

海底面における波圧変動および水平波圧勾配変動に関する実験的研究

Random Wave Pressures and Their Horizontal Gradients at Mudline

間瀬 肇*・Daniel T. Cox**・立山 洋幸***・酒井 哲郎*
Hajime Mase, Daniel T. Cox, Hiroyuki Tateyama and Tetsuo Sakai

Two hydraulic tests were run in a wave flume using random waves to obtain detailed data on the cross-shore variations of the bottom pressures and their horizontal gradients along a 1:20 smooth, impermeable slope. The small amplitude wave theory was roughly consistent with the observed relations between water surface elevations and pressure variations in spectral and wave by wave characteristics. The measured spectra of pressure gradients, which corresponds to the Lagrangian fluid accelerations, showed energies in low frequency region; which means surf beat is important even in fluid acceleration related to inertia force acting on a sediment particle. The magnitude of pressure gradient was considerably smaller than the proposed value by Madsen (1974) as the simple criterion of the momentary shear instability of sand bed.

Keywords: wave pressure, pressure gradient, random waves, seabed instability

1. まえがき

海底地盤の波浪応答に関する研究は、海岸・海洋構造物の基礎地盤の洗掘、異形ブロックの沈下、漂砂および海底地盤の滑り崩壊に関連するものとして、近年注目されるようになってきた。波浪に対する海底地盤の応答に関する理論的研究には、初期には海底地盤を非圧縮性流体で満たされた多孔質剛体というモデル化から出発して、近年は気泡の混入を考慮した圧縮性流体で満たされた多孔質弾性体というモデル化のもとで、Biot の圧密理論が用いられることが多い。Biot の式をはじめとして、海底地盤内の過剰間隙水圧および有効応力変動を求めるためには、境界条件としての海底面に作用する波圧変動の情報が必要である。厳密には、海底地盤の非弾性は波の作用により変化すると同時に、波は海底地盤の影響を受け両者に相互干渉が生じるため、境界条件としての波圧は通常の波動理論から得られるそれとは異なるが、Mallard-Dalrymple (1977) および Dalrymple-Liu (1982) の研究をもとに現地を想定した波浪および地盤条件を用いて海底地盤が波に及ぼす影響を検討すると、その影響は無視できることがわかる。

波浪による海底地盤の液状化不安定やせん断不安定は、漂砂に関連していると考えられるが、前者は間隙水圧の鉛直勾配による上向きの浸透力によって鉛直有効応力が0となり（あるいは、負の変動鉛直有効応力が有効土被り圧より大きくなり）砂地盤内に抵抗力がなくなって砂移動が生じるというものであり、後者は波による波圧の水平勾配が大きくなると、それに伴って砂地盤表面近くの間隙水圧の水平勾配も大きくなり、水平浸透力がせん断抵抗より大きくなって砂移動が生じるというものである。海底面における水平波圧勾配は、流体力学的には水平水粒子速度の物質微分（全時間微分）、すなわち、水粒子の水平加速度に対応している。したがって、海底砂地盤表面付近の水平波圧勾配はせん断破壊を引き起こす作用外力としてはばかりでなく、海底面においては砂粒子に働く慣性力に関連している。本研究は、砕波帯内外の海底面における波圧変動および水平波圧勾配変動の特性について実験的に調べるものである。

2. 実験装置および実験方法

水位変動、波圧変動、波圧勾配変動の詳細な記録を得るため、長さ 27m、幅 50cm、深さ 75cm の両面ガラス張り水槽を用いて水理実験を行なった。実験装置の概要を図-1 に示す。模擬海浜は、1:20 の一様な傾斜とした。水路の一端に設置されている造波機はピストン運動とフラッター運動が可能で、周期が長い場合には前者で、周期が短い場合には後者の方法で造波する。実験は波の条件を変えた二つのケースについて行なった。

実験で用いた二種類の不規則波は Pierson-Mozkowitz 型スペクトルを持つもので、そのピーク周波数を 0.6 Hz および 1.0 Hz とした（それぞれ Run 1 および Run 2 とする）。Run 1 では巻き波型砕波、Run 2 では崩れ波型砕波が支配的な砕波形式である。計測器は、図-1 に示されるように、三つの波高計、二つの波圧計、一つの遡上計からなる。波高計は二つの波圧計の中央の真上とそれぞれ 30cm 沖側に設置し、それらを移動させて 11 箇所の地点での水位変動と波圧変動を計測した。もう一つの波高計は斜面法先部の地点に固定し、11 回それぞれ記録

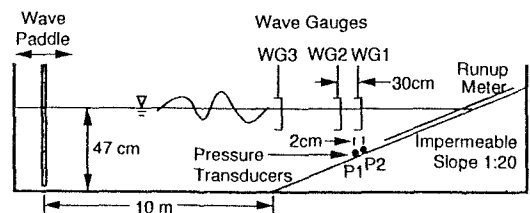


図-1 実験装置の概要

* 正会員 京都大学工学部土木工学科 (〒606 京都市左京区吉田本町)

** Dept. of Civil Engrg., Univ. of Delaware, USA

*** 学生会員 京都大学工学部土木工学科

した観測記録を時間的に一致させるため、再現性をチェックするためおよび沖波の諸元を求めるために用いた。週上計は容量式で、斜面中央の幅 3cm、深さ 1cm の溝に埋め込み、容量線の高さが斜面表面と一致するようにした。30cm 離して測定した源端計のデータおよび週上のデータは他の箇所にも用いるものであり、ここでは扱わない。

波圧変動は二つの圧力計を用いてその差から求めることにした。二つの圧力計の間隔は、Madsen (1974) の規則波の実験における 1.7cm に近い 2cm とした。波圧変動を計測した地点は、静水深が 35, 30, 25, 20, 17.5, 15, 12.5, 10, 7.5, 5, 3cm の地点である。データの再生時のトラブルのため Run 1 の水深が 35cm と 17.5cm の記録が使えなくなった。収録したデータの長さは Run 1 が約 20 分、Run 2 が約 12 分であり、7 チャンネルのアナログデータレコーダに記録し、後に 0.04 秒間隔でデジタル化して解析に用いた。実際に解析に用いたデータ長は Run 1 が約 11 分、Run 2 が約 10 分であり、個々波の数はそれぞれ 500 および 670 である。Run 1 の沖波有義波高 H_0 は 6.05cm、沖波波形変配 H_0/L_0 は 0.0188、Run 2 はそれぞれ 6.86cm および 0.0502 である。

3. 解析結果および考察

3-1 海底面に作用する波圧変動

まず、波圧変動記録よりゼロアップクロス法によって求めた個々の波圧の全振幅の大きいものから 1/3 のそれを平均したもの、すなわち有義波圧波高 p_{v3} を、有義波の諸元を用いて微小振幅波理論で算定した波圧波高と比較したところ、計算値は実験値に比べて碎波帯でやや大きくなるが、一致の程度は良いことがわかった (立山, 1991)。

図 2 は、Run 2 の水深が 20cm、12.5cm および 5cm の地点の水位変動 η 、 ρg で割って水頭に直した波圧変動 p および微小振幅波理論によって水位変動のスペクトルから計算した波圧のスペクトルを示したものである。波圧スペクトルの計算値は、水深が 20cm より大きいと $f < 1.5 f_p$ (f_p はピーク周波数) で実測値と良く一致するが、 $f > 1.5 f_p$ では計算値が小さくなる。すなわち、微小振幅波理論は高周波成分に対しては過小評価となる。水深が 12.5cm の地点ではピーク周波数周辺においても計算値は実測値よりも若干小さくなる。この地点は有義波圧波高が極大となっているところである。水深が 5cm になると、高周波領域を除いて、三者はほぼ一致する。このようなスペクトル解析の結果、ピーク周波数の約 1.5 倍以下の周波数領域では微小振幅波理論の関係がほぼ成り立つが、それより高周波領域については理論は過小評価となることがわかった。

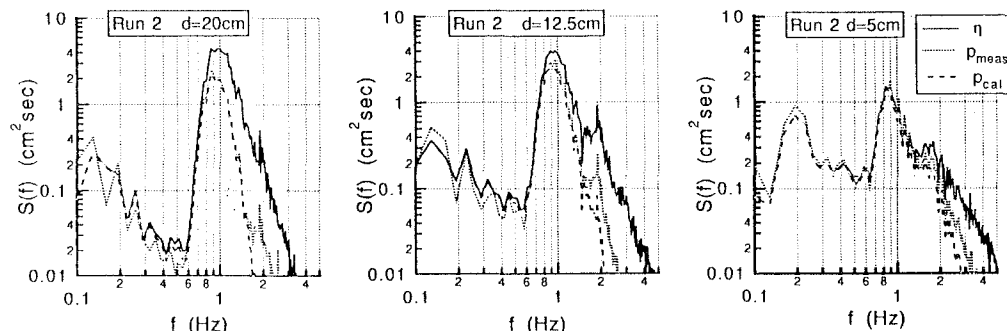


図-2 水位変動および波圧変動のスペクトル

水位変動から波圧変動の算定に当たっては、以下の四つの方法を検討した。1) Reid (1957) の線形フィルター法、2) Wang et al. (1986) が示した修正線形フィルター法、3) Nielsen (1989) の局所曲率法、4) Nielsen (1989) の修正局所曲率法である。これらの方法は、すべて次式の微小振幅波理論による水位変動 η と波圧変動 p との関係式に基づいている。

$$p = \rho g \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \eta = \rho g K_p \eta \quad (1)$$

1) の線形フィルター法については岩垣ら (1979) を参照されたい。2) の修正線形フィルター法は、

$$K_p(\omega) \approx a_0 + 2a_1 \cos \omega + 2a_2 \cos 2\omega \quad (2)$$

となるように係数 a_0, a_1, a_2 を最小二乗法で求めるものである。そのときの波圧変動は次のようになる。

$$p(t) = a_0 \eta(t) + a_1 \{\eta(t+\Delta t) + \eta(t-\Delta t)\} + a_2 \{\eta(t+2\Delta t) + \eta(t-2\Delta t)\} \quad (3)$$

3) 局所曲率法は、局所的な波形から角周波数 ω を求め、分散関係式から波数 k を計算し、式 (1) によりある時刻の波圧を求めるものである。すなわち、波形が

$$\eta(t) = A \sin(\omega t - \phi) \quad (4)$$

と表せるとすれば、その2階時間微分は

$$\eta_{tt}(t) = -A\omega^2 \sin(\omega t - \varphi) \quad (5)$$

となるので、式(4)と式(5)より

$$\omega^2 = -\eta_{tt}/\eta \quad (6)$$

が得られる。実際にこの方法を用いる場合、ノイズの影響を少なくするため、 M 個おきの η を用いて ω を次式で計算する。

$$\omega^2 = \frac{-\eta\{(n-M)\Delta t\} + 2\eta(n\Delta t) - \eta\{(n+M)\Delta t\}}{(M\Delta t)^2\eta(n\Delta t)} \quad (7)$$

ここで Δt はサンプリング間隔である。 M は次式により決める。

$$M \approx \sqrt{h/g} / \Delta t \quad (8)$$

4) の修正局所曲率法は、局所曲率法と同じ手法を用いるが、圧力応答関数 K_p のかわりに実験結果に基づいて定めた次式の応答関数を用いるものである。

$$K_p = \exp\left\{\left(\frac{2}{3} + \frac{h+z}{3h}\right)\frac{\omega^2}{g}z\right\} \quad (9)$$

図-3 は、Run 2 の水深が 12.5cm の地点における波圧変動の実測結果(細線)と水位変動から線形フィルター法によって求めた波圧変動の計算結果(太線)を比較したもので、および実測波形と局所曲率法によって求めた計算波形を比較したものである。微小振幅波理論は、スペクトルの解析結果からわかるように、高周波成分の伝達特性を小さく見積り、波の峰の部分で計算結果は実測結果より小さくなる。一般に線形フィルター法は実測結果をうまく表すことができた。局所曲率法は、水位変動波形の局所的な変化により引き続く角周波数の算定結果がばらつき、計算される波圧波形が滑らかにならないことが多い。また、式(7) からわかるように、 $\eta=0$ となる場合に ω の値が求められず(値が非常に大きくなるので Nielsen(1989) にしたがって上限値を $7\pi f_p$ とした)、 $p=0$ 付近で不自然な波圧波形となる。

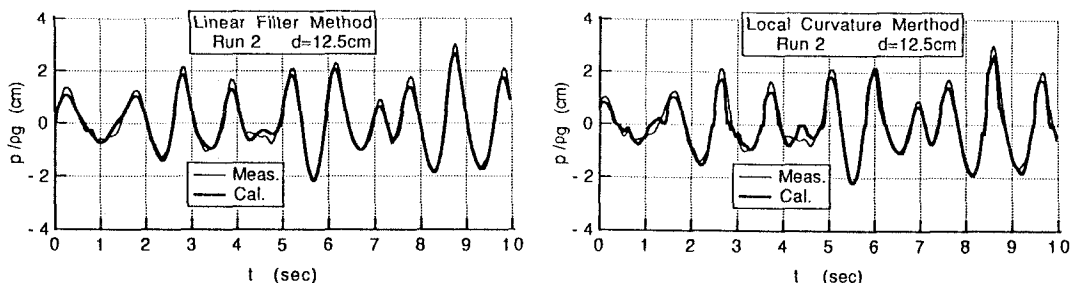


図-3 波圧変動の実測結果と推定結果の比較

図-4 は線形フィルター法および局所曲率法による波圧の計算結果と実験結果の誤差を調べたものである。図中の L.F. が線形フィルター法、L.C.M. が局所曲率法によるものである。誤差は次式で算定した。

$$\text{Error} = \sum_{n=1}^N \{p_m(n\Delta t) - p_c(n\Delta t)\}^2 / \sum_{n=1}^N \{p_m(n\Delta t)\}^2 \quad (10)$$

ここで p_m は波圧の実測値、 p_c は計算値である。図-4 は線形フィルター法の方が局所曲率法より優れていることを示している。線形フィルター法による誤差は、水深 3cm の地点を除いて、5% 程度である。水深 3cm の地点では波というよりも流れの状況に近く、 η と p には微小振幅波理論の関系は成り立っていないものと思われる、誤差が大きくなる。

修正線形フィルター法では、角周波数の設定範囲に依存して最小二乗法で得られる係数 a_0, a_1, a_2 の値が変わる。ここでは、0 からピーク周波数の 2 倍に対応する角周波数までとしたが、波圧変動の推定精度は線形フィ

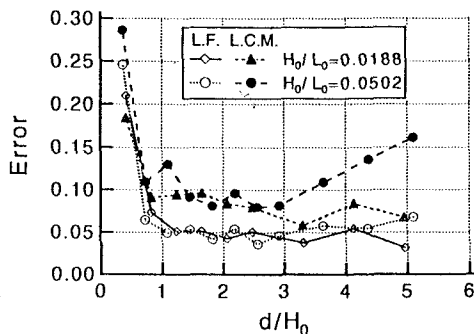


図-4 波圧変動の実測値と推定値との誤差

ルター法に比べ悪い。すなわち、圧力応答周数を表すに当たり式(2)では無理がある。修正局所曲率法による推定精度は局所曲率法によるそれとほとんど同じである。Nielsen(1989)は、波圧変動から水位変動の推定に局所曲率法を用い、その有効性を報告している。波圧変動はそれ自体ローパスフィルターが効き水位変動に比べ高周波のノイズが除去されているので、波圧変動から式(7)で得られる局所角周波数は水位変動から得られるそれよりもばらつきが少なくなるため、この方法がうまくいったものと思われる。本解析では四つの方法で水位変動から波圧変動を推定し、線形フィルター法がもっとも推定精度が良いのか確かめたが、峰で位相での推定精度の向上を計る必要がある。

3-2 海底面における水平波圧勾配変動

水平波圧勾配変動 $\Delta p/\Delta x$ を整理するに当たり、以下の無次元化を行なう。

$$\Delta p^* = -\frac{1}{\rho g} \frac{\Delta p}{\Delta x} \quad (11)$$

Δp^* が正であれば岸向き、負であれば沖向きの水平作用力を表す。岸向きおよび沖向きの無次元水平波圧勾配のピークを 図-5 のように定義する。 C_i は岸向きのピーク、 R_i は沖向きのピークとする。

図-6 は Run 2 について沖波有義波高 H_0 で無次元化した水位変動 η^* 、 $\rho g H_0$ で無次元化した波圧変動 p^* とともに Δp^* を示したものである。 C_i は η^* のゼロアップクロス点に対応し、 R_i は η^* のゼロダウンクロス点に対応している。他にも C_i が η^* の谷あるいは峰に対応する地点があるが、どの場合にも R_i は η^* のゼロダウンクロス点に対応している。図には示していないが、水深 3cm の地点では Δp^* は小刻みに振動していて η^* との相関が小さく、また値も大きくなっている。これは二つの波圧変動記録相互の相関が小さくその差として得られる Δp^* が大きくなるためである。このような地点では $\Delta p/\Delta x$ が $\partial p/\partial x$ をうまく近似しているかどうかは不明である。二つの記録から勾配を求める方法はノイズの影響を受けやすい。

C_i および R_i の超過確率を Rayleigh 分布によるそれと比較したところ、Rayleigh 分布は実験結果をうまく表すことができる場合もあるが、一般には C_i および R_i の大きな値に対する出現確率を過小評価する(Cox et al., 1991)。図-7 は、水深変化に伴う $C_{1/3}$ および $R_{1/3}$ の変化を調べたものである。実験結果にはばらつきがあるものの、水深 3cm の地点を除いて、Run 1 ではほぼ一定、Run 2 では水深の減少に伴って増加傾向にある。また $C_{1/3}$ および $R_{1/3}$ は同程度の値である。Madsen (1974) の研究を模した当初は碎波点(不規則波の場合は明確

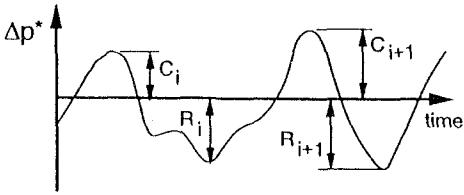


図-5 C_i および R_i の定義

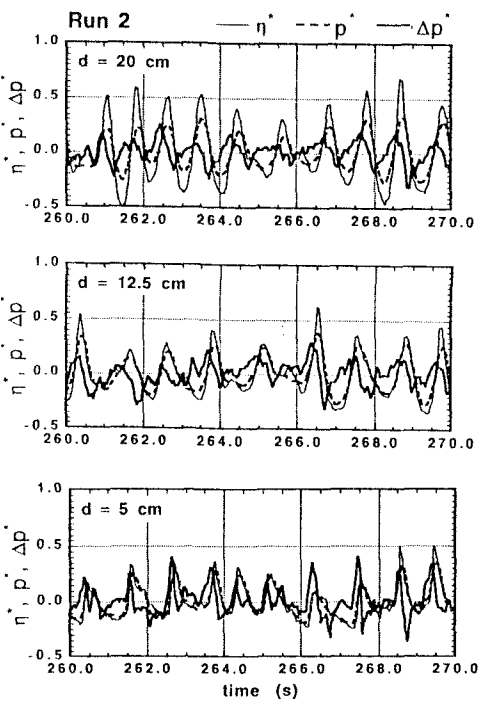


図-6 水位変動、波圧変動および水平波圧勾配変動

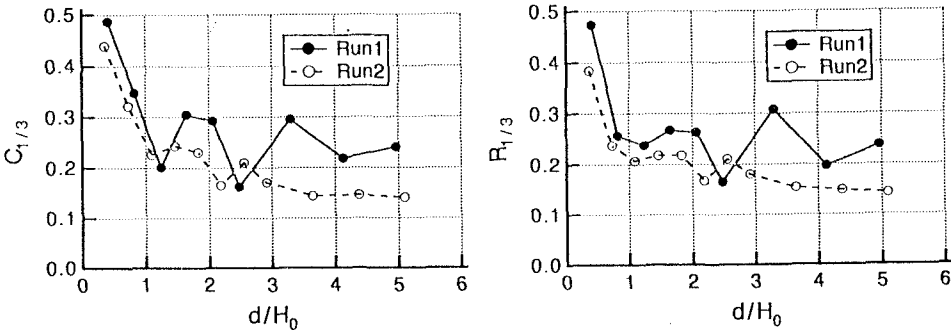


図-7 水深変化に伴う $C_{1/3}$ および $R_{1/3}$ の変化

ではないが)で $C_{1/3}$ が極大値を持つと予想していたが、そうではなかった。もし、 $\partial p/\partial x$ が $\partial \eta/\partial x$ で近似されるとすれば、波は汀線と進行するにつれ単調に前傾化していくので(間瀬ら, 1986) $C_{1/3}$ も増加するはずであり、この結果が図-7 に現われている。すなわち Madsen (1974) が述べているように、前面波形急峻になると水平波圧配が大きくなるというのであれば、水深が浅くなるにつれて水平波圧配が大きくなるはずである。ただし、波の背面の波形急峻に関する R_1 についてはその限りではない。

図-8 は Run 1 および Run 2 の Δp^* のスペクトルを示したものである。これらのスペクトルは、水位変動のピーク周波数と2倍周波数成分に対するエネルギーピークを有するとともに、水深が浅くなるにつれて高周波領域のエネルギーが増加する。また、低周波領域(サーフビート成分)のエネルギーレベルが水位変動のそれと同様に見られる。 $\Delta p/\Delta x$ は水平流速の物質微分(全時間微分)に対応しており、 Δp^* のスペクトルは流体の水平加速度のスペクトルを表している。Elgar-Guza (1988) は流速変動 u の観測データをフーリエ変換して各周波数成分の複素フーリエ振幅 u_n を求め、それに $i\omega_n$ をかけて逆フーリエ変換することによって $\partial u/\partial t$ を求めるとともに、 $\partial u/\partial t$ のスペクトルを調べ、高周波領域でのエネルギーが顕著であり、サーフビート成分のエネルギーはほとんどないことを示した。サーフビートは長周期の流速変動を伴い漂砂現象に重要な役割を果たしていると考えられているが、加速度に関してはサーフビートの影響は無視できるものと報告している。しかし、Elgar-Guza (1988) が用いた解析法は u_n に $i\omega_n$ をかけるので低周波領域でのエネルギーが小さくなり、高周波領域では大きくなるのは当然である。図-8 によれば、流体加速度にもサーフビート成分のエネルギーが存在し、漂砂に影響するものと思われる。

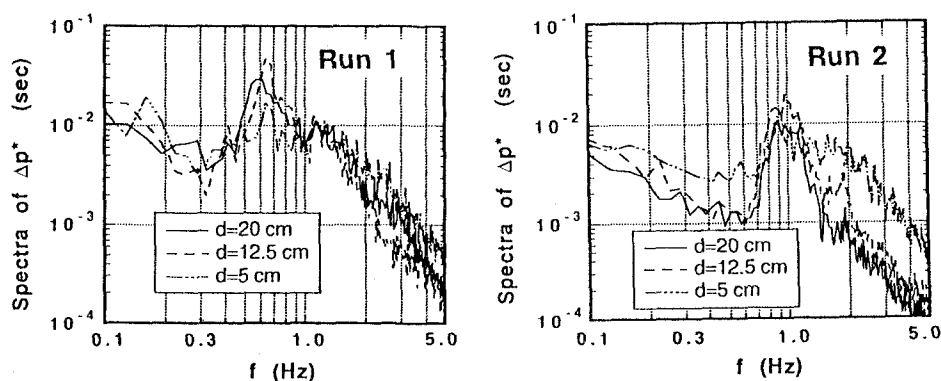


図-8 無次元水平波圧配変動のスペクトル

ここで、水平波圧配による海底砂地盤の一時的不安定について考察する。Madsen (1974) は不安定性の条件として $\Delta p^* = 0.5$ を提案したが、本実験ではそれよりもかなり小さかった。0.5 という値は静的なつり合い状態でのせん断不安定条件として導かれたものであり、波によって海底地盤内に生じる間隙水の鉛直圧配によって、 $\Delta p^* = 0.5$ 以下でもせん断不安定が生じる可能性がある。酒井ら (1990) は現地波浪および現地海浜を対象として海底面波浪による海底面下 0.1m での地盤骨格の運動方程式各項の大きさの位相変化を解析した。波の前面で Madsen (1974) の破壊基準に達していることのほかに、論文には述べられていないが、波の背面でも冲向きの $-\partial p/\partial x$ が大きくなっている。波の背面では鉛直上向ききの $-\partial p/\partial z$ が大きくなっており、液状化条件を越えている。冲向きの $-\partial p/\partial x$ および鉛直上向ききの $-\partial p/\partial z$ がそれぞれせん断破壊基準および液状化基準を越えなくても、両者の作用が合いあって波の背面で鉛直有効応力が減少して、せん断破壊条件を満たす状況が起り得る。鶴谷・惟住 (1990) の現地観測結果によると、波の通過後に地盤が液状化しやすく、この時に砂が巻き上がるとしている。完全な液状化は生じなくとも冲向きの $-\partial p/\partial x$ がせん断破壊条件を満たせば砂の巻き上げが生じ得る。鶴谷・惟住 (1990) が述べているように、Madsen (1974) が述べた「碎波に近い状態の波の峰が通過する直前に底質が巻き上がる」というのは表現が悪いようである。砂は波の通過後、液状化傾向と冲向きのせん断不安定の相互作用により巻き上がるとしたほうが適切であろう。本実験結果によると、冲向き作用力は波形のゼロダウンクロス点に対応しており、そこでは鉛直上向ききの浸透力が働くので、巻き上げられた砂が冲向きに移動すると思われる。

4. あとがき

碎波帯内外の海底面における波圧変動および水平波圧配変動の特性を実験的に調べた結果、以下のことが明らかになった

1) 有義波から微小振幅波理論を用いて求めた有義波圧高は実験値より碎波帯で若干大きくなるが、両者の一致の程度は良い。

2) 微小振幅波理論によって得られる波圧スペクトルの計算結果は、ピーク周波数の 1.5 倍以下の周波数領域で実測結果とかなり良く一致するが、それより高周波数領域では過小評価となる。

3) 水位変動から波圧変動の推定に当たり、線形フィルター法、修正線形フィルター法、局所曲率法および修正局所曲率法の四つの方法を検討した結果、線形フィルター法が最も推定精度がよかった。

4) 水平波圧配変動は水位変動に比べほぼ 90° 進んでおり、水平波圧配の岸向きピークは水位変動のゼロアップクロス点に、沖向きピークはゼロダウンクロス点に対応する。

5) 水平波圧配変動のスペクトルには低周波領域（サーフビート領域）のエネルギーが水位変動のそれと同様に見られる。水平波圧配は流体の水平加速度に対応するものであるため、Elgar-Guza (1988) の微小振幅波を用いた解析結果と異なり、水平流体加速度の場合にもサーフビート成分のエネルギーが存在するという結果が得られた。

6) Madsen (1974) は海底砂地盤の一時的せん断不安定が生じる条件として無次元水平波圧配が 0.5 以上を提示したが、本実験では 0.5 以下であった。酒井ら (1990) および鶴谷・惟住 (1990) の解析結果を参照して、波の峰が通過後海底地盤内には鉛直上方の浸透力が生じ鉛直有効応力が減少するため、Madsen (1974) が示した 0.5 より小さくてもせん断不安定が生じる可能性があることを指摘した。

最後に、本研究を行なうに当たり、貴重な助言を頂きました Univ. of Delaware の Assoc. Prof. Nobuhisa Kobayashi に深く感謝します。なお、本研究は文部省科学研究費国際学術研究（共同研究）No. 0204419 による一部であることを付記し、謝意を表します。

参 考 文 献

- 岩垣雄一・酒井哲郎・浅野敏之・間瀬 肇・小関仁彦 (1979)：不規則波の重複波圧に関する実験的研究，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 386-390.
- 酒井哲郎・畑中克也・間瀬 肇 (1990)：波浪による碎波帯海底近くの地盤の挙動，第37回海岸工学論文集，pp. 733-737.
- 立山洋幸 (1991)：海底面に作用する不規則波の波圧と波圧配に対する実験的研究，京都大学工学部卒業論文，24p.
- 鶴谷広一・惟住智昭 (1990)：碎波帯における底質の流動化と浮遊について，第37回海岸工学論文集，pp. 289-293.
- 間瀬 肇・松本明男・松元和伸・岩垣雄一 (1986)：波群特性が異なる不規則波の浅水・碎波変形特性，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 169-173.
- Dalrymple, R. A. and Liu, P. L.-F. (1982): Gravity waves over a poro-elastic seabed, Proc. Ocean Structural Dynamics Symp., Oregon State Univ., ASCE, pp.181-195.
- Elgar, S., Guza, R. T. and Freilich, M. H. (1988): Eulerian measurements of horizontal accelerations in shoaling gravity waves, Jour. Geophys. Res., Vol.93, No.C8, pp.9261-9269.
- Nielsen, P. (1989): Analysis of natural waves by local approximations, Jour. Waterways, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol.115, No.3, ASCE, pp.384-396.
- Madsen, O. S. (1974): The stability of a sand bed under the action of breaking waves, MIT Report No.182, 75p.
- Mallard, W. W. and Dalrymple, R. A. (1977): Water waves propagating over a deformable bottom, Proc. Offshore Tech. Conf., Paper No.2895, pp.141-146.
- Reid, R. O. (1957): Correlation of water level variation with wave force on a vertical pile for nonperiodic waves, Proc. 6th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp.749-786.
- Wang, H., Lee, D.-Y. and Garcia, A. (1986): Time series surface-wave recovery from pressure gage, Coastal Eng., Vol.10, No.4, pp.379-393.