

난류 경계층 유동에서 입자의 확산과 스핀의 영향

김 병 구* · 이 창 훈†

(2003년 8월 13일 접수, 2003년 12월 12일 심사완료)

Particle Dispersion and Effect of Spin in the Turbulent Boundary Layer Flow

Byung-Gu Kim and Changhoon Lee

Key Words: Lagrangian Stochastic Model(라그랑지안 스토캐스틱 모델), Turbulent Dispersion(난류분산), Spin(스핀), Generalized Langevin Model

Abstract

In this paper, we develop a dispersion model based on the Generalized Langevin Model. Thomson's well-mixed condition is the well known criterion to determine particle dispersion. But, it has 'non-uniqueness problem'. To resolve this, we adopt a turbulent model which is a new approach in this field of study. Our model was greatly simplified under the self-similarity condition, leaving model only two model constants C_0 and γ_5 that control the dispersion and spin which measures rotational property of the Lagrangian particle trajectory. We investigated the sign of spin as well as magnitude by using the Direct Numerical Simulation. Model calculations were performed on the neutrally stable boundary layer flow. We found that spin has weak effect on the particle dispersion but it shows the significant effect on the horizontal flux compared to the zero-spin model.

1. 서 론

대기유동과 같은 경계층 유동에서 오염물질의 확산을 예측하는 것은 환경오염에 대한 관심이 높아지면서 중요한 문제가 되고 있다. 대기유동과 같은 실질적으로 레이놀즈수가 무한대인 난류 유동에서 유체입자 또는 추적자의 확산 예측을 하기 위해 라그랑지안 스토캐스틱 모델을 사용할 수 있다. 고 레이놀즈수의 유동에서 Markov 과정을 따르는 유체 입자의 위치와 속도는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$du_i = a_i dt + \sqrt{C_0 \epsilon} dW_i \quad (1)$$

$$dX_i = U_i dt \quad (2)$$

여기서 u_i , a_i 는 각각 속도의 접동성분, 가속도를 나타내며 dW_i 는 평균 0, 분산 dt 인 정규분포에서 추출한 무작위 수로서 Wiener 과정의 증분을 의미한다. C_0 는 Kolmogorov 상수이며, ϵ 은 난류운동에너지의 평균소산율이다. X_i 는 입자의 위치이며 $U_i = \langle U_i \rangle + u_i$ 는 입자위치의 평균속도와 접동성분의 합을 나타낸다. 일반적으로 라그랑지안 스토캐스틱 모델은 가속도항 a_i 의 해를 구하는 것으로 귀결지어지는데, Thomson은 가속도항 a_i 의 타당성을 검증하기 위한 균질혼합조건(well-mixed condition)을 제시하였다.⁽¹⁾ Thomson의 균질혼합조건에 의해 가속도항은 아래의 Fokker-Plank 방정식으로부터 얻어진다.

* 연세대학교 대학원

† 책임저자, 회원, 연세대학교 기계공학과

E-mail : cleee@yonsei.ac.kr

TEL : (02)2123-2846 FAX : (02)312-2159

$$\frac{\partial a_i p_E}{\partial u_i} = -\frac{\partial p_E}{\partial t} - \frac{\partial u_i p_E}{\partial x_i} + \frac{C_0 \epsilon}{2} \frac{\partial^2 p_E}{\partial u_i \partial u_i} \quad (3)$$

p_E 는 오일러리안 속도의 확률밀도함수이다. 부력의 영향이 없는 유동의 경우 종종 정규분포로 가정한다. Thomson은 이 조건을 만족하는 모델을 제시하였다. 1차원 문제일 경우 속도의 확률밀도 함수가 정규분포가 아니어도 유일한 가속도항이 구해진다. 2차원 이상의 경우 위 식을 만족하는 무수히 많은 해가 존재하는 유일성 문제 (uniqueness problem)가 발생하게 된다. 무수히 많은 해는 각 모델의 입자들이 서로 다른 스핀 (spin)을 가지는 것으로 설명할 수 있다.⁽²⁻⁴⁾ 따라서 각각의 모델은 상이한 입자의 궤적을 가질 뿐만 아니라 서로 다른 확산을 예측하게 된다. Borgas,⁽⁵⁾ Reynolds,⁽⁶⁾ K-S⁽⁷⁾ 모델은 균질혼합조건을 만족하며 스핀의 효과가 삽입된 모델이다. 한편 Pope등에 의해 난류유동을 모사하기 위해 Lagrangian 난류모델인 Generalized Langevin Model (GLM)이 사용되었으며,^(8,9) 채널유동의 재현에 성공적으로 사용되었다. Kim과 Lee는 벽 근처에서의 비균질한 난류의 효과를 고려하기 위하여 GLM에 기반한 2차원 확산모델을 개발하였다.⁽¹⁰⁾ 본 연구에서는 균질혼합조건 문제제인 유일성 문제를 피하기 위해 라그랑지안 스토캐스틱 모델인 GLM을 이용하여 가속도항 a_i 를 구하였으며 이를 3차원 입자확산에 적용하고자 한다.

2. 확산모델

2.1 Generalized Langevin Equation

대기경계층과 같은 레이놀즈수가 매우 높거나 무한대인 유동에서 점성의 영향을 무시하면 GLM에 의한 입자의 속도의 섭동성분은

$$du_i = G_{ij} u_j dt + \sqrt{C_0 \epsilon} dW_i \quad (4)$$

으로 주어진다. 위 식의 우변 첫 번째 항의 $G_{ij} u_j$ 는 가속도항 a_i 에 해당하고 G_{ij} 는 비등방성 텐서이다. GLM에 의해 G_{ij} 는 다음과 같이 모델링할 수 있다.^(11,12)

$$G_{ij} = \frac{\epsilon}{k} (a_1 \delta_{ij} + a_2 b_{ij} + a_3 b_{ij}^2) + H_{ijkl} \frac{\partial \langle U_k \rangle}{\partial x_l} \quad (5)$$

a_1, a_2, a_3 은 모델상수이며 b_{ij} 는 비등방성 텐

서, 그리고 b_{ij}^2 은 행렬 b_{ij} 의 제곱을 의미한다.

$$b_{ij} = \frac{\langle u_i u_j \rangle}{\langle u_i u_i \rangle} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (6)$$

$$H_{ijkl} = \left(C_2 + \frac{1}{3} \gamma_5 \right) \delta_{ik} \delta_{jl} - \frac{1}{3} \gamma_5 \delta_{il} \delta_{jk} + \gamma_5 b_{ik} \delta_{jl} - \gamma_5 b_{il} \delta_{jk} \quad (7)$$

여기서 C_2, γ_5 는 모델상수이며, 입자의 스핀과 관계되는 양이다.

2.2 Constraints for Model Constants

오일러리안 유동장으로부터 난류량 및 평균속도의 정보가 주어진다면 GLM은 알려지지 않은 5개의 모델상수를 포함하고 있다. 식 (4)로부터 다음의 식을 얻는다.

$$\frac{d \langle u_i u_j \rangle}{dt} = G_{ik} \langle u_j u_k \rangle + G_{jk} \langle u_i u_k \rangle + C_0 \epsilon \delta_{ij} \quad (8)$$

경계층유동과 같은 정상상태의 유동에서 레이놀즈응력의 변화가 없다는 가정으로부터, $d \langle u_i u_j \rangle / dt = 0$ 을 만족하여야 한다. 식 (8)을 각 성분으로 표시하면

$$2G_{11} \langle u_1^2 \rangle + 2G_{12} \langle u_1 u_2 \rangle + C_0 \epsilon = 0 \quad (9)$$

$$G_{11} \langle u_1 u_2 \rangle + G_{12} \langle u_2^2 \rangle + G_{21} \langle u_1^2 \rangle + G_{22} \langle u_1 u_2 \rangle = 0 \quad (10)$$

$$2G_{21} \langle u_1 u_2 \rangle + 2G_{22} \langle u_2^2 \rangle + C_0 \epsilon = 0 \quad (11)$$

$$2G_{33} \langle u_3^2 \rangle + C_0 \epsilon = 0 \quad (12)$$

여기서 u_1, u_2 그리고 u_3 또는 차후의 u, v, w 는 각각 주유동 방향, 벽수직 방향 그리고 횡방향을 의미한다. 위 식을 만족하는 모델상수는 다음과 같이 구해진다.

$$a_1 = \frac{1}{18D} \{ -8k^2 + 9(\langle u_1^2 \rangle \langle u_2^2 \rangle + \langle u_1^2 \rangle \langle u_3^2 \rangle + \langle u_2^2 \rangle \langle u_3^2 \rangle - \langle u_1 u_2 \rangle^2) \} C_0 \quad (13)$$

$$a_2 = -\frac{2k^2}{3D} C_0 \quad (14)$$

$$a_3 = \frac{2k^2}{D} C_0 \quad (15)$$

$$C_2 = 0 \quad (16)$$

여기서 $D = (\langle uv \rangle^2 \langle w^2 \rangle - \langle u^2 \rangle \langle v^2 \rangle \langle w^2 \rangle) / k$ 이다. 상수 a_1, a_2, a_3, C_2 는 입자의 난류량이 주어진 평균유동장의 그것과 일치하도록 하는 역할을 한다. 또한 γ_5 를 제외한 모델상수들이 C_0 로서 표

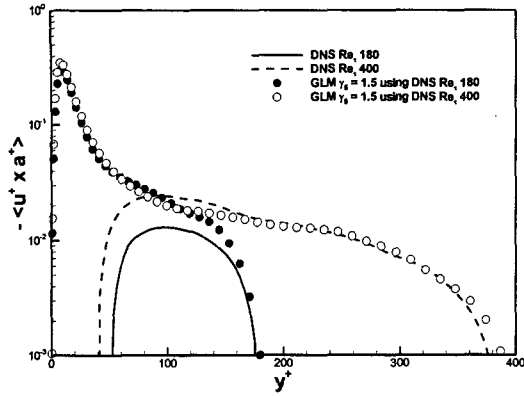


Fig. 1 Dimensionless spin of DNS, model's prediction using DNS data are compared. Dimensionless velocity and acceleration are defined by $u^+ \equiv u/u_\tau$ and $a^+ \equiv a/(\nu^{-1}u_\tau^3)$, respectively

현됨으로서 모델상수가 간단하게 결정될 수 있다.

2.3 중립안정도의 경계층 유동

중립안정도인 대기경계층(neutrally-stratified surface layer)에서 속도분포, 소산율, 난류량은 아래와 같이 근사될 수 있다.⁽¹³⁾

$$\epsilon(y) = \frac{u_\tau^3}{xy} \quad (17)$$

$$\langle U(y) \rangle = \frac{u_\tau}{x} \ln(y/y_0) \quad (18)$$

$$\langle u^2 \rangle = a^2 u_\tau^2 \quad (19)$$

$$\langle v^2 \rangle = b^2 u_\tau^2 \quad (20)$$

$$\langle w^2 \rangle = c^2 u_\tau^2 \quad (21)$$

여기서 x 는 von Karman 상수이며 y 는 벽수직 좌표, y_0 는 벽면의 거칠기 길이이다. 위의 관계식을 적용하면 a_1, a_2, a_3 는 C_0 의 함수로 표현된다.

$$a_1 = \frac{C_0}{36(a^2b^2-1)c^2} \{ (2a^6+2b^6-3b^4c^2 - 3a^4(b^2+c^2)-3b^2(c^4-3)-3a^2(b^4 + 5b^2c^2+c^4-3)+c^2(2c^4+9)) \} \quad (22)$$

$$a_2 = \frac{(a^2+b^2+c^2)^2}{12(a^2b^2-1)c^2} C_0 \quad (23)$$

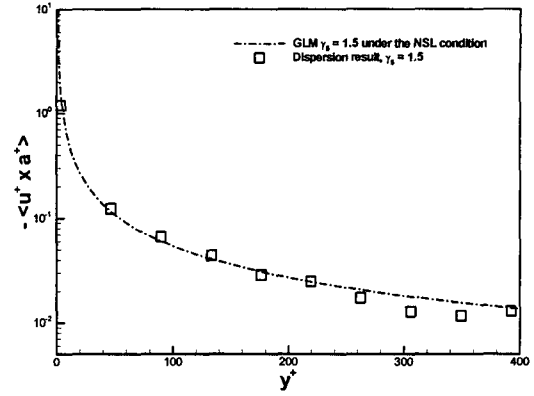


Fig. 2 A comparison of dimensionless spin of model using neutrally-stratified surface layer condition and Lagrangian simulation results

$$a_3 = -\frac{(a^2+b^2+c^2)^2}{4(a^2b^2-1)c^2} C_0 \quad (24)$$

a, b, c 는 상수이며 본 연구에서는 $a=2.5, b=1.25, c=2.0$ 을 사용하였다.⁽¹³⁾ C_0 는 확산실험과 확산모델의 비교로부터 결정된다.

2.4 스핀

유일성 문제로 인해, 2차원 이상의 확산문제에서 같은 오일러리안 속도장에서 균질혼합조건을 만족하는 한 개 이상의 라그랑지안 스토캐스틱 모델이 존재할 수 있다. 같은 순서의 난수를 사용하더라도 각각의 모델이 재현하는 입자의 궤적은 서로 다르게 되는데, 이는 입자의 궤적이 회전하는 경향이 서로 다른 것으로 이해할 수 있다. 궤적의 회전하는 경향 또는 나선형의 궤적을 생성하려는 성향을 스핀으로 부르기로 한다.

라그랑지안 입자의 섭동속도의 시간 Δt 동안의 평균 스핀은 다음과 같이 속도와 가속의 외적의 평균값으로 표현된다.⁽³⁾

$$\langle ds_i \rangle = \epsilon_{ijk} \langle u_j du_k \rangle \quad (25)$$

ϵ_{ijk} 는 alternating 텐서이다. 식 (4)를 스핀의 정의식 (25)에 대입하여 정리하면 GLM에 대한 평균스핀이 구해진다.

$$\frac{\langle ds_i \rangle}{dt} = \epsilon_{ijk} \langle u_j u_l \rangle \left\{ \frac{1}{3} \gamma_5 \frac{\partial \langle U_k \rangle}{\partial x_l} - \frac{1}{3} \gamma_5 \times \frac{\partial \langle U_l \rangle}{\partial x_k} + b_{km} \left(\gamma_5 \frac{\partial \langle U_m \rangle}{\partial x_l} - \gamma_5 \frac{\partial \langle U_l \rangle}{\partial x_m} \right) \right\} \quad (26)$$

위의 식에 존재하는 모델상수는 γ_5 뿐이다. 따

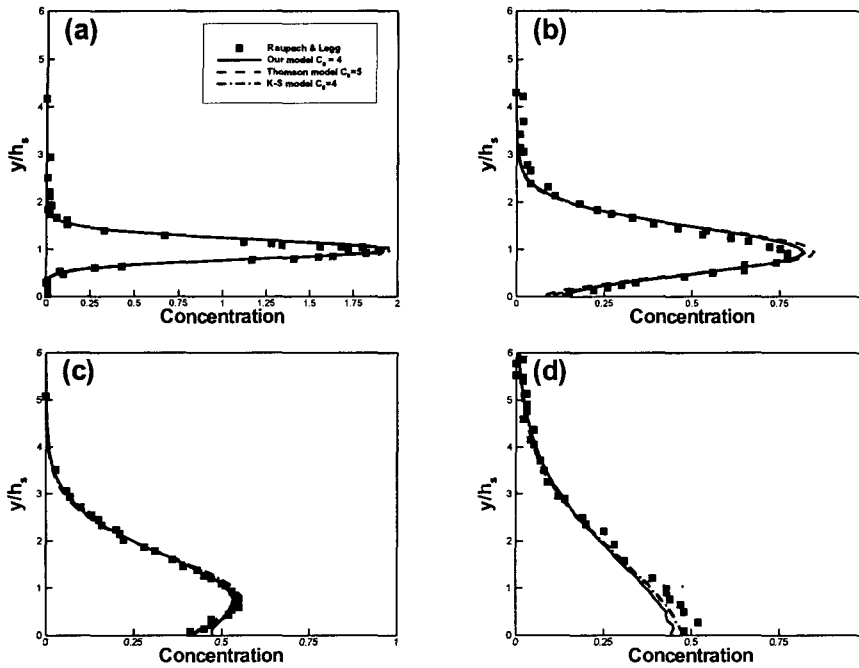


Fig. 3 Dimensionless concentration profile obtained at four downstream positions ; (a) $x/h_s=2.5$, (b) $x/h_s=7.5$, (c) $x/h_s=15$, (d) $x/h_s=30$. In this case our model has no spin

라서 스핀에 관계되는 유일한 모델상수는 γ_5 이며, 스핀의 방향과 크기 또한 γ_5 에 의해 결정된다. 중립안정도의 경계층 유동에서 $\langle ds_1 \rangle = \langle ds_2 \rangle = 0$ 이며 $\langle ds_3 \rangle$ 만이 0이 아닌 값을 갖는다.

$$\frac{\langle ds_3 \rangle}{dt} = (\langle u_1 u_2 \rangle^2 - \langle u_1^2 \rangle \langle u_2^2 \rangle) \frac{\gamma_5}{k} \frac{d\langle U \rangle}{dy} \quad (27)$$

본 연구에서는 γ_5 의 값을 추정하기 위하여 직접수치모사(direct numerical simulation)에 의한 결과를 이용하였다. Navier-Stokes 방정식의 해를 구하기 위하여 공간차분에 대하여 수직방향으로는 Chebyshev-tau 법, 주유동방향 및 횡방향으로는 dealiased Fourier 방법이 적용되었으며, 대류항에 대해서는 3차의 Runge-Kutta 법, 점성항에 대해서는 Crank-Nicolson 방법이 사용되었다.^(17,18) $Re_\tau=180, 400$ 의 경우에 대해 횡 방향에 대한 스핀(식 (25))을 구하였다. 경계층 유동에서 $\langle ds_3 \rangle$ 는 y 의 함수이며, Lagrangian 속도 U_i 와 Eulerian 속도 V_i 사이에 $U_i(t) = V_i[\vec{X}(t), t]$ 의 관계가 성립한다. 따라서 y 방향으로의 입자의 스핀을

구하기 위해서는 Eulerian 방법으로 구하여도 무방하다. Fig. 1에 직접수치모사와 모델에 의한 무차원 스핀을 비교하였다. 모델의 스핀(식 (27))을 구하기 위해 사용된 난류량 및 속도구배는 직접수치모사로 얻은 결과를 사용하였다. $Re_\tau=180$ 인 경우 대수층에서 $\gamma_5=1.5$ 인 경우 DNS와 다소 차이가 남을 볼 수 있으며 $Re_\tau=400$ 인 경우 $\gamma_5=1.5$ 인 경우 DNS와 잘 일치한다. 또한 Fig. 2에서 중립안정도인 경우 적용할 수 있는 관계식 (17~21)을 모델식 (27)에 적용했을 때 모델로부터 예측된 값과 모델의 확산계산으로부터 얻은 값이 일치함을 볼 수 있다. 벽 근처에서는 모델과 DNS가 큰 차이를 보이는데, 이는 모델이 거친 벽의 존재로 인해 점성저층이 없이 대수층만 존재하는 유동을 고려하고 있는 반면, DNS는 점성저층에서의 유동까지도 재현해내기 때문이다. 따라서 모델식에 DNS로 얻은 유동정보를 사용하였으므로 Fig. 1에서 대수층 이외에서의 결과는 물리적 의미를 가지지 않는다. DNS결과와 모델의 비교로부터 Re_τ 가 180에서 400으로 증가함에 따

라 γ_5 가 증가해야 하는 경향을 보이지만, $Re_\tau=400$ 인 경우 $\gamma_5=1.5$ 로 선택하면 DNS와 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있으며 Re_τ 가 증가하면 대수층의 너비는 증가하나 γ_5 는 값을 유지할 것으로 추정할 수 있다. 따라서 본 연구에서는 $\gamma_5=1.5$ 로 선택하였다. 이로서 C_0 를 제외한 모든 모델상수들이 결정되었으며 C_0 는 수치계산 결과와 확산실험의 농도 비교로부터 결정될 수 있다. Raupach와 Legg의⁽¹⁴⁾ 실험결과를 본 모델과 비교한 결과 $C_0=4$ 인 경우 가장 측정결과와 일치하는 결과를 얻을 수 있었다.

3. 수치계산 및 결과

3.1 스핀이 0인 경우

3.1.1 농도분포

모델식 (1), (2)을 적분하기 위하여 3rd-order Runge-Kutta 방법을 사용하였으며, 계산 영역에서 선 방출원이 높이 h_s 에 위치하고 있으며 유동은 x, z 방향으로 균질하다. 경계에 충돌한 입자는 경상(mirror image)조건을 사용하였으며, 벽면에 충돌한 영향을 최대한 억제하기 위하여 $\Delta t = 0.02T_L$ 을 적용하였다.⁽¹⁹⁾ $T_L = 2\langle v^2 \rangle / C_0 \epsilon$ 은 라그랑지안 시간척도이다.⁽²⁰⁾ 그 외 계산에 사용한 수치는 다음과 같다. $y_0 = 2 \times 10^{-4}m$, $h_s = 0.111m$, $\delta = 1m$, $u_\tau = 1m/sec$.

Fig. 3은 무차원 거리 $x/h_s = 2.5, 7.5, 15, 30$ 인 곳에서의 무차원 농도 c 의 분포이다. 여기서

$$c = \frac{\bar{c}}{c^*}$$

\bar{c} : 평균농도

$$c^* = \frac{Q}{h_s \langle U(h_s) \rangle}$$

Q : 선방출원의 단위길이 당 강도

$\langle U(h_s) \rangle$: 방출원 위치에서 유동의 평균속도

Fig. 3에서 본 모델의 스핀은 0이 되도록 설정하였다. 비교 모델인 Thomson 모델의 스핀은 0이다. K-S 모델의 스핀은 $-C_0 \epsilon \langle uv \rangle / \langle v^2 \rangle$ 이고

대수층에서 항상 양의 값을 가지므로 DNS 결과와는 반대이다. K-S 모델과 본 모델의 $C_0=4$ 이며, Thomson 모델의 $C_0=5$ 이다. 하류로 갈수록 입자의 확산이 이루어짐을 알 수 있으며 실험결과와 잘 일치한다. 모델상수를 조정함으로써 특정 위치에서의 예측치를 실험값에 일치 시킬 수는 있으며, 모든 위치에서의 예측치를 일치 시킬 수는 없었으나 그 오차는 크지 않다. 모델들의 성능차이는 크지 않으며 $x/h_s=7.5$ 에서는 본 모델이, $x/h_s=30$ 에서는 Thomson, K-S 모델의 예측이 근소하게 좋은 것으로 나타났다.

3.1.2 플럭스

농도의 예측에 있어 모델들의 결과가 유사하므로 더 높은 차수의 통계량인 플럭스를 비교함으로써 모델들의 성능을 평가하였다. Fig. 4에 모델에 의해 예측된 수평방향의 플럭스를 무차원화 ($=\langle uc' \rangle / u_\tau c^*$)하여 나타내었다. 본 모델과 Thomson 모델은 매우 유사한 결과를 보이며 음의 플럭스는 K-S모델보다 정확한 예측을 보인다. 반면에 K-S모델은 양의 플럭스를 예측하는데 있어서 더 나은 결과를 보임을 알 수 있다. 마지막 위치에서 본 모델이 실험과 유사한 크기의 플럭스를 예측하지만 그 위치는 큰 차이가 난다.

Fig. 5는 수직방향의 플럭스이다. 모든 모델이 실험과 잘 일치하는 결과를 보이고 있다. 수평방향의 플럭스가 다소의 차이를 보이고 있음에도 불구하고 농도의 예측에 있어서 큰 차이가 없는 것은 수직방향의 플럭스가 정확하게 예측되기 때문으로 추측할 수 있다.

3.2 스핀이 0이 아닌 경우

3.2.1 농도분포

본 모델의 상수 γ_5 가 0이 아닌 경우 스핀이 0이 아닌 값을 갖게 된다. 스핀이 확산에 주는 영향을 비교하기 위해 $C_0=4$ 로 고정하고 $\gamma_5=0$ 또는 1.5인 경우의 농도분포를 Fig. 6에 나타내었다. 스핀은 항상 확산을 억제하는 역할을 하게 되는데, $x/h_s=15$ 인 지점에서 스핀이 있는 경우 벽 근처의 농도의 확산이 억제되어 벽에서의 농도가 더 낮게 나타남을 볼 수 있다. 그러나 전반적

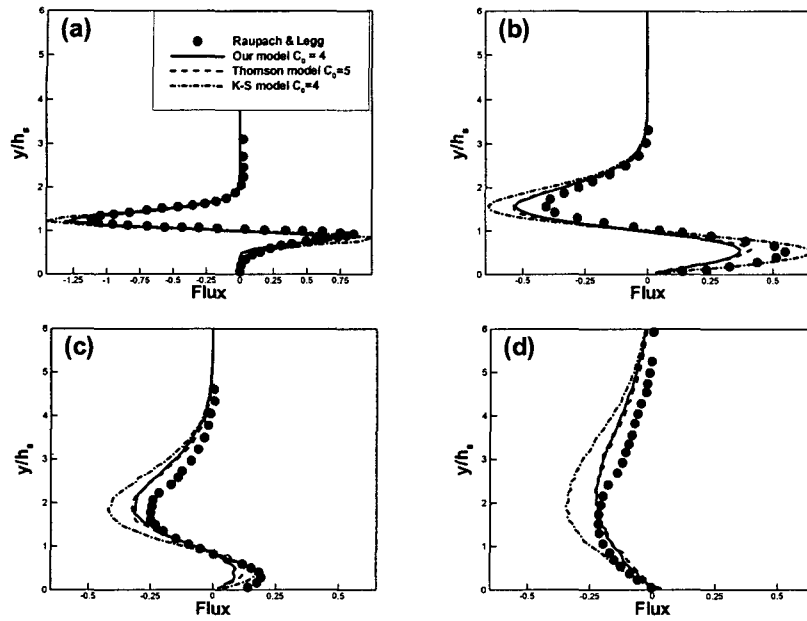


Fig. 4 Dimensionless horizontal flux profile obtained at four downstream positions ; (a) $x/h_s=2.5$, (b) $x/h_s=7.5$, (c) $x/h_s=15$, (d) $x/h_s=30$. In this case our model has no spin

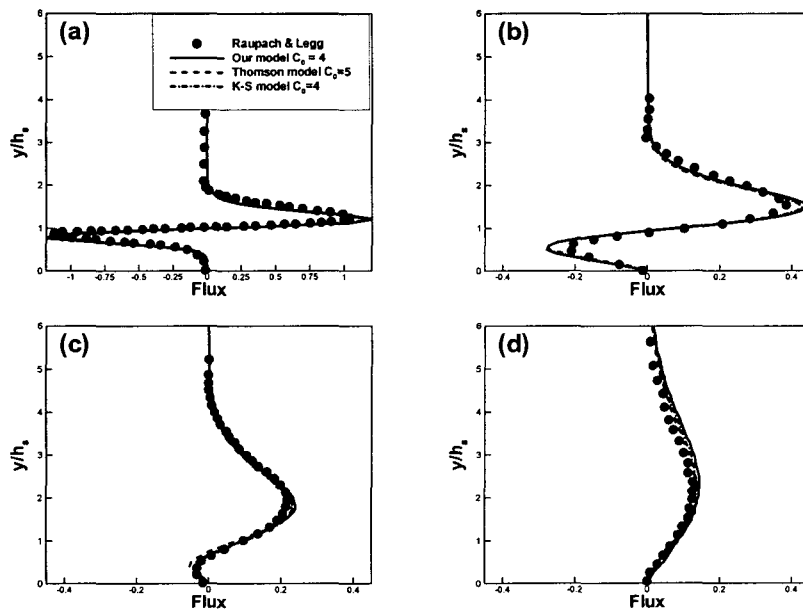


Fig. 5 Dimensionless vertical flux profile obtained at four downstream positions ; (a) $x/h_s=2.5$, (b) $x/h_s=7.5$, (c) $x/h_s=15$, (d) $x/h_s=30$. In this case our model has no spin

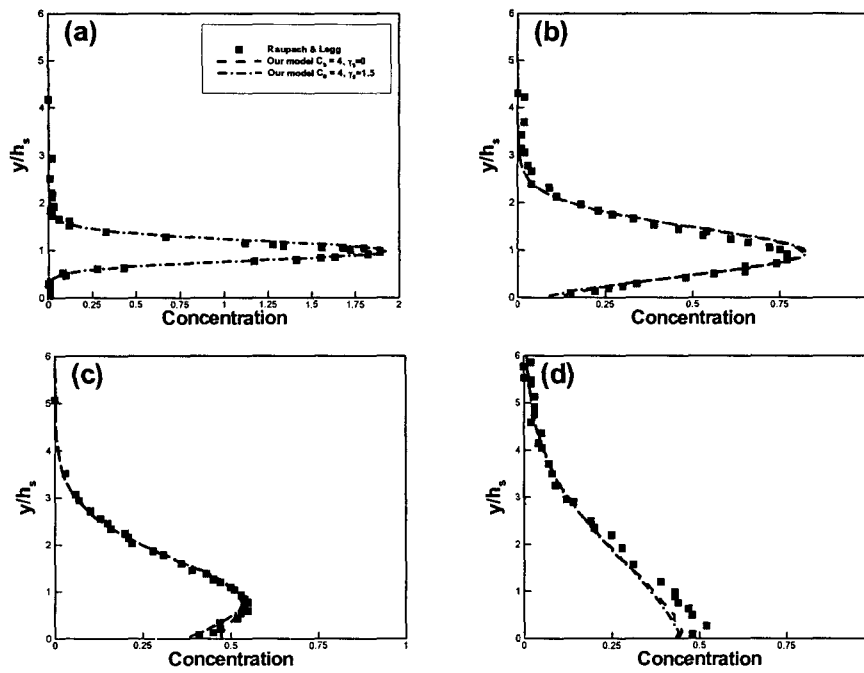


Fig. 6 Dimensionless concentration obtained at four downstream positions ; (a) $x/h_s=2.5$, (b) $x/h_s=7.5$, (c) $x/h_s=15$, (d) $x/h_s=30$. Our mode is used to compare the effect of spin. γ_s is set to 0 and 1.5 for zero spin case and non-zero spin case, respectively

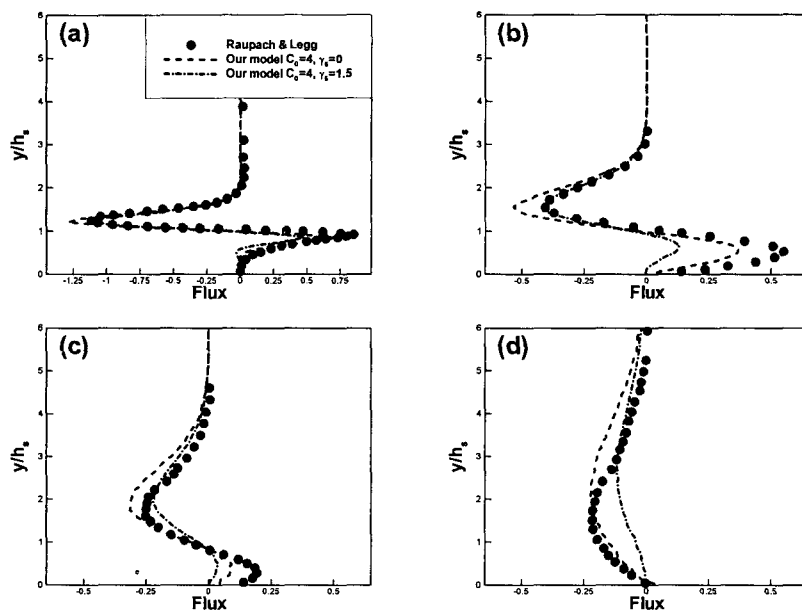


Fig. 7 Dimensionless horizontal flux of zero spin case and non-zero spin case are obtained at four downstream positions ; (a) $x/h_s=2.5$, (b) $x/h_s=7.5$, (c) $x/h_s=15$, (d) $x/h_s=30$

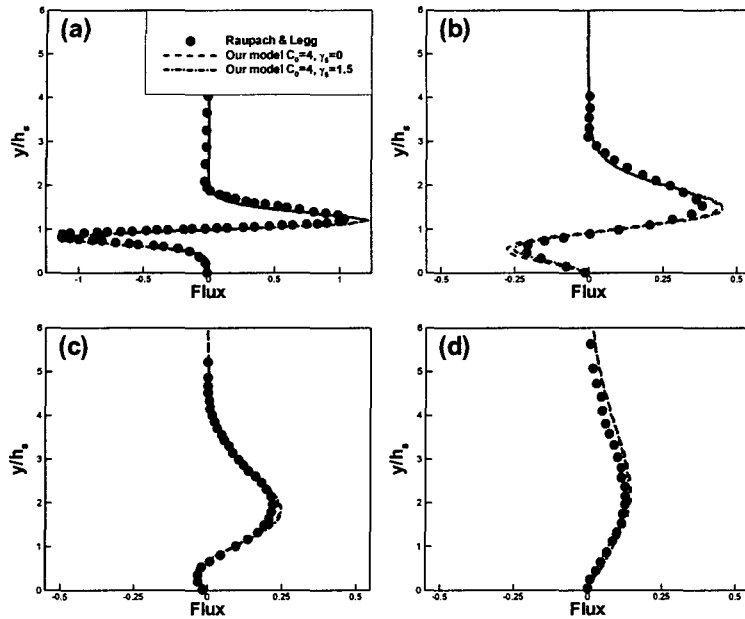


Fig. 8 Dimensionless vertical flux of zero spin case and non-zero spin case are obtained at four downstream positions ; (a) $x/h_s=2.5$, (b) $x/h_s=7.5$, (c) $x/h_s=15$, (d) $x/h_s=30$

으로 여기에 사용된 모델들이 가지는 크기 정도의 스핀이 농도의 변화에 주는 기여도는 크지 않음을 알 수 있다. 스핀이 있는 모델의 경우 C_0 와 γ_s 의 두개의 인자로 확산을 조절할 수 있으나 모든 구간에서 실험과 일치시키는 것은 불가능 하였다. 이는 실험의 유동조건과 모델 계산에 사용된 단순화된 유동조건이 불일치하기 때문으로 생각된다. 균질혼합조건에 해당하는 Thomson 모델과 K-S 모델에서 식 (3)으로부터 a_i 항을 구하기 위해 섭동속도의 확률밀도함수는 정규분포로 가정되었다. 본 연구의 모델의 경우 분포를 가정하지는 않았으나 스핀의 유무에 관계없이 정규분포를 이루는 것으로 나타났다. 실제 경계층 유동의 대수층에서 섭동속도의 확률밀도함수 의도(skewness)는 양(+)의 값을 갖는다.^(15,16) 이는 입자들을 벽으로 밀어내는 효과는 나타내는데,⁽¹⁶⁾ 확산모델은 정규분포의 가정으로 인해 이러한 효과를 나타내지 못한다. 이러한 이유로 $x/h_s = 7.5$ 에서 최대농도값의 위치가 실험보다 위쪽에서 나타남을 알 수 있다.

3.2.2 플럭스

γ_s 가 0과 1.5인 경우 수평방향과 수직방향의 플럭스를 Figs. 7, 8에 나타내었다. 수평방향의 플럭스는 스핀의 유무에 따라 차이를 나타내고 있다. 스핀이 있는 경우 $x/h_s=7.5$, $x/h_s=15$ 에서 음(-)의 플럭스는 정확하게 예측되고 있으나 양의 플럭스의 예측에 있어서는 0 스핀의 경우 더 정확한 예측을 보여준다. $x/h_s = 30$ 에서 플럭스의 최대값의 위치는 두 경우 모두 오차를 보이고 있으나 크기에 있어서 스핀이 0인 경우 더 정확한 예측을 하고 있다. 수직방향 플럭스에 있어서 두 경우 모두 실험치에 일치하는 결과를 보이고 있다. 농도 분포와 플럭스의 분포를 보았을 때 스핀이 있는 경우가 스핀이 없는 경우보다 정확한 예측을 한다고 말하기는 힘들다.

4. 결 론

경계층 유동에서 벽면 근처의 난류의 비균질한 효과를 입자의 확산현상에 적용하기 위하여

GLM에 기반한 라그랑지안 스토캐스틱 모델을 개발하였다. 중립안정도의 대기경계층에서 사용할 수 있는 조건을 사용하여 모델상수를 C_0 의 함수로 간단하게 표현할 수 있었다. 스핀의 크기와 방향을 구하기 위하여 DNS 데이터를 사용한 결과 스핀을 결정하는 유일한 모델상수인 γ_5 를 1.5로 결정하였으며, 이에 따라 대수층에서 스핀은 항상 음의 값, 즉 시계방향의 회전성분을 갖는다. 비록 실제 유동이 스핀을 가지고 있으며 수평방향 플럭스는 스핀의 유무에 의해 어느 정도 차이를 나타내지만 그 크기가 과도하게 크지 않다면 입자의 농도확산에 큰 영향을 주지는 않는 것으로 나타났다. 일반적으로 스핀을 고려한 모델의 경우 그렇지 않은 모델에 비해 모델의 성능을 최적화 할 수 있는 인자가 하나 더 있으므로 우수한 모델이 될 것으로 기대할 수 있다. 그러나 0 스핀 모델은 상대적으로 단순해서 사용하기 쉽다는 장점이 있다.

후 기

이 연구는 한국과학재단 특정기초연구사업(R01-2000-000-00306-0) 연구비에 의해 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

(1) Thomson, D. J., 1987, "Criteria for the Selection of Stochastic Models of Particle Trajectories in Turbulent Flows," *J. Fluid Mech.* Vol. 180, pp. 529~556.
 (2) Wilson, J. D., and Flesch, T. K., 1997, "Trajectory Curvature as a Selection Criterion for Valid Lagrangian Stochastic Dispersion Models," *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 84, pp. 411~425.
 (3) Sawford, B. L., 1999, "Rotation of Trajectories in Lagrangian Stochastic Models of Turbulent Dispersion," *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 93, pp. 411~424.
 (4) Reynolds, A. M., 2002, "On the Dynamical

Content of Lagrangian Stochastic Models in the Well-Mixed Class," *Boundary-layer Meteorology*, Vol. 103, pp. 143~162.
 (5) Reynolds, A. M., 1998, "On the Formulation of Lagrangian Stochastic Model of Scalar Dispersion within Plant Canopies," *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 86, pp. 333~344.
 (6) Reynolds, A. M., 1998, "On Trajectory Curvature as a Selection Criterion for Valid Lagrangian Stochastic Dispersion Models," *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 88, pp. 77~86.
 (7) Kurbanmuradov, O., and Sabelfeld, K., 2000, "Lagrangian Stochastic Models for Turbulent Dispersion in The Atmospheric Boundary Layer," *Boundary-Layer Meteorology*. Vol. 97, 191~218.
 (8) Dreeben, T. D., and Pope, S. B., 1997, "PDF and Reynolds-stress Modeling of Near-Wall Turbulent Flows," *Phys. Fluids*. Vol. 9, pp. 154~163.
 (9) Dreeben, T. D., and Pope, S. B. 1998, "PDF/Monte Carlo Simulation of Near-Wall Turbulent Flows," *J. Fluid Mech.* Vol. 357, pp. 141~166.
 (10) Kim, B., and Lee, C., 2003, "Lagrangian Dispersion Model Based on Elliptic Relaxation in the Atmospheric Boundary Layer," *Proc. of the 3rd Symp. Turbulent Shear Flow Phenomenon* , pp. 341~345.
 (11) Haworth, D. C., and Pope, S. B., 1986, "A Generalized Langevin Model for Turbulent Flows," *Phys. Fluids*, Vol. 29, pp. 387~405.
 (12) Pope, S. B., 1994, "On the Relationship Between Stochastic Lagrangian Models of Turbulence and Second-Moment Closures," *Phys. Fluids*. 6, pp. 973~985.
 (13) Stull, R. B., 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
 (14) Raupach, M. R., and Legg, B. J. 1983, "Turbulent Dispersion from an Elevated Line Source," *J. Fluid Mech.*, Vol. 136, pp. 111~137.
 (15) Kim, J., and Moin, P, and Moser, R., 1987, "Turbulent Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number," *J. Fluid Mech.*,

- Vol. 177, pp. 133~166.
- (16) Du, S., 1997, "The Effect of Higher Eulerian Velocity Moments on the Mean Concentration Distribution," *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 82, pp. 317~340.
- (17) Choi, J., and Lee, C., 2003, "Lagrangian Investigation of Turbulent Channel Flow (I)," *KSME (B)*, Vol. 27, No. 7, pp. 859~866.
- (18) Choi, J., and Lee, C., 2003, "Lagrangian Investigation of Turbulent Channel Flow (II)," *KSME (B)*, Vol. 27, No. 7, pp. 867~876.
- (19) Wilson, J. D., and Flesch, T. K., 1993, "Flow Boundaries in Random-Flight Dispersion Models: Enforcing the Well-Mixed Condition," *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 32, pp 1695~1707.
- (20) Pope, S., B., 1994, "Lagrangian Pdf Methods for Turbulent Flows," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, pp 23~63.