

風波上を通過する気流の3次元直接数値計算

木原直人*・植田洋匡・花崎秀史**

* 京都大学大学院理学研究科

** 京都大学大学院理工学研究科

要 旨

一定の位相速度で進行する風波上の気流に3次元直接数値計算を適用することにより、気流の乱流特性を調べた。7種類の波齢 ($c/u_* = 0, 4, 8, 10, 12, 16$ and 20) で、それぞれについて乱流が統計的に定常状態になるまで計算した。その結果、気流及び乱流の挙動に強い波齢依存性が見られた。また、波によりゆがまされた流れは、臨界高さ近傍で大きく変化した。その結果、波の発達率と強い関係がある波による運動量フラックス(wave-induced momentum flux)は臨界高さより低い場所では正、高い場所では負となることがわかった。

キーワード：風波，乱流，大気・海洋相互作用，境界層，3次元直接数値計算

1. 緒 言

風波による大気・海洋間の運動量・熱・物質の交換は、大気側の熱帯低気圧の発達や、海洋側の高潮や高波の発達をコントロールする。そのため、これらの現象の正確な予測には風波と気流との相互作用を十分把握する必要がある。

気流と風波の相互作用については、Jeffreys (1925), Phillips (1957), Miles (1957)等の理論的研究をはじめ、活発に研究されてきた。Jeffreys は、気流が風波の風下側で剥離することにより圧力の分布が波頭の上流側と下流側で非対称となり、その結果、圧力抵抗が増加するという仮説を提案した。また、Phillips は乱流の圧力擾乱と水面波の共鳴により気側から液側へエネルギーが輸送されるという理論を提案した。一方、Miles はせん断流の線形安定性解析により、気流による風波の発達率を求めた。この理論は、発達率が臨界高さ z_c (平均風速が風波の位相速度 c と同じになる高さ) における平均風速分布の曲率に比例することを予測する。従って、発達率は、風波の位相速度 c と気流の界面摩擦速度 u_* の比である波齢 (c/u_*) に依存することになる。しかしこの理論では、乱

流成分は、気側の平均風速分布の維持に必要とされているものの、その風波の発達への直接的な影響は無視されている。

これに対し、Belcher and Hunt (1998)やTownsend (1972)は、乱流中では流体は乱流渦により高速で臨界高さを通過するため、臨界高さ付近の流れ場の構造は、気流から風波への運動量輸送において重要ではないと述べている。

一方、Sullivan et al. (2000)は、風波が形を変えないで、一定速度で進む進行波上の気流を3次元の直接数値計算(DNS)により調べ、気流が乱流の場合でも臨界高さが平均風速分布に影響を与えることを示した。しかしながら、進行波が存在するときの気流のレイノルズ応力や乱れ強度等の乱流統計量の空間分布の詳細な解析はなく、進行波が気流の乱流構造に与える影響に関する理解は不十分である。また、進行波と同じ速度で移動する座標系では、平均風速の流線は臨界高さで cat's eye と呼ばれる閉曲線を描くが、気流から風波への運動量輸送にそれが与える影響も不明である。

そこで、本研究では、風波が形を変えないで一定速度で進む進行波上の気流場を、3次元のDNSにより求め、まず、風波が気流の平均風速場に与える影響

を調べる。次に、臨界高さ近傍の気流の構造、及び気流から風波へのエネルギー輸送への影響を調べる。最後に、進行波上の気流の乱流構造を調べ、風波が乱流場に与える影響を議論する。

2. 3次元直接数値計算

本研究で考える流れは、Fig.1 に示すような、下面が時間的に変形しない2次元な進行波面、上面が水平な摩擦なしの境界である領域内の気流である。水平方向は周期境界条件を仮定する。進行波と同じ速度で移動する座標系を用いて計算するため、進行波の形状は時間的に変化しない。また流れは、一定の水平圧力勾配によって駆動されるとし、完全に発達した定常乱流に対する計算を行う。基礎方程式は、以下に示す非圧縮性流体に対するナビエ・ストークス方程式と連続の式である。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

ここで、添字 $i(=1,2,3)$ はそれぞれ流れ方向 x 、スパン方向 y 、鉛直方向 z を表す。 z は、平均水面を原点($z=0$)にとる。また、 p は圧力、 ρ 及び ν はそれぞれ、空気密度及び動粘性係数、 $(u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$ はそれぞれ x, y, z 方向の流速である。

計算する座標系は、Benjamin (1959)が提案した以下の変換式(3)により (x, y, z) 座標を波面に沿った一般座標系 (ξ, η, ζ) へ変換したものである。

$$\begin{bmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x - ia \exp\{-k(z - ix)\} \\ y \\ z - a \exp\{-k(z - ix)\} \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで、 i は虚数単位であり、物理変数としては式(3)の実部をとる。また、 a と k はそれぞれ、進行波の振幅及び波数 (λ を波長として波数 $k = 2\pi/\lambda$) である。このときヤコビアン J は、

$$J = \left| \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)} \right| = 1 + 2ak \exp\{-k(z - ix)\} \quad (4)$$

となる。なお、変換式(3)で $\zeta = 0$ とおくことにより、波形 z_{bot} は以下のように近似される。

$$z_{bot} \approx a \cos(kx) - a^2 k \cos^2(kx) \quad (5)$$

ここで、添字 bot は気液界面での値を示す。また、この波形に対応して、気液界面での流速は以下の値となる。

$$u_{bot} = -c + u_o \quad (6)$$

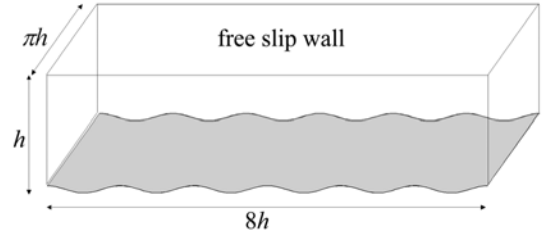


Fig. 1 Computational domain.

$$v_{bot} = 0 \quad (7)$$

$$w_{bot} = w_o \quad (8)$$

ここで、 u_o 及び w_o は水面波の運動による速度成分であり、以下の式で表される。

$$u_o = akc \cos(kx) \{1 + 2ak \cos(kx)\} \quad (9)$$

$$w_o = akc \sin(kx) \{1 - 2ak \cos(kx)\} \quad (10)$$

数値計算においては、座標変換した基礎方程式を強保存形で書き、コロケート格子を用いて、空間微分は2次精度中心差分、時間微分は2次精度のAdams-Bashforth法で差分化する。方程式はfractional step法により時間発展させ、連続の式(2)は、以下の圧力に対するポアソン方程式を解くことにより満足させる。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \xi^2} + \frac{1}{J} \frac{\partial^2 p}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial \zeta^2} = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{\partial W}{\partial \zeta} \right) \quad (11)$$

ここで、 (U, V, W) は (ξ, η, ζ) 方向流速の一般座標反変成分である。式(11)の解法にはSullivanらが提案した反復法を用いた。彼らの方法では、式(11)をまず、以下のように変形する。

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial^2 p}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial \zeta^2} \right]_m \\ &= \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{\partial W}{\partial \zeta} \right) + \left[\left(1 - \frac{1}{J} \right) \frac{\partial^2 p}{\partial \eta^2} \right]_{m-1} \end{aligned} \quad (12)$$

ここで添字 m は反復回数を表している。 m 回目の反復時に、 $m-1$ 回目の反復で得られた圧力 p を式(12)の右辺に用い、直接法 (Shumann and Sweet, 1988; Nagaosa, 1999)により式(12)を解く。そして全ての点において $|\nabla \cdot \mathbf{u}| < 10^{-7}$ が満足されるまで反復計算を行った。

レイノルズ数 ($Re_\tau = u_* h / \nu$) は150とした。また以下では、添字 $+$ を用いて、速度を界面摩擦速度 u_* 、長さを ν / u_* により無次元化した値を表す。計算領域は流れ方向、スパン方向、鉛直方向をそれぞれ $L_x = 8h$ 、 $L_y = \pi h$ 、 $L_z = h$ とした。また、格子点数は、これら三方向に $180 \times 100 \times 128$ とし、格子間隔は、水平方向は等間隔 ($\Delta x_+ = 6.7$ 、 $\Delta y_+ = 4.7$)、鉛直方向は上下境界で最小

($\Delta z_+ = 0.2$), 流路中心で最大($\Delta z_+ = 1.9$)とした。進行波の波長は、 $\lambda (= 2\pi/k) = 4h/3$ となるように k を定め、波形勾配 $ak = 0.1$ とした。波齢 c/u_* は、0, 4, 8, 10, 12, 16及び20の7ケースについて計算し、乱流統計量が定常になるまで時間発展させた。なお、計算精度を確認するため、 $Re_\tau = 150$ での開水路乱流の計算を実施し、平均流速やレイノルズ応力等の分布が、例えば Kasagi et al. (1992)の平行平板間乱流の結果と $z_+ < 70$ で一致することを確認した。

3. 進行波が平均流速場に与える影響

3.1 統計量の定義

2次元的な波面上の気流では、流れ(x)方向に、界面の波形と同じ波数の変化が平均流に生じる。以下の解析では物理量 q を、時間 t 、スパン方向座標 y 、及び、進行波列内の異なる波の同一位相 ϕ ($0 \leq \phi \leq 2\pi$)における値で平均した位相平均成分 $\bar{q}(\phi, z)$ と、乱流成分 q' とに分ける(Hussain and Reynolds, 1970)。

$$q(x, y, z, t) = \bar{q}(\phi, z) + q'(x, y, z, t) \quad (13)$$

$$\bar{q}(\phi, z) = \frac{1}{NL_y \Delta T} \times \sum_{n=0}^{N-1} \int q\left(x = \lambda\left(n + \frac{\phi}{2\pi}\right), y, z, t\right) dy dt \quad (14)$$

ここで、 ΔT は平均する時間間隔、 N は計算領域内の進行波の数であり、本研究では $N = 6$ である。また、位相平均成分 $\bar{q}(\phi, z)$ はさらに、アンサンブル平均 $\langle q \rangle(z)$ (x, y, t 平均)と、本研究で特徴的な界面波形による波状成分 $\tilde{q}(\phi, z)$ とに分けることができる。

$$\bar{q}(\phi, z) = \langle q \rangle(z) + \tilde{q}(\phi, z) \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \langle q \rangle(z) &= \frac{1}{L_x L_y \Delta T} \int q(x, y, z, t) dx dy dt \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \bar{q}(\phi, z) d\phi \end{aligned} \quad (16)$$

3.2 流線及び圧力の空間分布

初めに、流速 u, w の位相平均成分 $\bar{u}, \bar{w}$ に対応する流線、及び圧力の波状成分 $\tilde{p}$ の等高線をFig.2に示す。位相平均成分及び波状成分は、3.1節で述べたように本来 $0 \leq \phi \leq 2\pi$ で定義されているが、Fig.2では、流れの様相をわかりやすくするため、 $0 \leq \phi \leq 2\pi$ の図と同じものを $2\pi \leq \phi \leq 4\pi$ の範囲に続けて書き、二周期分($0 \leq \phi \leq 4\pi$)の図としてある。静止波状壁面($c/u_* = 0$)の場合、圧力分布は波頭の風上側と風下側で非対称であり、 $\tilde{p}$ の最小値は波頭のやや風下

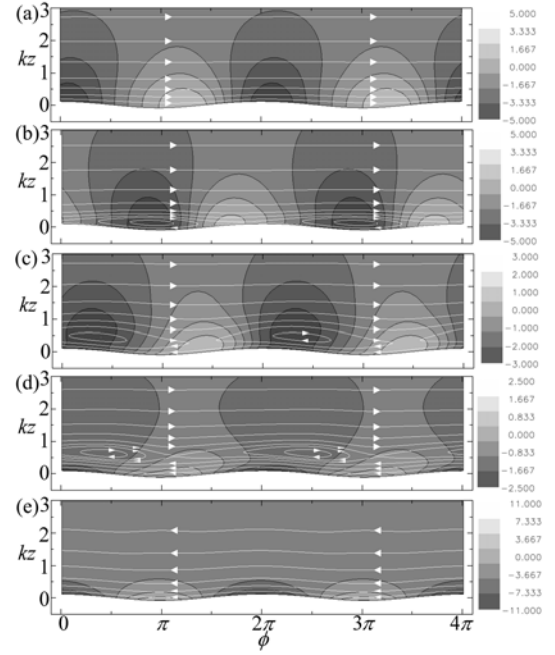


Fig. 2 The phase averaged streamlines (white lines) and the wave-correlated pressure $\tilde{p}$ for (a) $c/u_* = 0$, (b) $c/u_* = 4$, (c) $c/u_* = 8$, (d) $c/u_* = 12$, and (e) $c/u_* = 20$.

側に位置する。進行波($c/u_* > 0$)の場合は、流線は、臨界高さ付近でcat's eyeと呼ばれる閉曲線を描くため、その上下で流れの向きが異なる。なお、 $c/u_* = 4$ では、cat's eyeはちょうど波の谷の上に位置し、その真上の流れは、静止波状壁面の波頭上の流れ(Fig. 2(a)参照)と類似である。また、 $c/u_* = 8$ 及び12では、cat's eyeは、その中心の上流側と下流側で非対称な形状をしている。波齢がさらに大きくなると($c/u_* = 20$)、臨界高さが計算領域の上端に位置するため、cat's eyeはFig.2(e) ($0 < kz < 3$)には表示されていない。なお、この時の流線及び $\tilde{p}$ は波頭の上流側と下流側でほぼ対称である。

3.3 平均流速の鉛直分布

Fig.3に本計算で用いた全ての波齢 c/u_* 、及び静止水平壁面上の気流における、静止系に対する平均流速 $\langle u \rangle + c/u_*$ の分布を平均水面からの距離 z_+ の関数で示す。下面境界が波状壁面の場合は、本研究で用いた $ak = 0.1$ の時、波頭で $z_+ = 3.2$ のため、 $z_+ < 3.2$ では波の存在により平均をとることが困難である。したがって $z_+ < 3.2$ の領域は表示していない。

まず、静止水平壁面上の流れでは、壁面近傍の粘性底層では $u/u_* = z_+$ に、 $z_+ > 30$ の対数領域では $u/u_* = (1/0.4) \ln(z_+) + 5.5$ に漸近し、過去の開水路

乱流のDNSともよく一致する(Nagaosa, 1999)。

これに対し、静止波状壁面 ($c/u_* = 0$) では、バッファ層付近 ($5 < z_+ < 30$) で平均流速勾配がやや小さくなる。その結果、対数領域 ($z_+ > 30$) では、平均流速はやや小さくなる。しかし、平均流速勾配には殆んど違いがない。

進行波上の流れ ($c/u_* > 0$) では、波齢 c/u_* を増加させると、バッファ層 ($z_+ < 30$, または、今回の条件設定下で $kz < 1$) での平均流速勾配は、一旦増加 ($c/u_* = 4$) した後、減少し ($c/u_* = 8$)、再び増加する ($c/u_* = 10, 12, 16$ 及び 20) という複雑な挙動を示す。しかし、対数領域 ($z_+ > 30$) での平均流速勾配の変化は小さい。

一方、対数領域での平均流速は、波齢が $c/u_* = 4$ で一旦やや増加した後、減少し、 $c/u_* = 8$ の時に最小となる。 c/u_* がさらに大きくなると再び増加し、最大波齢である $c/u_* = 20$ で最大となる。静止水平壁面の場合との平均流速の差は、波の発達パラメータ β (後述3.5節を参照) と相関が良く、 $\beta > 0$ の時 (すなわち、気流から風波にエネルギーが注入される時) は、静止水平壁面の場合よりも平均流速が減少し (ただし $c/u_* = 4$ の時以外)、 $\beta < 0$ の時は増加する。なお、 $c/u_* = 4$ の時は、気流から風波へエネルギーが輸送されるため、壁面近傍 ($z_+ < 10$) では平均流速が減少する。しかし、進行波の谷の部分に生じる循環流 (cat's eye) のため、バッファ層に強いシアが生じ、そこでの平均流速勾配が非常に大きくなる。その結果、対数領域の平均流速は若干増加すると考えられる。

3.4 臨界高さが流速の空間分布に与える影響

次に、乱流場での流速の波状成分 $\tilde{u}$, $\tilde{w}$ と臨界高さとの関係を調べる。本数値計算の結果では、 $\tilde{u}$ 及び $\tilde{w}$ において、進行波の波長に対応する波数 k の成分が卓越しているため、たとえば $\tilde{u}$ は、 z だけの関数 $\hat{u}(z)$ と、 x 方向に進行波と同じ周期を持つ正弦関数の積として、以下のように近似できる。

$$\tilde{u}(\phi, z) \approx \frac{1}{2} \left[\hat{u}(z) \exp(ikx) + \hat{u}^*(z) \exp(-ikx) \right] \quad (17)$$

$$= |\hat{u}|(z) \cos(kx + \theta_{\tilde{u}}(z))$$

ここで、 $\hat{u}^*$ は $\hat{u}$ の共役複素数であり、 $|\hat{u}|$ 及び $\theta_{\tilde{u}}$ は、それぞれ $\hat{u}$ の振幅と位相 ($-\pi \leq \theta_{\tilde{u}} \leq \pi$) である。 $\theta_{\tilde{u}}(z) = 0$ となる高さ z では、 $\tilde{u}$ は下面の進行波と同位相であり、 $\theta_{\tilde{u}} > 0$ (< 0) は、位相の進み (遅れ) を表す。

Fig.4に、種々の波齢 c/u_* に対する $\tilde{u}$ 及び $\tilde{w}$ の振幅と位相の分布を、 z/z_c の関数で示す。ただし z_c は、 $\langle u \rangle(z_c) = 0$ となる高さである。臨界高さ z_c の近傍

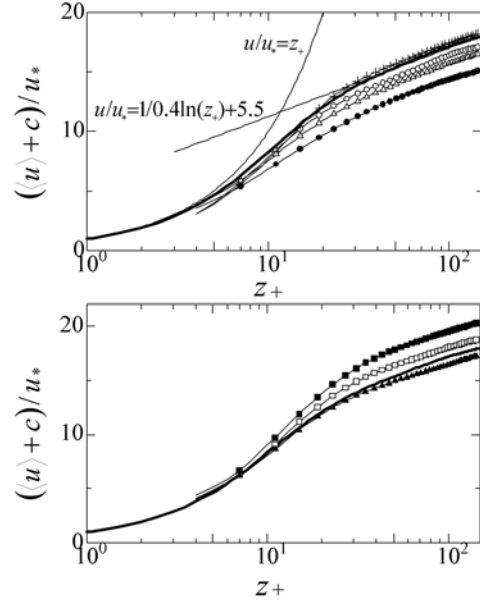


Fig. 3 The vertical distributions of the ensemble averaged velocities. Bold solid line denotes the flow over a flat surface. $\circ$, $c/u_* = 0$; $+$, $c/u_* = 4$; $\bullet$, $c/u_* = 8$; $\triangle$, $c/u_* = 10$; $\blacktriangle$, $c/u_* = 12$; $\square$, $c/u_* = 16$; $\blacksquare$, $c/u_* = 20$.

で $|\hat{u}|$, $|\hat{w}|$ の両者が極小値を持ち (Fig.4(a), (b)), さらに、位相 $\theta_{\tilde{u}}$, $\theta_{\tilde{w}}$ が急激に減少する (Fig.4(c), (d))。これは、 $z \approx z_c$ で平均流に強いシアが生じていることを示す。また、この臨界高さでの流速の急激な変化は、Hristov et al. (2003) の観測結果と定性的に一致する。

3.5 波に起因する運動量フラックス

2次元的な進行波の存在により、気流は主流方向に周期的な変化をする。例えば、式(13), (15)を運動方程式に代入すると、任意の高さ z での運動量フラックスは

$$-\langle \tilde{u}_+ \tilde{w}_+ \rangle = -\langle u'_+ w'_+ \rangle + \frac{1}{Re} \frac{\partial \langle u_+ \rangle}{\partial z_+} = 1 - \frac{z_+}{h_+} \quad (18)$$

となる。ここで、左辺第一項は波の存在に起因する運動量フラックスであり、波面での運動量交換と密接な関係がある。なお、Miles の準層流モデルでは、 $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ は、 $z < z_c$ で高さによらず一定、 $z > z_c$ で $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle = 0$ であり、粘性と乱流成分を無視しているため $z = z_c$ で不連続となる。

種々の波齢における $|\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle|$ の分布を Fig.5 に示す。臨界高さにおいて $\tilde{u}$ と $\tilde{w}$ は大きく変化し、それに伴い $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ も変化する。ここで、式(17)の定義により、

$$-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle = -\frac{1}{2} |\hat{u}| |\hat{w}| \cos(\theta_{\tilde{u}} - \theta_{\tilde{w}}) \quad (19)$$

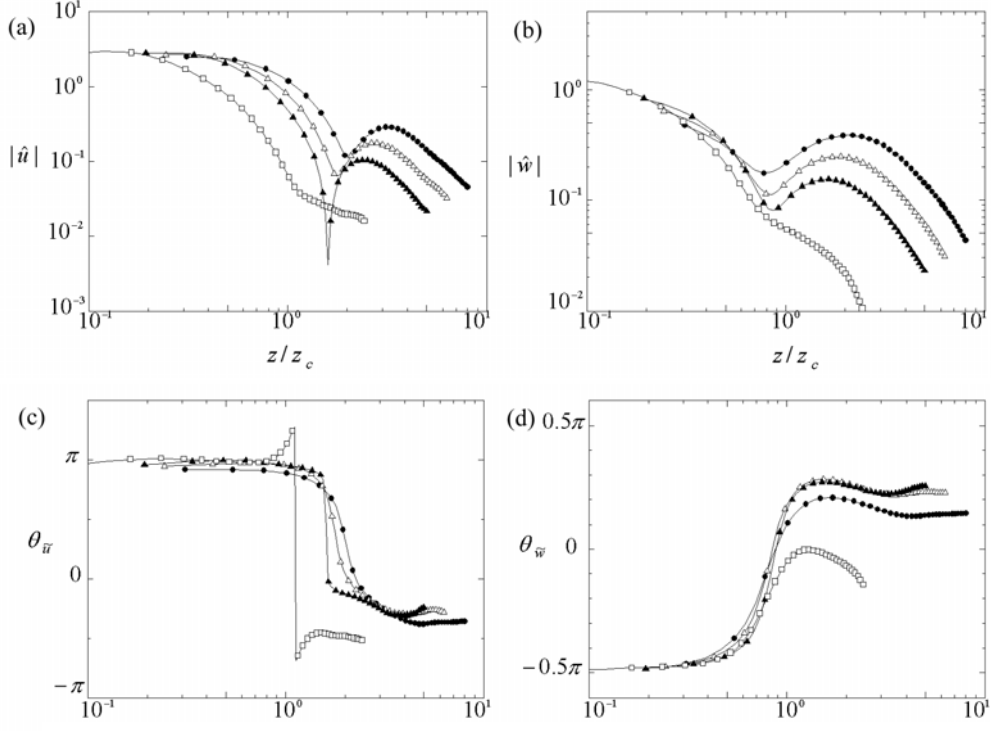


Fig. 4 Amplitude and phase of $\tilde{u}$ and $\tilde{w}$. (a), $|\hat{u}|$; (b), $|\hat{w}|$; (c), $\theta_{\tilde{u}}$; (d), $\theta_{\tilde{w}}$. The symbols are same as figure 3.

であるから， $\Delta\theta \equiv \theta_{\tilde{u}} - \theta_{\tilde{w}} \approx \pi/2$ となる高さで $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle = 0$ となる。そのため $\Delta\theta$ が $z = z_c$ を境に $\pi/2$ 以上から $\pi/2$ 以下に変化すると (Fig.4 参照)， $z < z_c$ では $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ は正であるが臨界高さ近傍で急激に減少し， $z > z_c$ では負の値を取る。また，波齢が大きくなるにつれて臨界高さでの変化が滑らかになっている。これは，波齢が大きい場合， $u(x, y, z_c, t) = c$ を満たす臨界高さの位置が時間的に変動し，鉛直方向に幅広く分布するためだと考えられる。

3.6 波の発達率

気流から風波へ与えられる単位時間あたりのエネルギー $\dot{E}$ は波面にかかる圧力 p_{bot} とせん断力 τ_{bot} によって以下のように表される(Mastenboek et al., 1996)。

$$\begin{aligned} \dot{E} = \frac{dE}{dt} = & -p_{bot} \left(w_o - \frac{dz_{bot}}{dx} u_o \right) > \\ & + < -\tau_{bot} \left(u_o - \frac{dz_{bot}}{dx} w_o \right) > \end{aligned} \quad (20)$$

ここで E は風波のエネルギーであり，速度及び波形が式(5)－(10)等と与えられるストークス波の場合 $E = (1/2)\rho_w a^2 k c^2$ と近似できる。風波の発達率 $\gamma = \dot{E}/E\sigma$ は風波の発達パラメータ β を用いて

$$\gamma = \frac{\dot{E}}{E\sigma} = \beta \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{u_*}{c} \right)^2 \quad (21)$$

と表せ，一般に β は，風波の発達率を表す代表的なパラメータとされている。ここで， σ ， ρ_a ， ρ_w は，風波の周波数，空気及び水の密度である。

本研究でのDNSから求めた β を，Mastenboek (1996)による2次の乱流クロージャーモデルを用いた結果及びCohen and Belcher (1999)のRDT (Rapid Distortion Theory)の結果と比較したものがFig.6である。いずれの結果も，波齢が大きくなるほど β が減少していく傾向は一致しているが，DNSでは，乱流モデルやRDTと比べ，低波齢($c/u_* < 8$)で β が大きく，高波齢($c/u_* > 12$)で小さくなっている。この違いは，レイノルズ数，及び，波面での粗度の違いによると考えられる。

Meirink and Makin (2000)は乱流モデルを用いて，低波齢($c/u_* < 5$)での β のレイノルズ数 $Re_\tau (< 10^4)$ 依存性を調べ， β は， $Re_\tau < 800$ では Re_τ の増加と共に増加し， $Re_\tau \approx 800$ で最大となるが，その後は減少に転じ， $Re_\tau > 10^4$ では， Re_τ が75以下の時と同等の小さな一定値に漸近することを予測した。Fig.6の乱流モデル及びRDTは非粘性流体を仮定しているため， $Re_\tau > 10^4$ の場合と同様， β が小さい値となっていると考えられる。

また，Fig.6の乱流モデル及びRDTでは，波数 k で無次元化した表面粗度を $kz_0 = 10^{-5}$ から $kz_0 = 10^{-3}$ に増加させると， β は低波数で増加し，高波数で減少している。本計算における表面粗度は，平坦で滑ら

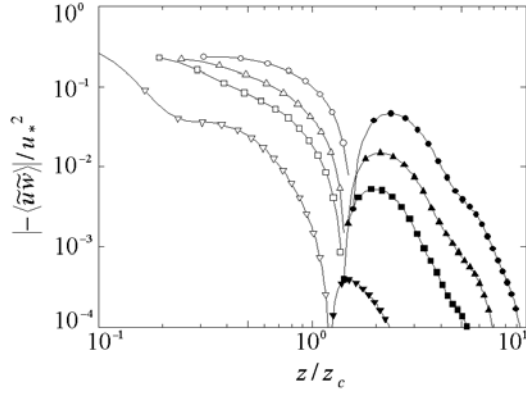


Fig. 5 The vertical distributions of the moduli of ensemble averaged wave-induced momentum fluxes. $\circ$, $\triangle$, $\square$ and ∇ denote positive flux ($-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle > 0$), and $\bullet$, $\blacktriangle$, $\blacksquare$ and $\blacktriangledown$ denote negative flux ($-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle < 0$) for $c/u_* = 8, 10, 12$ and 16 .

かな壁面上の表面粗度 $z_0 = 0.11\nu/u_*$ と等しいとすると (Townsend, 1976), $k = \pi u_*/(100\nu)$ であるから $kz_0 = 3.5 \times 10^{-3}$ となる。この値は、図中の乱流モデル及び RDT に比べて大きく、その結果、 β は低波齢でさらに大きな値、高波齢でさらに小さな値となると考えられる。

4. 進行波が乱流場に与える影響

4.1 乱流統計量

次に、進行する風波が気流中の乱流構造に与える影響を調べる。まず、種々の波齢における乱れ強度 $\langle u'^2 \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$, $\langle w'^2 \rangle$ とレイノルズ応力 $\langle u'w' \rangle$ の鉛直分布を Fig. 7 に示す。これらは、ほぼ $kz < 2$ ($z_+ < 64$) の領域で顕著な波齢依存性を示している。 $\langle u'^2 \rangle$ は、バッファー層での平均流速勾配 (Fig. 3) に対応した波齢依存性を持ち、流速勾配の大きい波齢で大きい値をとっている。一方、 $\langle v'^2 \rangle$ は、平均流が臨界高さ付近で大きく変化している波齢 $c/u_* = 8, 10, 12$ で増加している。また、 $\langle w'^2 \rangle$ は $\langle v'^2 \rangle$ と同様の挙動を示す。

波面上での乱れ強度の空間分布を調べるため、乱れ強度の波状成分 $\tilde{u}^2$, $\tilde{v}^2$, $\tilde{w}^2$ の分布を Fig. 8–10 に示す。これらも波齢依存性と同時に、臨界高さでの流れの顕著な変化を示している。例えば $c/u_* = 8$ の場合、 $\tilde{u}^2$ は臨界高さ (波面からの高さを h_c として、 $kh_c \approx 0.5$) で急激に変化している (Fig. 8 (c))。そして、 $z < z_{bot} + h_c$ では、 $\tilde{u}^2$ の最大値は波頭の風上側、最小値は波頭の風下側に位置し、 $z > z_{bot} + h_c$ では逆に、最大値が波頭の風下側、最小値が波頭の風上側に位置している。一方、 $\tilde{v}^2$ 及び $\tilde{w}^2$

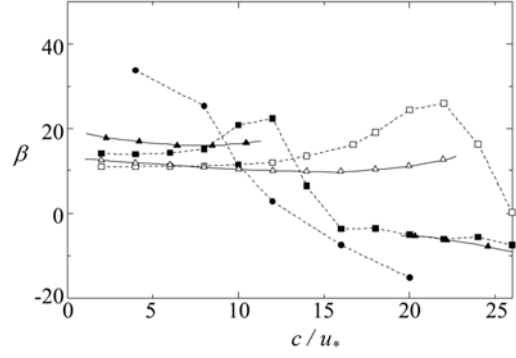


Fig. 6 The growth rate parameter β . $\bullet$ denote our DNS results; $\blacksquare$, the second order closure model for $kz_0 = 10^{-3}$; $\square$, the second order closure model for $kz_0 = 10^{-5}$; $\blacktriangle$, RDT for $kz_0 = 10^{-3}$ and $\triangle$, RDT for $kz_0 = 10^{-5}$.

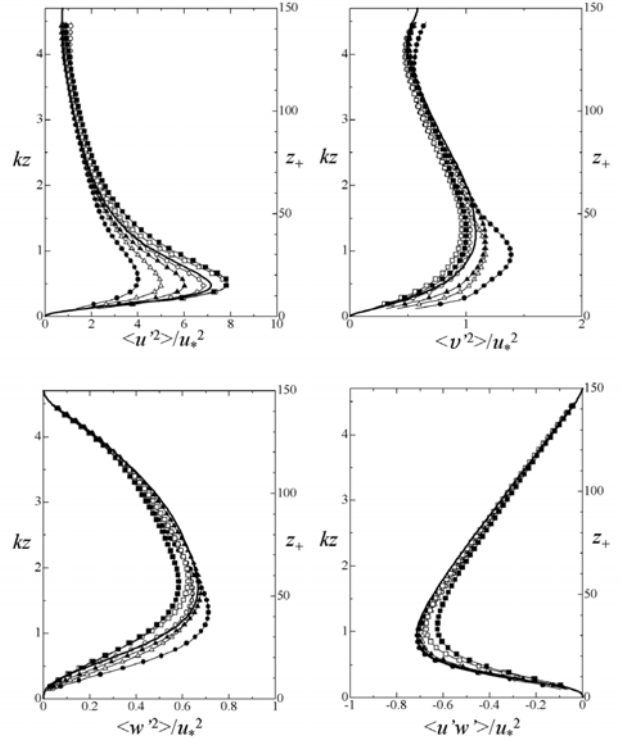


Fig. 7 The vertical distributions of the turbulent Reynolds stresses. The symbols are same as figure 3.

では、 $\tilde{u}^2$ に比べ、臨界高さにおける変化は小さい (Fig. 9, 10)。

Sullivan らは、彼らが計算した小振幅 (主として $ak = 0.1$) の波面上の気流では $\langle v'^2 \rangle$ に変化が見られなかったため、過去の静止波状壁面上の気流計算 (Cherukat et al, 1998; De Angelis et al., 1997) において $\tilde{v}^2$ が風上側で

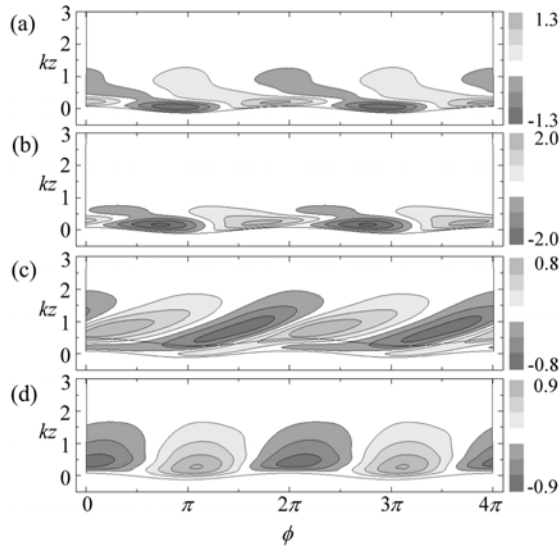


Fig. 8 Streamwise components of the wave-correlated Reynolds normal stresses $\widetilde{u'^2}/u_*^2$ for (a) $c/u_* = 0$, (b) $c/u_* = 4$, (c) $c/u_* = 8$ and (d) $c/u_* = 20$. Solid line in (c) is the critical height.

増加, 風下側で減少した原因は, 波の振幅が大きかったことによる流れの剥離・再付着のためだと推論した。本計算 ($ak = 0.1$) では, 静止波状壁面 ($c/u_* = 0$) の場合, 剥離はないが, $\widetilde{v'^2}$ は過去の研究 (Cherukat et al, 1998; De Angelis et al., 1997) と同様に, 波頭の風上側で大きく風下側で小さな値になっている (Fig. 9 (a))。しかし, 式(15)により v'^2 と $\widetilde{v'^2}$ は同じ ϕ 依存性があることを考慮すると, 結局, 波頭の風上側の大きな v'^2 と, 風下側の小さな v'^2 とが, x 方向に一波長分の平均をとると打ち消しあう。したがって静止波状壁面の $\langle v'^2 \rangle$ は, 静止水平壁面の場合とほぼ同じ値となることからわかる (Fig. 7)。一方, 進行波 ($c/u_* > 0$) の場合, $c/u_* = 4$ の時には $\widetilde{v'^2}$ の分布は $c/u_* = 0$ の時とあまり変化がない。しかし, $c/u_* = 8$ では分布が上流側にずれ, 谷間で最大, 波頭で最小となり, 平均をとった $\langle v'^2 \rangle$ は増加している (Fig. 7)。さらに波齢が大きくなると ($c/u_* = 20$), $\widetilde{v'^2}$ の最大値と最小値の波頭に対する位置は $c/u_* = 0$ 及び 4 の時と再び似た配置となっており, $\langle v'^2 \rangle$ の値も, $c/u_* = 0$ の場合とほぼ同じとなる。

$\widetilde{w'^2}$ の大きさは, 一般に $\widetilde{u'^2}$, $\widetilde{v'^2}$ に比べて小さい (Fig. 10)。また $c/u_* = 8$ の場合 $\widetilde{v'^2}$ と同様に, $\widetilde{w'^2}$ は谷間で最大, 波頭で最小となり, $\langle w'^2 \rangle$ が増加している (Fig. 7)。

最後に, 種々の波齢におけるレイノルズ応力 $\widetilde{u'w'}$ の空間分布を Fig. 11 に示す。 $\widetilde{u'w'}$ は, 波面のごく近傍では, 常に波頭の風上側で正, 風下側で負の値を取ることがわかる。ただし, 静止波状壁面に比べて進行

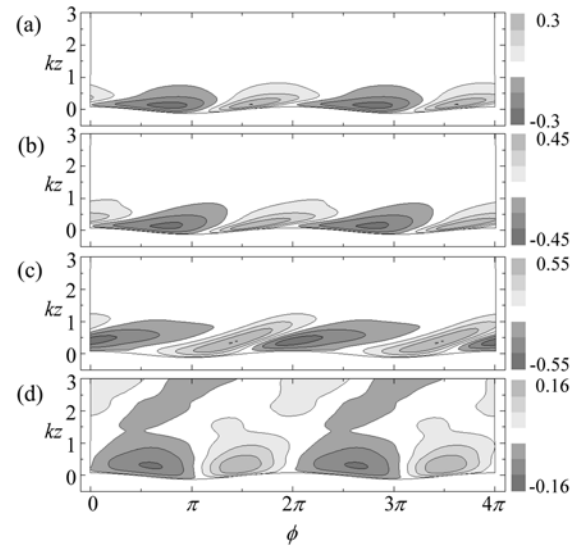


Fig. 9 Spanwise components of the wave-correlated Reynolds normal stresses $\widetilde{v'^2}/u_*^2$ for (a) $c/u_* = 0$, (b) $c/u_* = 4$, (c) $c/u_* = 8$ and (d) $c/u_* = 20$.

波の場合には, 波頭の風上側と風下側の $\widetilde{u'w'}$ の差が大きい。また, $c/u_* = 4$ の場合, 波の谷に位置する cat's eye の近傍で $\widetilde{u'w'}$ は複雑な分布となるが, 波面から離れるにつれて, 他の波齢と同様, 波の波長と同じ波長成分が卓越する。

4.2 乱流エネルギー生成と散逸

Fig. 12 に $c/u_* = (0, 4, 8, 20)$ での以下のように定義される無次元化した乱流エネルギーの生成率 P_k を示す。

$$P_k = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_+}{\partial x_j} \quad (22)$$

生成率の分布は波齢によって大きく変化していることがわかる。波齢が 4 の時は P_k は流速場の傾向と同様で, cat's eye の形状をした境界上の流れと類似した分布を示している。次に $c/u_* = 8$ では分布の傾向が臨界高さの上下で異なる。 $z < z_c$ では, 高くなるにつれて P_k の最大値の位置が風上側に移動し, $z > z_c$ では逆に風下側へ移動していく。さらに波齢が大きくなると最大値はクレストの風上側に位置し, 負の P_k がトラフの風下側に見られる。

平行平板間乱流での乱流エネルギーの生成率にはレイノルズ応力による寄与 $-\overline{u'w'} \partial \bar{u}_+ / \partial z_+$ のみであるが, 2 次元波面上の乱流では平均鉛直方向流速 $\bar{w}$ の存在により 4 成分 $P_{k11} = -\overline{u'u'} \partial \bar{u}_+ / \partial x_+$, $P_{k33} = -\overline{w'w'} \partial \bar{w}_+ / \partial z_+$, $P_{k13} = -\overline{u'w'} \partial \bar{u}_+ / \partial z_+$, $P_{k31} = -\overline{u'w'} \partial \bar{w}_+ / \partial x_+$ から構成されている。全ての波齢において平均鉛直流速からの寄与 P_{k33} 及び P_{k31} は小さく, 流れ方向平均流速からのレイ

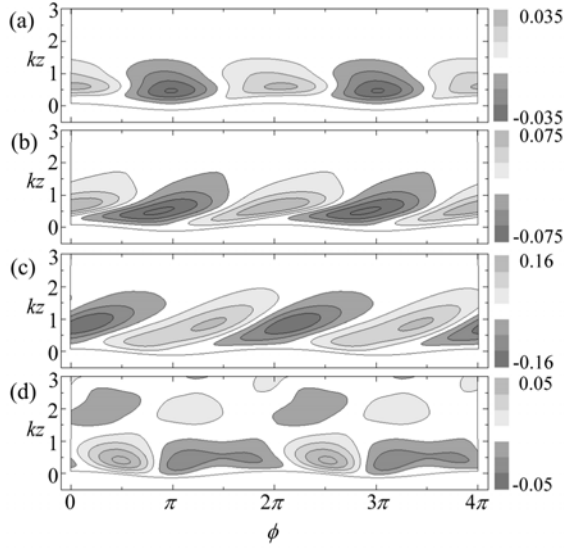


Fig. 10 Vertical components of the wave-correlated Reynolds normal stresses $\overline{w'^2}/u_*^2$ for (a) $c/u_* = 0$, (b) $c/u_* = 4$, (c) $c/u_* = 8$ and (d) $c/u_* = 20$.

ノルズ応力によって生じる P_{k13} の寄与が大きい。この大きな P_{k13} からの寄与はクレストの風上側において平均流のスパン方向渦度から乱流渦へのエネルギー輸送が卓越していることを意味している。また、波齢が大きくなるにつれて、 P_{k11} の寄与は増加し、その結果、トラフの風上側で負の生成率が生じる。

乱流エネルギーの生成率に加えて、粘性散逸率の詳細な理解は進行波上の気流のモデリングには重要な要素である。 $c/u_* = (0, 4, 8, 20)$ の以下のように定義した無次元化された粘性散逸率を Fig.13 に示す。

$$\varepsilon_k = \frac{\partial u'_{+i}}{\partial x_{+j}} \frac{\partial u'_{+i}}{\partial x_{+j}} \quad (23)$$

全波齢において、波面でのせん断応力が強い領域で散逸率の絶対値 $|\varepsilon_k|$ が高くなっている。また、波齢が0及び4では、せん断力が最大となる領域はその他の波齢に比べてクレストに近くに位置しているため、 $|\varepsilon_k|$ の最大値もクレストの近傍に位置し、大きな値を取る。平均流に対して臨界高さの影響が顕著に見られる $c/u_* = 8$ では、臨界高さの近傍で散逸率の大きな変動が見られる。この大きな変動は、バッファー層中の流れが cat's eye によって強いシアを持つことによるものだと考えられる。すなわちバッファー層中では、粘性散逸率へ大きく寄与する乱流渦のバースティング現象が頻繁に発生しており、

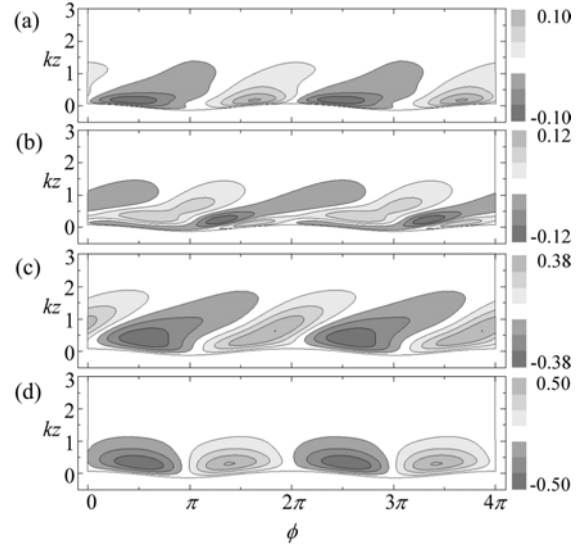


Fig. 11 Wave-correlated Reynolds stress $\overline{u'w'}/u_*^2$ for (a) $c/u_* = 0$, (b) $c/u_* = 4$, (c) $c/u_* = 8$ and (d) $c/u_* = 20$.

cat's eyeによって生じる平均流のシアがバースティング現象を促進する働きがあると考えられる。さらに波齢が大きくなるにつれて、cat's eyeはバッファー層から遠ざかり、その結果バッファー層での散逸率の変動は小さくなる。

5. 結 語

本研究では、3次元直接数値計算により一定速度で移動する進行波上の気流を計算し、進行波による気流の平均流場及び乱流場への影響を議論した。主な結論を次に示す。

- (1) 対数領域における平均流速の大きさは、波の発達率と良い相関を持ち ($c/u_* = 4$ の場合以外)、発達率が正の時は静止水平壁面上での流れに比べ平均流速が減少し、負の時は逆に増加する。
- (2) 流速の波状成分 $\tilde{u}$ 及び $\tilde{w}$ は臨界高さ z_c の近傍で急激に変化する。この $\tilde{u}$ 及び $\tilde{w}$ の臨界高さにおける変化により、 $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ は $z < z_c$ で正の値を持ち、臨界高さ近傍で急激に減少し、 $z > z_c$ では負の値になる。
- (3) 全ての方向の乱れ強度及びレイノルズ応力の空間分布は波齢に強く依存している。また、乱れ強度は臨界高さで急激に変化する。波面近傍のレイノルズ応力の波状成分 $\overline{u'w'}$ は、風上側で正、風下側で負の値をとる。

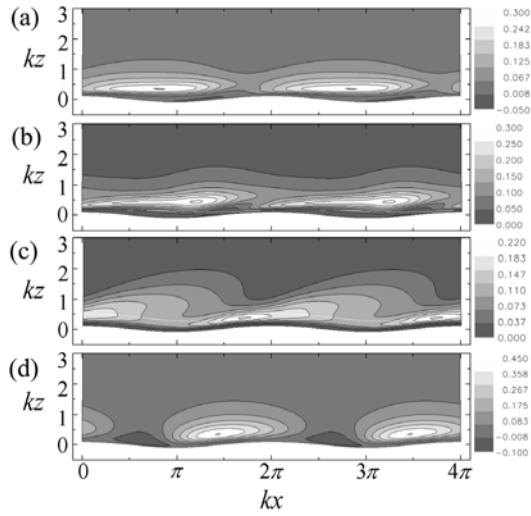


Fig. 12 The phase-averaged production for (a) $c/u_* = 0$, (b) $c/u_* = 4$, (c) $c/u_* = 8$ and (d) $c/u_* = 20$.

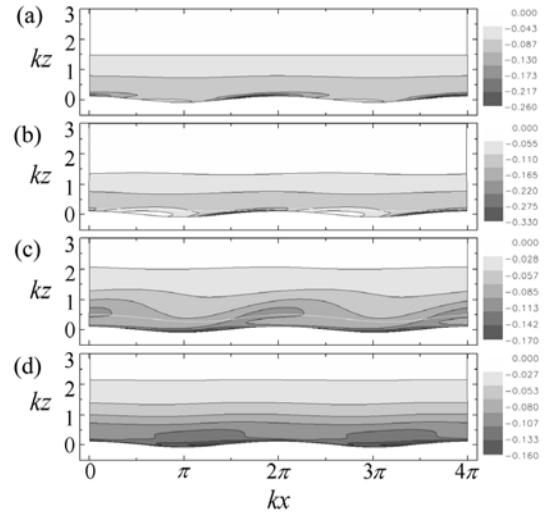


Fig. 13 The phase-averaged dissipation for (a) $c/u_* = 0$, (b) $c/u_* = 4$, (c) $c/u_* = 8$ and (d) $c/u_* = 20$.

謝 辞

本研究のDNSは国立環境研究所地球環境研究センターのスーパーコンピュータNEC-SX6を用いて実施した。また、本研究は文部科学省科学研究費補助金・課題番号16000599の援助を受けて行われた。

参考文献

- Belcher, S. E. and Hunt, J. C. R. (1998): Turbulent flow over a wavy boundary, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 30, pp. 507-538.
- Benjamin, T. B. (1959): Shearing flow over a wavy boundary, *J. Fluid Mech.*, Vol. 6, pp. 161-205.
- Cherukat, P., Na Y., Hanratty, T. J. and McLaughlin, J. B. (1998): Direct numerical simulation of a fully developed turbulent flow over a wavy wall, *Comput. Fluid Dynamics*, Vol. 11, pp. 109-134.
- Cohen, J. E. and Belcher, S. E. (1999): Turbulent shear flow over fast-moving waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 386, pp. 345-371.
- De Angelis, V., Lombardi, P. and Banerjee, S. (1997): Direct numerical simulation of turbulent flow over a wavy wall, *Phys. Fluids*, Vol. 9, pp. 2429-2442.
- Hristov, T. S., Miller, S. D. and Friehe, C. A. (2003): Dynamical coupling of wind and waves through

- wave-induced air flow, *Nature*, Vol. 422, pp. 55-58.
- Hussain, A. K. M. F. and Reynolds, W. C. (1970): The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 241-258.
- Jeffreys, H. (1925): On the formation of water waves by wind, *Proc. R. Soc. Lond. A*, Vol. 107, pp. 189-206.
- Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, A. (1992): Direct numerical simulation of passive scalar field in a turbulent channel flow, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 114, pp. 598-606.
- Mastenbroek, C. (1996): Wind-wave interaction, PhD thesis, Delft Technical University.
- Mastenbroek, C., Makin, V. K., Garat, M. H. and Giovanangeli, J. P. (1996): Experimental evidence of the rapid distortion of the turbulence in the air flow over water waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 318, pp. 273-302.
- Meirink, J. F. and Makin, V. K. (2000): Modeling low-Reynolds-number effects in the turbulent air flow over water waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 415, pp. 155-174.
- Miles, J. W. (1957): On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 3, pp. 185-204.
- Nagaosa, R. (1999): Direct numerical simulation of vortex structures and turbulent scalar transfer across a free surface in a fully developed turbulence, *Phys.*

- Fluids, Vol. 11, pp. 1581-1595.
- Phillips, O. M. (1957): On the generation of waves by a turbulent wind, J. Fluid Mech., Vol. 2, pp. 417-445.
- Schumann, U. and Sweet, R. A. (1988): Fast Fourier transforms for direct solutions of Poisson's equation with staggered boundary conditions, J. Comp. Phys., Vol. 75, pp. 123-137.
- Sullivan, P. P., McWilliams, J. C. and Moeng, C. (2000): Simulation of turbulent flow over idealized water waves, J. Fluid Mech. Vol. 404, pp. 47-85.
- Townsend, A. A. (1976): The structure of turbulent shear flow, 2nd edn., Cambridge University Press.
- Townsend, A. A. (1972): Flow in a deep turbulent boundary layer over a surface distorted by water waves, J. Fluid Mech., Vol. 55, pp. 719-735.

Direct numerical simulation of turbulent airflow over traveling wind waves

Naoto KIHARA^{*}, Hiromasa UEDA, and Hideshi HANAZAKI^{**}

^{*} Graduate School of Science, Kyoto University

^{**} Graduate School of Engineering, Kyoto University

Synopsis

Characteristics of the airflow over a train of waves moving at a constant speed are investigated using a direct numerical simulation. We simulate the flow for various wave ages ($c/u_* = 0, 4, 8, 10, 12, 16$ and 20), where c is the phase speed of the wind wave and u_* is the friction velocity on the wave surface. The results show that both the mean flow profiles and the turbulent statistics depend strongly on the wave age. For example, the mean-flow speed in the log layer generally decreases at small wave ages, i. e., when the wave growth rate is positive. Vertical profiles of the flow change significantly at the critical height z_c , where the mean flow speed and the wave speed c agree. Then, the wave-induced vertical flux of the horizontal momentum is positive below z_c , decreases rapidly near z_c , and becomes negative above z_c .

Keywords: Wind-wave, turbulent flow, air-sea interaction, boundary layer, direct numerical simulation