동의 계산은  $k-\epsilon$  모델을 적용하고, 입자 거동의 계산은 확산계수를 이용한 Eulerian 방법을 적용하였다. Shuen 등<sup>(5)</sup>과 Zhang 등<sup>(6)</sup>은 2방정식 모델을 이용한 2상 난류 제트유동을 연구하였는데, 이 때 입자의 거동은 Lagrangian 방법으로 계산하였다. 또한 Hamed와 Flower<sup>(7)</sup>는 유한체적법으로 터빈과 압축기로 유입되는 입자의 궤적을 계산하는 프로그램을 개발하여 가스터빈내의 입자거동을 수치적으로 해석한 바 있다. 국내에서

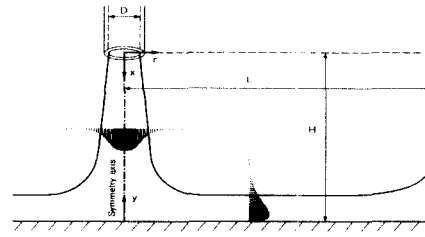


Fig. 1 Schematic diagram for computational field

도 박원규 등<sup>(8)</sup>은 심정용 펌프내의 입자 궤적을 해석하기 위해 항력계수를 이용한 식을 수치계산하여 입자의 궤적과 충돌속도, 충돌각도 등을 연구하였으며, 김세진 등<sup>(9)</sup>은 가스 터빈 회전익렬내의 입자 궤적을 항력계수를 이용하여 수치해석한 바 있다. 이상의 연구에서는 입자의 충돌속도, 충돌각도에 미치는 효과를 수치해석을 통해 밝혔으나 실험 결과와의 비교를 통한 입자 궤적식의 정확성을 검증하지 못했다.

본 연구에서는 금속 표면의 부식 특성을 연구하기 위해 원형 충돌제트에 부상된 고체 입자의 거동을 연구하고자 한다. 이를 위해 유체 유동장의 해석은 2차원 비압축성 Navier-Stokes 방정식을 이용하고, 고체 입자의 해석은 Lagrangian적인 기술방법을 도입하고자 한다. 입자의 충돌속도, 충돌각도에 미치는 영향을 연구하기 위해 Fig. 1과 같은 유동 형상에 대해 제트 입구의 난류강도, 노즐입구와 충돌면 사이의 거리, 제트의 레이놀즈수, 고체 입자의 크기 등에 대한 유동을  $k-\epsilon$  모델을 적용한 수치해석 프로그램을 이용하여 계산하고자 한다.

## 2. 지배방정식

### 2.1 기본방정식

유체 유동장에 부상된 입자의 거동을 해석하기 위하여 유체 유동장에 대해서 정상상태 비압축성 수송방정식을 축대칭으로 계산하고 입자의 거동은 유체 유동을 계산한 후에 Stokes의 항력 공식을 이용하여 Lagrangian 방법에 의해 계산한다. 연속 방정식, 운동량 방정식, 에너지 방정식이 있다. 비직교 좌표계 상에서 Cartesian 속도 성분을 사용하여 시간 평균된 비압축성 난류 유동의 지

배 방정식을 텐서 형식으로 나타내면 다음과 같다.

연속 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J \alpha_m^j (\rho u_m)] = 0 \quad (1)$$

운동량 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J \alpha_m^j (\rho u_m u_i - \tau_{mi} + P \delta_{mi})] = 0 \quad (2)$$

에너지 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J \alpha_m^j (\rho u_m T - \Gamma_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_n} \alpha_m^n)] = 0 \quad (3)$$

운동량 방정식에서  $\tau_{mi}$ 는 응력텐서로서 표준  $k-\epsilon$  모델을 사용하는 경우 다음과 같다.

$$\tau_{mi} = \mu_{eff} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_n} \alpha_m^n + \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \alpha_l^i \right) - \frac{2}{3} \delta_{mi} k \quad (4)$$

여기에서  $\mu_{eff}$ 는 유효 점성계수를 나타내며 층류 점성계수  $\mu$ 와 난류 점성계수  $\mu_t$ 의 합으로 정의된다.

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (5)$$

에너지 방정식에서 유효열확산 계수  $\Gamma_{eff}$ 는 분자운동에 의한 열확산과 난류운동에 의한 열확산을 포함하며 다음과 같이 정의된다.

$$\Gamma_{eff} = \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (6)$$

표준  $k-\epsilon$  모델의 난류 운동 에너지와 난류 소멸율 방정식에 사용되는 확산 난류 프란틀 수인  $\sigma_k, \sigma_\epsilon$ 와 난류 모델 상수인  $C_\mu, C_1, C_2$ 는 Pope<sup>(11)</sup>가 제안한 원형 제트 상수를 사용하였으며 Table 1과 같다.

2.2 입자의 궤적식

입자의 궤적을 계산하는 지배 방정식은 Dosanjh와 Humphrey<sup>(10)</sup>가 적용한 바 있는 수정계

수를 이용한 식과 Jun과 Tabakoff<sup>(14)</sup>가 적용한 바 있는 항력계수를 이용한다.

2.2.1 가정

본 연구에서는 입자의 궤적식을 세우기 위해 다음과 같은 가정을 하였다.

- ① 각 입자는 구 모양(spherical shape)이고, 회전하지 않는다.
- ② 입자의 수가 유체 유동장에 비해 매우 작아서 (dilute) 각 입자는 전체 유체의 유동에 아무런 영향도 미치지 않는다.
- ③ 입자의 밀도는 유체의 밀도에 비해서 매우 크다.( $10^3$  order)
- ④ 빠른 속도로 흐르는 비압축성 제트에 적은 수의 입자가 부상된 경우에 입자간의 상호작용, 양력, 점도, 압력구배, 중력, Magnus force 등의 영향은 무시할 수 있다.

2.2.2 수정계수를 이용한 궤적식

위의 가정에 의해 입자에 작용하는 외력은 유체에 의한 항력뿐이며 Stokes의 항력 공식을 적용할 수 있다. 그런데 이 공식을 사용하기 위해서는 입자 레이놀즈수  $Re_p$ 가 1보다 작아야 하며, 1보다 큰 경우에는 실험적으로 구해진 수정계수  $f$ 를 사용한다. 이런 방법으로 입자의 궤적식을 세우면 다음과 같다.

$$\frac{d^2 \vec{x}_p}{dt^2} = \frac{f}{\tau} \left( \vec{U}_f - \frac{d\vec{x}_p}{dt} \right) \quad (7)$$

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{U}_p \quad (8)$$

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = \frac{f}{\tau} (\vec{U}_f - \vec{U}_p) \quad (9)$$

입자반응시간(particle response time)  $\tau$ 는 다음과 같다.

$$\tau \equiv \frac{d_p^2 \rho_p}{18\mu} \quad (10)$$

수정계수  $f$ 는 입자 레이놀즈수에 따라 달라지며 다음과 같이 계산한다.

$$f = \begin{cases} 1 + 0.15 Re_p^{0.687} & 0 < Re_p \leq 200 \\ 0.914 Re_p^{0.282} + 0.0135 Re_p & 200 < Re_p \leq 2500 \\ 0.0167 Re_p & 2500 < Re_p \end{cases} \quad (11)$$

Table 1 Constants for a round jet by Pope<sup>(11)</sup>

Coefficients	$C_\mu$	$C_1$	$C_2$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$
Values	0.09	1.6	1.9	1.0	1.3

입자 레이놀즈수는 유체와 입자의 상대 속도와 입자의 반지름으로 계산되며 다음과 같이 정의된다.

$$Re_p = \frac{\rho |U_f - U_p| d_p}{\mu} \quad (12)$$

### 2.2.3 항력계수를 이용한 궤적식

힘과 가속도의 관계에 의해 궤적식을 세울 수 있으며 이 때 입자에 가해지는 힘은 Stokes의 항력 공식에 의한 항력이다.

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{U}_p \quad (13)$$

$$m_p \frac{d^2\vec{x}_p}{dt^2} = \vec{F} \quad (14)$$

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = \frac{\vec{F}}{(4/3)\pi r_p^3 \rho_p} \quad (15)$$

구형입자에 작용하는 항력  $\vec{F}$ 는 다음과 같다.

$$\vec{F} = \frac{1}{8} \pi \rho_f d_p^2 C_d (\vec{U}_f - \vec{U}_p) |\vec{U}_f - \vec{U}_p| \quad (16)$$

여기에서  $C_d$ 는 항력계수로서 입자 레이놀즈수에 따라 다음의 식으로 계산된다.

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} & 0 < Re_p \leq 0.1 \\ \frac{24}{Re_p} (1 + 0.0916 Re_p) & 0.1 < Re_p \leq 5 \\ \frac{24}{Re_p} (1 + 0.158 Re_p^{2/3}) & 5 < Re_p < 1000 \end{cases} \quad (17)$$

## 3. 수치해석 방법

### 3.1 계산영역 및 격자계

Fig. 1은 본 연구에 사용된 계산영역이다.  $D$ 는 노즐의 지름으로서 0.01m이며  $H$ 는 제트의 높이로서 입구지름의 6, 9, 12배인 경우에 대해서 계산을 수행하였다.  $L$ 은 제트중심에서 제트 출구까지의 거리로서  $20H$ 이다. 입자의 지름은  $5\mu\text{m}$ ,  $10\mu\text{m}$ ,  $20\mu\text{m}$ 이며, 밀도는  $2000\text{kg/m}^3$ 이다.

Fig. 2는 본 연구에 사용된  $107 \times 51$ 의 격자계를 보여주고 있다. 충돌제트에 부상된 입자의 운동은 대부분 제트가 충돌하는 정체점으로부터 노즐 지름의 3배 되는 지점보다 안쪽에서 일어나므로 이 부분에 격자를 집중시켰다.

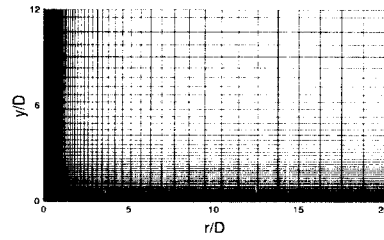


Fig. 2 Computational grid system

### 3.2 지배 방정식의 차분화

#### 3.2.1 유체 유동장 지배 방정식의 차분화

비엇갈림 변수 배열을 사용함에 따라 발생하는 압력과 속도가 서로 연결되지 않는 문제는 Rhie<sup>(12)</sup>가 제안한 보간 방식을 사용하여 해결하였다. 확산항의 차분은 1차 중심차분법을 사용하였고 대류항의 차분은 선형 상류차분법(Linear Upwind Difference Scheme)을 사용하였다. 최종적으로 만들어지는 5개의 대각렬을 갖는 행렬식은 SIP (Strongly Implicit Procedure) 방법을 이용하여 풀었다. 또한 압력과 속도장을 연결하기 위하여 SIMPLE 알고리즘을 사용하였다.

#### 3.2.2 유체 유동장의 경계조건

##### (1) 입구 경계조건

입구에서 제트의 속도  $U_m$ 은 대칭축에 수평 방향으로 30ms, 40ms, 50ms로 균일하게 주었다. 제트 유동의 레이놀즈수는 다음과 같이 계산된다.

$$Re = \frac{\rho U_{in} D}{\mu} \quad (18)$$

난류 운동에너지와 난류 에너지 소산율의 입구 조건은 난류강도  $TI$ 를 고려하여 다음과 같은 식으로 계산된다.

$$k_{in} = (TI \cdot U_{in})^2 \quad (19)$$

$$\epsilon_{in} = \frac{C_\mu k_{in}^{3/2}}{L_c} \quad (20)$$

여기에서 특성길이  $L_c$ 는  $0.1 \times D$ 이다.

##### (2) 출구 경계조건

출구 경계면은 제트가 충돌하는 정체점으로부터 제트 높이의 20배 정도가 되는 하류에 위치시켜 완전 발달된 경계조건의 적용이 가능하도록 하였다.

(3) 대칭 경계조건

대칭 경계면에서는 수직한 방향으로 모든 종속 변수의 구배가 영(zero)이 되도록 하였으며 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \tag{21}$$

(4) 벽면 경계조건

벽면 경계조건은 표준  $k-\epsilon$  모델에 사용되는 2층 모델(two layer model)을 적용하였다. 난류에너지( $k$ )에 대한 벽면 경계조건은 영(zero)이며, 난류에너지 소멸률( $\epsilon$ )에 대한 경계조건은 벽면으로부터 첫 번째 계산점에 적용하며 다음과 같다.

$$\epsilon = \frac{C_{\mu}^{3/4} k_c^{3/2}}{\mathcal{N} \nu_n} \tag{22}$$

3.2.3 유체 속도의 보간

각 시간단계에서 Fig. 3과 같이 입자가 위치한 좌표( $x_p, r_p$ )에서의 유체속도  $U$ 는 식 (23)을 이용하여 선형보간한다.  $A_i$ 는 Fig. 3에 보인 바와 같이 4분된 부분 면적이다.

$$U_f(x_p, r_p) = \frac{A_1 U_{i+1, j} + A_2 U_{i, j} + A_3 U_{i+1, j+1} + A_4 U_{i, j+1}}{\sum A_i} \tag{23}$$

3.2.4 입자 궤적식의 차분화

앞장에 나타낸 궤적식은 상미분 방정식이며 이 식을 계산하기 위해 Runge-Kutta 방법을 이용하였

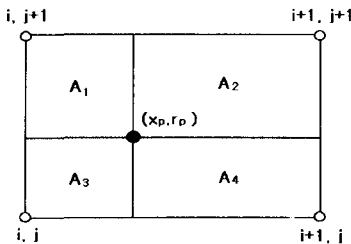


Fig. 3 Grid area for linear interpolation

다. Dosanjh와 Humphrey<sup>(10)</sup>의 연구에서는 2차 Runge-Kutta 방법을 이용하였으나 본 연구에서는 4차 Runge-Kutta 방법을 이용하여 정확성을 향상시키고자 한다.

Dosanjh와 Humphrey<sup>(10)</sup>의 계산 방법에 대한 정확성을 검증하기 위하여 동일한 방법으로 계산한다. 수정계수를 이용한 궤적식<sup>(9)</sup>를 시간간격( $h$ )을  $10^{-7}$ 초를 사용하여 중간점 방법(midpoint method)으로 이산화한 2차 Runge-Kutta 방법을 이용하면  $O(h^2)$ 의 오차를 나타내며 4차 Runge-Kutta 방법은  $O(h^4)$ 의 오차를 나타낸다.

또한 항력계수를 이용한 궤적식<sup>(15)</sup>를 4차 Runge-Kutta 방법으로 계산한다. 시간간격( $h$ )은  $10^{-7}$ 초로 하여 4차 Runge-Kutta 방법을 이용하면  $O(h^4)$ 의 오차를 갖는다.

3.2.5 입자의 입구조건 및 충돌조건

입구에서 입자의 속도는 유체 제트가 노즐에서 나오는 속도와 동일하다고 가정하였다. 또한 입자와 충돌면 사이의 거리가 반지름보다 작아졌을 때 충돌한 것으로 간주하고 그 때의 위치와 속도를 기준으로 충돌위치  $\vec{s}_p$ 와 충돌속도  $\vec{q}$ 를 구한다. 충돌위치와 충돌속도의 계산은 다음과 같다.

충돌위치

$$\vec{s}_p = \vec{x}_p^n + h_c \vec{U}_p^n \tag{24}$$

충돌속도

$$\vec{q} = \vec{U}_p^n + h_c \frac{f^n}{\tau} (\vec{U}_j^n - \vec{U}_p^n) \tag{25}$$

충돌이 일어나는 시간  $h_c$ 는 충돌면과 충돌 직전의 입자중심 사이의 거리로부터 구한다.

4. 결과 및 고찰

4.1 수치해석의 검증

4.1.1 유체 유동장의 검증

본 연구에서는 원형 제트 유동에서의 제트 반경과 중심속도를 Araujo 등<sup>(15)</sup>과 유연상<sup>(16)</sup>의 실험 결과와 비교하여 유체 계산식의 정확성을 검증하였다.

Araujo 등<sup>(15)</sup>의 실험과 비교하기 위하여 노즐 지름  $D$ 는 0.01m, 입구속도  $U_m$ 는 30ms, 높이  $H$ 는 12D인 단상 원형 충돌제트 유동에 대해 수치 계

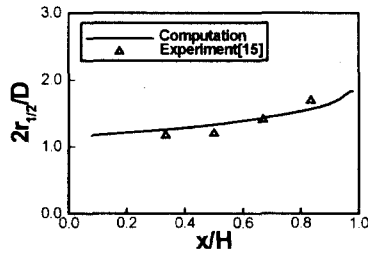


Fig. 4 Jet-half width of impinging jet

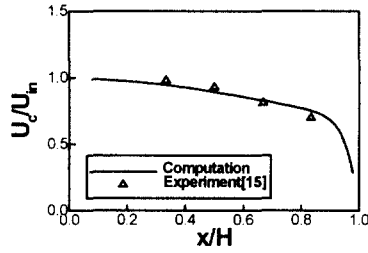


Fig. 5 Centerline velocity of impinging jet

산하여 제트의 단위 높이에 따른 제트 반경과 제트 중심 속도를 비교하였다. 이 때 작동 유체는 온도 300K인 공기이며 레이놀즈수는 20000이다. 제트 반경은 제트의 속도가 중심속도의 1/2이 되는 위치와 중심축 사이의 거리이다.

Fig. 4는 충돌제트의 반경으로서 속도가 제트 중심속도의 1/2이 되는 중심축으로부터의 거리이다. 노즐 입구에서 충돌면까지 완만한 경사로 증가하고 있으며 Araujo 등<sup>(15)</sup>의 실험결과와 비교적 유사한 경향을 보이고 있다. Fig. 5는 충돌제트의 축방향 중심속도이다. 노즐 입구에서 분사된 제트는 충돌면을 향해 진행할수록 제트 반경이 증가하므로 일정한 질량 유량에 의해 중심속도는 감소하며, 충돌면에 가까워지면서 급격히 줄어들고 정체점에서의 속도는 영(zero)에 가까워진다. 실험결과와 비교적 잘 일치한다.

유연상<sup>(16)</sup>의 실험과 비교하기 위하여 노즐 지름 0.018m, 입구속도 21.19ms이고 충돌면이 없는 원형 제트 유동을 계산하여 제트 입구로부터 노즐 지름의 30배인 위치까지 제트 반경과 제트 중심 속도를 비교하였다. 이 때 작동 유체는 온도 300K인 공기이며 레이놀즈수는 24000이다.

Fig. 6은 유연상<sup>(16)</sup>의 실험과 동일한 조건에서

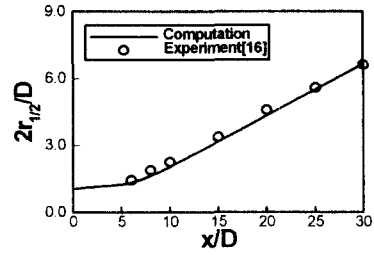


Fig. 6 Jet-half width of round jet

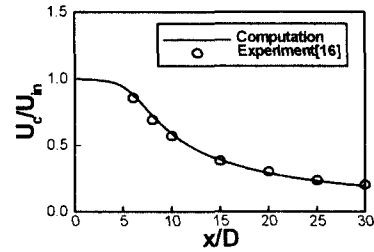


Fig. 7 Centerline velocity of round jet

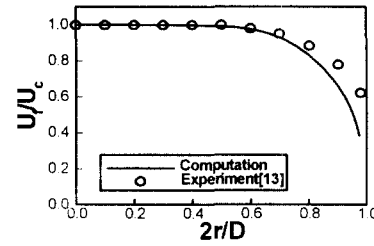


Fig. 8 Velocity profile of air in duct flow

수치계산한 충돌면이 없는 원형 제트의 반경이다. 충돌면이 없으므로 제트 입구에서 제트 반경의 10배 정도 거리 이후부터는 일정한 기울기로 증가하고 있으며 실험결과와 잘 일치함을 알 수 있다. Fig. 7은 제트의 축방향 중심속도이다. 충돌면이 있는 경우에는 달리 급격히 속도가 감소하는 부분은 없으며 완만하게 감소한다. 실험결과와 잘 일치하고 있다.

#### 4.1.2 입자 궤적식의 검증

본 연구에서는 덕트 유동에서의 유체 및 입자의 속도 분포를 Lee와 Durst<sup>(13)</sup>의 실험결과와 비교하여 입자 계산식의 정확성을 검증하였다.

덕트의 지름은 0.0209m이며, 입구속도는 5m/s이다. 작동 유체는 온도 300K인 공기로서 레이놀즈수는 6575이다. 입자는 지름이 100 $\mu$ m인 구형(sphere)의 유리이다.

입구로부터 덕트 지름의 20배 떨어진 위치에서 유체 및 입자의 속도 분포를 덕트 반경을 따라 비교하였다. 앞장에서 설명한 방법1, 방법2, 방법3을 적용하여 계산된 결과를 실험결과와 비교하여 어떤 방법이 실제 입자의 궤적을 가장 잘 예측하는지 검토하였다.

Fig. 8은 덕트 유동이 단면 방향을 따라 형성하는 속도 분포이다. 실험결과와 비교할 때 벽면부근에서는 실험값보다 속도가 다소 느린 경향을 보이고 있다. 이런 결과의 원인은 실험에서의 유체 유동은 입자로부터 영향을 받아 벽면부근의 속도가 느려지지만 수치계산에서는 유체 유동이 입자로부터 받는 영향을 무시하였기 때문이다. 그러나 벽면 부근을 제외한 유동 대부분의 영역에서는 비교적 잘 일치하고 있다. Fig. 9는 덕트 유동에 부상된 입자들이 단면 방향을 따라 형성하는 속도 분포이다. 수정계수를 이용한 궤적식을 2차 Runge-Kutta 방법으로 계산한 결과는 전체적인 속도 분포가 실험결과보다 느린 속도로 나타났다. 4차 Runge-Kutta 방법으로 계산된 두 결과는 2차 Runge-Kutta 방법으로 계산된 결과에 비해 전반적으로 향상된 결과를 보이고 있으나, 수정계수를 이용한 궤적식은 벽면 부근의 속도 분포에 있어 다소 하향 예측하였다. 항력계수를 이용한 궤적식은 수정계수를 이용한 결과에 비해 벽면부근의 속도 분포가 비교적 향상된 결과를 보였다. 따라서 수정계수를 이용한 궤적식보다 항력계수를 이용한 궤적식이 입자의 거동 예측에 유리하며, 4차 Runge-Kutta 방법을 적용함으로써 실험결과에 근접한 계산결과를 얻을 수 있다.

4.2 총돌제트에 부상된 입자의 거동

원형 총돌제트의 입구 난류강도, 제트의 높이, 제트의 레이놀즈수(입구속도), 입자의 크기를 변화시키며 총돌속도, 총돌각도 등을 계산하였다. 이를 위해 항력계수를 이용한 궤적식에 4차 Runge-Kutta 방법을 적용하였다. 각 경우에서 CPU가 Pentium II 266MHz인 Personal Computer를 이용하여 계산에 소요된 시간은 약 80분이다.

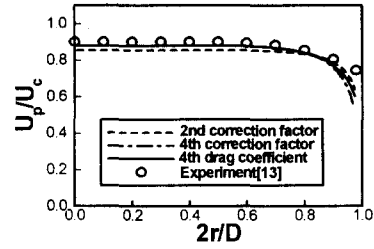


Fig. 9 Velocity profile of particles in duct flow

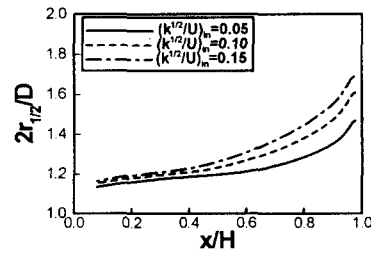


Fig. 10 Effect of inlet turbulence intensity on the jet-half width

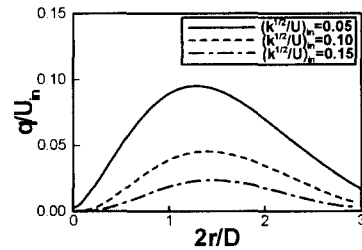


Fig. 11 Effect of inlet turbulence intensity on the impact velocity

4.2.1 입구 난류강도의 영향

제트입구의 절대난류강도를 0.05, 0.10, 0.15로 변화시키며 계산하였다. 입자의 지름은 5 $\mu$ m이며, 제트의 높이는 12D, 입구속도는 30m/s이다.

Fig. 10은 제트의 반경으로서, 난류강도가 클수록 제트가 더 넓게 퍼지는 것을 알 수 있다. 이에 따라 같은 입구위치에서 출발한 입자는 난류강도가 증가할수록 제트 중심에서 더욱 먼 곳에 충돌할 것으로 예상할 수 있다.

Fig. 11과 12는 입자의 충돌속도와 충돌각도가

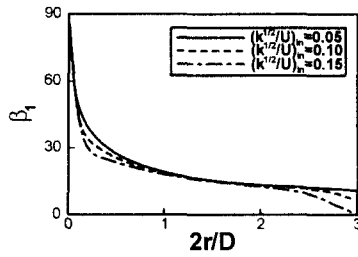


Fig. 12 Effect of inlet turbulence intensity on the impact angle

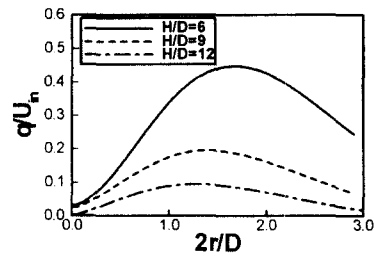


Fig. 14 Effect of H/D on the impact velocity

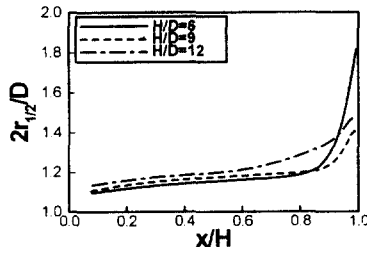


Fig. 13 Effect of H/D on the jet-half width

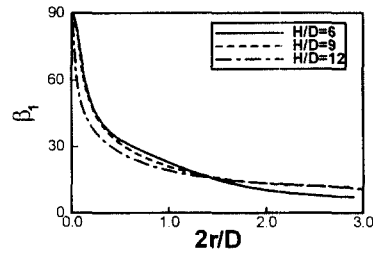


Fig. 15 Effect of H/D on the impact angle

다. 난류강도가 작을수록 충돌속도는 빨라지며, 같은 위치에 충돌하는 입자의 충돌각도는 커진다. 입자의 충돌각도가 작아지면 충돌면에 수평 방향으로 충돌하므로 충돌속도도 작아지게 된다. 난류강도가 클수록 충돌각도가 작아지는 것은 Fig. 10에 나타난 것과 같이 입자가 더욱 넓게 퍼지는 제트 유동을 따라가기 때문이다.

#### 4.2.2 제트 높이의 영향

제트의 높이비를 6, 9, 12로 변화시키며 계산하였다. 입자의 지름은 5 $\mu$ m이며, 제트의 입구 난류강도는 0.05, 입구속도는 30m/s이다.

Fig. 13은 제트의 반경으로서, 높이비가 클수록 제트가 더 넓게 퍼지는 것을 알 수 있다. 그러나, 충돌면의 부근에서는 높이비가 작을수록 제트가 더 급격히 퍼진다.

Fig. 14와 15는 입자의 충돌속도와 충돌각도이다. 높이비가 작을수록 더욱 빠른 속도로 충돌하며, 충돌각도의 변화량은 급하다. 이에 따라 반경비가 1.5보다 작은 구간에서는 높이비가 작을수록 같은 위치에 충돌하는 입자의 충돌각도는 커지고, 반경비가 1.5보다 큰 구간에서는 높이비가

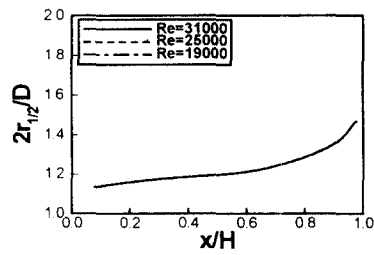


Fig. 16 Effect of the Reynolds number on the jet-half width

클수록 충돌각도는 작아진다.

#### 4.2.3 제트 레이놀즈수의 영향

제트의 레이놀즈수를 19000, 25000, 31000으로 변화시키며 계산하였다. 이 때 입구에서의 속도는 각각 30m/s, 40m/s, 50m/s이다. 입자의 지름은 5 $\mu$ m이며, 제트의 높이는 12D, 입구의 난류강도는 0.05이다.

Fig. 16은 제트의 반경으로서 레이놀즈수가 변하여도 거의 차이를 보이지 않는다. 따라서 제트가 퍼지는 정도는 레이놀즈수보다 입구난류강도와 높이비의 변화에 더욱 큰 영향을 받는다.



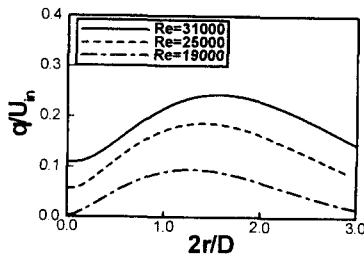


Fig. 17 Effect of the Reynolds number on the impact velocity

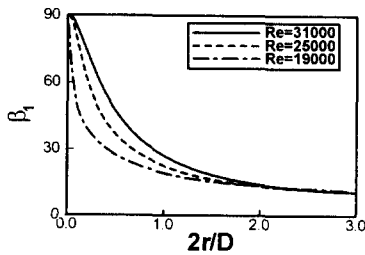


Fig. 18 Effect of the Reynolds number on the impact angle

Fig. 17과 18은 입자의 충돌속도와 충돌각도이다. 레이놀즈수가 클수록 충돌속도도 빨라지며, 같은 위치에 충돌하는 입자의 충돌각도도 커진다. 그러나 반경비가 3.0에 가까워지면 세 레이놀즈수의 충돌각도가 비슷한 값을 갖는다. 중심에 가까운 곳에 충돌하는 입자는 유체의 제트 반경보다는 입자의 초기속도에 많은 영향을 받아서 충돌각도에 차이가 생기지만 중심으로부터 먼 곳에 충돌하는 입자는 초기속도의 영향은 미약해지고 유체의 흐름을 따라가면서 제트 반경에 많은 영향을 받게 되는데 입구속도에 따른 제트 반경의 차이는 미미하므로 충돌각도도 비슷한 값을 갖게 된다.

4.2.4 입자 크기의 영향

입자의 지름을 5 $\mu$ m, 10 $\mu$ m, 20 $\mu$ m로 변화시키며 계산하였다. 입구속도는 30m/s이며, 제트의 높이는 12D, 입구의 난류강도는 0.05이다.

Fig. 19는 입자의 궤적을 충돌면 부근에서 확대한 그림으로 동일한 위치 2r/D=0.02에서 출발한 입자들의 궤적이다. 입자의 지름이 작을수록 유

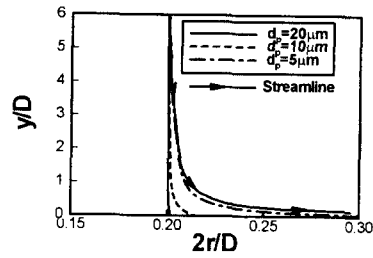


Fig. 19 Effect of particle diameter on particle trajectory

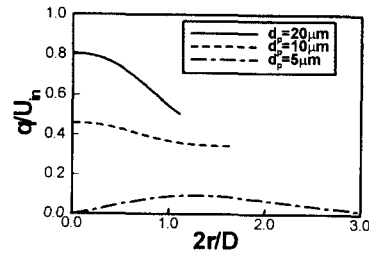


Fig. 20 Effect of particle diameter on the impact velocity

체유동에 가까운 궤적을 그리면서 출발 위치에서 먼 곳까지 흘러가며, 입자의 지름이 클수록 멀리 흘러가지 않고 출발 위치에서 가까운 곳에 충돌한다. 식 (9)에 식 (10)과 식 (11)을 대입하면 입자 속도의 변화량은 입자 지름의 제곱에 반비례함을 알 수 있다. 따라서 입자의 지름이 작을수록 반경방향 속도가 크게 증가하므로 출발 위치에서 먼 곳까지 흘러간다. 그리고 입구 노즐의 가장 바깥 위치인 2r/D=1.0에서 출발한 입자는 입자 지름이 20 $\mu$ m일 때에는 2r/D=1.1, 입자 지름이 10 $\mu$ m일 때에는 2r/D=1.6인 위치에 충돌하며 입자 지름이 5 $\mu$ m일 때에는 충돌하지 않고 유체 흐름을 따라 계속 흘러간다.

Fig. 20은 입자의 충돌속도로서 입자가 클수록 충돌속도는 커진다. 이것은 입자가 클수록 유체의 반경방향 속도의 영향을 덜 받고 입구에서의 축방향 속도를 그대로 유지하려는 경향이 강하기 때문이며, 입자의 크기가 클수록 유체유동의 영향을 덜 받는다는 Laitone<sup>(17)</sup>의 예상과 잘 일치한다. 또한 입자가 크면 충돌 위치는 제트의 중심 쪽으로 집중되며 가장 바깥쪽에 충돌하는 입자의

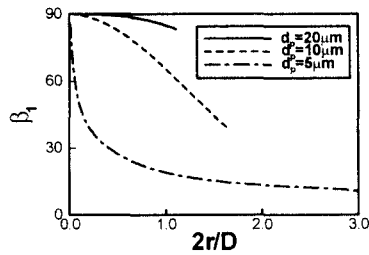


Fig. 21 Effect of particle diameter on the impact angle

위치도 입자가 클수록 중심에 가까워진다. 이에 따라 입자의 지름이  $20\mu\text{m}$ 일 때에는 노즐에서 출발한 모든 입자들은  $2r/D=1.1$ 인 위치의 안쪽에 충돌하며, 입자의 지름이  $10\mu\text{m}$ 일 때에는 모든 입자가  $2r/D=1.6$ 인 위치의 안쪽에 충돌한다.

Fig. 21은 입자의 충돌각도로서 입자가 클수록 충돌각도는 커진다. 충돌속도와 마찬가지로 입자가 클수록 유체유동의 영향을 덜 받기 때문으로 같은 위치에서 출발한 입자는 중심에 가까운 곳에 충돌한다.

## 5. 결론

본 연구에서는 원형 충돌제트에 부상된 입자의 궤적 및 충돌에 대해 수치해석하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 수치계산을 수행하여 실험결과와 비교적 잘 일치하는 충돌 제트 유동장과 입자의 거동 및 속도분포를 얻었다. 이 때 수정계수를 이용한 궤적식보다 항력계수를 이용한 궤적식이 입자의 거동을 잘 예측하였다.

(2) 입자의 충돌속도와 충돌각도는 입구 난류강도가 작고 제트 높이가 낮을수록 커짐을 알 수 있었다.

(3) 입자의 충돌속도와 충돌각도는 제트의 레이놀즈수와 입자의 크기가 클수록 커짐을 나타내었다.

## 후 기

이 논문은 1999년도 한국학술진흥재단의 연구비에 의하여 연구되었음(KRF-99-041-E00019).

## 참고문헌

- (1) Morsi, S. A. and Alexander, A. J., 1972, "An Investigation of Particle Trajectories in Two Phase Flow System," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 55, p. 193.
- (2) Hussein, M. and Tabakoff, W., 1973, "Dynamic Behavior of Solid Particles Suspended by Polluted Flow in Turbine Stage," *Journal of Aircraft*, Vol.10, No. 7, pp. 334~340.
- (3) Elghobashi, S. E. and Abou-Arab, T. W., 1983, "A Two-Equation Model for Two-Phase Flows," *Phys. Fluids*, 26(4), pp. 931~938.
- (4) Elghobashi, S. E., Abou-Arab, T. W., Rizk, M. and Mostafa, 1984, "Prediction of the Particle-Laden Jet with a Two-Equation Turbulence Model," *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 10, No. 6, pp. 697~710.
- (5) Shuen, J. S., Chen, L. D. and Faeth, G. M., 1983, "Prediction of the Structure of Turbulent, Particle-Laden Round Jets," *AIAA Journal*, Vol. 21, No. 11, pp. 1483~1484.
- (6) Zhang, Q. F., Shuen, J. S., Solomon, A. S. P. and Faeth, G. M., 1985, "Structure of Ducted Particle-Laden Turbulent Jets," *AIAA Journal*, pp. 1123~1125.
- (7) Hamed, A. and Flowers, S., 1983, "Erosion Pattern of Twisted Blades by Particle Laden Flows," *ASME Journal of Engineering for Power*, Vol. 105, pp. 839~843.
- (8) 박원규, 박만성, 정영래, 오세민, 이수원, "심정용, 1996, 펌프 내의 입자 궤적 해석," 대한기계학회 1996년도 춘계학술대회논문집 B, pp. 143~148.
- (9) 김세진, 이성룡, 전용렬, 김윤제, 1998, "가스터빈 회전익렬내 가스/입자 운동에 관한 수치해석적 연구," 대한기계학회 1998년도 추계학술대회 논문집 B, pp. 687~692.
- (10) Dosanjh, S. and Humphrey, J. A. C., 1984, *The Influence of Turbulence on Erosion by a Particle-laden Fluid Jet*, Report No. LBL-17247, Materials and Molecular Research Division, Lawrence Berkely Laboratory, University of

- California, Berkeley.
- (11) Pope, S. B., 1978, "An Explanation of the Turbulent Round-Jet/Plane-Jet Anomaly," *AIAA Journal*, 16, 3, pp. 279~280.
- (12) Rhie, C. M., 1981, *A Numerical Study of The Flow past an Isolated Airfoil with Separation*, Ph. D. Thesis, Dept. of Mech., Univ. of Illinois at Urbana-Champagn.
- (13) Lee, S. L., and Durst, F., 1982, "On the Motion of Particles in Turbulent Duct Flows," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 8, No. 2, pp. 125~146.
- (14) Jun, Y. D. and Tabakoff, W., 1994, "Numerical Simulation of a Dilute Particle Flow (Laminar) Over Tube Banks," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 116, pp. 770~777.
- (15) Araujo, S. R. B., Durao, D. F. G. and Firmino, J. F. C., 1982, "Jets Impinging Normally and Obliquely to a wall," *Agard Conference Preprint No. 308*, Fluid Dynamics of Jets with Applications to V/STOL.
- (16) 유연상, 1995, "축대칭 난류제트의 초기 유동장에서 레이놀즈수의 영향에 관한 실험적 연구, 석사학위 논문, 서울대학교.
- (17) Laitone, J., 1979, *Aerodynamic Effects in the Erosion Process*, Report No. LBL-8962, Materials and Molecular Research Division, Lawrence Berkely Laboratory, University of California, Berkeley.