

비등방성 난류특성을 고려한 분무의 벽면충돌 현상에 대한 수치해석 연구

고 권 현¹⁾ · 유 흥 선^{*1)} · 이 성 혁²⁾

중앙대학교 기계공학부¹⁾ · 서울대학교 터보동력기계연구센터²⁾

Numerical Study of Impinging Sprays Considering Anisotropic Characteristics of Turbulence

Gwon Hyun Ko¹⁾ · Hong Sun Ryou^{*1)} · Seong Hyuk Lee²⁾

¹⁾School of Mechanical Engineering, Chung-Ang University, Seoul 156-756, Korea

²⁾Turbo and Power Machinery Research Center, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea

(Received 20 February 2003 / Accepted 9 April 2003)

Abstract : It is an aim of this study to perform extensive numerical study for analyzing the anisotropic turbulence effects on spatial and temporal behaviors of diesel sprays after wall impingement. The turbulence model of Durbin⁷⁾ is used for comparisons with the k- ϵ model. The turbulence-induced dispersions of droplets are considered to describe the anisotropy of turbulence effectively and the spray/wall interactions are simulated using the model of Lee and Ryou.⁶⁾ The present study investigates the internal structures of impinging diesel sprays such as Sauter mean diameter (SMD), local droplet velocities, and local gas velocities and also compares the results predicted by two turbulence models with the experimental data. The Durbin's model considering the anisotropy of turbulence predicts both gas and droplet tangential velocities better than the k- ϵ model does. It is concluded that the anisotropy of turbulence should be considered in simulating impinging diesel sprays.

Key words : Spray impingement (분무충돌), Anisotropy of turbulence (비등방성 난류), Splash (스플래시), Wall-Jet vortex (벽제트 보텍스)

Nomenclature

B_1 : droplet breakup time constant
 C : constants of turbulence models
 h : distance from impinging wall
 k : turbulent kinetic energy
 L : length scale of turbulence
 Oh : Ohnesorge number
 Re : Reynolds number
 r : distance from impinging axis
 T : time scale of turbulence, s

t : time, s
 u, v, w : velocity components, m/s
 u', v', w' : fluctuation velocity components, m/s
 We : Weber number
 ϵ : dissipation rate of turbulent kinetic energy
 Γ : diffusion coefficient
 μ : dynamic viscosity, N · s/m²
 ν : kinematic viscosity, m²/s
 θ : void fraction
 ρ : density, kg/m³
 σ : surface tension, N/m

*To whom correspondence should be addressed.
cfdmeco@cau.ac.kr

Subscripts

a	: after impingement
b	: before impingement
d	: droplet
f	: liquid film
g	: gas phase
t	: turbulence

1. 서론

고압분무의 벽면충돌현상은 직접분사식 내연기관을 비롯하여 분무 코팅 및 페인팅, 특수금속 생산 등의 다양한 산업분야에서 빈번하게 접하게 되는 매우 중요한 현상이다. 특히 최근의 직접분사식 디젤엔진개발이 고압인젝터를 이용한 소형화 및 경량화에 집중되고 있으며 이와 관련하여 충돌되는 액적들의 거동을 제어하기 위한 피스톤 보울 형상 개발이 중요시되는 등 연료의 벽면충돌현상은 불가피한 현상으로 인식되고 있다. 이러한 액적의 벽면충돌현상은 혼합기의 형성 및 연소과정에 중요한 영향을 미칠 뿐만 아니라 벽면에 부착된 액적이 미연소 상태에서 배출되어 환경오염을 일으키는 주요 원인으로 제기되고 있으므로 분사연료의 벽면충돌현상으로 인한 액적들의 거동을 예측하는 것은 매우 중요하다.

Katsura 등¹⁾과 Fujimoto 등²⁾은 디젤분무가 실린더 벽면에 충돌한 후에 벽을 따라 형성되는 벽분무의 형태 및 침투거리에 대한 정량적인 데이터를 가스의 밀도변화와 충돌거리 및 충돌각도 변화에 대해서 제공하였으며, Arcoumanis와 Chang³⁾은 국부적인 액적속도 및 평균직경 등을 PDA 시스템을 이용하여 측정함으로써 분무충돌현상의 내부구조에 관한 유용한 정보를 제공하였다. 한편, 1980년대 이후로 Naber와 Reitz⁴⁾와 Bai와 Gosman⁵⁾ 등을 비롯한 많은 연구자들이 충돌현상의 모사를 위한 다양한 충돌모델의 개발들을 개발해왔으며 국내에서도 Lee와 Ryou⁶⁾ 등의 많은 연구자들에 의한 수치해석 연구가 수행되었다. 그런데 지금까지 대부분의 수치해석 연구에서 기상(gas phase)의 난류유동은 등방성 가정에 바탕을 둔 $k-\epsilon$ 모델을 이용하여 계산되어 왔다. 그러나 분사된 연료가 벽에 충돌할 때 실제 엔진내

의 유동은 압축행정시 발생하는 스퀴시 유동(squish flow)으로 인해 매우 복잡한 난류특성을 가지며 잉여변형률(extra strain-rate)에 의한 난류운동에너지의 증가로 강한 난류혼합이 발생된다. 특히 벽면에 충돌된 고온의 기상유동은 벽근접효과(wall-proximity effect)에 의해 강한 비등방성 난류특성을 보이게 된다. 분무충돌시 비등방성 난류는 강한 이차유동을 유발시키며, 벽면 영역에서 발생하는 벽제트 보텍스(wall-jet vortex)는 분무액적과 활발한 상호작용을 일으킨다. 고압분무에 의한 미립화 및 벽면충돌로 인한 분열과정을 통해 형성되는 액적들은 10-50 μm 정도의 직경을 가지기 때문에 난류유동의 변화에 매우 민감하게 영향을 받는다. 따라서 벽면충돌과정에서 분무액적과 난류유동구조의 상호작용에 대해 살펴보고 이론적 데이터를 제공하는 것은 매우 중요하다.

따라서 본 연구에서는 비등방성 난류특성을 고려하여 디젤분무의 벽면충돌현상에 대한 수치해석을 수행하고 난류특성에 따른 영향을 분석하였다. 난류 모델로는 벽면에서의 비등방성 효과를 고려하기 위해 Durbin⁷⁾의 난류 모델을 사용하였으며 Arcoumanis와 Chang³⁾의 실험결과 및 기존의 $k-\epsilon$ 모델을 이용한 해석결과와 비교하였다.

2. 이론적 배경

본 연구에서 다루는 이상유동은 기상(gas phase)의 경우는 오일러리안 방식을, 액상(liquid phase)의 경우는 라그랑지안 방식을 사용하여 해석하였다. 난류 모델은 분무해석에서 일반적으로 사용되고 있는 등방성 가정에 기초한 $k-\epsilon$ 모델과 벽 근처의 비등방성 난류특성을 효과적으로 예측할 수 있다고 알려진 Durbin⁷⁾의 모델을 사용하였다. 분무의 미립화와 분열과정에 대해서는 Reitz⁸⁾의 Wave 모델, 액적간 충돌에 대해서는 O'Rourke⁹⁾의 모델을 사용하였으며 분무액적과 충돌벽면과의 상호작용의 해석을 위해서는 최근에 개발된 Lee와 Ryou⁶⁾의 모델을 사용하였다.

2.1 지배방정식

기상의 지배방정식을 일반적인 형태로 카테시안

좌표계에 대해 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\theta\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\theta\rho u_g\phi) \\ & + \frac{\partial}{\partial y}(\theta\rho v_g\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\theta\rho w_g\phi) \\ & = \frac{\partial}{\partial x}(\theta\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\theta\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial y}) \\ & + \frac{\partial}{\partial z}(\theta\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial z}) + S_\phi + S_\phi^d \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 ρ 는 기상의 밀도, ϕ 는 종속변수로서 속도성분과 $k-\epsilon$ 모델의 경우 난류에너지와 난류에너지 소멸율을 나타낸다. 또한 θ 는 기상의 체적분율이며 Γ_ϕ 와 S_ϕ 는 각각 확산계수와 생성항을 말한다. 두 번째 생성항에서 뒷첨자 d 는 액상과의 상호작용에 의한 생성항을 의미한다.

액상의 거동은 액적의 궤적과 운동량방정식에 의해 표현되며 다음과 같다.

$$\frac{dx_d}{dt} = u_d, \quad \frac{dy_d}{dt} = v_d, \quad \frac{dz_d}{dt} = w_d \quad (2)$$

$$\frac{du_d}{dt} = K_d(u_g + u'_g - u_d) + S_{ud}$$

$$\frac{dv_d}{dt} = K_d(v_g + v'_g - v_d) + S_{vd} \quad (3)$$

$$\frac{dw_d}{dt} = K_d(w_g + w'_g - w_d) + S_{wd}$$

여기서 S_{ud} , S_{vd} , S_{wd} 는 생성항을 나타내며 운동량 계수 K_d 는 다음과 같이 주어진다.

$$K_d = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho}{\rho_d} \frac{1}{D_d} V_{rel} \quad (4)$$

여기서 C_D 는 항력계수를 의미하며 V_{rel} 은 액적과 주변 기상과의 상대속도를 나타낸다.

2.2 Durbin 모델

Durbin⁷⁾의 모델에서는 난류에너지 k 와 난류에너지 소산율 ϵ , 레이놀즈 응력의 벽면수직성분 $\overline{w^2}$, 난류장도의 벽면수직방향으로의 재분배율 f_{33} 의 방정식을 사용하며 다음과 같다.

$$\partial_t k + U \cdot \nabla k = P - \epsilon + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \partial_t \epsilon + U \cdot \nabla \epsilon \\ & = \frac{C_{\epsilon 1} P - C_{\epsilon 2} \epsilon}{T} + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \partial_t \overline{w^2} + U \cdot \nabla \overline{w^2} \\ & = k f_{33} - \overline{w^2} \frac{\epsilon}{k} + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \nabla \overline{w^2} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & L^2 \nabla^2 f_{33} - f_{33} \\ & = (1 - C_1) \frac{\left[2/3 - \frac{\nu^2}{k} \right]}{T} - C_2 \frac{P}{k} \end{aligned} \quad (8)$$

P 는 난류 에너지 생성을 나타낸다. Durbin⁷⁾의 모델에서는 레이놀즈 응력의 벽면수직성분 $\overline{w^2}$ 을 이용하여 난류점성을 정의함으로써 벽근처 난류점성의 완충을 고려하며 다음과 같다.

$$\nu_t = C_\mu \overline{w^2} T \quad (9)$$

여기서 사용되는 난류의 시간척도와 길이척도, 그리고 모델상수는 다음과 같다.

$$T = \max \left[\frac{k}{\epsilon}, 6 \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (10)$$

$$L = C_L \max \left[\frac{k^3}{\epsilon^2}, C_\eta \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (11)$$

$$C_{\epsilon 1} = 1.3 + \frac{0.25}{1 + (d+2l)^8} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} C_\mu &= 0.19, \quad C_{\epsilon 2} = 0.9, \quad C_1 = 1.4, \quad C_2 = 0.3 \\ C_L &= 0.3, \quad C_\eta = 70.0, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3 \end{aligned} \quad (13)$$

여기서 d 는 근접 벽과의 거리를 나타내며 $l = L/C_L$ 을 나타낸다.

2.3 분무벽면 충돌모델

Lee와 Ryou⁶⁾의 모델은 충돌전후의 에너지보존에 근거하여 액적의 반사(rebounding), 부착(deposition), 그리고 스플래쉬(splash) 현상을 해석한다. Lee와 Ryou⁶⁾의 모델에서 부착영역과 스플래시 영역사이의 임계기준은 다음과 같다.

$$K = Oh \cdot Re^{1.25} = 57.7 \quad (14)$$

여기에서 K 는 충돌에 대한 무차원 파라미터이다. 한편 벽면에 형성하는 액막에 기여하는 액적의 영향을 나타내기 위해서 충돌 전 액적에 대한 스플래시된 액적의 질량비를 다음과 같이 결정한다.

$$r_m = m_d/m_b = 0.2 + 0.9p \quad (15)$$

여기서 p 는 0과 1 사이의 균일한 무작위수(random number)를 나타낸다. 또한 충돌 수 액적 질량은 질량 보존식에 의해 결정되며 충돌 후 스플래시되는 액적들의 속도성분을 결정하기 위해 다음과 같은 에너지 보존식을 사용한다.

$$\frac{1}{2} m_b V_b^2 + \pi \sigma_d D_b^2 - \int_0^{t_c} \int_{V_f} \Phi dV_f dt = \frac{1}{2} m_a V_a^2 + \pi \sigma_d D_a^2 N_{eject} \quad (16)$$

여기서 V_f 는 액적이 원형 평판의 형태로 퍼졌을 때의 체적을 나타낸다. 위 식에서 좌변의 첫째, 두 번째 항들은 충돌 전 액적들의 운동에너지와 표면에 에너지를 나타내며 충돌 시 점성에 의해 소산되는 에너지를 나타내는 마지막 항은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\int_0^{t_c} \int_{V_f} \Phi dV_f dt \approx \mu_d (v_{bm} / \delta)^2 \pi d_{sp} \delta_f t_c / 4 \quad (17)$$

식 (16)과 (17)을 이용하여 최종적인 에너지 보존식을 총괄 웨버수에 대한 함수로 나타내면 다음과 같다.

$$We_a^T = \frac{C_w We_b^T}{r_m} - \left(\frac{4.5 C_w We_{bn} \gamma_{max}^A}{r_m Re_{bn}} - \frac{12 C_w}{r_m} \right) - 12 \quad (18)$$

여기서 γ_{max} 는 충돌 전 액적 질량에 대한 스플래시가 발생할 때의 액막 디스크의 직경비를 나타내며 Lee와 Ryou⁶⁾가 제시한 2.0을 사용하였다. 한편 그들은 벽에 접선방향의 액적 속도가 크라운의 접선속도와 동일하다고 가정하고 Yarin과 Weiss¹⁰⁾의 크라운 반경식을 이용하여 접선속도에 관한 식을 다음과 같이 유도하였다.

$$v_f = 0.452 K_f \cdot Re_{bn}^{1/8} \cdot v_{bn} / \sqrt{\Psi} \quad (19)$$

여기서 Ψ 는 액적의 거주시간에 대한 스플래시 발생 시간의 비를 나타내며 K_f 는 마찰계수를 나타낸다. 이 값은 실험고찰에 근거하여 0.81에서 0.91 사이의 무작위수를 사용하였다. 따라서 식 (18)과 (19)를 사용하여 충돌 후 액적들의 속도성분과 스플래시 각을 결정할 수 있다. 보다 구체적인 유도과정은 참고문헌⁶⁾에 자세하게 나타나 있다.

2.4 액적-에디간 상호작용 모델

기상의 난류장이 액적에 미치는 영향은 식 (3)의 기상속도 섭동성분 $u'g, v'g, w'g$ 에 의해서 나타낼 수 있으며 본 연구에서는 분무해석에 널리 사용되고 있는 Gosman과 Ioannides¹¹⁾의 모델을 수정하여 사용하였다. 그들은 난류장이 기상의 순간속도에 대해 가우시안 확률분포를 갖는 것으로 가정하였으며 난류운동에너지를 이용한 가우시안 표준분포의 표준편차 $\sigma = (2k/3)^{1/2}$ 를 통해 난류섭동 속도성분을 다음과 같은 분포함수를 이용하여 계산하였다.

$$u'_g = v'_g = w'_g = \sigma \text{SIGM}(Y) \text{erf}^{-1}(|X|) \quad (20)$$

여기서 X, Y 는 (-1,1)의 범위에서 추출하는 무작위수이며 $\text{SIGM}(Y)$ 는 Y 의 부호를 나타낸다. 난류섭동이 액적에 미치는 영향을 고려하기 위한 작용시간에 대한 계산은 참고문헌¹¹⁾에 자세히 설명되고 있다.

한편 본 연구에서는 Durbin⁷⁾의 모델을 이용하여 섭동성분의 벽면수직성분 $\overline{w^2}$ 를 구하게 되므로 Gosman과 Ioannides¹¹⁾의 모델을 수정하여 사용하였다. 즉 가우시안 분포의 표준편차 σ 를 방향에 따라 다음과 같이 계산한다.

$$\sigma_x = (\overline{w^2})^{1/2}, \quad \sigma_y = \sigma_x = (k - 0.5 \overline{w^2})^{1/2} \quad (21)$$

여기서, 아래첨자 z 는 벽에 수직한 방향을 의미하며 x, y 는 벽에 평행한 방향을 나타낸다. 이를 이용하여 각 방향의 섭동성분을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$u'_g = v'_g = \sigma_x \text{SIGM}(Y) \text{erf}^{-1}(|X|) \\ w'_g = \sigma_z \text{SIGM}(Y) \text{erf}^{-1}(|X|) \quad (22)$$

3. 수치해석 방법 및 조건

유도된 지배방정식은 유한체적법에 기초하여 이산화 되었으며 대류 및 확산항의 경우 하이브리드 수식을, 비정상항들은 오일러의 음함수법을 사용하였다. 액상에 대한 상미분방정식들은 오일러의 음함수법에 의해 처리되었고 비정상상유동의 압력장을 해석하기 위해 PISO 알고리즘을 이용하였다.

본 연구에서는 Arcoumanis와 Chang³⁾이 수행한 실험에 대하여 수치해석을 수행하였다. 계산에 사용된 해석 격자는 Fig. 1과 같이 x, y, z 방향으로 $70 \times 70 \times 50$ 으로 구성되어 있다. 계산에 사용된 시간

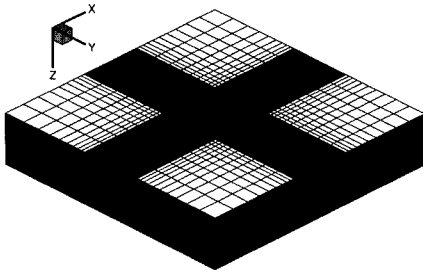


Fig. 1 Computational domain

단계는 $10 \mu s$ 이며 총 분사시간에 걸쳐 3000개의 액적 parcel 들이 분사된다. 본 연구에서 사용된 액체 미립화 모델⁸⁾에서는 노즐직경과 동일한 크기의 액적 즉, 블롭(blob)의 개념을 사용하여 액체제트의 미립화 과정을 모사한다. 분사위치는 실험에서와 같이 벽으로부터 30mm 떨어져 있으며 인젝터 출구의 직경은 0.22mm이다. 주변 기상의 압력은 대기압이며 분사되는 분무의 속도는 실험조건³⁾에서 주어진 속도스케줄을 꼭선 맞추어 사용하였다. 이때 최대속도는 약 170m/s 이고 전체 분사 시간은 1.2ms이다.

4. 결과 및 고찰

충돌 분무의 거동을 살피는 많은 연구^{1,2)}에서는 주로 충돌 후 발달하는 벽 분무의 높이나 진행거리 등의 거시적인 구조에 초점을 맞추어 왔다. 그러나 더 자세한 분무 거동을 파악하기 위해서는 내부구조 즉 국부적인 위치에서의 액적 크기나 속도, 기상의 속도 등을 비교하는 것이 필수적이다. 이것은 벽 분무의 내부구조가 실제 디젤엔진 내에서 충돌에 의해 스플래시되는 액적들의 열전달을 혹은 비정상 거동에 직접적으로 영향을 미치게 되기 때문이다. 특히 벽 근처의 기상 유동의 특성 즉 난류구조의 특성은 벽 분무의 거시적 형상보다는 내부구조에 직접적으로 영향을 미치게 된다. 한편 Arcoumanis와 Chang³⁾은 PDA(Phase Doppler Anemometer)를 사용하여 다양한 영역에서의 액적 속도, 크기 등을 측정함으로써 충돌분무의 내부구조에 대한 물리적 특성에 대해 연구하였다. 따라서 본 연구에서는 벽면에 수직 방향의 난류응력성분에 대한 방정식을 이용하여 비 등방성을 고려하게 되는 Durbin⁷⁾의 모델을 사용하여 계산된 결과를 기존의 등방성 가정에 기초

한 $k-\epsilon$ 모델을 사용한 계산 결과 및 실험결과와 상호 비교함으로써 벽 분무의 내부구조와 난류특성의 상호관계에 대해 살펴보고자 한다.

Fig. 2는 Arcoumanis와 Chang³⁾의 실험에서의 측정위치와 일반적으로 언급되는 벽 분무의 대표 영역들을 나타내고 있다. 그림에서 보는 (1)영역은 주벽제트영역(main wall-jet region)이고 (2)영역은 정체영역(stagnation region)을 나타낸다. 또한 (3)영역은 헤드 보텍스가 존재하는 하류영역(down-stream region)을 나타낸다. Katsura 등¹⁾의 고찰에 따르면 주벽제트영역은 충돌부분의 내부에 존재하며 액적 접선속도 및 운동량이 큰 영역이다. 정체영역은 충돌에 의해 벽으로부터 밀려 올라가는 액적들과 기상에 의해 벽을 향해 유입되는 액적들이 공존하는 영역으로서 준 정상(quasi-steady) 상태의 경우에는 액적의 접선속도가 거의 영(zero)가 되어 정체되는 영역이다. 마지막으로 하류영역은 벽 제트가 관찰되는 영역이며 준 정상상태로 도달하는 경우, 보텍스에 의한 난류유동과 액적들의 상호작용에 의해 활발한 난류혼합이 일어나는 영역이다.

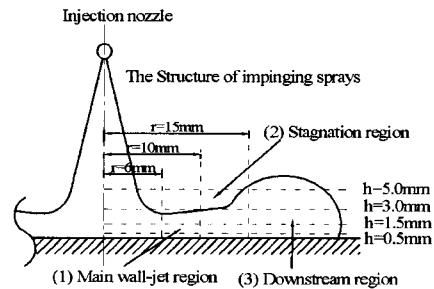


Fig. 2 Measuring locations

4.1 기상 유동에 대한 해석

초기에 정적상태로 있던 기상은 인젝터를 통해 분사되는 고압분무에 의해 고속의 유동이 유도되며 분무 액적과의 상호작용을 통해 발달해간다. 이렇게 유도된 고속의 기상유동은 벽과 충돌한 후 벽제트 보텍스(wall-jet vortex)을 형성하며 충돌측에서 바깥쪽으로 진행하게 된다. Fig. 3은 기상의 유동장에 대한 해석 결과를 보여준다. 일반적인 단상의 충돌제트 유동과 달리 벽 보텍스의 형상이 부분적으로 찌그러지는 등 매끄럽지 못한데 이것은 분

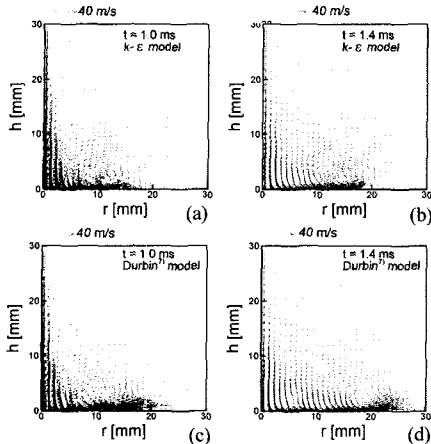


Fig. 3 Velocity field for the gas-phase near the wall ; (a) $k-\epsilon$ model at $t = 1.0$ ms (b) $k-\epsilon$ model at $t = 1.4$ ms (c) Durbin model at $t = 1.0$ ms (d) Durbin model at $t = 1.4$ ms

무 액적과의 상호작용이 존재하기 때문이다. 한편 $k-\epsilon$ 모델에 비해서 Durbin⁷⁾ 모델의 경우 보텍스의 아래쪽, 즉 벽면 근처에서 속도가 빠르게 형성되며 빠져나가는 것을 볼 수 있다. 또한 1.4 ms의 결과를 보면 보텍스의 위치 또한 Durbin⁷⁾ 모델의 경우 더 바깥쪽에 위치하고 있는 것을 볼 수 있다. 이것은 Durbin⁷⁾ 모델이 $k-\epsilon$ 모델과는 달리 벽면 근처의 난류의 비등방성을 고려하고 있기 때문으로 생각된다. $k-\epsilon$ 모델의 경우 난류운동에너지로부터 등방성 가정을 통해 $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ 의 크기를 같다고 보는 반면에 Durbin⁷⁾ 모델의 경우 벽면을 따라 진행되는 유동의 난류응력 예측에 있어서 벽에 수직인 성분, $\overline{w'^2}$ 을 벽과 평행한 방향의 성분, $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ 에 비해 작게 예측하게 된다. 따라서 Durbin⁷⁾ 모델에서 예측되는 $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ 이 $k-\epsilon$ 모델의 $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ 에 비해 커지게 되며 이러한 차이가 평균유동의 계산에 반영되기 때문에 그림에서 보는 바와 같이 벽면에 평행한 방향으로의 속도를 Durbin⁷⁾ 모델의 경우 더 크게 예측하는 것으로 사료된다.

Fig. 4는 $r = 10$ mm, $h = 3$ mm의 지점에서 기상의 수직속도와 총괄속도에 대한 해석결과를 실험결과와 비교한 그림이다. 수직속도의 방향은 벽제트 보텍스의 위치에 대한 정보로 생각할 수 있다. 앞선 Fig. 3에서 볼 수 있듯이 Durbin⁷⁾ 모델의 경우 보텍스의 진행이 $k-\epsilon$ 모델에 비해 빠르기 때문에 수직속

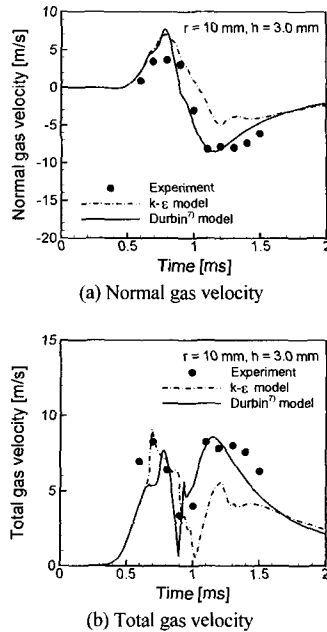
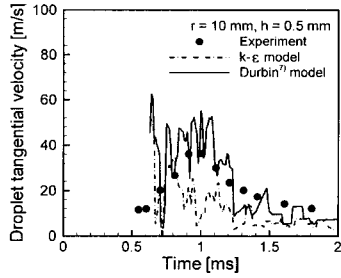


Fig. 4 Comparisons of predicted gas velocities with experimental data at the local point ($r = 10$ mm, $h = 3$ mm)

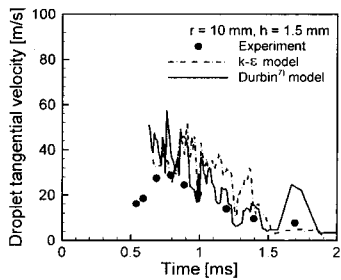
도의 성분이 바뀌는 시간이 Durbin⁷⁾ 모델의 경우 상대적으로 빠른 것을 볼 수 있으며 이러한 경향은 실험값과 잘 일치하고 있다. 또한 벽제트 보텍스가 지난 이후의 수직속도 및 총괄속도의 예측에 있어서도 Durbin⁷⁾ 모델을 사용한 결과가 실험값에 보다 근접하는 것을 볼 수 있다. 특히 기상의 총괄속도는 액적의 증발 및 연소 과정에 중요한 영향을 미치는 인자로서 중요한 의미를 갖게 된다. Durbin⁷⁾ 모델의 경우 벽면 근처에서의 비등방성 난류특성을 고려하고 있기 때문에 수직속도의 예측에 있어서 좋은 결과를 보여줌으로써 총괄 속도의 예측에 있어서도 실험에 근접한 결과를 보여주고 있다.

4.2 분무 거동에 대한 해석

Fig. 5는 주벽제트 영역에서의 액적의 범선속도에 대한 계산결과를 실험결과와 함께 나타내고 있다. 그림에서 계산 결과들이 시간에 따라 진동하는 형태를 가지는 것은 액적들의 평균값을 계산하는 방법에 의해 야기된 것이다. 즉 본 연구에서는 고정 위치에서 한 번의 길이가 1mm 인 정육면체의 검사 체적을 설정하여 그 안에 존재하는 액적들을 포집



(a) At $r = 6 \text{ mm}$, $h = 0.5 \text{ mm}$

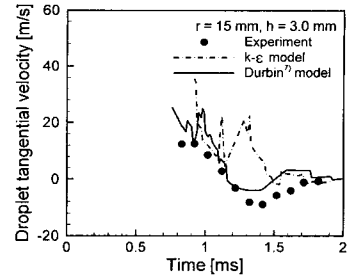


(b) At $r = 10 \text{ mm}$, $h = 0.5 \text{ mm}$

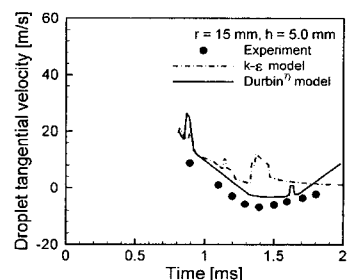
Fig. 5 Comparisons of predicted droplet tangential velocity with experimental data at the main wall-jet region

하고 주어진 시간 간격 내에서 대수 평균함으로써 액적들의 속도 및 평균 직경들을 계산하였다. 벽제트 보텍스가 측정지점을 지나는 시점에서 액적의 속도는 40m/s 이상으로 증가하게 되며 그 이후에 속도가 빠르게 감소하는 것을 볼 수 있다. Durbin⁷⁾ 모델을 이용한 수치해석 결과들이 이러한 속도의 변화 형태를 잘 반영하고 있는 것에 반해 $k-\epsilon$ 모델을 이용한 결과는 $r = 10\text{mm}$ 지점에서 크게 하향 예측하고 있는 것을 알 수 있다. 한편 $r = 6\text{mm}$ 의 결과에서 난류 모델에 따른 차이는 크게 나타나지 않고 있는데 측정지점이 충돌 축에 가깝기 때문에 벽 제트가 충분히 발달되지 않아 난류특성의 차이가 크게 반영되지 않기 때문으로 생각된다. 그러나 벽 제트가 발달됨에 따라 모델간의 차이가 크게 벌어지고 있는 것을 알 수 있다.

Fig. 6은 하류 영역에서 $h = 3\text{mm}$ 와 5mm 인 지점의 접선속도에 대한 결과를 보여주고 있다. 그림에서 알 수 있듯이 시간이 지남에 따라 액적의 접선속도의 방향이 바뀌는 것을 볼 수 있으며 이것은 벽제트 보텍스의 존재로 인한 것이다. Durbin⁷⁾ 모델을 이용한 해석결과는 접선속도의 이러한 변화를 잘 반영하고 있는 것에 반해 $k-\epsilon$ 모델의 경우 접선 속도를



(a) At $r = 15 \text{ mm}$, $h = 3.0 \text{ mm}$



(b) At $r = 15 \text{ mm}$, $h = 5.0 \text{ mm}$

Fig. 6 Comparisons of predicted droplet tangential velocity with experimental data at the downstream region

다소 상향 예측함으로써 액적 속도의 방향을 정확하게 예측하지 못하는 것을 알 수 있다. 1.5 ms 이후로 액적의 접선속도가 영(zero)를 향하는 것은 벽제트 보텍스가 측정지점을 통과함에 따라 현재 위치가 정체영역으로 바뀌고 있는 것을 보여준다.

Fig. 7은 각 지점에서의 SMD(Sauter Mean Diameter)의 계산결과를 실험결과와 비교한 그림이다. 전체적으로 해석 결과들이 실험결과를 잘 예측하는 것을 볼 수 있다. 또한 액적의 접선속도 계산의 경우 난류모델에 따른 변화가 큰데 반해서 액적 크기의 예측에 있어서는 두 모델간에 큰 차이가 나타나지 않고 있다. 따라서 액적 크기의 결정에 있어서는 난류장의 영향이 그리 크지 않은 것을 알 수 있다. 다만 Fig. 7(d)에서 볼 수 있듯이 부분적으로 약간의 차이를 보이게 되는데 이것은 액적 분열 계산에서의 차이보다는 달라진 액적 및 기상의 속도에 의한 액적 위치의 차이에서 오는 것으로 사료된다.

5. 결론

본 연구에서는 비등방성 난류특성을 고려하여 디젤분무의 벽면충돌현상에 대한 수치해석을 수행하

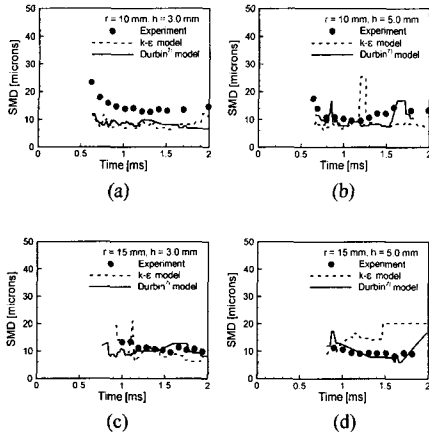


Fig. 7 Comparisons of predicted SMD with experimental data at the local points;
 (a) $r = 10 \text{ mm}$, $h = 3.0 \text{ mm}$ (b) $r = 10 \text{ mm}$, $h = 5.0 \text{ mm}$
 (c) $r = 15 \text{ mm}$, $h = 3.0 \text{ mm}$ (d) $r = 15 \text{ mm}$, $h = 5.0 \text{ mm}$

였다. 난류 모델로는 벽면에서의 비등방성을 고려하기 위해 Durbin⁷⁾이 제시한 난류모델을 사용하였으며 Arcoumanis와 Chang³⁾의 실험결과 및 등방성 가정에 근거한 $k-\epsilon$ 모델을 이용한 해석결과와 비교하였다. 본 연구에서 얻은 결론은 다음과 같다.

1) 기상 유동의 거동의 경우 Durbin⁷⁾ 모델을 사용한 해석에서 벽 근처의 접선방향속도를 $k-\epsilon$ 모델의 결과에 비해 크게 예측하고 있었으며 이것은 난류장 예측의 차이에서 오는 것으로 생각된다. 국부적인 지점에서 기상의 속도예측 결과를 통해 비등방성을 고려한 Durbin⁷⁾ 모델의 경우 실험값에 보다 근접한 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있었다.

2) 액적의 접선속도에 대한 결과를 보면 벽제트가 충분히 발달하게 되는 $r = 10 \text{ mm}$ 이상에서 Durbin⁷⁾ 모델이 실험값과 근접한 결과를 보여주고 있었다. 특히 Durbin⁷⁾ 모델의 경우 $r = 15 \text{ mm}$ 에서 벽제트 보텍스가 지나간 후에 액적 속도의 방향이 바뀌는 경향을 잘 보여주고 있었다. 그러나 액적의 SMD 예측에 있어서는 난류모델의 영향이 크지 않은 것을 알 수 있었다.

본 연구를 통해 분무의 벽충돌 현상에서 벽분무의 내부구조에 미치는 난류특성의 영향을 무시할 수 없음을 알 수 있었다. 앞으로 또 다른 실험과의 비교를 통해 거시적인 분무 구조와의 관계를 고찰하는 것이 필요하다고 생각된다.

후 기

이 논문은 2001년도 한국학술진흥재단의 지원에 의하여 연구되었습니다(KRF-2001-041-E00026). 이에 관계자 여러분께 감사 드립니다.

References

- 1) N. Katsura, M. Saito, J. Senda, H. Fujimoto, "Characteristics of a Diesel Spray Impinging on a Flat Wall," SAE 890264, 1989.
- 2) H. Fujimoto, J. Senda, M. Nagae, A. Hashimoto, M. Saito, N.Katsura, "Characteristics of a Diesel Spray Impinging on a Flat Wall," Proc. of COMODIA 90, Kyoto, Japan, pp.193-198, 1990.
- 3) C. Arcoumanis, J.-C. Chang, "Flow and Heat Transfer Characteristics of Impinging Transient Diesel Sprays," SAE 940678, 1994.
- 4) J. D. Naber, R. D. Reitz, "Modeling Engine Spray/Wall Impingement," SAE 880107, 1988.
- 5) C. Bai, A. D. Gosman, "Development of Methodology for Spray Impingement Simulation," SAE 950283, 1995.
- 6) S. H. Lee, H. S. Ryou, "Development of a New Spray/Wall Interaction Model," Int. J. of Multiphase Flow, Vol.26, pp.1209-1234, 2000.
- 7) P. A. Durbin, "Separated Flow Computations with the $k-\epsilon-v^2$ Model," AIAA Journal, Vol.33, No.4, pp.659-664, 1995.
- 8) R. D. Reitz, "Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays," Atomization and Spray Technology, Vol.3, pp.309-337, 1987.
- 9) P. J. O'Rourke, "Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays," Ph. D. Thesis, Princeton University, 1981.
- 10) A. L. Yarin, D. A. Weiss, "Impact of Drops on Solid Surfaces : Self-Similar Capillary Waves, and Splashing as a New Type of Kinematic Discontinuity," J. Fluid Mech., Vol.283, pp. 141-173, 1995.
- 11) A. D. Gosman, E. Ioannides, "Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fuelled Combustors," AIAA Paper 81-0323, 1981.