

波形による抵抗変調の誘発メカニズム

Drag change mechanism induced by the wavy surface

北海道大学工学院工学研究科 ○学生員 山下賢人 (Kento Yamashita)
北海道大学工学院工学研究院 正会員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)

1. はじめに

大気海洋間の運動量輸送を支配する重要なパラメータである海面抵抗係数 C_D の強風下における分布が海上10m風速 U_{10} に対して単調増加するという従来の仮定(例えば、Large and Pond, 1981¹⁾)と異なり、強風下の海面抵抗係数が減少または飽和する可能性があることが powell ら(2003)²⁾により報告された。また、室内実験³⁾や気象モデル計算⁴⁾、ゾンデと衛星観測⁵⁾においても同様な報告があり、それを考慮した海面抵抗係数の式が新しく提案されている(例えば、Zijlema et al. 2012⁶⁾)。強風下の海面抵抗係数の分布が明らかになってきた一方で、抵抗減少の詳細な現象解明には至っておらず、また、海面抵抗係数は風速だけでなく、波高や波齢など波浪条件にも依存することがわかっており、地球温暖化に伴う海水位上昇及び台風の強大化による高潮高波被害の甚大化が懸念されている中、気象モデル計算の高精度化のため、現象解明並びにモデルパラメータの修正が重要となっている。

一方で、産業分野において乱流制御により流れに対する抵抗減少手法が多く提案されており、例えばリブ構造を持つ管路流においてリブ高さを境とする流れの二層化の誘発による壁面抵抗の軽減(Busse et al. 2012⁷⁾)や進行波状壁面変形を用いたチャネル流路において壁面近傍での縦渦構造やストリーク構造の抑制による抵抗減少(Nakanishi et al. 2012⁸⁾)が報告されており、流体力学的に抵抗変化を説明する重要なメカニズムである。

本研究では任意波面上に発達する乱流境界層流れを数値的に再現し、乱流制御分野における抵抗減少との類似性をもとに、波形に並びに風速をパラメータとした海面抵抗変化が誘発されるメカニズムを解明しようとするものである。

2. 数値計算法

本研究では LES(Large Eddy Simulation)⁹⁾を用いて波面上の気流に対して流体計算を行う。計算格子には波形状に適合した境界適合格子¹¹⁾を用いる。また、波に関して深水近似での微小振幅波を仮定しており、波の位相速度と同じ速度で移動する座標系を採用する。まず、波面上に発達する乱流境界層を再現し、次に、波面流速存在下での気流の流れを解析する。

2.1 支配方程式

流体運動を記述する Navier-Stokes 式は次式で表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + g_i \quad (1)$$

式(1)にフィルター操作を行うことで次式を得る。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j} + g_i \quad (2)$$

$$\tau_{i,j} = -\nu_T S_{i,j} + \frac{2}{3} \delta_{i,j} k_T \quad (3)$$

ここで、 $\tau_{i,j}$, ν_T , $S_{i,j}$, k_T , $\delta_{i,j}$ はそれぞれ SGS 応力、渦動粘性係数、ひずみ速度テンソル、SGS 乱れエネルギー、クロネッカーのデルタである。また、 $\bar{\cdot}$ はフィルター操作された変数を表す。

SGS 乱れエネルギーを次式のように定義する。

$$k_T = \frac{1}{2} (\bar{u}_i \bar{u}_i - \bar{u}_i \bar{u}_i) = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (4)$$

式(1)に $\bar{u}_i$ を乗じてフィルター操作した式と式(2)に $\bar{u}_i$ を乗じた式との差をとることで SGS 乱れエネルギーの輸送方程式を得る。Yoshizawa ら(1985)¹⁰⁾と同様にモデル化を行うと次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_T}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k_T}{\partial x_j} = & -\tau_{i,j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{C_\epsilon k_T \sqrt{k_T}}{\Delta} \\ & + C_{kk} \frac{\partial}{\partial x_j} \Delta \sqrt{k_T} \frac{\partial k_T}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 k_T}{\partial x_j \partial x_j} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 Δ はグリッド幅で、 C_ϵ 及び C_{kk} は定数(Yoshizawa ら 1985)である。全ての変数は代表長さ L 、気体の密度 ρ 、重力加速度 g で無次元化される。式(2)と式(5)を支配方程式として計算を行う。

2.2 流体計算

流体計算は気相に関して 2 段階分離解法を適用して計算を行う。支配方程式(1)、(5)に 2 段階分離解法を適用すると移流方程式(6)と非移流方程式(7)、(8)を得る。

移流方程式

$$\frac{Df}{Dt} = 0 \quad (6)$$

ここで f は $\bar{u}_i$ および k_T である。

非移流方程式

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j} + g_i \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_T}{\partial t} = & -\tau_{i,j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{C_\epsilon k_T \sqrt{k_T}}{\Delta} \\ & + C_{kk} \frac{\partial}{\partial x_j} \Delta \sqrt{k_T} \frac{\partial k_T}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 k_T}{\partial x_j \partial x_j} \end{aligned} \quad (8)$$

移流方程式は CIP 法により流速及び SGS 乱れエネルギーの移流計算を行う。非移流方程式は予測子修正子法とマルチグリッド法とを組み合わせ、流速と圧力、SGS 乱れエネルギーを更新する。

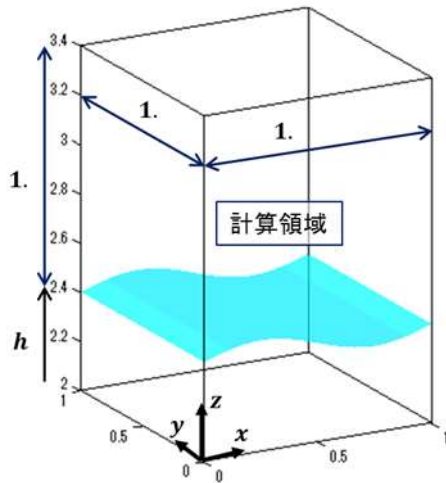


図-1 計算領域

2.3 計算条件

境界適合格子を用いており、スパン方向には一様で波向方向には以下の関係の波面上気相部の無次元数値水槽 $1.0 \times 1.0 \times 1.0$ が計算領域となる(図-1 参照)。

$$x = \xi, z = \frac{H}{2} \sin(k\xi) \quad (9)$$

ここで、 H, k はそれぞれ波高と波数である。波形状に適合した準直交スタッガードグリッドシステムが楕円型偏微分方程式により形成され、物理空間 (x, z) から計算空間 (ξ, ζ) へと数値的座標変換が行われる(図-2 参照)。両波浪条件並びに計算条件は表-1 に示してある。波向方向 (x) 及びスパン方向 (y) の側方境界には周期境界条件が、鉛直方向 (z) 上方においては速度勾配零の境界条件が数値的に与えられる。鉛直方向 (z) 下方の波面においてはCASE1 では non-slip 条件を、CASE2 では以下の微小振幅波における水面流速の式により波面に数値的に与える。

$$\begin{cases} u = \frac{\pi H \cosh k(\eta_z + h)}{T \sinh kh} \sin kx \\ w = -\frac{\pi H}{T} \sinh \frac{k(\eta_z + h)}{\sinh kh} \cos kx \end{cases} \quad (10)$$

ここで、 η_z は水面位置を示す。また、風速は x 方向の平均圧力勾配を与えることにより発生させ、無次元量でCASE1 では-2、CASE2 では0を与える。

3. 計算結果

3.1 CASE1 における流速分布

図 3 は CASE1 での波面付近における水平流速、鉛直流速、SGS 乱れエネルギーの時間変化を示す。 $t=4.0$ における波谷部($x=0.6 \sim 0.8$)の波面付近では水平流速 u は負値をとっており、層流から乱流への遷移状態にあることが分かる。また、SGS 乱れエネルギーが波谷部で波面よりやや上方に比較的大きな値が生じており、波面上における乱流境界層が発達していく様子が確認できる。

3.2 CASE2 における流速分布

図 4 は CASE2 における波面付近における水平流速、鉛直流速、SGS 乱れエネルギーの時間変化を示す。CASE2 では圧力勾配を与えていないため、波面流速に

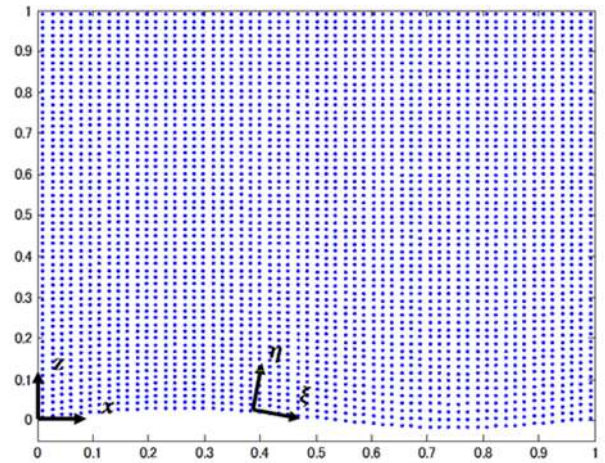


図-2 グリッドシステム

表-1 波浪条件および計算条件

波浪条件				
波高H	波長L	水深h	波速C	周期T
0.5cm	10cm	24cm	39cm/s	0.25s
計算条件				
計算領域	軸方向	グリッド幅	グリッド数	
$1.0 \times 1.0 \times 1.0$	x	0.017	60	
	y	0.017	60	
	z	0.017	60	

表-2 CASE

CASE		
	平均圧力勾配	底面境界条件
CASE1	-2	nonslip条件
CASE2	0	水面流速存在

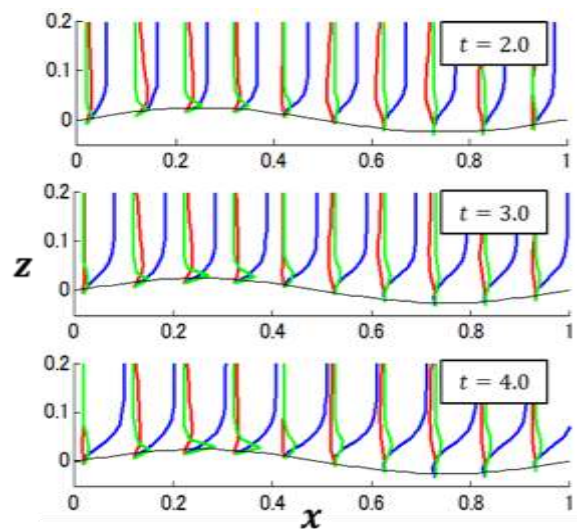


図-3 各x地点における鉛直分布の時間変化

青線 : 水平方向流速 $u \times 10^2$
 赤線 : 鉛直方向流速 $w \times 10^1$
 緑線 : 乱れエネルギー $s \times 10^1$

より風速が発生する。波速共に移動する系を考えているため波面流速は相対的に負値となり、それに引きずられて水平流速も負値となっている。波面流速存在により気流が発生し発達していく様子を確認できる。

3.3 波面上抵抗の時間変化

図 5、6 は各 CASE における抵抗の時間変化を示す。波面上での気流に対するせん断抵抗 D_f と圧力抵抗 D_p をそれぞれ波面に作用するせん断応力と圧力の水平方向成分を波面積 S で積分することにより計算し、単位面積あたりの抵抗を算出した。

$$\begin{cases} D_f = \frac{1}{S} \int_S (\tau'_{11} n_x + \tau'_{12} n_y + \tau'_{13} n_z) dS \\ \tau'_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ D_p = \frac{1}{S} \int_S (-pn_x) dS \end{cases} \quad (11)$$

ここで、 τ'_{ij} はせん断応力、 μ は空気の粘性係数、 n_i は波面の単位法線ベクトルである。図 5(CASE1)において、せん断抵抗は時間経過につれて増加を示しており、 $T < 2$ の範囲では乱流状態になっていないため波面に沿って気流が流れていることと図 3 に示したように時間と共に気流の速度が増加していることによりそれに応じたせん断応力が作用している。 $T > 2$ 以降ではせん断抵抗の増加が緩やかになっており、これは波背面付近における気流は加速しているが、波前面付近における気流は減速しており、そこでのせん断応力が小さくなっているためだと考えられる。また、 $T > 2$ 以降の圧力抵抗は減少を示しており、これは波前面で減速した気流により圧力が上昇し、波前面における正圧が気流を駆動する方向へと作用しているためだと考えられる。また、圧力抵抗は負値をとっているが、せん断抵抗と比較するとオーダーが小さいため、全抵抗は常に正値となっている。図 6(CASE2)において、せん断抵抗は減少を示しており、これは図 4 に示したように波面流速により気流が引きずられることで負値をとっているためである。圧力抵抗は CASE1 同様にせん断抵抗と比較するとオーダーが小さいため、全抵抗はせん断抵抗と同様な挙動となっている。

4. 結論

波面上に発達する乱流境界層流れを数値的に再現することができ、せん断による抵抗と圧力による抵抗を直接計算することができた。波面流速存在下における気流の流れおよび抵抗計算を解析することができた。また、波面流速存在下において圧力勾配を与えることで波上の気流の流れをより再現できると考える。

参考文献

- 1) W.G.Large and S.Pond : Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds, J. Phys. Ocean.、11、324-481、1981
- 2) Mark.D.Powell et al. : Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones、Nature Publishing Group、Vol.422、2003

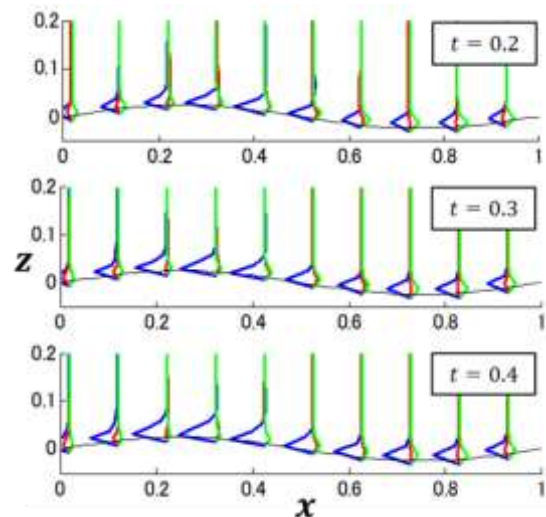


図-4 各x地点における鉛直分布の時間変化

青線：水平方向流速 $u \times 10^2$
赤線：鉛直方向流速 $w \times 10^1$
緑線：乱れエネルギー $s \times 10^1$

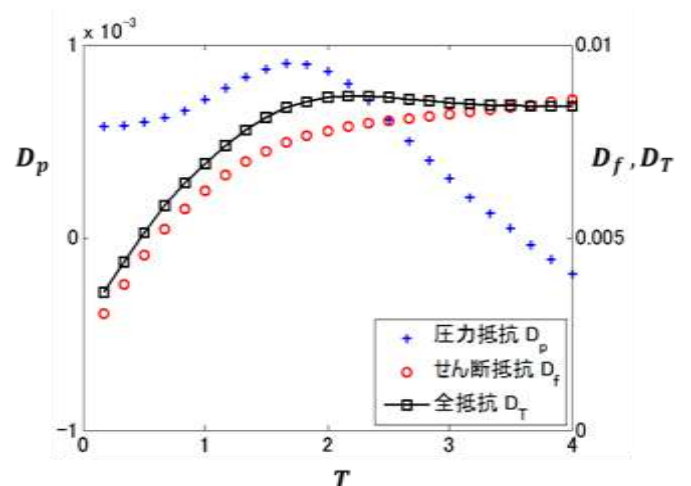


図-5 CASE1 抵抗の時間変化

左縦軸： D_p
右縦軸： D_f および $D_T (= D_p + D_f)$

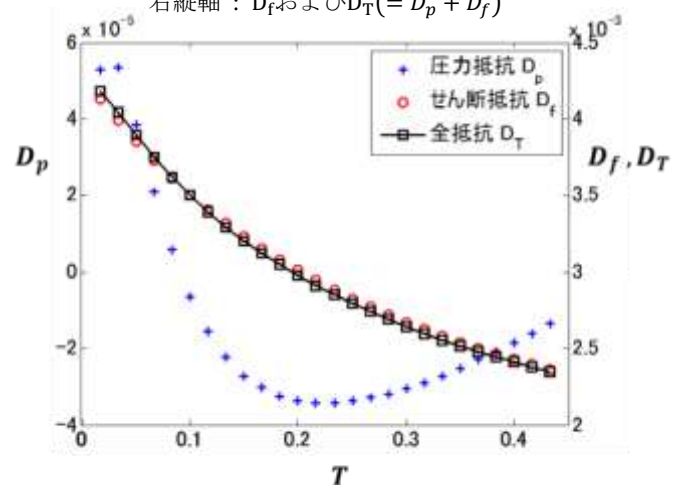


図-6 CASE1 抵抗の時間変化

左縦軸： D_p
右縦軸： D_f および $D_T (= D_p + D_f)$

- 3) Donelan et al. : On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds、Geophys. Res. Lett.、31、2004
- 4) Moon et al. :Effect of surface waves on air-sea momentum exchange. Part2: Behavior of drag coefficient under tropical cyclones、Journal of the atmospheric sciences、Vol.61、No.19、pp.2334-2348
- 5) Black et al. : Air-sea exchange in hurricanes: synthesis of observations from the coupled boundary layer air-sea transfer experiment、Bull.Am.Meteorol.Soc.、88(33)、357-374、2007
- 6) Zijlema et al. : Bottom friction and wind drag for wave models、Coastal Eng.、65、pp.19-26、2012
- 7) A.Busse et al. : Change in drag, apparent slip and optimum air layer thickness for laminar flow over an idealized superhydrophobic surface、J. Fluid Mech.、Vol.727、pp.488-508、2013
- 8) Nakanishi et al. : Relaminarization of turbulent channel flow using traveling wave-like wall deformation、International Journal of Heat and Fluid Flow、35、152-159、2012
- 9) Yasunori Watanabe et al. : Free-Surface flows under impacting droplets、Journal of Computational Physics、227、2344-2365、2008
- 10) Yoshizawa et al. : A Statistically-Derived Subgrid-Scale Kinetic Energy Model for the Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows、Journal of the Physical Society of Japan、Vol.54、No.8、pp.2834-2839、1985
- 11) 渡部ら : 波動乱流境界層の三次元化と乱流拡散に関する研究、海岸工学論文集、第49巻、76-80