

沿岸碎波帯における海塩粒子の生成・輸送に関する 数値モデルの構成

野中 善政

Modeling the Generation and Transport of Sea-Salt Particles in Surf Zones

Yoshimasa NONAKA

要 約

沿岸部の陸上地形, 海岸・海底地形, 植生分布, 人工構造物の影響を考慮した塩害(海塩濃度)予測システムを構想し, LAWEPS⁽⁵⁾データによる移流拡散計算とSWAN⁽⁶⁾による波浪シミュレーションを結合した. LAWEPSデータの特性を活かすため, 一般曲線座標を用いた拡散移流モデルを提案した. また波浪状態から海塩フラックス量を評価するため, 海塩フラックス量と波浪エネルギー散逸率の関係(フラックス補間式)を推定した. この補間式の特徴はフラックス粒径分布が[積算フラックス]×[規格化粒径分布]の形で, 2種類の情報に分離されている点である. Monahanら(1988)⁽²⁾, Smithら(1993, 1998)^{(3),(4)}によって提案された2つの海塩フラックス実験式に前記補間式を適合させ, 補間式係数を求めた結果, 2つの補間式は, 比例係数のみが異なる, 波浪エネルギー散逸率の相似関数であることが導かれた. 海塩濃度観測データとモデル計算を照合した結果, 積算フラックスに関する正しい情報はSmithらの実験式に反映されていることが判明した.

次に海岸人工構造物(特に離岸堤)が沿岸付近の海塩濃度に及ぼす影響についてシミュレーションを行い, 観測データとの照合により数値モデルの検証を行った. その結果, 観測された海塩濃度の大部分は汀線・離岸堤付近で最大になる碎波から生成される海塩粒子に起源をもつこと, 離岸堤は一般に汀線付近の碎波を抑制し沿岸付近の海塩濃度を減少させるが, 同時により広域の海岸後背地に海塩粒子を拡散させる影響を併せ持つことが判明した.

Summary

It conceived of the prediction system for sea-salt concentrations in consideration of land geographical feature near seashore, shoreline and bottom topography, vegetation distribution, and influence of artificial structures, and combined the

computation of advection-diffusion of sea-salt particles by use of LAWEPS⁽⁵⁾ data with the ocean wave simulation by SWAN⁽⁶⁾. In order to harness the characteristic of LAWEPS data, the advection-diffusion model using generalized curvilinear coordinates was proposed. In order to evaluate amounts of sea-salt emission fluxes from ocean waves, the relationship between sea-salt emission flux and wave energy dissipation rate, an interpolating function, was inferred.

The size-dependent sea-salt emission flux distribution is a form of [flux intensity] x [normalized size-dependent distribution], and is divided into the two kinds of information on sea-salt emission. As a result of fitting the interpolating function to the two empirical formulas for sea-salt emission flux proposed by Monahan et al. (1988)⁽²⁾, and Smith and others (1993, 1998)^{(3),(4)}, and estimating interpolation coefficients, it was concluded that the derived interpolation formulas are the similarity functions of wave energy dissipation rate, in which only the proportionality coefficients differ. As a result of comparing observed sea-salt concentration data with computed one by the model, it became clear that the exact information on the total amount of sea-salt emission flux may be included in the empirical formula of Smith and others.

Next, the simulation was performed about the influence of seashore artificial structures, especially offshore breakwaters, exerted on the sea-salt concentration near shoreline, and the numerical model was verified by collation with the observational data. As a result, generally the great portion of sea-salt concentration has the origin in sea-salt particles generated from breaking waves near shoreline, and offshore breakwaters control breaking waves, and they decrease sea-salt concentration at coast. It became clear that the offshore breakwaters also have an effect that sea-salt particles are diffused more broadly into the hinterland of seashore.

Key Words : prediction system, sea-salt, emission flux, generation, transport, surf zone, ocean wave, energy dissipation, offshore breakwaters, SWAN, LAWEPS

1. はじめに

海岸の浸食を防止するために設置された離岸堤などの海岸構築物が「塩害」を強めている可能性について検証が求められている。「塩害」は大規模な防潮林が造成され始めた時代から広く意識され、特に台風襲来時に頻発する災害として認識されてきたが、塩害すなわち沿岸砕波帯における海塩粒子の生成・輸送と気象条件・波浪状態の関係を具体的に解析した研究例は意外と少ない。この課題あるいはエアロゾル研究一般に関わる問題を以下に述べる。

海塩粒子（海洋性エアロゾル）の粒径はおおよそ $0.001\mu\text{m}$ ~ $300\mu\text{m}$ の広範囲にわたり、かつ粒径が湿度に敏感であることから、粒子の濃度あるいは粒子の挙動を十分な精度で網羅的に観測する簡便な手段が未だ未開発である。例えば暴風雨時の観測において短時間内に近隣海域から

放出された海塩粒子とその他のエアロゾルを光散乱法で区分するのは難しく、こうした状況での海塩粒子の挙動は謎である。

海塩粒子の生成機構としてBlanchardら (1954)⁽¹⁾の機構が知られているが、気泡の破裂から海塩粒子の生成に至る過程の取り扱いはまだ現象論的段階にある。海塩移流拡散モデルの源関数であるフラックス粒径分布については、Monahanら (1988)⁽²⁾、Smithら (1993,1998)^{(3),(4)}により、海上風速を外部パラメータとする実験式が提案されているが、物理的基礎が不明確であり、フラックス量、粒径分布について互いに矛盾しない情報を提供するには至っていない。

「塩害」の予測・評価すなわち気象条件（風向・風速・波浪状態）による飛塩量の推計を目的とする場合は、海塩粒子の生成・移流に影響する海・陸の地形など局所的条件を考慮することが重要になり、沿岸海域と外洋では砕波・海塩生成の機構が異なることを考慮しなければならない。

「塩害」問題の究明そして海塩粒子の生成機構の解明はグローバル気候モデルの基礎過程を正確に把握するという意味で重要である。例えば、Smithら (1993)⁽³⁾の海塩フラックス実験式が導かれるに当たっては、孤島における濃度観測データからフラックス粒径分布を推定する方法が採用されており、ローカル気象とグローバル気候が密接に関連することの例証と言える。

本論文ではこれまでの研究成果の整合性に注意しながら、それらの成果を総合した数値モデルの構成について論じる。また2008年5月～10月に国東半島重藤海岸において観測した海塩粒子濃度データ（光学粒子数計測器OPCによる）と数値モデルによる計算結果を照合し、数値モデルの検証を試みる。

2. 数値モデルの構成要素

数値モデルの構成要素を、4つの要素：①海陸エアロゾル輸送機構、②波浪の発生と伝播、③海塩粒子の変質過程、④海塩粒子フラックス粒径分布、に分けることができるだろう。構成要素①については複雑地形上の気流を扱うため、乱流数値モデル($k-\varepsilon$ モデル)－LAWEPS (Local Area Wind Energy Prediction System)⁽⁵⁾－を採用するが、地表付近の海塩粒子濃度が重力落下・慣性沈降速度に大きく左右されることから、粒子沈降過程を適切に組み込むことが重要である。②については波浪伝播に及ぼす海岸地形・水深変化の影響を重視する波浪数値モデル－SWAN (Simulating Waves Near Shore)⁽⁶⁾－を採用する。LAWEPS, SWANは共に中規模場（～100 km）から小規模場（～10 km）にネスティングするという発想に立っている。③については本論文では海塩粒子の粒径・密度の湿度依存性のみを考慮する。④については海上10m高度風速を外部パラメータとするフラックス粒径分布の実験式が、Monahanら (1988), Smithら (1993, 1998) により提案されている。以下、前述のフラックス粒径分布に関する2つの実験式をM88, S98と呼ぶ。

グローバルに見たときの海塩粒子の発生は、白波にともなう気泡が海面に浮上して破裂し海塩粒子（フィルム粒子、ジェット粒子）を生成する機構によるものとされている [Blanchard (1954)⁽¹⁾, Wu (1973)⁽⁸⁾]。白波はspilling wave, plunging waveなど波浪の形状不安定に起因する砕波により生じる。第2の生成機構は、海面に吹き込んだ風により水滴（海塩粒子）が海面から直接切り出される機構であり、大陸性エアロゾル（ダスト）の生成機構と類似する。生成した水滴が風で吹送されて海面に再衝突し、二次的に海塩粒子を生成する機構もあり、そ

れぞれ spume droplets, splash droplets と呼ばれている。第 3 の生成機構は水深変化により誘起される砕波によるものであり、沿岸砕波帯で重要になる。

M88, S98 は海上 10 m 高度風速を単独の外部パラメータに採用していることから、外洋における海塩フラックス源関数として利用されることが想定されている。沿岸砕波帯（第 3 の生成機構が卓越する）における海塩発生・輸送を正確に評価するには、一般に、①波浪状態の変化による海塩フラックスの変化、②海塩生成機構の違いによるフラックス粒径分布の違いを考慮する必要があるだろう。しかし生成機構の見かけ上の違いにも関わらず、沿岸で観測される海塩濃度粒径分布と外洋を想定した M88, S98 の間に大きな差は見られない⁽⁷⁾。従って、本論文では①のみに注目し、波浪状態、特に波浪エネルギー散逸率と海塩フラックス量の関数関係を想定する。

SWAN における波浪エネルギー散逸率は、①風応力による砕波（以下、「白波」と呼ぶ）と、②水深変化による砕波（以下、「サーフ」と呼ぶ）による散逸率の合計であるが、これに従い、海塩粒子の生成要因を 2 つに分ける。海塩フラックス（波浪エネルギー散逸率）に寄与する 2 つの要因の特徴、すなわち「サーフ」が汀線付近で発生するのに対し、「白波」は全海域で発生すること、他方、前者による海塩フラックス（＝単位面積当たりの生成量）は後者のそれよりずっと大きいこと、従って 2 つの要因において海塩発生源の広がりや強度が相反的であることを考慮する必要がある。一般に、陸上の海塩濃度に寄与する海塩粒子の発生源の相対的重要性は対象地域の地形、海岸からの距離、気象条件、波浪状態により異なると予想される。

3. 海塩フラックスと波浪エネルギー散逸率

混入気泡の破裂によって海塩粒子が生成されるという Blanchard らの機構に従うと、海塩フラックス F_s は次のような式で与えられる [Chomka ら (1997)⁽⁹⁾].

$$F_s = \int_0^{\infty} \frac{1}{\tau(r)} \phi(r) [n_j(r) + n_f(r)] dr \quad (3-1)$$

ここで、 $\phi(r)$, $\tau(r)$ は気泡サイズ分布（半径 r ）、浮遊時間（suspension time）、 $n_j(r)$, $n_f(r)$ は 1 個の気泡（半径 r ）から生成するジェット粒子、フィルム粒子の数である。当面、 $n_j(r)$, $n_f(r)$ は波浪状態とは独立であるとして、 $\phi(r)$, $\tau(r)$ と波浪のエネルギー散逸率 E_{diss} の関係に注目する。気泡サイズ分布 $\phi(r)$ は次元解析的な根拠と実験に基づいて次のように与えられる [Garret ら (2000)⁽¹⁰⁾, Deane ら (2002)⁽¹¹⁾].

$$\phi(r) \propto \begin{cases} Q\varepsilon^{-1/3} r^{-10/3}, & r > r_H \\ Q(\gamma/\rho)^{-3/2} v^2 r^{-3/2}, & r < r_H \end{cases} \quad (3-2)$$

$$r_H = 2^{-8/5} \varepsilon^{-2/5} (\gamma We_c / \rho)^{3/5}$$

ここで、 Q は砕波にともなう空気供給量、 ε は乱流エネルギー散逸率、 r , ρ は水の表面張力、密度、また v は砕波にともなうジェット流速であり、 r_H は Hinze スケールと呼ばれる。 Q , ε , v は実験室における個々の砕波イベントに関わる量であり、他方、エネルギー散逸率 E_{diss} は波浪統計量であるが、これらの量の対応関係が究明されれば、海塩フラックス F_s を波浪エネルギー散逸率 E_{diss} に関係づけることができる。

Monahan らは、海塩フラックス F_s と白浪被覆率 F_{cov} の比例関係を基本において、海塩フラッ

クス F_S と海上風速 U_{10} の関数関係($F_S \propto U_{10}^{3.41}$)を導いている. 他方, 白浪被覆率 F_{COV} とエネルギー散逸率 E_{diss} の関係について次式

$$F_{COV} = 3.5 \times 10^{-3} E_{diss}^{1.5} \quad (3-3)$$

が提案されており [Massel(2007)⁽¹²⁾], 2つの実験式をまとめると海塩フラックスが波浪エネルギー散逸率の1.5乗に比例し, かつエネルギー散逸率が風速の2.3乗に比例するという結果が得られる. 一方, Hansonら(1999)⁽¹³⁾は波浪エネルギー散逸率 E_{diss} と風速 U_{10} の実験式として次式

$$E_{diss} = 4.28 \times 10^{-5} U_{10}^{3.74} \quad (\text{W/m}^2) \quad (3-4)$$

を提案しており, (3-4)に従えば海塩フラックス F_S はエネルギー散逸率 E_{diss} の0.91乗に比例する($F_S \propto E_{diss}^{0.91} \sim E_{diss}$).

Chomkaらは次元解析と観測データの統計処理に基づき, 汀線付近の砕波による波浪エネルギー散逸率と海塩フラックス F_S の関係について次式

$$F_S = 99.4 \times E_{diss}^{3/4} + 3.5 \quad (\mu\text{g} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (3-5)$$

を提案しており, さらにMassel(2007)⁽¹⁴⁾が示した単純次元解析によれば白浪砕波にともなう海塩フラックスは次式

$$F_S \propto \rho^{1/3} \left(\frac{\rho}{\gamma g} \right)^{1/4} E_{diss}^{2/3} \quad (3-6)$$

に従う. ここで, r , ρ , g は海水の表面張力, 密度, 重力加速度である. 従って, 海塩フラックスと波浪エネルギー散逸率のべき乗則($F_S \propto E_{diss}^n$)を採用するとして, べき n については, 3/2, 1, 3/4, 2/3など様々な値が示唆されている.

4. 沿岸砕波帯における海塩フラックス粒径分布

4-1 フラックス強度・粒径分布情報

海塩フラックス粒径分布は海塩粒子の海面上の濃度分布から推定される実効関数であることから, 海塩粒生成モデルや観測方法により, 見かけ上かなり異なった式が提案されている. Monahanら, Smithらの実験式(図1)の導き方はそれぞれ, 「白波法 (whitecap method)」, 「乾燥沈降法 (dry deposition method)」に分類されているが [Lewis and Schwartz (2004)⁽¹⁵⁾], いずれもエアロゾル・グローバル循環モデルの源関数としての利用が想定されており, 海上10m高度風速 U_{10} を外部パラメータとする点で共通する.

本論文では海岸地形・海域深淺分布を反映した波浪状態と, それに関係づけられた海塩フラックスの空間分布を考察の対象としている. 海塩フラックスは波浪状態に関わるパラメータの中で特に波浪エネルギー散逸率に関係づけられるべきものと考えられる. しかし基本式(3-1)に基づき, フラックス粒径分布をエネルギー散逸率の関数として直接, 導くことは今のところ困難である. しかし, 海塩粒子の重力落下・慣性沈降(それぞれ粒径に依存する), および湿度変化による粒径変化などの過程を採り入れ, 海塩の輸送量を正確に評価する上では, フラックス粒径分布は欠かせない情報である. 本論文では, Monahanら, Smithらによる海塩フラックス実験式M88, S98を粒径分布情報として採り入れ, かつ波浪状態を海塩フラックスに反映させるため, 次式

$$\frac{dF_s}{dr} = \frac{1}{f_0} \left[a_0(1 + a_1 E_{sf}^m) E_{sf}^m + b_0(1 + b_1 E_{wc}^n) E_{wc}^n \right] f(U_{10}, r) \quad (4-1)$$

$$f_0 = \int_0^{r_{\max}} f(U_{10}, r) dr$$

を仮定する．ここで $f(U_{10}, r)$ は粒径分布（実験式）， E_{sf} , E_{wc} は波浪モデルで想定されている「サーフ（海深変化により誘導される砕波）」，「白波（波面の形状不安定による砕波）」にともなう波浪エネルギー散逸率である．一般に，海塩フラックス生成に寄与するサーフ・白波に関する係数 a_0 , a_1 , b_0 , b_1 ，及び，べき m , n はそれぞれの砕波について異なる値と考えるとよい．また対象とする粒径範囲の粒径上限値を r_{\max} により設定する．まとめると，(4-1)の前提条件は次の2つである．

- ① 沿岸陸上部への海塩輸送に寄与する積算海塩フラックス F_s は海域内の波浪エネルギー散逸率のべき乗に比例し，海域内で変動する．
- ② 規格化フラックス粒径分布 $f(U_{10}, r)/f_0$ は海域の平均海上風速 U_{10} に依存し，対象海域において一様である．

実際，Smithらのフラックス実験式は仮定②に基づいて沿岸陸上における海塩濃度の観測データから逆算され導かれたものである．フラックス粒径分布が単一風速 U_{10} によって表されるといふ仮定は厳密には成立しないが，Monahanら，Smithらのフラックス実験式が時間平均により推定されたものであること，また海塩輸送数値モデルの検証も時間平均された観測データとの照合によることを想定せざるを得ないので，沿岸海域の海塩フラックス粒径分布に関する必要十分な情報が(4-1)により表現されているとしてよい．

4-2 粒径分布式の係数・べきの推定

次に，(4-1)の係数 a_0 , a_1 , b_0 , b_1 ，べき m , n の値を具体的に推定する．

M88, S98 は海上10m高度の風速 U_{10} の関数として与えられており，波浪エネルギー散逸率 E_{diss} と風速 U_{10} の関数関係 (3-4) を用い，これらの実験式をフラックス F_s と波浪エネルギー散逸率 E_{diss} の関係に読み替えることができる．しかし，SWANモデルによるシミュレーションから，(3-4) は風速数メートル毎秒の微風状態のべき則として必ずしも適切ではないと推測される．本論文では，風速と波浪の平衡状態に関するシミュレーション (SWAN) に基づき，Hansonらの3.74乗則に従い，微風状態にも適用できる散逸率として次式

$$E_{\text{diss}} = 3.1 \times 10^{-5} + 1.13 \times 10^{-4} (U_{10} - 1)^{3.74} \quad (\text{W/m}^2) \quad (4-2)$$

を提案する．(3-4) と比較したときの (4-2) の特徴は，風速1m/s近傍で波浪エネルギー散逸率が一定値に収束することである．(4-2) を用い，風速をパラメータとする M88, S98 をエネルギー散逸率の関数に読み替え，これに適合する補間式 (4-1) の係数・指数を定めることができる．ただし M88, S98 は海上風速 U_{10} をパラメータとする実験式であり，本来，外洋の白波による海塩フラックスに適用されるべきものであり，この場合のエネルギー散逸率は SWANモデルで定義されている白波にともなうエネルギー散逸率 E_{wc} に相当する (6-1節参照)．従ってサーフにともなう海塩フラックスとエネルギー散逸率 E_{sf} の関係が問題として残されるが，Chomkaらによる実験式 (3-5) を参考にする．

半径 $10\mu\text{m}$ 以上の海塩粒子の扱いにおいて，M88, S98 (図1 (a), (b)) の間に大きな違いが

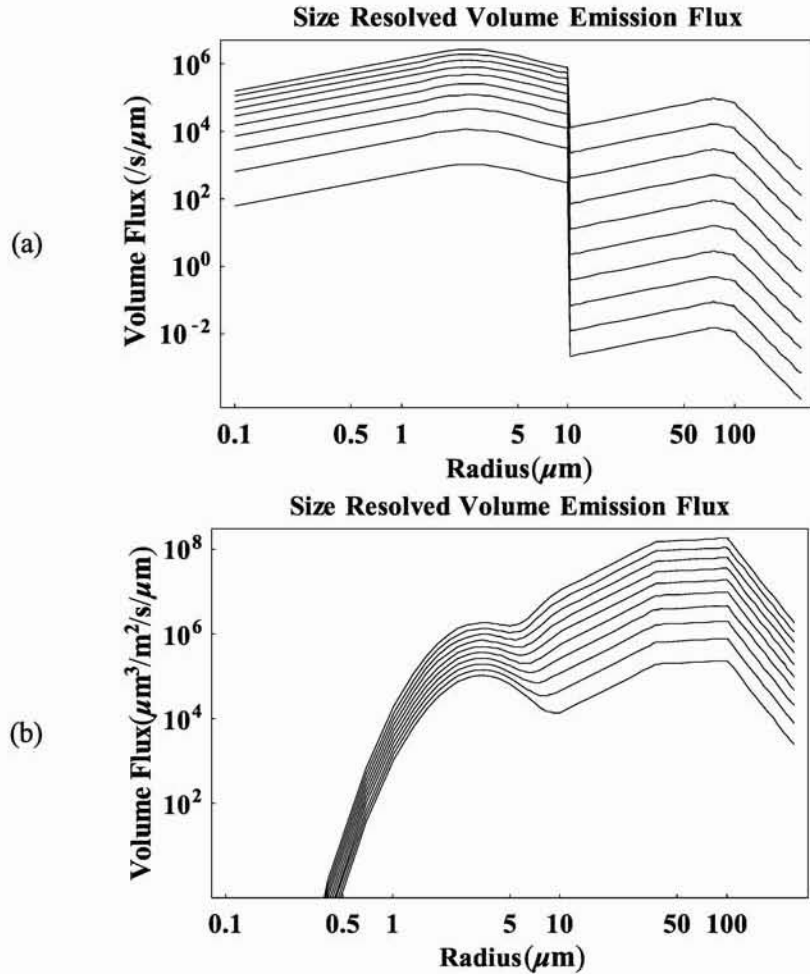


図1 体積/海塩フラックス粒径分布の風速依存性.
 (a) M88, (b) S98. 風速2~20 m/sに亘り2 m/s毎にプロット.

あるため、それらの積算フラックスの風速依存性(図2)にも大きな違いが生じる。S98はM88よりも半径 $10\mu\text{m}$ 以上の海塩粒子の寄与を相対的に大きく評価しているため、積算フラックスの風速依存性に関して両者に明瞭な違いが生じる。風速 5 m/s 以下の微風状態において、S98積算フラックスの0への収束がM88に比べて遅れる(図2)のは、微風状態でも大粒径粒子(飛沫粒子)の寄与が若干残るためである。さらに、S98積算フラックスが風速 $5\sim 20\text{ m/s}$ の範囲でM88の約30倍となる原因も大粒径粒子の寄与の差によるものであるが、こうした大粒径粒子の寄与が実際状況を反映するものか、あるいは単に実験式の定義—積分収束性の問題かは不明である。他方、M88では半径 $10\mu\text{m}$ 以上大粒径粒子の風速依存性が指数関数で表されるため、M88積算フラックスが風速 20 m/s 以上で急速に増加し、現実と乖離する問題がある。Monahanらの論文において、M88の風速依存性が、粒径(半径) $10\mu\text{m}$ 以上で因子 $\exp(2.08 U_{10})$ で表されているが、その場合、風速 $5\sim 25\text{ m/s}$ の範囲でS98、M88の積算フラックスが著しく相違する結果になる。従って、本論文ではM88の因子 $\exp(2.08 U_{10})$ を $\exp(0.87 U_{10})$ で置き換え、M88積算フラックスの風速依存性を和らげる処置をしている。

(4-2)を用いて導かれたS98、M88積算フラックスと白波エネルギー散逸率 E_{wc} の関係、及

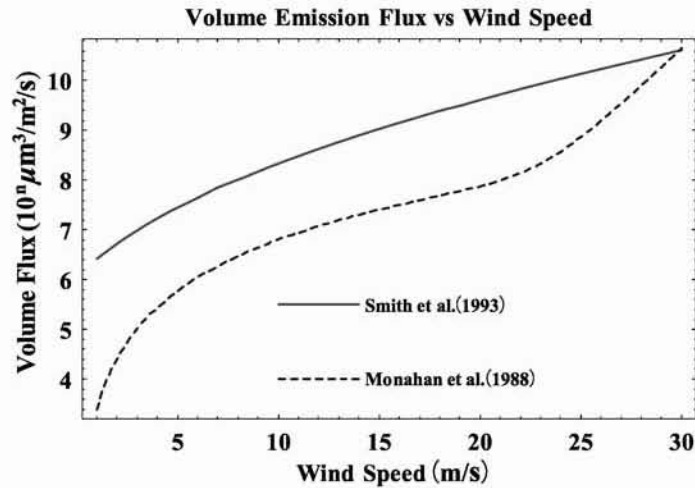


図2 積算・体積海塩フラックスの風速依存性.

実線：S98，破線：M88. 縦軸対数スケール： $n(2, 4, \dots) \rightarrow 10^n(10^2, 10^4, \dots)$

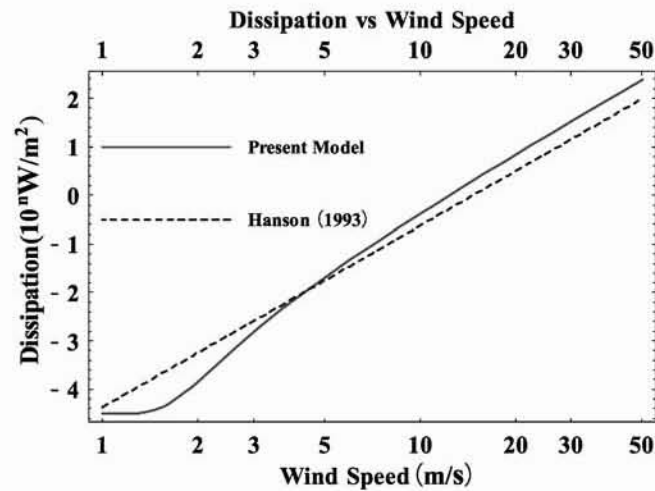


図3 波浪エネルギー散逸率の風速依存性.

破線：Hanson(1993)⁽¹³⁾ 実験式, (3-4), 実線：現モデル, (4-2).

び補間式(4-1)による積算フラックス F_S 近似式を、それぞれ、図4(a)~(c)の細実線、太実線で示す。ここで補間式(4-1)のべきを $n=0.75$ として、エネルギー散逸率1, 50 W/m²において補間式の値が積算フラックス実験式に一致するように係数 b_0 , b_1 が決定されている。この場合、係数 b_0 はS98, M88について2通り定まるが、係数 b_1 は両者に共通(=0.79)という特徴が見出される。

$$\begin{aligned}
 F_{S, sf} &= a_0(1 + a_1 E_{sf}^{0.75}) E_{sf}^{0.75} \quad (\mu\text{m}^3/\text{m}^2\text{s}) \\
 F_{S, wc} &= b_0(1 + b_1 E_{wc}^{0.75}) E_{wc}^{0.75} \quad (\mu\text{m}^3/\text{m}^2\text{s}) \\
 \text{S98} : a_0 &= 9.94 \times 10^7, a_1 = 0, b_0 = 2.66 \times 10^8, b_1 = 0.79 \\
 \text{M88} : a_0 &= 9.94 \times 10^7, a_1 = 0, b_0 = 8.76 \times 10^6, b_1 = 0.79
 \end{aligned} \tag{4-3}$$

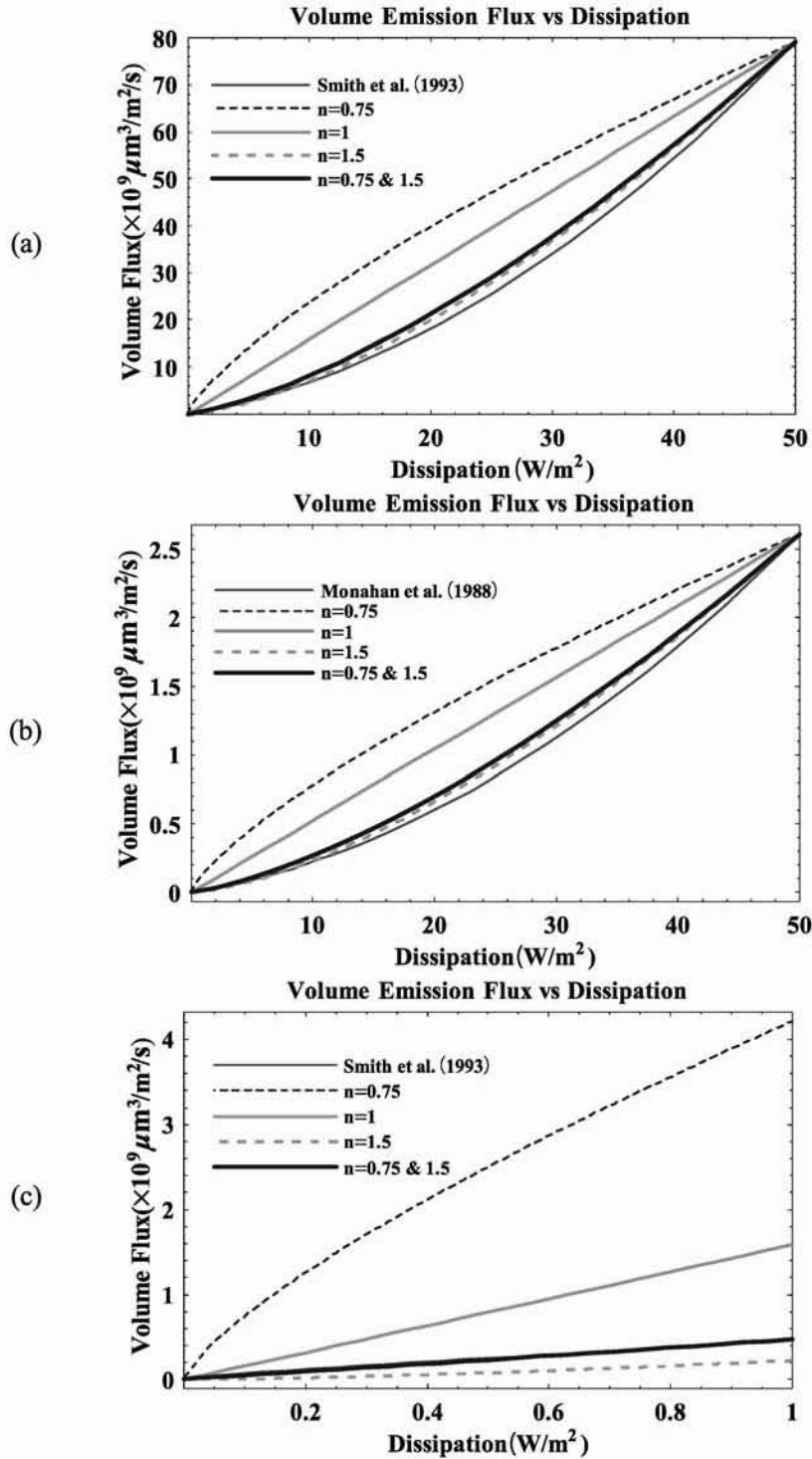


図4 波浪エネルギー散逸率 E_{wc} と積算・体積フラックス F_s .

(a) 細実線: S98 ($0.001 \sim 50 \text{ W}/\text{m}^2$) / 太実線: $F_s = b_0(1 + b_1 E_{wc}^{0.75}) E_{wc}^{0.75}$ / 細破線・薄実線・点線: $F_s = c_0 E_{wc}^n$ ($n = 0.75, 1, 1.5$), (b) 細実線: M88 ($0.001 \sim 50 \text{ W}/\text{m}^2$), 他は(a)と同じ, (c) 細実線: S98 ($0.001 \sim 50 \text{ W}/\text{m}^2$), 他は(a)と同じ.

ここで a_0, a_1 の値は (3-5) に従うものとする ((3-5) の定数項は白波の寄与を表すとして, $F_{s, wc}$ に繰り込む). (4-2) により, エネルギー散逸率の範囲 $1 \sim 50 \text{ W/m}^2$ はおよそ風速範囲 $12 \sim 34 \text{ m/s}$ に相当するが, この風速範囲における積算フラックスは (4-3) により概ね再現される (図 4). さらに, (4-3) はエネルギー散逸率 1 W/m^2 以下の静穏状態の積算フラックス実験式と概ね一致することから (図 4 (c)), (4-3) はエネルギー散逸率 $0 \sim 50 \text{ W/m}^2$ に亘って良好なフラックス補間式と言える.

5. 移流拡散方程式とその特性

5-1 移流拡散方程式と境界条件

LAWEPS (Local Area Wind Energy Prediction System) は風力発電の設置場所を選定する目的で開発された局地風シミュレーション用のプログラムであり, 総観気象データ (天気予報に用いられる) を基に中規模気象データを生成し, さらに微細地形・植生分布を反映した局地的な風向・風速分布を推定する「ネスティング」の手法を採用している. LAWEPSにおける気象モデル計算は5段階 (1次: 5 km メッシュ, 2次: 1 km メッシュ, 3次: 500 m メッシュ, 4次: 100 m メッシュ, 5次: 10 m メッシュ) に分けられ, 2次メッシュの計算結果が気象モデル出力データとして提供されている. 4次・5次の計算モデルは「工学モデル」とネーミングされ, 地形・植生情報として国土地理院データが用いられ, 計算モデルの基礎に, 乱流エネルギーとエネルギー散逸率を基本従属とする2方程式モデル ($k-\varepsilon$ モデル) が採用されている. 任意複雑地形への適用を想定し, 曲線座標が用いられており, 風速などのベクトル量は水平・鉛直の直交座標で出力される. 前述の理由からLAWEPSの出力データに基づく海塩粒子濃度の移流・拡散方程式 (定常), 地表条件を次のようにおく.

$$-u^\alpha \frac{\partial S}{\partial x^\alpha} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \left(\sqrt{g} D^{\alpha\beta} \frac{\partial S}{\partial x^\beta} \right) - (\alpha\eta |u_\alpha| a) S = 0 \quad (5-1)$$

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} (\sqrt{g} u^\alpha) = 0 \quad (5-2)$$

$$\left(\nu_d - D^{33} \frac{\partial}{\partial x^3} \right) S(x^\alpha; r) = \frac{dF_s}{dr} H(x^\alpha) \quad \text{at } x^3 = h \quad (5-3)$$

ここで, $x^\alpha, g, u^\alpha, D^{\alpha\beta}$ は曲線座標, 計量テンソル行列式, 風速, 拡散係数であり, S は海塩濃度を表す. また $\eta, \alpha (= C_f), a$ は樹幹占有率, 抵抗係数, 葉面積密度であり, $|u_\alpha|$ は風速である. 渦拡散係数 $D^{\alpha\beta}$ の等方成分 ν_t は, 乱流エネルギー k とエネルギー散逸率 ε により, 次のようにおく.

$$\nu_t = 0.09 \times \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5-4)$$

(5-3) は海塩粒子濃度 S と, 海塩フラックス dF_s/dr を結びつける境界条件である.

海塩粒子は風により移流・拡散しつつ沈降する. 地表・海面付近における重力落下・乱流拡散・ブラウン拡散効果による沈降速度を次のように与える [Wu(1980, 1982)^{(16), (17)}].

$$\nu_d(x^\alpha; r) = \frac{W_f(r)}{1 - \exp\left(-\frac{W_f(r)}{u_*^\alpha(x^\alpha)}\right)}$$

$$u_* = \begin{cases} \beta C_d(U_{10}) U_{10} & \text{for } U_{10} > 0.04 \text{ m/s} \\ 0.001 \text{ m/s} & \text{for } U_{10} < 0.04 \text{ m/s} \end{cases} \quad (5-5)$$

$$C_d(U_{10}) = \sqrt{\frac{0.8 + 0.065 U_{10}}{1000}}$$

ここで、 W_f , u_* , C_d , U_{10} は Stokes 終端速度, 摩擦速度, 抗力係数, 海面10m高度風速であり, β は, 海塩粒子濃度の摩擦速度への依存性を検査するパラメータとする.

定常移流拡散方程式系 (5-1) ~ (5-3) は粒子の海面フラックスを非斉次項 (入力項) とする線形方程式系を構成する. 従って2つの異なる入力条件 (海面フラックス), dF_1/dr , dF_2/dr に対する粒子大気濃度を S_1 , S_2 としたとき, a_1 , a_2 を定数係数として

$$L(a_1 S_1 + a_2 S_2) = a_1 \frac{dF_1}{dr} + a_2 \frac{dF_2}{dr} \quad (5-6)$$

が成立する. ここで, LS_1 は領域 (大気), 境界 (海面) でそれぞれ, (5-1), (5-3) の右辺を表すものとする. (5-6) により, 基本的な海面フラックス分布に対して濃度を求めれば, それらフラックス分布の重ね合わせに対して改めて移流拡散方程式の数値解を得る手間を省略できる.

5-2 移流拡散方程式の解析解に基づいた海塩粒子濃度粒径分布

よく知られているように温度成層がない中立境界層では渦拡散係数は $D_z \sim \kappa u_* z$ であり, ここで, κ , u_* , z はカルマン定数, 摩擦速度, 観測高度である. この場合, 海塩フラックスが一般的な海上において (5-1) ~ (5-3) は

$$W_f \frac{\partial S}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial S}{\partial z} \right) = 0$$

$$\left(\nu_d - D_z \frac{\partial}{\partial z} \right) S = \frac{dF_s}{dr} \quad \text{at } z = z_0 \quad (5-7)$$

に帰着する. (5-7) の解は

$$S(z) = \frac{1}{\nu_d(r) + W_f(r)} \frac{dF_s}{dr} \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-\frac{W_f}{\kappa u_*}} \quad (5-8)$$

となるが, 境界高度 z_0 が未決定量として残される. z_0 を文字通り 0 に近づけると, 渦拡散係数 D_z 及び (5-7) フラックス境界条件の適切さが問題になり, (5-8) は破綻する. 例えば, z_0 を海面粗度定数に選ぶとき, 最小値の目安は $z_0 \sim \nu/g \sim 0.015 \text{ mm}$ であり (ν , g は空気の動粘性, 重力加速度), 10m高度風速を 5 m/s とすると摩擦速度 u_* は 12 cm/s と評価される. 10m高度濃度の地表濃度に対する比は半径 2, 10 μm 粒子についてそれぞれ 0.93, 0.18 となり, 大粒径粒子の濃度は粗度定数に大きく依存する.

6. 数値モデルの適用

2008年5月～10月に国東半島重藤海岸において光学粒子数計測器OPCにより観測した海塩粒子濃度データと、本論文で提案した数値モデルによる計算結果を比較し、モデルを検証する。

国東半島重藤海岸の地形図、SWAN, LAWEPSによる波浪、海塩輸送の計算対象領域、海塩粒子濃度観測地点を図5, 図6に示す。

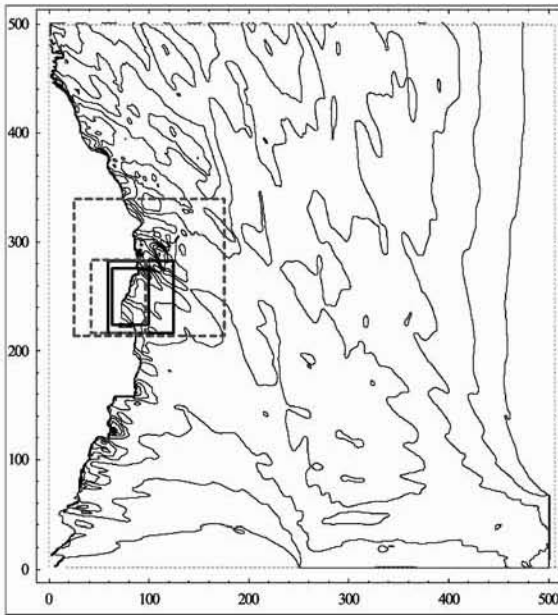


図5 SWAN, LAWEPSによる波浪、海塩輸送の計算対象領域。
実線区画：SWANの1次, 2次, 3次領域。
破線：LAWEPSの4次, 5次領域。

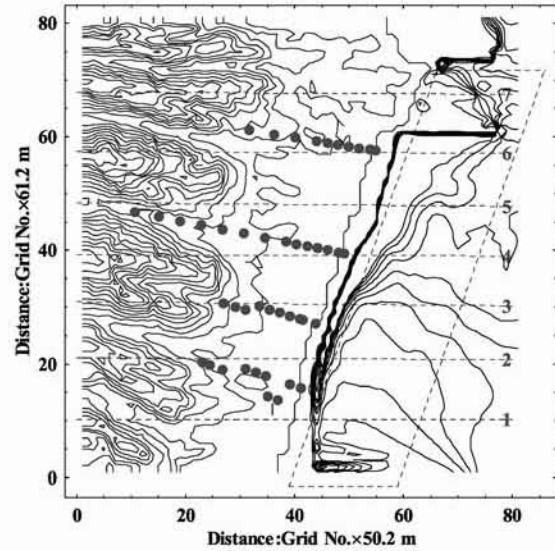


図6 LAWEPS (5次領域) の汀線・地形と濃度観測地点(●)。
上(北側)からD, A, C, B測線と呼ぶ。
測線A, B, C, Dの汀線に最も近い観測地点をA₁, B₁, C₁, D₁と呼ぶ。

6-1 SWANによる波浪計算

波浪のSWANモデルは作用保存則

$$N \equiv \frac{E(\sigma, \zeta)}{\sigma}, \quad \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \zeta} c_{\zeta} N = \frac{S}{\sigma} \quad (6-1)$$

を基本方程式に採用している⁽⁶⁾。ここで N は波浪の作用、 $E(\sigma, \zeta)$ は波浪のエネルギー密度、 σ は波浪の相対周波数であり、 ζ は平面空間・周波数空間の座標を表し、 c_{ζ} は各座標に沿った波浪の伝播速度である。右辺の S は作用の生成・散逸源から構成される源関数であり、白波(Whitecapping), サーフ(Depth-induced wave breaking)によるエネルギー散逸率 $S_{ds, wc}$, $S_{ds, br}$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 S_{ds,wc}(\sigma, \zeta) &= -\Gamma \bar{\sigma} \frac{k}{\bar{k}} E(\sigma, \zeta) \\
 S_{ds,br}(\sigma, \zeta) &= -D_{tot} \frac{E(\sigma, \zeta)}{E_{tot}} \\
 \Gamma &= C_{ds} \left(1 - \delta + \delta \frac{k}{\bar{k}}\right) \left(\frac{\bar{s}}{\bar{s}_{PM}}\right)^p, \quad \bar{s} = \bar{k} \sqrt{E_{tot}} \\
 D_{tot} &= \frac{1}{4} Q_b \left(\frac{\bar{\sigma}}{2\pi}\right) H_m^2
 \end{aligned}
 \tag{6-2}$$

ここで σ, k は波浪周波数, 波数であり, $-$ を付した記号はその記号が表す量の平均値である. E_{tot}, H_m, Q_b は波浪エネルギー, 最大波高, 砕波率である. 波浪エネルギー E_{tot} の増大と共に波面傾斜 Γ が増し, あるいは最大波高 H_m の増大と共に砕波率が高まり, それにともない白波・サーフによるエネルギー散逸率が增大する.

SWANによる波浪計算を実行するには, 計算対象領域 (図5) の波浪状態を指定する波浪計データが必要となるが, 今回の計算例では, 図5の外枠破線で示した東南境界における波浪状態を次のように設定した.

波高: 0.77m, 周期: 6.1s, 伝播方向: 北西, 角度分散: 34°

風向・風速 (海上10m高度): 南東, 5 m/s

境界から十分離れた海岸付近の波高等値線は境界で与える波浪条件に関わらず, 海岸線に平行になる傾向があり, 海底地形による影響が大きいとすれば, 波浪計データを入力としたときの波浪状態と本質的な差異は生じないと考えられる.

6-2 数値モデルと観測データの照合における制約

数値モデル計算例と照合する海塩濃度データは2008年9月18日~20日に国東半島重藤海岸で観測されたものであり, 4 測線A~Dに沿った観測位置が図6に示されている. 観測は移動測定であり, 測線ごとの観測時刻において最大5時間のずれがある (図7参照). また移流拡散計算で使用したLAWEPSデータは2000年8月4日12時の資料 (表1) であり, 観測当日の気

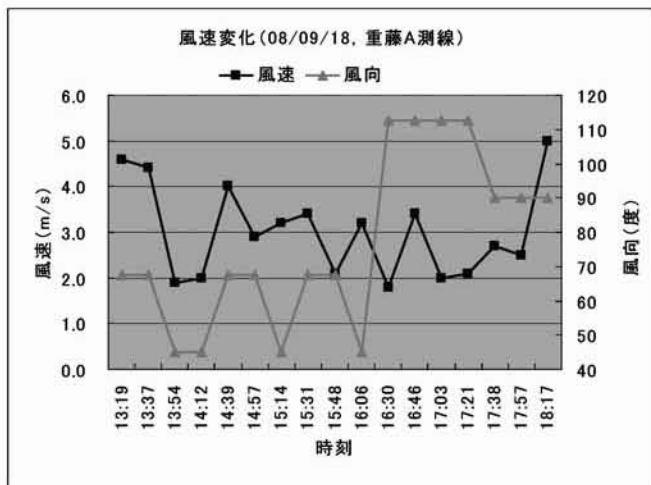


表1 移流拡散場の気象条件 (2000年8月4日)

| 海上平均 | 風向 | 風速 |
|------|------|---------|
| 4次領域 | 89° | 2.0 m/s |
| 5次領域 | 101° | 2.3 m/s |

図7 海塩濃度観測地点における風向・風速 (2008年9月18日, A測線).

象条件とは若干異なる。しかし静穏・東風（海風）という基本条件は観測の全時間に亘って一致しており、観測当日の気象データを採用した場合でも、数値モデル計算例と海塩データ（移動観測）の比較において本質的な差異は生じないと考えられる。しかし、定時の気象条件に基づいた計算濃度分布と移動観測データを照合する際は、観測時刻差による濃度分布の平滑化に注意する必要がある。

風向が一定で風速 U が十分大きいとき、海塩濃度 S が次式の単純移流モデルに従うとする。

$$U \cos \theta \frac{dS}{dx} = -\frac{wS}{h} + \frac{F}{h} \cdot H(-x) \quad (6-3)$$

$$S(x > 0) = \frac{F}{w} \left(1 - \exp\left(-\frac{w}{\alpha U}\right) \right) \exp\left(-\frac{wx}{\alpha UL}\right)$$

海岸に垂直な汀線からの距離 x に対し、濃度 S は指数関数的に減少する。ここで、 F, L, w, h, θ は海塩粒子のフラックス強度、海塩生成海域幅、沈降速度、鉛直拡散幅、風向（汀線に垂直なとき $\theta = 0$ ）であり、 $h = \alpha L / \cos \theta$ とした。これより距離 x に対する濃度 S の減少率に関わる2つの要因が存在する。第1は粒径の縮小（乾燥化にともなう）による沈降速度 w の減少[Meriaら(2008)⁽¹⁸⁾]、第2は海塩生成海域幅 L の増加とともに鉛直拡散幅 h が増加し（図16(a), (b)参照）、平均濃度への沈降速度の影響が相対的に小さくなることによる。ただし比率 α が風向の影響を受けないとすると、結局、風向による輸送距離の変化は、距離 x に対する濃度減少率に関与しないことになる。

観測時刻差のある濃度分布 S_m^* の距離 x に対する減少傾向は時間差のない分布 S_m に比べ平滑化され、弱められると予想されるので、 S_m^*, S の距離 x による減少率の相違については割り引く必要がある。以下では海岸からの距離 x に依存した海塩濃度の減少傾向を単に「距離逓減性」と呼ぶことにする。

6-3 海塩フラックス粒径分布

積算フラックス(4-3)に従い、海塩フラックス粒径分布を次のように置いた。

$$\frac{dF_s}{dr} = \begin{cases} \frac{\gamma}{f_0(U_{10})} a_0 E_{sf}^{0.75} f(U_{10}, r) \\ \frac{\gamma}{f_0(U_{10})} b_0 (1 + b_1 E_{wc}^{0.75}) E_{wc}^{0.75} f(U_{10}, r) \end{cases} \quad (6-4)$$

ここで、 γ はフラックス量の感度を測る検査パラメータである。上段、下段はそれぞれサーフ、白波によるフラックスを表し、サーフについてはChomkaらの係数、ベキ値を用い、白波については第4章の議論により推定した係数、ベキ値を用いる。以下では「白波」、「サーフ」それぞれによる海塩生成量を wc 成分、 sf 成分と呼び、粒径分布 $f(U_{10}, r)$ としてM88あるいはS98を採用したときの4通りのフラックス粒径分布を、M88- sf 、M88- wc 、S98- sf 、S98- wc とする。M88、S98の規格化係数 f_0 は、粒径分布積分範囲を $0 \sim 250 \mu\text{m}$ とすると、それぞれ $f_0 = 2.28 \times 10^6, 4.77 \times 10^7 (\mu\text{m}^3/\text{m}^3)$ である。

(4-3)に示されているように、S98、M88に対するフラックス補間式の係数 b_0 の値に約30倍の開きがあり、観測値との照合による検証が必要とされる。その場合、規格化されたフラックス粒径分布(6-4)を用いることにより、フラックス粒径分布と積算フラックスを独立な情報として取り扱い、係数 b_0 を検証する。

6-4 差分スキームにおける地表境界条件

海塩粒子の生成、拡散、沈降、吸収の諸過程は全て地表境界で生起するため、境界条件の記述方法は海塩粒子の輸送・拡散モデルにとっては最も本質的な部分である。本論文では、(5-3)、(5-5)のように地表境界条件を設定したが、さらに、その差分形を次式のように置いた。

$$S(r, 0) = \lambda S(r, h) + (1 - \lambda) \nu_d(r)^{-1} \frac{dF_s(r)}{dr}$$

$$\lambda = \frac{1}{1 + \eta \frac{\nu_d(r)}{\kappa u_*} \log \frac{h}{z_*}} \quad (6-5)$$

ここで、 $S(r, 0)$ 、 $S(r, h)$ はそれぞれ地表、及び地表から h 離れた大気層の海塩濃度（粒径 r ）であり、 ν_d 、 u_* 、 z_* は慣性沈降速度、摩擦速度、粗度長である。また κ はカルマン定数（=0.45）、 η は境界条件の影響を検査するパラメータで $\eta = 0 \sim 1$ とする。 $\eta = 0$ は反射条件（地表での粒子の吸収がない）に相当する。

(5-5) に置いた検査パラメータ β を 0 に近づけると ν_d 、 u_* は共に小さくなるので、重み係数 λ は β の影響を受けないが、(6-5) の第二項が沈降速度の逆数に比例する形で大きくなり、その結果として海面海塩濃度 $S(r, 0)$ が大きくなる。また (6-4) に置いた検査パラメータ γ の影響と合わせると、海面海塩濃度は γ/β に比例して大きくなる。

6-5 海岸に設置された人工構造物の海塩濃度への影響

海岸浸食を防止する目的で各地の海岸に離岸堤が設置され、それらの構造物により海岸の波浪状態が変化したため、潮塩飛沫による農作物への塩害が増加したという推測がなされている。離岸堤と潮塩飛沫の因果関係を究明することが本研究の動機の一つであり、離岸堤の影響に関

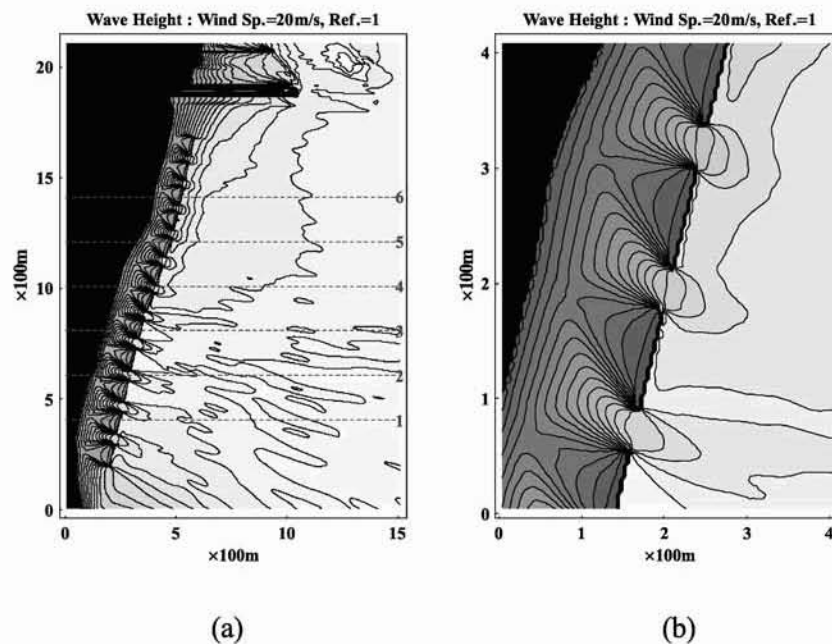


図8 離岸堤を透過する波浪の有義波高分布 (a) とその拡大図 (b).
海上風速：20m/s, 波浪反射率：100%. 右図等値線：最大値2.71m, 間隔0.14m.

するシミュレーションを試みた。波浪計算プログラムSWANには人工構造物の波浪への影響をシミュレーションする機能が含まれており、これら構造物の影響は2通りの方法で扱うことができる。一つは人工構造物のサイズが比較的大きい場合に構造物を海底地形と同様に扱う方法であり、二つ目は人工構造物のサイズが比較的小さい場合に構造物の位置・広がり「線」で表現し、構造物が波浪に与える影響を反射率・透過率で表現する方法である。反射率は構造物に入射する波浪と反射された波浪の波高の比、透過率は入射する波浪と透過した波浪の波高の比である。今回の計算では第2の方法を採用し、離岸堤による波浪反射率を2通り（0%、100%）で与え、透過率+反射率=100%とする。

離岸堤が設置されていない自然海岸では波浪の波面が汀線に平行になる傾向があるのに対し、離岸堤が設置されたとき、その前面で反射された波浪の波面（波高等値線で表される）は汀線に垂直すなわち沖合に向かって伸びる（図8）。波浪は離岸堤と汀線の間海域に離岸堤の切れ目から侵入するが、離岸堤の背後の波高は低いという結果が得られる。以下では、計算例で設定した波浪反射率を記号Refで表す。Ref=1は人工構造物の反射率が100%（完全反射）、Ref=0は人工構造物が設置されていない状態を示す。

7 観測エアロゾルの特性と数値モデルの検証

7-1 数値モデルと観測データの特徴

OPCによる観測粒径分布は半径1~5 μm の狭い粒径領域に限られるため、網羅的な粒径分布の確定が困難である。しかし、計算値・観測値の相対値に注目すると、粒径（半径）約2 μm に体積濃度の極大が現われる特徴（図11(a), (b))が計算値・観測値に共通している。他方、観測値は粒径1 μm 付近の極小値から1 μm 以下での増加傾向を示し、この点は計算値と大きく食い違うが、原因として観測エアロゾルに含まれる変質海塩粒子、非海塩粒子の比率を考慮する必要がある。

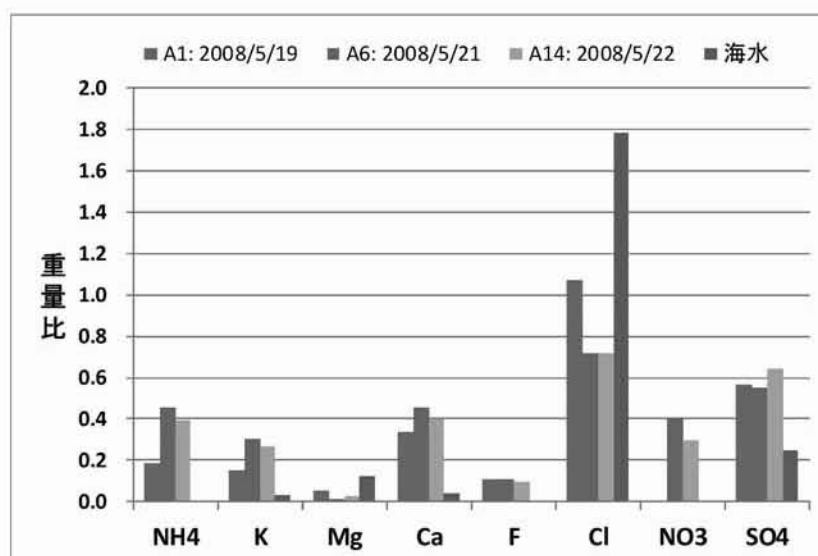


図9 海岸で採集したエアロゾルのイオン重量比 ($[\text{Na}^+]=1$)。

凡例のA₁, A₆, A₁₄は採集地点（図6）を示す。

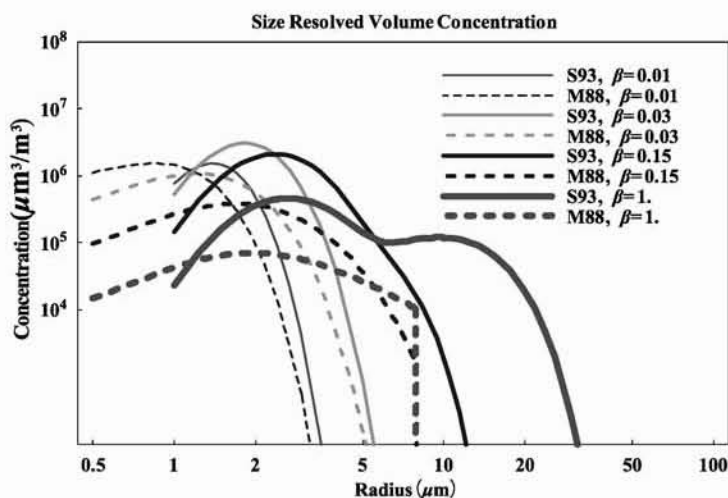


図10 海塩粒子の生成・拡散・沈降過程の平衡状態における海塩体積濃度粒径分布。

図中の曲線は(5-8)により計算された、生成フラックス：S98, M88, 及び摩擦速度 u_* ：0.17, 0.50, 2.5, 16.8 cm/sについての体積濃度を示す。 β ：0.01, 0.03, 0.15, 1が4通りの摩擦速度 u_* に対応する。海上風速 U_{10} ：5 m/s, 相対湿度60%, 境界高度 z_0 ：1 cm, 濃度評価高度：1 m。

図9はOPC観測と同時期、同一観測地点でアンダーセン・サンラーにより採集したエアロゾルをイオンクロマトグラフィーで化学分析した結果を示す。これによると採集された海岸エアロゾルのイオン比： $[Cl^-]/[Na^+]$ は海水のそれと比べて約40% (1.1:1.8)ほど低く、かつ海岸から離れるに従って比率の低下が大きくなる事が分かる。

この結果は、空気中の硫酸気体 (H_2SO_4) と海塩粒子の反応により海塩粒子内部に硫酸ナトリウム (Na_2SO_4) が蓄積する一方で塩酸気体 (HCl) が海塩粒子から離脱するためと解釈できる。滞留エアロゾルの比率は風速・地形により異なり、換気率の低い閉鎖環境では滞留エアロゾルの比率が高まると推測される。

理論式 (5-8) は本数値モデルの本質的な部分を反映しており、これとの対比から観測データの特性について一定の解釈が可能である。図10はM88-wc, S98-wcフラックスを採用し、理論式 (5-8) により計算した海塩濃度粒径分布であり、濃度評価高度、フラックス境界高度 z_0 をそれぞれ1 m, 1 cm, 海上風速を5 m/sとしている。陸上風速2~5 m/sの気象条件下で観測が実施されていることから (図7), 海上風速の推定値として妥当と考えられる。

理論式 (5-8) には海塩粒子の放出・拡散・沈降以外の過程は一切含まれていない。そのため濃度粒径分布はフラックス粒径分布を概ね反映し、 $1 \mu m$ 以下で濃度が増大するなどの観測データの特徴は現れていない。さらに摩擦速度の増大とともに粒径1~3 μm の濃度極大値が小さくなり、10 μm 以上の濃度が増大する傾向が図10の粒径分布から読み取れる。摩擦速度 u_* , 境界高度 z_0 の選び方で粒径分布が変動するが、粒径2 μm 付近の濃度の変動は相対的に小さく、この粒径における濃度はM88およびS98フラックス関数についておよそ $10^5 \mu m^3/m^3/\mu m$ に落ち着いている。この値は観測値 ($10^7 \mu m^3/m^3/\mu m$) のおよそ100分の1に過ぎない。従って観測された海塩量をwc成分のみでは説明できないことは明白であり、観測濃度を量的に説明するには、sf成分を海塩生成源に含めざるを得ない事が分かる。

7-2 海塩濃度分布の計算・観測値の比較

図11はM88フラックス関数による計算及び観測データに基づく濃度粒径分布を示し、曲線(1)、(3)は計算 wc 成分、(2)、(4)は計算 sf 成分である。(2)、(4)の大きな差は離岸堤の影響による。観測値と計算 sf 成分、 wc 成分を量的に一致させるには、(6-4)の検査パラメータ γ の値をそれぞれ $\gamma=10$ 、 $\gamma=1.5 \times 10^4$ としてフラックス量をM88- sf 、M88- wc の γ 倍に設定する必要がある。 wc 成分と sf 成分の比率は(3-5)あるいは7-1節の議論により、およそ1:100と推定されるが、この場合、1:1500となり、 sf 成分は wc 成分に比べ、およそ15倍ほど大きく評価されていることになる。しかし、6-3節に述べたようにフラックス補間式(6-4)の係数としてS98フラックス関数に対応する b_0 (M88に対応する b_0 の約30倍)を採用した場合、 wc 成分と sf 成分の比率が1:50に改善される。図12はS98フラックス関数による濃度粒径分布であり、この場合、観測値と計算値をほぼ一致させるには、M88フラックス関数の例と同様に離岸堤の波浪反射効果(Ref=0, 1)による差を除けば、 $\gamma=30$ 、 $\gamma=1.5 \times 10^3$ とする必要があり、 wc 成分

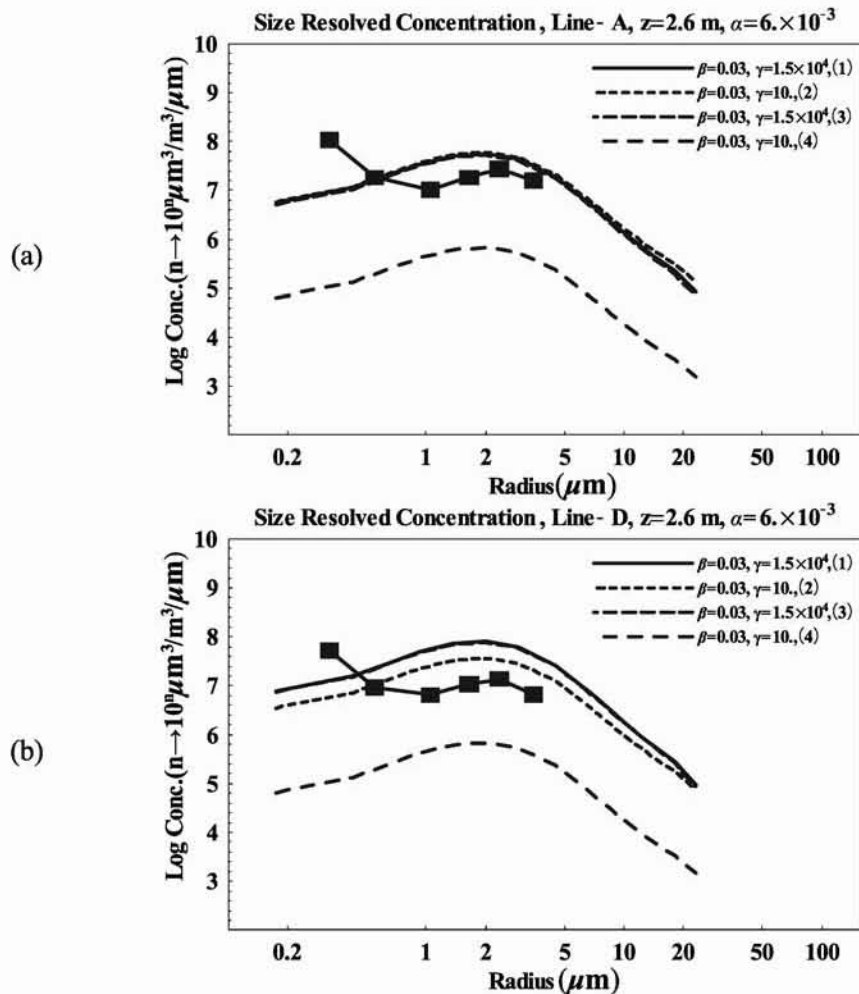


図11 海塩濃度粒径分布の観測値(■)とLAWEPS-5次領域計算値(曲線).

濃度評価高度: 2.6 m, 評価地点: (a)A₁, (b)D₁

実線(1): M88- wc , Ref=0, $\eta=0.1$ 点線(2): M88- sf , Ref=0, $\eta=0.1$

破線(3): M88- wc , Ref=1, $\eta=0.1$ 破線(4): M88- sf , Ref=1, $\eta=0.1$

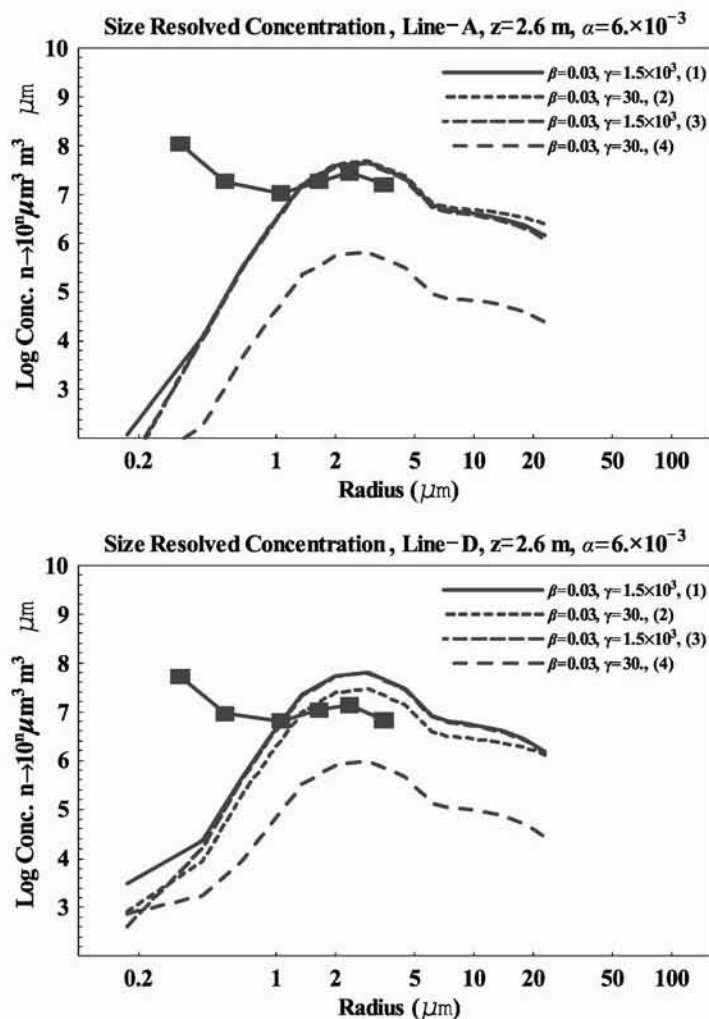


図12 海塩濃度粒径分布の観測値(■)とLAWEPS-5次領域計算値(曲線).
海塩フラックス関数: S98, 他の説明は図11と同じ.

と sf 成分の比率は約1:50となる. 従って, wc 成分の積算フラックス量に関し, より適切な情報はS98フラックス関数に含まれると解釈できる.

図13(a)は積算濃度水平分布(図6-破線3に沿う)を示すが, 予想されるように sf 成分(2), (4)は wc 成分(1), (3)に比べ汀線あるいは離岸堤付近で相対的に急昇・急減する傾向を持つこと, また離岸堤によって海塩生成量(直接には波浪の砕波)が若干抑制され, 抑制効果は wc 成分よりも sf 成分に対して強く出ることが示されている. 一方, 離岸堤による波浪反射効果も生じ, 離岸堤の前面で海塩濃度が増加し, 背後で減少する傾向が見られる.

図14は積算濃度水平分布(図6-測線A~D)の観測値と計算値を示している. 量的には sf 成分の方が観測値に近いが, 濃度分布の傾向については wc 成分の方が観測濃度の傾向に近いことが読み取れる. しかし(6-2節)に述べたように, 水平分布傾向すなわち「距離逓減性」の差異については, 観測時刻差のあるデータと比較している点で割り引く必要がある. 離岸堤による海塩生成の抑制効果が wc 成分よりも sf 成分に対して強く影響することは図13と同様である.

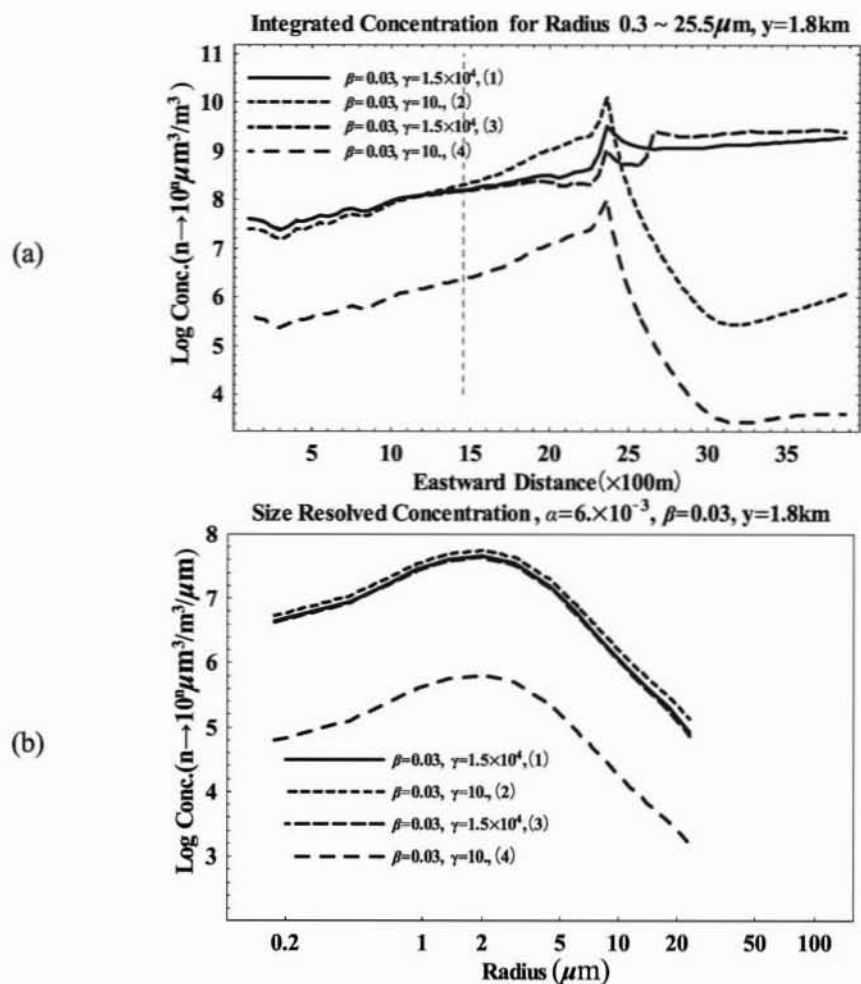
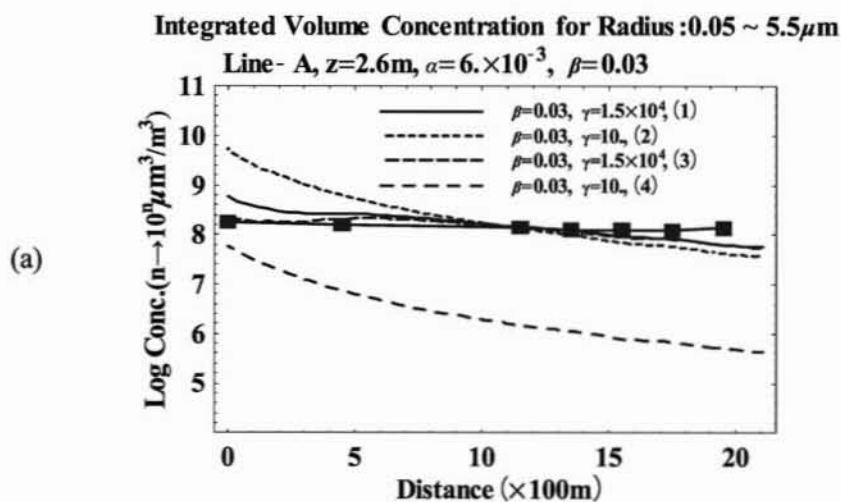


図13 5次領域の積算濃度水平分布(a)と濃度粒径分布(b).

(a)の測線を図6(北1800m, 横破線3)に示す。(b)の評価地点は(a)の縦破線(東2500m)で示されている。(a),(b)凡例は図11と同じ。



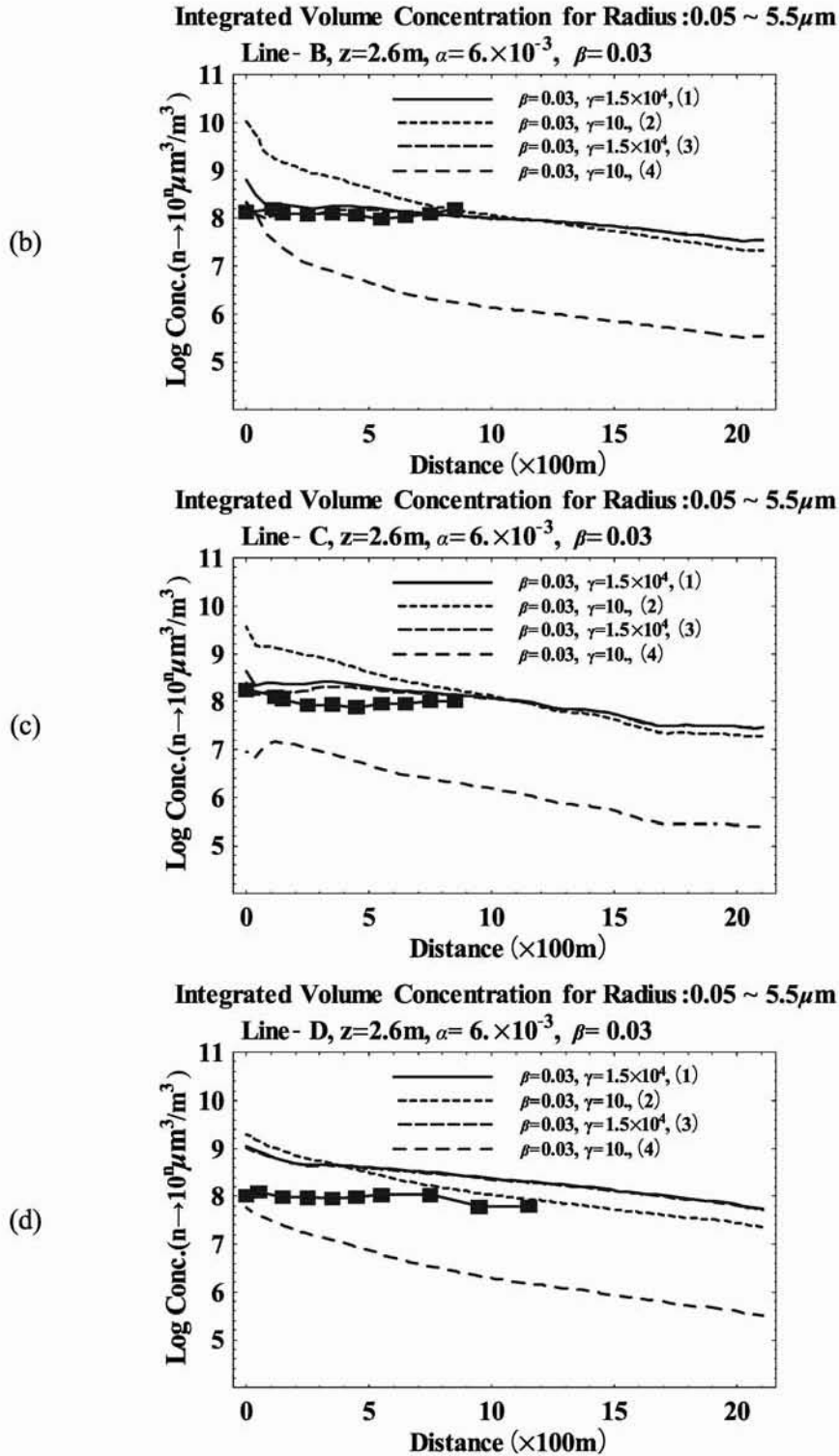


図14 積算濃度水平分布の観測値 (■)と5次領域計算値(曲線).
 (a)~(d)測線は図6測線A~Dに対応する. 曲線凡例は図11と同じ.

図15は積算体積濃度（sf成分）の水平分布であり，離岸堤の有無による差が現れていることが読みとれる．離岸堤は汀線付近の海塩濃度を減少させる効果を持つが，他方，図15の最小値等濃度線に注目すると離岸堤のあるときの方がやや広域に広がり，離岸堤がより広域に海塩粒子を拡散させる効果を持つことが読みとれる．

図17は，図15－破線（1～4）に沿う積算濃度（sf成分）の水平分布を示す．ただしこの場合，観測データは，図6－測線A～Dに沿ってのデータを東西断面に投影したものである．図11～14の説明で既に述べたように，離岸堤は汀線付近の海塩濃度を減少させる効果を持つ．計算濃度が汀線より西側で明確な「距離逓減性」を示すのに対し，観測濃度の「距離逓減性」が弱いことが目立つ．この食い違いの主な原因は観測データの観測時刻差にあると推測される（6－2節参照）．

図18は積算濃度の鉛直分布であり，汀線付近の碎波により地表高度100 m層内の海塩濃度が急増することを示している．

図19は（5-1）に導入したパラメータ α （= C_f ：森林ドラッグ）の積算濃度水平分布への影響，また陸上側の地表境界条件すなわち（6-5）に導入したパラメータ η の影響を示している． $\eta=0$ は完全反射条件， $\eta=1$ は粒子吸収－自然境界条件である． α の増大は海岸林の防風効果に増大を意味し，海岸付近の海塩濃度が急減する傾向が生じる．他方， η の効果は距離逓減率と関わり，反射条件 $\eta=0$ は距離逓減率を小さくすると予想されるが，この図の例では海岸から1.5 km以上で吸収条件（ $\eta=1$ ），反射条件（ $\eta=0$ ）の差が見られる．

図20は（5-5）に導入したパラメータ β すなわち摩擦速度 u の積算濃度水平分布への影響を示し， β が4倍になると濃度は全体に約3分の1に低下する．

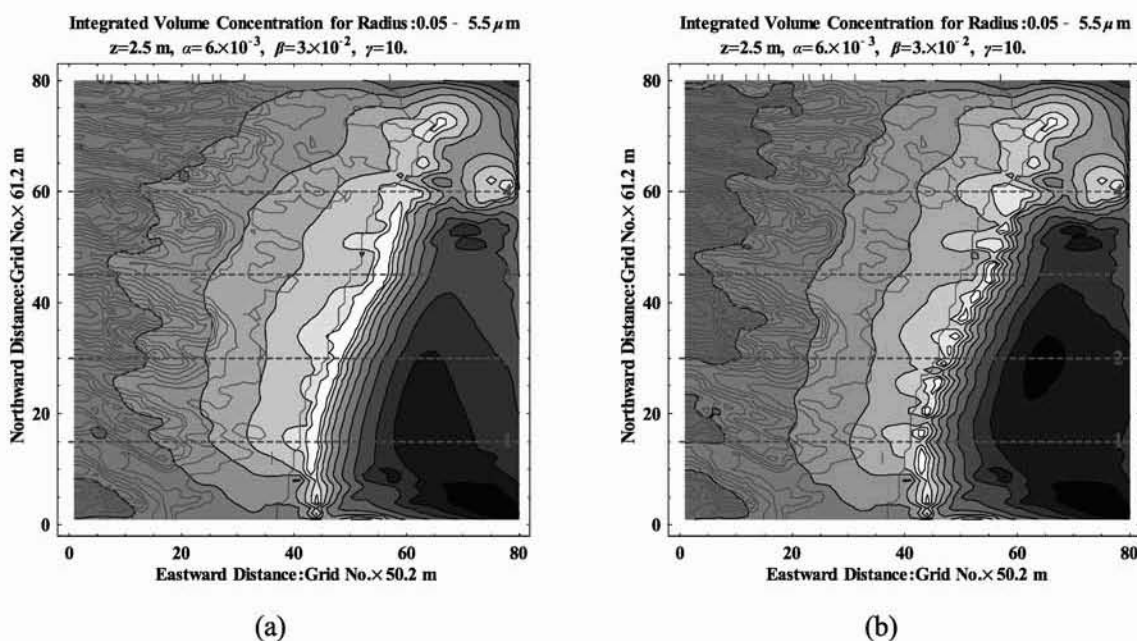


図15 積算体積濃度の水平分布（5次領域）．

濃度評価高度：2.5 m，(a) M88-sf, Ref = 0, $\eta=0.1$ (b) M88-sf, Ref = 1, $\eta=0.1$

等値線： $10^n (\mu\text{m}^3/\text{m}^3)$, $n=(4.3, 4.8, 5.3, 5.9, 6.4, 6.9, 7.4, 7.9, 8.5, 9)$

横破線の番号：下から1, 2, 3, 4

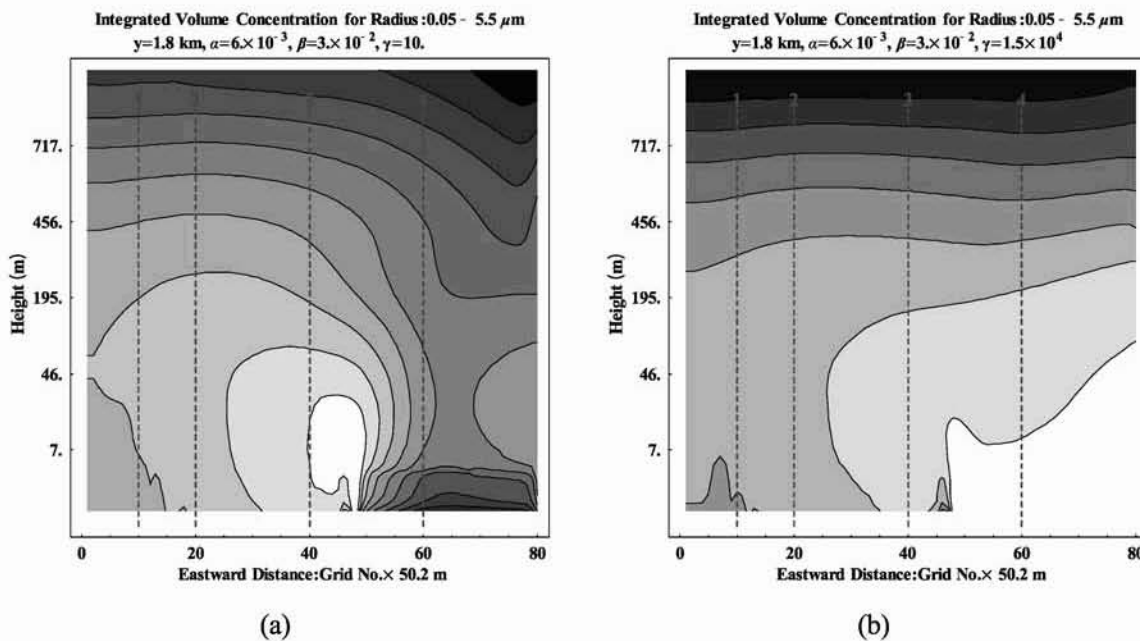
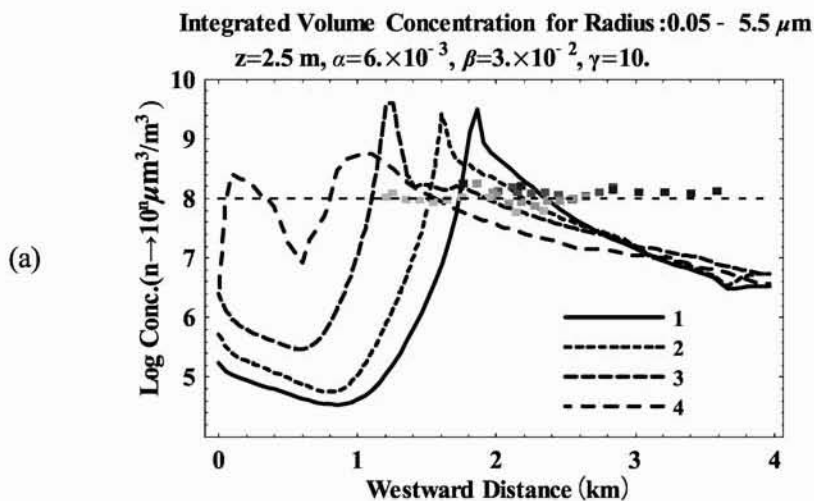


図16 積算体積濃度の鉛直・東西断面分布
 (5次領域, 東西断面の位置: 図14-破線2, 北1800m)
 (a) M88-sf, Ref = 0, $\eta = 0.1$, 等値線: $10^n (\mu\text{m}^3/\text{m}^3)$,
 $n = (1.9, 2.6, 3.3, 4., 4.7, 5.4, 6.1, 6.8, 7.5, 8.3)$
 (b) M88-wc, Ref = 0, $\eta = 0.1$, 等値線: $10^n (\mu\text{m}^3/\text{m}^3)$,
 $n = (4., 4.7, 5.4, 6.1, 6.8, 7.5, 8.3)$
 縦破線の番号: 左から 1, 2, 3, 4



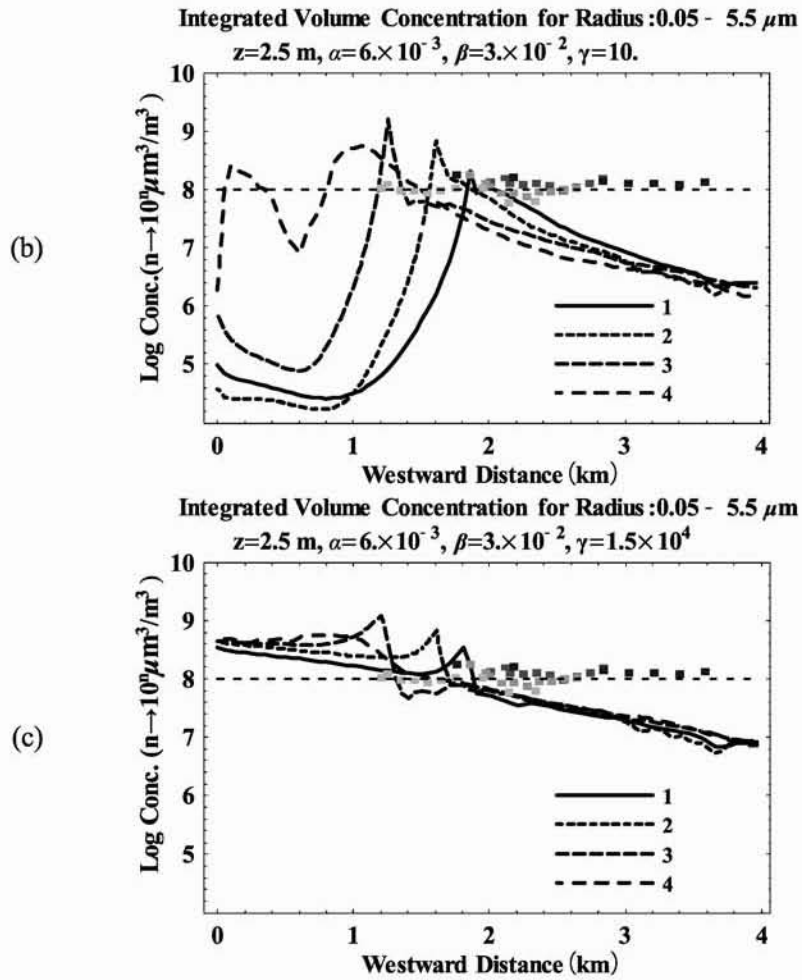


図17 図15－水平破線(1～4)に沿う積算濃度水平分布(5次領域).
 (a) M88-sf, Ref = 0, $\eta=0.1$ (b) M88-sf, Ref = 1, $\eta=0.1$
 (c) M88-wc, Ref = 0, $\eta=0.1$

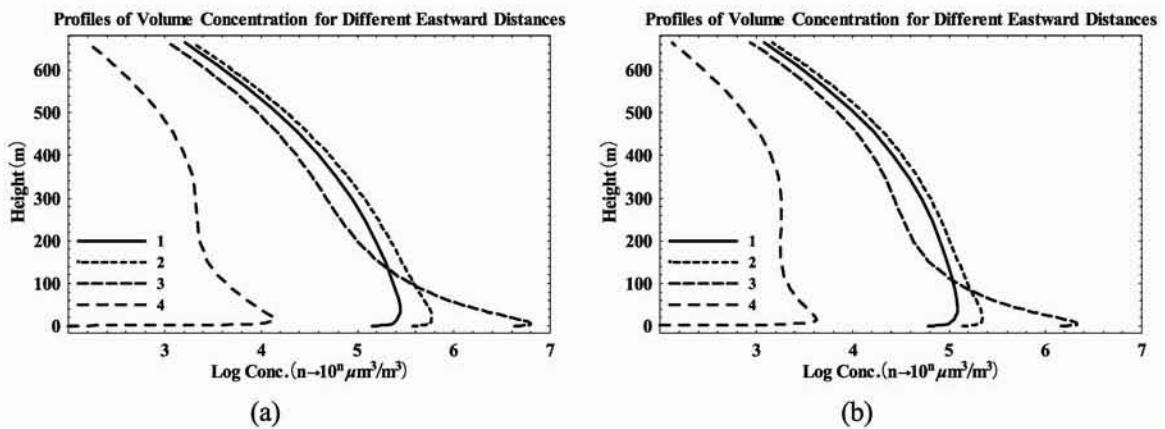


図18 図16－縦破線(1～4)に沿う積算濃度の鉛直分布(5次領域).
 (a) M88-sf, Ref = 0 (b) M88-sf, Ref = 1.

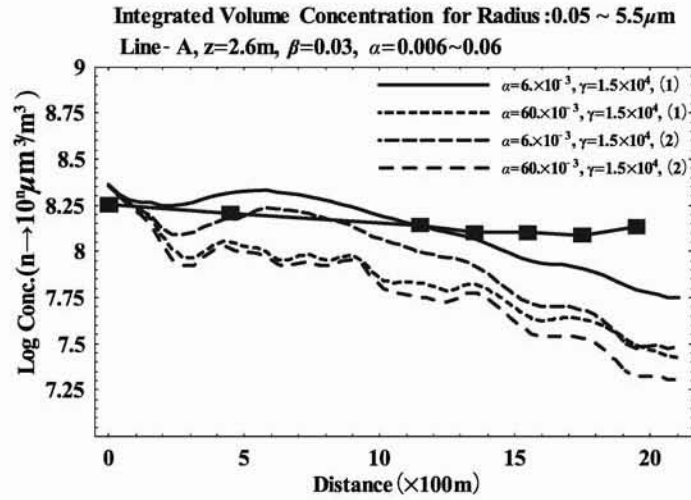


図19 積算濃度水平分布の観測値 (■) 5次領域計算値 (曲線).
 実線(1) : M88-wc, Ref = 1, $\alpha = 6 \times 10^{-3}$, $\eta = 0$,
 点線(1) : M88-wc, Ref = 1, $\alpha = 6 \times 10^{-2}$, $\eta = 0$,
 破線(2) : M88-wc, Ref = 1, $\alpha = 6 \times 10^{-3}$, $\eta = 1$,
 破線(2) : M88-wc, Ref = 1, $\alpha = 6 \times 10^{-2}$, $\eta = 1$.

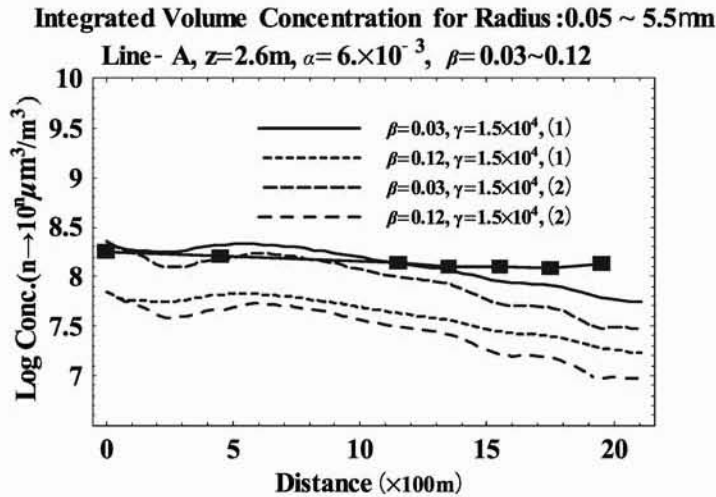


図20 積算濃度水平分布の観測値 (■) 5次領域計算値 (曲線).
 実線(1) : M88-wc, Ref = 1, $\beta = 0.03$, $\eta = 0$,
 点線(1) : M88-wc, Ref = 1, $\beta = 0.12$, $\eta = 0$,
 破線(2) : M88-wc, Ref = 1, $\beta = 0.03$, $\eta = 1$,
 破線(2) : M88-wc, Ref = 1, $\beta = 0.12$, $\eta = 1$.

8. まとめ

沿岸部の陸上地形, 海岸・海底地形, 植生分布, 人工構造物の影響を考慮した塩害 (海塩濃度) 予測システムを構想し, LAWEPS⁽⁵⁾による移流拡散場とSWAN⁽⁶⁾による波浪シミュレーションを結合した. LAWEPSの出力データの特性を活かすため一般曲線座標を用い, ①波浪による海塩生成 (Monahanら (1988)⁽²⁾, Smith (1993, 1998)^{(3), (4)}の実験式による), ②粒子の慣

性沈降・重力落下, ③乱流拡散などの過程などから構成される移流拡散モデルを提案した.

SWANによる波浪計算に基づいて海塩フラックスを評価する方法を第4章に述べたが, ①海上風速と波浪エネルギー散逸率の関係(実験式), ②海上風速と海塩フラックス量の関係(実験式)から海塩フラックス量と波浪エネルギー散逸率の関係(海塩フラックス補間式)

$$\frac{dF_s}{dr} = \begin{cases} \frac{\gamma}{f_0(U_{10})} a_0 E_{sf}^{0.75} f(U_{10}, r) \\ \frac{\gamma}{f_0(U_{10})} b_0 (1 + b_1 E_{wc}^{0.75}) E_{wc}^{0.75} f(U_{10}, r) \end{cases}$$

を導いた. フラックス補間式の特徴はフラックス粒径分布 $f(U_{10}, r)$ が[積算フラックス]×[規格化粒径分布]の形で2種類の情報に分離されている点である. Monahanら, Smithらによって提案された2つの海塩フラックス実験式に前記補間式を適合させた結果, 係数 b_1 は両者に共通な値であり, 係数 b_0 のみが両者で異なる相似関数であることが導かれた.

海塩濃度観測データとモデル計算値を照合した結果, 係数 b_0 の値すなわち積算フラックスに関するより正しい情報はSmithらの実験式の方に含まれることが判明した.

次に海塩発生量・沿岸付近海塩濃度に及ぼす海岸人工構造物(特に離岸堤)の影響についてシミュレーションを行い, 観測データとの照合により数値モデルの検証を行った. その結果, 観測された海塩濃度の大部分は汀線付近あるいは離岸堤付近で最大になる砕波から生成される海塩粒子に起源をもつこと, 離岸堤は一般に汀線付近の砕波を抑制し, 沿岸付近の海塩濃度を減少させる効果を持つが, 他方, 離岸堤の影響で海塩の低濃度域が広がる傾向が見られ, 離岸堤が海塩粒子をより広域に拡散させる影響を併せ持つことが判明した.

参考文献

- (1) Blanchard, D. C. (1954), Bursting of bubbles at an air-water interface, *Nature*, **173**, 104.
- (2) Monahan, E. C. and Woolf, D. K. (1988), Comprehensive model relating marine aerosol population of the atmospheric boundary layer to the bubble population of the oceanic mixed layer., In: Wang, T. G. (Eds), *Third International Colloquium on Drops and Bubbles*, American Institute of Physics, Montreux, pp.451-457.
- (3) Smith, M. H., Park, P. M. and Consterdine, I. E. (1993), Marine aerosol concentrations and estimated fluxes over the sea, *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, **19**: 809-824.
- (4) Smith, M. H. and Harison, N. M. (1998), The sea spray generation function, *J. Aerosol Sci.*, **29**: S189-S190.
- (5) 村上周三, 持田灯, 加藤信介 (2002), 風力発電サイト立地選定のための局所風況予測システムの開発, *日本流体力学数値流体力学部門誌*, **10**, 4, pp.300-307.
- (6) Holthuijsen, L. H. Booij, N. and others (2004), *SWAN Cycle III version 40. 31 USER MANUAL*, Delft Univ. Tech. Civil Eng. Geosci., Netherlands.
- (7) 野中善政, 川崎拓哉 (2005), 沿岸域における海塩粒子濃度の観測と解析, *宮崎大学教育文化学部紀要, 自然科学*, **13**, pp.23-33.
- (8) Wu, J. W. (1973), Spray in the atmospheric surface layer: laboratory study, *J. Geophys. Res.*, **57**: 511-519.
- (9) Chomka, M. and Petelski, T. (1997), Modelling the sea aerosol emission in the coastal zone, *Oceangia*, **39**, 3.

- (10) Garret, C. and Li, M. L., Farmer, D. (2000), The connection between bubble size spectra and energy dissipation rates in upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, pp.2163–2171
- (11) Deane, G. B. and Stokes, M. D. (2002), Scale dependence of bubble creation mechanism in breaking waves, *Nature*, **418**, pp.839–844.
- (12) Massel, R. M. (2007), *Ocean waves breaking and marine aerosol fluxes*, Springer, Heiderberg, p.205
- (13) Hanson, J. L. and Philipps, O. M. (1999), Wind sea growth and dissipation in the open ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**: 1633–1647.
- (14) Massel, R. M. (2007), *Ocean waves breaking and marine aerosol fluxes*, Springer, Heiderberg, pp.257–258.
- (15) Lewis, E. R. and Schwartz, S. E. (2004), *Sea Salt Aerosol Production : Mechanism, Methods, Measurements and Models-A Critical Review*, Geophysical Monograph **152**, American Geophysical Union, Wahington D. C., 412pp.
- (16) Wu, J. (1980), Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions, *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, pp.2172–2178.
- (17) Wu, J. (1982), Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane, *J. Geophys. Res.*, **87**, pp.9704–9706.
- (18) Meria, G. R. and Andrade, C. et al. (2008), Modelling sea-salt transport and deposition in marine atmosphere zone - A tool for corrosion studies, *Corrosion Sci.*, pp.2724–2731.