

高波形勾配に起因する海面圧力抵抗の増大

Steepness waves increase wave surface pressure drag force

北海道大学工学院 ○学生員 山下賢人(Kent Yamashita)

北海道大学大学院工学研究院 正会員 渡部靖憲(Yasunori Watanabe)

1. はじめに

海上の風は波浪を発生させ、大気から海洋へと運動量を輸送する一方、継続的な吹送により発達した波浪は大気境界層中の粗度として作用し、風を減衰させる。この大気海洋間の運動量交換を支配する海面抵抗係数は、低風速($U_{10} < 20$ m/s)では海上風速 U_{10} に対して線形増加することが多くの研究によって示されている(e.g. Large and Pond (1981)^[1], Wu (1980)^[2]). しかしながら、高風速に対しては科学技術的問題から計測することができず、低風速時の傾向を高風速時へと外挿することにより、抵抗係数が線形増加するという保証のない仮定のもとモデル化され、これまで気象モデル計算が行われてきた。一方、Powellら(2003)^[3]はハリケーン直下においてGPSドロップゾンデを放出することで、暴風下での風速プロファイルの計測に成功し、風速 30 m/s を超える強風下において、抵抗係数が風速に対して減少または飽和する可能性があるという現行モデルの有意な不確実性を指摘している。このPowellらの発見以来、強風下における抵抗係数の減少機構を解明することを目的として多くの研究が行われ(e.g. Donelanら(2004)^[4], Bye and Jenkins(2006)^[5]), 抵抗減少の要因として、強風下における継続的な砕波に伴う粗度として作用する波浪規模の抑制や飛沫放出、気泡混入による海洋界面における気液混合層の発達による要因、あるいは高波浪に誘発される気流のはく離や風向きに回転軸をもつストリーク渦の形成といった乱流境界層によるものが考えられている。

著者ら^[6, 7]は、後者の乱流境界層に係る要因に着目し、数値実験により風速、波形勾配、波面境界の異なる進行波浪上の乱流境界層流れを解き、現行の手法である平板上乱流境界層理論に基づいた対数則とCharnockの式から見積もった抵抗係数と数値的に算出した抵抗係数とを比較することで、これらの間に有意な差異があることを明らかにし、波浪上の風速分布が乱流境界層理論では記述できず、既存の抵抗係数モデルが実際の海面抵抗を過大評価している可能性を指摘している。本研究は、波長が異なるケースを加え、風速、波長、波形勾配の異なる条件下で乱流境界層流れを解き、これらパラメータの粘性抵抗、圧力抵抗への寄与を見積もることを目的とする。

2. 数値計算法

本研究では、三次元Large Eddy Simulation (LES)により、風洞水槽で再現される波浪スケールに対して風速、波浪パラメータの異なる進行波浪上風流乱流境界層流れを解いた。波面に作用する粘性抵抗、圧力抵抗を数値的に求めることで、これらパラメータの海面抵抗への寄与を見積もった。通常、波浪上の流れは波面形状を変化させるものではあるが、波速が風速に対して十分に小さい場合、波浪上の乱流構造は波状固体壁面上の流れと類似した性質を持つことを踏まえ(Komori(1996)^[8]), さらに、波面形状による海

面抵抗への影響を見積もるため、あえて固定した形状を用いた。

2.1. 境界適合座標系

Cos波の波面形状に適合した準直交座標系(ξ, ζ)において計算を行った。座標系(ξ, ζ)は水位座標 $z = H/2 \cos(2\pi x/L)$ を底面境界条件として次の楕円型偏微分方程式を満たすように順次計算を行って生成し、数値的座標変換が行われた(図-1参照)。 $y(= \eta)$ 軸方向には一様な波面形状である。

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(F \frac{\partial x}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{F} \frac{\partial x}{\partial \zeta} \right) = 0. \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(F \frac{\partial z}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{F} \frac{\partial z}{\partial \zeta} \right) = 0. \quad (2)$$

ここで、

$$F = \sqrt{\left((\partial x / \partial \zeta)^2 + (\partial z / \partial \zeta)^2 \right) / \left((\partial x / \partial \xi)^2 + (\partial z / \partial \xi)^2 \right)}$$

であり、 $x_i = (x, y, z)$, $\xi_i = (\xi, \eta, \zeta)$ はそれぞれ物理空間座標、数値空間座標である。

2.2. 流体計算

非圧縮性を考慮した流体運動を記述するNavier-Stokes式は次式で表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + g_i. \quad (3)$$

流体計算には式(3)に対してフィルタリングを行い、境界適合座標系に変換した次式を用いる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_k} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi_k} - \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \xi_k} \\ &+ \nu \left(\frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_l}{\partial x_j} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial \xi_k \partial \xi_l} + \frac{\partial^2 \xi_k}{\partial x_j^2} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_k} \right) + g_i. \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 u_i , ρ , \bar{p} , τ_{ij} , ν , g_i はそれぞれ、流速、密度、圧力、SGS(Subgrid-scale)応力、動粘性係数、重力ベクトルである。上線 $\bar{\cdot}$ はGS(Grid-scale)変数を示す。式(4)に対応するSGS乱れエネルギーの輸送方程式は、

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

ここで、 $k_T = \overline{u'_i u'_i} / 2$, Δ はそれぞれ、SGS乱れエネルギー、フィルター幅であり、定数 C_ϵ , C_{kk} はYoshizawaら(1985)^[10]と同一の値を使用した。全ての変数は波長 L , 気体密度 ρ ,

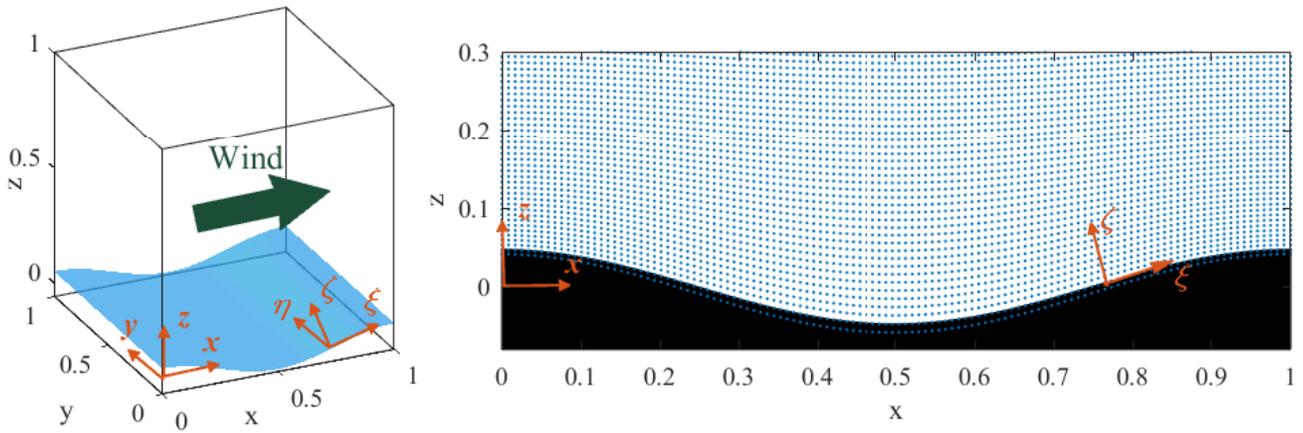


図1 計算領域(左), 波面近傍におけるグリッドシステム(右)

重力加速度 g により無次元化される。

式(4), 式(5)を支配方程式とし, 計算精度が既に保証されているWatanabeら(2008)^[11]と同様な方法で計算を行った。つまり, 式(4), 式(5)に二段階分離法を適用し, 移流相と非移流相に分離し, 移流相についてはCIP法により流速及び乱れエネルギーの移流計算を行い, 非移流相については予測子修正子法とMulti Grid法の組み合わせにより流速, 圧力, 乱れエネルギーを更新する。

計算領域は図-1に示す一辺を一波長 L とする立方体とし, Cos波の波速と共に移動する移動座標系を採用した。上面では速度勾配零の境界条件, y 軸方向並びに x 方向の側面では周期境界条件が与えられる。本論文で示す波浪上の流れ場は波面境界条件としてNon-slip条件を与え, 波形勾配の異なるCase1($H/L=0.05$)並びにCase2($H/L=0.1$)に対して波向き(x 軸)方向に一定の圧力勾配 $\alpha = -0.5$ を与えることで風を発生させる。他ケースの条件や波浪パラメータの条件は表-1にまとめてある。

波面に作用する海面抵抗 D_T は粘性抵抗 D_V と圧力抵抗 D_P の和とし($D_T = D_P + D_V$), それぞれ以下の式で算出した。

$$D_V = \frac{\mu}{A} \int_A (s_{11}n_x + s_{12}n_y + s_{13}n_z) dA, \quad (6)$$

$$D_P = -\frac{1}{A} \int_A \bar{p}n_x dA. \quad (7)$$

ここで, ν , A , s_{ij} , n_i , \bar{p} はそれぞれ, 粘性係数, 波面面積, 歪テンソル, 波面における法線ベクトル, 波面に作用する圧力である。

表1 波浪条件

Case	L[cm]	H[cm]	H/L	α	Bottom B.C.
1	10	0.5	0.05	-0.5	Nonslip
2	10	1.0	0.1	-0.5	Nonslip
3	6	0.3	0.05	-2.0	Nonslip
4	6	0.6	0.1	-2.0	Nonslip
5	6	0.6	0.1	-2.0	Wave orbital velocity

3. 計算結果

3.1. 波浪上の流れ

図-2は高波形勾配を与えたCase2($H/L = 0.1$)における波浪上に形成される渦構造の分布を示す。波浪上の風場は一定の圧力勾配の下, 無風の初期状態から風速が増大していく。流れ場は始め層流状態を保ち, その後 y 軸方向を回転軸とする二次元渦構造の形成と放出が繰り返される領域(図-2a参照), そして x 軸方向を回転軸とするヘアピン渦やストリーク渦といった三次元渦構造が形成される領域を経て(図-2b参照), 最終的に小渦が広範に分布する乱流領域へと遷移する(図-2c参照)。他ケースにおいても同様な遷移を示したが, 低波形勾配であるCase1($\alpha=-0.5$)並びにCase3($\alpha=-2$)では, 同一圧力勾配条件下の高波形勾配波浪と比較すると層流状態を示す領域が長くみられた。これは幾何学的粗度である波形勾配が小さくなることで空気力学的粗度も小さくなり, 遷移領域に至るまで風速がある程度増大する必要があるためと考えられる。

図-3はCase1($H/L = 0.05$)とCase2($H/L = 0.1$)における二次元渦構造が形成される遷移領域(図-3a, c)及び小渦が広範に分布する乱流領域(図-3b, d)の流線とSGS乱れエネルギーの分布を示す。Case2では高波形勾配によりはく離渦の規模が増大し, さらに, 乱流領域では波峰より上方に乱れエネルギーが放出され乱流境界層厚さが顕著に増加し, 波形勾配の差異は波浪上の流れ場に大きな影響を与える。

3.2. 圧力抵抗・粘性抵抗の寄与

図-4は数値的に求めた全海面抵抗 D_T , 粘性抵抗 D_V , 圧力抵抗 D_P 及び, 全抵抗 D_T に対する圧力抵抗 D_P の寄与の遷移を示す。全抵抗は高波形勾配であるCase2はCase1と比較すると顕著に増加しているが(図-4a $10 < t(g/L)^{1/2}$), 両Case共に波浪上の流れに応じて類似した遷移を示した, 層流的な挙動を示す領域(Case1, $t(g/L)^{1/2} < 12$; Case2, $t(g/L)^{1/2} < 6$)ではわずかに増加後ほぼ一定となり, 二次元渦構造が形成される領域では(図-2a参照), 渦の生成と放出に正負に振動する抵抗が生じる(Case1, $12 < t(g/L)^{1/2} < 17.5$; Case2, $6 < t(g/L)^{1/2} < 17$)。三次元渦構造が波面に形成される領域では(図-2b参照), 大きな振動は収束し比較的安定した抵抗を示すが(Case1, $17.5 < t(g/L)^{1/2} < 19$; Case2, $17 < t(g/L)^{1/2} < 20$), この渦構造が崩壊し小渦が形成される乱

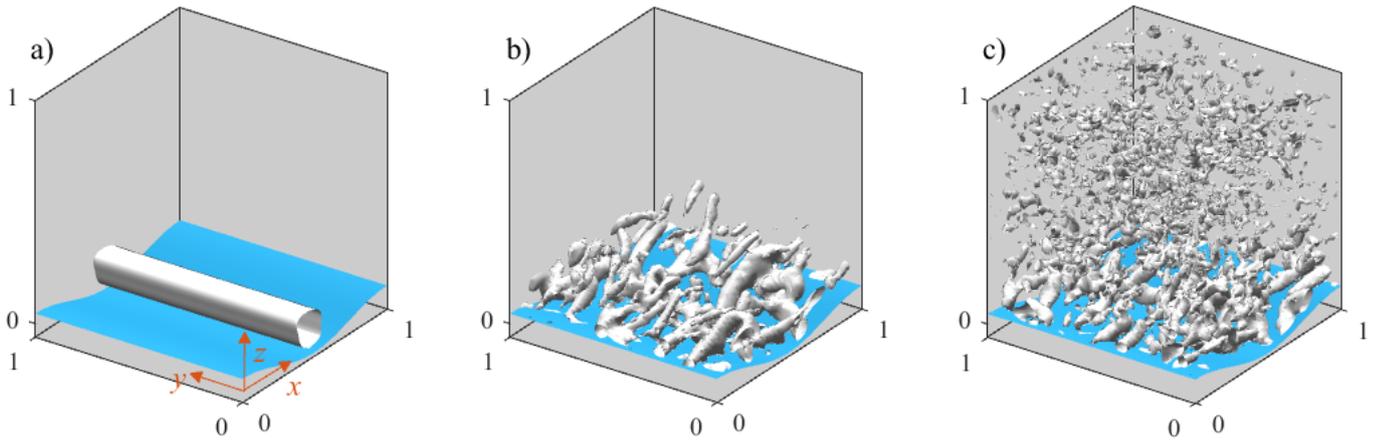


図2 Case2($H/L = 0.1$)における波浪上の渦構造, a) $t(g/L)^{1/2} \approx 14.6$, b) $t(g/L)^{1/2} \approx 17.4$, c) $t(g/L)^{1/2} \approx 28.7$.

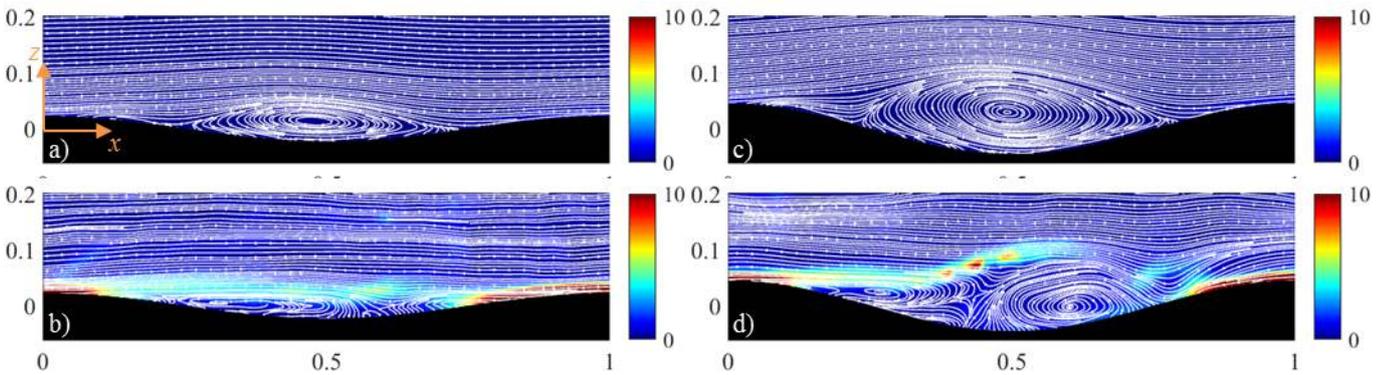


図3 波浪上の流線と乱れエネルギーの分布. Case1(左a: $t(g/L)^{1/2} \approx 16.8$, b: $t(g/L)^{1/2} \approx 26.3$), Case2(右c: $t(g/L)^{1/2} \approx 14.6$, d: $t(g/L)^{1/2} \approx 28.7$).

流域(図-2c参照)では大きな振幅を有する高周波の抵抗変動が生じる(Case1, $19 < t(g/L)^{1/2}$: Case2, $20 < t(g/L)^{1/2}$). 粘性抵抗(図-4b)は二次元渦構造が消滅し三次元渦構造が形成される位相(Case1: $t(g/L)^{1/2} \approx 18$, Case2: $t(g/L)^{1/2} \approx 16$)において急増し、それ以降の領域では波形勾配が異なるにも関わらず両ケース共におよそ等しい値であるため、粘性抵抗は波形勾配に依存せず、三次元渦構造が形成される領域以降では風速あるいは波長に依存することが考えられる。圧力抵抗(図-4c参照)はCase2において顕著に増加しており、全抵抗の増加はこの圧力抵抗の増大によるものである。圧力抵抗の増大は図-3で観察されたように波高増大に起因する大規模な渦構造形成による渦内の低圧部の影響が顕著になったためであると考えられる。圧力抵抗は波形勾配に大きく依存し、高波形勾配では海面抵抗に対して圧力抵抗が支配的となる。図-4d, eは各Caseにおける全抵抗に対する圧力抵抗の寄与の遷移を示し、寄与は $|D_P|/\sqrt{(D_V)^2 + (D_P)^2}$ により見積もった。圧力勾配 α が異なる条件では乱流に達するまでに要する時間が異なるため、図を分けてプロットした。低波形勾配であるCase1及びCase3において二次元渦構造が形成される領域(Case1, $11 < t(g/L)^{1/2} < 18$: Case2, $6 < t(g/L)^{1/2} < 9$)では圧力抵抗の寄与が顕著となるが、それ以外の領域では圧力抵抗の寄与は小さく、粘性抵抗が全抵抗に対して支配的であることが分かる。高波形勾配波浪では遷移領域以降の領域(Case2, $6 < t(g/L)^{1/2}$: Case4, 5,

$3.5 < t(g/L)^{1/2}$)において、圧力抵抗の寄与が概ね支配的となる。波浪スケールの小さいCase4及びCase5では三次元渦構造が形成される領域($8 < t(g/L)^{1/2} < 10$)では圧力抵抗の寄与が50%程度まで減少するが、比較的大きな波浪スケールのCase2では継続して圧力抵抗の寄与が大きい。また、Case2($H/L=0.05$)とCase3, 4($H/L=0.1$)は波形勾配は異なるが、波高は同程度にも関わらず、圧力抵抗の寄与とその遷移の特徴は大きくことなることから、圧力抵抗は波高よりも波形勾配への依存が高いと考えられる。

4. 結論

本研究では、風速、波浪、波形勾配、波面境界条件の異なる進行波浪上の乱流境界層流れの発達に伴う波面に作用する圧力抵抗、粘性抵抗を数値的に求めることで、全海面抵抗に対する寄与を見積もり比較を行った。高波形勾配では渦規模の増大により圧力抵抗が顕著に増大し全抵抗に対して支配的となる一方、低波形勾配では粘性抵抗が支配的となる。

同一波長同一圧力勾配条件下では粘性抵抗は波形勾配に依存せず、全海面抵抗は圧力抵抗の増大により規定されることから、風速や波形勾配をパラメータとして圧力抵抗を見積もることが可能となれば、強風下における高波浪を伴う海面抵抗を正確に見積もることができると考える。

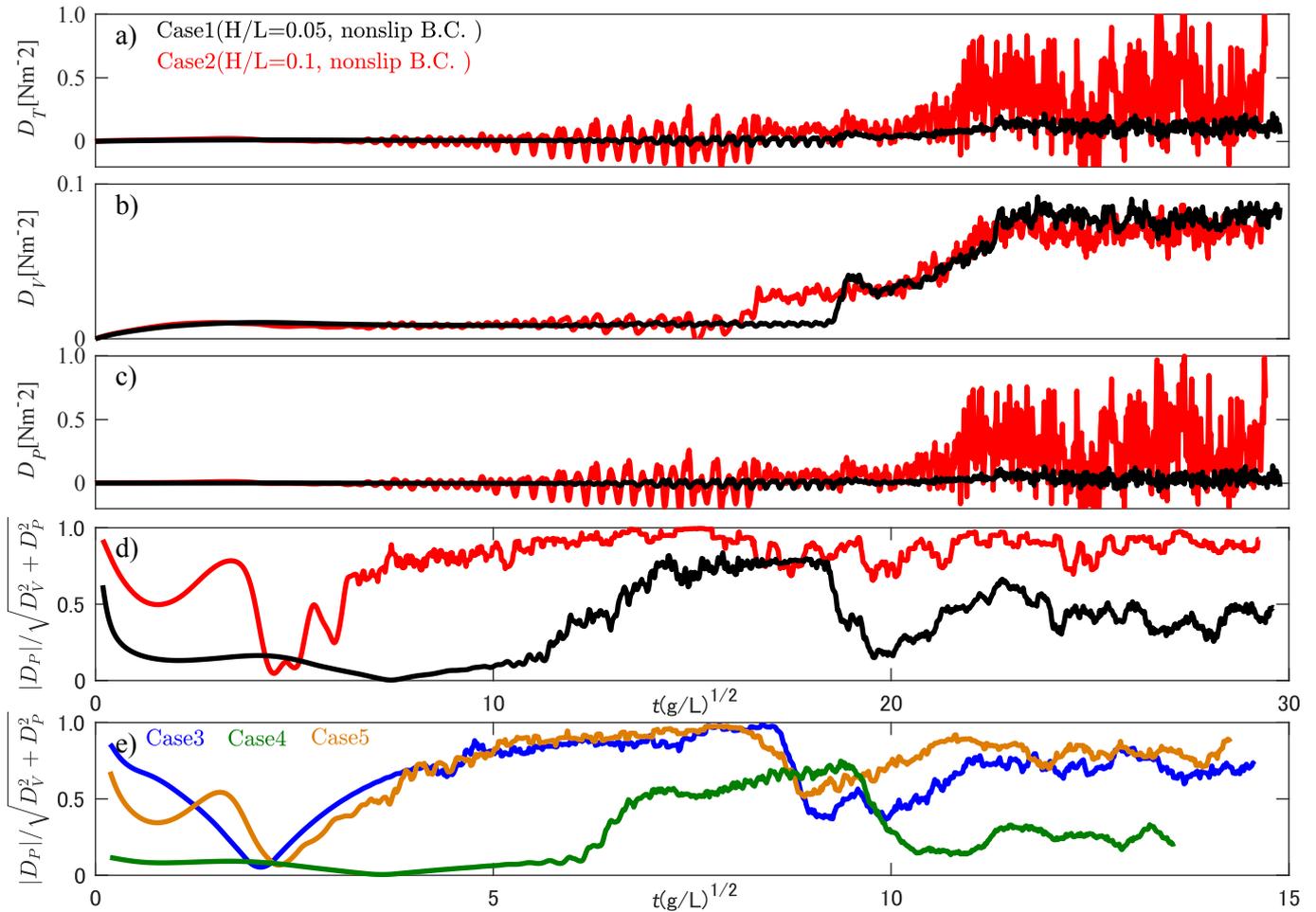


図4 a)全抵抗 D_T , b)粘性抵抗 D_V , c)圧力抵抗 D_P , d)全抵抗に対する圧力抵抗の寄与 $|D_P|/\sqrt{D_P^2 + D_V^2}$ の遷移。

参考文献

- [1] Large, W. G. and Pond, S.: Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds, *Journal of physical Oceanography*, vol.11, pp.324-336,1981.
- [2] Wu, J.: Wind stress coefficient over sea surface from breeze to hurricane, *Journal of Physical Oceanography*, vol.10, pp.727-740,1980.
- [3] Powell, M.D., Vickery, P.J. and Reinhold, T.A.: Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones, *Nature*, vol.422, pp.279-283,2003.
- [4] Donelan, M. A. et al.: On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds, *Geophysical Research Letters*, vol.31, 18, 2004.
- [5] Bye, John A.T. and Alastair D. Jenkins : Drag coefficient reduction at very high wind speeds, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, vol.111, C3, 2006
- [6] Yamashita, K., Watanabe, Y., Kadowaki, S. and Saruwatari, A.: Turbulent boundary layer flows over progressive water waves, *The 8th International Conference on Fluid Mechanics*, S03GFM-04, 2018.
- [7] 山下賢人, 渡部靖憲: 強風下の風波波面上の流れと海面抵抗, 土木学会論文B2(海岸工学), vol.74, No.2, pp73-78, 2018.
- [8] Komori, S. : Turbulence structure and CO₂ transfer at the air-sea interface and turbulent diffusion in thermally-stratified flows, *CGER's Supercompute Monograph Report*, 1, 1996.
- [9] Charnock, H.: Wind stress on a water surface, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol.81, pp.639-640,1955.
- [10] Yoshizawa, A. and Horiuti, K.: 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, pp.2834-2839,1985.
- [11] Watanabe, Y., Saruwatari, A., Ingram, M.D.: Free-surface flows under impacting droplets, *Journal of Computational Physics*, vol.227, pp.2344-2365,2008.
- [12] Jeong, H. and Hussain, F.: On the identification of a vortex, *Journal of fluid mechanics*, vol.285, pp69-94, 1995.