

長周期波と漂砂・海浜変形との相互干渉について

INTERACTION BETWEEN INFRAGRAVITY WAVES AND COASTAL SEDIMENTARY PROCESSES

佐藤 慎司

Shinji SATO

正会員 工博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 文京区本郷 7-3-1)

The development of infragravity waves and their influence on coastal sedimentary processes were described on the basis of laboratory measurements, field data and numerical experiments. The direction of net suspended sand transport was found to be dependent on the amplitude and the phase of infragravity waves, which were modeled by the secondary interaction theory as well as a numerical model based on the shallow water equation. The contribution of infragravity waves to sediment transport was found to change its direction from offshore to onshore as waves approached to the shoreline.

Key Words: infragravity waves, nonlinear waves, sand suspension, coastal processes, beach transformation

1. はじめに

浅海域では、通常の波浪に加えて周期数十秒以上の長周期波が観測される。通常の波浪成分は砕波により砕波帯でその波高を減じていくのに対し、長周期波は汀線に近づくにつれて波高を増大するため、汀線付近では特に長周期波が支配的となり、沿岸の水理特性や海浜の形成に大きな影響を及ぼす。長周期波が漂砂や海浜変形に及ぼす影響については、前浜の侵食や多段砂州の形成との関連が検討され、断面地形変形に対する数値モデルも提案されている^{1),2)}。また、長周期波は沿岸方向のモードでも発達しており、これが離岸流を含む海浜流システムの発達や沿岸方向に規則的な地形の形成に関連していると考えられる。このような長周期波が海浜過程に与える影響を検討するためには、その水理特性、境界層や底質の浮遊に与える影響、漂砂と海浜変形との相互干渉のそれぞれについて正しく理解する必要がある。本論文では、長周期波の発達が漂砂に及ぼす影響およびその海浜変形との相互干渉について、室内実験、現地調査、数値実験データを用いて総合的に論述する。

2. 自然海浜における長周期波の特性

(1) 長周期波の振幅と位相

本論文では infragravity wave としての長周期波を扱うことにし、水位変動 η 、水平水粒子速度 u などが時間平均値 $\bar{\eta}$ 、 \bar{u} 、長周期成分 η_l 、 u_l 、波動成分としての短

周期成分 η_w 、 u_w の和であると考え。潮汐などのさらに長周期の成分や乱れ成分は簡単のために考慮しない。波動成分の変動周期は有義波周期や平均周期で代表されるが、長周期成分はその数倍の周期を持つ変動として定義される。現地観測データから長周期波成分を抽出してその特性を検討した佐藤³⁾の研究によると、通常の風波のスペクトルは、ピーク周波数から低周波側には急激にエネルギー密度が減少することから、波動成分と長周期成分の境界周波数は有義波周期の2.5~3倍程度とすれば良い。

浅海域で長周期波が底質の移動機構に与える影響を考えると、通常の波動成分により形成される振動流境界層の強い底面摩擦力の作用で移動しやすくなった底質が、長周期波などによる流れの影響を受けて輸送されると考えられるため、長周期変動流速の振幅と短周期波の包絡波との位相関係が重要となる。図-1は、高波浪時に海底面近傍で実測された長周期流速変動のrms値を示したものである。同図にプロットしたデータは主として非砕波領域のものであることを考慮すると、長周期流速変動の振幅は水深が浅くなると急激に増加することがわかる。図中の実線は、二次干渉理論に基づく数値実験の結果から求めた回帰曲線であり、次式で表される。

$$\frac{\sqrt{u_l^2}}{\sigma H_{1/3}^2 / L_o} = 0.65 \left(\frac{\sigma^2 d}{g} \right)^{-2.4} + 0.15 \left(\frac{\sigma^2 d}{g} \right)^{-1} \quad (1)$$

ここで、 $H_{1/3}$ は有義波高、 L_o は有義波周期 $T_{1/3}$ を用いて算定される沖波波長、 σ は角周波数、 d は水深、 g

は重力加速度である。数値実験では、Bretschneider・光易型の周波数スペクトルを有する単一方向進行波を仮定し、 $d = 8 \sim 30\text{m}$, $H_{1/3} = 1 \sim 6\text{m}$, $T_{1/3} = 4 \sim 10\text{s}$ の範囲の約 300 ケースに対して二次干渉波を計算し、長周期波成分の水位と底面流速の rms 値を求めた。いずれの水深においても $\sqrt{u_i^2}$ の実測値は、(1) 式による推定値のまわりに分布しており、高波浪時の長周期波の振幅は二次干渉理論で推定できることがわかる。

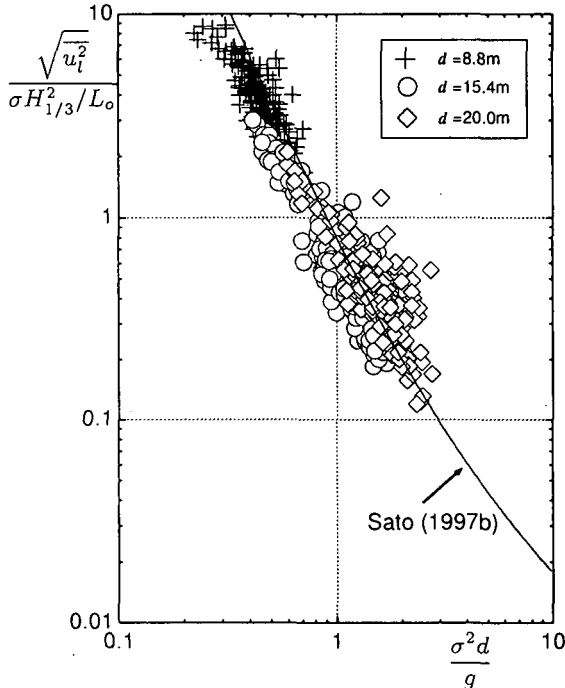


図-1 長周期流速変動の rms 値と無次元水深との関係 (新潟海岸)

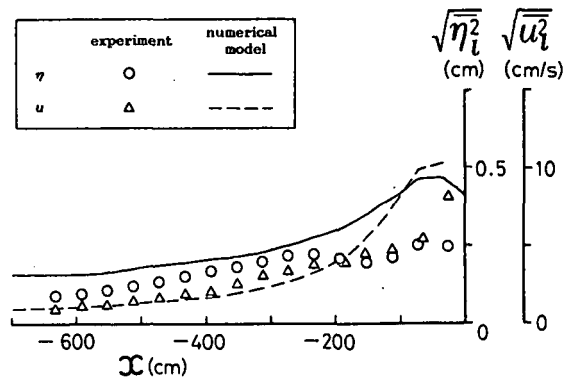


図-3 長周期波の水位と流速の振幅の岸沖分布

高波が続く期間には $(u^2)_i$ が正で u_i が負となるため、両者の相関係数は結局負値になると考えられる。図-2は、 u_i と $(u^2)_i$ との相関係数 $C_{u_i \sim (u^2)_i}$ を示したものである。小さな○印は、前述の二次干渉理論による数値計算の結果を示しており、実線はこれをもとに引いた回帰曲線で、次式で表される。

$$C_{u_i \sim (u^2)_i} = -\frac{8.8}{(\sigma^2 d/g)^{1.8} + 12.5} \quad (2)$$

同図に合わせて示した現地データから計算された相関係数と比較すると、実測データの相関係数は負値となることが多いものの理論値より大きな値となり、理論値が相関係数の下限値を与えているようである。これは、現地においては二次干渉理論で対象とする拘束波だけでなく、自由長周期波も重合しているためと考えられる。

このような長周期波の特性は、海域の波候特性とも密接に関係している。例えば、日本海側では大陸からの季節風により発達した波が観測されるため、波の特性は比較的類似しているが、太平洋側では、気象条件の変動により、さまざまな特性を持った波が来襲する。駿河海岸における観測値を検討した笠井・佐藤⁴⁾の研究によると、太平洋側では短周期波の波高が小さな時にも振幅の大きな長周期波が観測されることもあり、また、台風の経路により、長周期波の発達特性が大きく異なることが報告されている。このような拘束波と自由波が混在する場合の長周期波の特性は、両者の相対的大きさに依存すると考えられる。しかし、海浜変形が急激に進行する高波浪時には、非線形的に増幅される拘束波の割合が相対的に大きくなるため、このような条件では二次干渉理論で推定される拘束波としての特性が顕著となる。

(2) 長周期波発達の数値モデル

さらに水深が小さな領域では、包絡波形と長周期波の位相関係が前節で述べた傾向とは逆転することが多い。図-3は一様勾配斜面上の不規則波に対する水位と

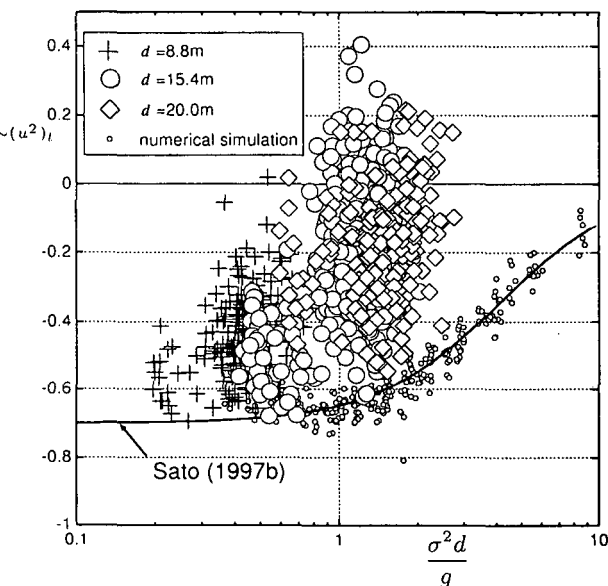


図-2 長周期流速変動と包絡波との相関係数 (新潟海岸)

次に包絡波との位相関係を検討する。二次干渉理論によれば、波群のピーク付近では平均水位が低下し、沖向きの流れが発達する。波群の包絡波を代表するものとして、波動流速の自乗の長周期成分 $(u^2)_i$ を考えることにし、これと長周期流速変動 u_i との相関を考えると、

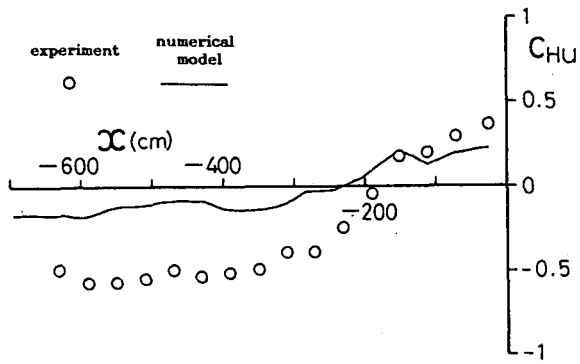


図-4 長周期波の流速と波動成分の波高との相関係数の岸沖分布

流速の長周期変動成分の rms 値の岸沖分布を示したものであり、図-4 は包絡波形と長周期波の位相関係を示すものとして長周期波の流速と波動成分の波高との相関係数を示したものである¹⁾。汀線に近づくにつれ長周期波の振幅が増大し、相関係数が負から正へ逆転することがわかる。このような長周期波の特性は、沖合いからの非線形拘束波としての長周期波の入射、砕波に伴う自由波への移行、海岸からの反射、のそれぞれが複合して形成されていると考えられるため、これらを取り込んだ数値モデルでその特性を評価できると考えられる。そこで、水位と流速の長周期変動成分を平均量の方程式を用いて計算する数値モデルによる解析が有力となる。

佐藤・光信¹⁾は平均量の方程式を差分化し、別途実施した波動成分の計算結果から求められる波動エネルギーの長周期成分を入力条件として用いることにより、数値積分により長周期波の発達を計算した。数値積分には、水位と流速の計算点を時間的にも空間的にも半メッシュずらした差分スキームを用いた。境界条件は沖側端で、入射波による radiation stress の長周期成分から計算される拘束波を入射長周期波として与え、岸側からの反射波は自由に透過できるようにした。一方、岸側境界条件は静水汀線で完全反射の条件とした。図-3、図-4 を見ると、汀線近傍でやや一致度が悪くなるが、本モデルにより、実際の波浪場で発達するものと同様な特性を持つ長周期変動が予測できることが確認される。このような長周期波の特性の変化は、砕波帯における浮遊砂の発生とその後の移動を介して漂砂の卓越方向を支配することになる。

3. 浮遊砂輸送と長周期波

(1) 包絡波形と浮遊砂の発生

佐藤ら⁵⁾は、うねりが卓越する条件のもとで砕波帯内外における水位 η 、水粒子速度 u 、浮遊砂濃度 c を計測し、長周期波の発達と浮遊砂の発生・輸送機構を解明

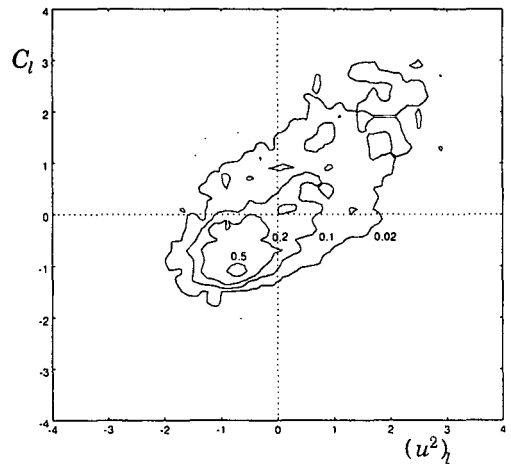
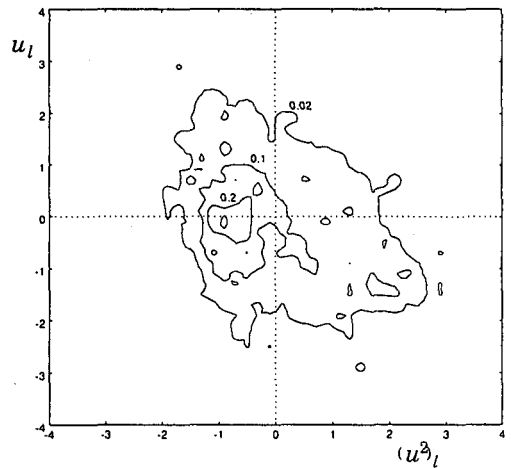


図-6 $(u^2)_l$ と u_l および c_l の結合確率密度

した。図-5 は、 u 、 u^2 、 c に対して、30 秒以上の長周期成分を示したものである。まず $(u^2)_l$ と c_l を比較すると、両者は非常に良く対応しており、高波が続き、 $(u^2)_l$ が大きくなる時に浮遊砂濃度も高くなることがわかる。また、 u_l と $(u^2)_l$ を比較すると、 $(u^2)_l$ が大きくなる位相では u_l が負となっていることが多く、波群に拘束された長周期波が重要な成分をしめていると考えられる。高波が連続する位相では波の非線形性の影響により、水位の低下と冲向きへの流れを伴う長周期の拘束波が生じるためである。図-6 は、 $(u^2)_l$ と c_l 、 u_l との結合確率密度を示したものである。波のエネルギーが大きくなる時に、冲向きの流れが発生し、浮遊砂濃度が高くなる傾向が確認できる。したがって、これらの図に示された条件では主として波群に拘束された長周期波の作用が大きく、長周期波領域では浮遊砂の冲向きへの輸送が支配的となる。

底質の巻き上げと浮遊砂の拡散現象をモデル化すれば、先述の長周期波のモデルと組み合わせることにより浮遊砂輸送量を評価することができる。底面付近の浮遊砂濃度変動は、個々の波の底質の巻き上げ量 $p(t)$ を底面摩擦応力を用いて評価することにより、次式の一次元拡散方程式と境界条件で計算できることが示さ

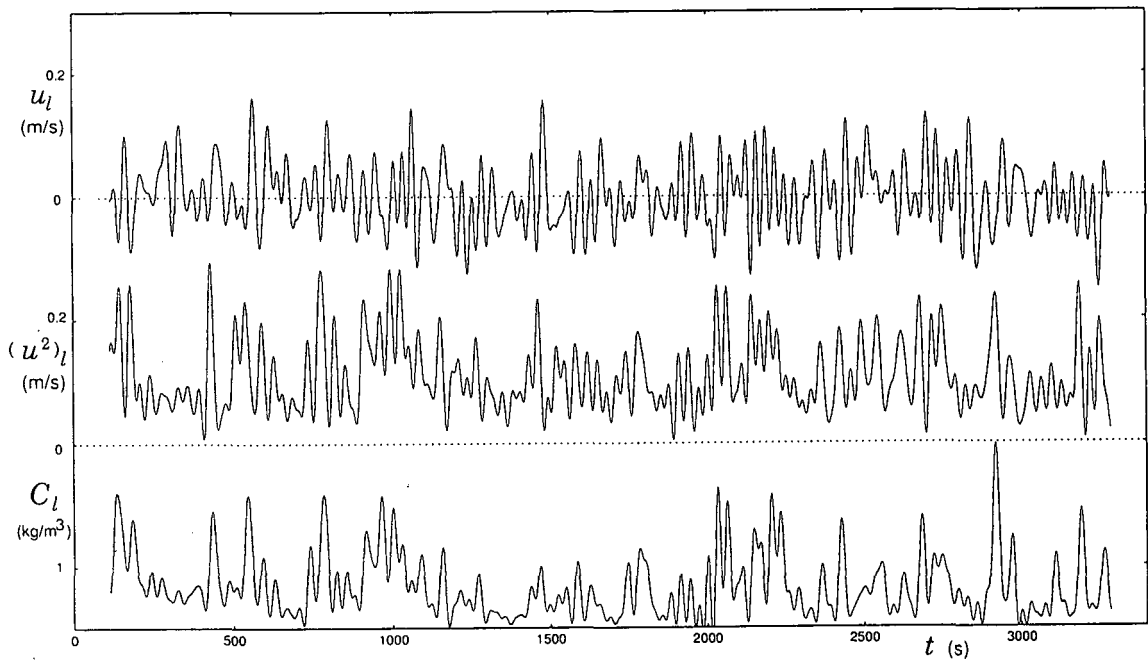


図-5 岸沖流速と浮遊砂濃度の長周期成分

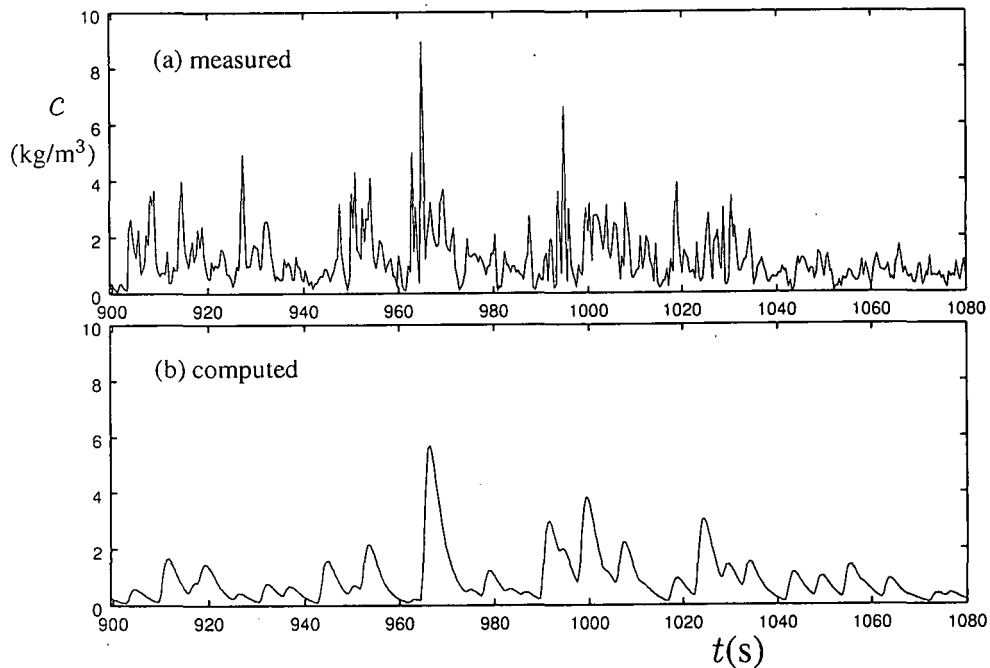


図-7 浮遊砂濃度の比較

れている⁶⁾.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = w_s \frac{\partial c}{\partial z} + \varepsilon_s \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad (3)$$

$$-\varepsilon_s \frac{\partial c}{\partial z} = p(t), \quad z = 0 \quad (4)$$

ここで、 z は底面を0とし鉛直上向きにとった座標、 w_s は底質の沈降速度、 ε_s は拡散係数であり、ここでは、Nielsen⁷⁾の提案式を用いて $\varepsilon_s = 6.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ とした。ここで対象とした現地観測条件では砂漣からの巻き上げが支配的であると考えられるため、底質の巻き上げは砂漣背後に形成される浮遊砂雲が上方に放出される位相に相当する流速のゼロクロス点のみで生じる

ものとし、以下の式で与えた。

$$p(t) = \alpha_s w_s \rho_s (\Psi_{i-1} - \Psi_c)^{1.5} \delta(t - t_i) \quad (5)$$

ここで、 Ψ_c は移動限界シールズ数、 Ψ_{i-1} は $(i-1)$ 番目の半周期におけるシールズ数であり、波の前傾度を考慮して評価した。また、 α_s は無次元定数でここでは0.01とし、 $\delta(t)$ はDiracのデルタ関数、 t_i は i 番目の半周期の開始時刻である。

図-7は、底面上10cmにおける浮遊砂濃度の計算値と実測値を比較したものである。浮遊砂濃度の長周期変動はほぼ再現されているが、短周期の変動には不一致がみられる。これは、大きい波のもとでは特に、強い

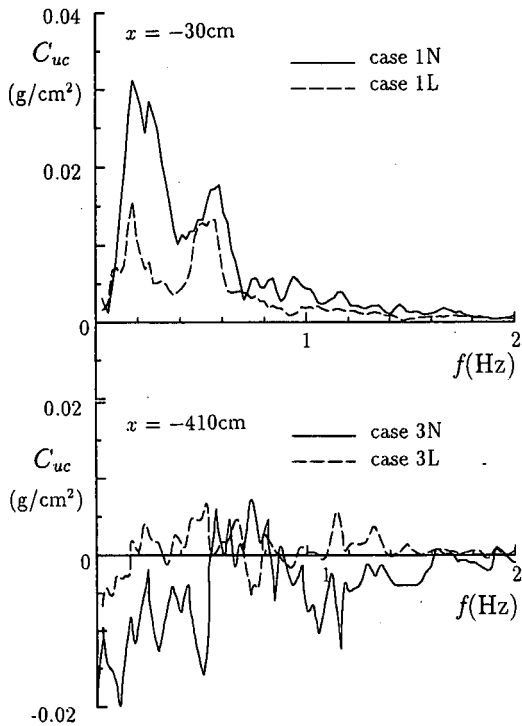


図-8 流速と浮遊砂濃度のコスペクトル (上段: 1/20 勾配汀線近傍, 下段: 1/40 勾配沖合)

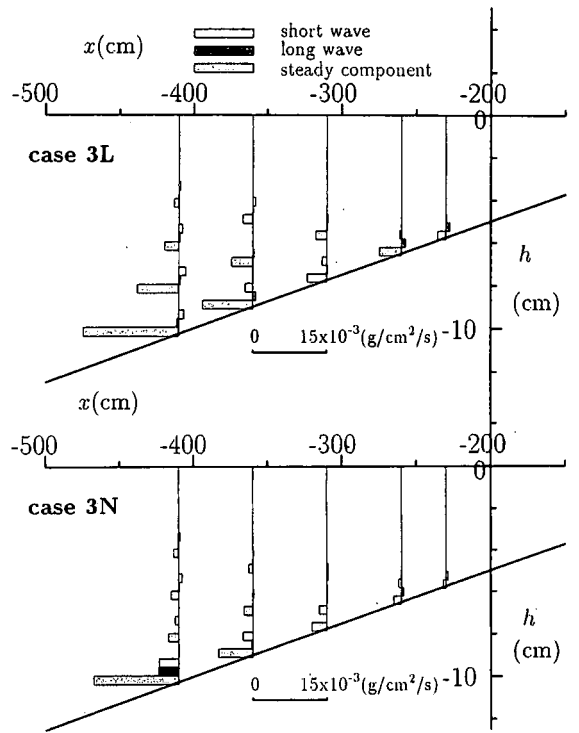


図-10 浮遊砂フラックスの各成分 (1/40 勾配斜面, 上段: 線形造波, 下段: 非線形造波)

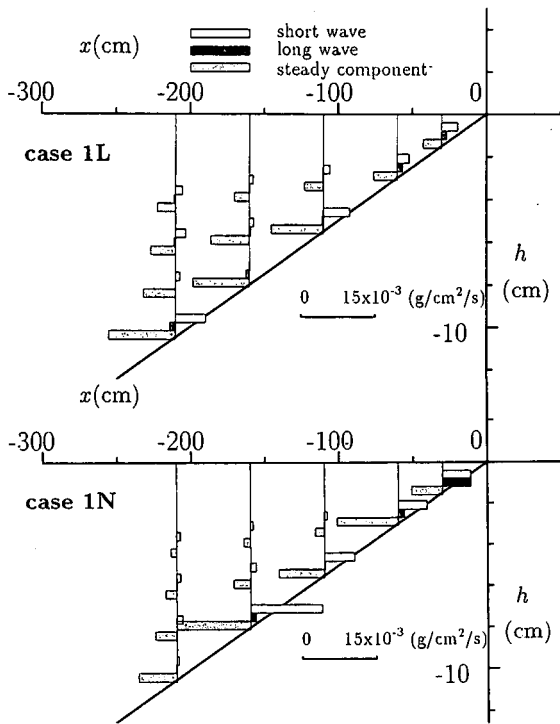


図-9 浮遊砂フラックスの各成分 (1/20 勾配斜面, 上段: 線形造波, 下段: 非線形造波)

乱れ的作用により三次元的な機構で巻き上げられその後底面近くを移動する浮遊砂が存在するのに対し、一次元拡散方程式に基づく数値モデルではそのような底質の浮遊を模擬できないためである。

(2) 拘束波と自由波

不規則波砕波帯の浮遊砂輸送に及ぼす長周期波の影響を検討する際には、拘束波と自由波の割合を把握することが重要となる。一般に拘束長周期波は2次のオーダーであり、多重反射を生じる造波水路による実験でこれを制御することは困難である。佐藤ら⁸⁾は、斜面上で砕波する波による浮遊砂の輸送に関して、線形の成分波に加えて非線形性を考慮した造波信号でも実験を行い両者を比較検討した。実験では、1/20 および 1/40 勾配の斜面の上に中央粒径 0.18mm の標準砂を敷き均し、Bretschneider・光易型のスペクトル特性を持つ不規則波を発生させ、砕波帯内に設置した 11 個の測点において浮遊砂濃度 c 、流速 u 、水面変動 η を光学式濃度計、超音波流速計、容量式波高計を用いて計測した。非線形性を考慮した造波では、二次干渉理論に基づき、2 倍周波数成分と全ての成分波の組み合わせに対する周波数の和・差成分を加え合わせて信号を作成し、線形の成分波のみで造波した場合と比較した。

浮遊砂の輸送量は流速と浮遊砂濃度の積である浮遊砂フラックスで表される。浮遊砂フラックスの時間平均値が正味の輸送量を表すことになるが、それは次式のように定常成分と時間変動成分の和で表現される。

$$\bar{uc} = \bar{u}\bar{c} + \int_0^{\infty} C_{uc}(f)df \quad (6)$$

ここで、 C_{uc} は流速と浮遊砂濃度のコスペクトルである。同式より、コスペクトルの周波数に関する積分で浮遊砂フラックスへの貢献度を評価できることがわか

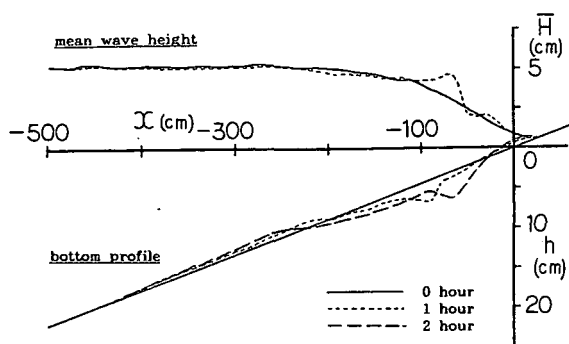


図-11 長周期波を考慮した海浜変形計算

る。図-8は流速と浮遊砂濃度のコスペクトルを示したものである。勾配 1/20 の汀線近傍では、全周波数領域で輸送方向は岸向きで、低周波数帯でも有意な輸送が見られる。非線型性を考慮したケース (case 1N, 3N) では、汀線近傍で岸向きの輸送がさらに顕著となり、非線形性の結果発達した長周期波が汀線付近の浮遊砂の輸送に支配的な役割を果たしていると考えられる。勾配 1/40 の砕波点付近では沖向きの輸送が大きくなる。長周期変動のパワーそのものはあまり変わらないため、この差は長周期波と包絡波との位相関係の違いが原因である。

図-9、図-10は、浮遊砂フラックス \bar{uc} に対する各周波数成分の貢献度を検討したものである。定常成分の貢献度は、定常流速と平均濃度の積 \bar{uc} で算定し、長周期成分と短周期成分は境界周波数を $1/(2T_{1/3})$ とし、流速と濃度のコスペクトルをそれぞれの周波数領域で積分することにより算定した。勾配 1/20 のケースでは、定常成分と波動成分がほぼ同程度の大きさであり、長周期成分は岸側で岸向き、沖側ではやや沖向きとなった。勾配 1/40 のケースでは、定常成分による貢献が大きくなり、波動成分や長周期成分の占める割合は低いことが明らかにされた。これらから、入射する長周期波と包絡波の位相関係が砕波帯全体の浮遊砂輸送を特徴づけること、および、海底勾配に関わらず長周期成分による寄与が沖合と汀線近傍で逆向きとなる傾向があることがわかる。

4. 長周期波の発達と海浜地形変化の相互干渉

長周期波の発達は多段砂州や大規模バーの形成に影響していると考えられ、また、これらの大規模地形が長周期波の変形特性に影響を与えることになる。長周期波の特性をその包絡波形との位相関係を含めて予測できれば、それを用いて漂砂特性や海浜断面地形変化に果たす長周期波の役割を抽出することができる。図-11は不規則波を用いた海浜断面変形実験に対する地形変化の計算を行った一例である¹⁾。地形は1時間後と2時

間後のものを示してある。2時間後の地形は、1時間後の地形条件で波の計算を行い、その波の場 (図-11上段) で計算した漂砂量を用いて算定している。波の計算においては、undertowや底面流速も考慮し、漂砂量算定式を用いて net の漂砂量の分布を計算した。そして、漂砂量算定式の不規則波条件への適用性を検討するとともに、不規則変動の各成分の最終的な漂砂量に対する寄与を計算した。その結果、波動成分は主に岸向きの漂砂量に、定常成分は沖向きの漂砂量に貢献している結果となった。さらに、不規則波では長周期成分も最終的な net の漂砂量に大きく貢献していることがわかり、その輸送方向の予測結果は用いる漂砂量算定式に強く依存することが確認された。図-11の地形変化では汀線近傍の堆積領域に長周期波の影響が現れている。

5. おわりに

長周期波と漂砂・海浜変形の相互関係は以下のように要約される。

1. 自然海浜における高波浪時の長周期波の特性は非線型干渉の影響を大きく受ける。
2. 長周期波は特に浮遊砂輸送に大きな影響を与え、その影響は平均量の方程式と浮遊砂濃度の拡散方程式に基づく数値モデルで評価できる。
3. 汀線付近では長周期波による漂砂と海浜変形が支配的な役割を果たす。

また、本稿では主として長周期波の岸沖方向の発達と漂砂への影響を議論したが、実際には沿岸方向にも発達し、これが間欠的な離岸流の発生や規則的な海浜地形形成に大きな影響を与えていると考えられる。高波浪時の平面的な波と地形変化の観測が必要である。

参考文献

- 1) 佐藤慎司・光信紀彦 (1990): 不規則波による海浜断面地形変化の数値計算, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp.309-313.
- 2) Roelvink, J.A. (1993): Surf beat and its effect on cross-shore profiles, Ph.D Thesis, Delft University of Tech., 150p.
- 3) 佐藤慎司 (1997): 浅海域における長周期流速変動の発達特性, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 256-260.
- 4) 笠井雅広・佐藤慎司 (1999): 台風に伴う波浪と長周期変動, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 301-305.
- 5) 佐藤慎司・田中茂信・野口賢二・加藤史訓 (1996): うねりによる長周期変動と浮遊砂輸送, 土木学会論文集, No. 551/II-37, pp. 101-111.
- 6) 佐藤慎司・浅野 学 (1992): 不規則波砕波帯における浮遊砂フラックス, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.281-285.
- 7) Nielsen, P. (1988): Three simple models of wave sediment transport, *Coastal Eng.*, Vol. 12, pp. 43-62.
- 8) 佐藤慎司・島谷 学・志村豊彦 (1993): 不規則波砕波帯における浮遊砂輸送量の解析法, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp.321-325.