

二次波峰現象の水理特性

— 非定形波の海岸工学的意義 —

石 田 昭

1. 緒 言

現地海浜で見られる波浪は定形波 (permanent wave) ではなく、進行に伴って常に波形を変化させる非定形波 (non-permanent wave) であることは周知の事実であり、近年その研究の重要性が指摘されている。^{1), 6)} 特に波による漂砂の場合には、前進する砂の量と後退する砂の量の差額が正味の漂砂量となるために、速度場の非対称性や質量輸送速度といったそれ自体は2次オーダーであるような微少量が大きな役割を果たすと云われている。³⁾ したがって現地海浜の変形予測を行なうに当っては速度場の非対称を取り入れた漂砂量算定法がなければならず、そのためには先ず非定形波の研究を行なう必要がある。

本小論はこのような認識の下に、浅水領域での非定形波である二次波峰現象の内部機構とこの波が底面地形に与える影響について説明し、海岸工学に波浪の非定形性を取り入れる時の参考に供しようとするものである。

2. 二次波峰現象の一般的性質

水槽実験を行なう場合によく見られることであるが、水深が浅くて周期が長く、かつ波高が大きい場合には波峰と波峰の間にさらに別の小さな凸部すなわち二次波峰が出現する。二次波峰の進行速度は主峰と同じではないので、水槽内にできる波は常に変形して非定形波となる。これを二次波峰の移動現象、または単に二次波峰現象と呼んでいる。Miche⁵⁾ はその発生限界を調べ、Horikawa²⁾ は発生機構を調べるために水槽実験を行なっている。Goda⁴⁾ は大小2つの水槽を用いた数多くの実験により二次波峰現象の性質を調べた。つぎに二次波峰現象に関してこれまでに判明していることを列挙しておく。

- 1) 二次波峰が発生するのは h/L (h : 水深, L : 波長) が 0.1 以下の場合で、 h/L が小さいほど、また H/h (H : 波高) が大きいほどその発生が顕著である。すなわちアーセル数 $U_r = HL^2/h^3$ が大きいほど顕著である。
- 2) 二次波峰は造波板を単振動およびそれに近い動きをさせるために発生する。正弦波以外の動きを与えることによってその発生を止めることができる。^{7), 8)} また造波板前方の底面上に小さなシルを置くことによって発生を抑制することができる。⁹⁾
- 3) 現地海岸では沖からくる波が浅水領域を通過する時に発生する。¹⁰⁾
- 4) 二次波峰が出現する波でも造波板付近では二次波峰は現われておらず、波形は正弦波もしくは台形波形的である。造波板からある程度離れるにつれて波峰の後面が後へ引き伸ばされ、取り残されたような形で二次波峰が出現する。
- 5) 二次波峰の進行速度は主峰よりも遅いので後から来る別の主峰に追い越される。追い越される時の波形は造波板付近での波形とほぼ同じになる。追い越した後も同じ状況が繰り返される。すなわち一定区間離れた2点の水位時間曲線はほぼ同じになる。これを波形の再帰現象と呼び、波形が元に戻るのに要する間隔を再帰間隔という。
- 6) 再帰間隔の距離 (recurrence length) は追い越し現象の生ずる場所から次の追い越し現象が生ずる

場所までの距離 (overtake length) とも等しい。その距離を本小論では L_{ov} で表わす。再帰間隔は波長の 2~3 倍程度以上であり、10 倍以上になる場合もある。

- 7) 水位時間曲線を解析して得られる調和波の振幅は再帰間隔で変化する。波高、水粒子速度などもこの間隔で変化する。
- 8) 水槽が十分に長く、かつ一定水深ならば、底面摩擦等によるエネルギー損失がないかぎり、再帰現象は何回も繰り返される。水底に何も置かない固定床にくらべると砂を設置する移動床のほうがエネルギー損失が大きいので、再帰性がやや弱くなる。
- 9) アーセル数が大きくなるにつれて複数の二次波峰が出現することもある。多くの二次波峰に分裂する場合でも造波板からの距離 x が、 $x = (n + \frac{1}{2}) L_{ov}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) の位置では唯一つの二次波峰しかみられない。この位置を便宜上二次波峰の発生点と呼んでいる。また、 $x = n \cdot L_{ov}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) の位置を便宜上追い越し点と呼んでいる。ここでの波峰は U_r が大きくなると双峰型になることがある。
- 10) 主峰が二次波峰を追い越す時に不思議な現象を呈する。すなわち 2 つの波峰が重なるにもかかわらず追い越し点での波峰の水位は少し下がり、波高も小さくなる。 U_r が大きい場合には図-1 に示すソリトンの衝突と同じで、前方に在る二次波峰の水位が少し高くなり、後方から接近する主峰の水位が少し低くなる。両者は追い越し点で同じ高さになり、双峰型波形になる。その後は主峰と二次波峰が入れ替って前方にあるのが主峰になり、後方にあるのが二次波峰となる。
- 11) 二次波峰を伴う波は非定形波であるが、その水位時間曲線はどの場所で計測しても周期的であり、周期は造波板の周期と同じである。しかし水槽側面から撮影した写真に見られるような空間波形には周期性がない。その理由は図-2 に示す分裂波の波峰の軌跡を見ると理解できる。図中の X は L_{ov} のことである。
- 12) 二次波峰の発生は認められないが、波形の前傾と後傾が交互に現われて非定形波となるケースが U_r が小さい時に見られる。これは基本成分波以外の振幅が小さいというだけで、非定形波になる原因としては二次波峰の出現する場合と同じである。したがって両方とも同一の分析手法を適用することができる。
- 13) 底面に砂を敷いて移動床での実験を行なうと、二次波峰が発生する場合はもちろん、二次波峰が認められない程度の非定形波の場合でも、再帰間隔と同じ間隔で底面に正弦波的な砂堆ができる。^{1),9),12)}

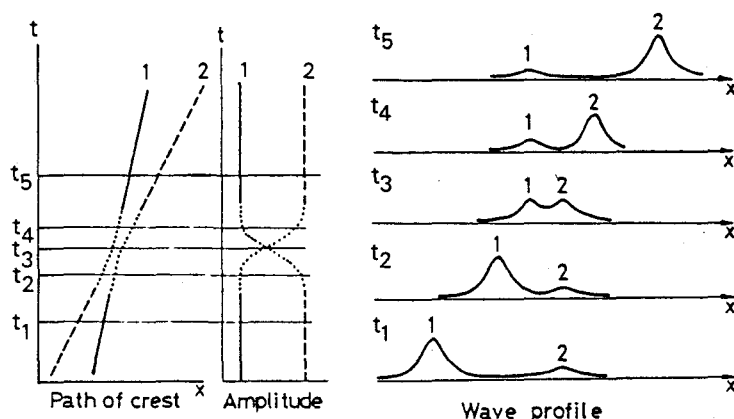


図-1 アーセル数が大きい時の追い越しの様子 (首藤³¹⁾)

砂堆のできる位置は砂の粒径によって異なる。¹³⁾粗砂の場合には $x = (n + \frac{1}{2}) L_{ov}$ の位置に、非常に細かい場合には $x = (n + \frac{1}{4}) L_{ov}$ に、中間の粒径では粒径に応じて $x = (n + \frac{1}{2}) L_{ov}$ と $(n + \frac{1}{4}) L_{ov}$ の間に砂堆ができる。

- 14) 二次波峰現象下の質量輸送速度は再帰間隔で変動している。¹⁴⁾閉じた水路で移動床の場合には $x = (n + \frac{1}{4}) L_{ov}$ の位置で質量輸送の向きが逆になり、この点に向かって両側から質量が輸送される。閉じた水路で固定床の場合には質量輸送による流れの強弱が場所的にできるものの、底面付近ではすべて岸向きである。

- 15) 二次波峰現象とは周期性を持つ浅水波のソリトン分裂現象のことである。したがって本小論で扱うスペクトル表示法は2つの孤立波の衝突を扱うようなソリトンの問題には適用することができない。

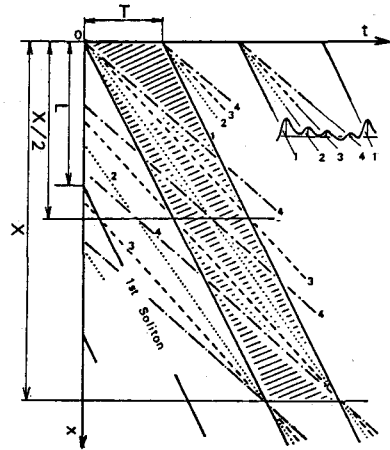
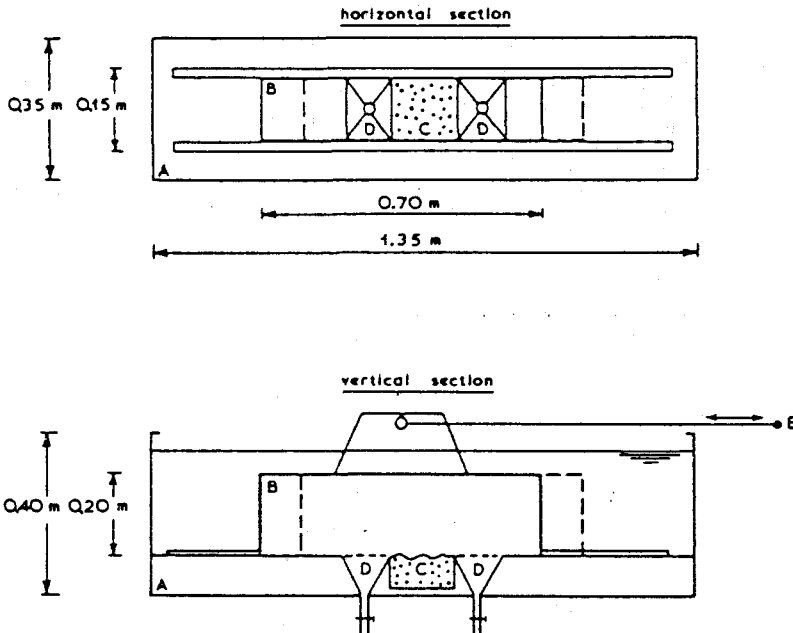


図-2 分裂波の波峰の軌跡 (石田¹¹⁾)



- A tank
- B pulsating block
- C sand bed
- D sand trap
- E programmed wave generator

図-3 振動流発生装置 (Hursbergen⁹⁾)

3. 二次波峰現象の海岸工学的意義

工学的な問題を解決する場合には先ず第1近似として1次オーダーの物理量に起因する大きさを算定し、次いで補正量として2次オーダーの微少量による大きさを算定して加算するという手法が取られてきた。漂砂の問題に関してもこうした手続を踏むべきであって、1次オーダーの量に起因する大きさも明確に把握されていない現状でやたらと2次オーダーの微少量を扱うと問題を混乱させるのではないかという危惧がある。しかしながら、波力に関する面では成功しているこれまでの手続は、漂砂の場合には成功しないことが次第に判ってきている。例えばHursbergen⁹⁾の行なった実験を紹介しよう。彼は図-3に示すような装置を使って水槽中に設置した pulsating block *B* を振動させ、すなわち水塊を振動させて、*C* 点の砂の動きを調べた。pulsating block を振動させる基本振動（基本波に相当する）の振幅を A_1 、2倍振動（2倍波に相当）の振幅を A_2 として、両者の位相差を φ_2 とする。図-4に示すのは $\varphi_2 = 0$ であるから、定形波に相当する場合の実験であり、 A_2/A_1 の値を 0, 0.05, 0.10 と変えて *D* 点での捕砂量を示したものである。 $A_2/A_1 = 0$ の時には当然のことながら正味の漂砂量は 0 であるが、 A_2/A_1 を増大させて波峰が尖った波の速度場になると冲向きの量が多くなり、2倍波の振幅が基本波の 10% になっただけで冲向量が岸向量の 10 倍にもなることを示している。このように定形波でも2次オーダーの量が与える影響はかなり大きいことがわかる。一方図-5に示すのは非定形波に相当する場合の実験であり、 A_2/A_1 の値

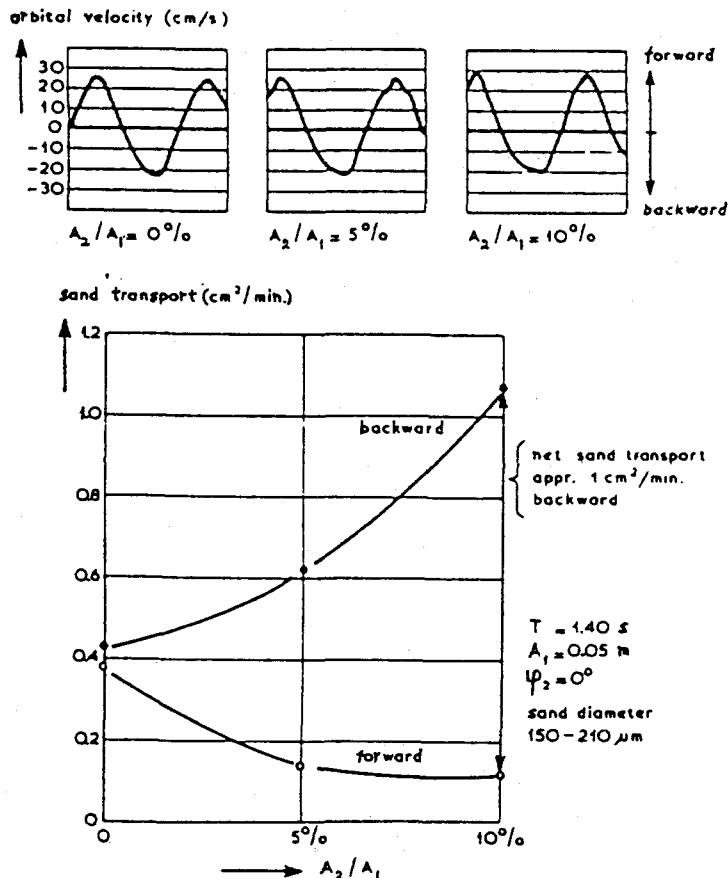


図-4 漂砂機構に与える2倍調和波の影響 (Hursbergen⁹⁾)

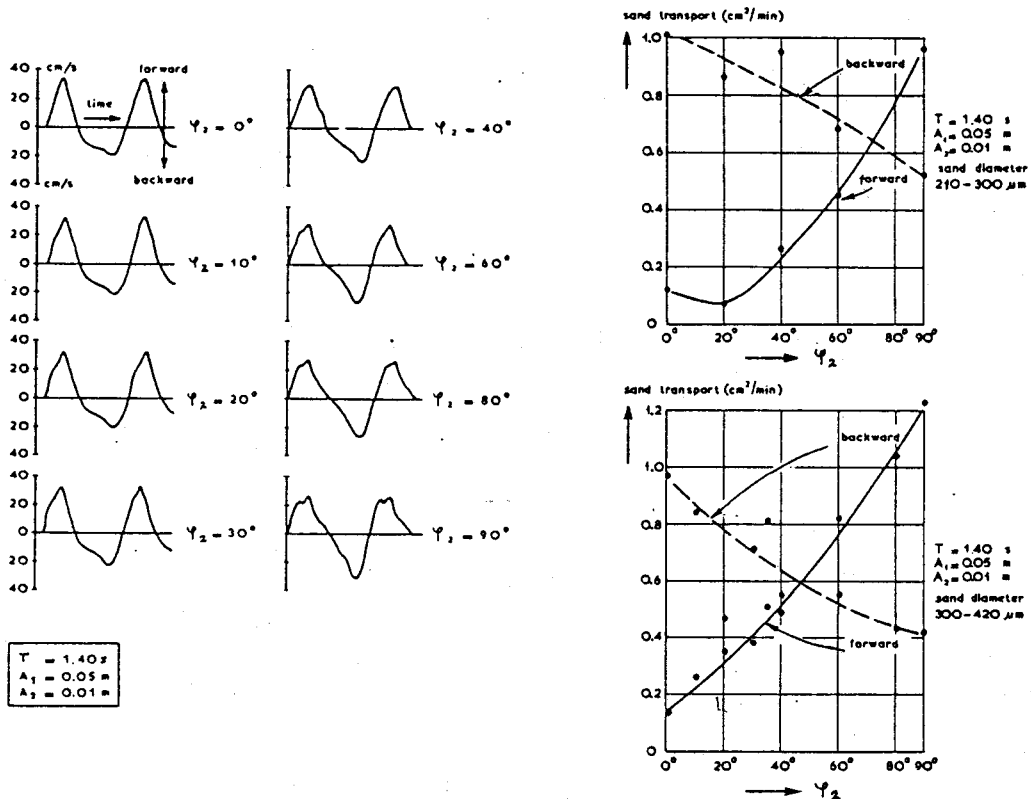


図-5 前傾波形の流速および漂砂機構に与える2倍調和波の位相の影響 (Hursbergen⁹⁾)

を一定値0.2としておいて、 φ_2 の値を変えたものである。 φ_2 の値が0に近い場合には冲向き量が大きい。 φ_2 が増大するにつれて冲向が減少し、岸向が増加している。粒径が210～300 μm のケースでは $\varphi_2 = 70^\circ$ (前傾波形に相当する) で両者は量的に一致し、この値を境にして正味の漂砂方向が変ることを示している。このことはストークス波やクノイド波のような波浪の下では冲向きであるが、前傾した波浪の下では岸向きとなることを意味している。両者が量的に一致する φ_2 の値は粒径が大きいほど小さいので、粗砂になるほど波形の前傾性に敏感に反応することがわかる。このように現地海浜での漂砂に関しては非定形波による漂砂の機構を把握しておかなければ、漂砂の卓越方向さえも明確には判定することができないのである。

二次波峰現象は前傾波形と後傾波形とが交互に繰り返し出現する非定形波であるから、その内部機構と漂砂の機構とを正確に把握することができれば、現地海浜での非定形波による漂砂を考察する上で大きな助けとなろう。特に海浜勾配が緩い遠浅の海岸と云われる場所での海浜変形を算定する上で非常に重要な意味がある。こうした認識はBijker et. al.¹⁾ によって示されており、デルフト工科大学の漂砂研究グループは鋭意水槽実験に基づく研究を続行中のようである。¹³⁾

4. 二次波峰の発生機構

水槽内での実験波形から波数・周波数振幅スペクトルを求めた1例が図-6である。この図を見ると成分波の中には造波板の振動周期と同じ周期の波(基本波 A_{01}) 以外に周期が半分の波が少くとも2つ存在

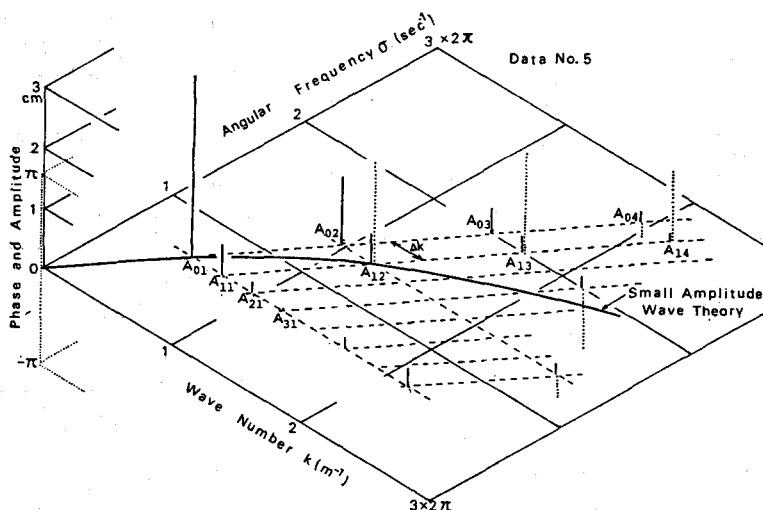


図-6 波数・周波数振幅スペクトルの解析例(石田¹¹⁾)

しているのがわかる。ストークス波を構成する成分波群中の第2項に相当するのがそのうちの一つ A_{02} であり、これは基本波と同じ速度で伝播する拘束波(bound wave)である。この波は非定形性には何ら関与しない。もう一つの波 A_{12} はその伝播速度が定形波の分散関係式による値と一致する自由波(free wave)である。この波は基本波よりも伝播速度が遅いために非定形波を生ぜしめる原因となる。この波は Fontanet¹⁵⁾により始めて理論的に誘導されたもので Fontanet 波と呼ばれている。Fontanet 波が発生することが二次波峰現象を生ぜしめる第1の原因ではある。しかし Fontanet 波の波速と二次波峰の進行速度とは同じではなく、Fontanet 波の方が速い。二次波峰の進行速度は基本波と Fontanet 波の非線型干渉によって発生する差の波 A_{11} (図-6 参照)の波速に等しい。分析した成分波の中には両者の和の波 A_{13} やさらに多くの成分波が存在することがわかっている。¹⁶⁾ 石田¹¹⁾は二次波峰現象とは基本波、Fontanet 波および両者の非線型干渉によってできる2つの波等の干渉によって見掛け上出現するものであると考察している。

Fontanet 波が発生することは波と波の共鳴干渉によっても説明できることが Bryant¹⁷⁾, Mei¹⁸⁾によって示されている。それは水深波長比が小さくなるにつれて波と波の共鳴干渉の起る条件が近似的に満たされるようになるので2倍自由波である Fontanet 波が発生するというものである。二次波峰は現地海浜においても発生することがホノルルのアラモアナ海岸の珊瑚礁上で観測されている。¹⁰⁾ また surf zone の中で波がソリトンに分裂していることを観測した例も報告³⁰⁾されている。

5. 振幅スペクトルと波形の計算方法

二次波峰を伴う波の水位時間記録を周波数解析すると、各周波数成分の振幅の値が場所的に規則的な変化を示す。このことを最初に見出したのは Goda⁴⁾である。細井・石田¹⁶⁾はこのような周波数解析によって得た調和波の振幅を空間変数 x の関数と見て、さらに波数(空間周波数)についての調和解析を行なった。結果的には図-6に示すような波数・周波数振幅スペクトルを得たことになる。

振幅スペクトル成分の大きさは造波板の動き、あるいは造波方式によって変化するものであり、実験水槽によって違う。したがってここでは正弦波形から分裂を始める場合に限定してそのスペクトル特性を述

べることにし、KdV方程式に基づく数値解から求めた結果の説明を行なう。石田・石田¹⁹⁾は Zabusky & Kruskal²⁰⁾が提案したKdV方程式に基づく数値計算の手法をそのまま利用し、境界条件として造波板直前で得られた水位記録を代入して水槽内の波形を計算した。その結果実験波と計算波とは良く合うことを確かめている。石田ら²¹⁾はこの計算手法を用いて、正弦波が変形して行く過程をアーセル数20～360の範囲で詳細に計算した。得られた波形から振幅スペクトル A_{nm} を求めている。振幅スペクトルによる波形表示式は次のようになる。

$$\eta(x, t) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=1}^M A_{nm} \cos \{ (mk_1 + n\Delta k)x - m\sigma_1 t + \theta_{nm} \} \quad (1)$$

ここで $k_1 (= 2\pi/L)$, $\sigma_1 (= 2\pi/T)$ は基本波の波数と角周波数であり、 θ_{nm} は各成分波の初期位相である。 Δk は Fontanet 波 A_{12} の波数 k_2 と A_{02} の波数 $2k_1$ との差であり、基本波の波速 C_1 , Fontanet 波の波速 C_2 および再帰間隔 L_{ov} と次のような関係がある。

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = \frac{2\pi}{L_{ov}} \quad (2)$$

$$L_{ov} = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_1 C_2}{C_1 - C_2} T \quad (3)$$

スペクトル成分の波数・周波数関係を示すと図-7 のようになる。振幅 A_{nm} と変形前の正弦波の振幅 $H/2$ との比 $a_{nm} = 2A_{nm}/H$ を図示すると図-8 (a)～(c) のようになり、近似的に次式のように表示することができる。¹⁴⁾

$$\log a_{nm} = \alpha (\log U_r)^2 + \beta \log U_r + \gamma \quad (4)$$

$$U_r = HL^2/h^3 \quad (5)$$

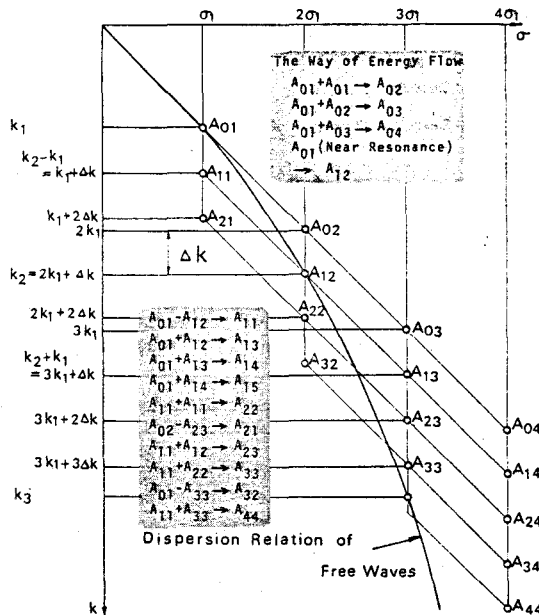


図-7 スペクトル成分の波数・周波数関係 (Ishida and Takahashi²²⁾)

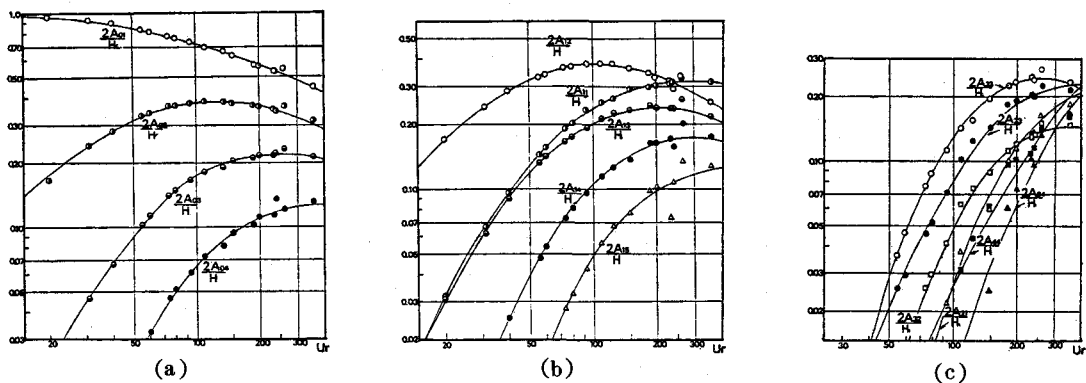


図-8 波数・周波数振幅スペクトル(石田ら²¹⁾)

α , β , γ および θ_{nm} は表-1 のように与えられる。また C_1 および C_2 は線型分散関係式による値よりも若干大きく、次式のように表示することができる。

$$\log \left(\frac{C_i}{\sqrt{gh}} \right) = \alpha' \left\{ \log \left(T\sqrt{g/h} \right) \right\}^2 + \beta' \log \left(T\sqrt{g/h} \right) + \gamma' \quad (6)$$

$i=1$ すなわち C_1 に対しては $T\sqrt{g/h}$ が 10 から 24 の範囲で

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= 0.387 (H/h)^2 - 0.537(H/h) - 0.0116 \\ \beta' &= -1.09(H/h)^2 + 1.57(H/h) + 0.0752 \\ \gamma' &= 0.797 (H/h)^2 - 1.01 (H/h) - 0.0928 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

表-1 係数 α , β , γ および位相 θ_{nm} の値(石田ら¹⁴⁾)

α_{nm}	α	β	γ	θ_{nm}
α_{01}	-0.137	0.263	-0.118	0
α_{02}	-0.536	2.27	-2.82	0
α_{03}	-0.876	4.14	-5.55	0
α_{04}	-1.18	5.90	-8.26	0
α_{11}	-0.865	4.11	-5.38	0
α_{12}	-0.646	2.61	-3.08	π
α_{13}	-0.903	4.16	-5.41	π
α_{14}	-1.20	5.88	-7.93	π
α_{15}	-1.30	6.73	-9.60	π
α_{21}	-1.81	9.88	-14.1	0
α_{23}	-1.45	7.40	-10.1	π
α_{32}	-2.08	10.4	-13.7	π
α_{33}	-2.11	10.0	-12.5	0
α_{44}	-0.159	2.53	-6.05	0

となり, $i = 2$ すなわち C_2 に対しては $T\sqrt{g/h}$ (T は基本波の $1/2$) が 5 から 12 の範囲で

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= -2.80 (H/h)^2 + 1.63 (H/h) - 0.570 \\ \beta' &= 5.27 (H/h)^2 - 2.83 (H/h) + 1.26 \\ \gamma' &= -2.37 (H/h)^2 + 1.22 (H/h) - 0.721 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

となる。基本波の無次元周期 $T\sqrt{g/h}$ が 10 以下の場合には C_1 はストークス波理論から求め、 C_2 は微小振幅波理論から求めれば十分である。以上により二次波峰現象の諸量が計算できる。図-9 は (1) 式により、振幅の大きい 12 成分波を合成した合成波形 (実線) と数値解析波形 (点線) とを示した 1 例である。また、二次波峰が複数個発生する場合の波峰の速度 (ソリトンの波速ともいえる) は 1_{st} ソリトンは $\sigma_1/k_1 (=C_1)$, 2_{nd} ソリトンは $\sigma_1/(k_1 + \Delta k)$, 一般的に n th ソリトンは $\sigma_1/[k_1 + (n-1)\Delta k]$ と表わされる。

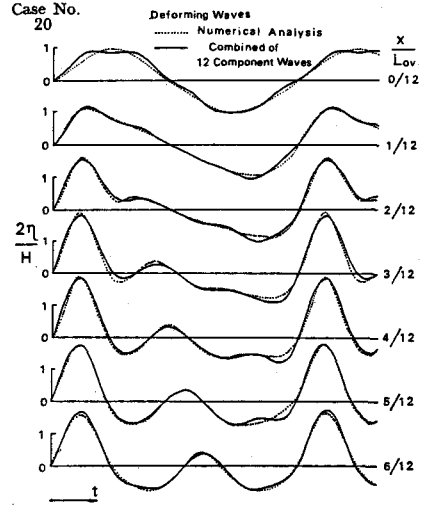


図-9 12成分波を合成して作った波形と数値解析波形
(Ishida and Takahashi²²⁾)

6. 速度ポテンシャルの計算方法

二次波峰を伴う波の速度ポテンシャルまたは流速に関する研究はほとんどなされていない。ここでは石田¹⁴⁾が行なった方法を紹介する。それは2つの自由波による非線型2次干渉理論として導かれた速度ポテンシャルの係数を前章で示した数値解から見積るという半経験的方法である。2つの自由波を基本波と Fontanet 波であると見て、振幅を A_{01} , A_{12} , 波数を k_1 , $k_2 (=2k_1 + \Delta k)$, 周波数を σ_1 , $2\sigma_1$, および初期位相を θ_{01} , θ_{12} とすれば, Hamada²³⁾ が誘導した非線型2次干渉理論から次式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi = & A_{01} \frac{\sigma_1}{k_1} \frac{\cosh k_1 (h+z)}{\sinh k_1 h} \sin S_1 + A_{12} \frac{2\sigma_1}{k_2} \frac{\cosh k_2 (h+z)}{\sinh k_2 h} \sin S_2 \\ & + B_{21} \frac{\cosh 2k_1 (h+z)}{\sinh 2k_1 h} \sin 2S_1 + B_{22} \frac{\cosh 2k_2 (h+z)}{\sinh 2k_2 h} \sin 2S_2 \\ & + B_{23} \frac{\cosh (k_1 + k_2) (h+z)}{\sinh (k_1 + k_2) h} \sin (S_1 + S_2) \\ & + B_{24} \frac{\cosh (k_1 - k_2) (h+z)}{\sinh (k_1 - k_2) h} \sin (S_1 - S_2) \end{aligned} \quad (9)$$

ここで

$$S_1 = k_1 x - \sigma_1 t + \theta_{01} \quad (10)$$

$$S_2 = k_2 x - 2\sigma_1 t + \theta_{12} \quad (11)$$

である、係数 B_{21} 、 B_{22} 、 B_{23} および B_{24} は次式の中に数値解から求めた a_{nm} 、 k_1 、 k_2 の値を代入して算定する。

$$\left. \begin{aligned} B_{21} &= \frac{H}{2} \cdot \frac{4a_{02}g - \frac{H}{2}a_{01}^2\sigma_1^2(3 - \coth^2 k_1 h)}{8\sigma_1 \coth 2k_1 h} \\ B_{22} &= \frac{H}{2} \cdot \frac{a_{24}g - \frac{H}{2}a_{12}^2\sigma_1^2(3 - \coth^2 k_2 h)}{4\sigma_1 \coth 2k_2 h} \\ B_{23} &= \frac{H}{2} \cdot \frac{2a_{13}g - \frac{H}{2}a_{01}a_{12}\sigma_1^2(7 - 2\coth k_1 h \coth k_2 h)}{6\sigma_1 \coth(k_1 + k_2)h} \\ B_{24} &= \frac{H}{2} \cdot \frac{2a_{11}g + \frac{H}{2}a_{01}a_{12}\sigma_1^2(3 - 2\coth k_1 h \coth k_2 h)}{2\sigma_1 \coth(k_1 - k_2)h} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中の a_{24} は非常に小さな値であって表-1には係数を示していない。実質的にはこの式に含まれる成分波は A_{01} 、 A_{02} 、 A_{11} 、 A_{12} および A_{13} の5個である。 U_r が大きくなると図-8に示すように A_{03} 、 A_{14} 、 A_{23} 、 A_{33} などの振幅が大きくなるので、こうした成分波も含ませた速度ポテンシャル式が必要となる。すなわち少なくとも3次の非線型干渉理論が必要であるが未だ得られていない。上式で計算する流速値は U_r が50を越えると精度が悪くならう。

7. 質量輸送速度の計算方法

これに関してもほとんど研究されていないので石田ら¹⁴⁾のものを紹介する。彼らは一様水深部の底面上に砂を敷いた移動床と、砂を敷かない固定床とで波浪実験を行なうと質量輸送現象がまったく異なることを見出した。固定床の場合には底面上の塵がすべて進行方向に移動して、しばらくすると消波用斜面の法先に集合するのに対し、移動床の場合には $x = (n + \frac{1}{4})L_{ov}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) の位置に集合する。このことは移動床では底面の砂が動くために non-slip 条件が満たされず、底面境界層内の速度勾配も小さい。したがって Longuet-Higgins²⁴⁾ が定形波に対して導入したような質量輸送速度に与える粘性の影響はそれほど大きくないと考えられる。そこで石田ら¹⁴⁾は二次波峰現象下の質量輸送速度 $\bar{U}$ としてストークスドリフトの計算にならって次のような式を導いた。

$$\bar{U} = P(\bar{z}) + Q(\bar{z}) \cos\left(\frac{2\pi}{L_{ov}} \cdot \bar{x}\right) \quad (13)$$

$\bar{x}$, $\bar{z}$ は水粒子の軌跡の平均位置を示し, $P(\bar{z})$, $Q(\bar{z})$ は次式のようになる。

$$P(\bar{z}) = \left\{ \frac{a_1^2 \sigma_1 k_1 \cosh 2k_1(h + \bar{z})}{2 \sinh^2 k_1 h} + \frac{a_2^2 \sigma_1 k_2 \cosh 2k_2(h + \bar{z})}{\sinh^2 k_2 h} \right. \\ + \frac{2B_{21}^2 k_1^3 \cosh 4k_1(h + \bar{z})}{\sigma_1 \sinh^2 2k_1 h} + \frac{B_{22}^2 k_2^3 \cosh 4k_2(h + \bar{z})}{\sigma_1 \sinh^2 2k_2 h} \\ + \frac{B_{23}^2 (k_1 + k_2)^3 \cosh 2(k_1 + k_2)(h + \bar{z})}{6\sigma_1 \sinh^2 (k_1 + k_2)h} \\ \left. - \frac{B_{24}^2 (k_1 - k_2)^3 \cosh 2(k_1 - k_2)(h + \bar{z})}{2\sigma_1 \sinh^2 (k_1 - k_2)h} \right\} \quad (14)$$

$$Q(\bar{z}) = - \left\{ \frac{a_1 B_{24} k_2 (k_1 - k_2) \cosh k_2(h + \bar{z})}{2 \sinh k_1 h \sinh (k_1 - k_2)h} \right. \\ \left. + \frac{a_2 B_{21} k_1 (2k_1 + k_2) \cosh (2k_1 + k_2)(h + \bar{z})}{\sinh k_2 h \sinh 2k_1 h} \right\} \quad (15)$$

(13) 式は質量輸送速度が, 進行方向に一樣な成分 $P(\bar{z})$ および変化する成分 $Q(\bar{z}) \cos(2\pi\bar{x}/L_{ov})$ の和として表されることを示している。図-10 は $P(\bar{z})$ と $Q(\bar{z})$ を計算した例である。 U_r が 13 の時は $Q(\bar{z})$ がほとんど 0 であり, $\bar{U}$ はストークスドリフトに近い値となる。 U_r が大きくなるにつれて $Q(\bar{z})$ の値が大きくなるのがわかる。戻り流れがない場合の底面近くの質量輸送は図-11(a) のようになり, $x = nL_{ov}$ では大きく, $x = (n + \frac{1}{2})L_{ov}$ では小さな値となる。通常の 2 次元水槽では当然戻り流れが発生する。戻り流れの分布形状は種々のものが考えられるが底面付近で $-P(0)$ に近い値とすれば底面付近の質量輸送は図-11(b) のようになり, $x = (n + \frac{1}{4})L_{ov}$ に向って両側から質量が輸送されることになる。これがこの場所に塵を集める原因であると考えられる。後述するような Van de Graaff & Tilmans¹³⁾ による漂砂実験の奇妙さも納得が行く。

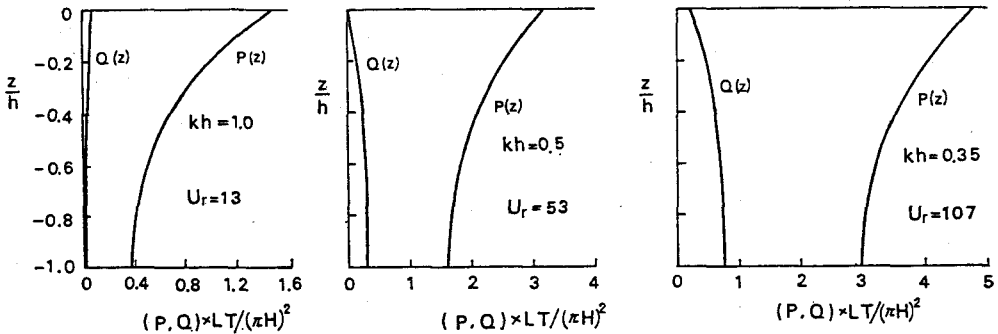
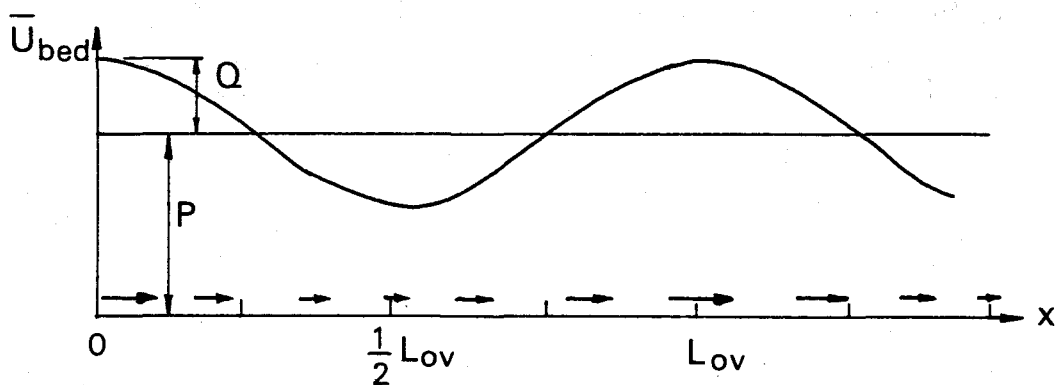
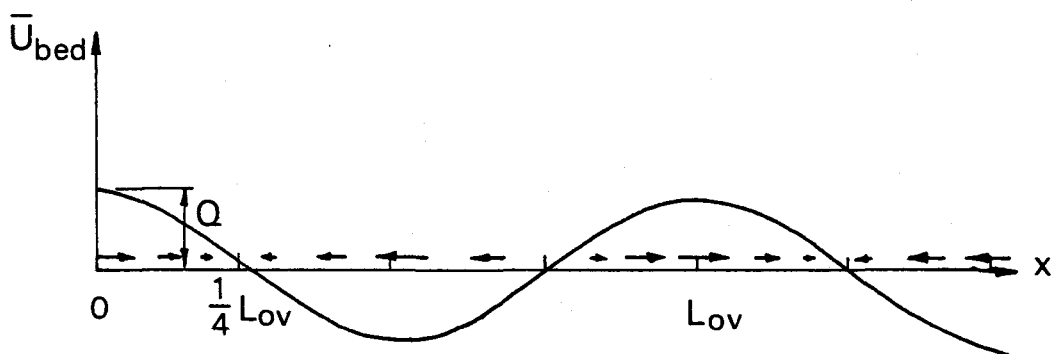


図-10 質量輸送速度の一定項 $P(\bar{z})$ と変動項 $Q(\bar{z})$ (石田¹⁴⁾)



(a) 戻り流れが無い場合



(b) 戻り流れがある場合

図-11 非定形波の質量輸送速度（底面付近での模式図）

8. 底面地形に与える影響

二次波峰現象の一般的性質の¹³⁾で述べたように、移動床での実験を行なうと底面に L_{ov} の長さの正弦波的な砂堆ができる。図-12の下部にはこれを模式的に示してある。この現象を最初に報告したのは細井¹²⁾であり、彼らは砂堆の特性と波浪の特性とを詳細な実験によって調べている。Bijker et. al.¹⁾は水深の変化量から漂砂量を調べる計測法を考案し、漂砂量の場所的変動を調べた。彼らは図-12に示すように漂砂量 q が正弦波的な変化を生ずることを見出し、 $\partial q / \partial x$ が負となる場所には砂が堆積し、 $\partial q / \partial x$ が正となる場所は侵食されて、結果的に砂堆ができることを見出した。そして漂砂量分布曲線（ q 曲線）の平均値 $\bar{q}$ および振幅 $\hat{q}$ を算定する方法を検討している。その後Van de Graaff & Tilmans¹³⁾は q 曲線のピークの位置が粒径によって違うという彼らの表現によればおどろくべき結果を見出した。すなわち図-12に示す l の値を L_{ov} に対する位相に換算した量 $\theta = 2\pi \cdot l / L_{ov}$ が図-13に示すように粒径によって変化することを明らかにした。この図からわかることは粒径が0.5 mm以上では $\theta \approx$

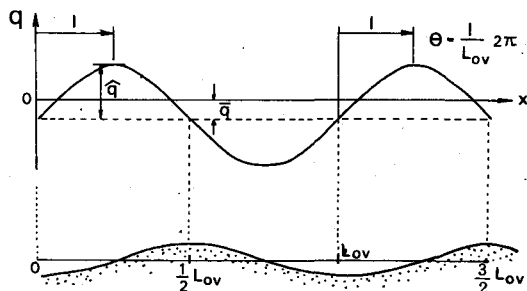


図-12 漂砂量分布曲線の模式図

90° ($l = \frac{1}{4} L_{ov}$) すなわち q 曲線のピークが $(n + \frac{1}{4}) L_{ov}$ にくるから、 $(n + \frac{1}{4}) L_{ov} \sim (n + \frac{3}{4}) L_{ov}$ で $\partial q / \partial x$ が負となり、砂堆のピークが中央の $(n + \frac{1}{2}) L_{ov}$ にくるということである。また粒径が小さくなるにつれて θ が小さくなり、 0.1 mm では $\theta \approx 0^\circ$ ($l = 0$) すなわち q 曲線のピークは $n L_{ov}$ にくるから、 $n L_{ov} \sim (n + \frac{1}{2}) L_{ov}$ で $\partial q / \partial x$ が負となって、砂堆のピークはその中央の $(n + \frac{1}{4}) L_{ov}$ に来ることもわかる。このような粒径によって現象が変わる原因は Bijker et. al.¹⁾ が提案しているように漂砂機構を2つに分けて考えるとうまく説明ができる。彼らは重複波の下での漂砂現象を考察した結果として、漂砂機構には底面流速の非対称性が大きな影響を与える第1機構と質量輸送速度のような恒流成分が大きな影響を与える第2機構とがあると述べている。そして第1機構による漂砂は掃流砂も浮遊砂もあって比較的粗砂の場合に起り、第2機構による漂砂は浮遊砂によるもので比較的細砂の場合に起るとしている。Van de Graaff らが行なった実験の中で細砂に関するものは、底面付近の質量輸送が戻り流れのために図-11(b)のようになっていたと考えられる。そうだとすれば浮遊砂が $(n + \frac{1}{4}) L_{ov}$ に堆積することは容易にわかる。また粒径が $0.1 \sim 0.5 \text{ mm}$ の場合は両機構の影響が働く遷移領域と考えられる。底面付近の戻り流れが $P(0)$ よりも大きくなれば、 θ が負になる場合も考えられる。

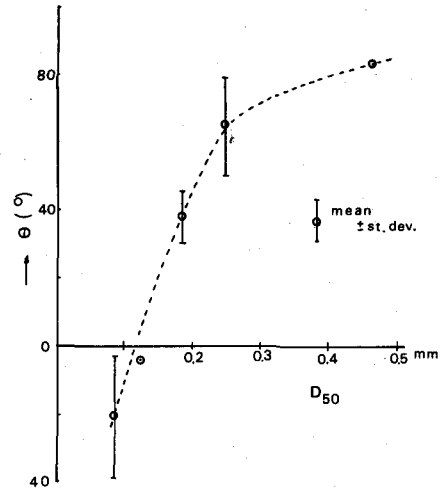


図-13 漂砂量分布曲線のピークが現われる位置と砂の粒径の関係 (Van de Graaff and Tilmans¹³⁾)

さて Ishida et. al.²⁵⁾ は第1機構を3つの stage に分けてモデル化し、それぞれの stage での漂砂量を底面流速から算定する計算方法を提案した。第1 stage では掃流砂が生じ、第2 stage では ripple の下流に形成される渦の中に砂が巻き込まれ、そして第3 stage ではその渦が壊れて浮遊砂が生ずるとするものである。二次波峰を伴う波の速度ポテンシャルから底面流速を求めて計算した1例が図-14である。点線は浮遊砂を、実線は掃流砂をそれぞれ岸向と沖向に分けて示してある。一点鎖線および二点鎖線が正味の漂砂量を示す。両者の違いは質量輸送速度にあるが、その影響はあまり現われてこない。この計算によれば $(n + \frac{1}{4}) L_{ov}$ から $(n + \frac{3}{4}) L_{ov}$ の間に砂が堆積し、 $(n + \frac{1}{2}) L_{ov}$ 付近に砂堆のピークが来ることになり、下部に示す実験結果と一致する。図中の X は L_{ov} を意味している。

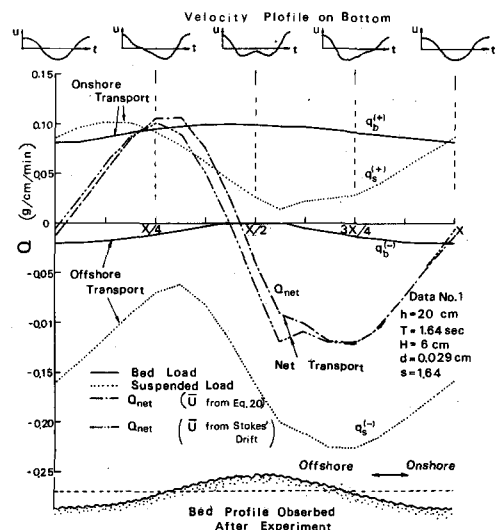


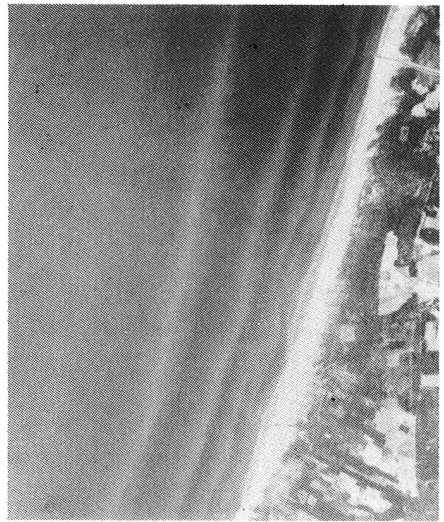
図-14 計算による漂砂量分布曲線 (Ishida et. al.²⁵⁾)

写真-1 は石川県河北郡高松町の高松海岸の航空写真 (建設省国土地理院作成) である。海岸線と平行に数段の砂堆が形成されているのがわかる。潮位差が少く、波浪条件が単調な遠浅の海浜にはこのような多段砂州が形成されることが報告^{26), 27), 28)} されている。こうした多段砂州の形成には二次波峰現象が強く関係

していると考えられるが、これについては長周期波の重複現象によってその節および腹の位置に砂が堆積するためであるという Suhayda²⁹⁾ の説がある。

9. あとがき

二次波峰現象の海岸工学的意義については特にオランダを中心とするヨーロッパの研究者の間で強く認識されているようである。実用に耐える漂砂量式を得るためにさらに基礎的な研究を続ける必要があると Van de Graaff らは述べている。本小論が海岸工学に非定形性を取り入れるための参考になれば幸いである。また著者の独断と思ひ違いに対しては御批判を頂きたい。



写真－1 石川県高松海岸の航空写真

参 考 文 献

- 1) Bijker, E.W., E.V. Hijum and P. Vellinga : Sand transport by waves, Proc. 15th Conf. on Coastal Engg., pp. 1149 - 1167, 1976.
- 2) Horikawa, K. : Secondary Wave Crest Formation, Trans. of JSCE., No. 66, pp. 50 - 58, Jan. 1960.
- 3) Madsen, O.S. and W. D. Grant : Quantitative Description of Sediment Transport by Waves Proc. 15th Conf. on Coastal Engg., pp. 1093 - 1112, 1976.
- 4) Goda, Y. : Travelling secondary wave crests in wave channels, Rep. Port and Harbour Research Institute, Ministry of Transport, Japan, No. 13, pp. 32 - 37, 1967.
- 5) Miche, M : Mouvements Ondulatoires de la Mer en Profondeur Constante ou Decroissante, Ann. des Ponts et Chausees, Tome 114, 1944. (Undulatory Movements of the Sea in Constant or Decreasing Depth, Translation by Lincoln, M. M. and Chevron, R. R., Univ. of Calif., Inst. of Eng. Res., Wave Research Lab., Series 3, Issue 363, 1954.)
- 6) Horikawa, K. : Coastal Sediment Processes, Application of Stochastic Processes in Sediment Transport, Edited by H. W. Shen and H. Kikkawa, Water Resources Publications, 1980.
- 7) Buhr Hansen, J. and Ib A. Svendsen : Laboratory Generation of Waves of Constant Form, Proc. 14th Conf. on Coastal Engg., pp. 321 - 339, 1974.
- 8) 勝井秀博 : Fontanet Wave の抑制について, 土木学会第 38 回年次学術講演会概要集第 II 部, pp. 297 - 298, 1983.
- 9) Hulsbergen, C. H. : Origin, effect and suppression of secondary waves, Proc. 14th Conf. on Coastal Engg., pp. 392 - 411, 1974.
- 10) Thornton, E. B. : The Wave Pump, Conversion of Wave Energy to Current Energy, Discussion, Journal of The Waterway Port Coastal and Ocean Division, ASCE, WW4, pp. 459 - 460, 1978.

- 11) 石田 昭：浅水領域での分裂波 Soliton の特性について，第 22 回海岸工学講演会論文集，pp. 41 - 46, 1975.
- 12) 細井正延・石田 昭・平山秀夫：進行波による dune の発生に関する研究，土木学会第 25 回年次学術講演会講演概要集，1970.
- 13) Van de Graaff J. and W. Tilmans : Sand transport by waves, Proc. 17th Conf. on Coastal Engg., pp. 1140 - 1157, 1980.
- 14) 石田 昭・喜岡 渉・浅田耕司：非線型浅水波の質量輸送速度，日本流体力学会，「ながれ」第 2 巻第 4 号，pp. 371 - 380, 1983.
- 15) Fontanet, P. : Théorie de la génération de la houle cylindrique par un batteur plan, La Houille Blanche No. 1, pp. 3 ~ 31, No. 2, pp. 174 ~ 197, 1961.
- 16) 細井正延・石田 昭：二次波峯現象における非線型性の解析，第 17 回海岸工学講演会論文集，pp. 47 ~ 52, 1970.
- 17) Bryant, P. J. : Periodic waves in shallow water, J. F. M., Vol. 59, pp. 625 ~ 644, 1973.
- 18) Mei, C. C. : The applied dynamics of ocean surface waves, John Wiley & Sons, New York, 1983.
- 19) 石田 昭・石田和生：浅水領域における波形の分裂現象 — 二次波峯現象と Soliton について —，第 20 回海岸工学講演会論文集，pp. 403 ~ 409, 1973.
- 20) Zabusky, N. J. and M. D. Kruskal : Interaction of "Solitons" in a collisionless plasma and the recurrence of initial states, Phys. Rev. Letters, Vol. 15, No. 6, pp. 240 ~ 243, 1965.
- 21) 石田 昭・高橋宏直・金沢和幸：第 27 回海岸工学講演会論文集，pp. 20 - 24, 1980.
- 22) Ishida, A. and H. Takahashi : Numerical Analysis of Shallow Water Wave Deformation in a Constant Depth Region, Coastal Engg. in Japan Vol. 24, pp. 1 - 18, 1981.
- 23) Hamada, T. : The secondary interactions of surface waves, Report of Port and Harbour Technical Research Institute, No. 10, 28p., 1965.
- 24) Longuet-Higgins, M. S. : Mass transport in Water Waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A903, pp. 535 - 581, 1953.
- 25) Ishida, A., I. Hayashi, H. Takahashi and W. Kioka : Modeling of Onshore-Offshore Sediment Transport over a Rippled Sand Bed, Coastal Engg. in Japan, Vol. 26, pp. 77 - 89, 1983.
- 26) 石田 昭・喜岡 渉・園部智司・出淵政人：石川海岸における多段砂州の現地観測，土木学会第 39 回年次学術講演会概要集（投稿中）
- 27) Short, A. D. : Multiple Offshore Bars and Standing Waves, Jour. of Geophy. Res., Vol. 80, No. 27, pp. 3838 - 3840, 1975.
- 28) King, C. A. M. & W. W. Williams : The Formation and Movement of Sand Bars by Wave Action, Geog. J., 113, 1949.

- 29) Suhayda, J. N. : Standing Waves on Beaches, Journal of Geophysical Res., Vol. 79, No. 21, pp. 3065 - 3071, 1974.
- 30) Dette, H. H. and A. Führböter : Field Investigation in Surf Zones, Proc. 14th Conf. on Coastal Engg., pp. 518 - 537, 1974.
- 31) 首藤伸男 : 非線型波動論, 1974 水工学に関する夏期研修会講義集, 土木学会水理委員会.