

空気輸送される粒子ダイナミクスの粒径・風速依存性

新屋 啓文, 西村 浩一
名古屋大学大学院 環境学研究科

1. はじめに

吹雪や砂嵐に代表される粒子の空気輸送は、4つの物理素過程によって発生及び発達する¹⁾: ①風による堆積粒子の取り込み, ②跳躍と浮遊粒子の運動, ③スプラッシュ過程(粒子と地表面との衝突), ④風速の変化(図1). 特に, スプラッシュ過程は, 平衡状態における地表面の侵食・堆積過程と跳躍粒子の挙動を特徴付ける重要な物理素過程である.

スプラッシュ過程を実測した例として, 杉浦らは雪を用いた風洞実験で衝突過程を個別解析し, スプラッシュに関する統計的関数(以後, スプラッシュ関数)を構築した²⁾. しかし, 跳躍粒子数は風速と共に増加するため, 風洞実験での測定条件は弱い風速下に制限される. 従って, 得られたスプラッシュ関数がより強い風速で有意かどうかは, 未だ明らかでない.

これまでに, 粒子の空気輸送メカニズムを解明するため, 杉浦らのスプラッシュ関数を採用した吹雪の輸送モデル³⁾に基づき, 輸送形態の風速依存性について調べた. そして, 既存モデルの問題点が数値計算によって示された. 例えば, 風速を強めた場合でも, 細粒子は高い位置まで舞い上がらず, 粗粒子の跳躍高度は最大で4cm程度と実験よりも大幅に低い. その原因として, スプラッシュ関数が強い風速下に対応していない事が考えられる.

そこで, 本研究では, 様々な風速下の粒子挙動を正確に捉えるため, 粉体層への単一プラスチック粒子の衝突実験⁴⁾に基づきスプラッシュ関数を再構築した. そして, 単分散系の数値計算により, 粒子ダイナミクスの粒径・風速依存性について調べた.

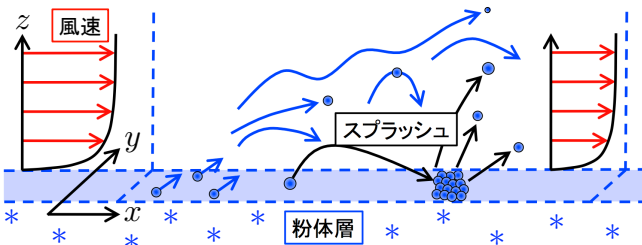


図1 粒子の空気輸送における物理素過程

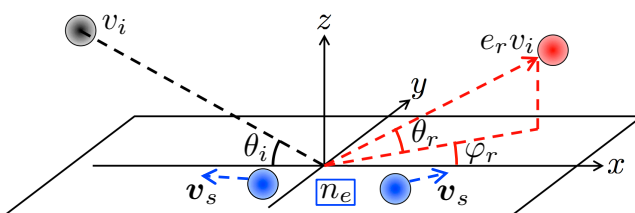


図2 スプラッシュ過程での粒子挙動

2. 物理モデル

本モデルは, 吹雪の輸送モデル³⁾を発展させた数値模型であり, 図1に示される4つの物理素過程を考慮している. 基本的な計算過程として, 鉛直一次元の風速計算と三次元の粒子計算が行われる. 加えて, 地表面の侵食・堆積過程として, 風による粒子の取り込みとスプラッシュ過程が組み込まれている. モデルの変数は, 水平方向の平均風速 $\bar{u}(z)$ と粒子 i に働く鉛直方向の乱流揺らぎ $w'_i(z_i)$, 粒子 i の座標 x_i と速度 v_i である.

以下では, 既存モデルとの重要な変更点であるスプラッシュ関数について説明する.

2.1 スプラッシュ関数

Ammi et al.の単一粒子の衝突実験⁴⁾によると, 衝突後の粒子挙動は, リバウンド(入射粒子の跳ね返り)とスプラッシュ(新たな放出粒子)に分けて解析された. ここでは, 入射方向を x 軸, それと直交する方向を y 軸とする(図2).

リバウンドは入射角度 θ_i のみに依存し, その運動は二種類の跳ね返り角度 θ_r, φ_r と反発係数 e_r で表現される. そして, θ_r, φ_r, e_r が正規分布に従うと仮定し, 平均と標準偏差を次のように定義した.

$$\theta_r \in N(\mu_\theta, \sigma_\theta^2), \varphi_r \in N(0^\circ, \sigma_\varphi^2), e_r \in N(\mu_e, \sigma_e^2)$$

$$\mu_\theta = 20^\circ + 0.19\theta_i, \sigma_\theta = \mu_\theta / 2, \sigma_\varphi = 15^\circ + 0.01\theta_i^2,$$

$$\mu_e = 0.87 - 0.62 \sin \theta_i, \sigma_e = 0.1 + 5/9 \times 10^{-3} \theta_i.$$

付加的ルールとして, リバウンドの速さ $e_r v_i$ が風による粒子の取り込み速さ v_a を下回る場合, 粒子は跳ね返らず停止(堆積)する.

一方, スプラッシュは入射角度 θ_i と速さ v_i に依存し, その合計個数 n_s と放出速度 v_s の分布関数が実験により測定されている.

$$n_s = n_0 (1 - e_r^2) (\tilde{v}_i / \zeta - 1),$$

$$\tilde{v}_{sx} \in N(\mu_x, \sigma_x^2), \tilde{v}_{sy} \in N(0, 4), \tilde{v}_{sz} \in LN(\mu_z, \sigma_z^2)$$

$$\mu_x = 0.65 \cos \theta_i, \sigma_x^2 = 4 - \mu_x^2,$$

$$\mu_z = \log \left[\frac{(\bar{v}_{ez} - \tilde{v}_0)^2}{\sqrt{\tilde{v}_{ez}^2 - 2\tilde{v}_0 \bar{v}_{ez} + \tilde{v}_0^2}} \right], \sigma_z^2 = \log \left[\frac{\tilde{v}_{ez}^2 - 2\tilde{v}_0 \bar{v}_{ez} + \tilde{v}_0^2}{(\bar{v}_{ez} - \tilde{v}_0)^2} \right],$$

$$\tilde{v}_0 = \sqrt{2}, \bar{v}_{ez} = 1.06 \tilde{v}_i^{1/4}, \tilde{v}_{ez}^2 = 1.46 \tilde{v}_i^{1/2}.$$

ここで, \tilde{v} は重力加速度 g と粒径 d で無次元化された速度 v/\sqrt{gd} である. また, n_s に関するパラメー

タ n_0, ζ は、雪粒子へ応用するため、杉浦らの実験²⁾と一致するように与えられる ($n_0 = 0.5, \zeta = 16$)。

2.2 数値計算の設定

粒子は一定の粗度 $z_0 = 10^{-5} \text{ m}$ を有する雪面から取り込まれ、その粒径 d は一定であると仮定する。計算領域は、長さ $60d$ ・ 幅 $30d$ ・ 高さ 1 m の直方体で与えられる。その内部の風速分布 $\bar{u}(z)$ は、上面境界で固定された摩擦速度 $u_t^* = \sqrt{\tau_a / \rho_a}$ (τ_a : 空気の剪断応力, ρ_a : 空気の密度) によって形成される。加えて、飛雪粒子の側面境界条件は、周期境界とする。数値計算では、粒径 d と上面摩擦速度 u_t^* を独立に変化させることで、飛雪粒子ダイナミクスの粒径・風速依存性を議論する。

3. 結果

3.1 粒子輸送速度の時間発展

粒子の空気輸送は、風による堆積粒子の取り込みによって開始し、スプラッシュ過程も加わることで発達していく。図3は $d = 300 \mu\text{m}, u_t^* = 0.6 \text{ m/s}$ での時刻1秒の飛雪粒子を示しており、緑・白・赤粒子はそれぞれ風による取り込み・スプラッシュ・リバウンドを意味する。

以下では、複雑な構造を示す粒子輸送の時間変化を単純に捉えるため、高さ方向 ($0 \sim 1 \text{ m}$) に積分された粒子の質量流束 $q(z)$ を輸送速度 Q として定義する。図4は $u_t^* = 0.6 \text{ m/s}$ における粒子輸送速度 Q の時間発展を示しており、時間的な振る舞いが粒径に応じて異なっている。粗粒子 ($100, 300 \mu\text{m}$) の場合、 Q は輸送初期で急速に増加した後、緩やかに減少しつつ平衡へ達する。これは、多数の粒子がスプラッシュにより発生するため起こる。一方で、細粒子 ($10 \mu\text{m}$) の場合、 Q は時間と共に増加しつつ平衡状態へ到達する。そして、大部分の飛雪粒子が風によって取り込まれており、スプラッシュに起因する粒子は全体の約1割に留まる。

3.2 粒子輸送の平衡特性: 粒径・風速依存性

輸送形態の粒径・風速依存性を調べるため、異なる条件で平衡状態 (時刻100秒) における粒子輸送速度 Q を測定した (図5)。そして、粒径を $10 \mu\text{m}$ から 1 mm へ増加させる過程で、 Q は細粒で大きく減少した後増加へ転じる。さらに粒径を増加させ

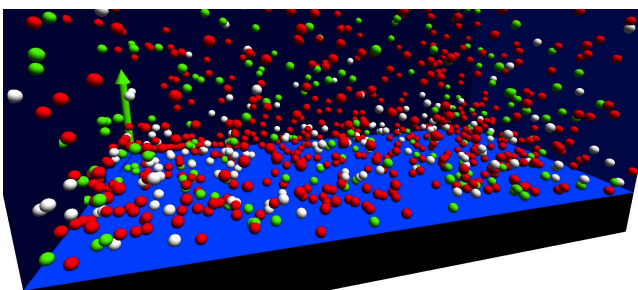


図3 時刻1秒の輸送構造: $d = 300 \mu\text{m}, u_t^* = 0.6 \text{ m/s}$

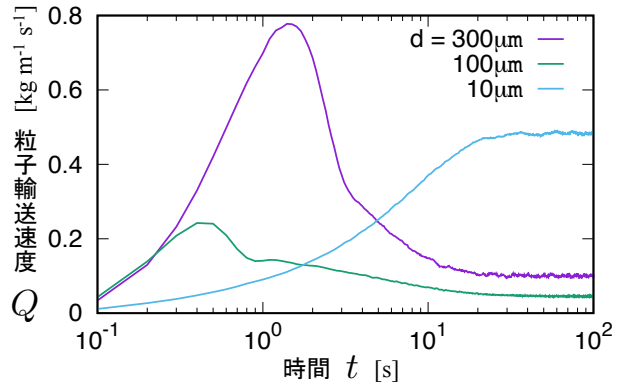


図4 $u_t^* = 0.6 \text{ m/s}$ における粒子輸送速度の時間発展

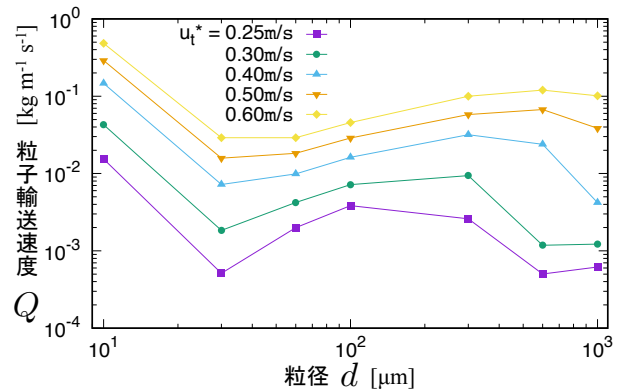


図5 平衡状態での輸送速度の粒径・風速依存性

ると、 Q は再び減少傾向を示す。また、上面摩擦速度 u_t^* を増加させると、 Q の増加から減少へ転じるピークは、 $100 \mu\text{m}$ から $600 \mu\text{m}$ に移動する。

これら輸送速度の変化を粒子運動と関連付けて理解するため、飛雪粒子の高度分布に着目した。その結果、粒径に依存して以下の違いが確認された。

- i. $10 \mu\text{m}$: 乱流揺らぎにより上面まで常に浮遊
- ii. $30 \mu\text{m}$: 浮遊高度が風速増加と共に上昇する。
- iii. $60, 100 \mu\text{m}$: 跳躍高度の風速依存性なし
- iv. $300, 600 \mu\text{m}, 1 \text{ mm}$: 跳躍運動が風速増加によって活性化され、その最大高度は 10 cm の域を越える。つまり、図5で示された粒子輸送速度の変化は、跳躍や浮遊といった粒子の運動形態の違いにより引き起こされた。発表では、さらに詳細な議論を行う予定である。

参考文献

- 1) R. A. Bagnold, Methuen, London **265**, 10 (1941).
- 2) K. Sugiura and N. Maeno, Boundary-Layer Meteorol. **95**, 123 (2000).
- 3) M. Nemoto and K. Nishimura, J. Geophys. Res. **109**, D18206 (2004),
- 4) M. Ammi, L. Oger, D. Beladjine, and A. Valance, Phys. Rev. E **79**, 021305 (2009).