

建物近傍の雪吹きだまりの風洞相似則に関する考察

Study of Wind Tunnel Similarity on Snowdrift around Buildings

老川 進*¹・苫米地 司*²
Susumu Oikawa Tsukasa Tomabechi
石原 孟*³
Takeshi Ishihara

Abstract

This paper presents the requirements in order to simulate drifting snow around buildings in a wind tunnel. The threshold friction velocity ratio and the angle of the repose of the particles should match in both the wind tunnel model and the prototype situations. The real snow particles and the large particles with artificial snow in the wind tunnel did not follow the flow around the building model. Stokes parameter in the wind tunnel should be less than one in order to follow the flow around the building model. If the model particles were very fine, the terminal velocity ratio was not necessarily matched for both the model and prototype. By the large turbulence generated by buildings, particles were easy to transit from the saltation motion to the suspension motion at a low wind speed of 5-6m/s. As a result, the saltation motion was not the principal mechanism of the particle transport process near buildings. The Froude number requirement was then relaxed from the wind tunnel similarity parameter.

Keywords : Wind tunnel similarity, Snowdrift, Building, Turbulence, Particle, Saltation, Suspension, Froude number, Stokes parameter

1. はじめに

雪国において建物を建設する際、予め建物周囲や屋根面の積雪状況を予測することは建物の配置計画、防災計画等にとって重要である。建物近傍に形成される吹きだまりを予測するために古くから模擬雪を用いた吹雪風洞実験が行われてきた。しかし野外での観測例が少なく風洞実験の再現性については十分に検討されていない。

風洞実験の相似則を考えるには自然雪の粒子がどのようなメカニズムで輸送されているかを知ることが重要である。Bagnold¹⁾は砂粒子をもとに転動 (surface creep), 跳躍 (saltation), 浮遊 (suspension) の3つの移動形態を示した。砂粒子の場合、約1/4は転動運動で3/4が跳躍運動で輸送されていると報告している。一方、地吹雪においては Oura and Kobayashi²⁾ や Kobayashi³⁾ により 10m/s 以下の風速

にて雪粒子の大半は跳躍運動により輸送されていることが報告されている。

風洞実験の相似則について研究は Odar⁴⁾, Iversen⁵⁾, Kind⁶⁾⁷⁾⁸⁾, Isyumov et al.⁹⁾ らによって行われている。Kind⁷⁾⁸⁾は雪面近傍の気塊の鉛直方向の速度は風速が 14m/s 以上となった時に初めて雪粒子の終末沈降速度を超えると考えた。また同様に Iversen⁵⁾は、まれな強風以外には大気境界層の鉛直方向の速度は雪粒子の終末沈降速度を超えることはないと考えた。そのことを基に跳躍運動が雪粒子の輸送に支配的な現象と考え雪粒子の軌跡に関連したフルード数の相似を提案している。粒子の運動形態と雪粒子の輸送との関係は重要であるが、これまでの研究は粒子が存在する場の流れの影響を考慮していない。

建物近傍では大小の渦が生成され複雑な流れ場となり鉛直方向の流れも平坦地とは異なる。これまで

* 1 清水建設 (株) 技術研究所

* 2 北海道工業大学

* 3 東京大学大学院工学系研究科総合研究機構

[本稿受理: 2006年11月2日, 修正原稿受理: 2007年1月19日, 討論期限: 2008年3月31日]

粒子の重力効果 (gravitational effect) に対して建物近くの乱流場が及ぼす影響について検討した研究はみられない。また粒子の慣性効果 (inertial effect) について管内の流れを対象とした研究はあるが (Owen¹⁰), 建物近傍の乱流場を対象として定量的に調べた例はない。本研究は建物近傍の乱流場における粒子の運動について検討し吹雪風洞実験の相似条件について考察した。また風洞実験を実施しそれらを検証した。

2. 吹雪風洞実験の相似則

2.1 相似則の概要

風洞実験の厳密な意味の相似は建物等の幾何学的な形状が原型と模型で相似であるばかりでなく雪粒子の運動も原型と相似でなければならない。しかし厳密な相似を考えすべての物理量を相似させる必要はなく、2次的に作用する現象を判別するなど対象とする範囲内でその現象に関係する重要な物理量のみを相似させればよい。その選択は実際の現象がどのような物理法則により支配されているかによって定まる。

これまでの吹雪風洞実験の相似則の研究^{4) 5) 6) 9) 10)}を整理し (1) 式で表した。ここでは一般に境界層を対象とした風洞実験の流れ場等の相似条件 (たとえば Snyder¹²⁾) は予め考慮されていることを前提とし、吹雪風洞実験に特有な相似則条件のみを示した。

$$\text{積雪状況} = f(u_{*i}/U, \phi, Fr, St, w_t/U, Q_m/\rho_a UH^2) \quad (1)$$

ここで U は水平方向の平均風速, u_{*i} は移動臨界摩擦速度, ϕ は安息角, Fr はフルード数, St はストークスパラメータ, w_t は終末沈降速度, Q_m は風上から流入する雪粒子の質量, ρ_a は流体の密度, H は建物の代表寸法を表す。(1) 式右辺の第1項の移動臨界摩擦速度比 u_{*i}/U は風によって粒子が動き始める時に関与するパラメータである。安息角 ϕ は静

表1 既報の研究における風洞実験の相似パラメータ

パラメータ		Odar	Iversen	Kind	Anno
移動臨界摩擦速度比	u_{*i}/U	○	○	○	○
安息角	ϕ			○	○
フルード数	U^2/L	○	○	○	緩和
ストークスパラメータ	St				
終末沈降速度比	w_t/U	○	○	○	
粒子の流入質量	$Q_m/\rho_a UH^2$				

止状態の雪の堆積の形に、フルード数 Fr は雪面近くを移動する粒子の軌跡に、終末沈降速度比 w_t/U は粒子の浮遊状態に関わるパラメータである。また本報告ではストークスパラメータ St が粒子の流れ場への追従性に関わる重要なパラメータと考え、また、 $Q_m/\rho_a UH^2$ は流入する粒子の質量を相似させるためのパラメータと考え追加した。表1には既報の研究の相似パラメータに対する提案を○印で示した。本章ではこれらの各パラメータについて検討する。

なお、本報告で用いた座標軸は流れ方向を x 軸、これに対して直角の水平方向を y 軸、鉛直方向を z 軸で表す。また、それらの3成分の速度変動量を u, v, w で表す (鉛直方向の速度 w の正の値が上昇流を表す)。

2.2 雪面上の粒子の相似条件

粒子が雪面から離れる前の状態、すなわち雪面上の粒子に関わる相似条件について検討する。

2.2.1 移動臨界摩擦速度比の相似

雪面に静止した粒子が風によって動き始める状況を砂粒子やダストの研究を参考に検討する (Bagnold¹¹, Shao¹³)。地面に置かれた砂粒子が風により動き始める時、流体力により水平方向に働く抗力 (F_d)、流体力により鉛直方向に働く揚力 (F_l)、重力による摩擦力 (F_g) 並びに付着力 (F_i) による摩擦力の4つの力が働く。流体力 (F_d, F_l) が残りの2つの力 (F_g, F_i) にうち勝った時に粒子は動き始める。その時の摩擦速度を移動臨界摩擦速度 u_{*i} という。 u_{*i} は粒子の性質というよりも粒子の表面の性質に関わる。自然雪の u_{*i} は表面の状態により変わり、ほぐれた乾いた新雪 (loose fresh dry snow) では 0.15 m/s を、時間が経過した硬くなった雪 (old hardened snow) では 0.4 m/s の値となる (Kind⁷)。

粒子径の大きな 100 ミクロン 以上の砂粒子では流体による抗力 F_d と重力による摩擦力 F_g が働き、他の力の寄与は小さい。この時、 u_{*i} は (2) 式で表せ粒子径 d の平方根に比例する¹³⁾。

$$u_{*i} \propto \sqrt{(\rho_p/\rho_a)gd} \quad (2)$$

ここで ρ_p, ρ_a は各々粒子と流体の密度を、 g は重力加速度を表す。粒子径が小さくなると重力による

影響は相対的に小さくなり u_{*i} は (2) 式では表せない。粒子径 75~100 ミクロンにて u_{*i} は最小値を示し、それよりも小さくなると粒子径の減少とともに u_{*i} は急激に増加する。この現象は当初、粒子レイノルズ数が小さい時に起こる粘性低層への粒子の埋没の影響と考えられていた (Bagnold¹¹⁾)。しかし近年、この原因は付着力 (cohesive force) が増大することによるものと報告されている (Greeley Iversen¹⁴⁾)。付着力は、ファンデルワールス力、静電気力、液体架橋力等からなる。粒子が小さくなると重力の影響が小さくなり付着力が増大し、流体力と付着力による摩擦力が拮抗する (Shao¹³⁾)。

ここで雪粒子の焼結などの影響は小さく付着力も小さいと考え、砂粒子と同様な力のバランスを雪粒子に想定する。この時、雪粒子には風による流体力に対して重力による摩擦力で対抗していると考えることができる (F_d と F_g とのつりあい)。一方、微細な粉体を用いた模擬雪の場合は流体力に対抗する摩擦力として付着力が働く (F_d と F_i とのつりあい)。これは雪粒子の重力による摩擦力を付着力による摩擦力で模擬していることとなる。小さな粒子径の粒子に働く付着力を予測することは困難であり、実験により適切な粉体を選択することとなる。移動臨界摩擦速度比は雪面上の雪粒子が風によりせん断され移動が生じる状況を風洞で相似させる重要な因子と考える。

2.2.2 安息角の相似

安息角 ϕ (angle of repose) は粒子群の表面層が静止状態を保つことができる水平面との間の最大角をいい、粒子の運動状態から静止状態に変わることによって生ずる摩擦角である。傾斜板に置かれた粒子の付着力の計測法¹⁵⁾ に習い、傾斜角を安息角とみただて粒子群の静止状態の力のバランスを模式的に (3) 式のように表す。

$$Mg \sin \phi = \eta Mg \cos \phi + F_i \quad (3)$$

ここで M は粉体の質量を、 η は傾斜板との間の摩擦係数を表す。比較的、付着力 F_i の小さい雪粒子の安息角は $\tan \phi = \eta$ で表せる。一方、粒子径が小さな粉体では付着力が大きくなり (3) 式の右辺のように F_i の項が加わった摩擦力となる。粉体を用いた風洞実験では自然雪とは異なる摩擦力で模擬的に

安息角を相似させることとなる。安息角は風が止まった時の吹きだまり形状に關与するため風洞実験では自然雪に近似した安息角の粉体を選択すべきと考える。

2.3 雪面から離れた粒子の相似条件

雪面から離れた雪粒子に關わる相似条件について検討する。

2.3.1 乱流中の粒子の運動

乱流中における微小な粒子の運動方程式は Tchen¹⁶⁾ によって導かれた。実用的な鉛直方向の運動は流体力 F_d と重力 F_g により (4) 式 (Odar⁹⁾; Durst et al.¹⁷⁾ にて表される。

$$m(dw_p/dt) = F_d - F_g \quad (4)$$

ここで、粒子を球体と仮定しその質量を $m (= \rho_p (\pi/6) d^3)$ で表した。また、粒子に作用する鉛直方向の流体力 F_d を $(1/2) C_d \rho_a (w - w_p) |w - w_p| (\pi/4) d^2$ で表し、粒子に作用する重力 F_g を $mg(1 - \rho_a/\rho_p)$ で表す。 w , w_p は各々流体の鉛直方向の速度と粒子の速度を、 $C_d (= (24/Re_p)(1 + 0.15Re_p^{0.687}))$ は抵抗係数 (Durst et al.¹⁷⁾) を、 $Re_p (= |w_i| d/\nu; \nu$: 動粘性係数) は終末沈降速度における粒子レイノルズ数を表す。鉛直方向の速度 w は上向きの流れを正とする。この (4) 式を展開すると (5) 式となる。

$$dw_p/dt = -w_r/T - g \quad (5)$$

ここで $w_r (= w_p - w)$ は粒子の速度と流体の速度の差を表し、 T は粒子の応答時間であり $T = (4d/3)(\rho_p/\rho_a)/(C_d w_r)$ と表す。また粒子の真密度 ρ_p は空気の密度 ρ_a に比較し大きいとした。(5) 式の右辺の第 1 項 (w_r/T) は時間経過とともに大きくなり、やがて第 2 項 (g) と等しくなると粒子は一定の速度で沈降する。この時の速度は終末沈降速度 w_t (terminal velocity) と呼ばれ (6) 式で表せる。

$$w_t = -g T_{res} \quad (6)$$

ここで T_{res} は終末沈降速度 w_t における粒子の応答時間であり $T_{res} = (4d/3)(\rho_p/\rho_a)/(C_d |w_t|)$ と表せる¹³⁾。図 1 は粒子径と終末沈降速度との関係を表した。応答時間 T_{res} は w_t の関数となっており w_t は直接的には解けないので反復計算で求めた。

粒子の応答時間 T (particle response time; Shao¹³⁾) は粒子の時定数 (time-constant; Csanady¹⁸⁾) または

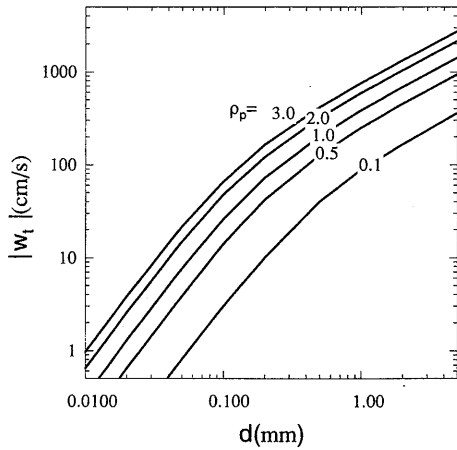


図1 粒子径 d と終末沈降速度 $|w_t|$ (ρ_p : 粒子の真密度)

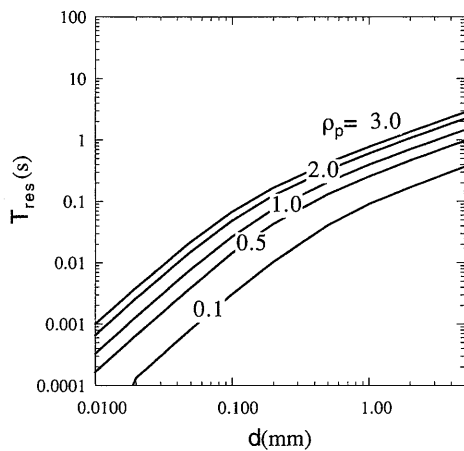


図2 粒子径 d と粒子の応答時間 T_{res}

緩和時間 (relaxation time; Owen¹⁰) 等と呼ばれている。応答時間 T_{res} は粒子の速度 w_p が終末沈降速度の63%の値に達するまでの時間である。図2には粒子径と応答時間 T_{res} の対応を示した。数10ミクロン以下の粒子は応答時間が小さく速やかに終末沈降速度に達し最初からその速度で沈降すると見なせるが、粒子径が大きくなると応答時間が増大する。

2.3.2 フルード数の相似

(1) フルード数と跳躍運動

慣性力と重力の比はフルード数とよばれている。(4)式の第1項の慣性力 ($\rho_a U_r^2 L_r^2$) と第2項の重力 ($\rho_p L_r^3 g$) の比であるフルード数 Fr は(7)式で表せる。

$$Fr = \rho_a U_r^2 / \rho_p L_r g \quad (7)$$

ここで L_r, U_r は各々長さや速度の代表値 (representative quantity, 江守ら¹⁹) を表す。フルード数と跳躍運動の関係について述べる。慣性力が重力にく

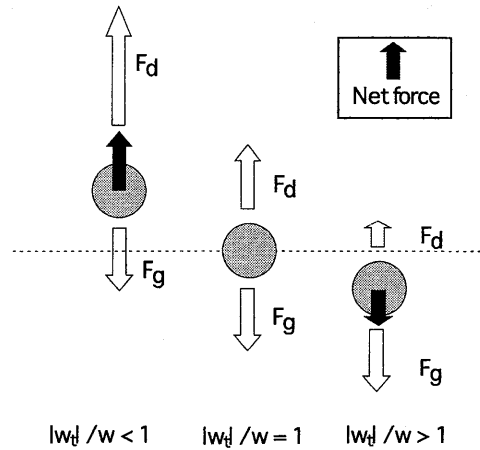


図3 ドリフトパラメータ ($|w_t|/w$) と浮遊条件 ($w > 0$)

らべ小さい時 ($Fr \ll 1$), 大気鉛直方向の速度 w は粒子の終末沈降速度 w_t に比べて無視することができ粒子は雪面から離れず跳躍運動は起こりにくい。また逆に、重力が慣性力にくらべ非常に小さい時は ($Fr \gg 1$) は、大気の乱れ w が粒子の終末沈降速度 w_t に比べ相対的に大きく粒子は雪面から離れ大気中を浮遊する。跳躍運動はこの両者の中間において起こる。すなわち慣性力と重力とが拮抗するか ($Fr \approx 1$) あるいは重力の影響が慣性力に比べ小さくなった時に起こる (Owen¹⁰)。厳密に跳躍する雪粒子の軌跡を風洞で相似させるにはフルード数を一致させる必要がある。

(2) ドリフトパラメータと粒子の浮遊条件

粒子が浮遊運動を行うかあるいは跳躍運動を行うかは終末沈降速度 w_t と粒子の周囲の大気鉛直方向の速度 w との相対的な関係で定まる (Owen¹⁰, Iversen⁹, 芦田・藤田²⁰, Shao¹³)。流れ方向の速度成分 (u) 並びに流れに直角方向の速度成分 (v) は、粒子をある地点から他の地点への移送に寄与するが粒子を浮上させるか沈降させるかには関与しない。粒子の浮遊と沈降には鉛直方向の速度成分 (w) のみに関与する。終末沈降速度 $|w_t|$ と鉛直方向の大気速度 w との比をドリフトパラメータ (Dr) と呼び(8)式で表す。これは相対的な粒子の重力の効果を表す指標となる。

$$Dr = |w_t|/w \quad (8)$$

但し、ドリフトパラメータを検討する時の速度 w は上向きの流れとする ($w > 0$)。流体力が重力より

卓越すると大気鉛直方向の速度は終末沈降速度より大きくなり ($|w_v|/w \leq 1$) 粒子は浮遊する。また、重力が流体力より大きくなると、終末沈降速度が大気鉛直方向の速度を超え ($|w_v|/w > 1$)、浮遊が困難となり粒子は沈降する (図3)。

ここで F_d と F_g の力がバランスしている状態 (図3の $|w_v|/w = 1$) において粒子群の鉛直方向への乱れによる輸送を考える。気塊の単位体積当たりの雪粒子の質量、すなわち空間密度を ρ_c の記号で表す (次元は $[ML^{-3}]$)。高さの上昇と共に雪粒子の空間密度 ρ_c が減少する分布では、速度 w が正規分布をしていても鉛直方向のフラックスはゼロにならない。高濃度の気塊 ($\rho_c' > 0$) が上方へ輸送される時 ($w' > 0$)、並びに低濃度の気塊 ($\rho_c' < 0$) が下方へ輸送される時 ($w' < 0$) のいずれの場合も粒子のネットフラックスは上向きとなり粒子は上層へ輸送される。ここで w' と ρ_c' は平均値からの偏差を表す。逆の濃度勾配の時は大気から雪面方向へと粒子は輸送されるが、一般に地吹雪時では雪面に近いほど粒子の空間密度は高くなる (Takeuchi²¹⁾)。

老川・苦米地²²⁾ は、野外にて建物モデル近傍の堆積状況を観測し、短時間の急激な風速減少時に堆積が生ずることを報告している。これは風速の低下と共に速度 w が低下しドリフトパラメータが変化 ($|w_v|/w > 1$) し堆積したものと考えられる。一方、空間的な水平距離間の不均一な風速分布と堆積との関係について Kind⁷⁾ や土谷ら²³⁾ が報告している。Kind は平坦な場を想定しているものと思われるが、流れの方向の風速変化が $dU/dX > 0$ の時は堆積 (deposition) が起こり、逆に $dU/dX < 0$ の時は浸食 (erosion) が起こると考えた (dX : 水平距離の差, dU : 平均風速の差)。Kind が示唆した堆積と浸食の現象は本研究のドリフトパラメータの空間的な変化に関わるものと思われる。また、土谷らはフェンス周囲の吹きだまり性状と水平方向の平均風速変化について Kind と同様な見解を述べている。但し、その堆積メカニズムを雪粒子に作用する揚力で説明している。揚力は流れに対して直角方向に働く力であり、一般にごく壁近傍の風速勾配が急激な場の粒子には作用するが (Saffman²⁴⁾, 芦田, 藤田²⁰⁾), 床面から離れた粒子に対して平均速度の勾配に起因する揚力

は無視できるとの報告がある (Owen¹⁰⁾, Shao¹³⁾)。堆積メカニズムを粒子に作用する揚力の影響とすることについては検討の余地がある。

Iversen⁵⁾ ならびに Kind^{7,8)} は、雪粒子の終末沈降速度を超える大気鉛直方向の速度はよほど強風以外には発生しないと考えた。そのことから跳躍運動が雪粒子の輸送に支配的な運動であるとし、雪粒子の軌跡の相似に必要なフルード数の相似を提案した。しかし一般に建物近傍の鉛直方向の速度は平坦地よりも大きな値であり彼らの前提は崩れる。これまでフルード数の相似に疑問を示している報告¹¹⁾²⁵⁾ もあるが、彼らはその理由を説明していない。

自然雪と実験で使用する粒子の真密度 ρ_p の値に大きな差がない時 (7) 式は $Fr = U_r^2/L_r g$ と表せる。フルード数を相似させる場合、模型の長さスケールは実物より小さいため ($L_{r,m} < L_{r,p}$)、模型実験の速度は低風速 ($U_{r,m} < U_{r,p}$) を要求される (m: 模型, p: 実物)。ここで長さの代表値 L_r に粒子径 d を選択し、速度の代表値 U_r に水平方向の平均風速 U を用いると風洞風速は $U_m = U_p (d_m/d_p)^{1/2}$ で表せる。雪粒子径を 0.3mm とし第4章風洞実験の模擬雪として用いる活性白土の粒子径 (表2) を 0.02mm とすると $U_m = 0.26 \times U_p$ となり、クルミ ($d_m = 0.056$ mm) の場合は $U_m = 0.43 \times U_p$ となる。この場合風洞風速 U_m は野外の風速 U_p の約1/3~1/2に設定しなければならない。また、速度の相似比 k (scale factor) が、ある値 ($k = U_m/U_p$) に定まった場合、設定風速 U のみならず風洞で使用する模擬雪の終末沈降速度 w_t ならびに移動臨界摩擦速度 u_{*c} など全ての速度の相似比に k が適用される ($w_{t,m}/w_{t,p} = u_{*c,m}/u_{*c,p} = k$)。これらの条件は実験風速の設定並びに使用する粒子の

表2 使用粉体および自然雪の諸数値

項目	単位	活性白土	クルミ	自然雪
真密度 (ρ_p)	g/cm ³	2.17	1.40	0.92
かさ密度	g/cm ³	0.47	0.33	0.03~0.2
粒子径 (d)	mm	0.02 ¹⁾	0.056 ¹⁾	0.2~2.0
水分率	%	7.7	7.0	
安息角 (ϕ)	度	46	46	45~50
終末沈降速度 ($ w_v $)	m/s	0.03 ²⁾	0.13 ²⁾	0.8~1.2
移動臨界摩擦速度 (u_{*c})	m/s	0.16~0.20 ³⁾	0.10~0.16 ³⁾	0.15~0.40

*1 レーザー回折散乱法による中位径

*2 ストークス則を適用

3 風洞気流 $u_ / U = 0.045$ (at $z = H$) にて粒子の移動状況を観測

選択を難しくする。

本論文の第3章では建物近傍を対象とした場合、フルード数が緩和可能な条件となることについて述べる。

2.3.3 ストークスパラメータ

大きな粒子は乱流の変動に対してゆっくりした動きで反応する。これは慣性の効果 (inertial effect) として知られている。Smith²⁶⁾ は、大気中において終末沈降速度 2m/s の粒子は 1m 以上の波長の渦に対してほとんど完全に応答することを示唆した。Csanady¹⁸⁾ は粒子径 0.5mm (真密度 2.0) の粒子は乱流の長さスケール 1m 以上にて慣性の効果が無視できることを報告している。これらの報告は、数十 cm 程度の風洞模型近傍で生成される乱流の動きに対して大きな粒子は流れに追従しにくいことを予想させる。これまで粒子の慣性効果について管内の流れを対象とした検討例はあるが (Owen¹⁰⁾、風洞の建物模型近傍の流れについて検討した研究はほとんど見られない。流れへの相対的な粒子の慣性効果を表す指標のストークスパラメータ St は (9) 式に示す粒子の応答時間 (T_{res}) と流れの特性時間 (T_{flow}) との比で表される¹³⁾。

$$St = T_{res} / T_{flow} \quad (9)$$

微細な粒子の場合は流体の動きにすみやかに追従する ($St \ll 1$, 図4a)。一方、粒子径が増大すると粒子の応答時間は流れ場の特性時間と同等 ($St \approx 1$) になり流体の動きに完全には一致せず複雑な動きをする。さらに粒子径が増大すると粒子は流れに対して独立

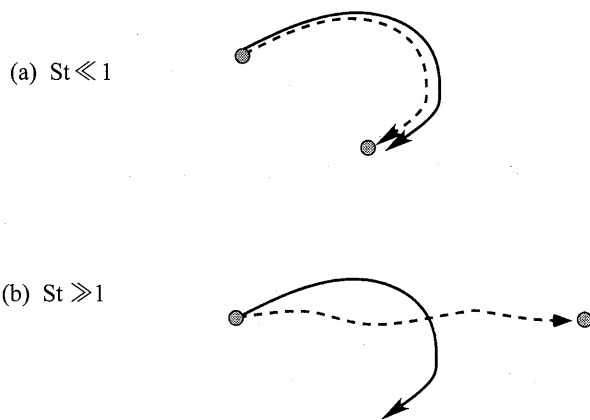


図4 ストークスパラメータ St と流れに対する粒子の追従性 (実線は周囲の流れを表し、破線は粒子の軌跡を表す)

に動く ($St \gg 1$, 図4b)。

第3章では建物乱流場における粒子の慣性効果について検討し、建物近傍の吹雪風洞実験にて新たに考慮すべき条件としてストークスパラメータを提案する。

2.3.4 終末沈降速度比の相似

終末沈降速度比 (w_t/U) は終末沈降速度 w_t と風速 U の比を表す。このパラメータは粒子が浮遊するか沈降するかに関わるパラメータである。終末沈降速度比は (8) 式で示したドリフトパラメータ Dr と同義である。終末沈降速度比を風洞で相似させるべきか否かは他のパラメータ (フルード数の緩和並びにストークスパラメータの考慮) が関与してくる。微細な粒子を模擬雪として使用する場合は終末沈降速度比の相似条件は建物近傍で緩和可能であることを第3章にて述べる。

2.4 流入する粒子質量の相似

風上から流入する粒子質量の相似について検討する。単位時間に風上から輸送される雪粒子の質量の総量 Q_{in} は (10) 式で表せる。

$$Q_{in} = \iint q dy dz \quad (10)$$

ここで q は流れに直角な単位面積を単位時間に通過する雪粒子の質量フラックスである。 Q_{in} 並びに q の次元は各々 $[MT^{-1}]$ と $[ML^{-2}T^{-1}]$ である。実物と実験では流入する雪粒子の質量 Q_{in} と建物近傍において粒子の移送・拡散に関与する空気質量 $Q_{diffuse}$ との比 ($Q_{in}/Q_{diffuse}$) を相似させることが必要である。一般に建物近傍の移送・拡散に関わる流量は風速 U が速くなるほど、また流れに対する建物の投影面積 H^2 が増大するほど大きくなり UH^2 に比例する (Halisky⁴⁷⁾)。 ($Q_{in}/Q_{diffuse}$) を (11) 式にて表し粒子質量の相似に関する無次元パラメータを新たに提案する。

$$Q_{in} / \rho_a UH^2 \quad (11)$$

但し、 $Q_{diffuse}$ を質量流量 $\rho_a UH^2$ で表した。ここに実物と模型の流体を同一とする時、模型の $(Q_{in})_m$ は (12) 式のように展開できる。

$$(Q_{in})_m = (Q_{in})_p (U_m/U_p) (H_m/H_p)^2 \quad (12)$$

模型実験の流入粒子の質量 $(Q_{in})_m$ は、実物の質量 $(Q_{in})_p$ に速度縮尺と長さ縮尺の2乗を乗じた積で表される。

これを粒子の空間密度 ρ_c の観点から考える。質量フラックス q は風速 U と吹雪の空間密度 ρ_c とから $q = \rho_c U$ のように表せる。(10式)において対象領域の幅と高さを各々 H とすると $(Q_{in}/Q_{diffuse}) \approx (\rho_c U H^2) / (\rho_a U H^2)$ となり、 $(Q_{in}/Q_{diffuse})$ は (ρ_c / ρ_a) と同義となる。両者の流体が空気の場合、流入側の空間密度 ρ_c を実物と模型で相似させればよい。

次に風洞の時間が実際の大気のようにどのように対応しているかについて考える。実際の時間を風洞で再現するには無次元化時間 $(UT/H)_m = (UT/H)_p$ を等しくする必要があり、この時、風洞時間 T_m は(13)式のように表せる(老川・孟⁴⁸⁾)。

$$T_m = T_p (U_p/U_m) (H_m/H_p) \quad (13)$$

風洞時間 T_m は実際の時間 T_p に速度の縮尺の逆数と長さの縮尺を乗じた積で表される。第4章では風洞実験と野外との流入する粒子質量並びに時間縮尺について比較する。

3. 建物近傍における吹雪風洞実験の相似則

第2章では雪面上の粒子を対象として2つの風洞実験の相似条件を示した。すなわち風による粒子の移動状況を相似させる移動臨界摩擦速度比並びに風が止まった時の吹きだまり形状を相似させる安息角であり、これらの条件は建物近傍を対象とした吹雪風洞実験を行う場合にも自然雪のそれに相似させることが重要である。本章では雪面から離れた粒子の相似条件と建物近傍の乱れの影響との関係について検討する。3.1節では建物近傍の乱れ特性が粒子の重力の効果に与える影響について検討し、フルード数の緩和について述べる。3.2節では建物近傍の乱流場における粒子の慣性の効果について検討し、新たな相似パラメータとしてストークスパラメータを提案する。また、3.3節では終末沈降速度比が建物近傍において緩和可能なパラメータであることを述べる。

3.1 建物乱流場における粒子の重力効果とフルード数の緩和

(1) 建物近傍の鉛直方向の速度

建物近傍の鉛直方向の速度 w と終末沈降速度 w_t の関係について風洞実験の結果をもとに検討する。

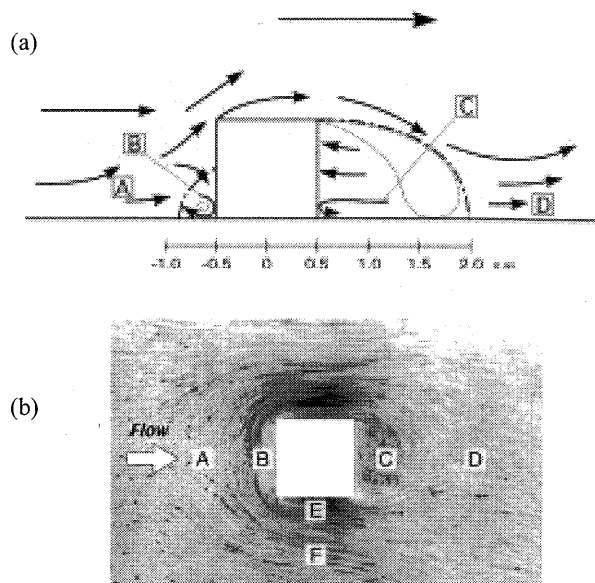


図5 建物(立方体)近傍の流れの概念図

(a) 立面 (b) 表面流れのオイルフローによる可視化²⁷⁾

(frontal eddy の支配的な領域を領域 B とし風上側の領域 A と区分(境界域: $xH \approx -0.8$)。leeddy の支配的な領域を領域 C とし外側の領域 D と区分(境界域: $xH \approx 2$)。馬蹄形渦の支配的な領域を領域 E とし外側の領域 F と区分(境界域: $y/H \approx 1.0$)。

図5には、建物近傍の流れの状況を外観するために単体の立方体周囲の流れを示す。ここで3成分の速度変動量 (u, v, w) の標準偏差を $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ で表す。また、平均速度を大文字で表す (w 成分を例にすると $w = W + w'$ と記す。順に瞬間値, 平均値, 平均値との偏差)。なお、流れ方向 x 座標の原点は建物モデルの中心とした。

図6には、風洞にて計測した建物後流における速度変動 w の時系列データを示す(一辺が 12cm の立方体, 縮尺 1/400 の乱流境界層, $\sigma_w/U_H = 18.1\%$ at $z = 12\text{cm}$, 老川ら²⁸⁾)。計測は逆流域の速度計測が可能なスプリット型プローブを用いた熱線風速計で行っている。図ではゼロを中心に間欠的に高い速度値が現れている ($w > 0$ が上昇流)。図7には床面近く ($z/H = 0.125$) の w の速度変動の確率分布を示す。建物近傍では速度変動 σ_w の3倍を超える値が起こりうる。

次に建物周囲の地表近傍の速度変動 σ_w の平面分布を調べる。孟・日比²⁹⁾の風洞実験結果(縮尺 1/500 の乱流境界層, $\sigma_w/U_H = 20.3\%$ at $z = 8\text{cm}$) を引用する。彼らの建物形状は直方体(高さ 16cm, 幅 8cm,

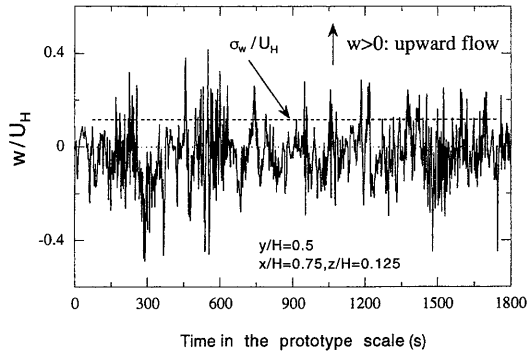


図6 鉛直方向の速度変動 w の時系列データ ($y/H=0.5, x/H=0.75, z/H=0.125$)

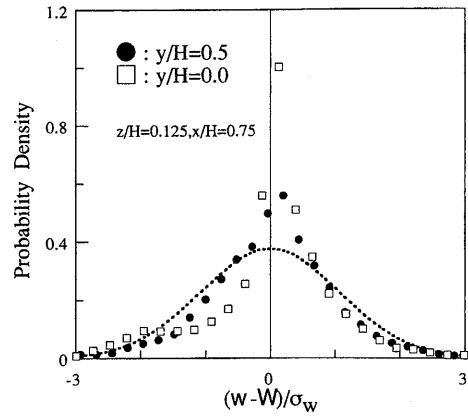


図7 w 成分の速度変動の確率密度分布 (破線:正規型分布)

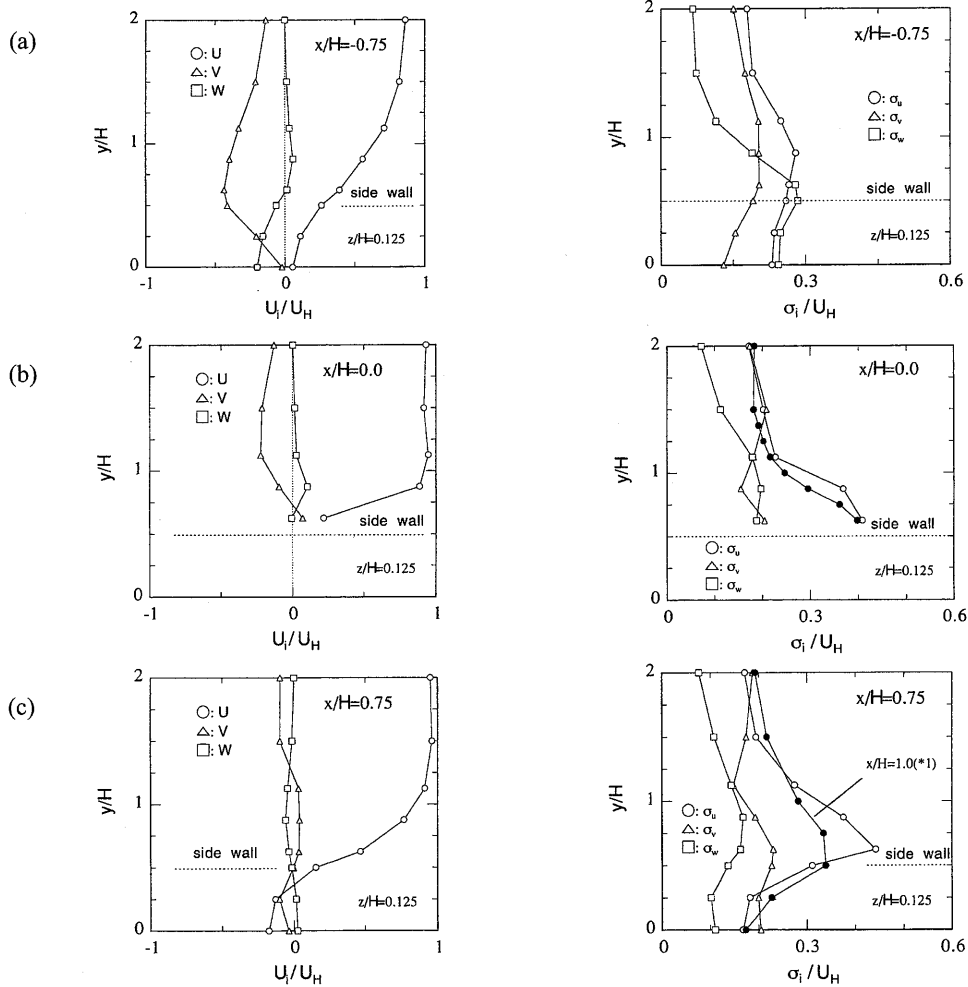


図8 建物地表近くの平均速度と速度変動量の標準偏差 $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ の平面分布

($z/H=0.125$, ●印は立方体の σ_w であり図 (c) の *1 印の計測位置は $x/H=1.0$) (a) $x/H=-0.75$ (b) $x/H=0$ (c) $x/H=0.75$

奥行き 16cm) であるが、ここでは直方体のみつけ幅 (8cm) を H で表示し、この高さの風速 U_H で基準化する。

図8には建物モデル近傍の床面近く ($z/H =$

0.125) における3成分の平均速度 (左図) と速度変動の標準偏差 (右図) の平面分布を示す。縦軸はスパン方向の距離を表す ($y/H=0.5$ の位置が建物の側壁, 0が建物の中心に相当)。 w 成分の平均速度に

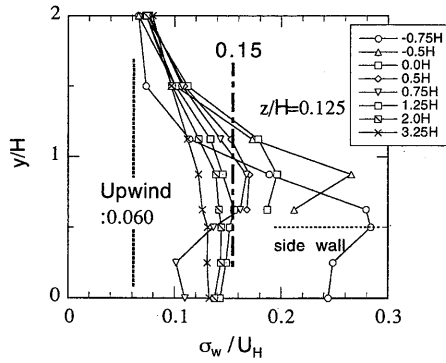


図9 建物地表近くの速度変動 σ_w/U_H ($z/H=0.125$)

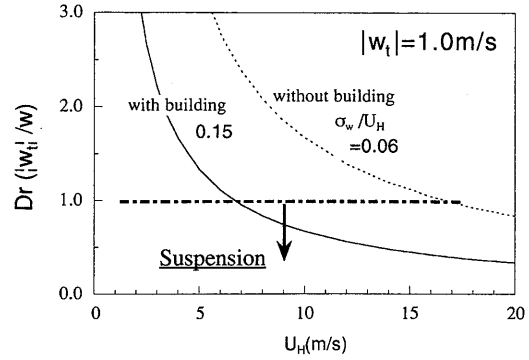


図10 建物の影響によるドリフトパラメータ Dr の変化

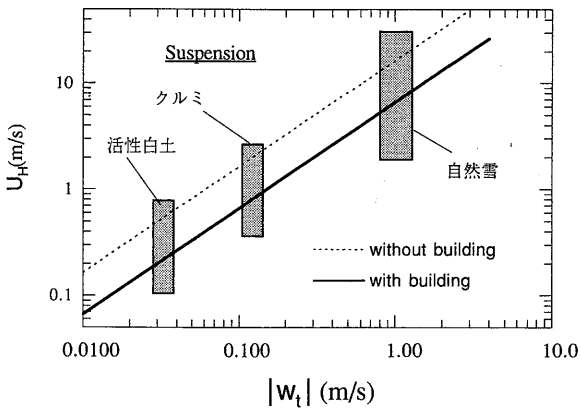


図11 終末沈降速度と浮遊臨界風速

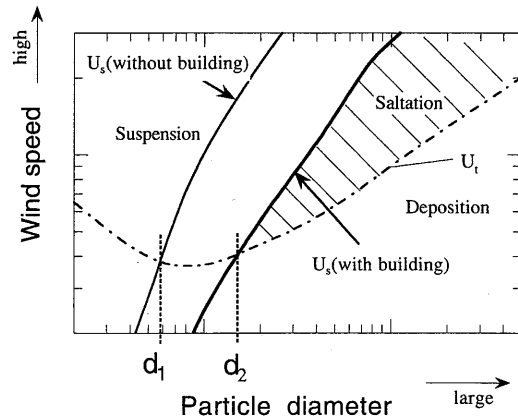


図12 建物有無による粒子の運動形態の変化 (U_s : 浮遊臨界風速, U_t : 移動臨界風速)

において建物のすぐ風上 $x/H = -0.75$ (図8a) では $W/U_H = -0.2$ 程度の上昇流が形成され、また図示していないが風上側の角部 ($x/H = -0.5$) では 0.4 程度の上昇流が生じておりゼロとはならない。しかし後流域など大方の場所では w 成分の平均速度 W/U_H は 0.05 以下でありゼロとみなせる。速度変動の標準偏差 (右図) において、風上の $x/H = -0.75$ の建物近くの w 成分は他の u, v 成分より大きな変動を示しているが他の場所では u, v 成分の方が大きい。また、速度変動の標準偏差の平面分布図にはあわせて立方体の計測値 (老川・苫米地³⁰⁾) を示し比較した。建物の側面 (図8b, $x/H = 0$) では立方体の u 成分 (○印) は立方体の u 成分 (●印) と概ね同程度の値である。後流では (図8c) では立方体が立方体よりやや高めの σ_w/U_H 値となる。これは建物高さと同程度の比の違いによる渦構造の差が影響している。

図9には鉛直方向の速度変動の標準偏差 σ_w/U_H をまとめて示す。建物近傍の床近くでは σ_w/U_H が

$0.10 \sim 0.25$ 程度の値となる。平坦地の値 $\sigma_w/U_H = 0.06$ と比較すると建物の影響により乱れが大きくなっている。本研究では鉛直方向の速度を代表する値として速度変動の標準偏差 σ_w を採用し、建物近傍の地表では $\sigma_w/U_H = 0.15$ を、また建物がない平坦地では $\sigma_w/U_H = 0.06$ の値を用いる。一般に建物高さに相当する風上の風速 U_H と建物後流の鉛直方向の速度 σ_w とは、風速が増大するほど σ_w/U_H の値も増大する関係にある (Ogawa and Oikawa³¹⁾)。

(2) 浮遊臨界風速の変化とフルード数の緩和

図10には雪粒子を対象として建物の有無によりドリフトパラメータ (Dr) が変化の様子を示した。終末沈降速度 w_t は一定値とした。雪粒子の終末沈降速度 w_t について梶川ら³²⁾ は秋田市の雪片の沈降速度を計測し $60 \sim 130 \text{ cm/s}$ の値を、また佐藤ら³³⁾ は $80 \sim 120 \text{ cm/s}$ (表面積雪を採集) を報告している。これらを考慮し自然雪の終末沈降速度 w_t を 1.0 m/s と設定した。この結果、ドリフトパラメータ Dr が

1となる浮遊臨界風速 U_s は、平坦地では 16m/s であるが建物の近傍では 6.6m/s に減少する。雪粒子は建物近傍において平坦地よりも低い風速で容易に浮遊運動へ移行することが分かる。

ここで、第4章の風洞実験で使用する模擬雪(活性白土とクルミの粉体)の浮遊臨界風速について調べる。図11には終末沈降速度 w_t の変化と浮遊臨界風速 U_s との関係を示した。実線は建物がある場合を、破線は建物がない場合を表す。活性白土とクルミの模擬雪は終末沈降速度が小さいため、一旦表面を離脱した粒子は 1~2m/s 前後の低風速で浮遊する。これらの模擬雪は跳躍運動を経ないで容易に浮遊運動へ遷移していると考えられる。

建物の有無による粒子の運動形態の変化について概念図を図12に示した。横軸は粒子径を縦軸は風速を表す。図中の U_s ラインは浮遊臨界風速を表す。建物がある場合の浮遊臨界風速 $U_{s(\text{with building})}$ は、平坦地の $U_{s(\text{without building})}$ と比較すると横軸上を右へ水平移動し、跳躍運動の範囲が狭まる。図にはあわせて移動臨界摩擦速度 u_{*c} (Bagnold¹³⁾; Greeley and Iversen¹⁴⁾) から換算した粒子の移動臨界風速 U_{*c} の状況を示した。表面から離脱した粒子がただちに浮遊運動に移行しやすいケースは U_{*c} と U_s の交点より左側の粒子に起こる。この場合、跳躍運動を経ずに直ちに浮遊運動に入りやすい。建物の存在はこの交点を $d1$ から $d2$ へと右へ水平移動させ跳躍運動の領域を狭める傾向にある。野外における建物近傍の雪粒子の輸送では跳躍運動と浮遊運動が混在し、風速が速くなると建物近傍ではほとんど浮遊運動が支配的な輸送形態になるものと想定される。フルード数は跳躍運動の相似には必要な条件であるが浮遊運動には関与しない。浮遊が卓越した建物近傍の風洞実験ではフルード数の相似条件が緩和される。

単体建物近傍の雪面上においてフルード数が緩和される範囲を考える。図9では速度 w の風上側のデータが不足しているが、風上側では図5に示したB領域に近い所のA領域が緩和領域に含まれるものと思われる。また風下ではC領域およびD領域を含む領域 ($x/H = 3 \sim 4$ 付近) が対象となり、建物の側面では建物中心から横方向に $1.5H$ 程度 (E領域) の範囲が含まれる。また屋根面では建物前縁の

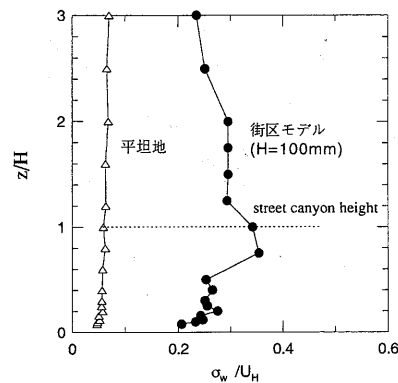


図13 街区モデルと平坦地における鉛直方向の速度変動 σ_w の比較 (上原ら³⁴⁾ の風洞実験、大気安定度: 中立、街区模型間隔は流れ方向に100mm、左右に50mm間隔で整列された配置)

剥離の影響で高い値の σ_w が計測されており²⁹⁾、屋根面の全域が緩和の対象となる。

上記の結果は単体建物の場合であるが、都市域の建物が散在している流れ場について検討する。都市域の流れ場は単体建物よりも一層複雑である。こうした場における鉛直方向の σ_w 値の報告例はごくわずかである。図13は上原ら³⁴⁾ の風洞実験による街区模型間の σ_w / U_H (ここでの U_H はキャニオン高さ $H = 100\text{mm}$ の風速) の計測結果を示した。比較のために同一風洞の粗度無しの結果をあわせて示した。街区模型間の σ_w / U_H は床面から高さ $z/H = 2$ の範囲にて $0.2 \sim 0.35$ の大きな値を示しており、平坦地の $0.04 \sim 0.06$ の値よりも大きい。単体建物の値と比べると同程度かやや高め値である。都市域の建物空間においても高い σ_w / U_H の値となりフルード数の緩和が期待できる。

3.2 建物乱流場における粒子の慣性効果とストークスパラメータ

(1) 雪粒子の慣性効果

建物近傍に形成される大小の渦に巻き込まれた粒子の慣性効果について検討する。(9)式の分母である流れの特性時間 (T_{flow}) を孟・日比³⁵⁾ の風洞実験から推定し、建物近傍のストークスパラメータの値を算定する。

建物近傍の流れ場の乱流特性は、2つのタイプの組織運動の影響を受けている。1つは建物前縁の流れの剥離に伴う渦運動であり(図5のE区分やE

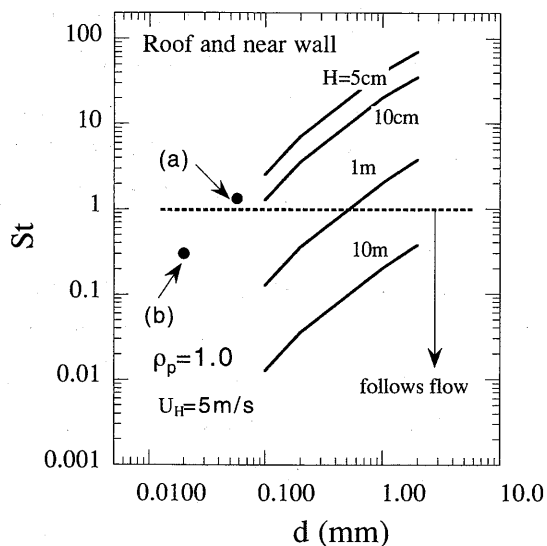


図14 人工雪粒子・自然雪におけるストークスパラメータ St ($\rho_p=1.0$, 風速 5m/s , 屋根面, 壁面近傍, ●印: (a) クルミ粉体 $\rho_p=1.4$ (b) 活性白土 $\rho_p=2.17$)

と F 区分の境界並びに屋根面の高さレベルの領域), その規模は建物の見付け幅とほぼ同じである。もう 1 つは, 建物の後流域に存在するカルマン型の渦により引き起こされる低周波数の運動であり (図 5 の C や D 区分の領域), その規模は建物の見付け幅の数倍である。前者の建物前縁の壁面や屋根面での無次元化周波数 nb/U (n : 周波数, b : 建物の幅) は 1 の桁であり, 後者の建物後流域では 0.1 の桁である。例として模型建物の幅が $b=5\text{cm}$ で風速 $U=5\text{m/s}$ の場合の建物前縁の剥離渦とカルマン渦に対応する各々の渦の放出周期は, 0.01sec と 0.1sec である。また実物において建物幅を 10m とすると, 渦の放出周期は各々 2sec と 20sec である (風速 $U=5\text{m/s}$)。

ここで乾雪地域において雪面近くの飛雪粒子の大きさを調べる。雪粒子を融かして計測した融解直径の報告は多いが, 実際に雪面近くを飛雪している雪粒子がどの程度の径であるかを明らかとした観測は少ない。小島³⁶⁰⁾ は札幌市において降雪時の低い地吹雪時における飛雪粒子を観測した。それによると油膜に捕捉した飛雪粒子の写真では $0.2\sim 0.4\text{mm}$ 程度 (雪面上の高さ 4cm と 10cm) の粒子径が示されている。また飛雪粒子とは異なるが佐藤ら³³⁾ は北見にて新雪の表面の積雪を採取した計測では約 $0.8\sim 2\text{mm}$ の粒径を報告している。

これらを参考として粒子径 $0.1\sim 2\text{mm}$ の範囲の雪粒子を対象として d とストークスパラメータ St との関係を図 14 に示した (屋根面・壁近傍の流れ場)。但し, 粒子真密度を 1.0 とした。図中には建物の代表寸法 H をパラメータとして示した。ストークスパラメータは高風速になるほど (9) 式の分母の T_{flow} が小さくなりその値が増加するが, ここでは風速 $U=5\text{m/s}$ の場合を示す。 St の算定には渦の放出周期から流れの特性時間 (T_{flow}) を求め, 図 2 に示した粒子の応答時間との比を求めた。例として粒子径が 0.3mm の場合, 応答時間 T_{res} は 0.1s であり, 風速 5m/s における $H=10\text{m}$ の屋根面と後流とのストークスパラメータ St は各々 $0.05 (= 0.1\text{s}/2\text{s})$ と $0.005 (= 0.1\text{s}/20\text{s})$ となる。図 14 に示されているように実物スケールの建物高さ 10m を対象とした場合, 建物近傍ではストークスパラメータは 1 以下であり概ね雪粒子は流れに追従している。

図 14 には自然雪あるいは人工雪粒子を供給粒子として風洞実験を行う場合のストークスパラメータについても示した。模型寸法 H が小さくなるほど粒子の追従性が劣り, H が 10cm 前後の模型では $0.1\sim 2\text{mm}$ 範囲の雪粒子に対して St が 1 を超え粒子は流れに追従しない。人工雪粒子を用いた風洞実験において雪粒子は模型建物近傍の流れに追従しにくいことが分かる。既報³⁷⁾ の人工雪粒子を用いた風洞実験 ($H=10\text{cm}$, 樹枝状結晶タイプ: 平均粒径 0.76mm , かさ密度 0.01g/cm^3) では建物後流にほとんど堆積せず野外観測 (4 章, 図 18c) の状況とは異なる堆積パターンとなった。この原因には St が 1 を超え後流域に雪粒子が巻き込まれにくい状態であったことが一因と思われる。

(2) 模擬雪の慣性効果

模擬雪に粉体を用いて風洞実験を行った時の粒子の流れへの追従性を調べる。図 14 にはあわせてクルミ ((a) 印) と活性白土 ((b) 印) のストークスパラメータ St を示した (風速 5m/s , $H=5\text{cm}$, 壁近傍や屋根面の流れ)。クルミは活性白土よりも流れへの追従性がやや劣るが概ね両粒子の St は 1 以下である。

図 15 にはストークスパラメータ St が 1 となる条件の模型寸法と粒子の終末沈降速度の関係について

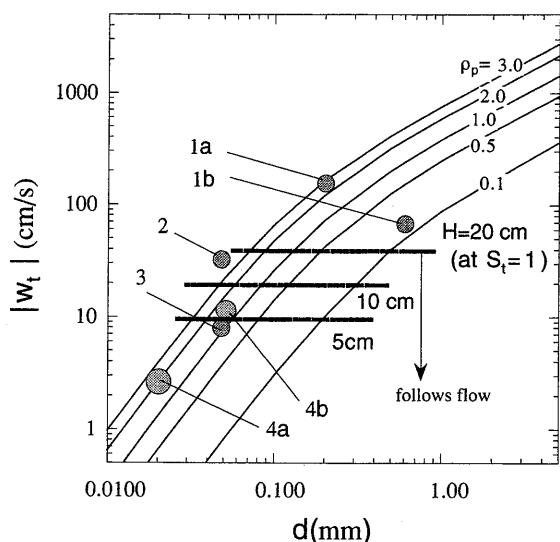


図15 模型寸法 H においてストークスパラメータ $St=1$ となる終末沈降速度 (破線, $U_H=5\text{ m/s}$)
 1a) 1b) Kind and Murray³⁸⁾, 2) Iversen²⁵⁾, 3) Kwok et al.³⁹⁾,
 4a) 4b) This study

示した。横軸は粒子径 (d) を、縦軸は終末沈降速度 (w_t) を表し、模型寸法 H が 5, 10, 20 cm にてストークスパラメータが 1 となる境界を水平な破線で示した。このラインは各模型寸法で生成される流れの特性時間 T_{flow} (建物の屋根面・壁近傍, 風速 $U=5\text{ m/s}$) を求め、次に (6) 式を用いて終末沈降速度 w_t を計算した。例として $H=20\text{ cm}$ で $U=5\text{ m/s}$ の T_{flow} は 0.04 s ($=H \times 1/U=0.2/5$) であり、 $St=1$ の時は $T_{flow}=T_{res}$ であるから $T_{res}=0.04\text{ s}$ の $|w_t|$ は 39 cm/s ($=980 \times 0.04$) となる。別の表現をすると図14に示したような d と St の関係において $St=1$ の水平線と各模型寸法のラインの交点の粒子径を求め、その粒子径から終末沈降速度を求めることもできる。図よりストークスパラメータが1となる終末沈降速度は模型寸法が小さくなるほど値が小さくなることわかる ($H=20\text{ cm}$ の $|w_t|$ は 39 cm/s であるのに対し、 $H=5\text{ cm}$ の $|w_t|$ は 10 cm/s)。これは模型寸法により形成される渦のスケールが異なることによる。模型の代表寸法が $H=20\text{ cm}$ の場合、終末沈降速度が 39 cm/s よりも大きな $|w_t|$ の粒子を用いると流れに対する応答が劣る。この場合は、模型寸法を大きくするか、あるいは小さな終末沈降速度をもつ粉体を使用することが必要となる。

また図にはあわせて既報の風洞実験で使用されて

いる粒子の状況をプロットした。Kind and Murray³⁸⁾ の用いた粒子 (図15の 1a, 1b) は2次元模型フェンス寸法 (高さ $8\sim 10\text{ cm}$) に対して終末沈降速度が大きく周囲の流れに追従しない。それらの粒子を用いる場合は模型寸法を大きくしなければならない。高い建物や広範囲の街並みを対象とした場合、一般には風洞装置の制約上から模型縮尺は小さな値となる。この場合、終末沈降速度が小さな粒子を選択し粒子の流れへの追従性を高める必要がある。

本節では風洞実験を行う時はストークスパラメータを考慮する必要があることを示した。

3.3 終末沈降速度比の緩和

終末沈降速度比 (w_t/U) は終末沈降速度 w_t と風速 U の比を表す。一般に風速 U と鉛直方向の速度 w は比例する。またドリフトパラメータ Dr は w_t と w の比であるので終末沈降速度比と同義である。Iversen⁹⁾ は大気境界層における鉛直方向の速度は摩擦速度 u_* と同じ桁であるとして終末沈降速度と摩擦速度の比 w_t/u_* を跳躍運動と浮遊運動の境界を見極める指標とした。 u_* は風速と比例するので w_t/u_* の相似は w_t/U の相似と同じ意味である。この比は平坦地を対象とした場合は重要であるが、建物近傍ではこの比の重要性が薄れる。

フルード数の相似が緩和され風洞と野外の風速が同じ桁 ($U_m \approx U_p$) となる時、終末沈降速度比を相似させるには $((w_t/U)_m \approx (w_t/U)_p)$ 、模擬雪の終末沈降速度を実際の雪粒子と同じ桁 ($w_{tm} \approx w_{tp}$) にする必要があり、この時、雪粒子と同じ値の w_t の粒子を用いて風洞実験を行うとストークスパラメータは1を超える懸念がある。風洞で粒子の流れへの追従性を確保するためにストークスパラメータを1以下にする必要があり、この場合2つの選択肢がある。1つは模型寸法を大きくしストークスパラメータを小さくすることであるが、これは風洞装置の大きさの制限を受け容易ではない。他の1つは終末沈降速度の小さな粒子を用いて流れへの追従性を高めることである。この時、風洞の終末沈降速度比 (w_t/U) は実物の値より小さくなる。しかし実際の野外の建物近傍では浮遊運動が輸送現象を支配しており (図10)、終末沈降速度の過小な値は浮遊現象の再現の

妨げにならない。従って、風洞の終末沈降速度比が実物のそれよりも十分に小さければ ($(w_t/U)_m < (w_t/U)_p$)、必ずしもこの比を同じ値にする必要はなく、終末沈降速度比は緩和可能なパラメータとなる。

4. 風洞実験による相似則の検証

前章では建物近傍を対象とした吹雪風洞実験の相似則について検討した。本章ではこれらの相似条件に基づいて実際の野外で観測した積雪状況が風洞で再現できるかどうかについて検証する。

風洞実験の検証用データとして老川ら⁴⁰⁾、老川・苫米地²²⁾の野外観測の結果を用いる。この観測は札幌市の北海道工業大学のグラウンドに建物モデル(一辺が1mの立方体)を設置し周囲の積雪深を計測したものである。この観測の特徴は、乾雪地域にて気象条件が安定した1日単位の短時間の積雪深を計測したことにある。図16には野外において建物モデル周囲に形成された積雪状況の平面分布の例を示す。建物モデル周囲にはスプーンですくいといった形をした浸食域が取り囲み、さらにその外側には堆積域が形成されている。いわゆるウインドスクープ(Seligman⁴¹⁾)が形成されている。

4.1 風洞実験方法

(1) 模擬雪と風洞装置

風洞実験には模擬雪として活性白土ならびに研磨材として用いられる胡桃核を粉碎した粉体(クルミ)を使用した。それらの平均粒子径(中位径)は各々20ミクロンと56ミクロンである。また、安息角と移動臨界摩擦速度は両粒子とも自然雪と近似した値である(表2)。風洞は清水建設の回流型の降雪風洞装置(測定部:0.5m^w×0.4m^d×3.2m^l)を用いた。風上に設置した6本のノズル(ノズル高さは床面から8cm)から風上方向に粉体と空気との混合空気を噴出させた。ノズル風下には厚い乱流の層を形成するために2次元フェンス(高さ3cm)を床から3cmの隙間をあげ設置した。各実験ケースにおいて供給した粉体の総体積量は20リットルとし供給時間を2時間とした。風洞内に供給した時間当たりの質量は1.3g/s(活性白土)と0.92g/s(クルミ)である。建物モデルは一辺がH=5.0cmの立方体を用い粉体供

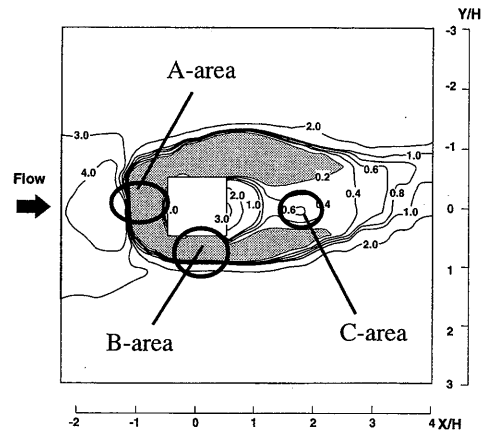


図16 野外観測における積雪深分布
(観測日1999年1月8日～9日、図中の数字は風上の積雪深で基準化した値)

給ノズルより280cmの風下距離に設置した。建物モデル近傍に堆積した模擬雪の深さDはレーザー変位計により計測した。風洞風速は建物モデル高さHの風速 U_H を2～7m/sの範囲で変化させ、風向は建物に対して直角に吹き込む風向に設定した。建物高さにおけるU成分の乱れ強さは12% (at $z=H$)であり、Ogawa et al.⁴²⁾らの風洞実験から推察すると $u'/U_H=0.045$ に相当する流れ場である。

(2) 流入する粒子質量について

2.4節では流入する粒子質量の相似則を示した。野外観測の吹雪フラックス量から今回の風洞での対応状況を検討する。竹内ら⁴³⁾は、石狩川の雪面上にて高さ20cmで2～20g/m².sの飛雪量を得ている。また、老川ら⁴⁰⁾は高さ10～30cmの範囲にて0.7g/m².s(1998年1月9日、ケースSN14、平均風速5.2m/s)の値を得ている。後者の野外の吹雪量0.7g/m².sを対象に風洞の吹雪量 Q_m を算定すると $(Q_m)_m=0.0018g/s$ となる。但し、(12)式にて $U_m/U_p=1$ 、 $H_m/H_p=5/100$ とし流れに対する建物の投影面積 H^2 に流入する質量とした。一方、同様の面積に対し風洞実験で供給した粒子質量は $(Q_m)_m=0.016g/s$ (活性白土)と0.012g/s(クルミ)の値である。風洞の Q_m は野外の値の6～9倍大きい。粒子の供給量が変化する時、実際の現象と異なる堆積パターンとなる懸念がある⁴⁴⁾。本実験ではあらかじめ予備実験を行い野外観測で得られた積雪パターンを参考にし粒子の供給速度を設定した。

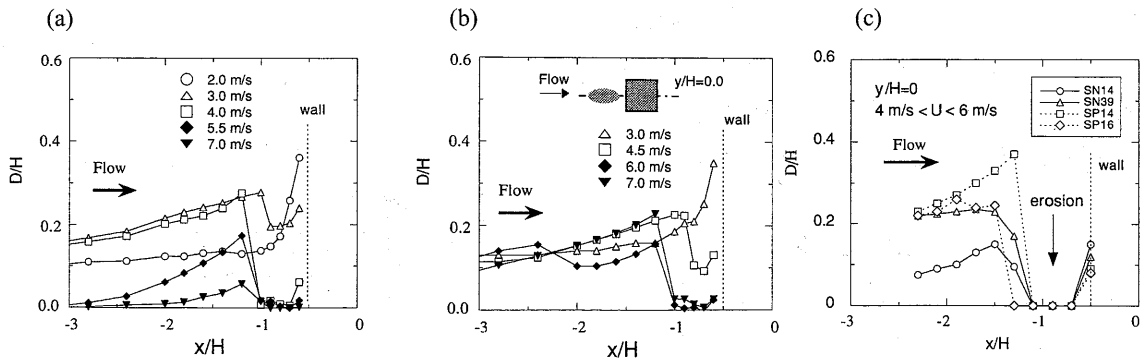


図17 建物風上側における堆積深の鉛直分布 ($y/H=0$) (a) クルミ (b) 活性白土 (c) 自然雪

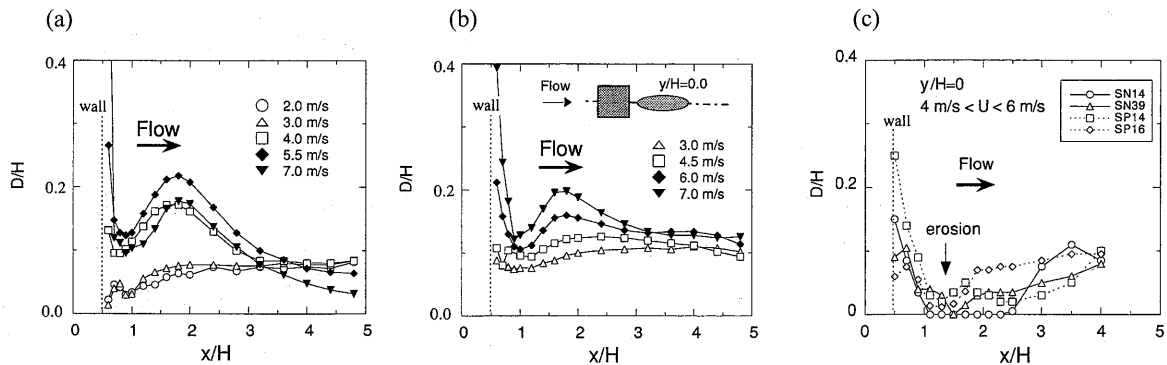


図18 建物風下側における堆積深の鉛直分布 ($y/H=0$) (a) クルミ (b) 活性白土 (c) 自然雪

次に風洞時間と野外の時間の対応について調べる。本実験の風洞時間 $T_m = 2$ 時間は、(13) 式を用いると実際の時間 T_p で 40 時間に相当する ($U_m/U_p = 1, H_m/H_p = 5/100$)。この値は本章で比較する野外の観測時間 (24 時間) と同じ桁であるが風洞の値は野外よりも約 2 倍大きい。流入吹雪量と供給時間の変化が積雪深へ及ぼす影響など、これらの相似則については今後の検討課題である。

4.2 実験結果

(1) 風上側の堆積性状

図 17 には建物風上側における流れの中心軸上 ($y/H=0$) の堆積深の鉛直分布を示した。縦軸は堆積深 D を建物高さ H で基準化した堆積深 D/H を表す。風上壁面の位置は $x/H = -0.5$ である (x 座標の原点は建物の中心)。クルミでは (図17a), 風速が 2.0 m/s と低い時は風上側から建物風上面に近づくほど堆積深が増加している。風速 3.0 m/s となると風上壁の近く ($x/H = -0.6 \sim -1.2$) で浸食が起り始め、4.0 m/s 以上の風速では堆積深はほとんど 0 となる。

さらに風速が増大した 5.5 m/s 以上の強風では $x/H = -2.5$ 付近から風上側にはほとんど堆積しない。一方、活性白土では (図17b), 風速 3.0 m/s において風上壁の近く ($x/H = -0.6 \sim -1.2$) の浸食はまだ起らない。この領域の浸食が始まるのは 4.5 m/s 以上の風速であり、クルミとはやや異なる。また、6.0 m/s 以上の風速で風上壁近くの堆積深がほとんど 0 となる。この時、 $x/H = -2.5$ より風上側ではクルミに見られたような顕著な浸食は生じていない。図17cには野外にて日平均風速が 4 m/s 以上のケースで観測された建物の上流側の積雪深の垂直断面 ($y/H=0$) を示した。建物前面 ($x/H \approx -1$) には浸食が 0 に達する強い吹き払いが形成され、また建物からやや離れた風上側 ($x/H \approx -1.5$) には吹きだまりが形成されている。これはクルミでは風速 4 m/s, 活性白土では風速 4.5 m/s 前後の風速にて野外の堆積状況を概ね再現している。

(2) 風下側の堆積性状

図 18 には建物の風下側の流れの中心軸上 ($y/H=0$) の鉛直堆積分布を示した。風下壁面の位置は x/H

=0.5である。クルミにおいて風速3m/s以下では風下側の堆積はなだらかな状況であるが、風速が4m/s以上では堆積が増加し $x/H=1.8$ 付近にゆるやかなピークが現れる(図18a)。一方、活性白土では、建物後流のピークは風速4.5m/sではまだ生じず、それよりも強い風速6.0m/sでピークが現れる。野外では建物から離れた $x/H=1.0\sim 2.5$ の範囲において強い浸食が生じており、また、 $x/H=2.5$ 付近から徐々に堆積域に移行している(図18c)。風洞実験の堆積パターンは野外と近似しているが風洞では風速が増大しても野外観測のように強い浸食は $x/H=1.0\sim 2.5$ の範囲で生じていない。この両者の堆積状況の差異は野外の風向変化を風洞で再現しにくいためであると考えられる。

ここで風向変化の堆積性状に及ぼす影響について検討する。既報²²⁾の野外観測を例にすると(2000年1月23~24日のケースR03)、比較的安定した気象条件であっても一日の風向は $-34\sim 82^\circ$ (建物に直角に吹き込む風向を 0°) と大きく変化している。また風向変動では $\sigma_v/U_H=0.22$ となり風向変動角は $\tan(\sigma_v/U_H)=\pm 12^\circ$ となる。本風洞では横方向の乱れ強さは $\sigma_v/U_H=0.10$ 程度⁴²⁾ と想定され風向変動角 $\tan(\sigma_v/U_H)=\pm 5\sim 6^\circ$ となり野外の値よりもかなり小さい。

風洞で風向を変化させた時の建物後流の堆積状況に与える影響を調べた。実験は活性白土を用いて3つのパターンの実験を行った⁴⁵⁾。P1型は一定の風向(0°)と一定の風速4.5m/sで実験した。P2型は風向を一定のまま風速を3m/sと6m/sのステップ型に15分毎に変化させ繰返した。P3型は、P2型の条件に加え模型を設置したターンテーブルを 0° 、 22.5° 並びに -22.5° と順に5分毎に回転させ風向変化を与えた。いずれも粉体の総供給時間は120分である。図19にはそれらのケースの建物中心($y/H=0$)を通る後流の堆積状況を示した。風向変化を与えたP3型(●印)は、風向を変化させないP1とP2型に比べ風下 $x/H=1.5$ 付近の堆積が減少し野外観測の堆積状況(図18c)に近似した傾向となった。この結果は、風向を変化させた風洞実験が野外の建物後流の堆積パターンの再現に効果があることを示している。建物前面から側面にかけて生成される馬蹄

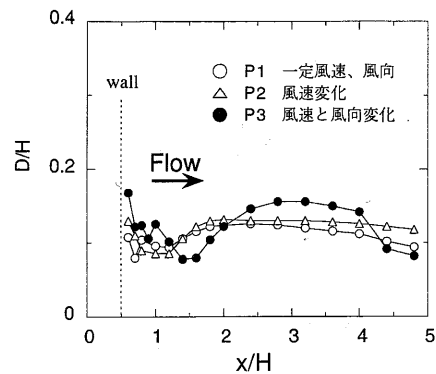


図19 風向変化が建物後流の堆積状況に与える影響(活性白土, $y/H=0$) P1:一定の風速(4.5m/s)と一定の風向, P2:3m/s(15分) \rightarrow 6m/s(15分)を交互に4セット, P3:P2+風向変化(5分毎)

形渦は(図5のEの領域)強い乱れを有する。野外では風向変化とともにこの渦の通りみちが変化し後流の堆積状況に影響を与える。一方、風洞では限られた風向ふれ幅であり馬蹄形渦の影響する領域も固定される。その結果、風洞の建物後流では野外よりも過大な堆積状況となる。

大気拡散の分野ではすでに風洞のターンテーブルを回転させ1時間の平均濃度分布を得る風洞実験手法が実用化⁴⁶⁾されている。今後、吹雪風洞実験においても自然風の風向変化を模擬できる風洞装置の検討が必要となる。

(3) 流れに直角な方向の堆積性状

図20には流れに直角なスパン方向 $x/H=0$ の鉛直堆積分布を示す。距離 $y/H=\pm 0.5$ は建物の側壁の位置である。クルミでは(図20a)、風速2.0m/sにて建物の側面側の近くで($y/H=\pm 0.6\sim \pm 1.2$)わずかに浸食が始まっているが堆積深が0には至らない。また側壁から離れた所($y/H>\pm 1.2$)の堆積深は概ね一様である。風速が3~4m/sに増大すると側壁近傍では堆積深が0となる顕著な浸食が起こっている。また側壁から離れた所($y/H>\pm 1.2$)のスパン方向では5.5m/s以上の強風ではほとんど堆積しない。一方、活性白土において(図20b)、風速3m/sでは側面のすぐ近くの浸食は顕著でないが、4.5m/s以上の風速で浸食が始まる。また側壁から離れた所($y/H>\pm 1.2$)ではクルミのように完全に浸食ゼロとはならない。自然雪では風速4m/s以上のケースにて側面側の近くで($y/H=\pm 0.6\sim \pm 1.2$)顕著な浸

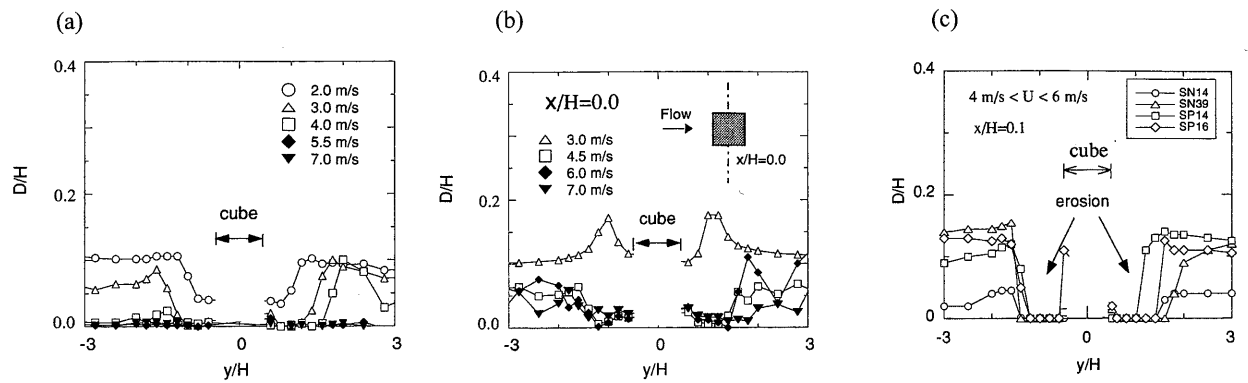


図20 建物の横方向 ($x/H=0.0$) の堆積深の鉛直分布 (a) クルミ (b) 活性白土 (c) 自然雪

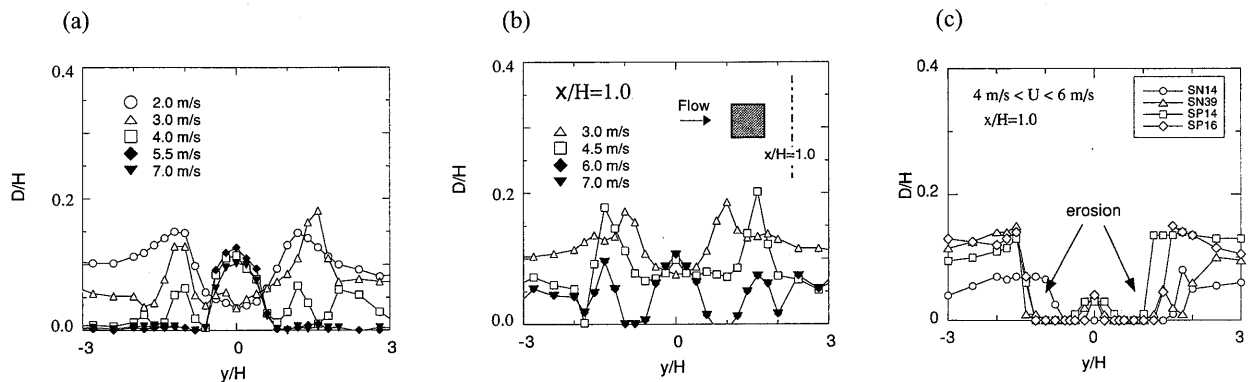


図21 建物の横方向 ($x/H=1.0$) の堆積深の鉛直分布 (a) クルミ (b) 活性白土 (c) 自然雪

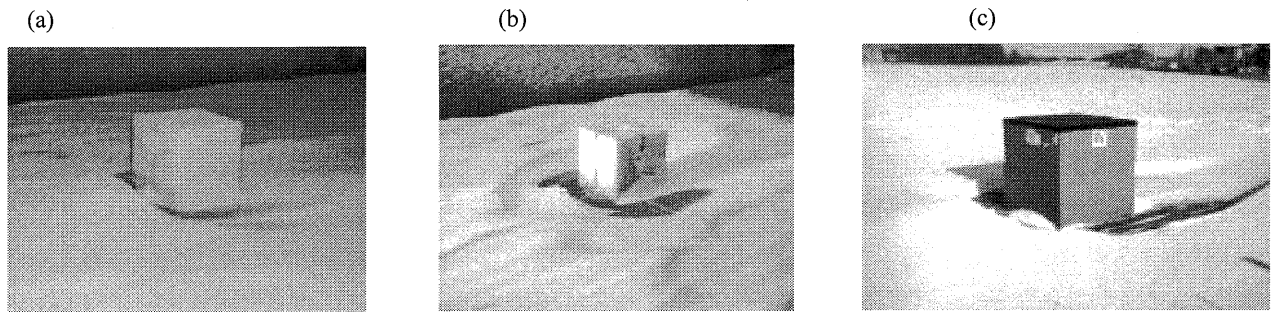


図22 建物近傍の模擬雪並びに自然雪の堆積状況 (左側が風上方向)
(a) クルミ (b) 活性白土 (c) 野外観測 (観測日 1999年1月8日~9日)

食が生じている (図20c)。

図21には風下 $x/H=1.0$ のスパン方向における鉛直断面の堆積深分布を示した。クルミの場合 (図21 a), 弱風 (2.0, 3.0 m/s) では建物からやや離れた $y/H=1.5$ 付近にピークが形成されている。風速 4.0 m/s となると波長 5~10 cm 程度のさざ波模様が形成され不均一な分布となる。風速が 5.5 m/s 以上では建物の横方向にはほとんど堆積せず, 建物の背後 ($y/H=0\sim0.5$) の堆積増加が顕著になる。一方, 活性白土では, 風速 3~4.5 m/s で建物の背後 ($y/H=$

0~0.5) の浸食が起こっている。また, さざ波模様は風速 6.0 m/s 以上で形成されている (図21b)。野外観測では建物の側面域に顕著な浸食が起こり建物の背後 ($y/H=0$) にてある程度の堆積が生じている (図21c)。この浸食状況はクルミでは風速 3 m/s, 活性白土では風速 4.5 m/s 前後の風速で野外の建物の側面域の状況を再現している。図22には活性白土, クルミの風洞実験並びに野外観測における堆積状況の写真を示す。

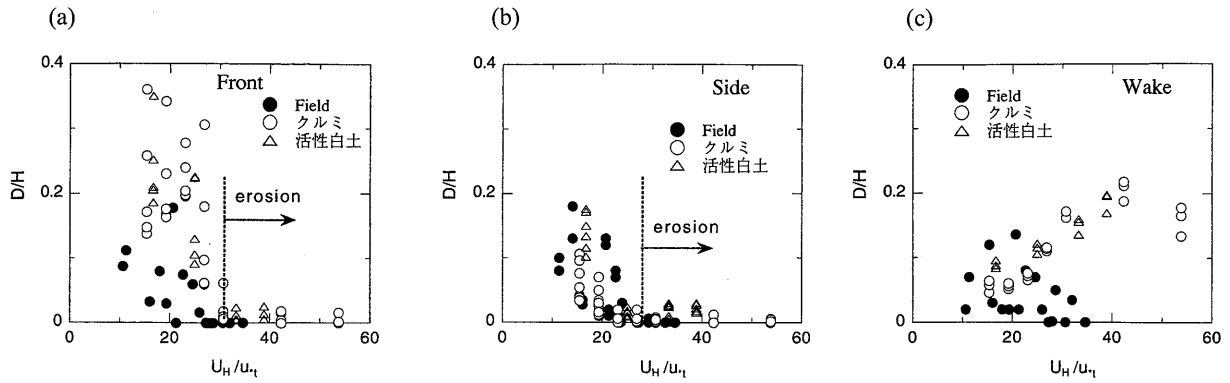


図23 野外と風洞における堆積状況の比較

(a) 建物上流側: $x/H = -0.6 \sim -1.2$, $y/H = 0$ (b) 建物側面側: $y/H = \pm(0.6 \sim 1.0)$, $x/H = 0$
(c) 建物風下側: $y/H = 0$, $x/H = 1.4 \sim 1.8$

表3 風洞実験と野外観測におけるパラメータ値の比較

パラメータ	パラメータ	風洞		野外観測	本研究の提案
		活性白土	クルミ		
移動臨界摩擦速度比	u_{*1}/U	0.04	0.037	0.037	○
安息角	ϕ	46	46	45~50	○
フルード数	$(\rho_a U^2 / \rho_p g L)$	61.7	20.3	1.1~11.4	緩和
ストークスパラメータ	St	< 1	< 1	< 1	○
終末沈降速度比	$ w_t /U$	6.6×10^{-3}	0.029	0.2~0.3	条件付き緩和 ^{*1}

*1 但し, $(|w_t|/U)_m < (|w_t|/U)_p$ であること。

4.3 建物近傍を対象とした相似パラメータ

図23には建物風上側(図16のA-area), 側面側(図16のB-area)ならびに後流(図16のC-area)における堆積深 D/H と風速との対応を風洞実験と野外観測とで比較した。縦軸は堆積深 D/H を表し, 横軸は移動臨界摩擦速度 u_{*1} (活性白土, クルミ, 自然雪の順に 0.18 m/s, 0.13 m/s, 0.15 m/s) で風速 U_H を基準化した。建物風上側と側面において活性白土並びにクルミを用いた顕著な浸食が始まる基準化風速 U_H/u_{*1} は 25~30 の範囲にあり(図23a, 23b), 概ね野外観測と同じ範囲にある。風洞実験の建物の風上と側面では野外の浸食が始まる状況を再現している。また, 野外観測の建物後流(図23c)では基準化風速 U_H/u_{*1} の値が約 30 にて浸食が始まるが, 風洞実験では自然雪のように浸食が生じていない。これは前節で述べたように風洞にて風向変化を与えることにより野外観測の堆積状況に近づく。

表3には風洞実験と野外観測における各相似パラメータの数値を比較した。ここで風速の代表値は, 建物側面において浸食がゼロとなった風速 U_H (活

性白土, クルミ, 自然雪の順に 4.5 m/s, 3.5 m/s, 4.0 m/s) を採用した。またフルード数における長さの代表値 L_r には粒子径 d を用いた。自然雪の d と w_t は表2に示した範囲の両端の値を用いた。

その結果, 移動臨界摩擦速度比ならびに安息角は風洞と野外とも同程度の値を示している。ストークスパラメータは風洞と野外とも 1 以下の値である。一方, 風洞のフルード数の値は野外の値と比べると 1.8~54 倍大きい。また風洞の終末沈降速度比は野外の 0.02~0.15 倍と 1 桁から 2 桁小さい。これらのパラメータ値に大きな相違があっても風洞実験では, 建物の後流を除くと概ね野外で観測された積雪パターンを再現した。第3章で述べたように建物近傍ではフルード数と終末沈降速度比の相似条件は風洞実験での堆積パターンの再現に寄与していないことが分かる。この2つのパラメータの相似条件は風洞で緩和可能と考える。

建物近傍を対象とした吹雪風洞実験では, 移動臨界摩擦速度比並びに安息角の相似が重要である。またストークスパラメータは粒子の流れへの追従性を

考え、1以下の値にすべきである。フルード数の相似は緩和可能である。微細な粒子を模擬雪として使用する場合は終末沈降速度比の相似は緩和可能である。表3の右欄に本報告で提案する建物近傍を対象とした時の相似条件(○印)をまとめた。

5. まとめ

建物近傍の雪の吹きだまりを対象とした吹雪風洞実験の相似則について考察した。以下にその結果を示す。

(1) 建物近傍を対象とした吹雪風洞実験を行う場合、風による雪面上の粒子の移動状況を相似させる移動臨界摩擦速度比と風が止まった時の吹きだまり形状を相似させる安息角は自然雪のそれに相似させることが重要である。

(2) 跳躍運動から浮遊運動への遷移は粒子の終末沈降速度 w_i に比べ大気鉛直方向の速度 w が相対的に大きくなった時に起こる(ドリフトパラメータ $|w_i|/w$ が1以下の時)。建物近傍では風速5~6m/sの低風速にて容易に跳躍運動から浮遊運動へと遷移する。これは平坦な場とは異なり建物近傍の流れ場では鉛直方向の速度が大きいことによる。建物近傍では跳躍運動は二次的な粒子の輸送形態であり、フルード数の相似条件は風洞実験で緩和できる。

(3) 粒子の応答時間と流れの特性時間との比であるストークスパラメータが1以下である時、粒子は流れに追従する。自然雪や人工雪粒子並びに粒子径の大きな粉体を使用した風洞実験ではストークスパラメータが1を超え、粒子は模型近くの渦の動きに追従しにくい。風洞実験では小さな終末沈降速度の粒子を用いるか、あるいは模型寸法を大きくしストークスパラメータを1以下とすることが必要である。

(4) 微細な粒子を模擬雪として使用する場合は終末沈降速度比の相似条件は緩和可能である。

(5) 活性白土とクルミを模擬雪として用いた風洞実験では、野外観測のウインドスクープを概ね再現し上記の相似則が検証された。

なお風洞実験における建物風下側では野外観測よりも過大な堆積となる。この建物後流の堆積状況を風洞で再現するには自然風の風向変化を風洞で模擬する必要がある。

謝辞

防災科学技術研究所雪氷防災研究センター 新庄支所 佐藤威支所長、小杉健二博士には貴重なご助言を頂きました。また同研究センターの根本征樹博士には有益な文献の紹介とご助言を頂きました。皆様方に深くお礼を申し上げます。清水建設(株)技術研究所流体解析グループの皆様には討論を通じ意見を頂きました。また、査読者の方々には貴重なご意見を頂きました。厚くお礼を申し上げます。

参考文献

- 1) Bagnold, R. A. : The Physics of Blown Sand and Desert Dunes, Dover Publications, Inc., 265pp., 1941.
- 2) Oura, H. and Kobayashi, D. : Preliminary Study on Blowing Snow Effect of Ditches on Drifting Snow, Low Temp.Sci., A24, 305-309, 1966.
- 3) Kobayashi, D. : Studies of Snow Transport in Low-Level Drifting Snow, Contributions from the Institute of Low Temperature Science, Series A, No.24, pp.1-58, 1972.
- 4) Odar, F. : Simulation of Drifting Snow, Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hanover, NH, Research Report 174, 1965.
- 5) Iversen, J. D. : Drifting Snow Similitude, J. Hydraul. Div., Am. Soc. Civ. Eng., 105 (HY6), 737-753, 1979.
- 6) Kind, R. J. : A Critical Examination of the Requirements for Model Simulation of Wind-Induced Erosion/Deposition Phenomena such as Snow Drifting, Atmos. Env., 10, 219-227, 1976.
- 7) Kind, R. J. : Snow Drifting, Handbook of Snow, Pergamon Press, 338-359, 1981.
- 8) Kind, R. J. : Snowdrifting : A Review of Modelling Methods, Cold Regions Science and Technology, 12, 217-228, 1986.
- 9) Isyumov, N., Mikitiuk, M. and Cookson, P. : Wind Tunnel Modeling of Snow Drifting Applications to Snow Fences, First International Conference on Snow Engineering Santa Barbara, California, 210-226, 1988.

- 10) Owen, P. R. : Pneumatic transport, *J. Fluid Mech.*, 39, 407-432, 1969.
- 11) Anno, Y. : Requirements for Modeling of a Snow-drift, *Cold Regions Science and Technology*, 8, 241-252, 1984.
- 12) Snyder, W. H. : Similarity Criteria for the Application of Fluid Models to the Study of Air Pollution Meteorology, *Boundary-Layer Meteorology*, 3, 113-134, 1972.
- 13) Shao, Y. : *Physics and Modelling of Wind Erosion*, Kluwer Academic Publishers, 393pp, 2000.
- 14) Greeley and Iversen : (Shao, Y : *Physics and Modelling of Wind Erosion*, Kluwer Academic Publishers, 2000).
- 15) 川北公夫, 小石真純, 種谷真一 : 粉体工学 (基礎編), 槇書店, 1992.
- 16) Tchen : (Hinze, J. O. : *Turbulence*, Mcgrew-Hill, Inc., 1975).
- 17) Durst, F., Milojevic, D. and Schonung, B.: Eulerian and Lagrangian Predictions of Particulate Two-phase Flows : A Numerical Study *Appl. Math. Modelling*, 8, 101-115, 1984.
- 18) Csanady, G.T. : Turbulent Diffusion of Heavy Particles in the Atmosphere, *J. Atmospheric Sciences*, 20, 201-208, 1963.
- 19) 江守一郎, D. J. シューリング: 模型実験の理論と応用, 技報堂出版, 1982.
- 20) 芦田和男, 藤田正治 : 粗面上の粒子の浮遊機構と浮遊限界に関する研究, 京大防災研究所年報, 26-B-2, 363-377, 1983.
- 21) Takeuchi, M. : Vertical Profile and Horizontal Increase of Drift-Snow Transport, *J. Glaciology*, 26, 481-492, 1980.
- 22) 老川進, 苫米地司 : モデル建物近傍における雪の堆積と浸食の形成プロセス, *雪氷*, 65, 207-218, 2003.
- 23) 土谷学, 苫米地司, 本郷剛, 上田宏 : フェンス周辺の吹きだまりと風の流れの特性, *日本雪工学会誌*, 17, 4, 3-9, 2001.
- 24) Saffman : (福岡捷二, 石田貴, 辻目英正 : 自由表面をもつ層流せん断中の球に働く抗力と揚力, 土木学会論文報告集, 271, 55-66, 1978.)
- 25) Iversen, J. D. : Comparison of Wind-Tunnel Model and Full-Scale Snow Fence Drifts, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 8, 231-249, 1981.
- 26) Smith, F.B (Pasquill, F. : *Atmospheric Diffusion*, 2nd edition, Ellis Horwood Ltd., 1974.)
- 27) Ogawa, Y., Oikawa, S. and Uehara, K.: Field and Wind Tunnel Study of the Flow and Diffusion around a Model Cube-II. Nearfield and Cube Surface Flow and Concentration Patterns, *Atmos. Environ.*, 17, 1161-1171, 1983.
- 28) 老川進, 石原孟, 安田龍介, 西村浩一, 長谷実 : 建物近傍拡散の予測に関する基礎的研究 その1 風洞実験, *大気環境学会誌*, 34, 123-136, 1999.
- 29) 孟岩, 日比一喜 : 高層建物周辺の流れ場の乱流計測, *日本風工学会誌*, 76, 55-64, 1998.
- 30) 老川進, 苫米地司 : 建物近傍の雪堆積性状におよぼす弱風と強風の影響 (風洞実験), 日本雪工学会大会, 13-14, 2002.
- 31) Ogawa, Y. and Oikawa, S. : A Field Investigation of the Flow and Diffusion around a Model Cube, *Atmos. Environ.*, 16, 207-222, 1982.
- 32) 梶川正弘, 谷口泉子, 伊藤誠子 : 雪片の落下速度と構成結晶形との関係, *雪氷*, 58-6, 455-462, 1996.
- 33) 佐藤研吾, 高橋修平, 谷藤崇 : 雪粒子の飛び出し風速と雪面状態の関係, *雪氷*, 65, 189-196, 2003.
- 34) 上原清, 若松伸司, 村上周三 : 温度成層化した乱流境界層内の流れ場に関する LDV を用いた風洞実験, 国立環境研究所編 F-100-97/NIES, 1997.
- 35) 孟岩, 日比一喜 : 高層建物屋上の流れ場の乱流特性と組織運動, *日本風工学会誌*, 72, 21-34, 1997.
- 36) 小島賢治 : 顕微鏡による飛雪粒子の観測, *低温科学物理編*, A27, 115-129 (8), 1969.
- 37) 老川進, 佐藤威, 小杉健二, 苫米地司 : 降雪風洞による吹きだまりの再現 (その3) 人工雪を用いた吹溜まりの形状, 日本雪氷学会全国大会,

- 2001.
- 38) Kind, R. J. and Murray, S.B. : Saltation Flow Measurements Relating to Modeling of Snowdrifting, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 10, 89-102, 1982.
- 39) Kwok, K.C.S., Kim, D.H., Smedley, D.J. and Rohde, H.F. : Snow Drift around Buildings for Antarctic Environment, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41-44, 2797-2808, 1992.
- 40) 老川進, 苫米地司, 石原孟 : モデル建物近傍における積雪深の日別観測, *日本雪工学会誌*, 15, 283-291, 1999.
- 41) Seligman, G. : *Snow Structure and Ski Fields*, R. & R. Clark, Ltd, Edinburgh, 1962.
- 42) Ogawa, Y., Oikawa, S. and Uehara, K. : Field and Wind Tunnel Study of the Flow and Diffusion around a Model Cube-I. Flow Measurements, *Atmos. Environ.*, 17, 1145-1159, 1983.
- 43) 竹内政夫, 松沢勝 : 吹雪粒子の運動と垂直分布, *雪氷*, 53, 309-315, 1991.
- 44) 老川進, 苫米地司 : 吹雪空間密度の積雪パターンへの影響 (模擬雪風洞実験), *日本雪工学大会*, 83-84, 2001.
- 45) 老川進, 苫米地司 : 降雪風洞による吹きだまりの再現 (その2) 風向変化のモデル化, *日本雪氷学会全国大会*, 2000.
- 46) 井出靖雄, 岡本汎貴, 岡林一木 : 重合法による風向変動の拡散風洞内再現研究, *大気環境学会誌*, 23, 199-208, 1988.
- 47) Halitsky, J. : Gas Diffusion near Buildings, *ASHRAE Trans.*, 69, 464-485, 1963.
- 48) 老川進, 孟岩 : 建物後流における短時間ピーク濃度の性状について, *大気環境学会誌*, 33, 151-163, 1998.