

傾斜底面上における波による質量輸送速度に関する実験的研究

平 山 秀 夫*

1. 緒 言

一般に、海浜地形変化を論じる場合、漂砂量の場所的分布とその時間的変動を知ることが必要であるが、そのためには、掃流および浮遊砂の移動方向を明確にするとともにその移動量をも定量的に把握することが不可欠である。

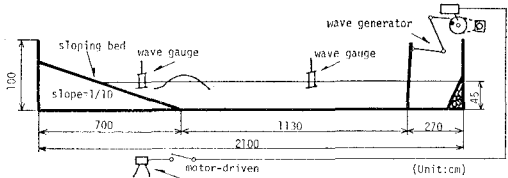
これまで、漂砂の移動方向を支配する要因の1つとしては、質量輸送速度¹⁾や砂蓮上に発生する渦^{2),3),4)}、あるいは表面波形の非対称性⁵⁾などが指摘されているが、質量輸送速度の方向と底質の移動方向とが必ずしも一致しないなどの報告^{3),4)}もあり、両者の関係については、まだ十分検討されているとは言い難く、特に傾斜底面上での波による質量輸送速度の特性に関しては、実験データも少なく、不明な点も多い⁶⁾。

本研究では、このような観点から、海浜の変形予測の基礎研究として傾斜底面上での質量輸送速度に着目し、その場所的分布特性を主として実験的に調べ、その結果を同一条件下での2次元海浜変形の実態と対比させながら、波による質量輸送と底質の移動との相互関係を明確にしようとするもので、ここではその第1歩として、まず最初に碎波点近傍に到るまでの水底傾斜面上（滑面）における質量輸送速度の水平分布を実験的に詳しく調べ、従来提案されている水平床上的の理論値^{7),8)}や斜面勾配を考慮に入れた理論値⁹⁾などと比較し、これらの理論で、実験値がどの程度説明されるかを調べる。次いで、質量輸送速度の水平分布の特性を碎波型式別に比較検討するとともに、従来示した方法⁹⁾に基づいて、質量輸送速度の実験値の分散値から拡散係数を推定し、その水平分布特性やオーダーなどを調べ、これまでの水平床上的の結果との相違を明確にする。

2. 実験装置、実験方法および解析方法

実験は、図一1に示すように、水槽の端部に勾配1/10の斜面を設置した長さ21 m、高さ1 m、幅70 cmの片面ガラス張り水槽を用いて行った。

実験の方法は、造波開始後10波目と100波目の波の



図一1 実験装置

場合について、水底傾斜面上の所定の位置に単一粒子（スチロール樹脂球：粒径＝1.91 mm、比重＝1.04）を投入し、その1周期ごとの位置をモータードライブカメラで連続撮影を行った。その機構は、造波源であるACモーターの部分に接触部を設けて、モーターが1回転するたびに、瞬間的にカメラのシャッターが降りるように工夫されている¹⁰⁾。単一粒子の投入位置は、斜面上を碎波点から沖側に断面Ⅰ～Ⅴまで5の断面に分け、断面Ⅰ、Ⅱはそれぞれ、汀線から3.14 m、2.14 mに固定し、断面Ⅲ～Ⅴはそれぞれ碎波点から約40、20、0 cmの位置を選んだ。

表一1 実験条件

水 深 h_0 (cm)	周 期 T (sec)	沖波波高 H_0 (cm)	測定点水深 h (cm)	沖波波形勾配 H_0/L_0
45.0	0.8	9.8	12.7～31.4	0.098
		7.5	8.2～31.4	0.048
	1.0	10.6	12.2～31.4	0.068
		13.9	18.9～31.4	0.090
		5.9	9.8～31.4	0.026
	1.2	7.5	11.2～31.4	0.033
		10.9	16.2～31.4	0.049
		7.8	10.1～31.4	0.022
	2.0	4.8	9.9～31.4	0.008

実験条件は、表一1に示すとおり、斜面沖側の水平床部の水深を $h_0=45.0$ cmと常に一定とし、周期 $T=0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 2.0$ secの各場面について沖波波高 $H_0=4.5\sim14.6$ cmの間で適当に変化させた。また、底面には、滑面として70 cm×105 cm×0.5 cmの亚克力板を使用し、この底面に目盛を印して、単一粒子が水槽のガラス壁面と平行に運動しているかどうかを調べ、そ

* 正会員 工博 大阪府立工業高等専門学校助教

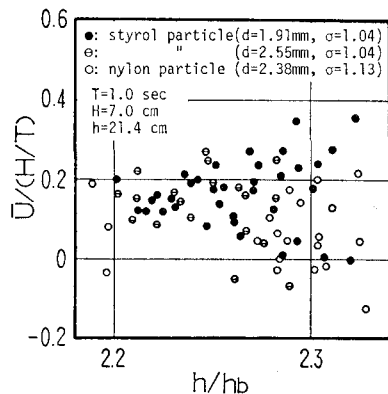
の面から $10\text{ cm} \pm 2\text{ cm}$ の範囲内の位置で運動している場合のみを解析の対象とした。

実験結果の解析法は、このようにして得られたネガフィルムから、京都大学海岸研究室所有のフィルムモーションアナライザーを用いて、波の1周期ごとの単一粒子の位置の座標を順次求め、それから質量輸送速度 $\bar{U}$ を求めた。

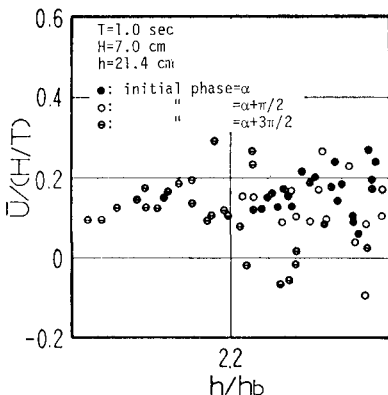
3. 実験結果および考察

(1) 質量輸送速度に及ぼす単一粒子の粒子特性などの影響

図-2(1),(2)は、それぞれ単一粒子の粒径・比重などの粒子特性(ここでは、比重 1.04 で粒径 1.91 mm と 2.55 mm のスチロール樹脂球および比重 1.13 で粒径 2.38 mm のナイロン球を用いた。)や粒子の運動位置を1周期平均するときの初期位相の取り方の違いなどによって、1周期平均の質量輸送速度がどのように変化するかを調べたものである。これらの図から明らかに、本実験条件の範囲内では、実験値はかなりばらついて、これらの粒子特性や初期位相の相違による質量輸送速度の分布特性の明確な差異は見い出せないようである。なお、



(1) 粒子特性の違いによる場合



(2) 初期位相の違いによる場合

図-2 粒子特性や初期位相の相違による質量輸送速度の変化

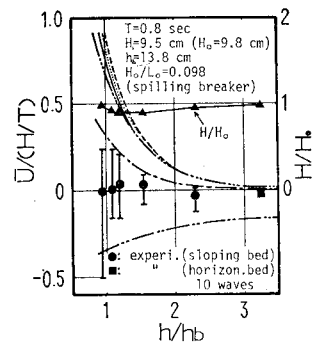
以下、質量輸送速度は、波の進行方向の値を正とする。

(2) 傾斜底面上における質量輸送速度の理論値と実験値の比較

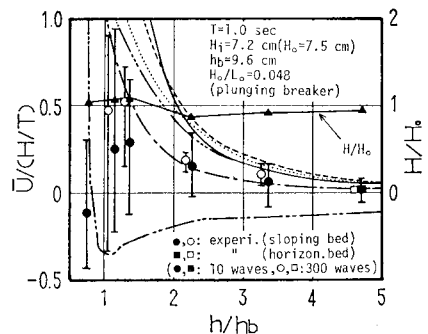
これまで、水平床面上における進行波による質量輸送速度の理論解については、Stokes¹¹⁾を始めとして多くの研究者によって種々の結果が提案されているが、ここではこれらのうち、特に Longuet-Higgins⁷⁾や著者らによる結果⁸⁾の他に、斜面勾配を考慮した Bijker⁹⁾らの理論結果が、本実験結果をどの程度説明できるかを調べる。

表-2 図-3 の記号の説明

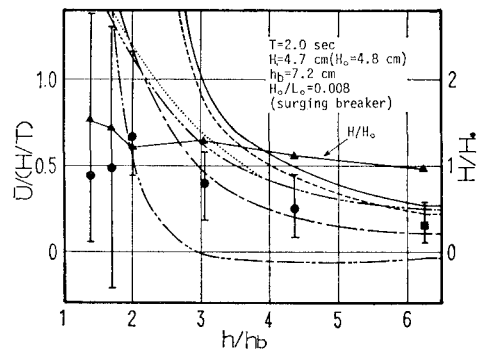
	experiment
—: $\bar{U}_1$ (Longuet-Higgins)	
- - - : $\bar{U}_2$ (Longuet-Higgins(R))	
.....: $\bar{U}_3$ (Bijker et al.(boundary layer))	
.....: $\bar{U}_4$ (" (outside bound. layer))	
.....: $\bar{U}_5$ (Author by Stokes(1), 3rd)	
.....: $\bar{U}_6$ (Author by Stokes(2), 2nd)	
	max. ● ave. ○ min.



(1) 崩れ波の場合



(2) 巻き波の場合



(3) 碎け寄せ波の場合

図-3 底面質量輸送速度の水平分布(理論値と実験値の比較)

図-3(1)～(3)は、種々の実験条件下での傾斜面上における質量輸送速度の実験値の水平分布を各種の理論曲線と比較したもので、その代表例を横軸に h/h_b (h : 斜面上静水深, h_b : 砕波水深) をとって示した。ここで、図中の実験値は、同一測定点での平均値 (斜面上は ●, 水平床上は ■ 印) と実験値の変動幅 (最大値と最小値) で示してある。なお、理論曲線は、表-2 にも示してあるように、実線が Longuet-Higgins による境界層外縁での conduction solution の結果⁷⁾ ($\bar{U}_1$)、破線は同じく反射率を考慮した場合の部分重複波による波動境界層内での結果¹⁾ ($\bar{U}_2$)、点線は Bijker らが示した斜面勾配を考慮した場合の波動境界層内での結果⁹⁾ ($\bar{U}_3$)、3 点鎖線は同じく波動境界層外縁での結果⁹⁾ ($\bar{U}_4$)、1 点鎖線は著者らが示した、波速の第 1 定義に基づく Stokes 波の第 3 次近似解を用いて計算した場合の結果⁸⁾ ($\bar{U}_5$)、2 点鎖線は同じく波速の第 2 定義に基づく Stokes 波の第 2 次近似解を用いた場合の結果⁸⁾ ($\bar{U}_6$) であって、これらは、それぞれ次式のように表わされる。

$$\bar{U}_1/(H/T) = \frac{5}{4}\pi^2 \frac{H}{L} \left[\sinh^2 kh \right], \dots\dots\dots(1)$$

$$\bar{U}_2/(H/T) = \frac{1}{4}\pi^2 \frac{H}{L} [(1-r^2)(5-8e^{-\zeta} + 3e^{-2\zeta}) + 2r(-3+8e^{-\zeta} \sin \zeta + 3e^{-2\zeta} \sin 2kx)] / \sinh^2 kh, \dots\dots(2)$$

$$\bar{U}_3/(H/T) = \frac{T^2}{H \cdot L} \cdot A^2 \left[-2e^{-\zeta} \cos \zeta + \frac{3}{4}e^{-2\zeta} + \frac{5}{4} \right] + \frac{T^2 A}{2\pi H} \cdot \frac{dA}{dx} \left[2e^{-\zeta} \sin \zeta + \frac{3}{4}e^{-2\zeta} - \frac{3}{4} \right], \dots\dots\dots(3)$$

$$\bar{U}_4/(H/T) = \frac{5}{4} \frac{T^2}{H \cdot L} \cdot A^2 - \frac{3}{4} \cdot \frac{AT^2}{2\pi H} \cdot \frac{dA}{dx}, \dots\dots(4)$$

$$\bar{U}_5/(H/T) = \frac{1}{2} \frac{L}{H} (F_1^2 + F_2^2 + F_3^3), \dots\dots\dots(5)$$

$$\bar{U}_6/(H/T) = \frac{1}{2} \frac{L}{H} (F_1^2 + F_2^2) + \frac{\pi H}{4h} \coth kh (-F_1 \sin k\bar{x} - F_2 \cos 2k\bar{x} - 1) \dots\dots\dots(6)$$

ここで、

$$A = \sqrt{\frac{2 \cosh^2 kh}{2kh + \sinh 2kh}} \cdot \frac{\pi H_0}{T \sinh kh}, \quad \zeta = \sqrt{\frac{\pi}{\nu T}} \cdot z$$

(ν : 動粘性係数, T : 波の周期), r : 反射率,

$$F_1 = \frac{2\pi a}{L \sinh kh}, \quad F_2 = \frac{3\pi^2 a^2}{L^2 \sinh^4 kh},$$

$$F_3 = \frac{3\pi^2 a^3 (11 - 2 \cosh 2kh)}{8L^3 \sinh^7 kh},$$

$$a = \frac{H}{2} - \frac{3}{128} \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \cdot H^3 \frac{8 \cosh^6 kh + 1}{\sinh^6 kh},$$

$\bar{x}$: 粒子の 1 周期後における平均位置, $k = 2\pi/L$ (L : 波

長)である。ただし、実際の計算にあたっては、式 (2) 中の x は汀線を原点 ($x=0$) として斜面より沖側方向に正をとり、 ζ は、 z を近似的に粒径の半分 ($=0.192$ cm/2) の値として求め、また、反射率 r は Miche¹²⁾ の式から逆算した結果を用いた。これらの図から明らかのように、各理論曲線間の差異やあるいは理論値と実験値との分布傾向や大きさの差異が著しく、最早、これらの理論曲線では実験値を説明できないようであるが、本実験条件の範囲内における砕波点の沖側では、どちらかと言えば、実験値は式 (5) の結果に最も近いようである。このことは、図-3 (2) に対応して各理論値と実験値の差 ($\bar{U}_T - \bar{U}_B$) の水平分布の 1 例を示した図-4 から明らかであろう。また、図-5 は、本実験結果 (図中 ●, ○

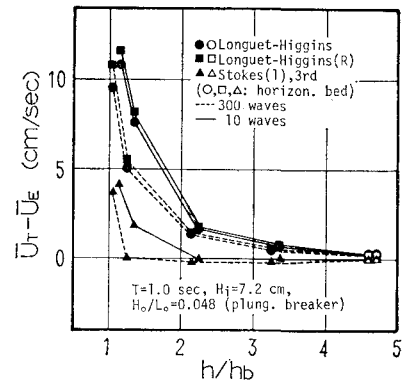


図-4 底面質量輸送速度の理論値と実験値の差の水平分布の比較

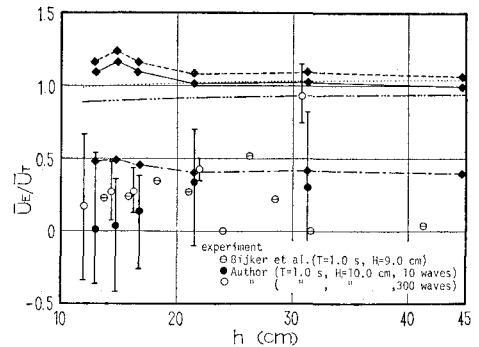


図-5 実験値と理論値の比の値の水平分布の比較

印) を Bijker らの結果⁹⁾ (図中 ⊙ 印) と比較するために、彼らの表示にならって整理し直した結果の 1 例で、図中の各記号や曲線は図-3 の場合のそれと全く同じである。この図からも、本実験結果は、全般的に Bijker らの実験結果⁹⁾ とほぼ類似しているが、前述のように、理論値と実験値の差異は、著者らの結果 (式 (5)) を除けば、かなり著しいことが明らかである。

一方、図-6 (1), (2) は、これまでの水平床上での質量輸送速度の実験値を、横軸に $H/(\sqrt{T} \sinh kh)$ 、縦軸に $\bar{U} \cdot L$ をとって整理した Brebner & Collins¹³⁾ の結果

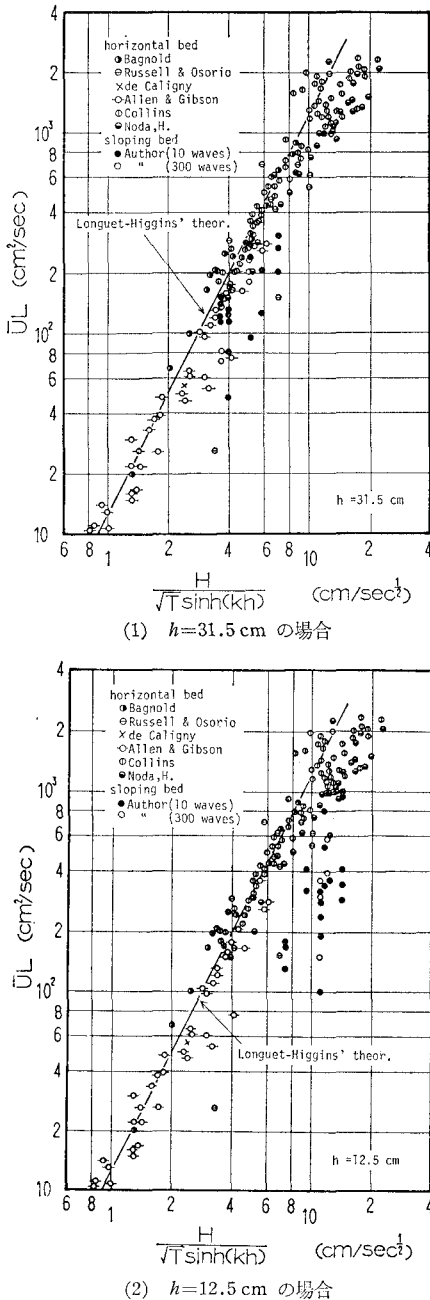


図-6 水平床および傾斜面上における $\bar{U}_L$ と $H/(\sqrt{T} \sinh kh)$ の比較

にならって、斜面上での本実験結果を測定位置ごとに分けて図示したもので、それぞれ (1) は斜面上 $h=31.5$ cm の場所、(2) は $h=12.5$ cm のところの結果である、図中の ●、○ 印はそれぞれ 10 波目および 300 波目のデータを示し、また、参考のために、これまで多くの研究者による水平床での実験結果に加えて、Longuet-Higgins による理論結果⁷⁾ (式 (1)) を直線で示した。これらの図から明らかなように、斜面上での実験値の分布の状態は、

従来の水平床上でのそれとは若干相違しているように思われる。すなわち、水平床の場合、 $H/\sqrt{T} \sinh kh \leq 10$ の範囲内では、実験値は Longuet-Higgins の理論曲線とかなりよく合致しているのに対して、斜面上での実験値は、全般的に理論曲線の下側に分布し、かつ両者の差異は水平方向の測定位置によってかなり異なり、一般的には、斜面の沖側から砕波点に近づくにつれて増大の傾向にあるようである。このことは、図-3 で示した理論値と実験値との比較からも当然予想されることであるが、このように、実験値が理論値からかなりずれることが原因の 1 つとしては、従来、Collins¹⁴⁾ が指摘したような境界層内の層流から乱流への遷移によるよりは、むしろ理論の中に斜面や波の非線型性の効果などが考慮されていないことによるものと思われる。

(3) 砕波型式による質量輸送速度の水平分布特性

前掲の 図-3 (1)~(3) は、それぞれ砕波型式が崩れ波、巻き波および砕け寄せ波の場合の傾斜底面上における質量輸送速度の水平分布の代表例を示したものである。これらの図から明らかなように、ただ、砕波点に到るまでの各地点での質量輸送速度の大きさおよび実験値の分散の程度が、どちらかと言えば、砕け寄せ波、巻き波、崩れ波の順に大きくなっていることを除けば、砕波型式による質量輸送速度の水平分布特性の違いはあまり見られなく、いずれの場合にも、質量輸送速度は、一般的には斜面上沖側から砕波点にかけて徐々に増大して砕波点前後で最大値をとる傾向にあるようである。

(4) 質量輸送速度の分散による水平拡散係数の場所的分布

ここでは、前報⁸⁾ と全く同様にして、質量輸送速度の実験値の分散値から求めた拡散係数の定義式を用いて、傾斜底面上における拡散係数を推定し、そのオーダーや場所的分布特性を砕波型式ごとに調べ、これまでの一様水深の場合の結果⁸⁾ や傾斜面上の波動中での結果⁸⁾ と比較検討する。

図-7 は、傾斜底面上における拡散係数の水平分布の 1 例を砕波型式ごとに示したもので、図中の ●、◆、▲ 印が、それぞれ崩れ波、巻き波および砕け寄せ波の場合の結果を示す。この図から明らかなことは、まず、傾斜底面上における拡散係数のオーダーは $10^{-1} \sim 8$ であって、従来の水平床上での結果⁸⁾ ($10^{-2} \sim 10^{-1}$) と比較した場合には、明らかにオーダーが 1~2 桁大きいことが、前報⁸⁾ の傾斜面上の波動中での結果 ($10^{-1} \sim 2$) とはオーダー的にはほぼ類似していること、さらに、その拡散係数の大きさは水平方向の場所的な違いや砕波型式の相違によっても異なり、特に、水深が浅い砕波点付近では、急激に拡散係数が増大する傾向にあること、また、砕波点から相対的に等距離にある地点では、砕波型式別に拡散係数の大きさが異なり、全般的には、ほぼ砕け寄せ波、巻き波、

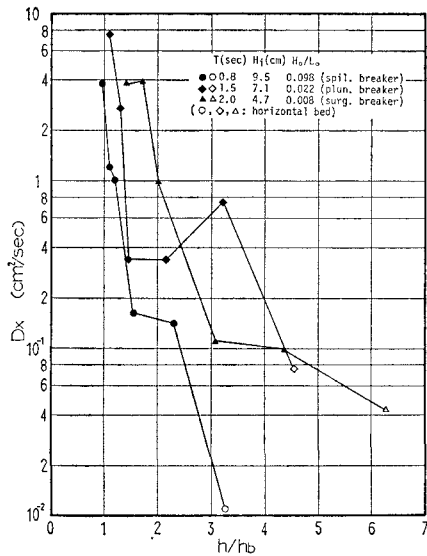


図-7 傾斜底面上における拡散係数の水平分布の碎波型式による比較

崩れ波の順に拡散係数は大きくなる傾向にあるが、特に碎波点では、巻き波の場合が最も大きいようであること、などである。このような原因の1つとしては、斜面上での波の浅水変形に伴う波形の非対称性や反射などの他に、特に碎波点付近では、碎波による乱れや戻り流れなどの影響など種々の要因が考えられよう。

以上のように、特に傾斜面上の碎波点付近で、質量輸送速度や拡散係数が大きいということは、傾斜海岸の底質の動態（浮遊と輸送）や海岸の変形機構を究明する上で非常に重要なことであるように思われる。

4. 結 論

以上、単一固体粒子を用いて、斜面勾配 1/10 の傾斜底面上（滑面）における波による質量輸送速度の水平分布特性を主として実験的に調べてきた。その結果を要約すれば、次のとおりである。

1) 本実験条件の範囲内では、質量輸送速度に及ぼす粒子特性（粒径：1.92～2.55 mm，比重：1.04～1.13）や1周期平均するときの初期位相の相違による影響は、ほとんどないようである。

3) 傾斜底面上での質量輸送速度の実験結果は、一般的には、従来提案されている水平床上での理論結果（Longuet-Higgins や著者らによるもの）や斜面勾配を考慮した Bijker らの理論結果では表わし得ないが、本実験条件の範囲内では、どちらかと言えば、実験値は著者らの理論結果に最も近いようである。

3) 碎波帯の沖側における傾斜底面上での波による質量輸送速度の実験値は、必ずしも正方向（波の進行方向）とは限らず、碎波型式などの実験条件の相違によっ

ても若干変化し、一般的には、崩れ波の場合には、正負の値をとる傾向にある。しかしながら、これらの実験値の平均値の水平分布は、碎波型式にかかわらずほとんど正の値であり、しかも斜面の沖側から碎波点にかけて徐々に増大して、碎波点付近で最大値をとるようである。

4) 波による質量輸送速度の実験値の分散の程度は、水深が浅く碎波点に近づくにつれて大きくなり、それから推定される傾斜底面上での拡散係数の大きさは、碎波型式にかかわらずほぼ $10^{-1} \sim 8$ のオーダーであって、これまでの水平床上での結果（ $10^{-2} \sim 10^{-1}$ ）と比較して明らかにオーダーが 1～2 桁大きいようである。

最後に、本研究を実施するにあたり、終始、暖かいご指導を賜った京都大学工学部岩垣雄一教授、ご助言を賜った酒井哲郎助教授および実験や解析に協力を惜しまなかった桜本浩・寺田孝一の両君（当時大阪府立工高専学生）に心から感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 野田英明：波動境界層における質量輸送と海底の洗掘，第 17 回海岸工学講演会論文集，pp. 246～249，1970。
- 2) Inman, D. L. and E. B. Tunstall: Phase dependent roughness control of sand movement, Proc. 13th Conf. on Coastal Eng., pp. 1155～1171, 1972。
- 3) 野田英明・松原雄平：江線に直角方向の漂砂，第 25 回海岸工学講演会論文集，pp. 246～249，1978。
- 4) 砂村継夫・阪東浩造・堀川清司：非対称砂連上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究，第 25 回海岸工学講演会論文集，pp. 250～254，1978。
- 5) Bijker, E. W., van Huij, E. and P. Vellinga: Sand transport by waves, Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., pp. 1149～1167, 1976。
- 6) 平山秀夫：斜面上の波動中における単一粒子の残留速度に関する研究，第 26 回海岸工学講演会論文集，pp. 1～5，1979。
- 7) Longuet-Higgins, M. S.: Mass transport in water waves, Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A, No. 903, Vol. 245, pp. 535～581, 1953。
- 8) 平山秀夫：波浪水槽中における進行波による単一粒子の残留速度に関する研究，第 25 回海岸工学講演会論文集，pp. 23～27，1978。
- 9) Bijker, E. W., J. P. Th. Kalkwijk and T. Pieters: Mass transport in gravity waves on a sloping bottom, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., pp. 447～465, 1974。
- 10) 岩垣雄一・平山秀夫・岡 幸夫：重複波による染料の拡散に関する研究，第 22 回海岸工学講演会論文集，pp. 349～354，1975。
- 11) Stokes, G. G.: On the theory of oscillating waves, Trans. Camb. Phil. Soc., 8, pp. 441～455, 1847。
- 12) Miche, M.: Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante, Annales des Ponts et Chaussées, Vol. 121, No. 3, 1944。
- 13) Brebner, A. and J. I. Collins: 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, Montreal, Canada, 1961。
- 14) Collins, J. I.: Inception of turbulence at the bed under periodic gravity waves, Jour. of Geophysical Research, Vol. 68, No. 21, pp. 6007～6014, 1963。