

振動格子の乱れによる密度界面の変動特性と連行現象

INTERFACIAL PROPERTIES AND ENTRAINMENT DUE TO TURBULENCE GENERATED BY AN OSCILLATING GRID

浦 勝*・小 松 利 光**・松 永 信 博***

By Masaru URA, Toshimitsu KOMATSU and Nobuhiro MATSUNAGA

The characteristics of turbulence, interfacial fluctuation and entrainment caused by an oscillating grid have been investigated. The turbulent intensities, integral length scales and organized eddy scales have been described with the distance from the grid and the physical quantities of grid oscillation. The r.m.s. values, integral time scales and predominant periods of the interfacial fluctuation have been shown as functions of turbulent Richardson number. From flow visualizations and results mentioned above, we have found how the integral scale eddies and organized eddies play roles on entrainment and suggest the $-5/3$ power entrainment law.

1. 緒 論

密度流において、内部境界面に生じる連行現象を明らかにすることが、流れを知るうえで不可欠であると認識されて以来、噴流や2層流・混合層流における現行現象について活発な研究が行われてきた。その結果、連行には界面の変動だけでなく界面付近の乱れや組織渦も大きく関与していることが指摘されており、したがって、まず乱れ特性を知ることが要求されている。しかしながら、噴流や2層せん断流の乱れは本来の複雑さに加え、内部波との相互作用などの影響もあり、その特性を把握することは決して容易ではない。本文では、振動格子という比較的簡単なエネルギー源より乱れを発生させて乱れの空間特性と界面変動特性の詳細な測定を行っており、得られた知見をもとに連行のメカニズムの解明を試みている。

振動格子を用いた乱れや連行の研究はRouse & Dodu¹⁾の研究以来、多くの研究があるが、Turner²⁾は連行係数がオーバーオールなRichardson数 R_i で規定さ

れていることを示している。その後、Thompson & Turner³⁾が乱れを測定しており、Hopfinger & Toly⁴⁾も格子の条件を広範囲に変化させて乱れ強さと積分スケールを求め格子の特性量との関係を示した。一方、Linden⁵⁾は乱れのモデルとして単一の渦輪を界面に衝突させて界面変位の観測を行い、連行のモデルを提案して連行係数が局所 R_i 数の $-3/2$ 乗則に従うと主張した。また、Long⁶⁾は乱れ特性を action なる量で仮定し、界面厚さ δ の中の浮力束に対する考察から連行係数が局所 R_i 数の $-7/4$ 乗に比例する理論解を導き、実験によりその妥当性を調べている⁷⁾。しかしながら、これまでの研究には格子振動のもつ要因と連行現象を系統的に結ぶ一貫した取扱いが不足していたように思われる。

本文では、まず Fig. 1 に示すように振動格子のもつ外部要因から連行現象に至るプロセスを考える。すなわち、①格子の幾何学的条件と運動学的条件により、②流体中の乱れの空間特性が決まり、これが③相対密度差 ϵ 、格子から界面までの距離 D の密度成層場に作用し、④界面に特有な変動をもたらし、⑤界面における連行現象が引き起こされる。著者らはこの流れ図に沿って研究を進めており、まず、振動格子による均一流体中の乱流場の測定を行って乱れ強度や積分スケールの空間特性を明らかにするとともに、組織渦の存在を確認しスケールを求

* 正会員 工修 九州工業大学助教授 開発土木工学科
(〒804 北九州市戸畠区仙水町1-1)

** 正会員 工博 九州大学助教授 水工土木工学科
(〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)

*** 正会員 工博 九州大学助手 水工土木工学科(同上)

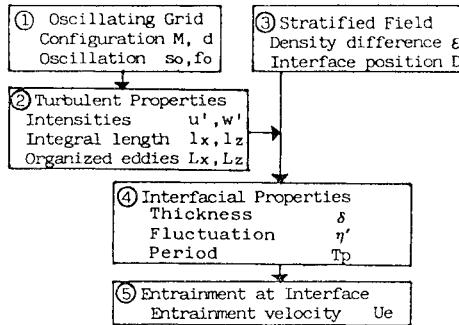


Fig. 1 Process connecting grid oscillation to entrainment.

め、両スケール間の関係則を求めていた。ついで、成層場での振動格子実験から界面変動の統計的性質ならびに混合層などの界面特性、連行量などを測定した。以上により得られた乱れの空間特性および界面特性に関する知見を考慮して連行のモデル化を行い、連行則を求めた。その際、可視化実験より得られた資料に物理的考察を加え、特に積分スケール程度の渦によって発達した界面混合層が組織渦スケールの変動によって乱流域へ取り込まれる機構を導入している。それらのため、得られた連行則の物理的意味も明瞭で実験結果ともよく一致しており、その妥当性は確かめられていると考えられる。

2. 実験方法

実験は2つに大別される。1つはFig. 2 (a)に示す長方形断面をもつ水槽内において作業流体として均一流体(水)を用い、格子を鉛直方向に振動させることによって格子上方に発生する乱れを測定する実験(Case 1)であり、他の1つはFig. 2 (b)に示す正方形断面をもつ水槽内に淡水と塩水を用いて安定な密度成層場を形成し上層流体を振動格子によって攪乱し、発生した界面変動

の特性と下層静止流体の上層乱流層への連行速度を測定する実験(Case 2)である。なお、連行現象の可視化にあたってはCase 1の装置を用い上層静止流体の下層乱流域への連行を観察・写真撮影した。

2つのCaseの実験水槽の寸法ならびに格子の寸法と振動条件はFig. 3に示した記号を用いてTable 1に示した。ここに L_a 、 W_a 、 D_a はそれぞれ水槽の長さ、幅および総水深で、 d 、 M 、 S_o 、 f_o は角柱正方格子の幅、中心間隔(メッシュ)、振動行程(ストローク)および振動数である。鉛直座標および水槽に対する格子振動中心位置 D_s はそれぞれのCaseによってFig. 2 (a), (b)に示したように試験断面を考慮して定義している。

水槽には表面波による乱れの発生を防ぐため、水表面に蓋を浮かべた。加振機には、格子の運動が正弦的であるように、スコッチ・クランク・システムを採用した。

Case 1の実験は上述の目的のため台車が水槽と独立に設置されたレール上を一定速度で走行できるようにしている。台車走行方向(x)と鉛直方向(z)の2成分の流速測定を行うため、V型2方向熱膜流速計をポイントゲージに取り付け、それを台車に固定した。台車速度(U_c)を2.28 cm/sから15.43 cm/sの間で8段階に変化させることにより流速計の検定を行った。乱れの測定

Table 1 Dimensions of experimental basins and grid oscillation

Case	Basin			Oscillating Grid				
	Length (mm)	Width (mm)	Depth (mm)	Position D_s (mm)	Bar thickness d (mm)	Mesh M	Stroke S_o (mm)	Frequency f_o (Hz)
1	1000	254	400	150	10	50	40	2, 3, 4, 5, 6
				80	10	50	40	10, 4.6
							80	4.5, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5
2	254	254	400	71	10	50	20	2, 2, 3, 4, 5
							40	2, 2, 3, 4, 5

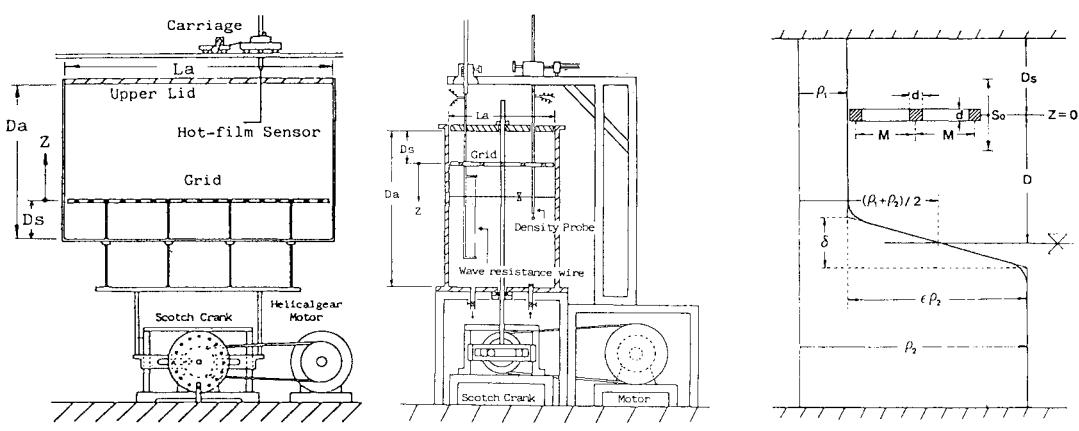


Fig. 2 Experimental apparatus.

Fig. 3 Symbols of grid and density profile.

に際しては、台車速度が格子によって発生した最大流速よりも十分大きく、走行による変動ができる限り小さいことが望ましいため、 $U_e = 8.29 \text{ cm/s}$ に設定した。熱膜流速計の2成分出力はデータレコーダーに収録された。振動格子による実質的な乱れを得るために、振動を停止した状態で、台車の走行に伴う変動も収録した。データ処理に際しては、時間刻み $\Delta t = 0.002 \text{ s}$ 、データ個数 $N = 4096$ で AD 変換した。

Case 2 の実験は水槽内に Fig. 3 に示すような密度二層場を作り主として Table 2 に示す条件で行った。表中の R_{t0} は総括 R_t 数であり、次式で定義する。

$$R_{t0} = \frac{\epsilon g(D + D_s)}{(f_0 S_0)^2} = \frac{\epsilon_0 g(D_0 + D_s)}{(f_0 S_0)^2}$$

ここに ϵ は二層間の相対密度差、 D は $z=0$ から測られた密度界面までの距離である。また、 ϵ_0 、 D_0 は振動開始前の相対密度差と界面位置である。ただし界面は、上層の密度 (ρ_1) と下層の密度 (ρ_2) の中間密度 ($\rho_1 + \rho_2$) /2 となる点で定義されている。なお、 D_e は測定終了時の D の値である。測定は受感部が直径 2 mm の塩分濃度計とポテンシオメータをそれぞれポイントゲージの先端と回転軸に取り付けることにより、水槽内の鉛直密度分布を約 40 秒間隔で X-Y レコーダー上に出力することができた⁸⁾。得られた鉛直密度分布から界面位置 (D) を求め、連行速度を

$$u_e = dD/dt$$

によって求めた。界面の変位量の測定には、抵抗線式内部波高計を用い、 D の変化に応じ出力をデータレコーダーに収録した。データを $\Delta t = 0.05 \text{ s}$ 、 $N = 4096$ 個で AD 変換し、電算処理した。

3. 実験結果ならびに考察

(1) 均一流体中の乱れ特性

均一流体中において、振動格子によって作られた乱れは水平面内で一様であるとみなせるため、乱れの特性量

Table 2 Experimental conditions of Case 2.

Symbol	EXP. NO.	S_0	R_{t0}	ϵ	D_0	D_e
		cm	—	—	cm	cm
◇	516		14.6	0.0257	2.20	7.15
○	513	1	5.54	0.0088	3.20	9.65
△	514		1.54	0.0020	5.20	13.35
□	515		0.521	0.0006	7.55	16.05
●	521		5.57	0.0297	5.15	11.95
▲	522	2	1.32	0.0054	8.90	15.70
■	523		0.792	0.0025	13.60	19.20
◆	541	4	3.97	0.0833	5.38	17.30
▲	542		1.20	0.0201	8.50	24.80

$M = 5.0 \text{ cm}$, $d = 1.0 \text{ cm}$, $f_0 = 4.0 \text{ Hz}$, $D_e = 7.1 \text{ cm}$

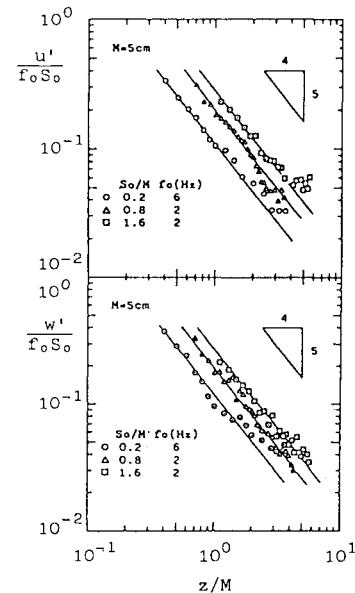
として x および z 方向の乱れ強度 u' 、 w' とそれぞれの方向の積分長さスケール l_x 、 l_z が考えられる。乱れ強度は

$$u' = \sqrt{u^2 - u_0^2}, \quad w' = \sqrt{w^2 - w_0^2}$$

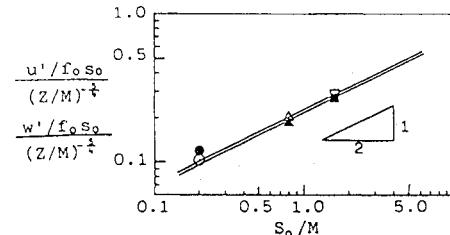
によって求められた。ここに u 、 w は格子振動中に測定された速度変動で、 u_0 、 w_0 は台車走行に伴う速度変動である。これらの量を規定するものは、外部パラメータ M 、 d 、 f_0 、 S_0 があるが、本実験が $d/M = \text{一定}$ (0.2) のもとで行われたことを考慮すると、次元解析より次の関数関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} u'/f_0 S_0 &= C_1 (S_0/M)^{\rho_1} (z/M)^{\eta_1} \\ w'/f_0 S_0 &= C_2 (S_0/M)^{\rho_2} (z/M)^{\eta_2} \\ l_x/M &= C_3 (S_0/M)^{\rho_3} (z/M)^{\eta_3} \\ l_z/M &= C_4 (S_0/M)^{\rho_4} (z/M)^{\eta_4} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここに $C_1 \sim C_4$ と指数は定数である。Fig. 4 (a) は $u'/f_0 S_0$ 、 $w'/f_0 S_0$ を z/M に対してプロットした結果の一例である。 z/M の増大に伴い乱れ強度が低下すると測定精度が低下するが Fig. 4 (a) ならびに他の多く



(a) Variations of turbulent intensities with z



(b) Dependence of turbulent intensities on the stroke of grid oscillation

Fig. 4

のデータから, q_1, q_2 はともに $-5/4$ をとることがわかつた. 次に $(u'/f_0 S_0)/(z/M)^{-5/4}$, $(w'/f_0 S_0)/(z/M)^{-5/4}$ を S_0/M に対してそれぞれ白印と黒印でプロットしたもののが Fig. 4 (b) である. これより p_1, p_2 は $1/2$ であり, $C_1=0.220, C_2=0.215$ となることがわかる. 上述の結果をまとめるとおよそ $u'/f_0 S_0, w'/f_0 S_0 > 0.05, z/M < 4$ の範囲では乱れ強度に関して次式で表わされる.

$$\left. \begin{aligned} u'/f_0 S_0 &= 0.220(S_0/M)^{1/2}(z/M)^{-5/4} \\ w'/f_0 S_0 &= 0.215(S_0/M)^{1/2}(z/M)^{-5/4} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2)$$

C_1 と C_2 の値に大きな差がみられないことより, 振動格子によって発生した乱れは通常の格子乱流と同様, 躍著な方向性をもたないと考えられる.

Thompson & Turner³⁾ の u' についての測定結果は, 本実験結果とほぼ一致するが Hopfinger & Toly⁴⁾ の結果は 20 % 程度大きめとなっている.

l_x, l_z は u, w の自己相関係数 $R_u(\tau), R_w(\tau)$ から次式によって求めた.

$$l_x = U_c \int_0^{\tau_0} R_u(\tau) d\tau, \quad l_z = U_c \int_0^{\tau_0} R_w(\tau) d\tau$$

ここに τ_0 は相関係数が最初に 0 となるまでの時間である.

l_x/M を S_0/M によって記号別に, z/M に対してプロットした結果を Fig. 5 に示す. l_x/M は S_0/M にはほとんど依存せず z/M に関して線形的に増大することがわかる. l_z に対しても l_x と同じ結果が得られた. したがって, 積分スケールとして相対誤差 18 % の精度で

$$l_x/M, l_z/M = 0.14 z/M \dots\dots\dots(3)$$

を得る. なお, u', l_x を規定する指数選択の妥当性は後述する乱れによって発生する界面変動の特性からも確かめられている.

次に, u, w の自己相関係数を Fig. 6 に示す. 相関係数には明瞭な乱れの卓越周期 τ_m が認められ, τ_m の値は z の増加とともに大きくなることがわかる. この卓越周期 τ_m は積分時間スケールと比較すると数倍大きい値となることから, 乱れの組織的渦の周期に関連した時間スケールと考えられる. 組織渦の x, z 方向の長さスケールをそれぞれ L_x, L_z として, 台車速度と τ_m の積によつ

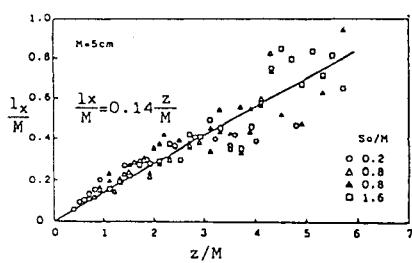


Fig. 5 Integral length scale vs. z

て求めた. Fig. 7 (a), (b) にそれぞれ L_x/M と L_z/M の z/M に対する関係を示す. L_x/M および L_z/M も積分長さスケールと同様 S_0/M に依存せず z/M に関して線形的に増加する. しかしながら $z/M < 1.1$ で L_x および L_z も格子のメッシュの寸法と一致することは, 格子近傍に生じた規則的なすい込み, わき出し流れのスケールが格子のメッシュの寸法に規定されているためと考えられる. したがって, 組織渦の長さスケールを記述

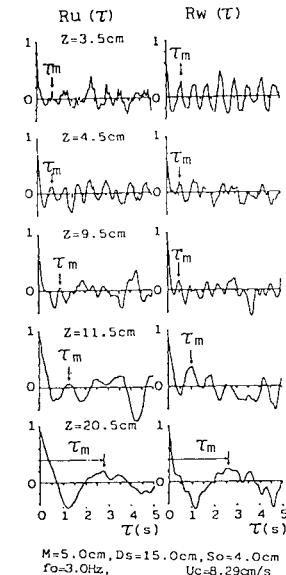


Fig. 6 Variations of the auto-correlations of turbulent velocities with z .

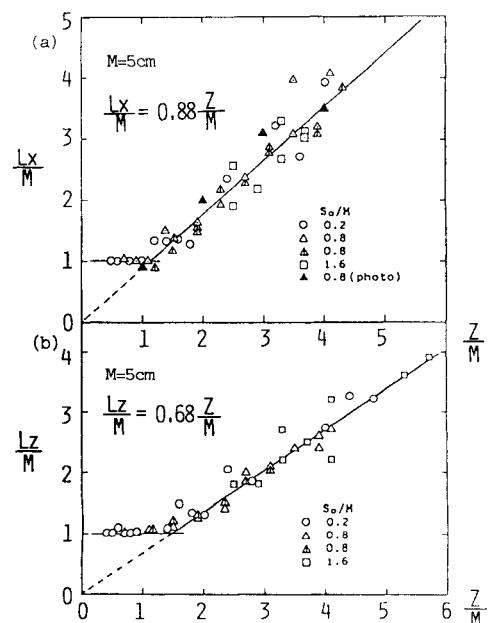


Fig. 7 Organized eddy scales vs. z .

する式として

$$\frac{L_x}{M} = \begin{cases} 1.0 & ; (0 \leq z/M \leq 1.14) \\ 0.88 z/M & ; (z/M \geq 1.14) \end{cases} \quad \dots \dots \dots (4)$$

$$\frac{L_z}{M} = \begin{cases} 1.0 & ; (0 \leq z/M \leq 1.47) \\ 0.68 z/M & ; (z/M \geq 1.47) \end{cases}$$

を提示する。ここに L_x/M , L_z/M の z/M に関する比例係数の相対誤差はそれぞれ 13 % と 9 % である。

(2) 界面変動特性

振動格子によって生成された乱れは、密度界面に衝突

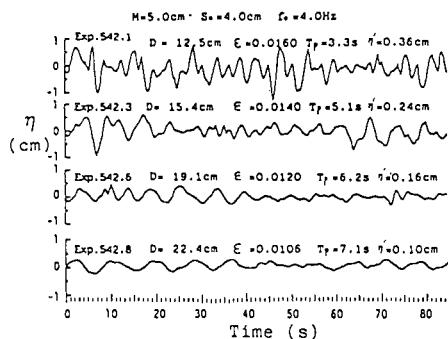


Fig. 8 Time-series of interfacial fluctuations.

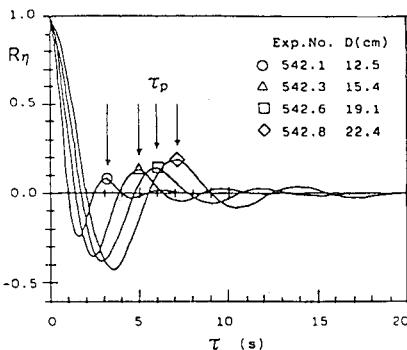


Fig. 9 Auto-correlations of interfacial fluctuations.

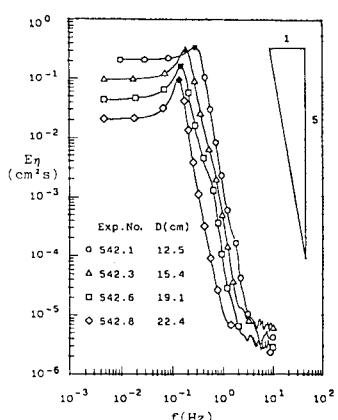


Fig. 10 Spectra of interfacial fluctuations.

し界面に動搖を与える、Exp. 542 の結果を例にとり R_{η} が一定のもとで界面変動の特性が D の増大に伴いどのように変化していくかを示す。界面変位 η の時系列、界面変位の自己相関係数 R_η ならびに変位スペクトル E_η をそれぞれ Fig. 8, 9, 10 に示す。これらの図から D の増加に伴い界面変動強度 η' ($\equiv \sqrt{\eta^2}$) は減少し、 R_η にみられる卓越周期 T_p は増大することがわかる。またスペクトルに関しては、明瞭なスペクトルピークが認められ、スペクトルの卓越周期 (T_p) は τ_p と一致している。後述するように τ_p が組織渦的なスケールの乱れによって引き起こされた界面変動に対応していることから、界面変動のエネルギーの多くが組織渦スケール程度の変動によって占められていることがわかる。スペクトルは低周波領域 ($f \ll f_p = 1/T_p$) では、それぞれ一定値をとり $f > f_p$ では f^{-5} に比例することがわかる。これは界面変動が風波と同じような特性をもっていることを示している。Fig. 11 (a), (b), (c) はそれぞれ異なる S_o において、 f_p と η' によって無次元化されたスペクトルを f/f_p に対してプロットしたものである。低周波領域 ($0 < f/f_p \ll 1$) では $f_p E_\eta / \eta'^2$ は 0.15~0.8、スペクトルピーク $f_p E_\eta (f_p) / \eta'^2$ は、0.8~2.0 の値をとり高周波域 ($f/f_p > 1$) では $(f/f_p)^{-5}$ に比例することを

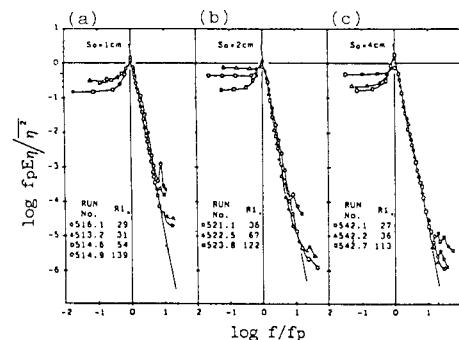


Fig. 11 Normalized spectra of interfacial fluctuations.

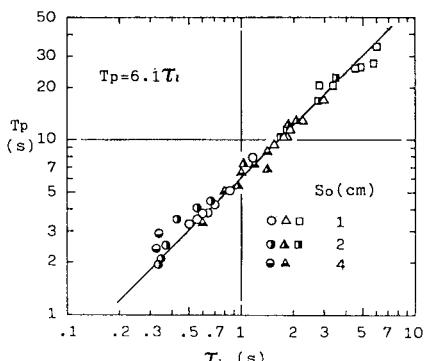


Fig. 12 Relation between predominant period and integral time scale of interfacial fluctuations.

考慮して界面変位のスペクトル E_η のモデル形として,

$$\left. \begin{array}{ll} f_p E_\eta / \bar{\eta}^2 = 0.5 & ; (0 < f/f_p < 1) \\ f_p E_\eta (f_p) / \bar{\eta}^2 = 1.0 & ; (f/f_p = 1) \\ f_p E_\eta / \bar{\eta}^2 = 2.0 (f/f_p)^{-5} & ; (f/f_p > 1) \end{array} \right\} \quad (5)$$

を提案する。

Fig. 12 は界面変動の自己相関係数 R_η から得られた積分時間スケール τ_i に対して T_p をプロットしたものであり,

$$T_p = 6.1 \tau_i \quad (6)$$

なる関係が見出される (相対誤差 8 %). 均一流体中に誘起される乱れの積分長さスケール l_x の組織渦スケール L_x に対する比が 1:6.29 であることを考慮すると, τ_i が l_x の渦の時間スケールに, T_p が L_x の渦のそれに対応し, 界面変動の特性は l_x と L_x のスケール渦の界面への衝突に大きく依存していると考えられる。

界面変動を波とみなし, zero-up-cross 法を用いて波高 H と周期 T の超過発生確率 P (H/\bar{H}), P (T/\bar{T}) を求めた結果を **Fig. 13** に示す。ここに \bar{H} , \bar{T} は平均値を表す。図中の実線は H , T が Rayleigh 分布に従うと仮定したときの超過発生確率の曲線で, 点線は T^2 が Rayleigh 分布に従うとしたときのそれである。Table 3

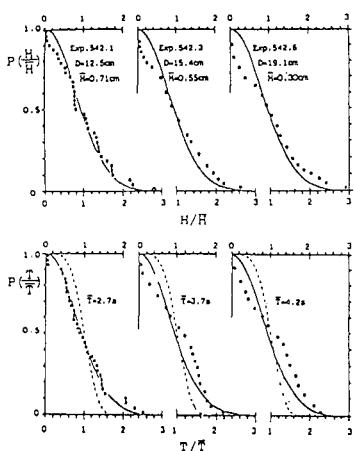


Fig. 13 Excess probability distributions of interfacial wave height and period.

Table 3 Comparison between significant wave heights and periods of interfacial fluctuations and those of waves with Rayleigh distribution and sea wave.

Heights	$H_{1/10}$	$H_{1/3}$	\bar{H}	$H_{1/10}$	$H_{1/3}$	\bar{H}
Interfacial fluctuation	4.4	3.7	2.2	1.19	1.19	1.66
Rayleigh	5.09	4.0	2.51	1.27	2.03	1.60
Sea Wave ⁽⁹⁾	3.8					
Periods	$T_{1/3}$	\bar{T}_p	$T_{1/10}$	$T_{1/3}$	\bar{T}	
Interfacial fluctuation	1.1	0.9	1.05	1.22		
Sea Wave ⁽¹⁰⁾	0.95	0.9	1.0	1.07	1.23	

には、界面変動の全データより得られた η' , T_p , \bar{H} のほか 1/10 最大波高 $H_{1/10}$, 有義波高 $H_{1/3}$ とそれらに対応する周期を無次元形で表示している。同表には波高が Rayleigh 分布に従うとしたときの関係と合田^{(9),(10)}が求めた海洋波に対する関係も示している。界面変動の H と T はほぼ Rayleigh 分布で、有義波高、平均周期に関する限り浅海波的な性質に近いことがわかる。

次に界面変動の諸特性を局所パラメーターで表記することを試みる。界面変動の特性量として η' , T_p やび界面厚さ δ を考え、それらは界面 ($z=D$) における u' , l_x と ϵ によって支配されていると考えると次元解析により

$$\left. \begin{array}{l} \epsilon g \eta' / u'^2 = C_s (\epsilon g l_x / u'^2)^{m_1} \\ \epsilon g T_p / u' = C_s (\epsilon g l_x / u'^2)^{m_2} \\ \epsilon g \delta / u'^2 = C_s (\epsilon g l_x / u'^2)^{m_3} \end{array} \right\} \quad (7)$$

で表わされる。ここに δ は **Fig. 3** に示すように鉛直密度分布から $(\rho_2 - \rho_1) / (dp/dz)_{z=D}$ によって定義されており、 $C_s = C_1$, $m_1 \sim m_3$ は定数である。 $\epsilon g l_x / u'^2$ は乱れに基づいた Richardson 数であり R_i で表わす。

$$R_i = \epsilon g l_x / u'^2 \quad (8)$$

Fig. 14 は $\epsilon g \eta' / u'^2$ を R_i に対してプロットしたものである。かなりのばらつきがあるがほぼ一定とみなして

$$C_s = 4.65 \pm 1.2, m_1 = 0 \quad (9)$$

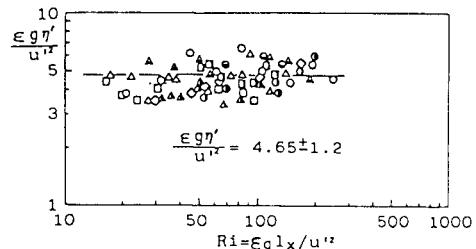


Fig. 14 R. m. s. of interfacial fluctuations vs. R_i number.

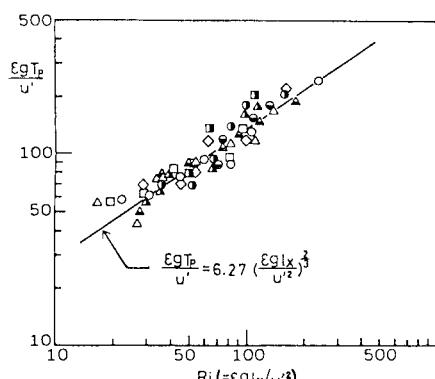


Fig. 15 Predominant period of interfacial fluctuations vs. R_i number.

を得る。Linden⁵⁾は、密度差 ϵ の界面に直径 l 、速度 u' の渦輪を衝突させたとき、界面の最大窪み h_m が $u^2/\epsilon g$ に比例する結果を得ており、式(9)の結果は Linden のそれと定性的に一致する。次に Fig. 15 は $\epsilon g T_p/u'$ と R_t との関係を示したものである。これより

を得る。一方、Table 2 に示した実験とは別に塩分濃度計を用いて界面における密度変動の平均周期 \bar{T} を求めた結果を Fig. 16 に示す。これより

を得る。 $\overline{T}_p = \overline{T}$ であると仮定して Table 3 の $\overline{T}/T_p = 0.9$ を用いると、式(11)は式(10)の結果とほぼ一致することにより式(10)で表わされる T_p の R_i

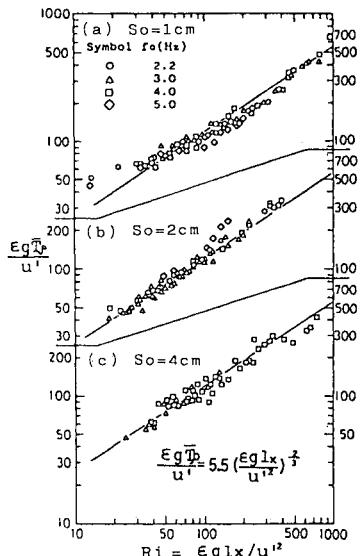


Fig. 16 Mean period of interfacial density fluctuations

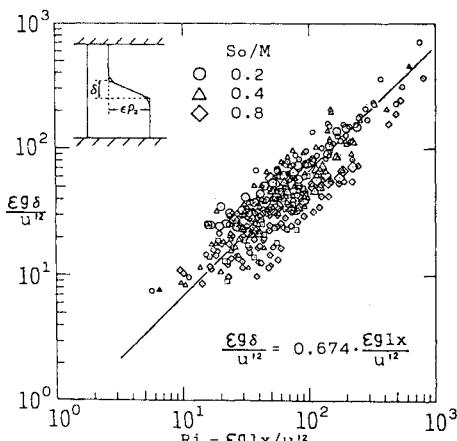


Fig. 17. Thickness of interfacial mixed layer

への依存性は妥当であると考えられる。

ここで、この密度二成層場で得られた関係式(9), (10)を用いて、式(2), (3)で示した乱れの特性量の指数の妥当性を検討する。まず u' , l_x のべき関数の指数が未知であるとして式(1)の u' , l_x を式(9), (10)を考慮して式(7)の第1, 第2式に代入すると次の2式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon g \eta' &= C_1 C_5 (M/f_0)^{2/3} (S_0/M)^{2p_1+2} \\ &\quad \times (D/M)^{2q_1} \\ (\varepsilon g)^{1/3} T_p &= C_1^{1/3} C_2^{2/3} C_6 (M/f_0)^{-1/3} \\ &\quad \times (S_0/M)^{\frac{2}{3}p_2 - \frac{1}{3}p_1 - \frac{1}{3}} (D/M)^{\frac{2}{3}q_2 - \frac{1}{3}q_1} \end{aligned} \right\} \dots \quad (12)$$

一方, $M = 5.0 \text{ cm}$, $f_0 = 4.0 \text{ Hz}$ に固定し, ϵ_0 , S_0 , D を種々変化させた実験の結果を用いて η' , T_p の S_0/M , D/M に対する指數関係を調べると次式を得る.

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon g \eta' &= 90(S_0/M)^3(D/M)^{-5/2} \\ (\varepsilon g)^{1/3} T_p &= 2.95(S_0/M)^{-1/2}(D/M)^{13/12} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

式(12)と(13)の対応する指数が等しくなるためには
 $p_1=1/2$, $q_1=-5/4$, $p_3=0$, $q_3=1$ であり式(2), (3)
の指数と一致する。したがって式(2), (3)の妥当性
が密度場の γ と T_p の測定結果からも確かめられた。

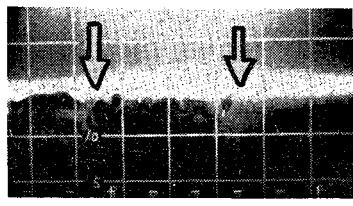
$\varepsilon g \delta / u'^2$ と R_i との関係を Fig. 17 に示す。これより

なる関係を得る。これは $\delta \approx 0.67 l_x$ であるから、界面厚さ δ が乱れの積分スケール l_x と同程度であり、Long⁶¹ の $\delta \sim l_x$ という結果を定量的に評価できた。

4. 連行現象

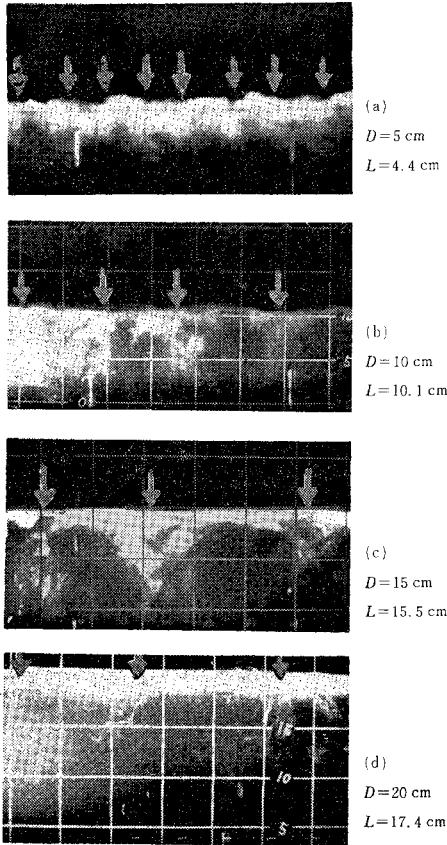
(1) 遷行現象の可視化と考察

振動格子によって引き起こされた乱流場での連行機構を明らかにするため、内部界面付近の可視化の実験を行った。ここでは密度二成層場を Case 1 の水槽内に形成し下層流体を振動格子によって攪乱した場合について述べる。上層静止流体もしくは界面付近をフルオレッセンで着色し、スリット光を上方ならびに側方から当てて観察ならびに写真撮影を行ったもので、実験条件は、 $M = 5 \text{ cm}$, $S_0 = 4 \text{ cm}$, $f_0 = 2 \text{ Hz}$, $\epsilon = 0.050$ である。**Fig. 18** に代表の一例を示す。写真上の数値は鉛直座標 z を表わす。この写真からも明らかなように、小スケールの渦が界面を叩き、侵入し、密度界面を壊しました自らも碎けて拡散することにより界面混合層を形成している。この混合層は矢印で示された位置で小さなスケールの渦とは無関係に乱流域に深く取り込まれ侵入しており、これが非乱流域から乱流域への連行に直接寄与している。この混合層の乱流域への浸入の特性を調べるために格子から密度界面までの距離 D を変化させて撮影した写真を **Fig. 19** に示す。 D が大きくなるにつれて混合層が取り込まれる間隔も大きくなっている。図中の L は



$M = 5 \text{ cm}$, $S_0 = 4 \text{ cm}$, $f_0 = 2 \text{ Hz}$, $\epsilon = 0.050$

Fig. 18 Impact by small scale eddies and sweep by large scale eddies.



$M = 5.0 \text{ cm}$, $S_0 = 4.0 \text{ cm}$, $f_0 = 2.0 \text{ Hz}$, $\epsilon = 0.050$

Fig. 19 Mixed layer swept by organized eddies.

取り込み点の間隔の平均値である。写真より求めた L を組織渦スケール L_x と比較検討するため Fig. 7 に▲印でプロットした。 L が L_x の分布とよく一致していること、また界面変動の卓越周期 T_p が組織渦のスケールに対応していることを考えると、混合層の取り込みは組織渦によってなされていると考えることができる。すなわち“振動格子によって引き起こされた乱流場での連行は、積分スケールの渦と組織渦によってなされるが、その役割は異なる”。まず積分スケール程度の渦が τ_t の時間スケールで界面を碎き、界面近傍に混合層を形成した後、 L_x のスケールをもつ組織渦が T_p の時間スケールで混合層を乱流域に取り込んで連行の 1 サイクルが完結している。”

(2) 連行現象のモデル化

可視化によって得られた連行機構に関する知見に基づいてモデル化を行う。密度差 ϵ の界面の破壊に主役を演じるのは、前にも述べたように積分スケール L_x の径をもつ比較的小さい渦の乱れである。乱れエネルギー $\frac{1}{2} u'^2$ をもつ体積 $\frac{\pi}{6} l_x^3$ の渦が界面に衝突し、界面に径 l_t 崩み $H/2$ の変形を τ_t の時間スケールで引き起こした後、静止すると、これはエネルギーに変換係数 α ($\alpha < 1$) を経てポテンシャルエネルギーに変換される。

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{6} l_x^3 \right) u'^2 = \epsilon g \alpha \left(\frac{\pi}{4} l_t^2 \right) \left(\frac{H}{2} \right)^2 \dots \dots \dots \quad (15)$$

次にこの蓄積されたポテンシャルエネルギーは、変位の反衝によって静止流体を伴って活性面積 $\frac{\pi}{4} l_t^2$ から放出されるが、非乱流域の流体の乱流域への取り込みは組織渦により推進され、 T_p の時間スケールで L_x に比例する高さ βL_x (β は比例定数で $\beta < 1$ と考えられる) まで達すると思われる。この小スケールの渦による単位時間、単位面積当たりの放出ポテンシャルエネルギーは、この二層流体系の単位面積当たりのポテンシャルエネルギーの増加率に等しくなる。

いま、積分スケールの渦の衝突によって、密度界面の単位面積当たり N 個の崩みがあるとすると、次式

$$\frac{N \cdot \epsilon g \alpha \left(\frac{\pi}{4} l_t^2 \right) \left(\frac{H}{2} \right)^2}{N \left(\frac{\pi}{4} l_t^2 \right) T_p} = \epsilon g u_t \cdot \gamma_t \cdot \beta L_x = \epsilon g u_e \beta L_x \dots \dots \dots \quad (16)$$

が成立する。ここに、 γ_t は積分スケールの渦による界

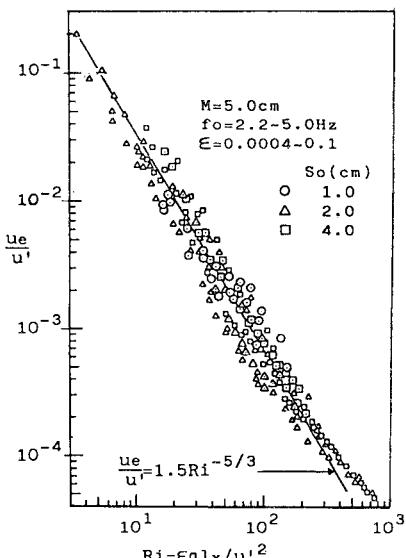


Fig. 20 Relation between entrainment coefficient and Richardson number.

面の活性面積率 ($= \frac{N(\pi/4) l_i^2}{1}$), γ_i は組織渦によって生じる連行面積の単位面積当たりの割合, u_L は取り込み点における局所的な連行流速である. 上式を変形すると, 次式

$$u_e = \frac{1}{4} \frac{\gamma \alpha}{\beta} \cdot \frac{\overline{H} \overline{H}}{T_o L_x} \dots \dots \dots \quad (17)$$

が得られ、前章までに得られた関係、すなわち、 $\bar{H} = 2.2 \times \eta'$ (Table 3), 式 (3), (4), (9), (10) を上式に代入してまとめると、連行係数を規定する式は

$$\frac{u_e}{u'} = 0.67 \frac{\gamma_i \alpha}{\beta} \left(\frac{\varepsilon g l_x}{u'^2} \right)^{-5/3} = 0.67 \frac{\gamma_i \alpha}{\beta} R_i^{-5/3} \dots \dots \dots (18)$$

となり、 R_e 数に関する $-5/3$ 乗則が得られる。なお γ は可視化の実験や Linden の主張などから、定数ではほぼ 1 に近い値を取ると思われる。

(3) 実験結果との比較

実験より得られた連行係数 u_e/u' を R_i 数に対してプロットしたものが Fig. 20 である。同図の大きめの記号は、Table 2 の条件に従って実施した実験であり、小さめの記号は連行速度の測定のため、別途に行った実験の結果である。実験値に若干のばらつきはあるが、ベキ乗は $-5/3$ によく一致しており、上述の連行モデルの妥当性はほぼ確かめられたものと考える。なお Fig. 20 の実験値に最もよく適合する連行係数の式は、 $3 < R_i < 600$ の範囲で

で与えられる。

論 結

Fig. 1 に示した流れ図に従って、格子振動から密度界面での連行に至るまで系統的に取り扱うことにより、各水理量を規定する関係を明らかにし、普遍表示を行った。本研究で得られた結果は以下のとおりである。

本研究で得られた主な結果は以下のとおりである。

(1) 均一流体を用いた振動格子実験で、2方向の乱れ成分の詳細な測定を行い、乱れ強度、乱れ長さスケールの空間特性を求めた。乱れ強度は格子の振動中心からの距離の $-5/4$ 乗に比例し(式(2))、乱れスケールは距離に比例する(式(3)、(4))。乱れのスケールには積分スケールに加え、組織渦と思われる卓越したスケールが存在することが確認され、両者の間には $L_x = 6.29 L_e$ の関係がある。

(2) 振動格子により引き起こされた乱れが密度界面に作用したとき発生する界面変動の測定を行い、その特性を明らかにした。界面の変動強度、卓越周期、界面混合層の厚さを定量化し、式(9)、(10)、(14)で示した。

また、2つの乱れスケールに対応した2つの界面変動の時間スケールが存在することを示した。

(3) 界面変動の可視化実験により、連行は積分スケール程度の渦の作用によって形成された混合層が、組織渦によって乱流域に取り込まれることにより生じることを明らかにした。

(4) 連行現象のモデル化により振動格子乱流による密度二成層界面における連行係数に関して、式(18)で示されるように、乱れに基づく局所 Richardson 数 R_t の $-5/3$ 乗則が成立することを示した。この結果は、可視化により連行機構を解明し、それに基づいてモデル化していることで物理的意味も明確になっており、実験結果ともよく一致することから、連行モデルおよび、 $-5/3$ 乗則の妥当性はほぼ確かめられていると考えられる。

謝 辞：本研究を進めるにあたって始終暖かいご指導をいただいた九州大学工学部 樋東一郎教授に厚くお礼を申し上げる。また実験と資料解析に多大な苦労をおかけした九州大学工学部 柴田敏彦技官、大学院生 仲敷憲和君、寺本憲二君（長崎県）、九州工業大学 西村直人技官、疋田芳徳君（北九州市）、大学院生 挟間俊一君ほか多くの方々に心からなる感謝の意を表すものである。

参 考 文 献

- 1) Rouse, H. and Dodu, J. : Turbulent diffusion across a density discontinuity, *La Houille Blanche*, 10, pp. 530~532, 1955.
 - 2) Turner, J. S. : The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 33, pp. 639~656, 1968.
 - 3) Thompson, S. M. and Turner, J. S. : Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid, *J. Fluid Mech.*, Vol. 67, pp. 349~368, 1975.
 - 4) Hopfinger, E. J. and Toly, J. A. : Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 78, pp. 155~175, 1976.
 - 5) Linden, P. F. : The interaction of a vortex ring with a sharp density interface: a model for turbulent entrainment, *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, pp. 467~480, 1973.
 - 6) Long, R. R. : A theory of mixing in a stably stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, Vol. 84, pp. 113~124, 1978.
 - 7) Fernando, H. J. S. and Long, R. R. : The growth of a grid-generated turbulent mixed layer in a two-fluid system, *J. Fluid Mech.*, Vol. 133, pp. 377~395, 1983.
 - 8) 浦勝・田中傑・中村邦明・芝尾芳昭：振動格子の乱れによる密度界面の低下に関する実験、九州工業大学研究報告（工学），第39号，pp. 41~52, 1979.
 - 9) 合田良実・高山知司・岸良安治：有義波高指示計の理論およびその実用化について、港湾技研資料，No. 238, pp. 1~12, 1976.
 - 10) 合田良実：波浪の統計的性質とその応用、水工学シリーズ75-B-1, 土木学会水理委員会, pp. B-1. 1~29, 1975.

(1983.10.21・受付)