

〈論 文〉

균일 난류 유동장내에서 연료입자의 퍼짐에 관한 연구

김덕줄*, 최연우**

(1993년 11월 29일 접수)

A Study on the Dispersion of Fuel Particles in the Homogeneous Turbulent Flow Field

D. J. Kim and Y. W. Choi

Key Words : Particle Dispersion(입자퍼짐), Stochastic Model(통계적 모델), Crossing-Trajectories Effect(궤적이탈효과)

Abstract

This study is to predict the lateral dispersion of the particles with time in a vertical pipe. Particle is released downward and located in the center of a pipe through which stationary, homogeneous turbulent air is flowing. We assume that gas turbulence velocities have a Gaussian probability density distribution and the presence of particle is not to alter turbulent structures. Particle trajectory is computed by numerically integrating the particle Lagrangian equation of motion, with a random sampling to determine the fluctuating air velocity experienced by each particle, which considered inertia effect and crossing-trajectories effect. The result shows characteristics of particle dispersion according to flow field condition and droplet size by using the parameters and scales, which expressed characteristics of flow field and particle. Predictions agree reasonably with experimental data.

기 호 설 명

C_D : 항력계수	μ : 점성계수
d_p : 연료입자의 직경	ν : 동점성계수
Re_p : 입자 레이놀즈수	ξ : 가우시안 랜덤변수
R_L : 라그랑지 자기상관계수	ρ : 밀도
St : 스톡스수	σ : 표준편차
t : 원점으로부터의 퍼짐시간	τ : 라그랑지 적분시간 스케일에 관계하는 시간 간격
v : 반경방향 난류속도	τ_L : 라그랑지 적분시간 스케일
v_{rel} : 유체와 입자간의 상대속도	τ_p : 항력시간 스케일
v_d : 이탈속도	τ_s : 스톡스시간 스케일
X : 원점으로부터의 반경방향 입자위치	τ_t : 가스 난류적분시간 스케일
δt : 수치적 시간간격	
ϵ_p : 입자퍼짐계수	

하첨자

f : 유체
g : 가스(공기)

*정회원, 부산대학교 기계기술연구소

**부산대학교 대학원 기계설계공학과

p : 입자

와 Hanratty⁽³⁾의 실험연구 결과와 본 모사를 적용시킨 결과를 비교 검토하고 아울러 액체연료의 거동에 대한 기초적 자료로 활용하고자 한다.

1. 서 론

고체입자나 액적을 포함하는 난류 유체유동에 대한 연구들은 대기중이나 강에서의 오염물질의 운반 형태의 해석으로부터 내연기관에서 연료분사형태를 개선시키는 것과 같은 자연 및 과학기술분야 등에 폭넓게 응용되고 있다.

Taylor⁽¹⁾가 통계적 정상, 균질, 등방성 난류 유동장속의 한점에서 놓여진 유체입자의 주어진 방향에 대한 RMS 입자위치의 증분율에 관한 식을 유도한 바 있다. 1940년대 이후 난류 유동장내의 입자퍼짐에 관한 많은 이론과 실험의 연구가 진행되어 왔으며, 이 분야의 수치적 모사로서는 일반적으로 랜덤워크 모델을 사용하여 왔다. 통계적 모사 모델인 랜덤워크 모델에 있어서 입자는 오일러(eulerian)해법으로 계산된 평균 유체속도, 그리고 랜덤 섭동속도에 대해서 라그랑지 운동방정식을 통해서 응답하게 된다. 즉, 오일러 좌표로 계산된 평균 유동장과 샘플된 섭동속도의 영향을 받으면서 랜덤한 궤적을 그리는 입자의 운동을 기술하게 된다. 따라서, 샘플 입자들이 경험하는 운반 유체속도의 시간이력은 모델에 있어서 매우 중요한 역할을 하게 되며, 유체와 입자간의 상대속도를 확립해 줌으로써 유체속도의 변동에 대한 입자퍼짐의 정도를 직접적으로 결정하게 한다.

본 모사연구에서는 입자와 가스의 상호작용에 중요한 요소인 "관성의 효과"와 "궤적이탈효과(crossing-trajectories effect)"가 고려된다. 또한 가스섭동속도를 샘플하기 위해 Continuous Random Walk (CRW)모델이 이용되며, Tchen⁽²⁾에 의해 유도되어진 라그랑지입자 운동방정식을 사용하여 운동입자의 궤적을 적분하고자 한다. 본 연구는 통계적 정상, 균질의 난류공기가 아래로 유동중인 직경이 충분히 큰(벽 영향을 무시할 수 있는 것으로 간주함) 수직 파이프내의 중앙에서 놓여진 입자의 반경방향의 퍼짐특성을 예측하는 것으로, ① 입자의 크기에 따른 상대속도의 변화 및 궤적이탈효과 영향, ② 입자퍼짐에 미치는 난류유동장의 영향, ③ 퍼짐시간에 따른 입자퍼짐의 증가율 등을 조사하여 나타난 결과에 대한 물리적 현상을 논의한다. 또한, 본 연구의 조건과 유사한 실험을 행한 Vames

2. 이론해석

2.1 난류 유동장내의 입자퍼짐에 관한 이론

Taylor는 정상, 균질의 난류장에 놓여진 입자의 운동하는 유체내에서의 퍼짐에 관한 관계식을 통계적으로 유도했다. 관계식의 기본 결과는 유체입자의 자승 평균변위(mean-squared displacement) $\overline{X^2}$ 와 평균유동에 수직인 방향의 속도변동(mean-fluctuating velocity) $\overline{v^2}$ 및 라그랑지속도 자기상관 $R_L(\tau)$ 를 관련시키는 식을 유도하였으며, 이러한 관계식에서 속도를 입자의 속도로 대체하여 해석하면 유체와 특성이 다른 입자들의 퍼짐에 동등하게 응용될 수 있다. 따라서 입자에 대한 식⁽⁴⁾으로 표현하면 다음과 같다.

$$\overline{x_p^2} = 2\overline{v_p^2} \int_0^t \int_0^{t'} R_{LP}(\tau) d\tau dt' \quad (1)$$

$$R_{LP}(\tau) = \frac{v_p(t')v_p(t'+\tau)}{v_p^2(t')}$$

x_p 는 반경방향 입자위치, v_p 는 반경방향 입자섭동속도, R_{LP} 는 입자 라그랑지 자기상관계수, t 는 퍼짐시간을 나타낸다. 퍼짐시간이 작을 때

$$\overline{x_p^2} = \overline{v_p^2} t^2 \quad (2)$$

퍼짐시간이 클 때

$$\overline{x_p^2} = 2\overline{v_p^2} \tau_{LP} t \quad (3)$$

$$\tau_{LP} = \int_0^\infty R_{LP}(\tau) d\tau$$

여기서, τ_{LP} 는 입자 라그랑지 적분시간 스케일이다. 단, Taylor의 유체요소 에 대한 기본 이론식에서 유체와 다른 특성의 입자가 고려될 경우 입자는 난류유동장, 입자의 관성, 입자의 이탈속도 등에 의존된 형태로 운동하게 된다.⁽⁵⁾ 본 연구에서는 이러한 유동장과 입자의 효과를 고려하여 결과를 예측하기 위해 다음과 같은 무차원 파라미터, 시간스케일 및 계수 등을 사용하였다.

(1) 입자 레이놀즈수(Re_p)

$$Re_p = \frac{|v_{rel}|d_p}{\nu_g} \quad (4)$$

$|v_{rel}|$ 는 가스와 입자간의 반경방향 상대속도, d_p 는

입자 직경, ν_g 는 가스의 동점성계수이며, 입자 레이놀즈수는 구형의 직경과 상대속도에 기초를 둔 입자 관성력과 유체의 점성력을 관계짓는 무차원 파라미터이다.

(2) 항력시간 스케일(τ_p)

스톡스 응답시간 스케일(τ_s)

$$\tau_p = \frac{4d_p \rho_p}{3C_D \rho_g |v_{rel}|} \quad (5)$$

$$\tau_s = \frac{\rho_p d_p^2}{18\rho_g \nu_g} \quad (6)$$

ρ_g 와 ρ_p 는 각각 가스와 입자의 밀도, C_D 는 항력계수를 나타내며, 항력시간 스케일은 입자의 운동을 특징짓는 시간 스케일로서 유체와 v_{rel} 의 상대속도를 가진 입자가 유체의 속도와 같아지는데 걸리는 시간의 척도를 표현하는 물리적 의미를 가지고 있다. 또한 구형의 아주 작은 입자의 경우 상대속도가 0에 가까워짐으로서 항력시간 스케일은 스톡스 유동법칙을 적용받아서 유체와 입자의 상대속도에 무관한 스톡스 항력시간 스케일을 가지게 된다.

(3) 스톡스수(St)

$$St = \frac{\tau_s}{\tau_L} \quad (7)$$

τ_L 은 유체 라그랑지 적분시간 스케일이고, 스톡스수는 난류와동 운동을 표현하는 시간 스케일에 대한 스톡스 유동 항력시간 스케일의 비를 표현한 무차원 파라미터로서 유동에 대한 입자의 관성효과를 나타내어 준다. 스톡스수가 큰 것은 입자의 관성이 크기때문에 입자의 응답시간이 상대적으로 큰 것으로 유체의 섭동운동에 빠르게 응답하지 못함을 알 수 있다.

(4) 퍼짐계수(ϵ_p)

$$\epsilon_p = \frac{1}{2} \frac{d\overline{X_p^2}}{dt} \Big|_{t=large} \quad (8)$$

2.2 수치해석기법

본 모델에서는 각 입자궤적을 따라서 입자가 위치한 점에서 유체섭동속도를 랜덤 샘플링방법에 의해 구성하고 입자 라그랑지 운동방정식을 풀어서 입자의 궤적을 계산한다. 그리고 본 연구의 목적은 난류 유동장을 계산하는 것이 아니기 때문에 평균 유동장의 계산은 생략하고 가정된 유동장의 평균 특성으로부터 입자궤적을 따른 난류의 영향에 의한 입자의 퍼짐을 예측하는 것이다. 본 연구에서 유체

섭동속도는 가우시안 확률밀도분포를 가지며 입자의 크기가 충분히 작아서 입자가 유동장에 미치는 영향은 무시할 수 있는 것으로 가정하였다.⁽⁶⁾

2.2.1 유동장의 구성

본 연구는 디젤연료의 퍼짐에 관한 연구로써, 유동장의 구성은 디젤엔진의 실린더내의 유동에 근거를 두고 있다. 디젤엔진의 실린더내에서 선회유동이 있는 경우 공기흡입의 초기과정은 주 유동방향으로 난류강도가 크지만 압축행정 말에서 거의 등방성 난류의 성질을 가지게 되고, 특히 엔진속도가 고속일수록 연료가 분사된 직후에는 등방성의 높은 난류강도의 영향을 받아서 분사된 연료는 매우 빠르게 퍼져나가게 된다.⁽⁷⁾

본 연구는 이러한 디젤엔진내에서 연료의 퍼짐에 중요한 요소로써 작용하는 난류강도의 영향을 예측하기 위한 기초적 연구이다. 따라서 수직하방으로 정상, 균질의 난류공기가 흐르는 수직 파이프 내의 유동으로 단순화시켜서, 공기의 평균유속이 없고 단지 난류성분만 존재하는 반경방향에 대하여, 공기의 난류강도에 따른 입자의 퍼짐을 예측할 수 있도록 유동장을 구성하였다.

2.2.2 유동장 모델링

난류 유동장의 랜덤섭동속도를 통계적 방법에 의해 샘플하는 랜덤워크 모델은 크게 DRW(Discontinuous Random Walk)와 CRW로 나눌수 있으며 본 수치적 연구에서는 CRW모델이 사용되어진다.

(1) DRW와 CRW 모델

DRW와 CRW모델 둘 모두 어떤 특성 난류시간 스케일동안 유지하는 현재 속도섭동의 경향을 모사하는 모델이다. DRW의 중요내용은 와동(eddy)의 시작에서 샘플된 섭동속도가 와동의 시작으로부터 와동 존재시간이 끝날 때까지 하나로 고정된다는 것이다. 또한 와동 존재시간들은 국부난류 스케일에 의해 결정되는 것으로 연속적으로 변화되어 간다. CRW는 섭동속도가 DRW에서 처럼 와동을 지나면서 갑작스런 변화를 일으키는 대신 입자가 경로를 따라서 섭동속도가 점차적으로 변화되어 가는 방법이다.

(2) CRW 모델에서 섭동속도 샘플링

균질의 난류에 있어서 주어진 방향에 대한 섭동속도 v_r 를 가질 확률을 정규분포로서 묘사하게 된다. 표준편차 $\sigma = [\overline{v_r^2}(t) - R_L(\delta t)^2 \overline{v_r^2}(t - \delta t)]^{1/2}$ 및

0 평균과 단위 표준편차를 가지는 정규분포의 랜덤 변수 ξ 를 정의함으로써 시간 t 일 때의 섭동속도의 결과식은 다음과 같은 형태로 샘플되어진다.

$$v_f(t) = R_L(\delta t) v_f(t - \delta t) + [\overline{v_f^2}(t) - R_L(\delta t)^2 \overline{v_f^2}(t - \delta t)]^{1/2} \xi \quad (9)$$

본 수치적 연구에서 상관함수는 지수함수로 가정하여 사용하였다. 즉,

$$R_L(\delta t) = R_L(\tau) = \exp\left[-\frac{\tau}{\tau_L}\right] \quad (10)$$

여기서, δt 는 수치적 시간스텝, τ_L 는 라그랑지 적분시간 스케일이다. 또한, 수치적 시간스텝은 와동과 입자간의 상호작용 시간 스케일 [$\min(\tau_p, \tau t)$]을 기준으로 결정하였다. 그리고 라그랑지 적분시간스케일의 선택에 있어서 Yeung과 Pope⁽⁸⁾의 non-decaying 균질의 난류에 대한 수치적 연구의 결과에서 나온 시간 스케일상수[라그랑지 적분시간 스케일/평균 난류시간 스케일]는 0.35를 사용하였다. 그리고 입자와 가스간의 상대속도가 존재할때 가스 라그랑지 적분시간 스케일의 변화는 Csanady의 케적 이탈효과를 고려한 퍼짐관계식⁽⁹⁾으로부터 유도되어진 다음의 식을 사용하였다.

$$\tau_L' = \tau_L \left[1 + \left(\frac{v_d}{a(v_f^2)^{1/2}} \right) \right]^{-1/2} \quad (11)$$

여기서, τ_L 은 공기의 평균 라그랑지 적분시간 스케일, a 는 모델계수(0.35), 그리고 이탈속도 v_d 는

$$v_d = \frac{\gamma(\tau_p/\tau_L) |v_{rel}|}{1 + \gamma(\tau_p/\tau_L)} \quad (12)$$

이며, τ_L 는 가스 난류적분시간 스케일(K/ϵ), γ 는 모델계수(0.25)를 나타낸다. (K : 평균 난류운동에너지, ϵ : 평균 난류소산율)

(3) 통계 샘플링

결과에서 보여지는 평균량들은 동일점에서 출발하는 수많은 시행예(number of runs)들을 각 시간별로 모아서 평균화시킨 것으로써, 5000번 시행예에 대한 앙상블 평균이다. 특히, 입자의 분산 $\overline{X_p^2}$ 를 계산하기 위해 사용되어진 식⁽¹⁰⁾은 다음과 같다.

$$\overline{X_p^2}(t) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N X_p^2(t) - \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N X(t) \right)^2$$

여기서, N 은 시행회수, j 는 시행예 번호이다. 또한, 0에서 1사이의 균일한 분포를 가지는 랜덤변수는

혼합 승수조화법(mixed multiplicative congruential method)을 사용하여 생성하였다. 그리고 이러한 랜덤변수 값에 해당하는 표준 정규분포의 역함수를 구함으로써 0평균과 단위 표준편차를 가지는 가우시안 분포의 랜덤변수를 생성하였다. 여기에서 표준 정규분포함수의 적분은 Abramowitz와 Stegun의 다항식근사해법을 사용하였다.

2.2.3 입자 라그랑지 운동방정식

난류 유동장내의 작은 구형의 입자들에 대한 라그랑지 운동방정식은 Tchen⁽²⁾에 의해 처음으로 유도되어졌으며, Hinze, Hughes와 Gilliland⁽¹¹⁾는 유체밀도에 대한 입자밀도의 비가 1보다 훨씬 큰 경우 압력구배항, 가상의 추가된 질량항, Basset 이력항이 무시될 수 있음을 보였다. 따라서 본 연구에서도 입자의 밀도는 400~4500 kg/m³의 영역을 가지므로 공기의 밀도 1.2 kg/m³ 보다도 훨씬 크기때문에 3개의 항을 무시할 수 있다. 그리고 다음과 같은 O'Rourke⁽¹²⁾의 항력계수관계식

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{Re_p^{2/3}}{6} \right) \quad Re_p < 1000$$

을 사용한 항력시간 스케일 식(5)와 수직 파이프의 반경방향에 대한 운동방정식으로 정리하면 본 연구에서 사용한 입자 라그랑지 운동방정식이 다음의 형태로 유도된다.

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (v_f - v_p) \quad (13)$$

본 수치적 계산에서 입자라그랑지 운동방정식의 적분은 일계 전향차분법을 사용하여 계산하였다.

3. 계산결과 및 고찰

난류 유동장내의 입자퍼짐에 있어서 유동장 및 입자의 조건들을 나타내는데 편리한 무차원 변수로서는 입자 레이놀즈수와 스토크스수이다.

Fig. 1은 본 연구의 통계적 결과를 산출하기 위해서 본 연구에서 수행하는 영역의 중간정도의 조건인 초기 입자 레이놀즈수 $Re_p=10$, 초기 스토크스수 $St=5$ 에 대하여 시행회수의 변화의 영향을 나타낸 것이다. 가로축은 가스 라그랑지 적분시간 스케일에 대한 실제 퍼짐시간의 비를 나타내고 세로축은 식(3)으로부터 유도되어진 입자퍼짐을 나타내는 무차원 변수이다. 시행회수 5000과 20000은

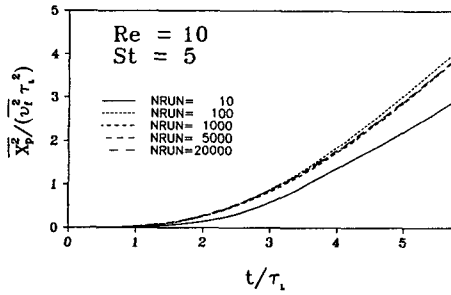


Fig. 1 Determination of the number of run

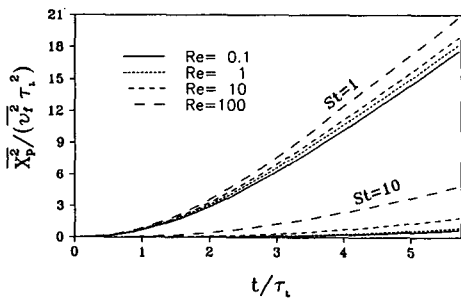


Fig. 2 Particle dispersion according to particle Reynolds numbers and Stokes numbers

거의 동일한 분포를 가지며, 따라서 시행회수를 합리적인 5000으로 채택하였다.

Fig. 2는 직경 $50 \mu\text{m}$ 의 입자에 대해서 초기 St 수가 1, 10에 대하여 초기 Re_p 수의 변화에 따른 입자퍼짐의 계산결과이며, 계산조건을 Table 1에 나타내었다. Table 1에 보인 바와 같이 초기 St 수는 입자의 밀도에 따른 값이고 초기 Re_p 는 초기 입자의 속도가 0이므로 난류강도에 따른 값을 나타내고 있다. 스톡스수가 1과 10 두 경우 모두 레이놀즈수가 증가할 수록 입자퍼짐은 큰값을 가지는 경향이 나타난다. 이것은 초기 Re_p 수가 가스난류강도의 크기를 직접적으로 표현해 주는 것이므로 가스의 난류강도가 클수록 입자의 퍼짐이 증가되는 물리적 의미를 정성적으로 잘 표현해 주고 있다. St 수에 따른 결과에 있어서는 퍼짐시간이 가스 라그랑지 적분시간 스케일의 5배 정도에서 St 수가 1 일 경우는 10의 경우보다 7배 이상으로 큰 값을 가지는 경향으로 퍼져나가는 것을 보여주는데 입자의 밀도가 작을수록 입자퍼짐의 증가에 큰 역할을 하고 있음을 보여주는 결과라 하겠다.

본 연구의 목적을 위해서 Fig. 4에서 나타난 기본 물리적 의미를 바탕으로 디젤엔진의 실린더내의

Table 1 Conditions of Fig. 1, 2

St	Re_p	d_p (μm)	ρ_p (kg/m^3)	$(\overline{v_f^2})^{1/2}$ (m/s)	τ_i (ms)
1	0.1	50	453.6	0.03	3.5
	1				
	10				
	100				
5	0.1	50	2268	0.03	3.5
	1				
	10				
	100				
10	0.1	50	4536	0.03	3.5
	1				
	10				
	100				

연료입자의 거동특성에 관한 기초적 연구로써 이용될 수 있는 공기중에서 미립화된 액체(물)의 퍼짐을 예측해 볼 필요가 있다. 따라서 액체의 밀도 $1000 \text{ kg}/\text{m}^3$, 공기의 밀도 $1.2 \text{ kg}/\text{m}^3$, 난류강도 $(\overline{v_f^2})^{1/2}$ 가 $10 \text{ m}/\text{s}$ 인 조건하에서 액적의 직경($30 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$, $90 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$) 및 공기 라그랑지 적분시간 스케일 등의 변화에 따른 액적의 퍼짐특성을 예측하여 보았다. 또한 난류강도의 설정에 있어서, 일반적으로 모터의 동력으로 피스톤을 구동시켜서 실험적으로 얻을 수 있는 엔진속도는 $1000 \sim 1200 \text{ rpm}$ 정도이고, 이때의 압축행정 말의 난류강도는 선회유동의 경우 $2 \sim 3 \text{ m}/\text{s}$ 가 되고 엔진속도가 증가할 수록 난류강도 또한 증가하게 된다.⁽⁷⁾ 따라서 본 연구에서는 엔진속도가 고속($3500 \sim 4000 \text{ rpm}$)일 때의 난류강도를 고려하여 $10 \text{ m}/\text{s}$ 로 설정하였다.

유동장 및 입자의 속도변동 경향을 직접적으로 알아보기 위해 가스와 입자의 순간속도를 동시에 Fig. 3과 4에 나타내었다.

먼저 Fig. 3의 $30 \mu\text{m}$ 의 경우 가스의 작은 속도변동에도 입자들은 충분히 잘 따라가며, 따라서 상대 속도 또한 낮은 값을 유지해 나가는 것을 예측할 수 있다.

반면, Fig. 4의 $150 \mu\text{m}$ 의 경우 입자는 유동장 뿐

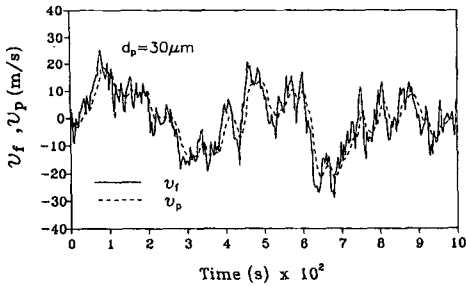


Fig. 3 Comparison of instantaneous velocities of gas and particle

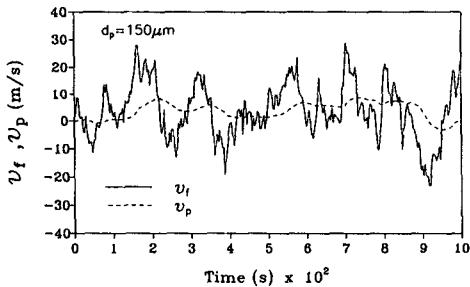


Fig. 4 Comparison of instantaneous velocities of gas and particle

만 아니라 관성과 궤적이탈효과를 복합적으로 받기 때문에⁽¹³⁾ 가스속도의 큰 변동경향만 따라갈 뿐 유동장에 둔감한 운동을 하므로 상대속도 역시 큰 값을 가진다는 결론을 얻을 수 있다.

이러한 상대속도의 변화를 잘 보여주는 것이 Fig. 5의 국부입자 레이놀즈 수이다. 여기서, 세로축의 입자 레이놀즈수는 입자의 크기와 입자와 가스간의 상대속도에 따른 값을 보여주고 있다. 입자가 클수록 Fig. 4의 결과에서 보았듯이 가스의 섭동을 따르기 힘들므로 상대속도도 증가되어 전반적으로 Re_p 를 큰 값을 유지하게 된다. 또한 150 μm 의 경우 높은 상대속도가 오래 유지되어 정상상태에 도달하는 시간 또한 30 μm 의 4배 이상이 소요되고 있음을 보여주고 있다.

Fig. 6은 각 입자에 대해 시간에 따른 국부 St 수의 변화를 보여주는 그림이다. 직경이 클수록 St 수가 큰 값으로 나타나는 것은 식(6)과 식(7)에서 정의한 바와 같이 St 수가 입자직경의 자승에 비례하는 경향을 확인하는 결과이며, 입자의 응답시간 스케일이 유동장의 난류시간 스케일보다 크기 때문이다. 정상상태에 도달하는 과정에서 150 μm 의 경우 큰 폭으로 증가하는 것은 식(11)과(12)에 의한

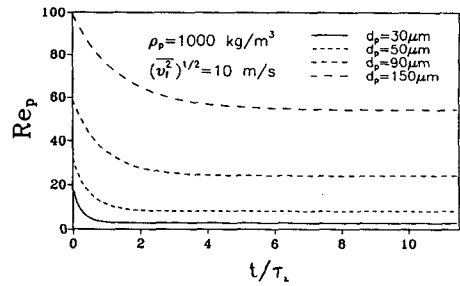


Fig. 5 Local Reynolds numbers with particle size

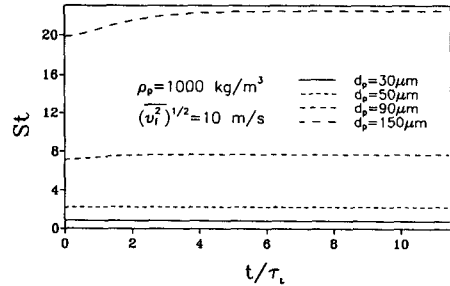


Fig. 6 Local Stokes numbers with particle size

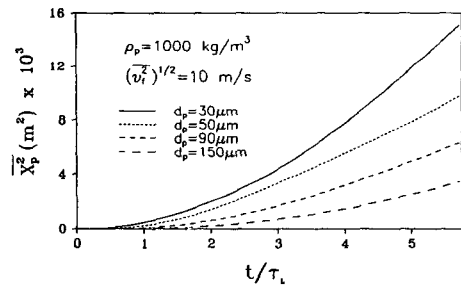


Fig. 7 Dispersion according to particle size for large dispersion time

이탈속도의 영향, 즉 궤적이탈효과 때문인 것으로 생각된다.

Fig. 7은 입자의 크기에 따른 입자의 분산을 보여주고 있다. 그리고 이 그림의 직경에 따른 파라미터들을 Table 2에 나타내었다. Table 2에서 입자의 직경이 클수록 관성 및 궤적이탈효과를 나타내는 St 수와 이탈속도는 증가하는 경향을 보이고, 그 결과 150 μm 입자의 경우 $t/\tau_i=5.7$ 에서 퍼짐계수 관계식 식(8)에 의한 퍼짐계수는 $1.92 \times 10^{-1} (\text{m}^2/\text{s})$ 로써 $6.57 \times 10^{-1} (\text{m}^2/\text{s})$ 를 가지는 30 μm 에 비해 70%이상 낮은 값을 갖는 것으로 나타났다. 퍼짐계수가 가장 큰 30 μm 입자의 스톡스수가 가장 적은 것으로 이것은, Fig. 2의 정성적 관계를 재확인하는 결과이다. 또한, Fig. 7에서 퍼짐시간

Table 2 Properties with particle size

d_p (μm)	St	Re_p	v_d (m/s)	ϵ_p (m^2/s)
30	0.8	20	4.51×10^{-1}	6.57×10^{-1}
50	2.2	33.3	7.81×10^{-1}	4.17×10^{-1}
90	7.1	60	1.24	2.76×10^{-1}
150	20	100	1.58	1.92×10^{-1}

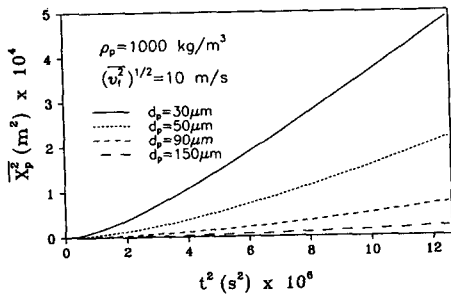


Fig. 8 Dispersion according to particle size for small dispersion time

이 클 경우 점차적으로 시간에 선형적으로 증가해 나가는 것이 나타난다.

Fig. 8은 퍼짐시간을 제외한 것과 입자의 분산을 그린것이다. 여기서, t^2 과 $\overline{X_p^2}$ 에 대해서 각각 10^6 과 10^4 을 곱한 값들이며 t/τ_c 이 1보다 작은, 즉 퍼짐시간이 짧은 경우로써 이러한 영역에서 입자의 퍼짐거리 $\overline{X_p^2}$ 은 퍼짐시간의 자승 t^2 에 선형적으로 증가하는 현상을 알 수 있다. 이것은 Taylor의 기본이론과 일치하고 있다. 또한, 입자가 풀려난 초기에는 입자의 크기에 따른 분산의 차이가 크게 됨을 알 수 있다.

Fig. 9는 직경 $90 \mu\text{m}$ 에 대해서 유동장의 조건중 동일한 난류강도에 대하여 가스의 라그랑지 적분시간 스케일에 따른 퍼짐시간과 입자의 분산 $\overline{X_p^2}$ 을 나타낸 것이다. Fig. 9에 나타난 τ_c 은 공기의 평균 라그랑지 적분시간 스케일이며 계산초기에 입력되어진 값들이다. Fig. 9에 의하면 가스의 적분시간 스케일이 증가할 수록 퍼짐을 효과적으로 증대시킬 수 있다는 것이다. 가스의 적분시간 스케일의 증가는 난류가스 유동장의 운동에 비해서 상대적으로 입자의 응답시간을 감소시키는 결과를 초래한다. 입자는 더 빠르게 유동장 난류의 운동에 접근함으로써 입자의 퍼짐을 증가시키기 때문이다. 결과로서 유동장에 대한 입자의 응답성 정도를 표현하는

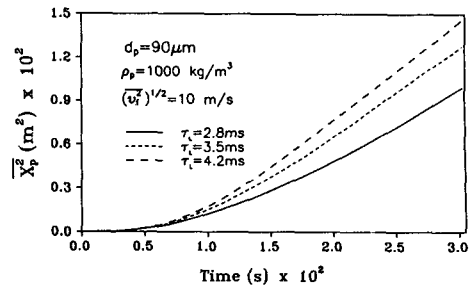


Fig. 9 Dispersion according to gas Lagrangian integral time scales

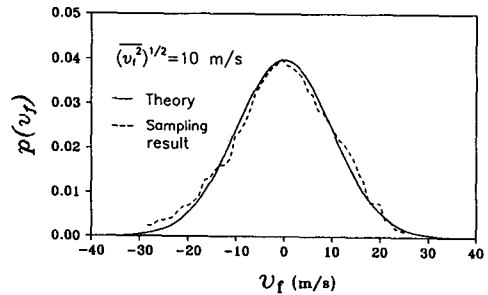


Fig. 10 Probability density function for gas turbulence velocities

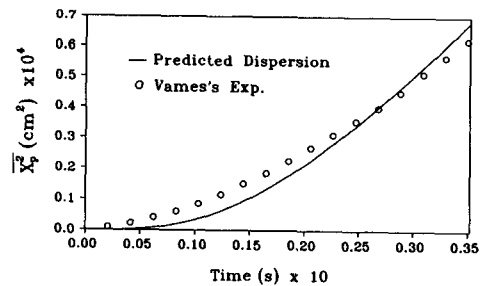


Fig. 11 Comparison with experimental data for particle dispersion

St수의 감소를 가져오게 된다.

Fig. 10은 본 모사 모델에서 샘플하여 Fig. 5, 6에서 나타낸 가스의 순간속도에 대한 확률밀도분포를 가우시안 확률밀도와 동시에 그린것이다. 샘플된 가스의 순간속도에 대한 확률밀도분포는 가우시안 분포에 정확하게 일치하고 있음을 확인할 수 있다.

Fig. 11은 난류공기가 아래로 유동중인 수직파이프의 중앙에서 액적직경이 각각 50, 90, 150 μm 을 하류 방향으로 분사시켰을 때 반경방향의 입자의 분산에 관한 연구를 행한 Vames 와 Hanratty의 실험결과⁽³⁾와 본 수치해석의 결과를 비교한 것이다. Fig. 11에 나타낸 그들의 실험조건은 액적직경

49.8 μm , 반경방향 가스 난류강도 $(\overline{v_r^2})^{1/2}=0.3952$ m/s, 평균 항력시간 스케일 $\tau_p=1/149$ (s), 최대 퍼짐시간은 파이프벽에 충돌하지 않는 0.035(s)를 가지고 행한 것이며, 여기서 나타난 퍼짐시간이 큰 최대 퍼짐시간 부근의 퍼짐계수 $\epsilon_p=12.9$ cm²/s를 보여주고 있다. 본 수치해석의 결과는 그들의 실험에 대해 동일한 난류강도와 $\tau_p=1/150$ (s)를 가지는 것으로 최대 퍼짐시간 부근의 퍼짐계수는 15.2cm²/s로써 Vames 등의 실험과 근사한 결과를 가지는 것으로 퍼짐시간 전반에 걸쳐 합리적 결과를 보여주고 있다.

4. 결 론

통계적 정상, 균질의 난류공기가 유동중인 수직 파이프내의 중앙의 고정된 한 위치에서 연료입자가 놓여질 때 유동장의 반경방향의 난류속도를 CRW 모델에 의해 구성하고 라그랑지입자 운동방정식을 적분함으로써 연료입자의 운동특성을 예측하여 보았으며, 그 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 연료입자의 크기가 클수록, 가스와 입자간의 높은 상대속도가 오래 유지되고 관성 및 케적이탈 효과가 증가되므로 연료입자의 분산을 상당히 감소시킨다.

(2) 유동장의 난류강도와 라그랑지 적분시간 스케일은 입자퍼짐에 대한 가스난류의 영향중 중요한 영향을 미치는 인자이며, 난류강도가 클수록 그리고 동일한 난류강도에 대하여 라그랑지 적분시간 스케일이 클수록 연료입자의 퍼짐이 증가함을 알 수 있다.

(3) 본 모사연구의 결과는 Taylor의 이론 및 Vames의 실험데이터와 잘 일치하고, 퍼짐시간이 클 경우 입자의 퍼짐은 시간에 비례하고, 퍼짐시간이 적을 경우 입자의 퍼짐은 시간의 제곱에 비례하여 증가한다.

참고문헌

(1) Taylor, G.I., 1920, "Diffusion by continuous Movement," *Proc. Lond. Math. Soc.*, Sev. 2, Vol. 20, pp. 196~212.
 (2) Tchen, C. M., 1947, *Mean Value and Correlation Problems Connected with the Motion of Small Particles Suspended in a Turbulent Fluid*,

Ph. D. thesis, Delft, Netherlands.
 (3) Vames, J. S. and Hanratty, T. J., 1988, Turbulent Dispersion of Droplets for Air Flow in a Pipe, *Experiments in Fluids*, 1988~6, pp. 94~104.
 (4) Durst, F., Tsiklauri, G. V. and Afgan, N. H., 1978, *Two-Phase Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical, Process, Energy Engineering Systems*, McGraw-Hill, New York, Vol. 1, pp. 119~132.
 (5) Wells, M. R. and Stock, D. E., 1983, "The Effects of Crossing Trajectories on the Dispersion of Particles in Turbulent Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 136, pp. 31~62.
 (6) Ormancey, A. and Martinon, J., 1984, "Prediction of Particle Dispersion in Turbulent Flows," *Phys. Chem. Hydro.*, Vol. 5, pp. 229~224.
 (7) M. Ikegami, M. Shioji and K. Nishimoto, 1987, "Turbulence Intensity and Spatial Integral Scale During Compression and Expansion Strokes in a Four-Cycle Reciprocating Engine," *SAE Paper No. 870372*.
 (8) Yeung, P. K. and Pope, S. B., 1989, "Lagrangian Statistics from Direct Numerical Simulation of Isotropic Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 207, pp. 531~586.
 (9) Reeks, M. W., 1977, "On the Dispersion of Small Particles Suspended in an Isotropic Turbulent Fluid," *J. Fluid Mech.*, Vol. 83, Part 3, pp. 529~546.
 (10) Landahl, M. T. and Mollo-Christensen, E., 1986, *Turbulence and Random Process in Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, pp. 22~40.
 (11) Hinze, J. O., 1975, *Turbulence*, McGraw-Hill, New York, pp. 460~471.
 (12) O'Rourke, P. J. and Bracco, F. V., 1980, "Modelling of Drop Interactions in Thick Sprays and Comparison with Experiments," *Institute of Mechanical Engineers*, Publication 1980~9, pp. 101~116.
 (13) Snyder, W. H. and Lumley, J. L., 1971, "Some Measurements of Particle Velocity Autocorrelation Function in a Turbulent Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 48, pp. 41~71.