

砕波の計算法

Computation Methods for Breaking Waves

真 野 明

Akira MANO

1 はじめに

近年、沿岸域での波の運動を記述する理論体系が整備され、それを解く様々な計算手法が開発されてきている。これに、伴って平成3年に土木学会に研究現況レビュー小委員会が設置されその下の平面波浪場ワーキング・グループにおいて平面波浪場の計算手法のレビューが行われてきた。本稿は砕波のモデル化に関する報告に少し手を加えたものである。砕波は沿岸での波力、流れ、漂砂などの工学的問題に関係するほか、極限波としての数学的興味から多くの研究が行われてきている。現在でも利用されている有名な式に Michell 導いた深海波の砕波限界式があるが、これが発表されてから現在で90年経過している。この間多くの砕波限界や砕波変形に関する理論式や経験式が提案されてきた。この中で砕波条件に関するものは解析的に精度を追求できる性質のものであるので、Michell の例でわかるとおり、かなり初期の年代に精度の良いものが発表されている。一方砕波帯の中の現象は複雑で測定も難しく、現在まで多くの提案されたモデルはあるがその考え方は比較的簡単なものである。

上で述べた、さまざまな工学的問題を解くために、砕波のモデルが必要になるが、中には海浜流の計算のように、砕波モデルの精度が大きく影響してくる問題もある。砕波モデルの高精度化は実験室での計測や現地での観測の進展を待たなければならないので、現在出来ることとして、多くのモデルを収集しその物理的な考え方を整理すること、あるいは各モデル相互の関係を調べることが重要と考えられる。

2 砕波形態

砕波は崩れ波砕波 (spilling breaker)、巻き波砕波 (plunging breaker)、砕け寄せ波砕波 (surging breaker) の3つの型あるいは、巻き波と砕け寄せ波の間に巻き寄せ波 (collapsing) を入れる4つの型に分類することが出来る。このうち崩れ波砕波はほぼ対称な波形で波頂が尖ってそこから砕ける波であり、Michell などの理論解析で対象とする波形と近いものである。巻き波砕波は波頂が前面に迫り出し下に落下する非対称性の強い波形の砕波である。後の2つの型の砕波は何れも陸上に遡上する波の先端付近で砕波が起こる。これらの領域分けは海底勾配と沖波波形勾配の2つのパラメータで行うことが出来る。Battjes(1974)はこの2つのパラメータを組み合わせ、サーフ・シミュラティ・パラメータ、 $\xi = \tan \theta / \sqrt{(H/L)_0}$ を提案し、 $\xi > 3.3$ が砕け寄せ波砕波、 $3.3 > \xi > 0.5$ が巻き波砕波、 $\xi < 0.5$ が崩れ波砕波の領域であるとした。

Svendsen ら (1978) は砕波帯を2つの領域に分けた。1つは砕波点から砕波が段波状の波に発達するまでの領域で外領域 (outer region) と言う。ここでは、波高は急激に減衰する。もう1つは、砕波

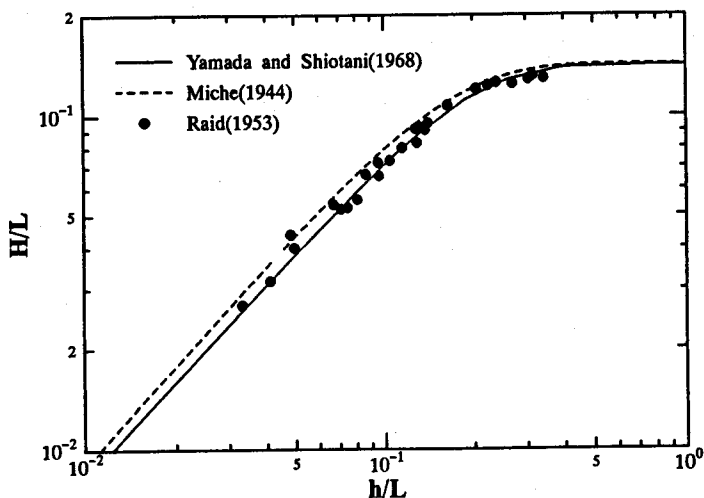


図 1: Yamada らの碎波条件と Miche の碎波条件の比較

が段波状になって進行する領域で、外領域の端から汀線までの領域をいい、内領域 (inner region) と呼ばれている。この区間での波高の減衰は、外領域に比べて緩やかである。この領域分けは主に波形の観測から決められたものであるが、平均水位の変化を調べると、大きな違いがあり、外領域では平均水位がほぼ一定であり、碎波水深の約 5 ～ 8 倍程度の長さがある。内領域に入ると岸に向かって平均水位が急激に上昇する。

3 碎波条件

碎波限界は碎波帯の波の変形を考えるときの初期条件となり、また次節で述べる碎波変形を考えるときの局所水深モデルの考え方とも関係するので、古典的な問題ではあるがここでもう一度復習しておくことにする。

深海波の場合には Michell(1893) の求めた碎波限界式がある。

$$(H/L)_b = 0.142. \quad (1)$$

これは、波形勾配が急になった極限として、波頂部で尖点になる条件から求められたものであり、波頂角は 120 度になる。また、波頂部の流速は波速と等しくなり、これより波形勾配が大きくなると、波頂部の水粒子が前方に飛び出し気泡を巻き込んだ領域が広がる。浅海領域も含めた任意の領域では、一定水深の対称波の条件で、写像関数を使って求めた Yamada と Shiotani(1968) の解析結果が最も精度が良いとされている (例えば、Cokelet(1976) 参照)。彼らの論文の中で、Raid ら (1953) のまとめた、緩勾配の実験結果と比較して、 $0.04 < (h/L)_b < 1.6$ の範囲で 10 % 程度の差異で理論が良く合うことを示した (図 1 参照)。この、領域の約半分は前節で述べた碎波の型が巻き波型碎波の領域に入っている。Yamada らの解析は崩れ波型の碎波に対応したものであるが、上で述べたような誤差を許容すれば、碎波波高に対する碎波の型の影響は小さいように思われる。

理論解析では、Yamada らと同じ、一定水深の対称波形の条件で求めた、Miche(1944) の近似式、

$$(H/L)_b = 0.142 \tanh(2\pi h/L)_b. \quad (2)$$

があるが、これは Yamada らの結果に比べて $0.01 < (h/L)_b < 0.1$ の範囲で、約 10 % 過大評価となっている。また浅海域では、Yamada らの結果では $(H/h)_b \rightarrow 0.82$ となるが、Miche の式では $(H/h)_b \rightarrow 0.88$ となっている。Miche のこの値は、Street と Camfield (1966) が述べている、水平床での孤立波の限界波高 $(H/h)_b = 0.75$ と比べると大きい。LeMéhauté と Koh (1967) は実験値との比較から、Miche の式の係数を補正した次式を提案した。

$$(H/L)_b = 0.12 \tanh(2\pi h/L)_b. \quad (3)$$

この式を使うと浅海域で $(H/h)_b \rightarrow 0.75$ となりあってくるが、深海域では $(H/L)_b \rightarrow 0.12$ となり誤差が大きい。

Yamada らの結果を利用するためには、複雑な数値計算をしなければならないが、Miche の式は比較的簡単な式で、誤差も上で述べた程度であるので、後で述べる様に碎波条件を考える場合の多くの研究で利用されている。

上の 2 つの理論的結果は緩勾配であれば碎波の型に依らずに適用できる結果であるが、水深、波高、波長の関係は、全て碎波点での量を使った関係であり、沖波の量との関係が不明である。また、海底勾配が急になった場合の取扱いもこの時点では不明である。

合田 (1970) は、有限振幅波理論を使って、沖波と碎波点との間の波高増幅関係を求めるとともに、急勾配の条件で行われた実験結果を収集して、水路での減衰などを補正して、沖波波形勾配と海底勾配から碎波点の位置や碎波波高を決める図表を発表した。ここで、基準になっているのは Yamada らの解析結果であり、海底勾配が $1/50$ 以下であれば、これが使えることを指摘している。また合田 (1975) は、碎波条件を計算機で数値解析するときに使いやすい関数をあてはめ、近似式を提案した。

$$H_b/L_0 = A \{1 - \exp[-1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + K \tan^2 \theta)]\}, \quad (4)$$

$$A = 0.17, \quad K = 15.$$

この式は浅海条件で $(H/h)_b \rightarrow 0.8 + 12 \tan^2 \theta$ となる。

Battjes (1972) は Miche の碎波条件式を基準として、それに海底勾配の効果を取り入れた。

$$(H/L)_b = 0.14 \tanh(\frac{\gamma}{0.88} \frac{2\pi h}{L}). \quad (5)$$

これは、Miche の式が浅海条件では、 $(H/h)_b \rightarrow 0.88$ となるのに対し、実験では勾配によってこの値が変わるので、 γ によってこれを調整出来るようにしたのであり、 $(H/h)_b \rightarrow \gamma$ となる。この γ を調整すると、Miche の式の近似誤差も調整できる。Ostendrof と Madsen (1979) は γ として次の式を提案した、

$$\gamma = \begin{cases} 0.8 + 5 \tan \theta, & \text{for } \tan \theta < 0.1, \\ 1.3, & \text{for } \tan \theta \geq 0.1. \end{cases} \quad (6)$$

この式で、水平床 $\tan \theta = 0$ の場合は、浅海領域で $(H/h)_b = 0.70$ となるのでかなり下方に調整されていることが分かる。

上で述べてきた条件の他に、碎波条件は流れや反射波の存在によって影響を受ける。最初に流れと波が共存する場合の碎波指標について考え方を整理してみよう。これまで見てきたように、碎波に関係するのは波形勾配であり、これが流れによって変化する。平面 2 次元の流れのベクトルを U ,

波数ベクトルを k 、固定座標系からみた絶対角周波数を ω とすると、共存場での分散関係式は次のようになる。

$$\begin{aligned}\omega &= \sigma + U \cdot k, \\ &= \sigma + U k \cos \alpha,\end{aligned}\tag{7}$$

$$\begin{aligned}\sigma &= \omega - U k \cos \alpha, \\ &= \sqrt{gk \tanh(kh)}.\end{aligned}\tag{8}$$

ここで、 α は波と流れの交差角である。 σ は固有の周波数と呼ばれる周波数で、流れと同じ速度で移動する座標から見たときの周波数である。絶対周波数は流れがあっても変化しないが、固有周波数は Doppler effect によって変化する。例えば、 $\alpha = \pi$ すなわち逆流を波が伝播する場合には、固有の周波数が大きくなり、分散関係式(8)から波数 k が大きくなって、波長が短くなり碎波が起こりやすくなる。流れの影響を取り入れた碎波条件の評価法にも、基礎式を Yamada らの式にしたもの、Miche の式にしたもので2つの流れがある。

Noda ら(1974)や岩垣ら(1980)は、逆流を伝播する波の碎波条件として、分散関係式(7)と、Miche の限界式(2)あるいは LeMéhauté らの限界式(3)を組み合わせたものを用い、実験値とあうと報告している。また、岩垣らは、Stokes 波の3次近似解とも比較を行っているが、Miche の式の方が精度が良いと述べている。

堺ら(1988,1989)は合田の碎波条件を基にし、そこで得られる流れがない場合の碎波水深 h_b や碎波波高 H_b を流れの強さを表した無次元パラメータで補正するという方針で碎波条件式をまとめている、

$$\begin{aligned}R_h &= \begin{cases} 0.93 + 170\varepsilon, & \text{for } \varepsilon \geq 0.0004, \\ 1.0, & \text{for } \varepsilon < 0.0004, \end{cases} \\ R_H &= \begin{cases} 0.96 + 30\varepsilon, & \text{for } \varepsilon \geq 0.0013, \\ 1.0, & \text{for } \varepsilon < 0.0013, \end{cases} \\ \varepsilon &= \begin{cases} q^* \sqrt{\tan \theta} / (H_0/L_0), & \text{for } H_0/L_0 \leq 0.05, \\ q^* \sqrt{\tan \theta} / 0.05, & \text{for } H_0/L_0 > 0.05, \end{cases} \\ q^* &= q/g^2 T^3, \quad R_h = h_{bc}/h_b, \quad R_H = H_{bc}/H_b.\end{aligned}\tag{9}$$

ここで、 q は単位幅当たりの流量、 h_{bc} と H_{bc} は、各々流れと共存したときの碎波水深と碎波波高である。これらの式の最大誤差は約20%程度である。

波に一樣流を加えるだけであれば、適当な移動座標系から現象を見たことと等価になり、碎波条件は座標系が変わっても同じと考えられる。従って、Noda らの方法は、Miche らの式の誤差を別にすれば妥当と思われる。堺ら(1983)は Miche 型の式を実験結果に適用した場合に関数 $\tanh$ の前の係数が無次元流量 q^* によって変化することを指摘している。 q^* が大きくなると、係数が小さくなって Miche の係数0.142から0.12と約15%小さくなっている。前にも述べたように Miche の式は Yamada らの結果に比べて約10%程度過大であるので、Yamada らの結果を基準にすれば差はもっと小さくなり、微妙な議論になるが、斜面上の流れであるので、流速の勾配が碎波に影響しているのかも知れない。

また逆流の場合に、流速の大きさが大きくなって群速度と等しくなったときに波のエネルギーが流れを遡れなくなり碎波が起こるが、分散関係式(7)から次の関係が導かれる。

$$U \cos \alpha + c_g = 0\tag{10}$$

ここで、 c_g は群速度であり $d\sigma/dk$ によって分散関係式(8)から求められるが、その中の波数 k は流れの影響を受けて大きくなった値を使うことに注意が必要であり、波数 k が求められる限界状態であ

る。深海の条件で $\alpha = \pi$ の場合を考えると, Yu(1952) の碎波条件が得られる。

$$U = \frac{c}{2} = \frac{c_0}{4} \quad (11)$$

ここで, $c = \sigma/k$ は流れがある場の波速であり, c_0 は流れがないときの同じ周期を持つ波の波速である。

最後に反射波により部分重複した波の碎波条件について, 岩田ら(1983)の研究を引用する。部分重複波の極限として, 進行波と完全重複波を考え, 進行波の碎波条件としては Miche の式(2), また完全重複波の碎波条件式としては Wiegel(1964)の式,

$$(H/L)_b = 0.218 \tanh(2\pi h/L)_b. \quad (12)$$

を利用した。この2つの式は $\tanh$ の前の係数が違うだけであるので, この係数を重複の程度を表すパラメータで変化さればよく, 次式の様な反射率を組み込んだ式を提案した。

$$(H/L)_b = (0.218 - 0.076C^*) \tanh(2\pi h/L)_b, \quad (13)$$

$$C^* = (1 - K_R)/(1 + K_R).$$

ここで, K_R は反射率である。

以上述べてきたように, いろいろな碎波条件に対して様々な碎波条件式が提案されてきているが, それらの基礎となっているのは Miche の式あるいは Yamada らの式であることがわかる。

4 碎波帯の力学的モデル

4.1 基礎式

碎波帯の中では, 質量輸送, 平均水面の変化やラジエーションストレス等の量が波の変形に相互に関係してくるので, 基礎方程式として一周期平均量の質量, 運動量, エネルギーの輸送方程式を Phillips(1977)に従って以下に示す。定常状態, 一次元伝播で一端に汀線があり, ネットの質量輸送がないとすると, 各量の輸送方程式は,

$$\frac{d}{dx}(\hat{M} + M) = 0 \quad (14)$$

$$\frac{dS_{xx}}{dx} = -\rho g(\bar{\zeta} + h) \frac{dh}{dx} \quad (15)$$

$$\frac{d}{dx}(Ec_g + UE + US_{xx}) = \epsilon_b \quad (16)$$

ここで, M は波による質量輸送, $\hat{M}$ は流れによる質量輸送で今の場合戻り流れになり, 汀線での境界条件から2つの質量輸送を合わせたものは0にならなければならない。また, S_{xx} はラジエーションストレス, h は波がないときの水深, $\bar{\zeta}$ は波による平均水位の上昇量である。ラジエーションストレスの勾配が平均水面の勾配を支えている。エネルギー輸送方程式における U は戻り流れの断面平均流速であり, 左辺の第2, 第3項はそれぞれ, 戻り流れが輸送するエネルギーとラジエーションストレスがする仕事を表している。これらの方程式は2次近似の方程式であり, 今述べた2つの項は2次×2次で4次の項になり通常は無視されるが, 碎波帯内では波高水深比が1に近く, 特に汀線近くでは平均水面の上昇の影響で, 波高水深比は1を越え, 小さくない量になる。通常用いられているエネルギー輸送方程式はこれらが省略された次のものである。

$$\frac{d}{dx}(Ec_g) = \epsilon_b. \quad (17)$$

エネルギー輸送方程式の右辺の ϵ_b は砕波によるエネルギー逸散であり、エネルギー逸散係数 f_D を用いて次のように表されることが多い。

$$\epsilon_b = -f_D E. \quad (18)$$

4.2 段波モデル

砕波点から伝播に伴って砕波の全面の乱れは発達し段波状になる。砕波のエネルギー減衰を段波を用いてモデル化する数多くの提案がなされてきている。このモデルは力学的な関係が比較的簡単な解析で簡単にでてくることが、また浅海理論を使って、特性曲線法などの精度の高い数値解を求めると、砕波点やその後の砕波帯内のエネルギー減衰について特別な物理的仮定を用いなくても自動的に計算できるという利点があり、これまで多くの研究者により取り上げられ発展してきた。

段波についての古典的な関係式は Stoker(1957) によって整備された。正の段波が x の正の方向に進んでいる場合を考え、段波の上流側の全水深、断面平均流速を各々 d_1, u_1 、下流側のそれらを d_2, u_2 とすると、質量と運動量の輸送方程式より次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned} W_B &= u_1 + \sqrt{\frac{gd_2}{2d_1}}(d_1 + d_2) \\ &= u_2 + \sqrt{\frac{gd_1}{2d_2}}(d_1 + d_2). \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、 W_B は段波の伝播速度であり、次の大小関係がある。

$$u_2 + \sqrt{gd_2} < W_B < u_1 + \sqrt{gd_1}. \quad (20)$$

次に、段波の伝播速度で動く座標系から見て現象を止めて考えて、そのときの流速を v で表すと、

$$\left| \frac{v_1}{\sqrt{gd_1}} \right| < 1 < \left| \frac{v_2}{\sqrt{gd_2}} \right|. \quad (21)$$

ここで、

$$v_1 = u_1 - W_B < 0, \quad v_2 = u_2 - W_B < 0. \quad (22)$$

これから、上流側（岸側）が射流、下流側（沖側）が常流となって、通常の跳水の関係になっていることがわかる。段波の伝播方向に直角に単位幅をとって、そこでの段波を挟んだ区間におけるエネルギー逸散速度は次式で与えられる。

$$\frac{dE}{dt} = -\rho g Q_B \frac{(d_1 - d_2)^3}{4d_1 d_2}, \quad (23)$$

$$Q_B = \sqrt{gd_1 d_2} \frac{d_1 + d_2}{2}. \quad (24)$$

十分発達した砕波のモデルとして段波を用いる場合には、上式の水深の差は波高で置き換えられ、 $H = d_1 - d_2$ であるので、エネルギー逸散速度は波高の3乗に比例することになる。これらを古典的な段波モデルと呼ぶことにしよう。LeMéhauté(1962) はこれを拡張して、崩れ波型砕波の砕波点直後から、エネルギーの逸散をモデル化するため、砕波でエネルギー逸散が起こっている部分の高さを $\beta_B H$ と表現し、次のようなモデルを提案した。

$$\frac{dE}{dt} = -\rho g Q_B \frac{(\beta_B H)^3}{4d_1 d_2}. \quad (25)$$

崩れ波型砕波の場合、砕波による気泡の混入領域は最初波頂に現れ、伝播に伴って全面の波谷に向かって広がっていく現象をモデル化したもので、砕波点での $\beta_B = 0$ から十分に発達したところでの $\beta_B = 1$ まで表現できるモデルである。また段波の式の誘導過程から分かるとおり、 $\beta_B \leq 1$ でなければならない。

この LeMéhauté のモデルや考え方はその後、多くの研究者により取り上げられた。

Battjes と Janssen(1978) は不規則波の砕波変形を計算するため、エネルギー輸送方程式 (17) を使い、逸散項に式 (25) を少し変形した次式を用いた。

$$\epsilon_b = -\alpha_B \bar{f} \rho g P_b \frac{H_m^2}{4}. \quad (26)$$

ここで、 P_b は砕波している波の確率、 H_m は水深によって決まる砕波限界波高、 $\bar{f}$ は平均周波数で、波のエネルギー E が一波长で平均した量であるので、エネルギー輸送方程式を考える場合には、エネルギー消散速度も波長で割って比較する必要がある、長波の波速を使って周波数に書き直したものである。また、式 (25) における波高の1つは、波高水深比が1に近いことから落とし、上では波高の自乗に比例したエネルギー減衰の式となっている。 α_B は定数であり、 $\alpha_B \approx \beta_B^2$ の関係がある。このモデルと実測値と比較し、 $\alpha = 1$ として計算したものがよく合うという結果を得ている。Thornton と Guza(1983) は不規則波の砕波変形を計算するために、同じエネルギー輸送方程式を用い、砕波によるエネルギー逸散速度としては、

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\bar{f}}{4} \rho g \frac{(\beta_B H)^3}{h}. \quad (27)$$

実測値と計算値を比較して、 $\beta_B = 1.5$ 付近で実測値と計算値の差が最小になる最適値があると述べている。この値は、物理的に不合理であり、砕波の中を細かく測定した Stive(1984) の研究結果を引用して、古典的な段波のエネルギー逸散式が過小評価するためであるとした。誤差は、エネルギー逸散項の他に不規則波のモデル化からも生じるので一方だけに原因を帰することは出来ない。

Stive(1984) は造波水路での実験から砕波帯内の流速場の詳しい測定をレーザー流速計を用いて行い、段波モデルとの詳しい比較を行った。実験は崩れ波型と巻波型の2つの砕波形態について行ったが、内領域にはいるといずれの型の砕波とも、平均流速や乱れの分布と言った流れの全体的な構造が跳水のものによく似ていることを指摘した。次に乱れを含めて求めたエネルギーフラックスの測定値から、エネルギー逸散速度の実測値をもとめ、次の3つの段波モデルの消散速度と比較した。(1) 古典的な段波モデルで流速の鉛直分布は一様としたもの、(2) 平均流速の鉛直分布から運動量補正係数を考慮したもの、(3) 平均流速分布の運動量補正は考えないで、乱れ運動量の補正を考慮したもの。比較の結果、古典的な段波のモデルでは30～50%過小評価すること、平均流速の運動量補正はほとんど影響がないこと、乱れ運動量の補正を行うと実測値と比較的合うことを指摘している。最後の指摘は、特に砕波の波頂付近で気泡が多く混入していて、乱れの測定精度が悪くなっていることを考えると、定量的な評価には疑問が残るが、多くのことを示唆している。砕波の波頂部における乱れ運動量輸送の大きな部分は大規模な渦運動によって占められると考えられるので、段波モデルの精度を向上させるためには、この渦運動のモデル化が重要である。外領域でも測定と解析が行われているが、砕波直後では古典的段波モデルは過大評価となっている。

間瀬ら (1986) は、不規則波の砕波変形に LeMéhauté のモデルを用い、補正係数 β_B を次のようにおいて、海底勾配 $\tan\theta$ の影響をモデルに取り入れた。

$$\beta_B = H/\gamma_B d, \quad (28)$$

$$\gamma_B = 0.7 + \tan\theta, \quad \text{for } 0.01 < \tan\theta < 0.1.$$

以上述べてきたモデルはいずれも、段波の常流と下流での運動量やエネルギー流束を調べ逸散速度を求めたものであるが、段波の中の流束分布や乱れの構造を調べようとする研究が、Madsen と Svendsen(1983), Svendsen と Madsen(1984) によって行われた。これら諸量の鉛直分布の相似と $k-\epsilon$ モデルを組み合わせたモデルを提案した。乱れに関する実験値をうまく表せる様になっているが、モデルの定数を決めるために、参照した実験は、Rouse と Siao(1958) や Battjes と Sakai(1981) などで、これらはいずれも段波を模擬した実験であるが、前者は跳水の水面形の形に風洞の壁の形を作って実験したものであり、後者は翼を水中に沈めて実験したものである。このため、水面付近の乱れが真に、砕波によって作られたものであるかの疑問が残されている。この点は、Stive(1984) の研究で、水面付近の乱れの測定が難しいことと、そこでの運動量等の各種流束が大きいことに関連しており、古くから砕波のモデルを内部構造から改良しようとするときに会う障害である。

4.3 局所水深モデル

砕波帯の波高を局所的な水深から決めるのが、局所水深モデルであり、この中の最も簡単なモデルが波高水深比 γ 一定の仮定を用いたモデルである。砕波条件の所で述べたように、砕波限界波高の状態では流速と波速が等しくなって、それを越えると水粒子が前方に飛び出して、波頂部が削られると考えれば良い。砕波後は水面付近が乱れ、そこで適用できる適当な波動理論はないので、非砕波の波動理論を準用し、そこでの砕波限界波高を越える部分が削られると考えると、砕波帯に存在する波は砕波限界波高以下の波になる。砕波帯は浅海域と仮定して良いので、前に述べた Yamada らの条件や Miche の条件から浅海の極限をとると、砕波帯の波高水深比は一定となる。一様な勾配 $\tan \theta$ を 1 次元伝播する波の最も簡単なエネルギー輸送方程式 (17) を考え、次のように無次元化すると、

$$\frac{dE^* c_g^*}{dx^*} = -f_D^* E^*. \quad (29)$$

ここで、 $E^* = E/E_b$, $H^* = H/H_b$, $c_g^* = c_g/c_{gb}$, $x^* = x/x_s$, $f_D^* = f_D x_s / \sqrt{g h_b}$ であり、下添え字の b は砕波点での値を表し、座標軸 x は砕波点から岸向きに取ってある。 x_s は静水時の汀線の座標である。ここで、 $E \propto H^2$ と長波の仮定を用いて砕波帯の波高水深比が一定になるような解を期待すると、無次元エネルギー逸散係数は、

$$f_D^* = \frac{5}{2} \frac{1}{\sqrt{h^*}}. \quad (30)$$

となる。上式は波高水深比が一定になるという最も簡単な砕波モデルをエネルギー輸送方程式で考えた場合の逸散係数であり、砕波減衰を表す第 1 次近似解である。しかし実験結果をもう少し詳しくみると、外領域と内領域では波高減衰の勾配が異なっている。また実際の海岸ではバー型地形の様に水深の変化が一様でなく、岸に向かって水深が一旦深くなるような地形もある。そこでは波は乱れが消えて再生する。このようないろいろな現象をモデルに取り込むためのいろいろな工夫が行われた。水口ら (1978) は渦動粘性係数を導入し、砕波限界波高を越えた分がエネルギー逸散に寄与すると考えたようなエネルギー逸散係数を導いた。これにより、波の再生現象現象がモデルに取り込めるようになった。

$$f_D^* = \frac{5}{2} \frac{1}{h^*} \sqrt{\frac{\gamma_b H^* / h^* - \gamma_r}{\gamma_b - \gamma_r}}. \quad (31)$$

ここで、 γ は波高水深比であり、下添え字の r は再生点の値を示す。この再生点の考え方はその後、磯部 (1986), Dibajnia ら (1987) に取り入れられた。Dibajnia らのモデルは、進行性の長波の場合に次

のように表される

$$f_D^* = \frac{5}{2} \frac{1}{\sqrt{h^*}} \sqrt{\frac{\gamma_b H^*/h^* - 2\gamma_r}{2\gamma_b - 2\gamma_r}}. \quad (32)$$

ここで、 γ_b と γ_r はそれぞれ、一様水深と一様勾配水路における再生点の流速波速比である。

泉宮ら(1983)はレイノルズ応力によるエネルギー逸散を考えたモデルを提案した。長波の近似を使うと次のようになる。

$$f_D^* = \frac{1.80}{8} \frac{1}{\sqrt{h^*}} \left(\gamma_b \frac{H^*}{h^*} \right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{H^*}{h^*} \right)_r^2 / \left(\frac{H^*}{h^*} \right)^2} \frac{1}{\tan \theta}. \quad (33)$$

また、これまでとはモデル化の方法が異なるが、不規則波の砕波変形を扱った合田(1975)のモデルも局所水深モデルである。深海から波高分布がレーリー分布で入射した不規則波について、砕波帯内では、各水深から決まる砕波限界波高を越える波高の波を減衰させて低波高の分布に加えるモデルを提案した。減衰させる波高帯には幅をもたせ、砕波条件式(4)の中の $A = 0.12$ と $A = 0.18$ で決まる波高を対象としている。

4.4 計算例

今まで述べてきたいいくつかの砕波変形モデルを取り上げ、同じ条件で計算することにより解の性質を比較する。用いた方程式系は質量輸送方程式(14)、運動量輸送方程式(15)、エネルギー輸送方程式(16)で、質量輸送と平均水位の変化を考慮した。また波高、エネルギー、ラジエーションストレス、質量輸送等の間の関係は線形長波の関係を使った。

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2, \quad S_{xx} = \frac{3}{2} E, \quad U = -\frac{E}{\rho d c},$$

$$c_g = c = \sqrt{g d}, \quad d = h + \zeta.$$

方程式系は連立常微分方程式になるので、これをRunge-Kutta-Gill法で解いた。このとき、境界条件は砕波点とし、砕波点の条件は合田の砕波条件を用いた。ここで、新たにでてくる無次元量は $\zeta^* = \zeta/h_b$ である。

最初に段波モデルを考える、LeMéhautéの式(25)を波長で割って、 $h \simeq \sqrt{d_1 d_2} \simeq (d_1 + d_2)/2$ の近似を使うと、次のような無次元エネルギー逸散係数が得られる。

$$f_D^* = \frac{2\beta_B^3}{\tan \theta} \sqrt{\frac{h_b}{2\pi L_0}} \gamma_b \frac{H^*}{h^*}. \quad (34)$$

これを使って、全領域で $\beta_B = 1$ とし、3種類の海底勾配について計算した結果を図(4.4)に示す。図中の実験値はHorikawaら(1966)とSaekiら(1973)によるものである。波形勾配が小さくなると、早く波高が減衰する傾向が表わされている。また平均水面の変化を考慮しているので、静水汀線近くでも波高が0に落ちないで残っている。砕波直後の領域は実験値の傾向からはずれている。砕波直後の波高減衰を実験値に近づけるために、LeMéhautéの考え方に習って、 β_B を外領域で変化させた計算結果を図(4.4)に示す。ここで、外領域の長さは、砕波水深の8倍に取り、その間 β_B は距離の4乗に比例するようにさせた。内領域では $\beta_B = 1$ である。砕波直後でエネルギーの減衰が小さくなっていることがわかる。勾配が小さいと浅海効果の方が勝って若干波高が増加する。間瀬らのモデル、Dibajniaらのモデルとの比較を図(4.4)に示す。間瀬らのモデルとの差は主に外領域に現れる。Dibajniaらのモデルは式の形から予想されるように、波高水深比がほぼ一定で変化する。図(4.4)は外領域周辺の

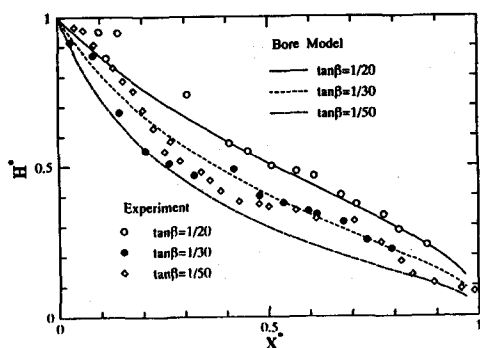


図 2: 段波モデル

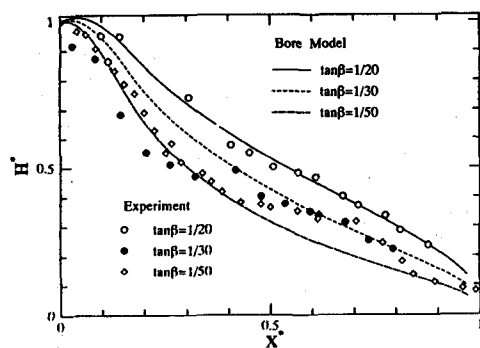


図 3: 外領域で補正した段波モデル

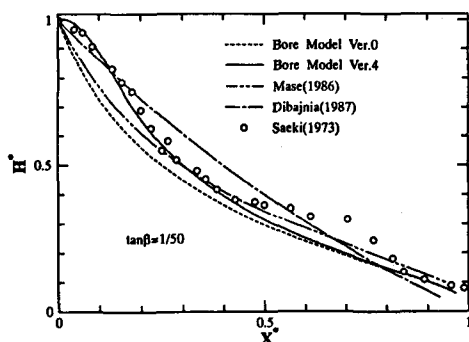


図 4: 各種モデルの比較

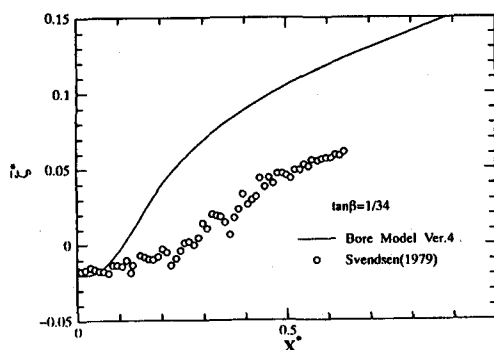


図 5: 平均水位の変化

平均水位の変化を実験値と比較したものである。 β_B に分布を考えることにより、 $x^* < 0.1$ でSvendsenが指摘した、外領域の特徴である、平均水面の勾配がほぼ水平な領域を表現出来るが、その長さは実験値に比べて短い。平均水面の変化はラジエーションストレスの変化に直接影響してくるので、砕波直後領域でのこれらの量を精度良く見積もれるようにすることが必要である。誤差がでている原因はエネルギー逸散項の評価の問題と、この節の最初で述べた、線形理論の関係が悪いのか、小さな量を問題にすることになるので注意が必要である。

5 おわりに

砕波条件に関してはほとんどの研究でYamadaらの砕波条件かMicheの砕波条件を使っていることがわかる。これは一様水深の場合に適用できる関係であるが、これを一様勾配に拡張したものとしては、合田の砕波条件式かBattjesの砕波条件式がよく、どちらも深海、浅海両方で誤差を小さくできる。両理論の差や実験値との差は10～20%のオーダーであり、これらを基に多くのモデルが提案されてきている。砕波帯の波高減衰を表すモデルとして、段波モデルと局所水深モデルがあるが、前者は砕波点から離れた内領域を対称としたモデルであり、後者は砕波点付近から展開されるモデルである。両者とも波高減衰のような量を問題にするのであれば適当な精度で現象を説明できる。

参考文献

- Battjes, J.A. (1972): Set-up due to irregular waves, Proc. 13th Inter. Conf. Coastal Eng., pp.1993-2004.
- Battjes, J.A. (1978): Surf similarity, Proc. 16th Inter. Conf. Coastal Eng., pp.466-477.
- Battjes, J.A. and J.P.F.M. Janssen (1978): Energy loss and set-up due to breaking wave of random waves, Proc. 16th Inter. Conf. Coastal Eng., pp.569-587.
- Battjes, J.A. and T. Sakai (1981): Velocity fields in a steady breaker, J. Fluid Mech., Vol.111, pp.421-437.
- Cokelet, E.D. (1976): Steep gravity waves in water of arbitrary uniform depth, Phil. Trans. Royal Soc. London, Vol.286, pp.183-230.
- Collins, J.I. (1970): Probabilities of breakin wave characteristics, Proc. 13th Inter. Conf. Coastal Eng., pp.399-412.
- Freeman, J.C. and B. LeMehaute (1964): Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, J. Hydraulic Div. ASCE, HY2, pp.187-216.
- LeMéhauté, B. (1962): On non-saturated breakers and the wave run-up, Proc. 8th Inter. Conf. Coastal Eng., pp.77-92.
- Madsen, P.A. and I.A. Svendsen (1983): Turbulent bores and hydraulic jumps, J. Fluid Mech., Vol.129, pp.1-25.
- Michell, J.H. (1893): On the highest waves in water, Phil. Mag. Ser.5, Vol.36, pp.430-435.
- Noda, E.K. and C.J. Sonu, V.C. Rupert and J.I. Collins (1974): Nearshore circulations under sea breeze conditions and wave-current interactions in the surf zone, Tetra Tech. Rept., TC-P-72-149-4.
- Oatendorf, D.W. and O.S. Madsen (1979): An analysis of longshore currents and associated sediment transport in the surf zone, MIT Rep. Sea Grant, pp.79-113.
- Peregrine, D.H. (1978): Spilling breakers, bores and hydraulic jumps, Proc. 16th Inter. Conf. Coastal Eng., pp.540-550.
- Phillips, O.M. (1977): The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, p.336.
- Rouse, H.S. T. T. and S. Nagaratnam (1958): Turbulence characteristics of the hydraulic jump, J. Hydraul. ASCE 84, pp.1528-1-30.
- Stive, M.J.F. (1984): Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes, Coastal Eng., 8, pp.99-127.
- Stoker, J.J. (1957): Water Waves, Interscience Pub. Inc., p.567.

- Street, R.L. and F.E.Carnfield(1966):Observations and experimentals on solitary wave deformation, Proc. 10th Inter. Conf. Coastal Eng., pp.284-299.
- Svendsen,I.A. and P.A.Madsen(1981):Energy dissipation in hydraulic jumps and breaking waves, Progr. Rep.55, Inst. Hydrodyn. Hydraul. Eng., pp.39-47.
- Svendsen, I.A. and P.A. Madsen(1984): A turbulent bore in a beach, J. Fluid Mech., Vol.148, pp.73-96.
- Svendsen,I.A.(1984):Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng. Vol.8, pp.303-329.
- Svendsen,I.A., P.A. Madsen and J.B. Hansen(1978):Wave characteristics in the surf zone, Proc. 16th Inter. Conf. Coastal Eng., pp.520-538.
- Thornton,E.B. and R.T. Guza(1983): Transformation of wave height distribution, J.Geophy. Res., Vol.88, No.C10, pp.5925-5938.
- Wiegel,R.L.(1964):Oceanographical Engineering, Prentice-Hall, p.23.
- Yu,Y.Y(1952):Breaking of waves by an opposing current, Trans. Amer. Geophy. Union Vol.33, No.1, pp.39-41.
- 泉宮尊司・堀川清司(1983):砕波帯における波のエネルギーのモデリング, 第30 海岸工学講演会論文集, pp.15-19.
- 磯部雅彦(1986):放物型方程式を用いた不規則波の屈折回折砕波変形の計算法, 第33 回海岸工学講演会論文集, pp.134-138.
- 岩垣雄一・浅野敏之・山中庸彦・永井文博(1980):流れによる砕波に関する基礎的研究, 第27 回海岸工学講演会論文集, pp.30-34.
- 岩田好一朗・清野博(1983):部分重複波の砕波限界に関する実験的研究, 第30 回 海岸工学講演会論文集, pp.1-4.
- 合田良実(1970):砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第180 号, pp.39-49.
- 合田良実(1975):浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第14 卷, 第3 号, pp.59-106.
- 佐伯浩・佐々木幹夫(1973):砕波後の波の変形に関する研究(1), 第20 回海岸口角講演会論文集, pp.559-564.
- 堺茂樹・佐伯浩・尾崎晃(1983):一様流を伴う有限振幅波理論の適用性, 第30 回 海岸工学講演会論文集, pp.64-68.
- 堺茂樹・平山健一・佐伯浩(1988):一様勾配斜面上の浅水波の砕波に及ぼす逆流の影響の表示法, 土木学会論文集, 第393 号, pp.43-48.
- 堺茂樹・小林信久・小池勲(1989):逆流が存在する斜面上での砕波限界, 海岸工 学論文集第36 卷, pp.56-59.

土木学会海岸工学委員会研究現況レビュー章委員会 (1992): 「波・構造物・地盤の調査・設計手法」に関する調査・研究中間報告書, p.115.

高山知司・池田直太・平石哲也 (1991): 砕波および反射を考慮した波浪変形計算, 港湾技術研究所報告, 第 30 巻, 第 1 号, pp.21-66.

本間仁監修・堀川清司編 (1985): 海岸環境工学, 東京大学出版会, p.582.

間瀬肇・松本明男・岩垣雄一 (1986): 不規則波の浅水・砕波変形計算モデルに関する研究, 土木学会論文集, 第 375, pp.221-230.

間瀬肇 (1992): 不規則波の浅水・砕波変形, 1992 年度水工学に関する夏期研修会講義集, pp.(B-4)1-19.

水口優・辻岡和男・堀川清司 (1978): 砕波後の波高変化についての一考察, 第 25 海岸工学講演会論文集, pp.155-159.

Mohammad Dibajnia・渡辺晃 (1978): 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算モデル, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.291-295.