

# 自由水面近傍の乱流構造と 水面変動との関連性に関する研究

瀬津家久<sup>1</sup>・中山忠暢<sup>2</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

開水路に特有な自由水面は乱れの再配分率の複雑化に大きな影響を及ぼすことが従来より指摘されている。水面が穏やかな流れでは、自由水面は渦構造の鉛直方向の動きを抑制し、管路に比べて乱れの非等方向性が大きくなる。一方、 $Fr=1$ の限界流近傍では乱れのinactive成分の卓越によって流れが波状特性を示し不安定になる。さらに、 $Fr$ 数の増加とともに水面変動は増加し、逸散率等に大きな影響を及ぼすとともに、水面が穏やかであることを前提とするHuntの理論は成立しなくなる。本研究では2台のレーザ流速計および超音波波高計の同時計測を行うことによって、このような自由水面近傍の乱流構造と水面変動の関連性についての考察を行う。

**Key Words :** free-surface, DNS, turbulence redistribution, surface-wave-fluctuations, Froude number

## 1. 緒論

自由水面近傍の乱流構造は、non-slip条件である固定壁面上の乱流構造と基本的に大きく異なる。自由水面近傍においては固定壁面近傍と異なり平均的シアが存在しないために、乱れエネルギーの発生はほとんど無視でき、熱エネルギー等に逸散されるのみである。その結果、乱流構造は自由水面に課せられる鉛直方向への流体運動の拘束条件にしか影響されないことになる。しかしながら、固定壁面とは異なり、自由水面近傍での流下方向渦度 $w_x$ はゼロとはならず、渦構造は自由水面と大きな関連を有することになる。

このような自由水面の存在が開水路と管路において大きな相違を生み出し、乱れの再配分率の複雑化に大きな影響を及ぼすことが指摘されている。自由水面近傍では鉛直方向の流速変動成分は低減するものの固定壁面上ほどは大きく低減せず、自由水面は一種の「弱い壁」として作用する。このため、鉛直方向の乱れ変動は境界層や管路流れの中央軸付近に比べて抑制され、乱れの非等方向性が大きくなる<sup>1)</sup>。Komori et al.(1987)<sup>2)</sup>は、乱れ強度の変化特性を求めており、自由水面近傍では主流方向の乱れ強度 $u'$ は鉛直方向の乱れ強度 $v'$ とは対照的に若干増加し、乱れエネルギー間の再配分が自由水面の減衰効果のために相似則に従わないことを示唆している。

また、自由水面近傍における乱流構造は $Fr$ 数に大きく依存し、水面の穏やかな状態で見られる自由水面における乱れの低減特性は水面の変動の増大とともに失われると予測される。特に、Nezu & Nakagawa (1993)<sup>3)</sup>も指摘しているように、 $Fr=1$ の限界流近傍では流れが波状特性を示し不安定になるために乱れが普遍関数から大きくずれてくる。このため、 $Fr$ 数は自由水面近傍の乱流構造の解明の1つの大きな尺度になると考えられる。一方、Reynolds応力 $-uv$ というような特性値は $Fr$ 数に無関係に普遍的特性を示すことが解明されている。このような特性に対して、Bradshaw (1967)<sup>4)</sup>が提示した「乱れの普遍的特性を示すactive成分と、そうではないinactive成分の区別」という考えが従来から用いられてきているが、開水路に特有な自由水面が乱流構造に及ぼす影響を考えるには低周波成分の渦運動や水面変動というようなinactive成分の挙動を把握することが必要である。

このような自由水面近傍の乱流構造を取り扱う場合、従来より振動格子乱流に関する研究が多く行われてきた。小松ら(1995)<sup>5)</sup>は、比較的簡単なエネルギー源から乱れを発生させることのできる振動格子乱流を対象として、水面近傍における乱れ成分および長さスケールの定量化を行っている。また、レーザ流速計と拡散型半導体小型圧力変換器との同時計測を行うことによって、鉛直方向乱れ $v$ が圧力変動 $p$ を引き起こし、圧力変動 $p$ がさらに水平方向乱れ $u$

と $w$ を引き起こしている」と指摘しており、表面更新渦の構造として、圧力によるエネルギー再分配を近似的であるが実験的に確認している。

Brumley & Jirka (1987)<sup>9)</sup>が振動格子乱流を用いて、自由水面近傍、特に"surface-influenced layer"と呼ばれる水深の約1割の領域を中心とした研究を行っている点は注目に値する。彼らは鉛直方向の乱れ強度 $v'$ 、マクロスケールや水面近傍でのエネルギー逸散率と関連づけて大規模渦運動の構造について評価を行っている。また、スペクトル解析を行い、Hunt & Graham (1978)<sup>10)</sup>によって提案された、乱流構造を非回転場の均一乱れの成層化構造とみなす、"source theory"から得られるものとの比較を行っている。その結果、この理論から得られる値よりも流速変動成分の低減する薄い層が水面近傍に観察されることを指摘している。また、玉井ら(1975)<sup>11)</sup>は開水路流れの乱れに及ぼす $Fr$ 数の影響について考察を行っており、水面変動とエネルギー逸散率の関連性を述べている。しかし、乱れエネルギー間の再配分率と水面変動の関連性について詳細に検討を行った例はない。

一方、数値計算を用いて、主流速、乱れ強度、エネルギー収支等の考察が従来より数多くなされてきており、特に最近では開水路流れに対しても行われてきている。Kim et al. (1987)<sup>12)</sup>は低 $Re$ 数の管路流れについて壁面近傍を対象として、平均主流速、乱れ強度、乱れエネルギーや逸散率等の評価を行い、様々な計算手法との比較を行っている。一方、Komori et al. (1993)<sup>13)</sup>は気液界面にシアアの存在しない開水路流れを対象としてDNS (Direct Numerical Simulation) を行っており、乱れの再配分率の変化特性、縦断面内および水面近傍における瞬間渦度場を求めている。また、Handler et al. (1993)<sup>14)</sup>は開水路流れの自由水面近傍におけるDNSを行っており、管路流れの数値計算結果との比較を行っている。その際に、自由水面近傍における長さスケールやエネルギー収支の評価もまた行っており、特に、自由水面近傍では乱れの再配分率が複雑に変化すること、および、鉛直方向の長さスケールが自由水面の影響によって低減するという重要な特性を示している。以上のような乱流シミュレーションに関する研究は行われているものの、開水路の実験値をもとにして開水路に特有な自由水面近傍の特性を論じたものはほとんどないのが現状である。

本研究の目的は、このような開水路の自由水面近傍の特性、および自由水面近傍の乱流構造と水面変動の相関関係を検討することである。そこで、まず低 $Reynolds$ 数流れを対象として、Kim et al. (1987)<sup>12)</sup>による閉管路のDNSデータとの比較を行うことによ

って実験精度の確認および開水路流れの特徴の評価を行う。次に、限界流近傍を中心とした乱れの変化特性、流速変動・水面変動特性、エネルギー収支関係、および両者の相関関係の評価を行った。

## 2. 実験方法

本実験で使用した水路は全長10m、幅40cm、高さ30cmの可変勾配型循環式直線水路であり、勾配はジャッキにより最大1/10まで上げることが可能である。計測部は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっており(特に計測区間3mは一枚強化ガラス製)、流れが十分に発達している水路上流端から約6mの地点を計測部とした。

瞬間流速の計測にはDantec社製の空冷および水冷の2台の4ビーム後方散乱型2成分アルゴンイオンファイバーレーザー流速計(LDA)を用いた。座標系は流下方向・鉛直方向・横断方向をそれぞれ $x, y, z$ とし、それに対応する流速変動成分を $u, v, w$ とする。水路側壁からは水冷のレーザー流速計を用いて $(u, v)$ の計測を、底面下方からは空冷のレーザー流速計を用いて $(u, w)$ の計測を行い、それらより単断面開水路流れの水路中央部における速度の3成分 $(u, v, w)$ の同時計測を行った。 $(u, w)$ の成分について底面下方から計測した理由としては、本研究では水面変動が激しい限界流や $Fr$ 数の非常に大きい射流をも対象とするため、水路上方からの計測ではレーザー光が散乱して計測精度が非常に悪くなると考えられるためである。LDAのトラバース装置は、水路にじか付けで約1/100mmの高精度を持つ。測定時間は60秒、測定周波数は200Hzのもとで計測を行った。

また、水面変動の計測には計測部の鉛直上方に超音波波高計(Keyence社製)を設置し、その信号をAD変換器の外部入力信号として水冷のレーザー流速計を制御するコンピュータに取り込み、流速変動と同期するようにした。この超音波波高計の精度に関しては、本実験に先立って予備実験を行った結果、ほぼ0.1mmの精度を持つことが確認された。

水理条件の設定にあたっては、あらかじめ、滑面流れについて平均主流速分布が対数則に従うという条件の下で1次元計算を行い、2次元流が発生しにくいようなアスペクト比が大きい流れ( $B/h > 5$ )を選んだ。特に、 $Reynolds$ 数の大きな流れについては $B/h > 8$ を満たすようにした。表-1に水理条件を示す。ケースLは $Reynolds$ 数 $Re = U_m h / \nu$ が約8000、かつ、 $Froude$ 数 $Fr = U_m / (gh)^{0.5}$ が小さい常流状態、ケースMは $Re$ 数が約20000で限界流付近を対象とし、ケースHは $Re$ 数が約38000で射流状態を対象とした。特にケースLについ

表-1 水理条件

case	S	h (cm)	B/h	Um (cm/s)	U* (cm/s)	Fr	Re (x10 <sup>3</sup> )
L-FR01	1/25000	8.0	5.0	10.0	0.59	0.12	8.0
L-FR02	1/6000	5.0	8.0	16.0	0.99	0.23	8.0
L-FR03	1/3000	4.0	10.0	20.0	1.14	0.32	8.0
L-FR04	1/2000	3.5	11.4	22.9	1.33	0.39	8.0
L-FR05	1/1500	3.0	13.3	26.7	1.49	0.49	8.0
M-FR06	1/1200	5.0	8.0	40.0	2.10	0.57	20.0
M-FR07	1/900	4.5	8.9	44.4	2.32	0.67	20.0
M-FR08	1/600	4.0	10.0	50.0	2.50	0.80	20.0
M-FR09	1/455	3.7	10.8	54.1	2.78	0.90	20.0
M-FR10	1/316	3.5	11.4	57.1	2.90	0.98	20.0
M-FR11	1/273	3.2	12.5	62.5	3.24	1.12	20.0
M-FR12	1/250	3.0	13.3	66.7	3.36	1.23	20.0
H-FR11	1/300	5.0	8.0	75.0	3.80	1.07	37.5
H-FR13	1/240	4.5	8.9	83.3	4.00	1.25	37.5
H-FR15	1/167	4.0	10.0	93.8	4.75	1.50	37.5
H-FR18	1/111	3.5	11.4	107.1	5.42	1.83	37.5
H-FR23	1/77	3.0	13.3	125.0	6.09	2.30	37.5

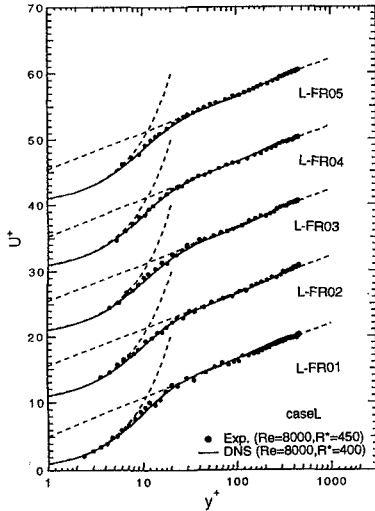


図-1 平均主流速分布

では、 $Re=8000$ 、摩擦Reynolds数 $R_* = U_* h / \nu$ が約450と比較的小さい流れに対して $Fr$ 数のみを0.5程度まで変化させて実験を行い、 $Re=8000$ 及び $R_* = 400$ であるKim et al. (1987)<sup>9)</sup>による管路流のDNSデータとの相互の比較検討を行った。

### 3. 実験結果および考察

#### (1) 低Reynolds数開水路乱流の3次元同時計測結果とDNSの比較

ここではケースLにおける実験結果と同一の $Re$ 数のもとの管路のDNSの比較を行う。

##### a) 平均流速分布および乱れ強度分布特性

図-1はケースLについて、内部変数表示 $y^+ = U_* y / \nu$ に対する、平均主流速 $U$ を摩擦速度で無次元表示した値 $U^+ = U / U_*$ の分布であり、各ケースごとに鉛直方向に10ずつ平行移動して表示したものである。特に、壁面および水面近傍ではプローブを傾斜し特別の工夫をして計測を行った。図中の点線は、粘性底層領域における直線分布、および対数則領域における対数則分布である。また、図にはKim et al. (1987)<sup>9)</sup>による対

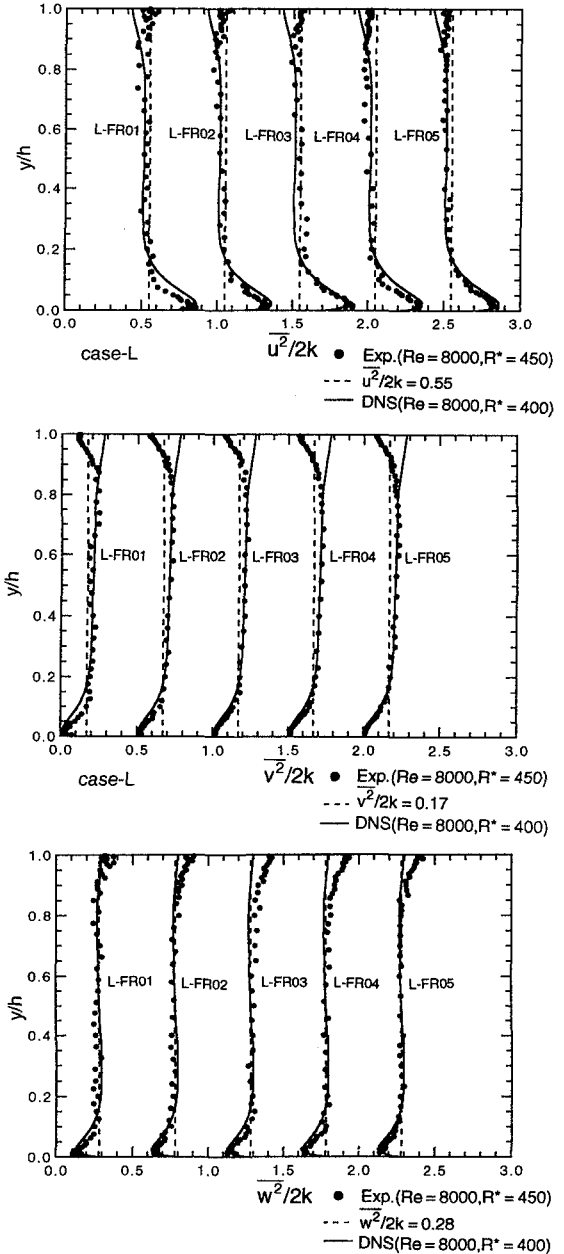


図-2 乱れ再配分率の分布

称条件を用いた閉管路のDNSデータも実線で併示した。全てのケースについて実験値と計算値とは非常に良く一致しており、特に $Fr$ 数が小さいケース(L-FR01)では粘性底層のかなり下部まで一致した分布を示している。これより、壁面近傍においては開水路流れの特性は管路流れの特性と類似しており、自由水面の影響はあまり受けないと言える。また、対数則の切片定数 $A_s$ の値は $Fr$ 数に無関係に、従来より指

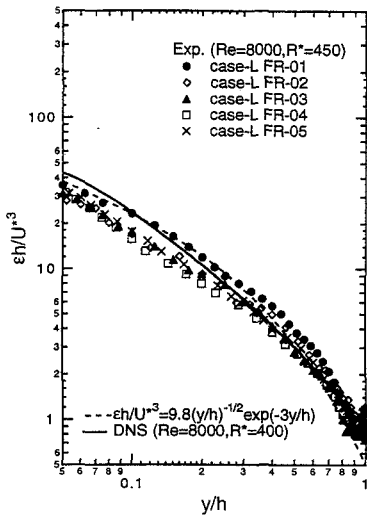


図-3 逸散率 $\varepsilon$ の分布

摘されているような $As=5.5$ 程度の一定値を示していた。なお、本実験ではNezu & Nakagawa (1993)<sup>1)</sup>も指摘しているように低 $Re$ 数のためwakeパラメータ $\Pi$ はゼロであり、自由水面領域まで対数則が成立することがわかる。

#### b) 乱れ再配分率の分布特性

図-2は $y/h$ に対する乱れ再配分率 $\overline{u^2}/2k, \overline{v^2}/2k, \overline{w^2}/2k$ の分布である。図にはDNSデータ、瀬川の普遍関数も併示した。壁面領域、中間領域においては3つとも管路の値と良く一致しているが、特に $\overline{v^2}$ に関しては $y/h > 0.8$ において水面に近づくにつれて開水路の値は管路の値よりも大きく低減していく特性が明瞭に見られる。このような自由水面の存在による低減特性は開水路流れの大きな特徴であり、水面の変動が大きくなるにつれて低減が弱まっていくと考えられるが、本節における $Fr$ 数が0.5程度までの範囲内では水面変動も0.2mm程度と小さく、そのような増加特性は見られない。 $\overline{u^2}, \overline{w^2}$ についてはKomori et al.(1987)<sup>2)</sup>も指摘しているように水面近傍において若干増加する特性が見られる。これより開水路における乱れエネルギーは、流速変動の鉛直方向成分から主流方向・横断方向成分へ再分配される割合が管路よりも大きいことが明確にわかり、管路との大きな相違を生み出すものと思われる。また、そのような自由水面の影響は $y/h > 0.8$ で顕著に現れることがわかる。一方、壁面領域では実験値とDNS値は比較的良く一致しており、壁面近傍では開水路流れにおいても自由水面の影響をあまり受けないと考えられる。

#### c) 乱れエネルギー収支関係

前節までに示した結果より、管路流れと比較した場合における開水路流れの特徴は主に水面近傍、特に $y/h > 0.8$ の領域で顕著に現れることがわかった。こ

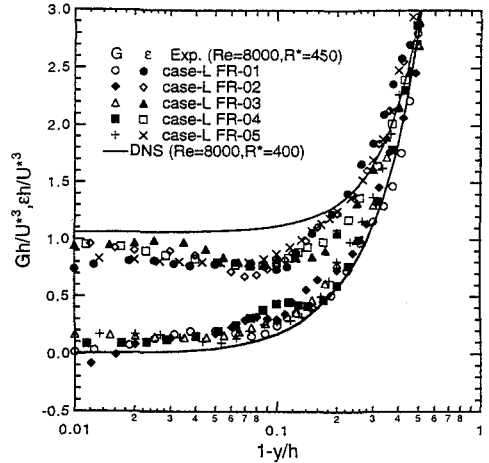


図-4 自由水面近傍における $\varepsilon$ と $G$ の関係

のような乱れの非等方性の増大による再配分率の複雑化は、乱れエネルギーの収支関係を考察することによってさらに明らかになるものと考えられる。

図-3は外部変数表示 $y/h$ に対する、逸散率 $\varepsilon$ を平衡領域以上の主流域に注目して無次元表示したものである。本研究においてはFFTによるスペクトル分布の慣性小領域に明確な(-5/3)乗則が成立していたので、それを用いて $\varepsilon$ を逆算した。図にはNezu & Nakagawa (1993)<sup>1)</sup>による半経験式を点線で、DNSデータを実線で併示した。壁面近傍の小領域を除けば比較的管路流れの特性と一致しており、普遍的な分布を示すことが確かめられる。しかし、自由水面近傍においてはKomori et al.(1987)<sup>2)</sup>が指摘しているように、開水路の値は管路のものよりも小さめになっている。一方、壁面近傍における発生率 $G$ についてはケースに無関係にほぼ同じ分布形をとっており、水面変動が穏やかな流れでは壁面近傍における乱れエネルギーの発生は $Fr$ 数の影響をあまり受けないことが確かめられた。

図-4は $G < \varepsilon$ でエネルギー欠損状態となる自由水面近傍を対象にして、 $\varepsilon$ と $G$ の関係を自由水面からの距離( $1-y/h$ )に対して対数表示したものである。図にはDNS値を実線で併示した。乱れ強度分布特性と同様に $Fr$ 数による相違はほとんど見られず、普遍的な分布を示している。このような自由水面近傍での $\varepsilon$ の分布は水面から約10%付近で最小値を有しており、Brumley & Jirka (1987)<sup>3)</sup>の振動格子乱流のデータでも同様な特性が見られることからデータの誤差と考えるよりは、むしろ自由水面近傍での特性とみなすべきである。すなわち彼らは、このような水面近傍における逸散率の最小値がHunt & Graham理論(1978)<sup>4)</sup>を用いて求められる水面から水深の10%にお

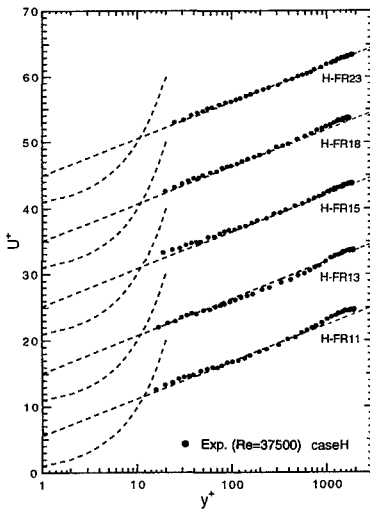
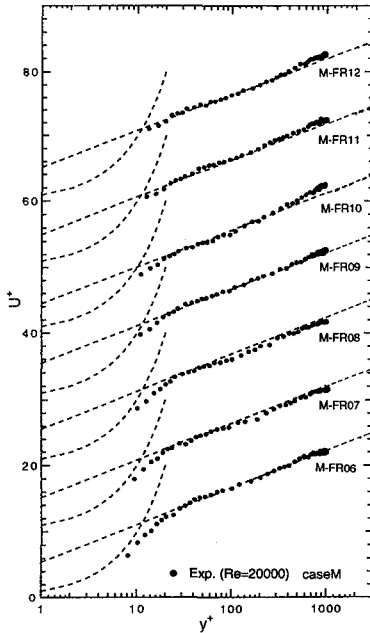


図-5 平均主流速分布

ける値(constant dissipation rateと書かれている)と一致することを示している。ただし、彼らの計測でも同様に自由水面に近づくにつれて値が減少しているが、詳細に見てみると開水路と若干異なる特性が見られる。振動格子においては、水面から約30%付近で極小値となり、約5~10%付近で極大値をとる。さらに水面近傍に近づくにつれて値は急激に減少していくことになる。一方、本実験の開水路流れにおいては、約10%付近で極小値となり、さらに水面に近づくにつれて微増する。この極小値の位置は若干両者で異なるが同じメカニズムによるものと考えられる。しかし、水面が穏やかなケースLの開水路流れでは水面近傍での急激な減少特性が見られない。すな

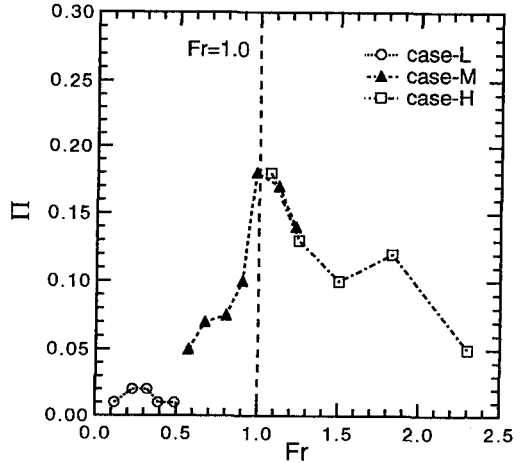


図-6 wakeパラメータ $\Pi$ の変化特性

わち、本節の開水路流れでは水面が穏やかで表面更新過が生じていないために水面近傍の急激な低減特性がみられなかったと考えられる。さらに、自由水面領域では $\epsilon > G$ となっており、管路との比較では $\epsilon$ が小さめとなるのに対して $G$ は大きめになる。このような管路との相違がどのような機構で生じるのかは不明だが、自由水面近傍では管路よりも開水路の方がエネルギーの不足量が小さくなるのは非常に興味深いことである。

## (2) 自由水面近傍の乱流構造と水面変動の関連性

ここでは $Fr$ 数および水面変動の有無が乱流構造に及ぼす影響についての考察を行う。

### a) 平均流速分布特性

図-5はケースM, Hについての、 $U^*$ の分布である。表示は図-1のケースLに対するものと同様であるが、図にはKim et al. (1987)<sup>9)</sup>による閉管路のDNSデータは併示していない。全てのケースについて対数則領域では対数則分布に良く一致しており、また、Tominaga & Nezu (1992)<sup>11)</sup>も指摘しているように、外部変数表示に対しては $Fr$ 数の増加とともに粘性底層厚が小さくなるため計測が困難になっていく様子が見えてくる。ケースLについてはwake領域は見られなかったが、ケースM, Hでは自由水面に近づくにつれて対数則からのずれが見られ、wakeパラメータ $\Pi$ はゼロにはならない。このことについてNezu & Nakagawa (1993)<sup>12)</sup>は、 $R_s < 500$ では $\Pi$ の値がほとんどゼロであり、 $R_s$ の増加とともに $\Pi$ は増加し、 $R_s > 2000$ では一定値0.2となることを実験的に示しており、管路との比較を行っている。図-6はケースL, M, Hについて $Fr$ 数の変化に対する $\Pi$ の変化特性を示したものである。これより、 $Fr$ 数の変化とともに $\Pi$ は大きく変化

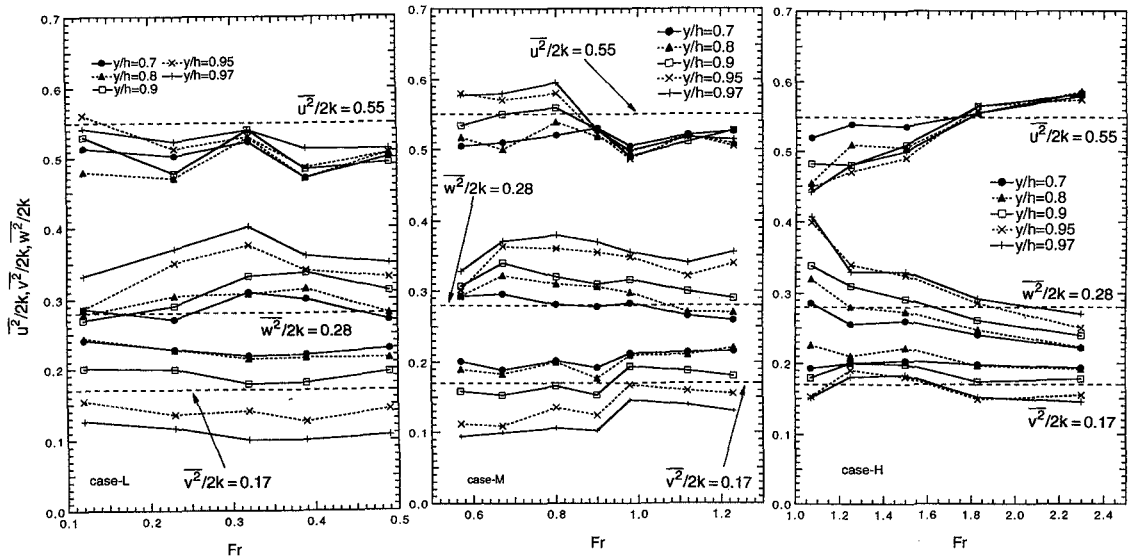


図-7 乱れ再配分率の変化特性

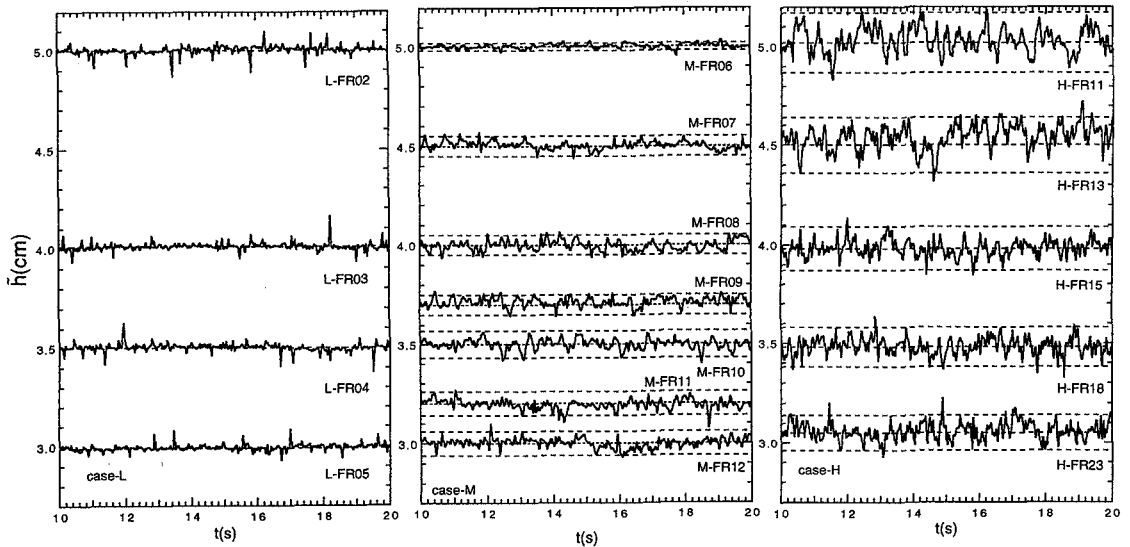


図-8 瞬間水面変動の時系列

しており、特に限界流近傍では対数則からのずれが大きくなっている。このことは次項以降で示すように、平均主流速 $U$ もまた限界流近傍での水面変動のinactive成分に大きく左右され、水面近傍での不安定性の影響を大きく受けることを示している。

b) 乱れ再配分率の分布特性

図-7はケースL, M, Hに対する、特に乱れ強度分布において顕著な変化特性が見られた水面近傍( $y/h > 0.7$ )での乱れ再配分率 $\overline{u^2}/2k, \overline{v^2}/2k, \overline{w^2}/2k$ の、 $Fr$ 数に対する変化特性である。点線は禰津の普遍関数の比であり、一定値である。これより、 $\overline{v^2}$ については常流では $Fr$ 数について急激な変化は見られず水面

に近づくにつれてエネルギー配分率が単調に減少していく。しかし、 $\overline{v^2}$ は限界流を境にして急増し、射流で再び緩やかに減少していく特性が見られる。このような急増現象は、次節以降で示す限界流近傍における水面変動の低周波成分の卓越と大きく関連しており、水面変動が鉛直方向の乱れ変動と大きな関連性があることを示している。また、水面が穏やかな流れにおける自由水面近傍での $\overline{v^2}$ の低減特性は、水面の揺動の増加とともに失われていく特性が見られる。一方、自由水面近傍での $\overline{u^2}$ は限界流近傍で最小値となり、射流状態では $Fr$ 数の増加とともに急増する。 $\overline{w^2}$ については限界流付近で大きな値をとり、

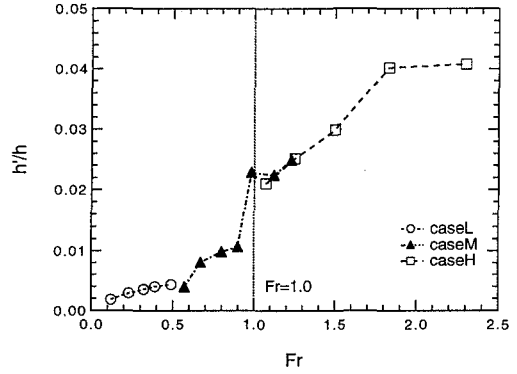
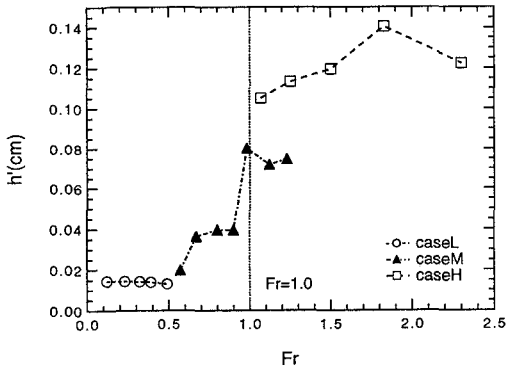


図-9 水面変動強度および相対水面変動強度の変化特性

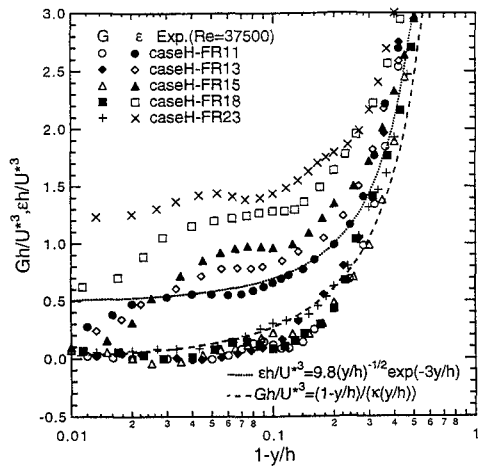
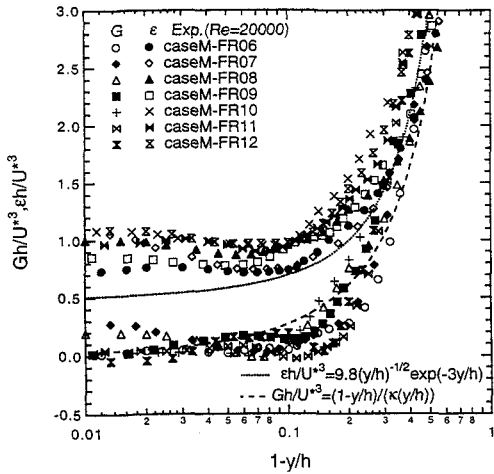


図-10 自由水面近傍におけるεとGの関係

射流状態では $Fr$ 数の増加とともに急減していく。つまり、水面変動の激しい射流においては、自由水面近傍における流速変動の鉛直方向成分から流下方向・横断方向成分への乱れエネルギーの再配分は、流下方向成分への再配分の割合の方が大きくなる。また、自由水面近傍での流下方向・鉛直方向・横断方向成分の再配分の変化率は $Fr$ 数の増加とともに小さくなり、エネルギー構造が水深方向に類似するようになる。このように水面近傍における乱れ再配分率は $Fr$ 数に対して複雑に変化し、自由水面の変動特性が大きな影響を及ぼしていると考えられる。

### c) 水面変動と乱れエネルギー収支の関連性

図-8はケースL, M, Hに対する瞬間水面変動の時系列 $\tilde{h}$ (cm)を10秒間表示したものである。その際に、超音波波高計の精度等を考慮して50Hz以上のノイズ成分はフーリエ級数を用いた数値フィルターによって取り除いた。それぞれの変動時系列の上下両側の点線は振幅の変動の絶対値がほぼ最大となる値である。これより、限界流付近で変動の振幅自体は最大になり、射流になると $Fr$ 数の増加とともに変動自体

は激しくなるが振幅は再び減少している様子がわかる。また、限界流近傍において低周波成分が卓越している特性も見られる。図-9はケースL, M, Hに対する相対水面変動強度 $h'/h$ の $Fr$ 数に対する変化特性を示したものである。これより $Re$ 数の影響も若干存在するが、 $Fr=1$ 近傍で $h'/h$ が急増しテラス状になって、射流では再び増加していく様子が見られ、限界流近傍での特異な変化がうかがわれる。このことは全乱れエネルギーに対する水面変動エネルギーの占める割合が大きく変化することを意味しているが微小変動波理論からはその現象の説明は不可能であり、限界流近傍で卓越する乱れのinactive成分が水面変動の急増現象に大きな影響を及ぼしていると考えられる。このような相対水面変動強度における急増現象は前節までに述べた $v'$ の急増領域に対応しており、 $h'$ と $v'$ には密接な相関関係があると考えられる。

図-10はケースM, Hについて、図-6と同様にεとGの関係を自由水面からの距離(1-y/h)に対して対数表示したものであり、図には半経験式も併示した。これより、Gは $Fr$ 数にほぼ無関係にself-consistentな特性

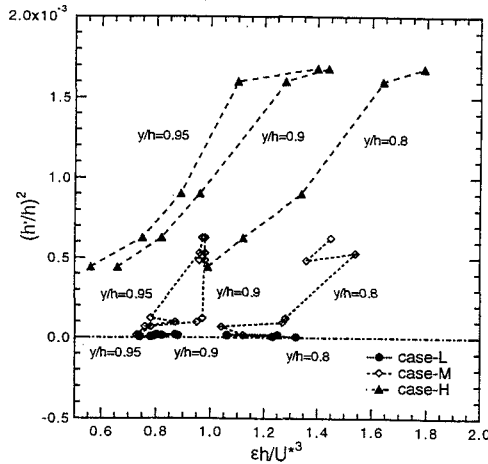


図-11  $\epsilon$ と $h'/h$ の2乗の関係

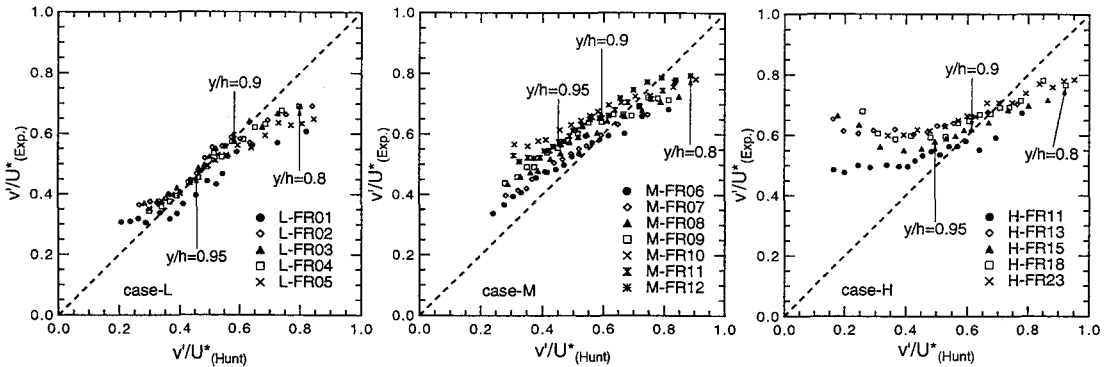


図-12 Huntの式の評価

が顕著に現れているが、 $\epsilon$ は $Fr$ 数に大きく依存することがわかる。ケースMの限界流近傍では系統的な変化は見られず若干複雑な分布形を示すのに対して、ケースHの射流では玉井ら(1975)<sup>9)</sup>も指摘しているように $Fr$ 数の増加とともに値が増加していく特性が見られる。また、Brumley & Jirka (1987)<sup>9)</sup>の振動格子乱流に対する計測と比較してみると、限界流近傍では自由水面のごく近傍での値の急激な減少は見られないのに対して、 $Fr$ 数の大きな射流では水面近傍での値が減少しており振動格子乱流の分布形と類似している。すなわち、 $Fr$ 数の大きな射流状態では表面更新渦がかなり活発に発生しており、 $\epsilon$ の増加は水面変動エネルギーの増加と大きく関連することになる。図-11は水面近傍( $y/h=0.8, 0.9, 0.95$ )での $\epsilon$ に対する相対水面変動強度 $h'/h$ の2乗の変化特性を示したものである。これより、水面の穏やかなケースLにおいては $(h'/h)^2$ の値はほぼゼロであるが、ケースM,Hでは自由水面近傍における $\epsilon$ が $(h'/h)^2$ に対してほぼ線形的に増加していく特性が見られる。つまり、水面変動による波のエネルギーが大きいくほど水面近傍において失われるエネルギーが大きくなり、このことから水面

変動は自由水面近傍におけるエネルギー収支関係に重要な影響を及ぼすことが示唆される。この特性はケースMの限界流近傍においても成立しており、水面変動とエネルギー逸散の関係に関する限り乱れのinactive成分はそれほど大きな関連性を持たないといえる。

一方、Hunt (1984)<sup>12)</sup>は水面の穏やかな $Fr$ 数の小さい流れについて、自由水面の低減効果を考慮して現象論的に鉛直方向の乱れ強度 $v'$ を導いた。つまり、自由水面からの距離( $h-y$ )よりも大きな渦は鉛直変動にはほとんど関与しないという仮定を用いて $\epsilon$ と $v'$ を結びつけた。

$$v'/U_* = 1.34 \left( \epsilon h / U_*^3 \right)^{1/3} (1 - y/h)^{1/3} \quad (1)$$

図-12はケースL, M, Hについて、実測値 $\epsilon$ を式(1)に代入して求めた $v'$ に対する、実測値 $v'$ の分布である。これより、式(1)は水面変動のないケースLでは $y/h > 0.9$ における自由水面の低減効果を良く表しているが、 $y/h < 0.9$ では過大評価となることがわかる。このことは式(1)のHuntの理論では自由水面近傍の比較的小規模の渦のみが $v'$ に関与すると考えているためであり、自由水面近傍以外ではHuntの理論は適用できな



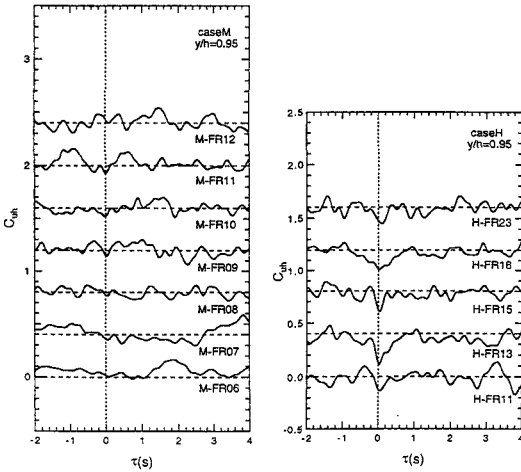


図-13 相互相関係数 $C_{uh}(\tau)$ の分布

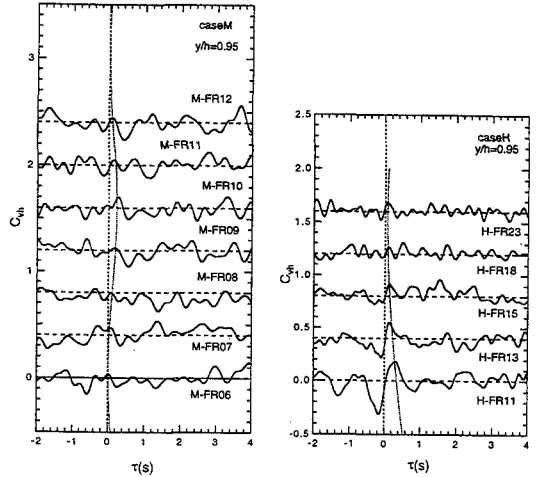


図-14 相互相関係数 $C_{vh}(\tau)$ の分布

いことを示している。一方、水面変動の生じるケースM,Hにおいては、 $y/h > 0.9$ で大きく上にそれてきて過小評価することになる。この特性は限界流近傍で極大値をとった後、射流になると若干減少して、 $Fr$ 数の増加とともに再び増加するようになる。これより、水面変動が生じる流れに対してはHuntの理論に水面変動強度等の影響を考慮に入れた修正が必要であるといえる。以上より、水面変動を考慮に入れた数値計算を行う場合には、自由水面近傍での逸散率の変化特性を考慮する必要がある。特に、 $v$ に特徴的に見られる乱れの低減特性の変化やマクロスケールの変化と何らかの関数で結びつけることが必要である。

d) 水面変動と流速変動の相関関係

前節までに示したように水面近傍における流速変動と水面変動には密接な関係があり、このことを検証するためには水面変動と流速変動の相互相関係数を求める必要がある。特に、この特性は鉛直方向流速変動成分と水面変動の相関に顕著に現れると考えられる。図-13、図-14はケースM, Hの水面近傍( $y/h=0.95$ )における相互相関係数 $C_{uh}(\tau)$ および $C_{vh}(\tau)$ の遅れ時間 $\tau$ に対する変化特性である。ケースLでは水面変動がほとんどないので系統的な変化が見られなかった。 $C_{uh}(\tau)$ については水面変動が生じると一般的に $\tau=0$ (s)近傍で負のピーク値をとっており、連続式が満足されることがわかる。一方 $C_{vh}(\tau)$ については、限界流から離れた安定した流れにおいては一般に $\tau=0$ (s)近傍において正のピーク値をとり、一般に従来から指摘されているように、水面近傍における瞬間的な加速流れが下降する時( $u > 0, v < 0$ )に水面は低下( $h < 0$ )し、逆に、瞬間的な減速流れが上昇する時( $u < 0, v > 0$ )には水面が上昇( $h > 0$ )することになる。しかし、限界流に近づくにつれて位相のずれが大きくなっていき、その結果、不安定な波状跳水的流れを

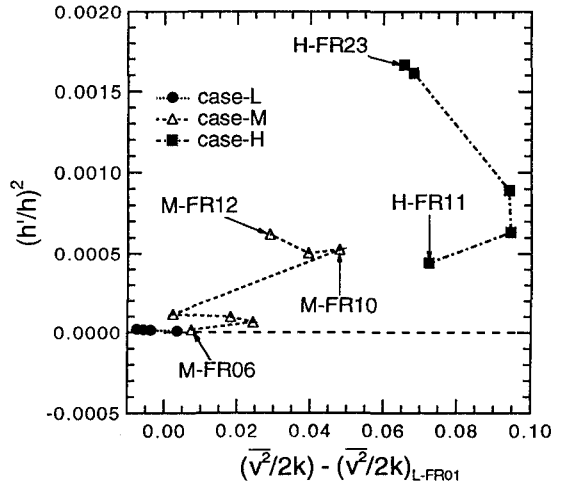


図-15  $v^2/2k$ の増加率と $(h/h)^2$ の関係

生みだし、乱れ特性、および水面変動に急激な高揚現象をもたらすと考えられる。つまり、この位相のずれは限界流近傍におけるinactive成分の卓越と密接に関わっている。また、このような相互相関係数の系統的な変化特性は自由水面から遠ざかるにつれて薄れていき、 $y/h < 0.7$ では水面変動の影響はほとんど見られなくなる。

これまでから、鉛直方向成分の再配分率の相似則からのずれが水面変動に大きな影響を及ぼし、 $Fr$ 数の小さい水面の穏やかな流れにおける再配分率からの変化量が水面変動のエネルギーと大きな関連があると考えられる。図-15は、鉛直方向成分の再配分率の増加率に対する、 $h/h$ の2乗の分布であり、ほぼ線形的な関係が見られる。しかし、 $Fr$ 数の大きな射流では鉛直方向以外の成分が関与してくることによって線形関係が崩れ、水面変動エネルギーの増加率が急増することになる。

#### 4. 結論

本研究は、2台のレーザ流速計および超音波波高計の同時計測を行うことによって、開水路の自由水面近傍の乱流構造および水面変動との相関関係を考察したものであり、以下のような知見が得られた。

1) 平均主流速および乱れ強度分布に関して、壁面および中間領域では管路と開水路の相違があまり見られないが、 $y/h > 0.8$ では乱れ強度分布に大きな相違が見られる。特にFroude数が小さい流れでは鉛直成分は自由水面の影響によって大きく低減する。

2) そのような乱れ強度の変化特性は乱れの再配分率が自由水面の影響を大きく受けるためであり、開水路では乱れエネルギーが流速変動の鉛直方向成分から主流方向・横断方向へ再配分される割合が管路に比べて大きくなる。

3) 乱れエネルギー収支関係について、自由水面近傍では $G < \epsilon$ とエネルギー欠損状態になるが、自由水面の影響により管路ほど不足量は大きくない。

4) 自由水面近傍の乱流構造は水面変動の発生によってさらに複雑化する。特に、乱れの再配分率はFroude数に大きく依存し、限界流近傍では $v'$ は急激な高揚現象を示す。

5) 限界流近傍において水面変動強度は急増するとともに低周波成分が卓越し、inactive成分の寄与が大きくなる。これより、水面変動と鉛直方向の乱れ特性の間には密接な関係がある。

6) 水面近傍におけるエネルギー逸散率と水面波によるエネルギーの間には線形関係が存在する。また、水面変動の増加とともにHuntの理論は成立しなくなり、乱流構造が大きく変化する。さらに、流速変動の鉛直方向成分の再配分率の増加率と水面変動エネルギーの増加率の間には密接な関係が存在し、自由水面近傍における鉛直方向成分の再配分率の増加が水面変動を増加させ、エネルギーの釣り合いより逸散率が増加することになる。

7) 水面変動と流速変動には密接な相関関係が存在する。特に、限界流から離れた安定した流れにおいては、水面近傍における瞬間的な加速流れが下降する時に水面が下降し、瞬間的な減速流れが上昇する時に水面が上昇する。しかし、限界流近傍ではinactive成分の卓越によって位相のずれが大きくなり、不安定な波状跳水的流れが生じ、乱れ特性および水面変動に急激な高揚現象が発生する。

#### 参考文献

- 1) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 2) Komori, S., Hiraga, Y., Murakami, Y. & Ueda, H. : The generation of surface-renewal eddies in an open channel flow, *Proc. of 2nd. Int. Symp. on Transport Phenomena in Turbulent Flows*, Tokyo, pp.75-85, 1987.
- 3) Bradshaw, P. : 'Inactive' motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.28, pp.593-616, 1967.
- 4) 小松利光, 柴田敏彦, 朝佐孝二, 高原健太郎: 振動格子乱流場における水表面近傍の乱れ特性, 水工学論文集, 第39巻, pp.819-826, 1995.
- 5) Brumley, B. H. & Jirka, G. H. : Near-surface turbulence in a grid-stirred tank, *J. Fluid Mech.*, Vol.183, pp.235-263, 1987.
- 6) Hunt, J. C. R. & Graham, J. M. R. : Free-stream turbulence near plane boundaries, *J. Fluid Mech.*, Vol.84, pp.209-235, 1978.
- 7) 玉井信行, 林博一, 広沢祐輔: 開水路の乱れに及ぼすフルード数の影響について, 第30回土木学会年講, II-195, pp.406-408, 1975.
- 8) Kim, J., Moin, P. & Moser, R. : Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, Vol.177, pp.133-166, 1987.
- 9) Komori, S., Nagaosa, R., Murakami, Y., Chiba, S., Ishii, K. & Kuwahara, K. : Direct numerical simulation of three-dimensional open-channel flow with zero-shear gas-liquid interface, *Phys. Fluids A*, Vol.5, No.1, pp.115-125, 1993.
- 10) Handler, R. A., Swain, T. F., Jr., Leighton, R. I., & Swearingen, J. D. : Large scales and the energy balance for turbulence near a free surface, *J. AIAA*, Vol.31, No.11, pp.1998-2007, 1993.
- 11) Tominaga, A. & Nezu, I. : Velocity profiles in steep open-channel flows, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.118, No.1, pp.73-90, 1992.
- 12) Hunt, J. C. R. : Turbulence structure and turbulent diffusion near gas-liquid interfaces, *Gas Transfer at Water Surfaces*, W. Brutsaert & G. H. Jirka (eds), Reidel Pub., pp.67-82, 1984.

(1997. 3. 11 受付)

## RELATIONSHIP BETWEEN TURBULENT STRUCTURES NEAR THE FREE-SURFACE AND SURFACE-WAVE-FLUCTUATIONS

Iehisa NEZU and Tadanobu NAKAYAMA

In an open-channel flow, a turbulent structure is affected by the presence of a free surface, and therefore, its characteristics are quite different from those of a duct flow near the symmetric surface. Furthermore, the turbulent structure near the free-surface has a close relationship with surface-wave-fluctuations and the Froude number. In particular, the turbulent structure may become unstable in a critical flow, and this phenomenon can be seen in the complexity of turbulence redistribution and the undulation property of surface-wave-fluctuations. In this study, turbulence measurements were three-dimensionally conducted in open-channel flows by using two sets of fiber-optic LDA system, and simultaneously, the surface-wave fluctuations were measured by an ultrasonic depth-meter instrument. The aim of this study is to clarify the relationship between the turbulence structure near the free-surface and the surface-wave fluctuations.