山越え気流により干渉を受けた黄砂の輸送・沈降過程の 2次元数値解析

Numerical simulation on transport of yellow sand in the flow over a two-dimensional mountain

○正 歌野原陽一 (金沢大), 正 木村繁男 (金沢大), 正 木綿隆弘 (金沢大), 正 岡島厚 (金沢大)

Yoichi UTANOHARA, Shigeo KIMURA, Takahiro KIWATA and Atsushi OKAJIMA

Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa,

Key Words : Stratified Flow, Lee Wave, Yellow Sand

1 結論

黄砂は中国大陸内部のタクラマカン砂漠、ゴビ砂漠などの土壌粒子が、数千メートルまで巻き上げられ偏西風に乗って飛来し、東アジア地域に降塵する現象である。日本において黄砂が観測されるのは2月から5月にかけてが多く、高度数百mから4km程度までの層において特に多く飛行している⁽¹⁾。黄砂により農業、畜産などの被害等が懸念される一方、酸性雨を中和する効果などの有益な面も合わせ持っており、黄砂の輸送・沈降過程の解明はそれらの影響を評価する上で重要となってくる。数値計算に関して、中国大陸から日本、太平洋にかけての長距離輸送に関するシミュレーションは行われている⁽²⁾。しかし、水平数km～数十km程度の規模での気象、地形を考慮したシミュレーションは行われていないようである。そこで本研究では、局地的な気象現象として山岳波に注目し、山岳波が黄砂の輸送・沈降に及ぼす影響を数値解析により調べる。

山岳波は密度が安定成層化した大気での山越え気流において、山岳背後に発生する波動現象である。大気の安定度が増すほど山岳波は強くなり、山の下流では強いおろし風が吹く。時として、山の上流側の高高度の気流が地表面にまで引き下げられ、おろし風として下流一帯に強風災害を引き起こすことがある⁽³⁾。ゆえに、高度数百mから4km程度を飛行する黄砂は山岳波により干渉を受け、降下・沈降する可能性があると考えられる。

2 山岳波の数値解析

支配方程式は2次元非圧縮 Navier-Stokes 方程式と連続の式であるが、密度を未知数としたブシネスク近似を行っている。

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = & -\frac{\partial p'}{\partial x_j} + \rho' g \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho'}{\partial x_j} = -v \frac{d\rho_B}{dy} \quad (3)$$

ここで u_i は流速、特に v は y 方向速度、 μ は粘性係数、 g は重力加速度、 ρ' および p' は変動密度、変動圧力であり、それ

ぞれ $\rho = \rho_B + \rho'$ 、 $p = p_B + p'$ で表される。 ρ_B および p_B は基準密度、基準圧力で、これらは静力学平衡

$$\frac{d\rho_B}{dy} = -\rho_B g \quad (4)$$

を満たしている。 ρ_B は式(4)と状態方程式より導かれる次式で与えている。

$$\rho_B = \frac{p_0}{RT} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{g/R\Gamma} \quad (5)$$

$$T = T_0 - \Gamma y \quad (6)$$

T は温度、 T_0 、 p_0 は標準大気での地表面での温度、圧力、 R は気体定数で乾燥空気を仮定し、 Γ は気温減率である。計算は流体解析ソフトウェア FLUENT を用いて行った。圧力と速度のカップリングは SIMPLE 法で解かれる。計算領域、境界条件は計算の信頼性を確認するために過去の山岳波計算例⁽⁴⁾と同じものを用いた。計算領域は主流方向に x 軸を取り $-22.5[\text{km}] \sim 22.5[\text{km}]$ の範囲、鉛直方向に y 軸を取り高度 $17[\text{km}]$ までである。計算格子は主流方向、鉛直方向にそれぞれ 228×171 点の解像度であり、最小格子サイズは山付近で $\Delta x_{\min} = 170[\text{m}]$ 、 $\Delta y_{\min} = 94.8[\text{m}]$ である。山の形状は次式で現されるベル形状のものを用いた。

$$h(x) = \frac{h_0}{1 + (x/a)^2} \quad (7)$$

ここで $h_0 = 900[\text{m}]$ は山の高さ、 $a = 1000[\text{m}]$ は半値幅である。山の中心を x 軸原点とする。初期条件は全ての計算領域で一様に x 方向流速 $u = 13.28[\text{m/s}]$ を与え、変動値は0とする。境界条件は、流入境界は一樣流速 $U = 13.28[\text{m/s}]$ を与え、流出境界は諸量に関して法線方向の勾配ゼロ ($\partial/\partial x = 0$)、天井面を対称境界 ($\partial/\partial y = 0$, $v = 0$)、山表面および地面を粘着条件とした。計算の時間刻みは $\Delta t = 1$ 秒とする。

大気安定度を表すパラメータはフルード数 Fr を用いる。

$$Fr = \frac{U}{N h_0} \quad (8)$$

N は Brunt-Vaisala 周波数で、

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_B}{dy} \quad (9)$$

g は重力加速度、 ρ_0 は参照密度で $1.225[\text{kg/m}^3]$ である。 N が大きくなるほど、つまり Fr が小さくなるほど大気は安定になる。本稿では $Fr = 1.0$ と、より安定な $Fr = 0.738$ の計算結果を示す。

3 粒子追跡

粒子の追跡はラグランジュ粒子追跡法により行う。これはラングランジュ系で記述された粒子の運動方程式を積分することにより粒子速度及び粒子位置を決定するものである。粒子の運動方程式は次式で表される。

$$\frac{du_p}{dt} = F_D(u - u_p) \quad (10)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = F_D(v - v_p) + g \frac{\rho_p - \rho}{\rho_p} \quad (11)$$

ここで u_p , v_p はそれぞれ粒子の x , y 方向速度、 $\rho_p = 2600[\text{kg/m}^3]$ は粒子密度である。 F_D はその逆数が緩和時間 τ_p に相当し、次式で与えられる。

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d^2} \frac{C_D Re_p}{24} \quad (12)$$

$$Re_p = \frac{\rho d |u_p - u|}{\mu} \quad (13)$$

d は粒径、 C_D は抵抗係数、 Re_p は粒子レイノルズ数である。

4 計算結果

図1は $Fr = 0.738$, $t = 2500$ 秒における x 方向速度の分布図である。山岳波は山に相対的に流れ方向、斜め鉛直上方に伝播する性質があり、図1はこの傾向をよく捕らえている。また、過去の計算例⁽⁴⁾の同様な図とも定性的に一致していた。

図2に $Fr = 1.0$, $t = 5000$ 秒における流線を示す。山の下流において山岳波が発達しており、斜面に沿っており風が吹いている様子がわかる。図3は、より安定な $Fr = 0.738$ の計算結果で、 $Fr = 1.0$ よりも強く山岳波が現れ、山の背後で砕波しており、また斜面に沿う流線の間隔が密になっていることからおろし風が強くなっていることがわかる。

粒子の放出は山の上流 $x = -10[\text{km}]$ の地点において、高度 $y = 500 \sim 1300[\text{m}]$ の範囲で $200[\text{m}]$ 間隔ごとに行った。図4、5は粒径 $d = 30[\mu\text{m}]$ の場合の粒子の分布を示している。時間は $t = 5000$ 秒である。 $Fr = 1.0$ では高度 $500[\text{m}]$ から放出した粒子が山の後方 $15[\text{km}]$ 程度の地点で地表面に降下しており、また、他の高度から放出した粒子も山を越えることによって飛行高度が降下している。

$Fr = 0.738$ では放出高度 $500[\text{m}]$, $700[\text{m}]$ の粒子が山の後方 $5[\text{km}]$ 程度の地点で地表面に降下しており、 $Fr = 1.0$ の場合に比べて山に近い地点で粒子が降下していることがわかる。また粒子全体の飛行高度もより低くなっている。つまり、 Fr 数が小さく安定になり山岳波が強く発達するほど、山の背後で吹き降ろしが強くなるため、粒子が地面へ降下しやすくなったものと考えられる。

5 結論

安定成層化した大気での山越え気流において、山岳波の影響により粒子の飛行高度は引き下げられた。大気がより安定であるほど粒子は地面へ降下しやすい傾向を示した。

参考文献

- (1) 名古屋大学水圏科学研究所編, 大気水圏の科学 黄砂, 古今書院, 1991
- (2) I. Uno, H. Amano, S. Emori, K. Kinoshita, I. Matsui, and N. Sugimoto, Trans-Pacific yellow sand transport observed in April 1998: A numerical simulation, *J. Geophys. Res.*, Vol. 106, No. D16, pp.18,331-18,344, 2001
- (3) D.K. Lilly and E.J. Zipser, The Front Range wind-storm of 11 January 1972 - A meteorological narrative, *Weatherwise*, Vol. 25, pp.56-63, 1972
- (4) L. Bonaventura, A Semi-Implicit Semi-Lagrangian Scheme Using the Height Coordinate for a Nonhydrostatic and Fully Elastic Model of Atmospheric Flows, *J. Comp. Phys.*, Vol. 158, pp.186-213, 2000

Fig.1: Horizontal velocity ($Fr = 0.738$ $t = 2500$)

Fig.2: Streamline ($Fr = 1.0$ $t = 5000$)

Fig.3: Streamline ($Fr = 0.738$ $t = 5000$)

Fig.4: Distribution of particles ($Fr = 1.0$ $t = 5000$ $d = 30\mu\text{m}$)

Fig.5: Distribution of particles ($Fr = 0.738$ $t = 5000$ $d = 30\mu\text{m}$)