

飛砂捕捉溝に関する研究

堀川 清司* ・ 田中 寛好** ・ 畑中 勝守***
 山谷 直昭**** ・ 堀田 新太郎*****

1. はじめに

現在、日本の海岸域は臨海工業用地、道路鉄道用地、居住用地、レクリエーション用地などとして経済的に高度に利用されている。これらの区域において、季節風の卓越する冬季に隣接する砂浜より飛砂が侵入し経済活動を阻害する事態もしばしば生じており、飛砂防止工が必要とされている。飛砂防止工としては堆砂垣、前砂丘(人工砂丘)、植栽、覆工、飛砂防備林、風食防止剤の散布などがある。これらの工法は、得られる便益と必要とされる経費という観点から有効であると判断できる場合も多いが、経済的に重要な区域への飛砂侵入防止という観点(高度の阻止効果と防止工構築のための用地)からは、必ずしも十分に有効な方法であるとはいえない場合も多い。

著者らは海岸における飛砂のメカニズムの解明および飛砂防止工についての研究を継続しているが、この研究の現地観測において、砂浜に掘削した深さ1m以上、幅数m程度の凹地が砂浜上を移動する飛砂を効果的に捕捉する事実を見いだした。この性質を利用して凹地で飛砂流を遮断し飛砂を凹地に捕捉することによって、飛砂が凹地を越えて風下に移動することを阻止することが可能となり、凹地は新たな飛砂防止工法となりうるものと考えた。この工法を飛砂捕捉溝(あるいはトレンチ)と呼ぶこととする。図-1に飛砂捕捉溝の概念図を示す。飛砂捕捉溝では、トレンチ内に捕捉された飛砂の排除が必要であるが、その方法の例として図-1に、碎波帯の外から海水を取りし捕捉溝内で放水、飛砂を海水とともに汀線近傍に排除する方法、あるいは内水を捕捉溝まで導き、捕捉溝内の砂を排除する方法があることを示している。現地観測における経験や関連する研究結果より、飛砂捕捉溝の幅は数m程度が適当であると考えていたが、その根拠についてはこれまで検討していたわけではない。今

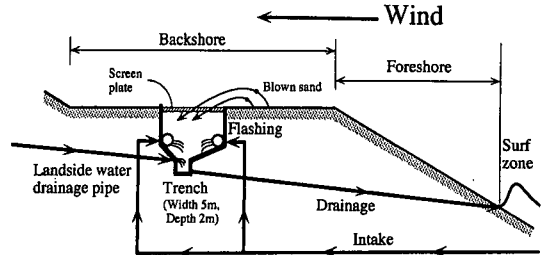


図-1 飛砂捕捉溝の概念図

回トレンチの適切な幅を定めるための方法として、トレンチの幅 B と深さ H の比(アスペクト比, B/H)の違いによるトレンチ内の流れの変化に関する風洞実験ならびに数値実験を行った。その結果、トレンチのアスペクト比が5~6程度(トレンチ深さを1mとして幅5~6m程度)がトレンチの適切な幅と判断することができた。ここに飛砂防止工としての飛砂捕捉溝(トレンチ)を提案し、その特性を報告する。

2. 飛砂捕捉溝の発想とその効果の検証の経緯

岩垣(1950)は飛砂粒子が風の乱れによって空中に浮遊状態にあると仮定し、拡散方程式を用いて飛砂現象を解析した。その結果、風が陸より海に向かって吹く場合、風速15m/s程度で浮遊する砂粒子の約99%が汀線からおおよそ7m以内の範囲に落下すると予測し、その予測の妥当性を示す事例として鳥取県河内川における幅約7mの河川による飛砂の内陸への侵入阻止の例を挙げた。筆者ら(堀川ら, 1982, 1983; Horikawa et al., 1984)は上述の岩垣の結果および Horikawa and Shen (1960)の水平全量型捕砂器の捕砂効率が高いという実験結果より、砂浜上に深さ1m以上、幅数mの凹地(トレンチ)を開削することで、飛砂量の測定が可能であると考え現地観測を実施した。その結果、深さ1m幅数mのトレンチは効果的に飛砂を捕捉することを示した。その後、Hotta and Horikawa (1993)は粒径0.3mmの砂粒子の飛行距離を風洞内で測定し、摩擦速度 u_{*} が1.0m/sであっても砂層末端より1m以内に95%以上の砂が落下する実験結果を報告した。さらに砂粒子の飛行距離の現

* 正会員 工 博 埼玉大学学長

** 正会員 工 博 (財)電力中央研究所 構造水理グループリーダー

*** 正会員 博(工) 日本大学専任講師 短期大学部建設学科

**** 正会員 工 修 西松建設(元日本大学大学院理工学研究科学生)

***** 正会員 工 博 日本大学教授 短期大学部建設学科

地観測は塩沢ら (1993) によって新潟西海岸にて実施され、ほぼ 100% に近い砂粒子が砂層末端より 2 m の範囲内に落下する観測結果が報告された。以上から、飛砂防止溝は飛砂防止工として十分に活用できると考えられる。

3. 実験施設と実験方法

3.1 実験施設

実験は幅 1.0 m、高さ 1.1 m、長さ 20 m の吹き出し型風洞において実施した。実験ではトレンチの深さを $H = 20$ cm で固定し、風洞内の観測区間 (風洞風上端より 16 m 下流) において風速分布が一様となるよう、風洞底部の勾配を変化させた。図-2 に示すように風洞底部を風洞風上端 8 m から 10 m の区間を 1/10 勾配斜面、10 m から 16 m の区間を一定としてある。実験対象となるトレンチのアスペクト比にトレンチ幅 B を合わせる方法として、高さ 20 cm、幅 1.0 m、長さ 1.0 m の木製箱を設置し、それを移動する方法を用いた。実験を実施したトレンチのアスペクト比は 1, 2, 4, 5, 6, 8, 10 および ∞ (段落ち形状) である。風速測定は熱線流速計を用いた。トレンチ風上端を原点とし、(-20 cm, +50 cm) の地点を基準風速の観測位置に定め、全実験の基準風速値を測定した。風速の鉛直分布の測定は、底部より 2~10 cm 間隔で配置された計 14 本のプローブを持つ風速アレイを用いて行った。実験に使用した熱線流速計は全方向型の風速計であり、風速の絶対値のみ測定可能なものである。従って、風速はベクトルとしては測定されていない。

流れの可視化、フローパターンの観察のため、トレーサー実験を実施した。実験に用いたトレーサーは粒径 0.1~0.3 mm の発泡スチロール球である。実験の風況は Hi-8 ビデオカメラにより撮影した。

3.2 実験方法

はじめにトレーサー実験によるフローパターンの観測を行った。アスペクト比および基準風速値を定め、トレンチ風上端原点から -1 m の地点でトレーサーを放出し、ビデオ撮影した。トレンチのアスペクト比の変化や基準風速値の変化に応じて、トレーサーを底面近傍から上方へと高さを変化させながら放出し、目視観測で流れの概略が把握できるまで観測を実施した。1 回のトレー

サー放出時間は 2~5 分であった。一連のトレーサー実験が終了し、全体の流れの状態を把握した後、改めてアスペクト比、基準風速値を変化させて風速の鉛直分布を測定した。風速鉛直分布の水平方向の測定間隔は 5~10 cm である。

4. 数値解析手法

数値実験では、流れを 2 次元非圧縮粘性流体の乱流流れと仮定し、2 次元乱流解析で広く採用されている $k-\epsilon$ 2 方程式モデルを用いて解析を行った。数値解析で使用した無次元化された基礎方程式を以下に示す。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{1}{\text{Re}} + \nu_t \right) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{1}{\text{Re}} + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + G - \epsilon \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{1}{\text{Re}} + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right\} + \frac{\epsilon}{k} (C_{e1}G - C_{e2}\epsilon) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$G = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 u_i および p はアンサンブル平均された流速ベクトルと圧力、 Re はレイノルズ数、 ν_t は乱流粘性係数、 k は乱流エネルギー、 ϵ は乱流エネルギーの散逸率、 G は乱流エネルギーの生産項である。 C_μ 、 C_{e1} 、 C_{e2} 、 σ_k 、 σ_ϵ は乱流モデルのパラメータであり、それぞれ 0.09, 1.44, 1.92, 1.0, 1.3 を用いた。これらの値は Launder ら (1974) により示された標準 $k-\epsilon$ モデルの標準的な値である。しかしながら、この標準 $k-\epsilon$ モデルを用いたいくつかの数値解析の報告 (例えば Kato and Launder, 1993) では、壁などの衝突領域 (流下方向の流速勾配が負になる領域) や逆圧力勾配流れとなる領域において過剰な乱流エネルギーが生成され、結果として過大な乱流粘性が計算に取り込まれてしまうという問題点があることが指摘されている。この問題点を克服するためのいくつかの修正 $k-\epsilon$ モデルが提案されているが、本研究では次の Kato and Launder (1993) の方法を採用する。

Kato らは乱流エネルギーが過剰に生成される原因が乱流エネルギーの生産項 G の数学モデルにあることに着目し、以下のように G を変形した。無次元パラメータの

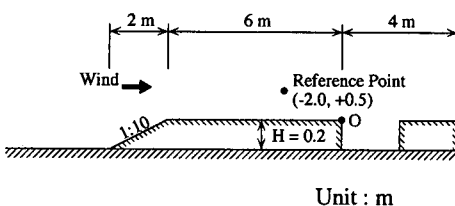


図-2 実験施設

strain parameter S と vorticity parameter Ω を

$$S = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2} \dots\dots\dots (7)$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2} \dots\dots\dots (8)$$

のように定義する。標準 k - ε モデルの生産項 G は S を用いて

$$G = \nu_t S^2 \dots\dots\dots (9)$$

のように書き表されるが、Kato らは次のような乱流エネルギーの生産項へと G を変形した。

$$G = \nu_t S \Omega \dots\dots\dots (10)$$

この修正された G は、一方向流れの場合には $\partial u_i / \partial x_j$ がほぼゼロとなるため、本来の生産項 G の値とほとんど変わらず、壁などの衝突領域では Ω がゼロに近づくため G がゼロに近くなり、結果として過剰な乱流エネルギーの生成を防ぐことになる。以上から、トレンチ内の流れ解析では、壁に衝突する流れが存在するため、Kato らの修正 k - ε モデルが有効であると考えられる。

基礎方程式の定式化には、Jiang et al. (1993) が提案した 3 段階 Taylor-Galerkin 法を用いた。この手法は、時間方向の定式化を流速修正法と 3 段階法により行い、空間方向の定式化を有限要素法を用いて行う手法である。手法の詳細と定式化された有限要素方程式は、紙面の都合上、割愛する。

数値実験におけるレイノルズ数は、実験における基準風速が 5~15 m/s、トレンチ高さが 20 cm であり、実験のレイノルズ数が 70,000~200,000 となることから、100,000 とした。数値実験で使用した境界条件を表-1 に示す。初期条件は、層流の Navier-Stokes 方程式と非圧縮連続式を先の 3 段階 Taylor-Galerkin 法により定式化して作成したプログラムを使用し、レイノルズ数 10,000 の解析を行った結果を用いた。数値実験に使用した有限要素分割は、総要素数 8,160、総節点数 8,365 の四角形双一次アイソパラメトリック要素である。解析領域はトレンチ深さ H を 1 とし、下流方向に $30H$ 、鉛直方向に $5H$ とした。

5. 実験結果

5.1 トレーサー実験より得られた流れの状況

図-3(a) に $B/H=5.0$ 、基準風速 5, 10, 15 m/s の場合のビデオ解析より得られた風況図を示す。図-3(a) 中の矢印はトレーサーの動きを示している。図において、トレンチ風上端下、段落ち部の減風域においてトレーサーの運動状態に相違がみられるが、これはトレーサーに重さがあるためであると考えられる。しかし、風速の強い部分での流れのパターンはほぼ同じである。図-3(b) に基準風速を用いて正規化した等減風率曲線を示

表-1 数値実験の境界条件

流入境界	$u_i = \bar{u}_i$ ($\bar{u}_i$ は Channel Flow の乱流計算結果) $k=0.003$, $\varepsilon=0.00015$
流出境界	$\left\{ -\rho \delta_u + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \cdot n_i = 0$, $p=0$ $\frac{\partial k}{\partial n_i} = 0$, $\frac{\partial \varepsilon}{\partial n_i} = 0$, n_i = 外向き単位法線ベクトル
壁境界	log-law による壁境界 (Launder, 1974)

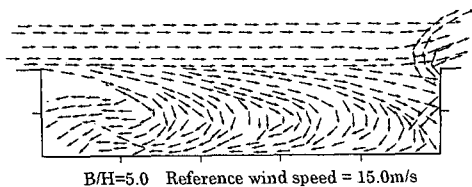
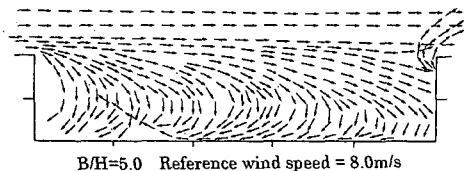
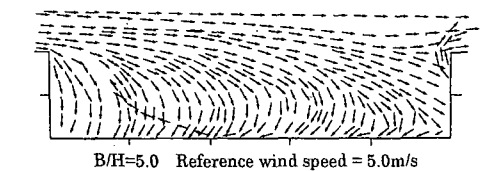
す。基準風速の値に関係なく、等減風率曲線はほぼ同じである。紙面の限りがあるので他の場合の例は示さないが、実験された全アスペクト比について同様であった。以上の結果から、基準風速が変化してもフローパターンは変わらず、流れの強さのみが変化するものと考えられる。

5.2 アスペクト比の違いによる流れの変化

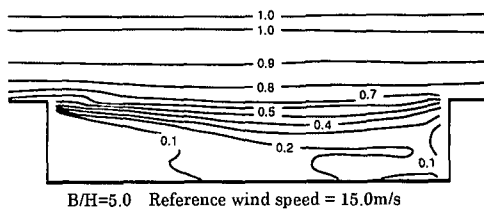
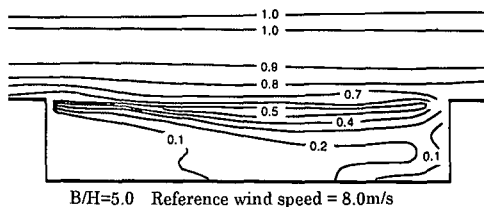
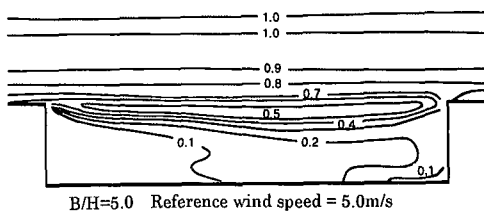
紙面に限りがあるので図は示さないが、アスペクト比 $B/H=\infty$ (段落ち形状) では、段落ち部に循環流が形成され、トレンチ風上端より約 $7H$ の位置によどみ点が生じている。よどみ点より風下側では接地した主流がそのまま底部に沿って流下している。 $B/H=10.0$ および 8.0 の場合、トレンチ内の流れはトレンチ風下端の影響を受け、よどみ点は約 $6.5H$, $6H$ と風上側に移動し、かつ主流がトレンチ底面に接地している。図-4(a) に $B/H=8.0$ の風況図を示す。 $B/H=6.0$ では主流の接地が見られず、図-3 に示したように B/H が 5.0 以下になると、もはや主流がトレンチ底面に接地することなく、トレンチ内に循環流のみが形成される。以上の結果から、トレンチ内に落下した飛砂が循環流下部の減風域にそって静止、よどみ点より風下側では接地した主流による底面へのせん断応力によって落下した飛砂の再移動が生じると考えると、トレンチ内に落下した飛砂粒子を静止の状態に保つには、トレンチ底面に主流の接地が生じない $B/H=5\sim 6$ 以下のアスペクト比にトレンチ幅を保てばよいことになる。現地におけるトレンチの深さを 1 m 以上とすれば、トレンチの幅が $5\sim 6$ m 程度であればトレンチは効率よく飛砂を捕捉することになる。これらの結果は現地における経験に一致する。

6. 数値実験結果

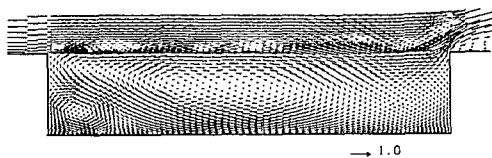
図-3(c) に $B/H=5.0$ の場合の流速ベクトル図を、図-4(b) に $B/H=8.0$ の場合の流速ベクトル図をそれぞれ示す。それぞれの流速ベクトル図は、無次元時間 $T=100\sim 120$ で平均した流速ベクトル図である。トレンチ内の循環流の様子は、数値実験結果および実験結果とも定性的に一致しているが、トレンチの隅とその近傍において両者に差異が見られる。これは実験では計測できなかった循環流による 2 次渦を数値実験が捕らえたため



(a)



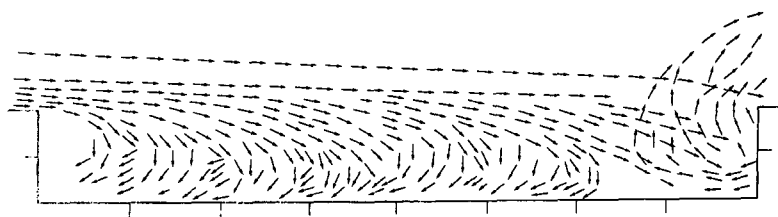
(b)



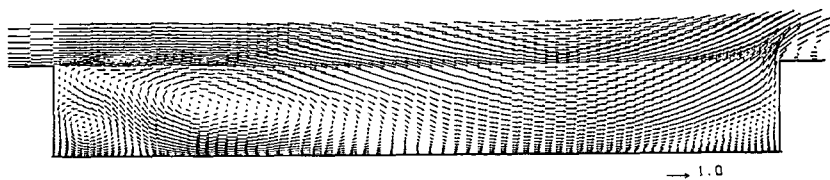
(c)

図-3 トレンチ内の風況

- (a) トレーサー実験によるベクトル図
- (b) 等減風率線図
- (c) 数値実験によるベクトル図



(a)



(b)

図-4 トレンチ内の風況

- (a) トレーサー実験によるベクトル図
- (b) 数値実験によるベクトル図

である。 $B/H=5.0$ の場合ではトレンチ内に循環流のみが形成され、 $B/H=8.0$ の場合では $6\sim 6.5H$ で主流の接地がある。これらの結果も実験結果と一致している。以上から、本研究で使用した数値実験方法は、実験より得られたトレンチ内の流れの状況を再現していると考えられる。

7. おわりに

通常、日本の海岸にみられる粒径 $0.25\sim 0.5\text{ mm}$ 程度の砂より成る平坦な砂浜で風速 15 m/s 以下の場合、この研究の成果より、幅数 m 程度のトレンチはほぼ 100% に近い飛砂量を捕捉すると考える。しかし、著者らの現地調査によれば、幅数 m の用水路を超えて道路に飛砂が堆積している例もある。このような道路に堆積した砂の粒径を調べてみると、中央粒径 0.25 m より小さいことが多い。飛砂の大部分は滑動、跳躍の運動形式によって移動しているが、浮遊の運動形式で移動している粒径の小さい砂粒子も僅かながら存在し、風速が強くなれば浮遊の運動形式で移動する砂量が多くなる。加えて現地の風は、地形の影響を受け、局所的に加速され風の乱れを増長することにより、砂粒子を長時間浮遊状態に置くことによって幅数 m を超えて飛砂を運ぶものと考えられる。より安全な飛砂防止工法を確立するには、今後、相対的に僅かな量であっても浮遊の状態の飛砂のメカニズ

ムの解明、および対策工への研究が必要である。

参考文献

- 岩垣雄一 (1950): 海岸地における飛砂について, 土木学会誌 35(6), pp. 31-35.
- 堀川清司・堀田新太郎・久保田進 (1982): 現地海浜にける飛砂量分布の観測, 第 29 回海岸工学講演論文集, pp. 269-273.
- 堀川清司・堀田新太郎・久保田進・香取完和 (1983): トレンチトラップによる現地飛砂量の観測, 第 30 回海岸工学講演論文集, pp. 303-307.
- 塩澤俊彦・中谷内信一・赤澤 守・王城重則・黒木敬司 (1993): 新潟西海岸における飛砂の現地観測, 海岸工学論文集, 第 40 巻(1), pp. 281-285.
- Horikawa, K and H. W. Shen (1960): Sand movement by wind action—the characteristics of sand traps—, U. S. Army Corp of Engrs., B. E. B. Tech. Memo., No. 119, 51p.
- Hotta, S and K. Horikawa (1993): Vertical distribution of sand transport rate by wind, Coastal Eng. in Japan, Vol. 36, No. 1, pp. 91-110, JSCE
- Jiang, C. B., K. Hatanaka, M. Kawahara and K. Kashiya (1993): A three-step finite element method for convection dominated incompressible flow, Computational Fluid Dynamics Journal Vol. 1 No. 4, pp. 447-466.
- Kato, M. and B. E. Launder (1993): The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, Proc. of 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto, 10-4.
- Launder, B. E. and D. B. Spalding (1974): The numerical computation of turbulent flow, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp. 269-289.