

強風下における微細飛沫生成・輸送過程の数値計算法の開発

Computational method for generation and transportation of the fine sea sprays in a strong wind field

北海道大学工学部 ○学生会員 阿部 伸弘 (Nobuhiro Abe)
 北海道大学工学研究科 正員 猿渡 亜由 (Ayumi Saruwatari)
 北海道大学工学研究科 正員 渡部 靖憲 (Yasunori Watanabe)

1, はじめに

海面からは砕波や風等により飛沫が絶えず生成されている。海塩を含む飛沫は特に台風等の暴風時に陸域へと大量に飛来し、構造物に付着する事により塩害の原因となる。飛沫の陸域への輸送については山田ら(2007)、沖座ら(1999)等により研究されているが、局所的な飛沫輸送量分布の予測法は未だ確立されていない。

海からの飛沫の発生には異なる複数のメカニズムが存在する。一つは(1)風波砕波に伴い水中に混入した気泡が浮上し水面で破裂する際に径が10 μ m以下の微細飛沫が発生するものである。この飛沫は海洋全域で定常的に生成される為、総量が多く、全球の海洋性エアロゾル生成量を見積もる際にはこの飛沫のみが考慮される。また、

(2)強風が波のクレスト水面を引きちぎる事により spume と呼ばれる 200 μ m以下の飛沫が生成される事が知られている(Fairall et al, 2009)。強風下で発生する spume は大気-海洋間の運動量輸送量を顕著に増加させ、風速場を著しく変化させる(Andreas, 2004)。更に、(3)沿岸域の砕波帯では砕波ジェット着水に伴い着水点から

表-1: 計算領域

	計算領域 (緯度)	計算領域 (経度)	グリッド幅	タイム ステップ
A	15.81°N~50.13°N	116.29°E~158.39°E	30km	60s
B	29.98°N~38.78°N	131.73°E~142.41°E	6km	12s
C	33.61°N~35.37°N	136.00°E~138.14°E	1.2km	6s

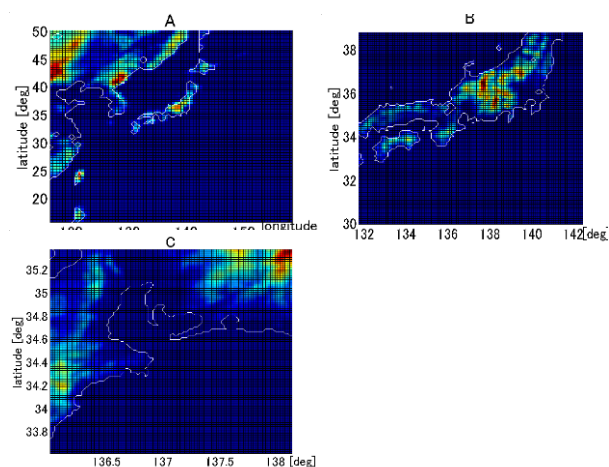


図-1 計算領域。

0 (mm) 以下の比較的大径な飛沫が大量に発生する。その為、沿岸域では外洋よりも飛沫濃度が1-2 オーダー高濃度かつサイズスペクトルが大径側に幅広くなることが知られている(de Leeuw, 2001)。それぞれの飛沫生成量は風や波浪のパラメータに依存して決定される。海から発生する飛沫は生成メカニズムに依存してサイズや生成フラックス、飛散範囲等が変化する為それぞれ別個に取り扱う必要がある。

本研究では気象モデルにより台風時の風速場を再現すると共に、暴風下での飛沫の生成と輸送拡散過程を数値的に再現し、飛沫の発生量分布や飛散範囲について調べる事を目的とする。本研究では、小径で最も飛散範囲が広いと予想される(1)気泡の再曝気に伴う飛沫を対象とする。

2, 計算方法

2-1, Weather Research and Forecasting (WRF)

気象モデルとしてアメリカ大気研究局(National Center for Atmospheric Research)で開発された局地気象予測モデル WRF (Weather Research Forecast,) を使用する。本モデルは圧縮性流体の為のオイラー式を σ 座標系内で解くことにより風速、温度、空気密度、湿度の分布を求めるものである。初期・境界条件として過去の気象データと地形データを入力し風速、風向等の追算を行う。本研究では気象データとして NCEP (National Center for Environmental Prediction) の FNL (Final analysis)を用いる(2-2 参照)

2-3, 計算領域と諸条件

本研究では、緯度経度方向に1°×1°間隔、6時間毎に提供される気象データ NCEP の FNL を初期データとして用いた。日本時間での2009年10月6日15時から2009年10月9日9時までの期間を解析対象とした。陸域へと飛来してくる飛沫の生成量を見積もる為には、沿岸域近傍における詳細な気象状況について知る必要がある。本研究では図-1及び表-1に示す計算解像度の異なる3つの領域A~Cについてnesting計算を行った。最高解像度の計算領域Cの中央位置は台風0918号gで大きな被害が報告されている愛知県豊橋市とした。

2-2, 飛沫の生成と移流拡散

流体中に飛沫群が存在する中での微小領域

$\Delta S (= \Delta x \Delta y \Delta z)$ を考える. ΔS 中の飛沫群の速度を $q_{ri} (i=1,2,3)$, 濃度を C_r とする. ΔS 中の半径 $r \sim r + \Delta r$ の飛沫の質量保存式より次式が得られる.

$$\frac{\partial C_r}{\partial t} + \frac{\partial (q_{ri} C_r)}{\partial x_i} = \frac{\partial S}{\partial t} \quad \text{-----}(1)$$

上式の右辺は飛沫の Source 項を表す. ここで任意の物理量 f の時空間的な平均量を次式により定義する.

$$\bar{f} = \frac{1}{L^3 T} \int_{t-T}^t \int_{x-\frac{L}{2}}^{x+\frac{L}{2}} \int_{y-\frac{L}{2}}^{y+\frac{L}{2}} \int_{z-\frac{L}{2}}^{z+\frac{L}{2}} f dz' dy' dx' dt' \quad \text{---}(2)$$

ここで, L^3 は内部に多数の飛沫が含まれる空間スケール, T はある位置を多数の飛沫が通過する時間スケールである. 更に平均値からの変動を f' と定義すると.

$$f = \bar{f} + f' \quad \text{-----}(3)$$

これに基づき q_{ri} と C_r を次式のように Reynolds 分解する.

$$\begin{aligned} q_{ri} &= \bar{q}_{ri} + q'_{ri} \\ C_r &= \bar{C}_r + C'_r \end{aligned} \quad \text{-----}(4)$$

(4)式を(1)式に代入して整理すると, 飛沫の平均濃度に関する移流拡散方程式が得られる.

$$\frac{\partial \bar{C}_r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{q}_{ri} \bar{C}_r = - \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{q}_{ri}' C'_r + \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} \quad \text{----}(5)$$

右辺第1項は乱流拡散による飛沫濃度変化を表す. この項は次式のようにモデル化される.

$$\bar{q}_{ri}' C'_r = -D \frac{\partial \bar{C}_r}{\partial x_i} \quad \text{-----}(6)$$

ここで D は乱流拡散係数であり, 渦動粘性係数 ν_t を用いて次式のように表される.

$$D = \frac{\nu_t}{S_c} \quad \text{-----}(7)$$

ここで, S_c は Schmidt 数であり, 渦動粘性係数と乱流拡散係数の比を表す. 飛沫が十分微細で, 流れに完全に passive であるとき, $S_c = 1$ となる. ν_t は WRF により求められる風速場から計算する.

次に(5)式の Source 項について考える. 本研究では Andreas & Monahan (2000) に基づき, 最も広範囲に飛散

する可能性の高い, 気泡の再曝気により生成される微細飛沫について生成フラックスを与える. 気泡の再曝気をもたらす白波砕波は気泡の混入状態により2つのステージに分けられる. Stage A: 砕波直後の白波被覆率は低い混入気泡濃度が高くサイズ分布が幅広い状態, Stage B: Aの後に現れる, 白波被覆率が高く, 混入気泡濃度が低く, サイズ分布が一様に近づいた状態. A, B それぞれのステージにおける白波被覆率 W_A, W_B はそれぞれ次のようにモデル化されている.

$$W_A = 3.16 \times 10^{-7} U_{10}^{3.2} \quad \text{-----}(8)$$

$$W_B = 3.84 \times 10^{-6} U_{10}^{3.41} \quad \text{-----}(9)$$

更に, Deane (1997) は観測により砕波下の気泡サイズ分布

布 $\frac{dn(r_B)}{dr_B}$ を測定し, 次の関係を得ている.

$$\frac{dn(r_B)}{dr_B} = C_B r_B^{-\alpha}, \alpha = \begin{cases} 2.5 (r_B \leq 1\text{mm}) \\ 4.5 (1\text{mm} \leq r_B \leq 6\text{mm}) \end{cases} \quad \text{-----}(10)$$

ここで, C_B は定数, r_B は気泡半径である. (1.0)式に

気泡浮上速度 $u_B(r_B)$ をかけると単位面積・時間あたり

に水面に浮上する半径 $r \sim r + \Delta r$ の気泡のフラックスとなる.

$$\frac{dN_s(r_B)}{dr_B} = \frac{dn(r_B)}{dr_B} u_B = C_B r_B^{-\alpha} u_B \quad \text{-----}(11)$$

また, 径 r_B の気泡の再曝気により, 径 r の飛沫が $c(r_B)$ 個生成されるとすると, 飛沫のサイズ分布は次式により表される.

$$N_T(r) = \frac{dr_B}{dr} C(r_B) \frac{dN_s(r_B)}{dr_B} \quad \text{-----}(12)$$

本研究では $\frac{dr_B}{dr} = 10$ と過程し, (12)式から次式を得た.

$$N_T(r) = 10 C(r_B) C_B r_B^{-\alpha} u_B \quad \text{-----}(13)$$

(13)式に白波被覆率を乗じると径 r の飛沫生成フラックスが得られる.

$$\begin{aligned} N_T(r) W_A &= 3.16 \times 10^{-6} U_{10}^{3.2} C(r_B) C_B r_B^{-\alpha} u_B \\ N_T(r) W_B &= 3.84 \times 10^{-5} U_{10}^{3.41} C(r_B) C_B r_B^{-\alpha} u_B \end{aligned} \quad \text{-----}(14)$$

(14)式を(5)式の Source 項が得られる.

本研究で対象とする飛沫は十分小さく, 水平方向の飛沫速度は風速場に完全に追従すると仮定する. ただし, 鉛直方向の速度は風速から重力加速度に応じて変化する

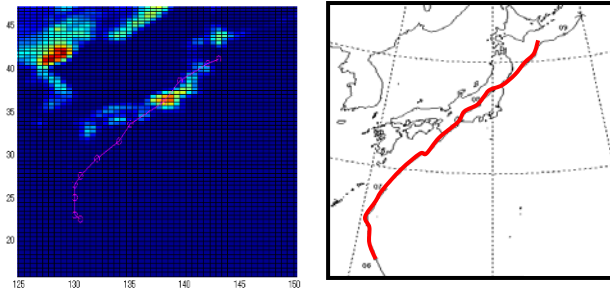


図-2 台風経路

本研究における計算結果(左)と気象庁の公開データ(右)

ものとする。即ち、

$$\begin{aligned} q_{r1} &= q_{w1} \\ q_{r2} &= q_{w2} \\ q_{r3(t=0)} &= q_{w3(t=0)} \end{aligned} \quad \text{-----(15)}$$

$$\frac{\partial q_{r3}}{\partial t} = -g$$

ここで、 $i=1,2$ は水平方向、 $i=3$ は鉛直上方を表すとした。 $q_{wi}(i=1,2,3)$ は微小領域 ΔS 中の平均速度、 g は重力加速度である。

3. 計算結果

3-1. 台風経路

気象モデルにより求めた風速分布から鉛直方向成分の渦度を計算し、渦度の極大位置を台風の中心位置と定義した。図-2にその軌道を示す。2009年10月9日に気象庁が発表した速報によると、台風0918号は四国の南海上を經由して愛知県付近を通過し、その後東北地方を縦断して北海道の上陸するという経路を取った(図-2右参照)。気象庁公開の台風経路と比較して計算結果の台風が妥当な経路を辿っている事を確認した。

3.2 風速分布遷移

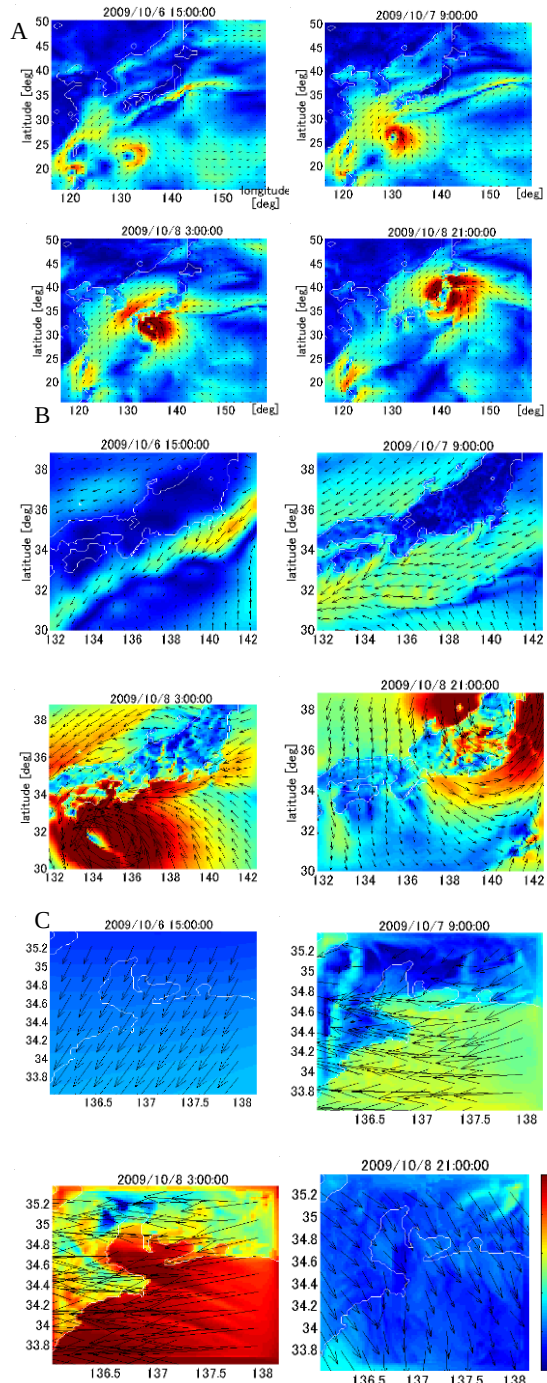
図-3は計算領域A～Cにおける10m上空風速分布 U_{10} の遷移を表す。風速の絶対値を色で示し、矢印は風向を示す。単位はm/sである。台風周辺の渦状の速度分布や陸上における風速の減衰等を再現している事が確認される。また、最高解像度の領域Cでは、湾状の地形に応じて気象場が空間的に著しく変化しているのが確認される。10m上空風速分布 U_{10} は飛沫のフラックスを計算する際の入力値となるものであり((14)式参照)、沿岸域における詳細な U_{10} の分布の再現は、正確な飛沫生成、輸送過程を求める為に大変重要である。

3-3. 風速風向比較

WRFによる計算結果と、気象庁のアメダスによる観測データを比較した(図-4)。比較する地点は愛知県豊橋市とした。風向は、東方向を0としたときの反時計回りの角度を θ としてその正弦により表している。最高風速及びピーク風速時の風向はほぼ一致しているが、詳細な時間変動までは再現できていない。これは台風の風速場が空間的に著しく変化することが関係していると考えている。

3-4. 白波被覆率

図-6は気象モデルにより計算された10m上空風速を元に(8)式により計算された白波被覆率の時間変化を表



す。白波被覆率は台風の通過時には通常より1オーダー図-3WRFから求めた10m上空風速分布の時間的遷移。

(計算領域 A~C)

以上大きくなる事が明らかとなった。風速の速い台風を中心付近では白波被覆率、即ち飛沫供給量が増加すると同時に、強風に移流され飛沫の飛散領域も広がる為、飛沫の被害地域と台風経路とは強い関係があると考えられる。

4. 結論

- 本研究で風波砕波に伴う混入気泡が水面で弾ける時に放出される微細飛沫の移流拡散過程の計算法を提案した。
- 本計算法で飛沫の生成量を求める為に必要な白波

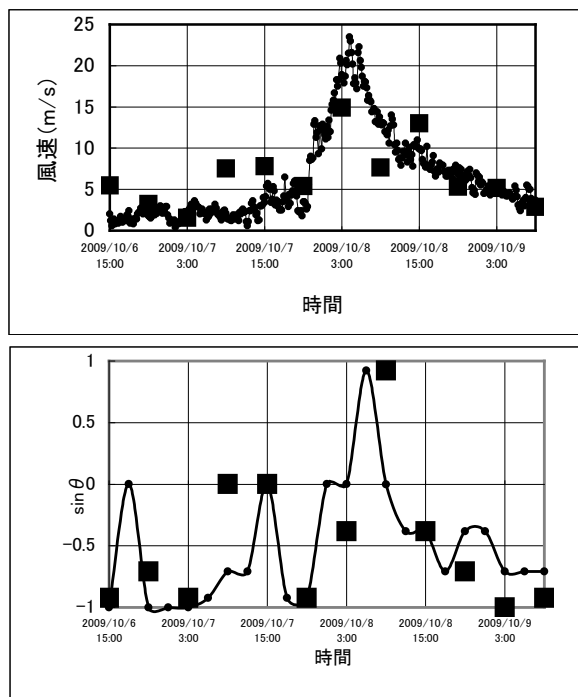


図-4 WRF による計算結果とアメダスによる観測結果との比較。愛知県豊橋市における風速（上）と風向（下）の時間変化。

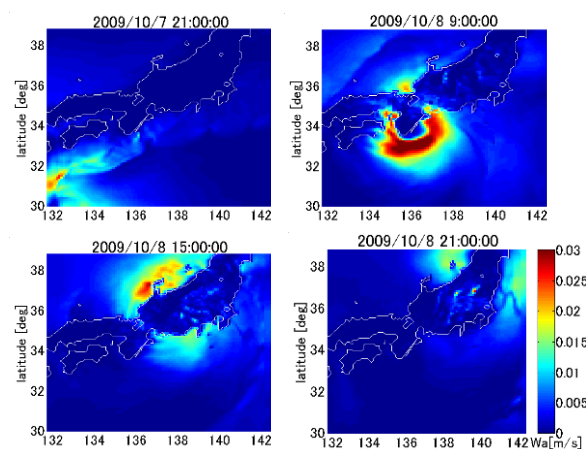


図-5 白波被覆率分布の時間変化。

WRFを用いた気象場追算システムの構築を行った。

- WRF により再現された大部の経路が気象庁公開のものと同様な経路を辿る事を確認した。
- 風向と風速をアメダスによる観測地を比較したところ、ピーク風速とその時の風向が観測地を一致する事を確認した。
- WRF を用いて取得された 10m 上空風速をもとに、沿岸域における白波被覆率の空間分布遷移を求めた。これにより、台風通過時の白波被覆率は平常より 1 オーダー以上大きくなる事が確認された。
- 今後は白波被覆率の増大した領域で大量に生産される微細飛沫の移流拡散過程について計算し、飛沫の飛散範囲について研究を進めていく予定である。

参考文献

- 山田, 細山田, 下村 (2007) : 海岸に隣接した構造物周辺の飛沫塩分の発生・輸送過程とその長期的な予想計算. 海岸工学論文集, 54, pp. 1216-1230
- 沖座ら (1999) : 台風時における大気中の海塩濃度分布に関する研究. 海岸工学論文集, 46, pp. 1251-1255.
- Fairall, C.W., M.L.Banner, W.L.Pearson, W.Asher, and R.P.Morison (2009) : Investigation of the physical scaling of sea spray spume droplet production, J.Geophys. Res., 114, C10001.

- 被覆率及び 10m 上空風速を求める為に、気象モデル