

浅海重複波の質量輸送に関する実験的研究

野 田 英 明

AN EXPERIMENTAL STUDY ON MASS TRANSPORT IN BOTTOMBOUNDARY LAYER UNDER STANDING WAVES

By *Hideaki* NODA

Synopsis

This paper deals with the mass transport in the boundary layer developed on smooth and rough bottoms by standing waves in shallow water of uniform depth.

Measurements by means of dye tracer show that observed mass transport velocity profiles in the laminar boundary layer are in good agreement with the theoretical value except for low waves. However, for high waves, the observed mass transport velocity U on a smooth bottom is less than that predicted by the laminar theory as the bottom boundary layer becomes turbulent. These results indicate that at the inception of turbulence there is a break from the laminar theory in which U is proportional to H^2 (H : wave height).

In addition, the velocity profile on a rough bottom is discussed on the basis of experimental results.

1. 緒 言

前論文¹⁾では、浅海重複波にもとづく底面境界層の内部機構を把握するために、層流境界層方程式のせつ動解を求め、水粒子速度に対する第2次近似解を用いて、浅海重複波にともなう発達する層流境界層内の質量輸送速度を理論的に検討し、若干の実験を行なって理論と比較した。

しかし、実際の海岸におけるこうした現象は、ほとんど乱流状態であり、かつ底面も粗面であると考えられ、こうした条件に対する質量輸送についても明らかにしなければならない。

本論文では、水理条件および底面の粗滑条件の異なる実験結果を補足して、層流—乱流の遷移限界について吟味するとともに、粗面上の質量輸送速度に関して、その水平および鉛直分布を実験的に検討する。

波動運動に伴って海底に発達する境界層は、浅海における波の変形や底質の移動現象を解明するために、きわめて重要である。こうした境界層に関する最近の研究動向は大別して二つに分けられるようである。その一つは種々の条件のもとに発達する境界層の内部機構を解明しようとするものであり、他の一つは、境界層の層流—乱流に関する遷移限界および底面の条件すなわち粗滑の限界ならびにそれらを支配する物理量を明らかにしようとするものである。

前者は海底摩擦による波高減衰と関連して取り扱われ、とくに層流境界層に関してはかなり多くの理論的研究がなされている。波動運動にもとづいて底面に発達する層流境界層の概念および解析法は、Stokes²⁾が振動板上の流れに適用して以来、Longuet-Higgins³⁾ (1953)、Li⁴⁾ (1954) などによって体系化され、近年

における波動境界層理論の基礎となった。その後、岩佐⁹⁾ (1959) は孤立波に対する境界層を理論的に考察し、一方、浅海波 (進行波) の場合は、Longuet-Higgins⁸⁾ (1958), Eagleson^{7), 8)} (1959, 1962), Grosch・Lukasik^{9), 10)} (1960, 1963) および岩垣・土屋¹¹⁾ (1966) などによって理論的に考察され、一般化されてきた。しかし、乱流境界層の場合、層流境界層に比べて現象が非常に複雑であって、最近、梶浦^{12), 13)} (1964, 1968), Johns¹⁴⁾ (1968) などによって、適当な渦動粘性を仮定して、長波および浅海波の場合の乱流境界層について理論的に考察されているが、実験的検証はなく、普遍化するまでにはいたっていないようである。

一方、これらに関する実験的研究は流速測定の手段がないため、種々の方法によってなされている。たとえば、上述した Eagleson および岩垣・土屋¹¹⁾ は、浅海波による層流境界層の場合について底面摩擦応力を直接測定して理論と比較し、詳細な考察を行なっている。Yalin・Russell¹⁵⁾ (1966) および岩垣・陳¹⁶⁾ (1968) もそれぞれ、長波で粗面乱流および浅海波で遷移領域付近の滑面と粗面の場合について同じ観点から検討を加えている。これに対し、Manohar¹⁷⁾ (1955), Kalkanis^{18), 19)} (1957, 1964) らは振動板上の境界層の場合について、その速度分布を測定している。Jonsson²⁰⁾ (1963) もまたU字管内で発生させた振動流 (長波に類似の性質をもつと考えられる。) の場合について、速度分布を測定して、底面近くの速度分布は周期的運動であっても対数分布であることを見出した。さらに、Lukasik・Grosch²¹⁾ (1963) も現地観測を行ない、水深 12 m の海底付近で速度分布を測定し、周期 8 sec の波に対し、境界層厚がほぼ 0.5 cm になることを見出した。

つぎに、後者すなわち、底面の粗滑の条件を考慮に入れた層流—乱流の遷移限界は、層内の水粒子運動が、層流であるかあるいは乱流であるかによって本質的に異なると考えられるため、これに伴っておこる諸現象を観測することによって、その限界を決定することができよう。たとえば、上述した Li, Manohar および Kalkanis などは、振動板上の境界層内に染料を投入する方法によって流況を観察し、遷移限界を求めた。Vincent²²⁾ (1958) も同様の方法によって、浅海波 (進行波) に対する検討を加えている。一方、Brebner・Collins²³⁾ (1961) は、浅海波 (進行波) のもとで発達する境界層が層流であるか乱流であるかによって、その層内における質量輸送速度が異なるということに着目して、実験的に層流—滑面乱流の遷移限界を定めた。その後、Brebner・Askew・Law²⁴⁾ (1966) は同じ方法によって、層流—粗面乱流および滑面層流—粗面層流の限界について実験的に検討を加えている。さらに、Jonsson²⁵⁾ (1966) は上述した彼の実験結果を集成して、短周期の波動運動に対する境界層の層流—乱流遷移の限界を底面の粗滑の条件を考慮に入れて定め、それぞれの領域に適用すべき抵抗法則を提案した。しかし、これらの研究では、境界層における乱流構造や層流の安定性などの問題については検討されていないため、実験結果より導かれる遷移限界も確定的なものでなく、今後詳細な吟味が必要であると考えられる。

2. 実験装置および実験方法

a. 実験装置

実験に用いた水槽は Fig. 1 に示すように、長さ 3.0 m, 幅 30 cm, 深さ 1.0 m の片面ガラス張鋼製水槽で、その一端は鉛直壁とし、これから 2.50 m の位置にフラッター式造波機を設置した。水槽の底面は水平で、5 mm 厚のアクリル樹脂製の平板を用いて滑面とした。一方、粗面の場合についての実験では、粗面床にするために、1.10 mm の篩を通過し、0.85 mm のそれに残留する木津川産の砂を、アクリル板上にニス付けて固定した。なお、波高は重複波の腹の位置に設置した電気抵抗波高計を用いて測定し、ペン書きオシログラフに記録させた。

b. 実験方法

それぞれの実験はすべて、周期 T と水深を一定にし、波高 H を変化させて行なった。実験を行なった水深と波の特性は Table 1 に示すようである。

質量輸送速度は、流れの状態および底面の条件を考慮に入れて、つぎの 3 種の方法によって測定した。

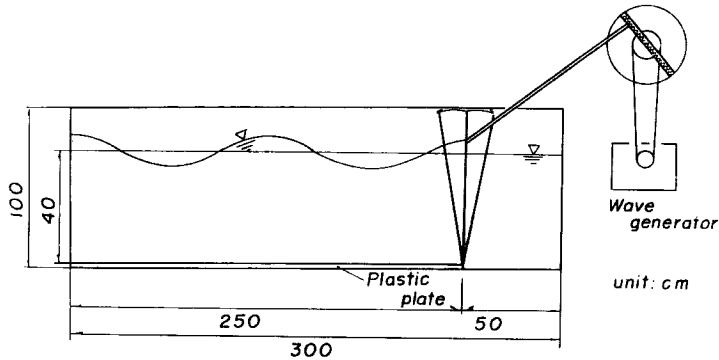


Fig. 1 Schematic view of standing wave tank.

Table 1 Conditions of waves and water depth.

Wave period T (sec)	Wave length L (cm)	Water depth h (cm)	Wave Height H (cm)	h/L
1.45	250	40	4~12	0.160
1.86	250	20	2~7	0.080
2.63	500	40	4~19	0.080

層流：過マンガン酸カリの微小粒子を水底に沈め、それによって半周期ごとに作られる明瞭な dye streak を水槽側面から写真撮影し、1周期あたりの変位を読み取り、質量輸送速度を算出した。

滑面乱流：粒径 4.8 mm, 比重 1.10 のナイロン球を水底に沈め、波による1周期ごとの変位がストロボフラッシュを用いることによって写真撮影された。

粗面（層流および乱流とも）：過マンガン酸カリの微小粒子を水中に投入すると、沈降中に一条の細い赤色条痕ができる。そこで、底面近くにできたこの条痕がストロボ・スコープを用いて1周期ごとに写真撮影された。なお、底面付近のみの条痕を撮影するために接写装置を用いて拡大撮影した。

3. 質量輸送速度に関する実験結果と考察

この研究において、対象として取り扱う波動は浅海重複波であり、かつ有限振幅の波である。前論文で示したように、非粘性流体理論によると、重複波の場合、たとえ有限振幅波として取り扱っても、進行波において示される質量輸送はおこらない。しかし、流体の粘性を考慮して、非線型境界層方程式のせつ動解を求めると、境界層において質量輸送のおこることがわかる。

この質量輸送速度は底面条件や流れが層流であるか乱流であるかによって異なると考えられ、ここではそれぞれの領域に対する速度の測定結果について考察し、かつその限界についても検討を加える。

実験結果は底面の粗滑の条件によって分類し、それぞれについて検討する。

a. 滑面の場合

層流境界層理論にもとづく質量輸送速度の詳細はすでに発表¹⁾しているので省略するが、その結果を要約するとつぎのようである。すなわち、層流境界層における質量輸送速度 $\bar{U}$ は

$$\bar{U} = \frac{\pi^2}{8} \frac{H^2}{LT \sinh^2 kh} K(\eta) \sin 2kx \quad \dots\dots\dots (1)$$

である。ここに、 H は重複波の波高、 L は波長、 T は周期であり、 h は水深である。また $k=2\pi/L$ である。さらに、

$$\left. \begin{aligned} \eta &= z/\sqrt{2}\delta \\ \delta &= (\nu T/2\pi)^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

であって、 ν は流体の動粘性係数、 δ は梶浦¹³⁾によると、排除厚になる。 x および z は、それぞれ水底と鉛直壁の交点を原点とすると水平軸および鉛直軸であり、 z 軸の正方向は鉛直上向きとする。

(1)式における $K(\eta)$ は境界層における質量輸送速度の鉛直分布を示し、

$$K(\eta) = -3 + 8 \exp(-\eta) \sin \eta + 3 \exp(-2\eta) \dots\dots\dots (3)$$

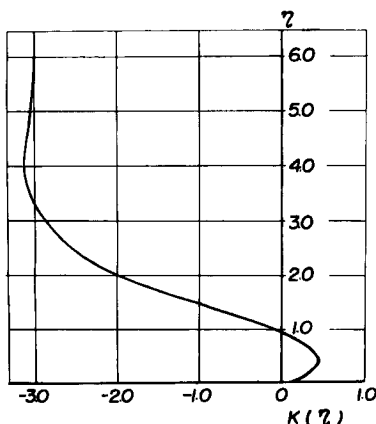


Fig. 2 Profile of non-dimensional mass transport velocity.

である。Fig. 2 は $K(\eta)$ と η の関係を示すものであって、図から明かなように

$$\eta = 0.49$$

$$\text{および } \eta = 3.94$$

で K の値は極大値をとり、それぞれ、0.44 および -3.12 になる。また、 $\eta \rightarrow \infty$, すなわち、境界層外縁においても $K = -3$ となり、質量輸送の存在することがわかる。さらに、 $\eta = 0.9$ で $K = 0$ となり、 $\eta < 0.9$ で $K \geq 0$, $\eta > 0.9$ で $K < 0$ であって、境界層内の上層と下層における質量輸送はその方向がことなることになる。これは、進行波の場合に底面付近に存在する質量輸送といちじるしく相違するところである。

つぎに、この質量輸送速度の鉛直および水平分布を明らかにするために、(1)式を変形すると、

$$\bar{U}' = K(\eta) \sin 2kx \dots\dots\dots (4)$$

と表わされる。ここに $\bar{U}'$ は $\bar{U}/(\pi^2 H^2/8LT \sinh^2 kh)$ で示される無次元質量輸送速度を表わしている。さらに、この速度の水平方向の変化を明らかにするために、 K の最大値がほぼ -3 であるので $\lambda^* = \bar{U}/3$ とおくと

$$\lambda^* = -\sin 2kx \dots\dots\dots (5)$$

と表わせる。 λ^* は無次元質量輸送速度の最大値を与えるものであるが、これによって、水平方向の場所的变化を容易に見い出すことができる。

(a-1) 層流境界層

水平方向の分布 : Fig. 3 は $T = 1.45$ sec., $h = 40$ cm および $L = 250$ cm の場合の実験結果であって、速度の水平方向の変化を表わす λ^* と $2kx$ の関係が波高別に示されている。なお図中の実線は(5)式で示される理論曲線であり、破線は実験値の範囲を、また○印はその平均値を示している。図から明かなように、波高 6~8 cm および 12 cm の場合、実験値の平均はほぼ理論曲線に一致することがわかる。しかし、波高が 4 cm 程度と小さい場合、実験値は理論値の 2 倍程度とかなり大きくなっている。Russell・Osorio²⁶⁾ が進行波の場合について行なった実験においても同様の傾向がみられ、彼らによると、波高の低い波は高いそれより無次元質量輸送速度が大きくなり、波高の低い波ではその速度が波高 H の 2 乗に比例しないことを指摘している。しかし、その原因は十分明らかでないが、波高がほぼ 4 cm の場合、(1)式にもとづいて計算される最大質量輸送速度は 0.1 cm/sec の程度であって、実測値にかなりの読み取り誤差が含まれていると考えられる。ただ、実験値は理論値にくらべて大きい、質量輸送の方向は理論と一致している。

Fig. 4 および Fig. 5 は Fig. 3 と同様の関係を、それぞれ $T = 2.63$ sec., $L = 500$ cm, $h = 40$ cm および $T = 1.86$ sec., $L = 250$ cm, $h = 20$ cm の場合について波高別に示したものである。これらの図からも明かなように、実験値にはかなりのばらつきがみられるが、Fig. 3 において示したと同様の傾向が見出される。なお、 $T = 2.63$ sec., $h = 40$ cm, $L = 500$ cm でかつ波高が 10 cm の場合についても実験を行なったが、この場合、底面付近における dye streak は乱れて、1 周期の変位を測定することはできなかった。

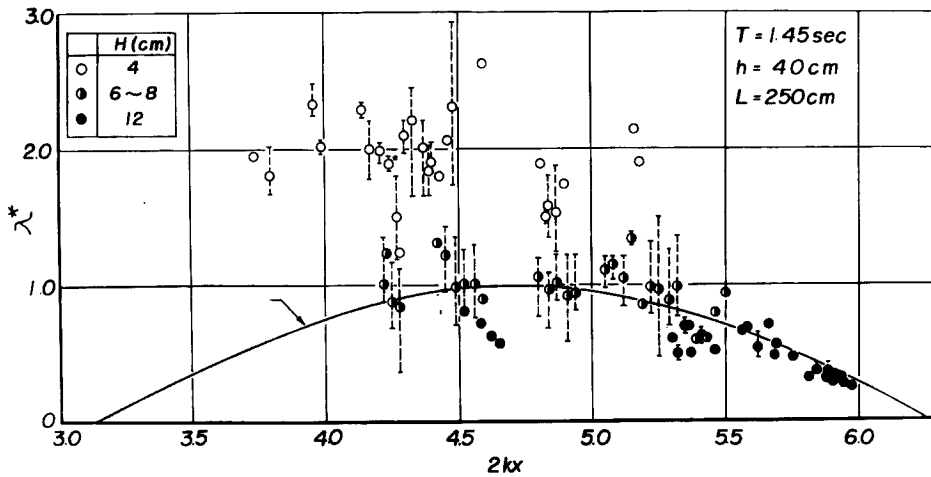


Fig. 3 Comparison between theoretical and experimental mass transport velocity expressed non-dimensionally. ($T=1.45$ sec, $h/L=0.16$)

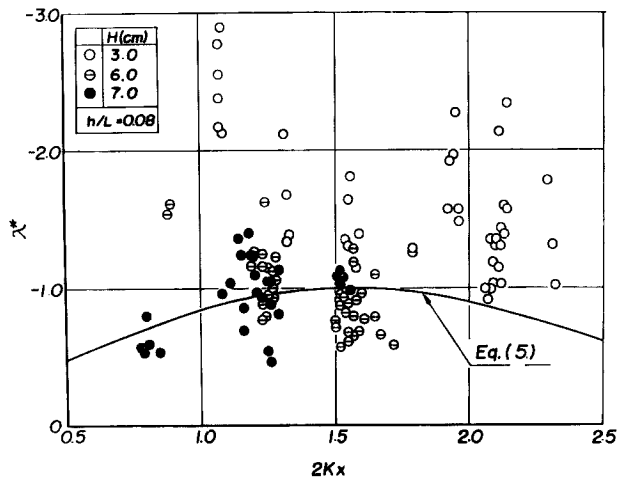


Fig. 4 Comparison between theoretical and experimental mass transport velocity expressed non-dimensionally. ($T=2.63$ sec, $h/L=0.08$)

鉛直分布：Fig. 6 は波高がほぼ 6 cm の場合の質量輸送速度の鉛直分布を示すものである。この図に示された鉛直分布は $2Kx=\pi/2$ の付近で測定された結果であって、図中の実線は (3) 式で示される理論曲線である。この図から明らかなように、 η の値が 2.0 以上の範囲では実験値は理論値にほぼ一致するが、 η の値が大きくなるにしたがって、実験値は序々に小さくなる傾向がみえる。一方、 $\eta < 2.0$ の速度勾配の大きい範囲では η の値が小さく、実測が困難であるので、他の方法によって、速度の方向が異なることを確かめた¹⁾。

(a-2) 乱流境界層

この場合、過マンガン酸カリの dye streak は乱れによって混合し、明瞭な条痕にはならないので、質量輸送速度の測定には用いることができない。そこで、水の比重に近いナイロン球を用いて、乱流境界層における質量輸送速度を測定した。実験方法の詳細はすでに発表²⁷⁾しているので省略するが、層流境界層にお

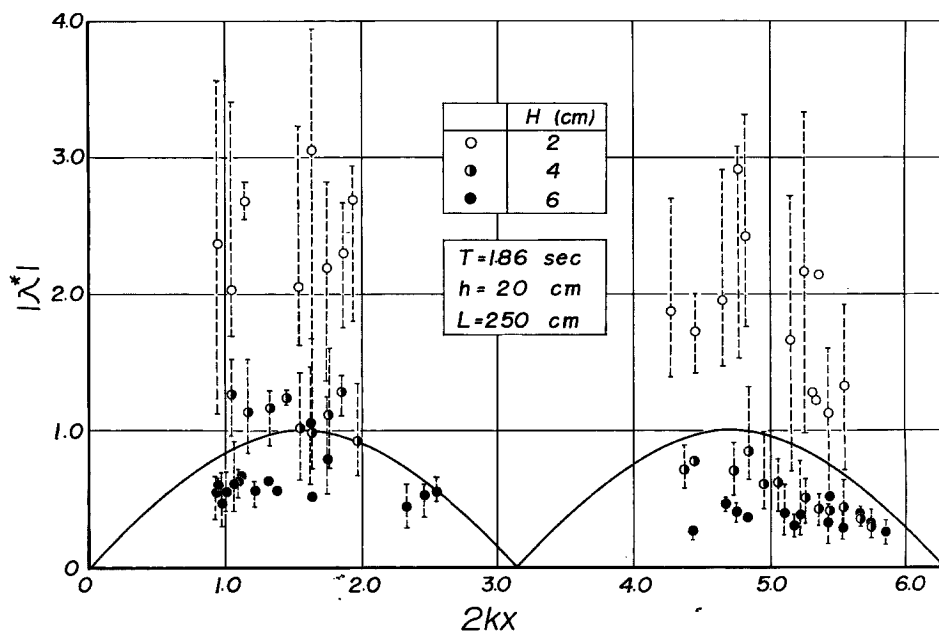


Fig. 5 Comparison between theoretical and experimental mass transport velocity expressed non-dimensionally. ($T=1.86 \text{ sec}$, $h/L=0.08$)

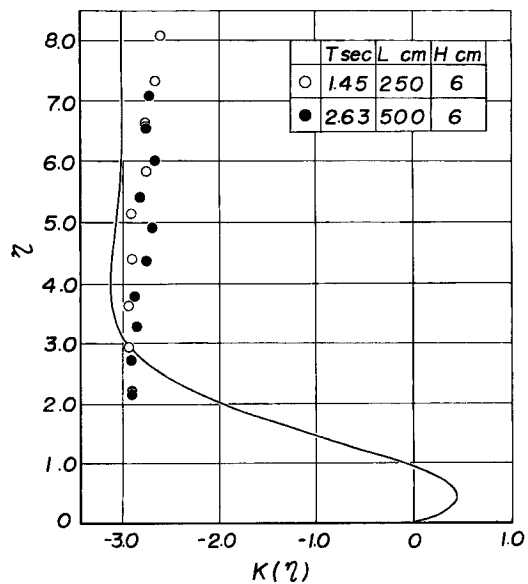


Fig. 6 Comparison between experimental and theoretical velocity profiles.

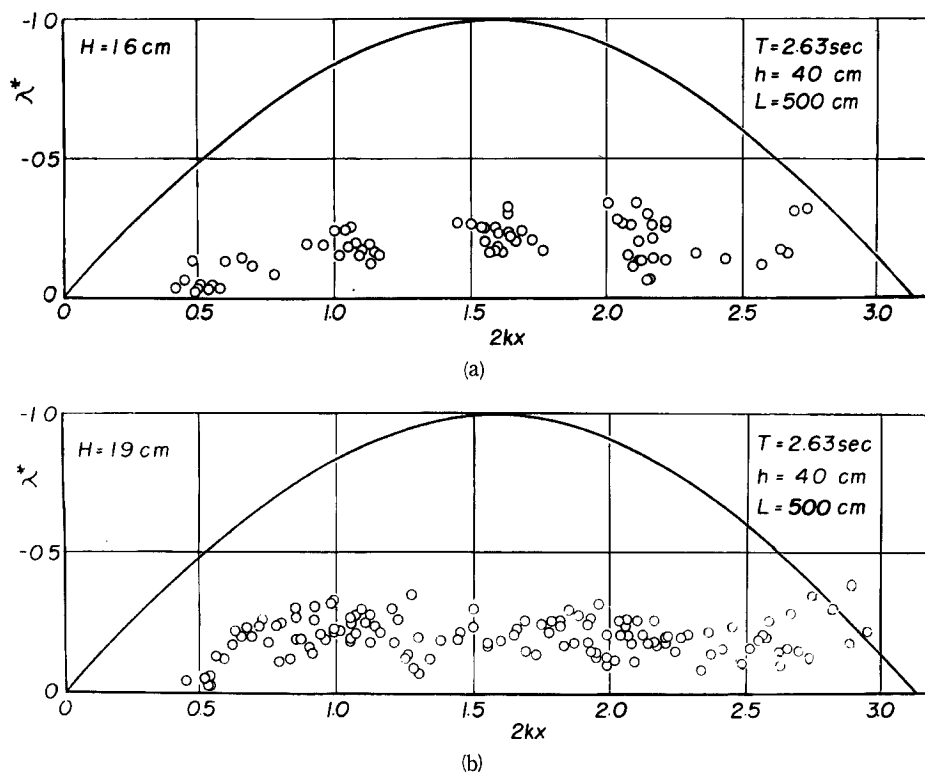


Fig. 7 Comparison between theoretical and experimental mass transport velocity in turbulent boundary layer.

る測定結果によると、実測値の最大が理論曲線にはほぼ一致するようである。

Fig. 7 (a) および (b) は $T=2.63 \text{ sec}$, $h=40 \text{ cm}$, $L=500 \text{ cm}$ で、かつ波高がそれぞれ $H=16 \text{ cm}$ および $H=19 \text{ cm}$ の場合についての実験結果であって、 λ^* と $2kx$ の関係を示すものである。岸²⁸⁾によると、この実験波の碎波限界波高は $H_b=24 \text{ cm}$ であって、(b) の場合はこれに近い。なお、図中における実線は、実験値と比較するために示された層流理論にもとづく無次元質量輸送速度 λ^* を示すものである。これらの図から、乱流境界層における実測値の最大は層流理論による速度よりもかなり小さく、いずれの波高に対しても $0.35 \sim 0.4$ 倍程度であった。

(a-3) 底面境界層の層流から乱流への遷移

従来、波動運動のもとでの境界層における乱れの発生に関しては、かなり多くの実験的研究がなされてきた。従来の実験結果によると、この場合も、開水路や管路における流れと同様に層流から乱流への遷移限界は、いわゆる限界 Reynolds 数によって決定されるようであり、さらに底面における粗度も問題となる。

Brebner・Collins²³⁾ は、滑面水平床において波動のもとで発達した境界層が層流から乱流に遷移する限界をつぎのように定めた。すなわち、境界層が乱流の場合の運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} + (\nu + \epsilon) \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad \dots\dots\dots (6)$$

である。

ここに、 u は境界層における水平方向の速度、 u_{∞} は境界層外縁の速度であり、 ϵ は渦動粘性係数を表わす。(6) 式右辺の第3項は Reynolds 応力を表わすものであって、 ϵ に対して、混合距離の概念を用いる

と,

$$\varepsilon = \text{const.} \times \delta^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \dots\dots\dots (7)$$

と表わされる。いま第1近似として、 $u \sim u_0$ (u_0 : 境界層外縁における最大速度)、 $z \sim \delta$ を用いて、さらに (7) 式の関係から (6) 式における Reynolds 応力項と粘性項の比をとると、この比は $u_0 \delta / \nu$ の関数になる。したがって、Reynolds 数 $u_0 \delta / \nu$ の値が境界層内の流れの状態を支配する物理量である考え、質量輸送速度に関する実験から、重力波のもとで乱れの発生が $u_0 \delta / \nu$ の一定値に結びつくことを確かめた。彼らの実験によると、底面が滑面の場合、波動による境界層が層流から乱流へ遷移する限界の Reynolds 数は

$$[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit.}} = 113 \dots\dots\dots (8)$$

で与えられる。

その後、Brebner ら²⁴⁾は、進行波の場合について質量輸送速度に及ぼす底面粗度の効果を実験的に検討し、さらに乱れの発生についても吟味した。Fig. 8 はその実験結果の一例であって、周期 T と水深 h を一定に固定し、波高 H を変化させ、種々の底質粒径 d に対して、質量輸送速度 U を測定した。この図から明らかなように、滑面の場合、波高 0.4 ft 以下では $U \propto H^2$ であって、これは Longuet-Higgins が示した層流境界層理論にもとづく質量輸送速度と一致する。しかし波高が 0.4 ft 以上になると、底面が粗面の場合も含めて $U \propto H^{1.2}$ となり、乱流境界層に遷移したことを示している。この限界波高に対する Reynolds 数 $u_0 \delta / \nu$ の値は 113 である。一方、粗面の場合、波の特性が一定であっても、底質粒径が大きくなるにしたがって、質量輸送速度が大きくなり、かつ小さい波高、すなわち、滑面に対する限界 Reynolds 数より小さいそれで乱流に遷移することを示している。以上の結果から、彼らは遷移限界点は $u_0 \delta / \nu$ と d / δ によって決定されると結論している。しかし、

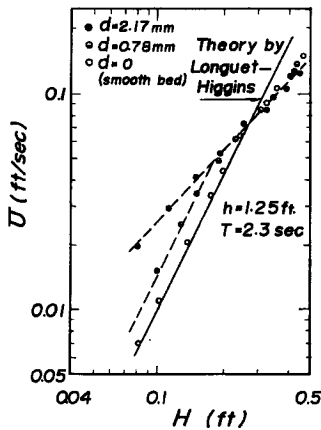


Fig. 8 Effects of roughness on mass transport velocity.
(After. Brebner et. al.)

まだ実験の範囲がせまく、種々の波の特性とくに種々の周期について検討されていないため、粗度の効果を十分表現するまでにいたっていないようである。

こうした粗度の効果について最初に広範な実験を行なったのは Li⁴⁾ および Manohar¹⁷⁾ である。彼らの実験は振動板によるものであって、かならずしも、重力波によるものと同一視できないが、こうした波動による境界層の基礎となった実験であり、その結果によると遷移点は、

- (I) $\delta_1 / d > 30$ (滑面) の場合
 $(\omega / \nu)^{1/2} \cdot A = 400$
- (II) $30 > \delta_1 / d > 18.5$ の場合
 $\omega A d / \nu = 104$
- (III) $\delta_1 / d < 18.5$ (粗面) の場合
 $\omega A d^{0.2} / \nu = 1.15 \times 10^8$

であり、それぞれの領域に対し、限界値以上で乱流になる。ここに、 $\delta_1 = 6.5 \delta$ であって、境界層厚を表わし、 $\omega = 2\pi / T$ は振動板の振動周波数、 d は底質粒径、 A は振動板の最大振幅である。以上の結果を Brebner らが求めた無次元表示 $u_0 \delta / \nu$ および d / δ で再整理すると次のようである。すなわち、

- (I) $d / \delta < 0.22$ (滑面)
 $[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit.}} = 400$
 - (II) $0.22 < d / \delta < 0.35$
- } \dots\dots\dots (9)

$$\left. \begin{aligned} [u_0 \delta / \nu]_{\text{crit.}} &= 104 (d/\delta)^{-1} \\ \text{(III) } 0.35 < d/\delta \text{ (粗面)} \\ [u_0 \delta / \nu]_{\text{crit.}} &= 1.15 \times 10^3 \times \delta^{1/3} (d/\delta)^{-1/5} \end{aligned} \right\}$$

となる。ここに、 $u_0 = \omega A$ である。とくに、底面が粗面の場合、実験の範囲内において、 $\delta^{1/3}$ の値はそれほど変化しない。したがって、 d/δ の値が大きくなると限界 Reynolds 数は小さくなる。これは Brebner らが示した結果と同じ傾向を表わしている。しかし、振動板では底面付近の圧力変動が存在しないため、流体に及ぼす慣性項の影響がなく、進行波による境界層の発達や乱れの発生とはかなり異なると考えられる。

一方、Vincent²²⁾ は進行波による乱れの発生に関して実験を行ない、底面に滑らかな金属板を用いた場合、Li の限界値の 1/5 の値で遷移が始まったことを報告している。この結果から、Vincent の実験による滑面の場合の遷移点は

$$[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit.}} = 80 \dots\dots\dots (10)$$

であると推定される。なお、底面が粗面の場合についての実験結果によると、遷移点は

$$u_0 = 1.2 d^{-1/2} \dots\dots\dots (11)$$

の関係で表わされ、底質粒径、底面近くの水粒子の水平振幅が増加し、波の周期が減少すると、遷移が早くなることを示している。いま (11) 式を上述した Brebner らが示した無次元量で書きかえるならば、

$$u_0 \delta / \nu = (1.2 \times \delta^{1/2} / \nu) (d/\delta)^{-1/2}$$

によって表わされるが、実験の範囲内から考えて、 δ および ν の値はそれほど変化しないと考えられ、結局 $u_0 \delta / \nu = \text{const.} \times (d/\delta)^{-1/2}$ になる。Fig. 9 は Vincent が粗面の場合についておこなった実験の結果を、著者が再整理し、 $u_0 \delta / \nu$ と d/δ の関係でその遷移点を示した。図から明らかなように、(11) 式のかわりに

$$[u_0 \delta / \nu]_{\text{crit.}} = 28 (d/\delta)^{-1/2} \dots\dots\dots (12)$$

と表わせよう。この結果からも明らかなように、粗面の場合、底質粒径が大きくなれば、限界 Reynolds 数の減少することが示されている。

以上、従来の研究結果にもとづいて、波による境界層における層流から乱流への遷移点について検討を加えてきたが、振動板による実験は本質的に問題があるようであって、その結果を直接、進行波に適用することはできないようである。一方、進行波による実験では、滑面の場合遷移点が、

$$u_0 \delta / \nu = 80 \sim 113$$

の範囲にあると考えられ、また粗面の場合、底質粒径の増大とともに、限界 Reynolds 数が減少するようである。

つぎに、重複波の場合の底面境界層における層流から乱流への遷移について、著者の実験結果によって吟味しよう。重複波の場合、境界層外縁における水粒子速度の最大 $u_{\infty \max}$ は

$$\left. \begin{aligned} u_{\infty \max} &= u_0 \sin kx \\ u_0 &= \pi H/T \sinh kh \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

で与えられる。したがって、Reynolds 数は

$$\frac{|u_{\infty \max}| \delta}{\nu} = \frac{u_0 \delta}{\nu} |\sin kx| = \sqrt{\frac{\pi}{2}} Re |\sin kx| \dots\dots\dots (14)$$

となる。ここに、 $Re = H/\sqrt{\nu T} \sinh kh$ である。Brebner らの限界値を重複波の場合にも適用できるとするならば $[|u_{\infty \max}| \delta / \nu]_{\text{crit.}} = 113$ であるから、

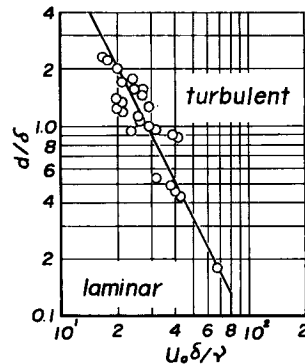


Fig. 9 Criterion of transition from laminar to turbulent.

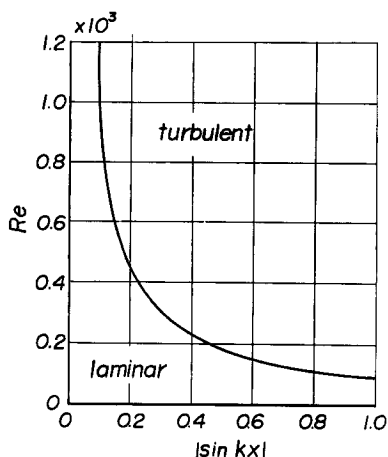


Fig. 10 Criterion for transition from laminar to turbulent, in the case of standing waves.

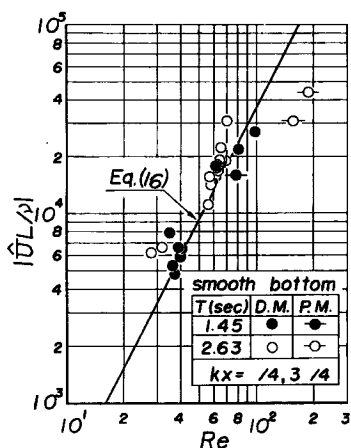


Fig. 11 Typical result of $|UL/\nu|$ vs. Re . in the case of $2kx = \pi/2$ and $3\pi/2$.

$$Re \cdot |\sin kx| \approx 90 \quad \dots\dots\dots (15)$$

がえられる。Fig. 10 は (15) 式にもとづいて計算した Re と $|\sin kx|$ の関係を示すものであって、図から明らかなように、重複波の場合、鉛直壁からの位置によって Re の限界値がことなり、鉛直壁に近づくにしたがって Re 数は大きくなる。

一方、重複波の場合、層流境界層における質量輸送速度は (1) 式において $K = -3$ とすれば、

$$\dot{U} = -\frac{3\pi^2}{8} \frac{H^2}{LT \sinh^2 kh} \sin 2kx$$

したがって

$$\left| \frac{\dot{U}L}{\nu} \right| = \frac{3\pi^2}{8} \left(\frac{H}{\sqrt{\nu T} \sinh kh} \right)^2 |\sin 2kx|$$

$$= 3.70 \times Re^2 |\sin 2kx| \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる。したがって、質量輸送速度の測定結果から、(16) 式の関係を満たさなくなる Re の値を見い出せば、それが遷移点を与えることになる。Fig. 11 は、重複波による実験結果から、 $2kx = \pi/2$ 、および $3\pi/2$ の位置における $|\dot{U}L/\nu|$ と Re との関係を示したもので、層流理論からはずれる限界の Re の値はほぼ 100 になることがわかる。この結果は、Brebner や Vincent の結果とほぼ一致するものであって、また、(15) 式をそのまま重複波に適用してもよいことを示している。

以上の結果より、重複波の場合も、平滑な底面における遷移を支配するのは波の特性と境界層厚によって示される Reynolds 数であり、その限界値も進行波の場合とほぼ同じであることが見い出された。

b. 粗面の場合

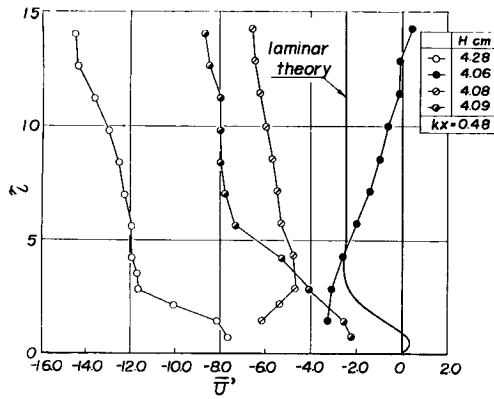
進行波の場合、Brebner ら²⁴⁾の実験結果によると、波の特性が一定であっても、底質粒径が大きくなると、境界層における質量輸送速度は増大する。

重複波の場合についての実験結果を示すとつぎのようである。Fig. 12 は、周期 $T = 1.45$ sec., 水深 $h = 40$ cm, 波長 $L = 250$ cm および波高 $H = 4$ cm の場合における、種々の位置での質量輸送速度の鉛直分布を示している。なお図中の実線は参考のために示した、層流理論にもとづく質量輸送の速度分布である。

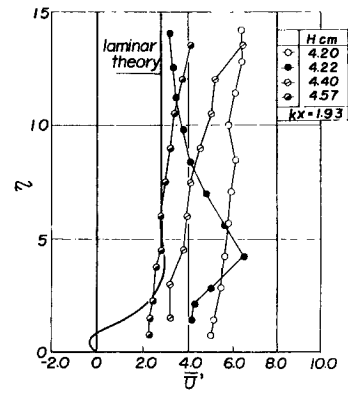
この実験に用いた底面粗度は粒径 1mm の砂である。これらの図から明らかなように、測定結果は非常にばらついているが、その一般的傾向を示すとつぎのようである。

1) $H = 4$ cm に対する Re の値はほぼ 30 であって、滑面の場合には層流である。 $kx = 1.57$ および 3.04 の位置を除いた他の位置では、質量輸送の方向は層流理論と一致するが、速度の大きさは、一般に実験値の方が大きい。

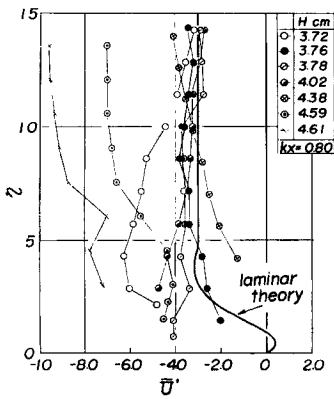
2) 粗面の場合、鉛直軸 z の原点を定めることが困難であって、一応、底面突起の平均的位置を原点として鉛直分布を測定した。質量輸送速度の鉛直分布は、 η の値が 10 程度になると、一般に減少する傾向がみえる。とくに質量輸送速度の最大を示す $kx = 2.34$ 付近ではこの傾向が顕著であり、測定されたもののうちいくつかは $\eta > 10$ において、その下層と逆方向の質量輸送をおこしている。これは、境界層内における



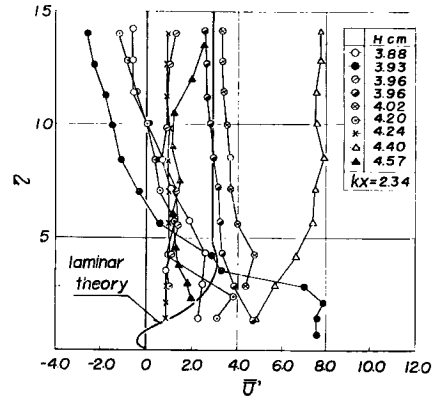
(a)



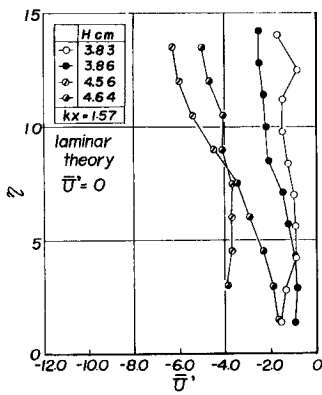
(d)



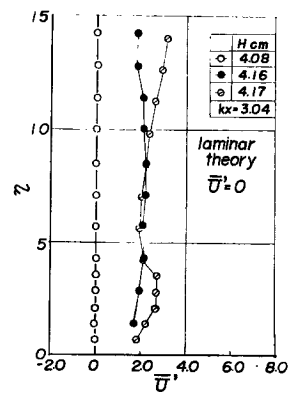
(b)



(e)

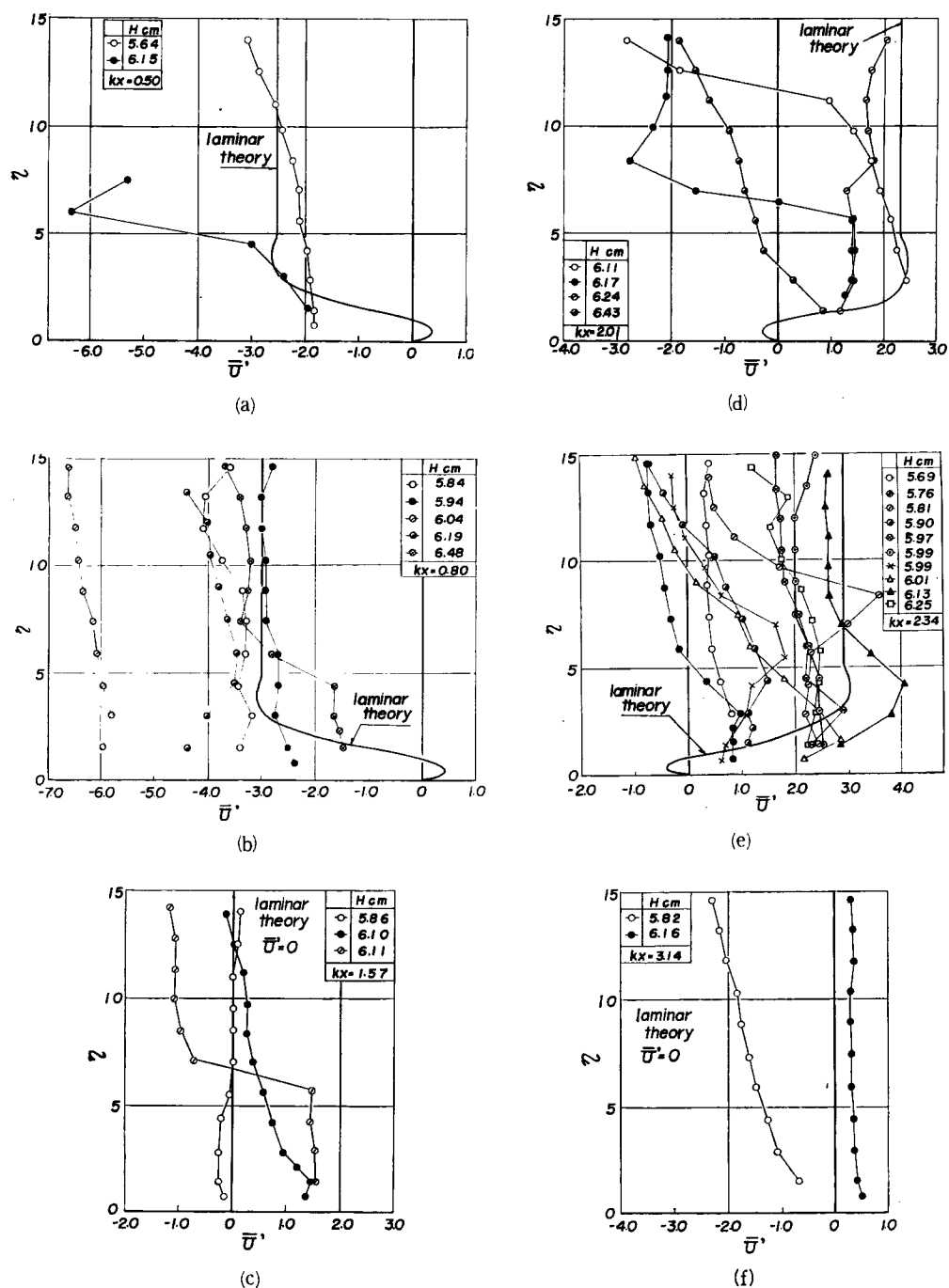


(c)



(f)

Fig. 12 Velocity profiles of mass transport on a rough bed. ($H=4\text{ cm}$)

Fig. 13 Velocity Profiles of mass transport on a rough bed. ($H=6$ cm)

鉛直方向の速度成分が無視できないことを示すものと考えられる。

3) 底面のごく近くは、dye streak が乱れて質量輸送速度を測定することができなかった。

4) $H=4\text{ cm}$ の場合、境界層が乱れているかどうかは判定できなかった。ただし、この場合 d/δ の値はほぼ2であり、Vincent の限界値を示す Fig. 9 を参照すれば $[Re]_{\text{crit.}}=20$ となり、 $kx=1.57$ の付近は乱流であると考えられる。

Fig. 13 は $H=6\text{ cm}$ に対する Fig. 12 と同様の関係を示している。これらの図からも明らかなように、測定結果には相当のばらつきが見られるが、質量輸送の方向は粗面の場合でも層流理論のそれと一致している。この場合の Reynolds 数は $Re=43$ であって、滑面の場合には乱れは発生しない。しかし粗面の場合、Vincent の結果を参照すれば、重複波の節の位置を中心としたある範囲で境界層は乱れていると考えられるが、実験中における観察ではそれほど明確には決定できなかった。さらに、 $5 < \eta < 10$ の間で、質量輸送の方向が逆になる傾向は $H=4\text{ cm}$ の場合と同様である。

以上、粗面上における質量輸送について定性的説明を試みたが、実験資料が十分でないこと、また、実験が遷移領域付近で行なわれたことなどから明確な結論をうるにいたっていない。今後さらに実験を続け、粗面上における質量輸送について、さらに詳細に検討したい。

4. 結 語

重複波による底質の運動機構を解明するための基礎的研究として、重複波による境界層内での質量輸送について実験的に考察、検討を加えてきた。その結果を要約すると、

- (1) 層流境界層における質量輸送の実験結果は波高の小さい波を除いて理論とよく一致する。
- (2) 乱流境界層における質量輸送速度の実測値は層流理論によって示されるそれより小さい。
- (3) 層流境界層から乱流境界層への遷移は Brebner および Collins が定めた 限界 Reynolds 数によって重複波の場合も表わされ、限界値も進行波の値とほぼ一致する。
- (4) 粗面上における質量輸送速度の測定値は層流-滑面に対して適用される理論値よりかなり大きい。

以上、本論文では乱流境界層および、粗面床についての実験結果も示したが、現象が複雑なこと、および実験資料の不足から満足すべき結論をうるに至らなかった。今後さらに実験を続け、詳細に検討していきたい。

最後にこの研究にあたり、終始御指導を賜った京都大学、岩垣雄一教授ならびに土屋義人教授に深謝の意を表するとともに実験に協力していただいた当海岸災害研究室、芝野照夫技官、京都大学大学院生川嶋康宏君に感謝の意を表する。なおこの研究は文部省一般研究費による研究の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 野田英明：浅海重複波の質量輸送に関する研究，京大防災研究所年報，第11号B，1968. 3，pp.411—427.
- 2) たとえば，Lamb, H.: Hydrodynamics, 6th ed., Cambridge, 1957, p.622.
- 3) Longuet-Higgins, M. S.: Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A, No.903, Vol.245, 1953, pp.535—581.
- 4) Houn Li: Stability of Oscillatory Laminar Flow near an Oscillating Wall, B. E. B. Tech. Memo. No.47, 1954. pp.1—48.
- 5) Iwasa, Y.: Attenuation of Solitary Waves on a Smooth Bed, Trans. A. S. C. E., Vol.124, 1959, pp.193—206.
- 6) Longuet-Higgins, M. S.: The Mechanics of the Boundary Layer near the Bottom in a Progressive Wave, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1958, pp.184—193.
- 7) Eagleson, P. S.: The Damping of Oscillatory Waves by Laminar Boundary Layers, M. I.

- T., Hydrdynamics Lab. Tech. Rep. No.32, 1959, pp.1—37.
- 8) Eagleson, P. S.: Laminar Damping of Oscillatory Waves, Proc. A. S. C. E., Vol.88, No. HY3, 1962, pp.155—181.
 - 9) Grosch, C. E., Ward, L. W. and Lukasik, S. J.: Viscous Dissipation of Shallow Water Waves, Physics of Fluids, Vol.3, 1960, pp.477—479.
 - 10) Grosch, C. E. and Lukasik, S. J.: Discussion of "Laminar Damping of Oscillatory Waves", Proc. of A. S. C. E., Vol.89, No. HY1, 1963, pp.232—239.
 - 11) Iwagaki, Y. and Tsuchiya, Y.: Laminar Damping of Oscillatory Waves due to Bottom Friction, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., 1966, pp.149—174.
 - 12) Kajiura, K.: On the Bottom Friction in an Oscillatory Current, Bulletin of the Earthquake. Res. Ins., Vol.42, 1964, pp.147—174.
 - 13) Kajiura, K.: A Model of the Bottom Boundary in Water Layer Waves, Bulletin of the Earthquake Res. Ins., Vol.46, 1968, pp.75—123.
 - 14) Johns, B.: The Damping of Gravity waves in Shallow Water by Energy Dissipation in a Turbulent Boundary Layer, Tellus XX, No.2, 1968, pp.330—337.
 - 15) Yalin, M. S. and Russell, R. C. H.: Shear Stresses due to Long Waves, J. Hydr. Res., Vol.4, No.2, 1966, pp.56—98.
 - 16) 岩垣雄一・陳 活雄: 遷移領域付近の波による底面摩擦に関する実験的研究, 京大防災研究所年報, 第11号B, 1968. 3, pp.355—374.
 - 17) Manohar, M.: Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, B. E. B. Tech. Memo., No.75, 1955, pp.1—121.
 - 18) Kalkanis, G.: Turbulent Flow near an Oscillating Wall, B. E. B., Tech. Memo., No.97, 1957, pp.1—36.
 - 19) Kalkanis, G.: Transportation of Bed Material due to Wave Action, U. S. Army. Coastal Eng. Res. Center, Tech-Memo., No.2, 1964.
 - 20) Jonsson, I. G.: Measurements in Turbulent Wave Boundary Layer, I. A. H. R., 19th Congress, London, Vol.1, 1963, pp.85—92.
 - 21) Lukasik, S. J. and Grosch, C. E.: Pressure-velocity Correlations in Ocean Swells, J. G. R., Vol.68, 1963, pp.5689—5699.
 - 22) Vincent, G. E.: Contribution to the Study of Sediment Transport on a Horizontal Bed due to Wave Action, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1958, pp.326—335.
 - 23) Brebner, A. and Collins, J. I.: The Effect on Mass-Transport of the Onset of Turbulence at the Bed under Periodic Gravity Waves, ASME-EIC, Hydraulics Conf. Paper, No.61-EIC-8, 1961, pp.1—8.
 - 24) Brebner, A., Askew, J. A. and Law, S. W.: The Effect of Roughness on the Mass-Transport of Progressive Gravity Waves, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., Vol.1, 1966, pp.175—184.
 - 25) Jonsson, I. G.: Wave Boundary Layers and Friction Factors, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., Vol.1, 1966, pp.127—148.
 - 26) Russell, R. C. H. and Osorio, J. D. C.: An Experimental Investigation of Drift Profiles in a Closed Channel, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., 1958, pp.171—183.
 - 27) 野田英明, 川嶋康宏, 木村 晃: 重複波の底面境界層における質量輸送, 土木学会関西支部年次講演会講演概要, 1968, 5, pp. II—38—1—2.
 - 28) 岸 力: 海岸堤防に関する研究(2) 有限振幅の浅水重複波, 建設省土木研究所報告, 90号, 1955.