

浅海域における波群と長周期（風）波

中大・理工・土木 水口 優 (Masaru MIZUGUCHI)

1. 現地の観測例

まず、現地海岸で長時間にわたって（短いサンプリング間隔で）水位を計測してみた例を示す。計測は図-1に示す施設を用いて行った。図-2が栈橋先端での水位変動の一部である。その全測定時間のデータをスペクトル解析したものが図-3である。周期にして30～300 sの（準）長周期部分にパワーが存在する。



図-1 運輸省の波崎観測用栈橋と観測時の波の状況（写真）

砂浜海岸（鹿島灘）にあり、長さ400m、先端水深約5 mで空中発射型超音波波高（水位）計を備えている。

2. 現象の解釈と（できるだけ簡単な）定量的評価法

これまでの（準）長周期波に関する研究は周波数空間での非線形干渉として捉えるものが主流である。しかし、以下に見るように物理的現象としては、基本波の波群性に着目して時系列的に扱う方が合理的でありかつその方が容易である。

2.1 再現実験 (Nagase・Mizuguchi, 1996)

現象の理解のために波群性の波を用いた室内実験を行ってみた。実験装置を図-4に示す。現象の単純化のために、入射波として図-5のような単一波群を用いた。

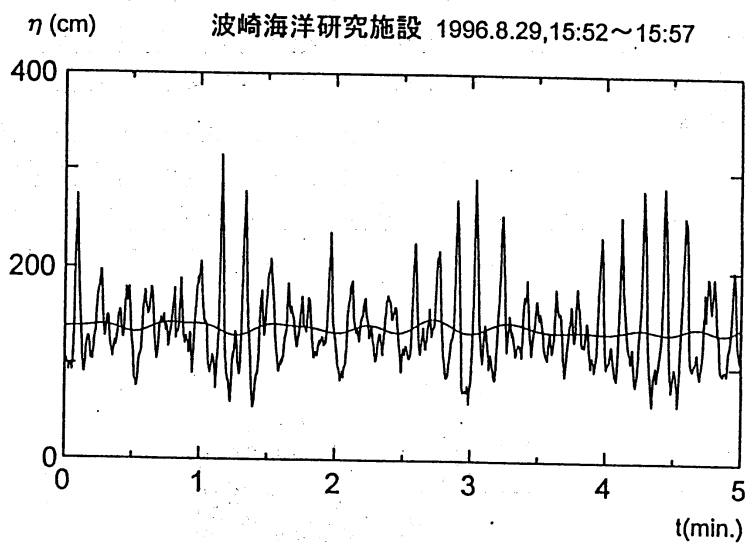


図-2 水位変動の測定例（栈橋先端、砕波帯外）
長周期波は数値フィルターにより分離。波群性あり。

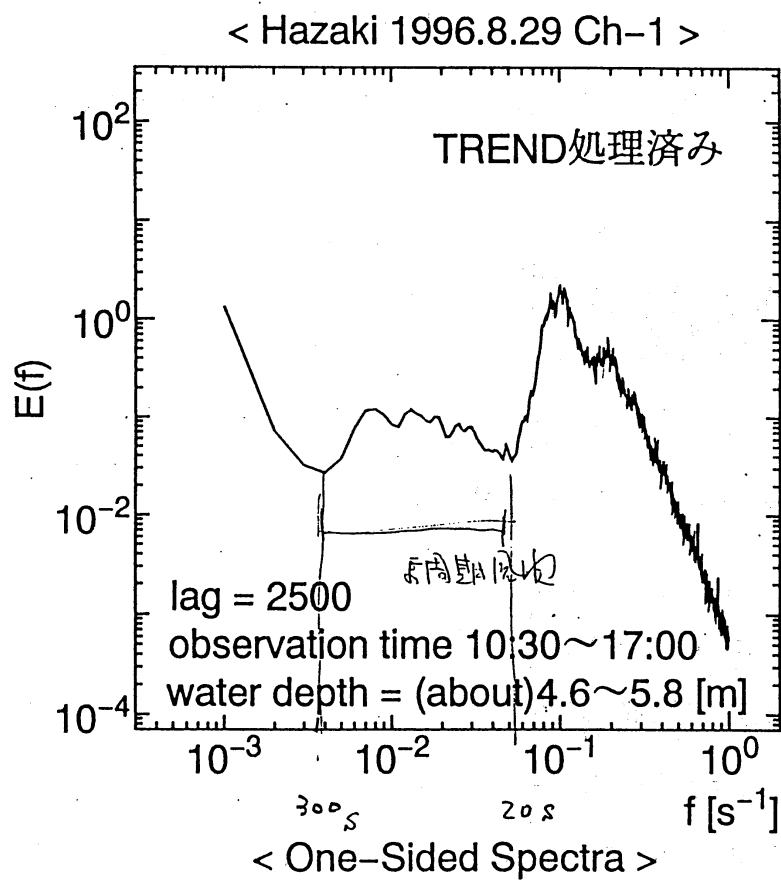


図-3 パワースペクトル

通常風波＋長周期風波（＋潮汐？）と分かれており、パワーの比は約100：1である。

その結果、正の波群を入射させたときに得られたものが図-6である。読みとれることは、①沖側でも拘束set-down波に先行する形で、造波に伴う（正の）自由長周期波が存在すること、②波群は砕波点（ $x=130\text{cm}$ ）まではほとんど形を変えずに群速度で伝播し、そこで消滅すること、③砕波点付近での拘束set-down波は Longuet-Higgins・Stewart(1962)（以下LHSと略称）の拘束波解（下記の式(6)）に比べて非常に小さいこと、④砕波後は正の長周期波が岸向きに伝播していることなどである。負の波群を入射させたときはちょうど符号が逆の形のデータが得られた。

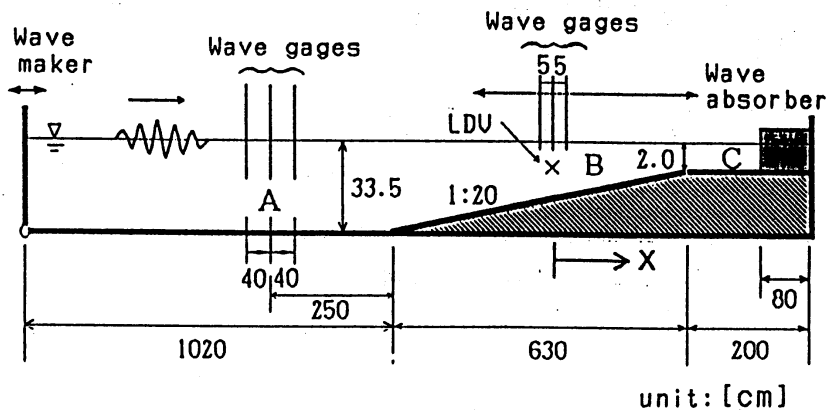
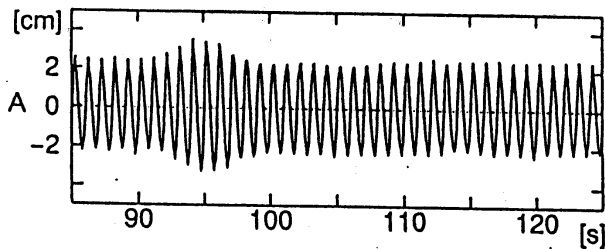
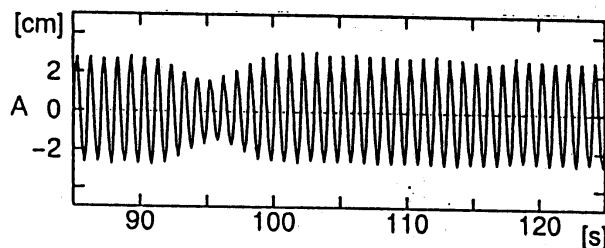


図-4 実験装置

実スケールの1/100規模であり、砕波後は一様水深となり、かつ岸側境界での反射を抑制するという工夫を行った。



(a) A positive wave group ($H_M=4.5\text{cm}$, $\beta=0.2$)



(b) A negative wave group ($H_M=5.5\text{cm}$, $\beta=-0.2$)

図-5 入射波の例（正及び負の単一波群）

造波初期の波高は非常にゆっくりとあげた。

2.2 ピストン型の波群造波問題 (Mizuguchi, 1995a, Mizuguchi・Toita, 1996)
まず、2.1の①の現象について検討する。

2成分合成波などの波群性の波を単純に造波すると、自分自身の2次の項に加えて、差と和の非線形干渉項が問題となる。このうち差の干渉項は周期が長くなるため極浅海波となり、無視できない大きさになる。その扱いについては、周波数空間において、自由波の発生・制御問題をも含めてだいぶ前から検討されている (Ottesen-Hansen et al., 1980)。ただし、この扱いでは上記の実験で用いたような単一波群を扱うのは難しい。

一方で、LHSによる長周期波（平均量）の基本式に基づき、時系列的に扱うこともできる。連続の式、運動方程式は次のようになる。

$$\zeta_t + (h u)_x = 0 \quad (1)$$

$$u_t + g \zeta_x = -\frac{1}{h} \left(\frac{\rho}{\rho} \right)_x \quad (2)$$

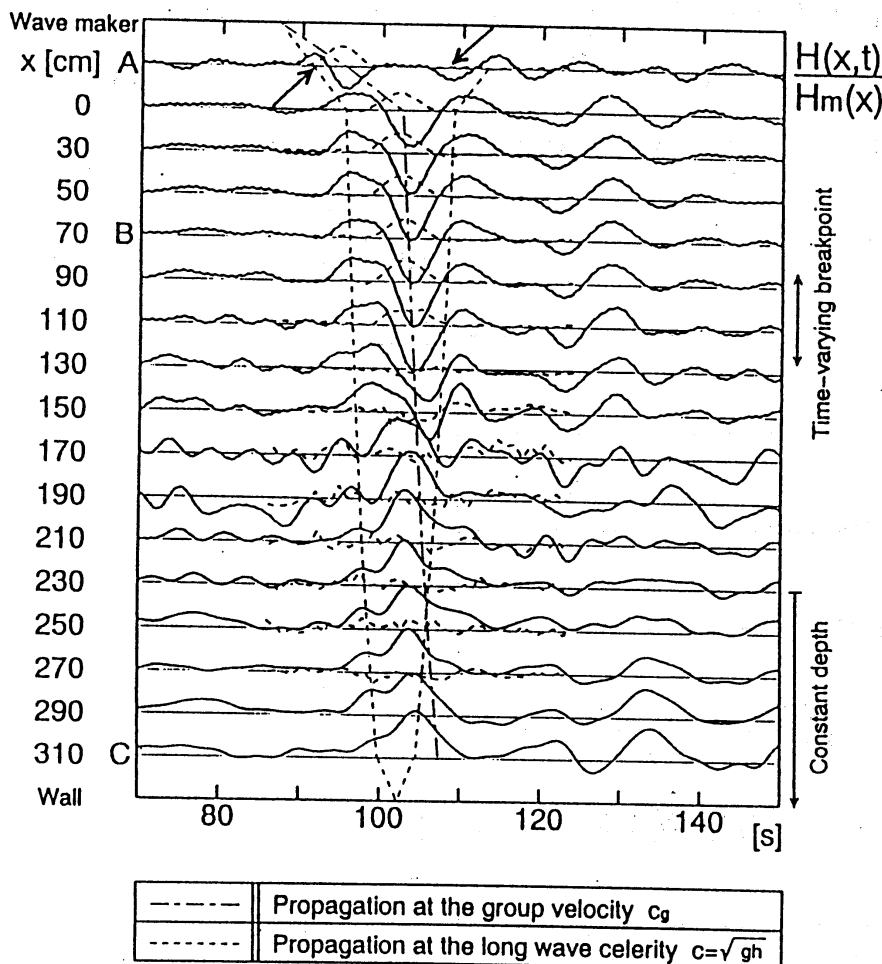


図-6 実験結果（正の波群）

波群（破線で一目盛り1.0）は、波高の時系列として定義し、変動前の波高で割っている。実線は長周期波であり、一目盛り0.2cmである。

ここで、 ρ は密度、 η 、 u は平均量の水位、水平流速であり、 h は水深、 S_{xx} は radiation 応力成分である。(1)、(2) 式から u を消去すると、

$$\eta_{tt} - g(h\eta_x)_x = \left(\frac{S_{xx}}{\rho}\right)_{xx} \quad (3)$$

なる強制項付きの波動方程式となる。基本波の波群形は形を変えずに群速度で伝播するとすれば、一般解は簡単に求まり、

$$\eta(x,t) = f(x-ct) + g(x+ct) + \eta_*(x-ct), \quad c = \sqrt{gh} \quad (4)$$

となる。ここで、 f 、 g は未知関数であり、 η_* は次式のような LHS による拘束波解 (特解) である。

$$\eta_*(x-ct) = -S_{xx}(x-ct) / \rho(c^2 - c_g^2) \quad (5)$$

この解を造波板問題に当てはめるには、負の方向に進む成分 $g(x+ct)$ を無視したうえで、造波板での長周期波に対する境界条件を満たすように $f(x-ct)$ を定めてやればよい。単純に波群を造波するときには長周期成分に対しては

$$u = 0 \quad \text{at} \quad x = 0 \quad (6)$$

なる条件を課したことになり、その場合の解は

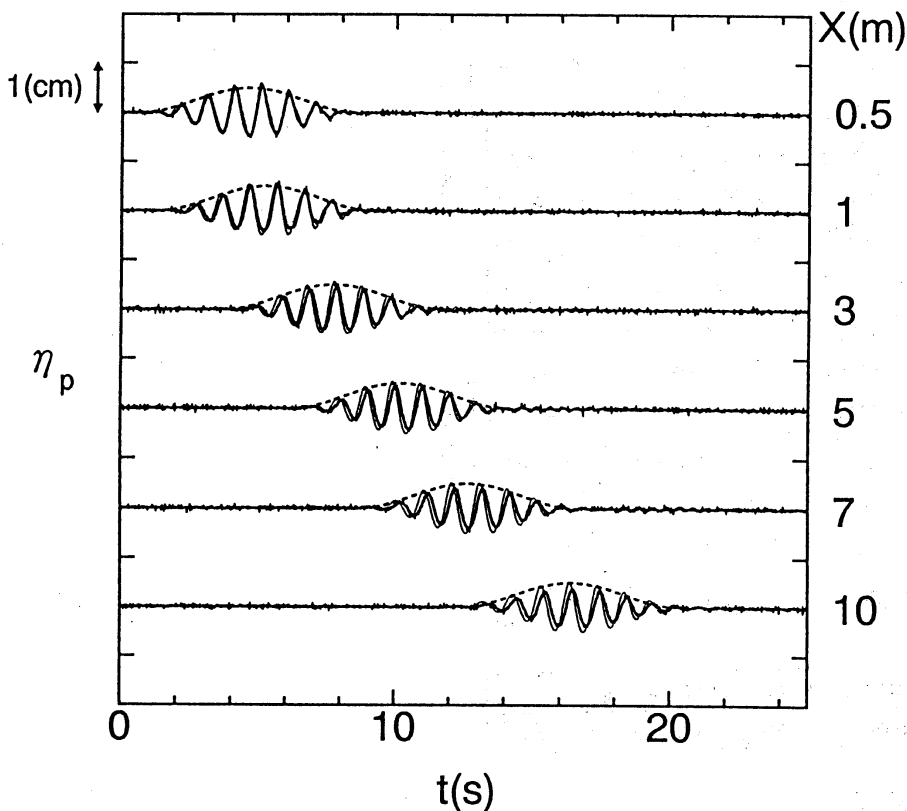


図-7 単純造波時の生の水位変動

太実線:実験、細実線:シミュレーション、破線:理論 (波群の定形伝播)

$$\zeta(x,t) = \zeta_*(x - c_g t) - n \zeta_*[n(x - ct)], \quad n = c_g/c \quad (7)$$

となる。この式の第2項が波群造波に伴い発生する自由長周期波で、拘束波と符号が逆で $c > c_g$ の分だけ先行する。この式が、図-6の①の特徴を説明するものである。自由長周期波の発生を抑えたいときは、造波板に $(c_g/h) \eta_*$ なる速度成分を付加してやればよい。

造波問題に絞り、断面水槽実験および Boussinesq 方程式の差分法によるシミュレーションによって上記の結果の検証を試みた。図-7は単純造波時の生の水位変動であり、図-8はその時の長周期成分である。理論どおりの結果であるが、一見すると伝播に伴い長周期波が増幅されていくように見えるが、実は自由波と拘束波の分離の実現に時間がかかっているだけである。図-9は、自由長周期波の発生を抑えたときの長周期成分を比較したものである。一致は満足すべきものである。細かく見ると、造波初期は3者の一致は非常によいが、伝播距離が大きくなるにつれ、小さいながらも、波群の変調と長周期波の変形が見られる。

以上のことから図-6における一様水深での先行する自由波の存在は説明が付いた。さらに砕波点付近での set-down 波が LHS の拘束波解に比べて非常に小さいのも、要は③の浅くなるにつれて拘束波解が大きくなってもそれに見合っって自由長周期波が発生してほぼキャンセルしあい、観測される長周期波の大きさとして

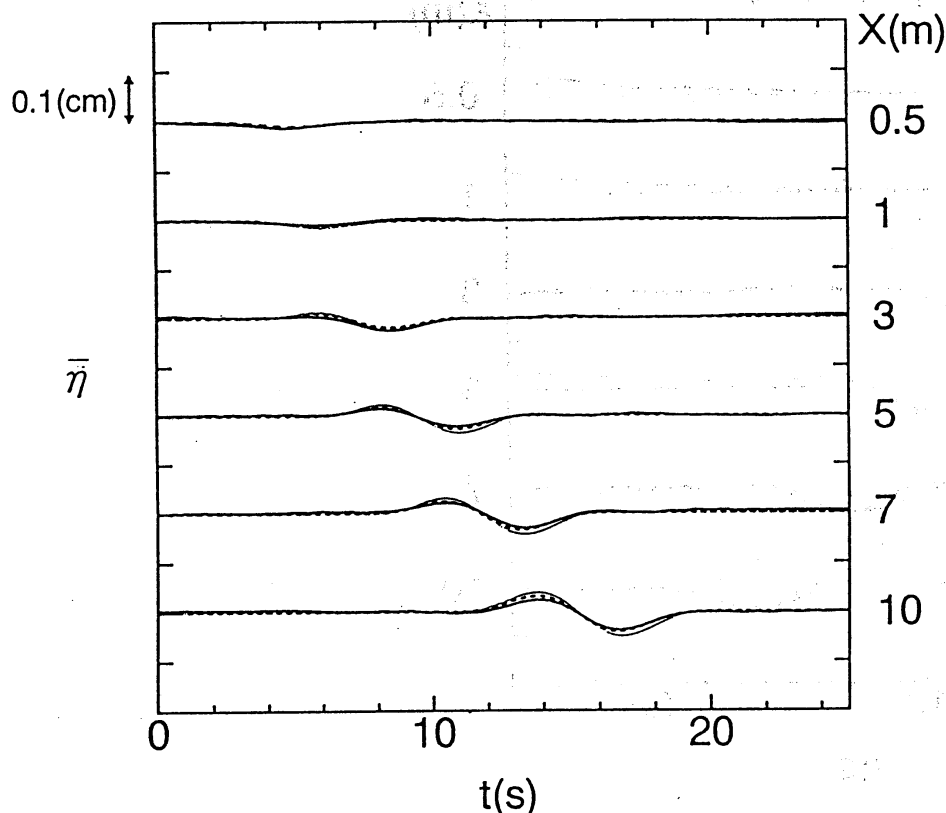


図-8 単純造波時の長周期成分

線種については図-7参照。

は沖での拘束 set-down 波（もしくは定常 set-down 量）と変わらないということである。

2.3 砕波点の変動に伴う自由波の発生

図-6で残る課題は②の波群の状況と④の砕波点付近での現象である。②の波群の定形伝播と消滅は、個々の波がほぼ独立に浅水変形することおよび砕波後の波高が一樣勾配斜面上では波高水深比一定となるということの結果である。④の現象は、Symonds et al. (1982)により、砕波点が時間的に変動することによる動的 set-up 現象としてモデル化されている。その定量的評価にあたっては、一樣勾配斜面上の周期性の長波（汀線からの反射込み）を考え、実際は変動する境界（砕波点）を固定するかわりに外力項を周期的に変動させた形にして、砕波帯内外の解をつなぐという人工的かつ面倒なものである。しかも、これも単一波群には適用できないので、一工夫したものが以下の扱いである（Mizuguchi, 1995b）。まず、砕波点付近での現象ということで、局所的に一樣水深を仮定した上で、岸側からの反射もひとまず無視すると、沖側は $G(x+ct)$ 型の解を、岸側は $F(x-ct)$ 型の解を使えることになる。そこで、図-10に示すように素直に外力の働く部分の変動をゆるし、その境界で連続式、運動方程式の考え方を適用することにより以下の2つの式を得る。

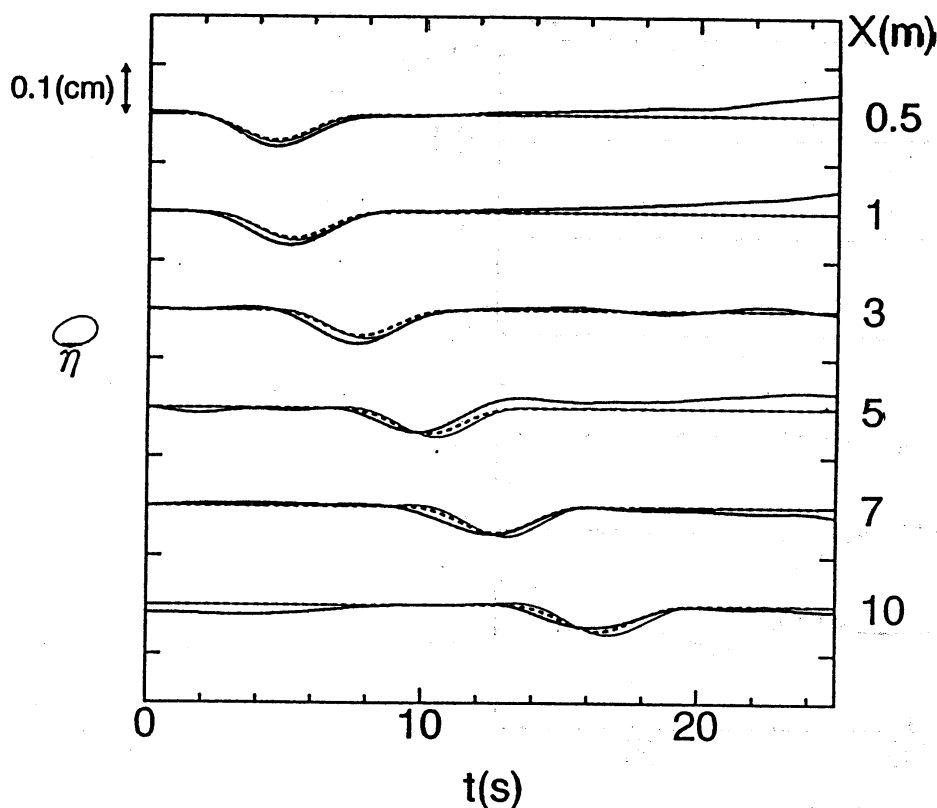


図-9 自由長周期波の発生を抑制した時の長周期成分
線種については図-7参照。

$$G(x_b(t)) + F(x_{bm}) = 0 \quad (8)$$

$$G(x_b(t)) - F(x_{bm}) = S_B (x_b(t) - x_{bm}) \quad (9)$$

ここで、 x_{bm} は変動前の碎波点位置であり、 $x_b(t)$ は（岸向きを正に取った）変動する碎波点位置である。これより次式を得る。

$$G(x_b(t), t) = S_B (x_b(t) - x_{bm}) / 2 \quad (10)$$

$$F(x_{bm}, t) = -S_B (x_b(t) - x_{bm}) / 2 \quad (11)$$

非常に簡単な結果であり、波高が大きくなって、碎波点が沖側にいくときは、碎波帯内の長周期波 F は碎波点の水平変動量の $s_B/2$ 倍の正のものとなることがわかる。沖側へは同じ大きさの負のものが伝播することになる。その気になってみれば図-6の結果は定性的にはそのとおりである。なお、 s_B は Bowen et al. (1968) の実験より

$$S_B = K s, \quad K = \frac{1}{1 + \beta / (3\gamma^2)} \quad (12)$$

である。ここで、 s は碎波点付近の斜面勾配、 γ は碎波点での波高水深比である。

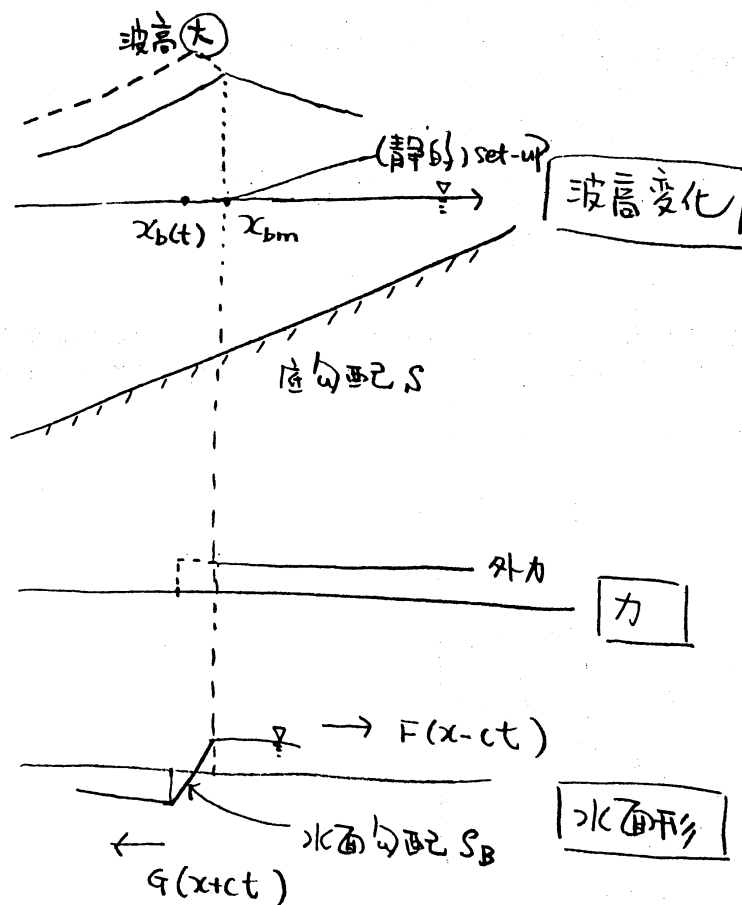


図-10 碎波点の変動による長周期波の発生の様式図

上記の再現実験のデータを用いて、動的set-upとしてのモデル化の妥当性を検討したものが図-11である。砕波後の個々の波の平均水位は砕波点の変動に素直に反応しており、動的set-upとしてのモデル化が妥当であることを示している。次に定量的な算定法としての(12)式の妥当性を検証したものが図-12である。ここでは、砕波点の変動幅 Δx_B として次式を用いた。

$$\Delta x_B \approx 1.6 \beta R_{BM} / S \quad (13)$$

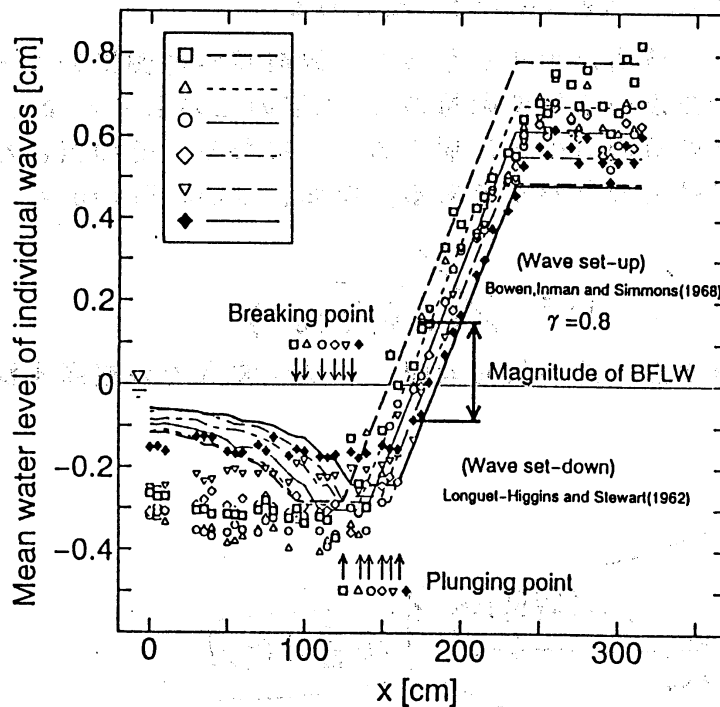


図-11 個々の波の砕波点と平均水位

塗りつぶしたもの(◆)が波群到着前のもので、シンボル表の下から順に波高が大きくなっている。なお、この図中のLHS解は定常set-down量で、(5)式で $c_g=0$ とおいたものである。

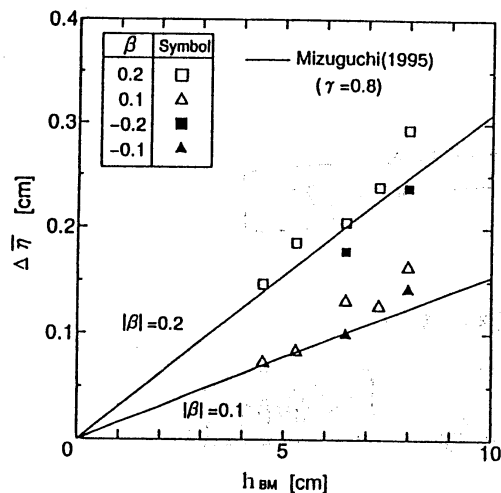


図-12 岸向き長周期波の最大値の予測式と実験結果の比較

この式は、最大波高の通常波高に対する割増率 β が小さい場合に、浅水変形に長波近似を用いることにより導かれるものである。なお、 h_{BM} は通常波の碎波水深である。モデルによる理論値と実験の結果は満足すべきものである。

2.3 再現実験のまとめ

以上で、現地波浪中の波群と長周期波の関係を検討するための室内再現実験の結果には、一応の説明を与えることができたと言えよう。一言でいえば、波群については、個々の波の浅水・碎波変形を考えれば十分であり、(準)長周期波については、平均量の式に基づき、素直に時系列的に考えていけばよいということであろうか。注意すべきは、特解としての拘束波だけではなく一般解としての自由波も含めての初期値 and/or 境界値問題として扱うのを忘れないようにということであろうか。碎波点の変動に伴う長周期波の発生についても単純で合理的な定量的評価ができそうである。以上、現地の現象に対しても同じことが言えるものと信じている。

3. 今後の課題

現地の現象を定量的に把握し、できたら制御することを最終目的と考えたと、残された課題は、1)波群の伝播変形と長周期波(の干渉)、2)波群(+長周期波)の遡上、3)波群(+長周期波)と構造物(反射、回折....)、4)不規則波の波群としての時系列解析、5)平面波群....といったところであろうか。いずれのテーマも周波数空間での扱いより時系列としての扱いが向いてそうである。進度の差はあれ現在研究を進行中である。

引用文献

- Bowen, A. J., D. L. Inman and V. P. Simmons(1968), JGR, 73(8), 2569-2577.
 Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart(1962), JFM, 13, 481-504.
 Mizuguchi, M. (1995a), CEJ, JSCE, 38(1), 1-4.
 Mizuguchi, M. (1995b), CEJ, JSCE, 38(2), 105-109.
 Mizuguchi, M. and H. Toita(1996), Proc. 25th ICCE, ASCE, 493-501.
 Nagase, S and M. Mizuguchi(1996), Proc. 25th ICCE, ASCE, 1307-1320.
 Ottesen Hansen, N. E., S. E. Sand, H. Lundgren, T. Sorensen and H. Gravesen (1980), Proc. 17th ICCE, ASCE, 784-800.