

風波の浅水・碎波変形

— 計算モデルの特徴、共通点、相違点 —

Shoaling and Breaking Transformation of Random Sea Waves

- Features of Prediction Models -

間 瀬 肇

Hajime MASE

1. はじめに

コンピュータ、情報、通信分野の科学・技術の発展は目を見張るものがあり、1年前の技術が旧式になってしまう程である。海岸工学の研究は、それに比べかなりゆっくりしているが、それでも10年前の研究と比較すると進歩している。特に、コンピュータを援用する波浪場および流体場解析がそうである。

本稿は、波浪場・流体場解析のうち、風波（不規則波）の浅水・碎波変形に関する研究を整理・解説する。平面的な波浪変形を対象とすると、浅水・碎波変形に加え、屈折、回折、屈折・回折、構造物が存在する場では反射が生じる。その他に、流れ、風によっても波浪は変形する。こうした浅海波浪情報は、構造物への波力、海浜流、漂砂および海浜変形の外力の算定に重要である。

2. 碎波および碎波減衰

2.1 碎波形式

水深が浅くなったり、波形勾配が大きくなると、波頂部分が不安定になって波が碎波する。碎波が生じると流体運動が乱れ、波動のエネルギーが乱れのエネルギーとして消費され、波高が減少する。碎波帯には不規則な流体の乱れとともに、水平渦や斜降渦といった組織的な乱れも存在する。

波の砕け方は、図-2.1のように、崩れ波碎波、巻き波碎波、巻き寄せ波碎波、砕け寄せ波碎波に分けられる。(a)図の崩れ波碎波(spilling breaker)は波峰の前後の波形はほぼ対称で、峰が尖って崩れ始め、波の前面に向かって泡が広がるように崩れる。(b)図の巻き波碎波(plunging breaker)は波峰の前面が切り立ち、波頂部が前面に飛び出し、巻き込むように水面に突っ込む。(c)図の巻き寄せ波碎波(collapsing breaker)は波の前面が切り立ち、巻き込むことなく崩れ落ちる。(d)図の砕け寄せ波碎波(surging breaker)は重複波の性質を幾分有し、波峰の前後の波形は非対称であるが波形は比較的なめらかで、波の先端部が砕けるように浜に打ちあがる。

碎波形式は、主として沖波波形勾配および海底勾配に依存する(Iversen, 1952a, 1952b; 速水, 1955; Wiegell, 1964; Galvin, 1968; Battjes, 1974)。波形勾配と海底勾配の2つを組み合わせたパラメータである Iribarren 数、のちに surf similarity parameter

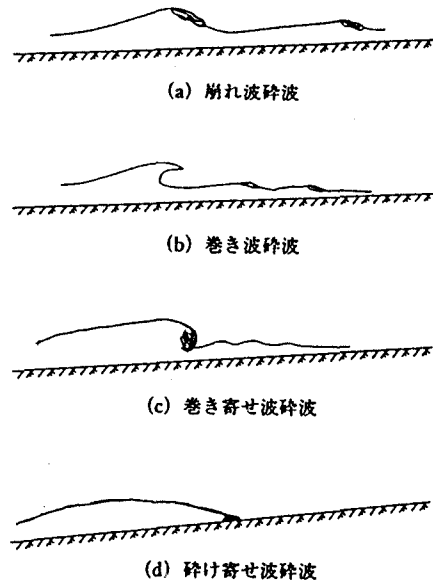


図-2.1 碎波形式

(Iribarren and Nogales, 1949; Battjes, 1974) といわれる $\xi_0 = \tan \beta / \sqrt{H_0 / L_0}$ が 3.3 および 0.46 で表される, 砕け寄せ波砕波と巻き波砕波の境界および巻き波砕波と崩れ波砕波の境界を図-2.2 に示す。

実際には, 図-2.2 のように砕波形式をはっきりと区分できない。砕波自体不安定性と変動性を伴っており, 砕波形式の境界はある幅をもっている。特に, 不規則波の砕波は変動幅が大きい。

2.2 砕波限界

砕波限界時の砕波波高 H_b , 砕波水深 h_b , そのときの波長 L_b についての関係式を示す。

Miche (1951) の式は, 一様水深上を伝播する波の峰の流速が波速と等しいという条件から導かれたもので, 以下のように表される。

$$H_b / L_b = 0.142 \tanh(2\pi h_b / L_b) \quad (2.1)$$

Laitone (1961) はクノイド波の砕波限界として

$$H_b / h_b = 0.73 \quad (2.2)$$

を示した。Longuet-Higgins and Fenton (1974) は, 水平床の孤立波に対して, 以下の砕波条件を示した。

$$H_b / h_b = 0.827 \quad (2.3)$$

海底勾配の影響を取り入れた砕波限界時の関係式には以下のようなものがある。Battjes and Janssen (1978) は, 式(2.1)を拡張する

$$H_b / L_b = 0.14 \tanh\{(\gamma / 0.88)(2\pi h_b / L_b)\} \quad (2.4)$$

を提案した。上式によると極浅海では $H_b / h_b = \gamma$ となるが, この γ によって海底勾配の影響を取り入れようとするものである。合田 (1970) の式は, 以下のように表される。

$$H_b / L_0 = 0.17 \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi h_b}{L_0} (1 + 15 \tan^{4/3} \beta) \right\} \right] \quad (2.5)$$

Weggel (1972) の式は, 次のとおりである。

$$H_b / h_b = b - (a H_b / g T^2); \quad a = 43.75 (1 - e^{-19 \tan \beta}); \quad b = 1.56 / (1 + e^{-19.5 \tan \beta}) \quad (2.6)$$

Singamsetti and Wind (1980) は, 次式を提案した。

$$H_b / h_b = 0.937 (\tan \beta)^{0.155} (H_0 / L_0)^{-0.13}; \quad 0.02 < H_0 / L_0 < 0.065, \quad 1/40 < \tan \beta < 1/5 \quad (2.7)$$

沖波条件を与えた場合の砕波高の算定式について示す。屈折, 回折, 海底摩擦の影響を除去した換算沖波波高 H'_0 は沖波波高 H_0 を用いて以下のように定義される (合田, 1970)。

$$H'_0 = K_r K_d K_f H_0 \quad (2.8)$$

ここで, K_r , K_d および K_f はそれぞれ屈折係数, 回折係数, 摩擦による減衰係数である。換算沖波波高にはその地点までの屈折, 回折, 摩擦が考慮されており, 後は水深変化の効果を考慮するだけになる。以後, 区別が必要なときを除いて, 換算沖波波高と沖波波高が等しいとして H_0 を用いる。

Le Mehaute and Koh (1967) の式は, 以下のように表される。

$$H_b / H_0 = 0.76 (\tan \beta)^{1/7} (H_0 / L_0)^{-1/4}; \quad 0.002 < H_0 / L_0 < 0.09, \quad 1/50 < \tan \beta < 1/5 \quad (2.9)$$

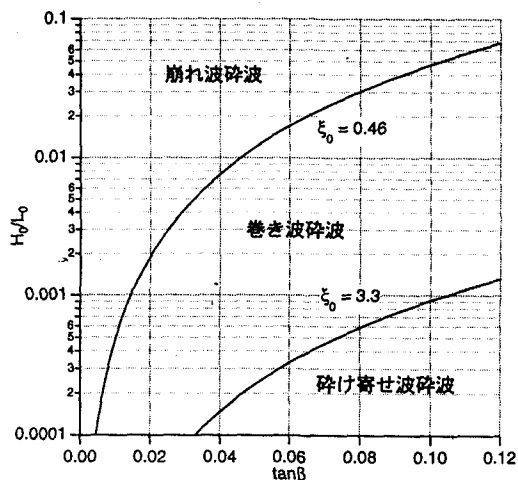


図-2.2 砕波形式の区分図

Weggel (1972) が提案した式は、次のようである。

$$\left. \begin{aligned} H_b / H_0 &= a (H_0 / L_0)^{-1/3} + b \\ a &= c (1 + \tan \beta - b) & b &= \{c (1 + \tan \beta) - d (1.715 - 0.185e^{-28 \tan \beta})\} / (c - d) \\ c &= (0.01 + 0.5 \tan \beta)^{1/3} & d &= (0.01 - 0.01e^{-28 \tan \beta})^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

Singamsetti and Wind (1980) の実験公式は、以下のように表される。

$$H_b / H_0 = 0.575 (\tan \beta)^{0.031} (H_0 / L_0)^{-0.254}; \quad 0.02 < H_0 / L_0 < 0.065, \quad 1/40 < \tan \beta < 1/5 \quad (2.11)$$

不規則波は、波高と周期の異なった多くの波が連なってできている。そのため規則波の場合と違って、不規則波の碎波点は散らばる。個々の波は単独で碎波に至る場合もあるし、個々波が合体して碎波することもあり、きわめて複雑である。したがって、規則波のようにきちんとした式で碎波限界を表現することは不可能である。不規則波の個々波の碎波時をカメラ撮影して H_b / h_b と h_b / L_b の関係を求め、式(2.5)の関係式と比較すると、実験結果のばらつきは大きく、 H_b / h_b の実験値は概して算定値より小さい(岩垣ら, 1977; 1981)。

その他、論文で引用される碎波条件式を示す。

$$H_b / H_0 = (\tan \beta)^{0.2} (H_0 / L_0)^{-0.25} \quad (2.12)$$

$$H_b = 0.095 e^{4 \tan \beta} L_b \tanh k_b h_b \quad (2.13)$$

$$H_{\max} = \min[\gamma h, 0.14 \tanh kh] \quad (2.14)$$

$$H_b / h = 0.39 + 0.56 \tanh(33 \tan \beta) \quad (2.15)$$

2.3 碎波減衰

碎波が生じると、波動エネルギーは乱れエネルギーとして消費され、波高が減衰していく。碎波によるエネルギー逸散率のモデル化の方法はたくさんあるが、中でも直感的でわかりやすいのは、碎波と段波の類似性から、碎波によるエネルギー逸散を段波のそれでモデル化するというものである(Le Mehaute, 1963; Divoky et al., 1970; Battjes, 1972; 岩垣ら, 1981)。このモデルを使うと、実現象をかなりうまく説明できる。

図-2.3 に示す単位幅当たりの bore のエネルギー逸散率は

$$D_{\text{bore}} = \frac{1}{4} \rho g \frac{(h_2 - h_1)^3}{h_1 h_2} Q \equiv \frac{1}{4} \rho g \frac{(BH)^3}{h^2} Q \quad (2.16)$$

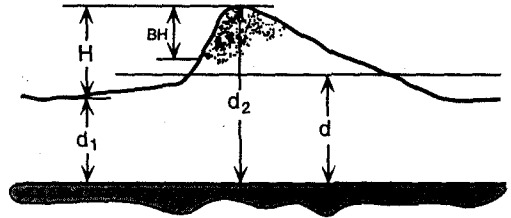


図-2.3 Bore モデルの概念図

である。 H は波高、 $Q (= Ch / L)$ は単位面積当たりの bore を横切る流量流速、 B は補正係数、 C は波速、 L は波長である。式(2.16)より単位面積当たり単位時間の平均エネルギー逸散率は

$$D = \frac{1}{4} f \rho g \frac{(BH)^3}{h} \quad (2.17)$$

となる。ここで、 f は周波数である。Battjes (1986) は、補正係数 B を

$$B = H / (\gamma h), \quad \gamma = 0.7 + 5 \tan \beta \quad (0.01 \leq \tan \beta \leq 0.1) \quad (2.18)$$

とした。式(2.17)に式(2.18)を代入して整理すると

$$D = \frac{B}{4\gamma^3} \frac{\rho g H^2}{T} \left(\frac{H}{h} \right)^4 \quad (2.19)$$

となる。ここで、改めて $O(1)$ の補正係数を B とした。近似の仕方によって、以下のようにも書ける。

$$D = \frac{1}{4} B f \rho g \frac{H^3}{h}, \quad D = \frac{1}{4} B f \rho g H^2 \quad (2.20)$$

乱れによるエネルギー逸散という観点から碎波によるエネルギー逸散をモデル化した研究には、Horikawa and Kuo (1966) および泉宮・堀川 (1982) がある。水口ら (1978) は、渦動粘性を用いて乱れのエネルギー逸散を以下のように定式化した。

$$D = 2 \rho g v_e (ak)^2 \quad (2.21)$$

ここで、 a は振幅、 v_e は渦動粘性係数であり、

$$v_e = v_{eB} \left\{ (a - c'h) / (\gamma h) \right\}^m \quad (2.22)$$

とされた。 a が小さくなり $a = c'h$ となると、エネルギー逸散がなくなり波が再生することが考慮された。ここで、 c' は 0.25、 v_{eB} や γ は別途あたえられる。

Dally and Dean (1985, 1986) は、水口らにならい、波の再生を考慮するように

$$D = K \left\{ EC_g - (EC_g)_s \right\} / h \quad (2.23)$$

とした。ここで、 K は無次元減衰係数 (0.2 が使われる) であり、下付き添字の s は碎波減衰が終了し再生するときの値であることを示す。そのときの条件を波高で表せば

$$H_s = \Gamma h \quad (2.24)$$

であり、 $\Gamma = 0.35 \sim 0.4$ とされた。

3. 風波の浅水・碎波変形

3.1 規則波との相違

規則波の浅水・碎波変形と不規則波のそれはどの点が異なるのであろうか？ 主な相違点は次のとおりである。

- 1) 規則波は碎波する地点がほぼ一定であるのに対し、不規則波のそれは広範囲にわたる。
- 2) 不規則波の個々波の碎波点は複雑な波形そのものの影響を受けばらつきが大きく、単純な碎波限界式で表し得ない。
- 3) 不規則波では碎波帯内で長周期の水位変動が形成される。

3.2 不規則波の取扱法

合田 (1977) は、不規則波の諸変形および波の作用を取り扱う方法として、5つの方法、1) 単一有義波法、2) 単一最高波法、3) 確率分布法、4) スペクトル法、5) 不規則波実験法、を挙げている。このうち、1)~3) はそれぞれ不規則な波形をゼロアップクロス法等によって定義された個々の波の波高の大きい方から 1/3 を平均した波の諸元、最大の波高を持つ波の諸元、個々波の波高や周期の確率分布をそれぞれ用いる方法であるから、これらは波別解析法としてまとめることができる。

近年では、波動理論の進展およびパソコンの性能向上に伴って数値シミュレーション手法が発展し、不規則波を直接取り扱えるようになってきた。場合によっては、ナビア・ストークス方程式を直接解くことができる。こうした取扱法をここでは理論解析法と呼ぶ。

図-3.1 に不規則波の取扱法の分類図を示した。波別解析法は、波形から求めた個々波そのもの、代表波、個々波の集合である確率分布を用い、規則波の知見をあてはめる。スペクトル解析法は、水位変動から成分波の集合を決定し、それぞれの成分波の変形や構造物への作用を解析し、その結果を重ね合わせものである。最近では非線形スペクトル理論により、不規則波の変形を解析できるようになってきた。したがって、理論解析法の中にスペクトル法も含まれる。理論解析法は、非線形方程式ある

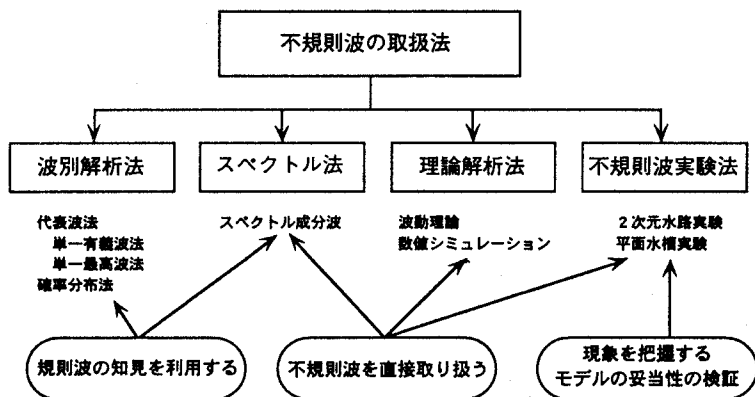


図-3.1 不規則波の取扱法分類図

いはナビヤ・ストークス方程式を直接解く方法である。

以上の取扱は理論をベースとするものであり、それが実際現象を正確に再現するものかどうかはわからない。また、理論的取扱には様々な仮定や係数が含まれたり、場合によっては、経験式が多々用いられる。こうした点からも理論モデルの妥当性や現象の把握のため、また未知なる現象を検討するため不規則波実験法が重要となる。

3.3 浅水・碎波変形計算モデルの分類

ここでは、風波の浅水・碎波変形計算モデルを図-3.2のように分類する。

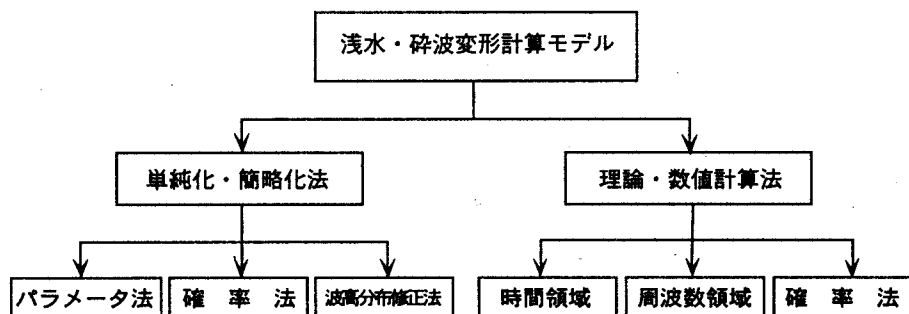


図-3.2 浅水・碎波変形計算モデルの分類図

実際の海の波は大小さまざまで不規則であり、複雑である。最も単純な規則波ですらその境界条件の非線形性や碎波といった特異性のために理論的取り扱いが難しいが、ましてや不規則な波に対して思い切った理想化、単純化、あるいは簡略化が必要である。こうしたモデルを単純化・簡略化モデルと称した。この中には、代表量としての H_{rms} の変化を求めるパラメータ法、確率素分としての個々の波の波高変化を求める確率法、波高分布形を修正する方法に分けた。

波動理論に基づくモデルを理論・数値計算法と称した。この中には、理論式を時間領域において解いていく時間領域モデル、周波数空間上で解く周波数領域モデル、確率素分としての個々の波の波高変化を求める確率法に分けた。それぞれの詳細は、次節以下に詳述する。

4. 単純化・簡略化した浅水・碎波変形モデル

間瀬 (1992) は、波別解析法 (図-3.1 参照) に分類される計算モデルを 1) 波高分布修正法, 2) エネルギー平衡式法, 3) 波別計算法にわけ, それらの計算モデルを説明した。ここでは、単純化・簡略化浅水・碎波変形モデルとして、図-4.1 に示すようにパラメータ法と確率法に分ける。この分類は Roelvink (1993) が行った。この 2 つに波高分布修正法を加える。

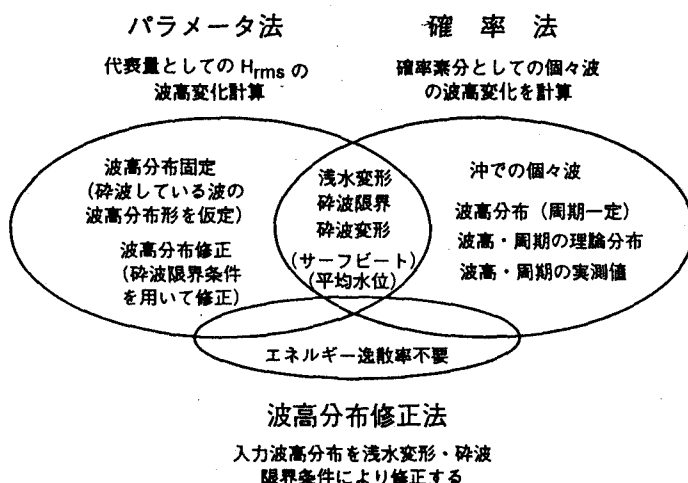


図-4.1 単純化・簡略化浅水・碎波変形モデルの分類図

- 1) パラメータ法は波高分布 (固定あるいは修正される) を用いてエネルギー逸散率期待値をパラメータ化し, H_{rms} の変化をエネルギー平衡方程式を解いて求めるものである。波高分布の設定, 碎波条件, エネルギー逸散率の算定にいろいろなバリエーションがある。
- 2) 確率法は, 間瀬 (1992) による波別計算法のことである。沖での個々波そのもの, あるいは確率素分としての個々波に対して変形計算を行い, その結果を重ね合わせて波高分布や代表波高を求める。用いる理論式等にバリエーションがある。
- 3) 波高分布修正法は, 入力条件としての波高分布を浅水変形および碎波条件式を用いて修正していくものであり, 碎波によるエネルギー逸散量は用いない。

以上の3つに分類したが, これらには共通で用いる理論式や取扱法があるので, 図-4.1 のように重なる部分を設けた。また, 表-4.1 に, 論文の発表年順に計算モデルの一覧表を作成した。この表と図-4.1 の分類にしたがって, 個々の計算モデルを解説する。

4.1 パラメータ法

この計算法に属するのは, 表-4.1 の B, G, L, N, P, Q である。

B の Battjes and Janssen (1978) は, エネルギー逸散率期待値を定式化するのに当たり, 波高分布を図-4.2 の Model 1 のように仮定した。その期待値は, 式(2.20) に碎波している波の確率 Q_b をかけたものである。 Q_b は

$$\frac{1-Q_b}{\ln Q_b} = -\frac{H_{rms}^2}{H_b^2} \quad (4.1)$$

表-4.1 単純化・簡略化した浅水・碎波変形モデル一覧

論文	波高分布	個々波	浅水変形	碎波境界式	碎波後波高	サーフビート	平均水位	横断面地形	代表波高	備考
A	Model 1	---	LS	Eq.(2.9)	---	---	---	---	---	
B	Model 1	---	EFB	Eq.(2.4)	Bore Model	---	○	○	H_{ms}	
C	Model 2	---	LS	Eq.(2.2)	---	---	---	---	任意	Eq.(2.2) の値は 0.63
D	Model 3	---	NLS	Eq.(2.5)	---	○	○	---	任意	
E	---	○	NLS	Eq.(2.12)	Reform Model	---	---	○	任意	滴動粘性エネルギー消散
F	---	○	NLS or LS	Eq.(2.5)	Bore Model	○	○	---	任意	Eq.(2.5) の係数を変える
G	Model 4	---	EFB	---	Bore Model	---	---	○	任意	
H	---	○	LS	Eq.(2.5)	Bore Model	○	○	○	任意	Eq.(2.5) の係数を変える
I	---	○	EFB	Eq.(2.1)	Reform Model	○	---	○	任意	安定エネルギーフラックス
J	Model 5	---	GL	Eq.(2.6)	Reform Model	---	---	○	任意	同上
K	---	○	NLS	Eq.(2.6)	Reform Model	---	---	---	任意	同上
L	Model 4	○	EFB	---	Bore Model	---	---	○	任意	Rayleigh 型エネルギー分布
L	Model 4	---	EFB	---	Bore Model	---	---	○	任意	同上
M	---	$H_{1/3}$	LS	Eq.(2.13)	Reform Model	---	---	---	$H_{1/3}$	Dally (1986) モデル
N	Model 1	---	EFB	---	Reform Model	---	---	○	H_{ms}	同上
O	---	○	WAB	Eq.(2.14)	Bore Model	---	---	○	任意	閾値を設定した Bore Model
P	Model 4	---	EFB	---	Roller Model	---	---	○	任意	
Q	Model 6	---	EFB	Eq.(2.15)	Bore Model	---	---	○	任意	

注 1 (論文)

: A = Collins (1970); B = Battjes (1972), Battjes and Janssen (1978); C = Kuo and Kuo (1974); D = 合田 (1975); E = 水口・松田 (1980);

F = 岩垣ら (1981), 間瀬ら (1986); G = Thornton and Guza (1983); H = 間瀬・岩垣 (1984); I = Dally (1986); J = Dally (1990); K = Dally (1992);

L = Roelvink (1993); M = Kamphuis (1994); N = Larson (1995); O = Rijn (1996); P = Lippmann et al. (1996); Q = Baldock et al. (1988).

注 2 (浅水変形) : LS = 線形浅水変形, NLS = 非線形浅水変形, EFB = エネルギーフラックス保存式, WAB = Wave Action 保存式, GL = Green's Law.

から求める。この計算モデルは H_{rms} を計算できても波高分布自体は実際のものとは異なり、その他の代表波高、とりわけ高波高の代表値を算定するものではない。

G の Thornton and Guza (1983) は、沖から岸まで波高分布を Rayleigh 分布で表し、砕波している波の波高分布は Rayleigh 分布に重み関数を乗じたもので表現した (図-4.2 の Model 4)。重み関数は次のように表される。

$$W(H) = \left(\frac{H_{rms}}{\gamma h} \right)^4 \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{H}{\gamma h} \right)^2 \right\} \right] \quad (4.2)$$

エネルギー逸散率は bore モデルの式(2.17)を用いると、不規則波のエネルギー逸散率期待値は

$$\begin{aligned} \langle D \rangle &= \int_0^\infty D W(H) p(H) dH \\ &= \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g B^3 \bar{f} \frac{H_{rms}^5}{\gamma^2 h^3} \left[1 - \frac{1}{\left\{ 1 + (H_{rms} / \gamma h)^2 \right\}^{5/2}} \right] \end{aligned} \quad (4.3)$$

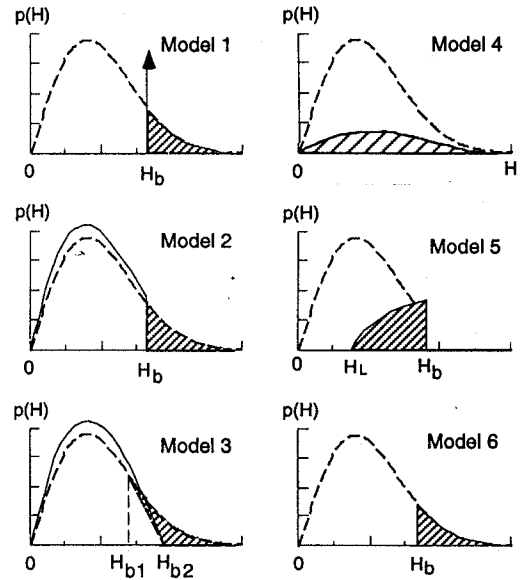


図-4.2 波高分布のモデル化

となる。エネルギーは $E = (1/8) \rho g H_{rms}^2$ であり、 $C_g = \sqrt{gh}$ としてエネルギー平衡方程式は

$$\frac{d(H_{rms}^2 \sqrt{gh})}{dx} = - \frac{8}{\rho g} \langle D \rangle \quad (4.4)$$

となる。この式から H_{rms} を求めれば、各地点の波高分布や代表波高が求められる。

L の Roelvink (1993) は、波高分布の代わりにエネルギー分布を用い、その分布形の変化は図-4.2 の Model 4 とし、bore モデルによるエネルギー逸散率の期待値を求めた。そして、沖でのエネルギー分布形を与えて、パラメータ法および確率法で浅海域における波高を求めて実測値と比較した。論文のタイトルは、dissipation in random wave groups となっているが、あまり wave groups とは関係ない。

N の Larsen (1995) は、式(2.23)の過剰エネルギーフラックスモデル (波再生モデル) を用い、波高分布は Model 1 とし、 H_{rms} を求める式を導いた。

P の Lippmann ら (1996) は、流体塊を波本体と surface roller にわけ、それぞれのエネルギーを E_w と E_r とし、2つの流体塊の間のせん断応力によるエネルギー逸散率 ϵ_r を砕波のエネルギー散逸の要因としたモデルを提案した。エネルギー平衡方程式は、次のようである。

$$\frac{\partial(E_w C_g)}{\partial x} + \frac{\partial(E_r C)}{\partial x} = -\epsilon_r \quad (4.5)$$

ここで、

$$E_w = (1/8) \rho g H^2; E_r = (1/8) \rho C \bar{H}_b^3 / (h \tan \sigma); \epsilon_r = (1/4) \rho g \bar{H}_b^3 \cos \sigma / h \quad (4.7)$$

である。 σ はせん断応力ベクトルの水平軸に対する角度である。不規則波に対しては E_w , E_r , ϵ_r の期待値を用いるが、その際波高分布としては図-4.2 の Model 4 を用いる。

Q の Baldock ら (1998) は、図-4.2 の Model 6、砕波条件として式(2.15)、エネルギー減衰としては bore モデルを用いて、エネルギー平衡方程式を解いて H_{rms} を求めた。波高分布に Model 6 を採用することで、砕波している波の確率 Q_b は以下のように陽的に表される。

$$Q_b = \exp \left[- (H_b / H_{rms})^2 \right] \quad (4.8)$$

4.2 確率法

この計算法に属するのは、表-4.1のE, F, H, I, K, L, Oである。不規則波の個々波（確率素分）に規則波の理論を適用する。ここでは、一波・一波が規則波として扱えるということを確認して規則波の理論を用いるのではなく、規則波の理論による算定結果を寄せ集めたものが観測結果と同じ確率特性をもつと期待する。この計算法は浅海域での波高分布を仮定する必要はない。

浅水変形に非線形の式を用いるか、線形式を用いるか、どの碎波条件を用いるのか、碎波後の計算法、サーフビートを考慮するかどうか、平均水位変化量をフィードバックさせるかどうかによるバリエーションがある。確率法として論文によく引用される研究はFおよびIである。以下、間瀬・岩垣(1984)をもとに、計算法を示す。

- 1) 入力する波の条件は、沖波波形勾配 H_0/L_0 、波高分布 $p(x)$ である。波高分布としては、Rayleigh 分布より一般的でかつ波群度を考慮できるように Weibull 分布を用いる。個々波の沖波波長としては、沖波有義波長を用いる。無次元波高の0から2までを400等分し、それぞれの波高の代表値とその出現率を決定する。
- 2) 碎波前の波高変化計算には微小振幅波理論を用いる。碎波限界波高 H_b の算定には、式(2.5)において $A=0.16$ としたものを用いる。このような式の形で個々波の碎波を整理すると、実測値は小さめにプロットされるからである。
- 3) 碎波後の波高変化は、波が bore 状になって進行していくという式(2.19)の Battjes (1986) の bore モデルを用いる。
- 4) 水深には平均水位の変化およびサーフビートによる変動を考慮する。

O の Rijn and Wijnberg (1966) は bore モデルを変形し

$$D = \frac{1}{4} B f \rho g (H^2 - H_{\max}^2); H > H_{\max} \quad (4.8)$$

のように閾値を設定して、波の再生を考慮した。 $H_{\max}$ は式(2.14)のように表される。

4.3 波高分布修正法

この計算法に属するのは表-4.1のA, C, D, Jである。

A の Collins (1970) は、波高分布として Model 1 を用いた。C の Kuo and Kuo (1974) は、Model 2、C の合田 (1975) は Model 3 を用いた。J の Dally (1990) のモデルでは、波高分布は図-4.2の Model 5 のようになる。

Model 1 は、波高が碎波高 H_b より大きなもの（斜線の部分）は碎けて、すべて H_b となるとする。Model 2 は、 H_b より大きな波高の波は碎波していない波高の確率分布に比例して配分する。Model 3 は、波の不規則性を考慮して碎波は H_{b1} から H_{b2} の幅をもたせ、碎波確率はこの範囲で直線的に変化させる。斜線で示した碎波した部分は、碎波していない波高分布に比例するよう割り当てる。

合田 (1975) は、初めて波高変化計算モデルに長周期水位変動（サーフビート）の影響を考慮した。サーフビートの影響を導入することで波高分布幅を引き伸ばせるようになり、実験結果との対応が良くなった。

4.4 その他のモデル

M の Kamphuis (1994) のモデルは、単一有義波法である。不規則波の変形を有義波で代表して算定する。浅水変形は微小振幅波理論、碎波条件は式(2.13)、碎波減衰率は式(2.23)を用いる。いまではこうした方法は用いられることは少ない。

5. 理論・数値計算に基づく浅水・碎波変形モデル

コンピュータ、パソコンの性能向上や差分化法の進展によって、これまで解くのが困難であった非線形波動方程式が解けるようになってきた。1960年代には今日でも輝きを放っているすばらしい非線形波動理論が数多く導かれ、その後も価値ある理論が誘導されている。しかし、それらを解くには計算時間が非常にかかることから実際に用いられることは少なかった。今ではパソコン上で計算が可能になり、これらの理論を用いて不規則波の変形計算を行うことができる。

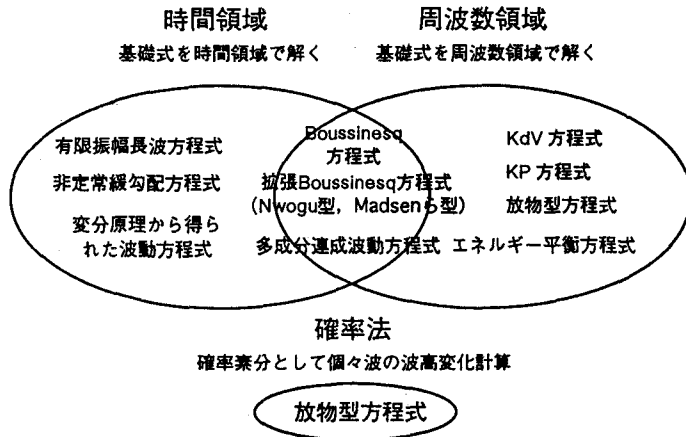


図-5.1 理論・数値計算に基づく浅水・碎波変形モデルの分類図

図-5.1 はこうした理論および数値計算に基づく浅水・碎波変形計算法をまとめたものである。理論式を時間領域で解くか、周波数領域で解くかによって区別する。また単純化・簡略化モデルで示したような確率素分としての個々波に適用する確率法に分けることができる。時間領域モデルおよび周波数領域モデルで共通に用いられる波動方程式は、Boussinesq 方程式、拡張 Boussinesq 方程式、Galerkin 法から得られた方程式である。時間領域モデルとして、有限振幅長波方程式、非定常緩勾配方程式、変分原理から求められた波動方程式があり、また周波数領域モデルとして KdV 方程式、KP 方程式、放

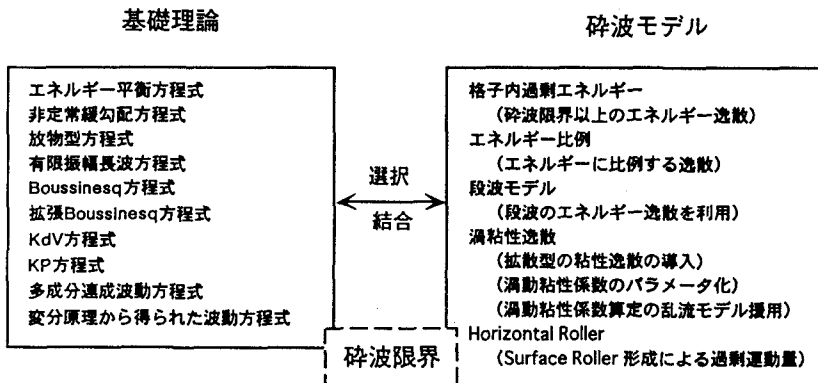


図-5.2 モデルの構成

表-5.1 理論・数値計算に基づく浅水・碎波変形モデル一覧

論文	基礎理論	解析法	解析領域	入力	浅水変形	屈折・回折	碎波限界	エネルギー減衰	計算波高	備考
A	エネルギー平衡方程式	FD	H2D	方向スペクトル	LS	---	不要	過剰エネルギー	$H_{1/3}$	反射も考慮
B	有限振幅長波理論	TD	V2D	水位変動	NLS	---	不要	数値粘性	任意	極浅海域対象
C	KdV方程式	FD	V2D	複素フーリエ振幅	NLS	---	不要	段波モデル	任意	碎波減衰の周波数特性考慮
D	放物型方程式	SD	H2D	波高分布形	LS	○	経験式	段波モデル	任意	確率法 (波別解析法)
E	Boussinesq方程式	TD	V2D	水位変動	NLS	---	流速波速比	粘性散逸	任意	渦動粘性係数のパラメータ化
F	拡張Boussinesq方程式	FD	V2D	複素フーリエ振幅	NLS	---	不要	段波モデル	任意	碎波減衰の周波数特性なし
G	線型不均則波動理論	TD	H2D	水位変動	LS	○	流速波速比	エネルギーに比例	任意	
H	拡張Boussinesq方程式	TD	V2D	水位変動	NLS	---	水面時間勾配	粘性散逸	任意	渦動粘性係数のパラメータ化
I	多成分連成波動方程式	FD	V2D	複素フーリエ振幅	NLS	---	?	段波モデル	任意	1成分, 碎波点以後, 不均則波未取扱い
J	多成分連成波動方程式	TD	V2D	水位変動	NLS	---	圧力勾配	粘性散逸	任意	渦動粘性係数の計算, 不均則波は未取扱い
K	KP方程式	FD	H2D	複素フーリエ振幅	NLS	○	不要	段波モデル	任意	狭帯域方向スペクトル波対象
L	拡張Boussinesq方程式	FD	V2D	複素フーリエ振幅	NLS	---	不要	段波モデル	任意	碎波減衰の周波数特性を検討
M	放物型方程式	FD	H2D	複素フーリエ振幅	LS	○	不要	段波モデル	$H_{1/3}$	
N	変分原理波動方程式	TD	V2D	水位変動	NLS	---	流速波速比	粘性散逸	任意	乱流方程式等による渦動粘性係数の計算
O	拡張Boussinesq方程式	TD	H2D	水位変動	NLS	○	流速波速比	粘性散逸	任意	碎波についてEモデルを利用
P	拡張Boussinesq方程式	FD	H2D	複素フーリエ振幅	NLS	○	---	---	任意	碎波についてはまだ扱っていない
Q	拡張Boussinesq方程式	TD	H2D	水位変動	NLS	○	水面空間勾配	Rollerモデル	任意	
R	エネルギー平衡方程式	FD	H2D	方向スペクトル	LS	○	不要	過剰エネルギー	$H_{1/3}$	Aモデルの拡張 (回折考慮)

注1 (論文) : A = 高山ら (1991); B = Cox et al. (1992); C = Mase and Kirby (1992); 間瀬ら (1993); D = 間瀬ら (1992); E = 片山・佐藤 (1993); F = Eldeberky and Battjes (1993); G = 石井ら (1995); H = Wei et al. (1995); I = Beji・澁岡 (1996); J = Beji・澁岡 (1996); K = 間瀬ら (1997); L = Chen et al. (1997); M = Chawla et al. (1998); N = 有川・磯部 (1998); O = 平山ら (1998); P = Kaihatu and Kirby (1998); Q = Madsen et al. (1997a, b), Sørensen et al. (1998); R = 間瀬ら (1999).

注2 (解析法) : FD = 周波数領域; TD = 時間領域; SD = 空間領域.

注3 (解析領域) : H2D = 平面2次元; V2D = 断面2次元

注4 (浅水変形) : LS = 線形浅水変形; NLS = 非線形浅水変形.

物型方程式, エネルギー平衡方程式を用いたものがある。確率法では, 放物型方程式が用いられた。

図-5.2 は理論・数値計算に基づく浅水・碎波変形モデルの構成を示したものである。用いる基礎理論, 碎波限界条件式, 碎波モデルを選択・結合してモデルができあがる。表-5.1 に, 論文の発表年順に計算モデルの一覧表を作成した。この表と図-5.1 の分類にしたがって, 個々の計算モデルを解説する。

5.1 時間領域モデル

この計算法に属するのは, 表-5.1 の B, E, G, H, J, N, O, Q である。個々の計算モデルを述べる前に近年良く用いられる波動方程式である Boussinesq 方程式について説明する。

Boussinesq 方程式は, 弱非線形・弱分散性を考慮した方程式系であり, 浅海域における波浪の基本的な変形(浅水変形, 屈折, 回折, 反射)を表現可能な理論式である。この理論式を用いることにより, 波浪の非線形性により生じる諸現象を解析することが可能であり, たとえば, 海浜流, 平均水位変化量を波浪場と同時に計算することができる。さらに, 波動運動を時系列的に追跡するというこの方程式系の性格上, 多方向不規則波の変形を追跡することも可能である。また, 理論式を拡張することにより, 碎波や流れの影響あるいは地盤の透水性などを考慮することも可能である。こうした優れた特徴を有する Boussinesq 方程式は, 近年, 波浪予測や海浜流の数値モデルとして広く利用されていることに加え, 底質が波浪に及ぼす影響や海底移動に伴う波浪の発生の解析等, 広範な問題に対してその適用が図られつつある。

Peregrine (1967) によって誘導された Boussinesq 方程式は, 次式で表される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [(h + \eta) \bar{u}] = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + g \nabla \eta + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} + \frac{h^2}{6} \nabla \left(\nabla \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) - \frac{h}{2} \nabla \left[\nabla \cdot \left(h \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) \right] = 0 \quad (5.2)$$

ここで, η は水面変位を, $\bar{u}$ は深さ方向に平均化された水平速度をそれぞれ表す。なお, t は時間, ∇ は水平面内のナブラ演算子である。一方, Boussinesq 方程式には, 速度変数の取り方の違いにより, いくつかの異なる表現も提案されている。たとえば, 速度変数として静水面における速度 $\bar{u}$ を用いた場合には, 次式が誘導される (Dingemans, 1997)。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [(h + \eta) \bar{u}] + \frac{1}{2} \nabla \cdot \left[h^2 \nabla \{ \nabla \cdot (h \bar{u}) \} - \frac{1}{3} h^3 \nabla (\nabla \cdot \bar{u}) \right] = 0 \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + g \nabla \eta + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = 0 \quad (5.4)$$

また, 速度変数として底面における速度 u_b を用いた場合の Boussinesq 方程式は, 次のように表される (Dingemans, 1997)。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [(h + \eta) u_b] - \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} h^2 \nabla \{ \nabla \cdot (h u_b) \} - \frac{1}{3} h^3 \nabla (\nabla \cdot u_b) \right] = 0 \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial u_b}{\partial t} + g \nabla \eta + (u_b \cdot \nabla) u_b - \frac{\partial}{\partial t} \left[h \nabla \{ \nabla \cdot (h u_b) \} - \frac{1}{2} h^2 \nabla (\nabla \cdot u_b) \right] = 0 \quad (5.6)$$

式(5.1)～式(5.6)を総称して, 標準型 Boussinesq 方程式と呼ぶ。

標準型 Boussinesq 方程式は, 浅海域での波浪の分散特性を良く記述するが, 深海域における波浪の分散特性の表現には限界がある。このため, 標準型 Boussinesq 方程式の適用範囲は, 水深が比較的浅い(あるいは, 波長が比較的長い)領域に限定される。一方で, 波浪計算においては, 水深が比較的深い領域に入射境界を設定し, そこで入射波の条件を与えることが多い。したがって, 浅海での波浪変形予測を精度良く行うには, Boussinesq 方程式の適用範囲を拡張し, より水深の深い海域への適用

を可能とすることが必要となる。このため、Boussinesq 方程式の深海条件下での分散特性を改善するために、いくつかの方法が提案されてきた。その代表的なものが、Madsen ら (1991, 1992) の提案する手法と Nwogu (1993) の手法である。両者のモデルを拡張型 Boussinesq 方程式と総称する。

Madsen らは、Boussinesq 方程式中の分散項に対して補正項を付加することにより、深海域におけるモデルの分散特性を改善し、程度の海域にまで適用が可能な拡張型の Boussinesq 方程式を提案している。Madsen らの提示した方程式系は、底面勾配が微小という制約条件下で、水面変位と線流量を用いて表現されているが、ここでは、底面勾配に関する制約がなく、さらに、線流量の代わりに深さ方向に平均化された水平速度を変数として表現した形を以下に示す (Dingemans, 1997)。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [(h + \eta) \bar{u}] = 0 \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + g \nabla \eta + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} - b g h \nabla (\nabla \cdot (h \nabla \eta)) - h \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{1}{2} + b \right) \nabla (\nabla \cdot (h \bar{u})) - \frac{1}{6} h \nabla [\nabla \cdot \bar{u}] \right] = 0 \quad (5.8)$$

式中の b は定数であり、値を適切に設定することにより深海域でのモデルの分散特性を改善できる。

今、水平床における 1 次元 (断面 2 次元) 的な波浪伝播を考えると、モデルの線形分散関係は次式で表せる。

$$\frac{C^2}{gh} = \frac{1 + b(kh)^2}{1 + \left(\frac{1}{3} + b \right) (kh)^2} \quad (5.9)$$

ここで、 C は位相速度、 k は波数を表す。

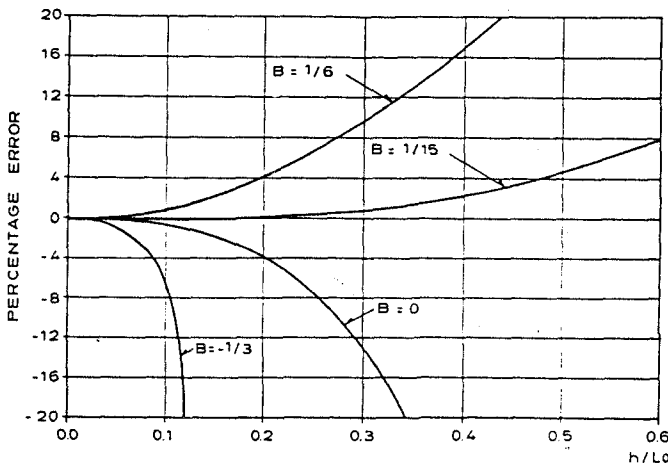


図-5.3 Madsen らの拡張 Boussinesq 方程式と微小振幅波理論による波速の相対誤差

図-5.3 は、上式に基づいて算出した位相速度とストークス第 1 次近似理論による位相速度との相対誤差(%)が、 kh に対してどのように変化するかをパラメータとして表したものである。なお、式(5.9)において、 $b=0, -1/3, 1/6$ としたものは、それぞれ、深さ平均速度、静水面速度、底面速度を用いて表した標準型 Boussinesq 方程式の線形分散関係式と一致する。

この図より明らかなように、標準型 Boussinesq モデルの分散特性は、 kh が増加するにつれて急激に悪化する。これに対し、Madsen らの拡張型 Boussinesq 方程式で、 $b=1/15$ とした場合には、 $h/L_0 = 0.5$

の場合においても、ストークス波理論との相対誤差は5%程度であり、深海域での分散特性が大きく改善されていることがわかる。

Madsen ら (1997a, b) および Sorensen ら (1998) は、Madsen ら (1991, 1992) のモデルをさらに発展させ、碎波帯および遡上域を含む領域に対して適用可能な計算モデルを開発している。

一方、Nwogu (1993) は、鉛直方向の任意地点における水平速度と水面変動を従属変数に選ぶことにより、次のような拡張型 Boussinesq 方程式を誘導している。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [(h + \eta) \mathbf{u}_\alpha] + \nabla \cdot \left[\left(z_\alpha + \frac{h}{2} \right) h \nabla \{ \nabla \cdot (h \mathbf{u}_\alpha) \} + \left(\frac{z_\alpha^2}{2} - \frac{h^2}{6} \right) h \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right] = 0 \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + g \nabla \eta + (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha + z_\alpha \left[\nabla \cdot \left\{ \nabla \cdot \left(h \frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} \right) \right\} + \frac{z_\alpha}{2} \nabla \cdot \left(\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} \right) \right] = 0 \quad (5.11)$$

なお、これらの式において、 $z_\alpha = 0$ あるいは $z_\alpha = -h$ とすると、それぞれ、静水面速度あるいは底面速度で表示された標準型 Boussinesq 方程式が得られる。解析に際しては、水平速度の評価点 z_α の位置は、モデルの分散関係が最適となるように設定される。先と同様に、水平床における1次元(断面2次元)的な波浪伝播を考えると、Nwogu のモデルの線形分散関係は次のように表せる。

$$\frac{c^2}{gh} = \frac{1 - \left(\alpha + \frac{1}{3} \right) (kh)^2}{1 - \alpha (kh)^2} \quad (5.12)$$

ここで、 α は次式で定義される。

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{z_\alpha}{h} \right)^2 + \left(\frac{z_\alpha}{h} \right) \quad (5.13)$$

先の例と同様の検討を行うことにより、 α に適切な値を設定することで、深海域の分散特性を大きく改善できること、良好な分散関係が得られるのは、 $\alpha = -0.390$ の場合であることが明らかにされている。また、Wei ら (1995a, b) は、Nwogu のモデルに高次精度の差分スキームを適用して、楕円浅瀬上での波高変化などを解析し、その有効性を検証するとともに、高次の非線形項を含む形へと Nwogu のモデルを発展させ、拡張型の強非線形 Boussinesq モデルを開発している。

B の Cox ら (1992) の方法は、Kobayashi ら (1989) の有限振幅長波方程式を解くプログラムを拡張し、碎波帯外縁の水位変動を与えて碎波帯内の水位変動と遡上変動を解けるようにしたものである。数値計算には Lax-Wedroff 法を用いており、数値的粘性が碎波によるエネルギー散逸の役割を果たしている。

E の片山・佐藤 (1993) の方法は、Boussinesq 方程式を解くものであり、碎波限界条件には流速と波速の比の設定値を用い、碎波減衰は拡散項により算定した。拡散項の係数は、碎波条件を満たした個々波に対して、ある値を中心とした三角形分布で与えた。

G の石井ら (1995) が用いた式は非定常の緩勾配方程式である。碎波条件には流速・波速比を用いた。エネルギー減衰項はエネルギーに比例する形のものをを用いた。

H の Wei ら (1995) が用いた方程式は Nwogu 型の拡張 Boussinesq 方程式であり、碎波減衰を考慮するために式(5.11)の右辺に $\nabla(v_b \nabla \cdot \mathbf{u})$ を加えた。粘性係数 v_b は

$$\left. \begin{aligned} v_b &= -B \delta^2 h^2 \nabla \cdot \mathbf{u}; \quad \eta_t^* = 0.3 \sqrt{gh}; \\ B &= 1 \quad \text{when } \eta_t \geq 2\eta_t^*; \quad B = \left(\frac{\eta_t}{\eta_t^*} - 1 \right) \quad \text{when } \eta_t^* \leq \eta_t < 2\eta_t^*; \quad B = 0 \quad \text{when } \eta_t < \eta_t^* \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

のように水位の加速度の関数として与えた。沖の水位変動を入力として求めた浅海域での水位変動は

実験結果とかなり良く一致する。

J の灘岡・大野 (1997) は Galerkin 法を用いて得た連立波動方程式に粘性拡散項を加えた方程式とその粘性係数を算定するための乱れの輸送方程式を連立させた、碎波帯内の波動方程式を提案した。乱れエネルギー方程式の生成項は、大規模渦の概念を用いて定式化した。碎波の判定は、波頂部付近の圧力勾配の値によった。

N の有川・磯部 (1998) は、変分原理によって得た非線形緩勾配方程式に拡散型の減衰項を付加した式を用いた。拡散係数のモデル化においては 1 方程式の乱流モデルを用いるが、生成項にはポテンシャル流、回転流れ、外的要因乱れにわけ細くなっているが、その分係数が多い。碎波の判定は、流速・波速比を用いる。

O の平山ら (1988) は Madsen 型の拡張 Boussinesq 方程式を用いた。碎波の取り扱いについては、片山・佐藤 (1993) の方法によっている。現地海浜を対象とした模型実験結果と、計算モデルによる算定結果を比較概ね両者が一致することを示した。

Q の Madsen らのグループは、拡張 Boussinesq 方程式をさらた、発展させた遡上域を含む領域に対しても計算可能な計算モデルを用いて、碎波帯内の波動の諸現象の再現が可能であることを示した。エネルギー減衰項としては surface roller による過剰運動量が付加されている。また、碎波判定は surface roller に関連する水面勾配が用いられている。最近の研究としては、Madsen らのグループの研究が目立っている。図-5.4 は離岸堤周辺の波浪場をシミュレートしたものであり、規則波の場合、実験結果と非常に良く一致する。

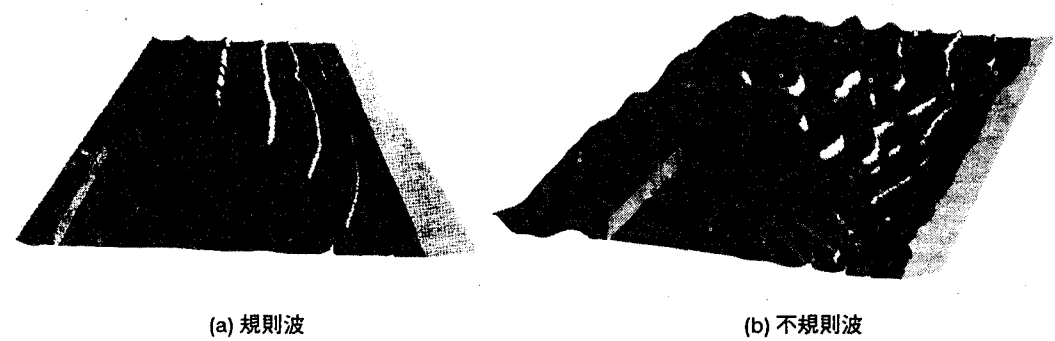


図-5.4 離岸堤周辺の波浪変形

5.2 周波数領域モデル

この計算法に属するのは、表-5.1 の A, C, F, I, K, L, M, P, R である。

高山らの (1991) の A および 間瀬ら (1999) の R は、位相平均量としてのエネルギーの場所的变化を計算するモデルであり、格子間隔を大きくとることができる。エネルギー平衡式を用いる方法は、実用的なモデルとして広く使われている。R のモデルには、エネルギー平衡式モデルに回折効果が取り入れられている。

A, M および R を除く周波数領域モデルの基本は、水位変動を複素フーリエ級数表し、それを基礎式に代入して複素フーリエ振幅の空間発展を記述する方程式に変換するものである。

表-5.1 K の KP 方程式から得られる周波数領域モデルは、以下のように表される。

$$\begin{aligned}
 A'_{n_x} + \frac{(C_{gn})_x}{2C_{gn}} A'_n - i(k_n - n\bar{k}_1) A'_n - \frac{i}{2(kCC_g)_n} \left\{ (CC_g)_n A'_{n_y} \right\}_y + \frac{3ink_1}{8h} \left[\sum_{l=1}^{n-1} A'_l A'_{n-l} + 2 \sum_{l=1}^{N-n} A'_l A'_{n+l} \right] \\
 + \alpha_n A'_n = 0 \quad (n=1, \dots, N) \quad (5.15)
 \end{aligned}$$

ここで, n は成分波の識別番号, N は成分波の個数, h は水深, k_1 は基準波数 (基準角周波数とは $\omega_1 = \sqrt{ghk_1}$ の関係で結ばれる), $\bar{k}_1$ は k_1 の y 方向平均値, k_n は成分波の波数 ($(n\omega_1)^2 = gk_n \tanh k_n h$ の解), C は成分波の波速, $C_{g,n}$ は成分波の群速度, α_n は碎波減衰係数, i は虚数単位, 下付添字の x, y は微分を表すものであり, 計算で求める成分波の振幅 A'_n は水位変動 ζ と以下の関係がある。

$$\zeta(x, y, t) = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} A_n(x, y) e^{in(\int k_1(x) dx - \omega_1 t)} + c.c. \quad (5.16)$$

$$A'_n = A_n e^{in(\int k_1 dx - \int \bar{k}_1 dx)} \quad (5.17)$$

式(5.15)の連立微分方程式で表される振幅 A'_n を求めた後, 逆フーリエ変換により水位変動 ζ を求めることができる。その水位変動から波の代表諸量を求める。

α_n の定式化に当たっては, モデル C, K, L では f^2 に依存する周波数特性を考慮している。Eldeberky and Battjes (1993) のモデル F では, 周波数に関わらず α_n に一定値を与えている。Chen et al. (1997) は, いろいろな研究者によって行われた現地実験結果及び室内実験結果を用い, また理論モデルを援用して, 碎波によるエネルギー減衰量の周波数依存性を検討した。その結果, α_n には Mase and Kirby (1992) のように f^2 タイプの周波数特性を導入するのがよいことを報告している。

Chawla et al. (1998) の M, Kaihatu and Kirby (1998) の P では, その論文において碎波減衰は扱われていない。

式(5.15)の理論モデルを用いて, 不規則波のマッハ反射を解析した例を以下に示す。

- 不規則波の実験条件は, 以下の通りである。 1) 単一方向波: Bretschneider-Mitsuyasu スペクトル, 2) Case 1: $H_{1/3} = 2.5$ cm, $T_{1/3} = 1.73$ s; Case 2: $H_{1/3} = 2.5$ cm, $T_{1/3} = 0.89$ s; Case 3: $H_{1/3} = 5.0$ cm, $T_{1/3} = 1.73$ s, 3) 入射角: 20° および 30° の 2 種類。

計算条件は, 以下のように設定した。 1) 計算領域: $18 \text{ m} \times 10 \text{ m}$, 2) 格子間隔, 時間間隔: $\Delta x = \Delta y = 0.2 \text{ m}$, 0.08 s , 3) 不規則波: 実験条件に合わせた (成分波の個数 150 とした)。

図-5.5 は, 直立前面に沿った無次元有義波高の変化について, 実験結果 (○印), 非線形平面変形モデルによる計算結果 (実線), 線形回折理論による算定結果 (破線) の 3 者を比較したものであり, (a) 図は入射角が 20° および 30° の結果である。 $x = 0 \text{ m}$ からの計算された無次元波高については, 線形理論による算定結果が非線形モデルのそれより大きくなる。実験結果は, 非線形モデルによる計算結果と非常によく一致する。ただし, (a) 図においては $x > 8 \text{ m}$, (b) 図においては $x > 5 \text{ m}$ から実験結

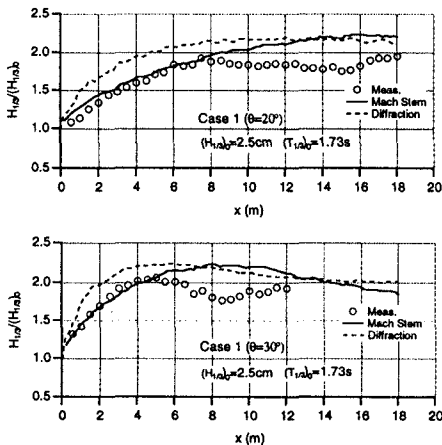


図-5.5 直立壁に沿う無次元有義波高の変化 (Case 1)

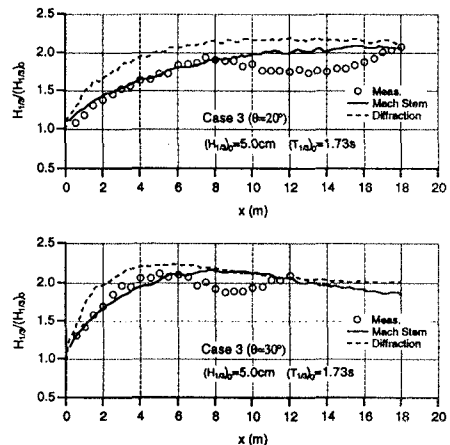


図-5.6 直立壁に沿う無次元有義波高の変化 (Case 3)

表 -6.1 各種波浪変形計算モデルによる出力

計算モデル	直接計算されるもの	右より算定されるもの
Collins (1970)	波高分布	代表波高 (砕波が生じる場合には無理)
Battjes and Janssen (1978)	2 乗平均波高	
Kuo and Kuo (1974)	波高分布	代表波高
合田 (1975)	波高分布	代表波高
水口・松田 (1980)	個々波の波高変化	波高分布, 代表波高
岩垣ら (1981)	個々波の波高変化	波高分布, 代表波高
Thornton and Guza (1983)	2 乗平均波高	波高分布, 代表波高
間瀬・岩垣 (1984)	個々波の波高変化	波高分布, 代表波高
Dally (1986)	個々波の波高変化	波高分布, 代表波高
Dally (1990)	波高分布	代表波高
Dally (1992)	個々波の波高変化	波高分布, 代表波高
Roelvink (1993)	個々波のエネルギー変化	エネルギー分布, 代表波高
Roelvink (1993)	2 乗平均波高	エネルギー分布, 代表波高
Kamphuis (1994)	有義波高	有義波高
Larson (1995)	2 乗平均波高	2 乗平均波高
Rijn and Wijnberg (1996)	個々波の波高変化	波高分布, 代表波高
Lippmann et al. (1996)	2 乗平均波高	波高分布, 代表波高
Baldock et al. (1988)	2 乗平均波高	波高分布, 代表波高

計算モデル	直接計算されるもの	左より算定されるもの
高山ら (1991)	方向スペクトル	有義波高, 代表周期, 主波向, 平均波向
Cox et al. (1992)	水位変動	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
Mase and Kirby (1992)	複素フーリエ振幅	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
間瀬ら (1992)	個々波の波高変化	波高分布, 代表波高, 代表周期
片山・佐藤 (1993)	水位変動	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
Eldeberky and Battjes (1993)	複素フーリエ振幅	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
石井ら (1995)	水位変動	方向スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
Wei et al. (1995)	水位変動	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
Beji・瀬岡 (1996)	複素フーリエ振幅	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
瀬岡・大野 (1997)	水位変動	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
間瀬ら (1997)	複素フーリエ振幅	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
Chen et al. (1997)	複素フーリエ振幅	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
Chawla et al. (1998)	複素フーリエ振幅	方向スペクトル, 代表波高, 代表周期
有川・磯部 (1998)	水位変動	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
平山ら (1998)	水位変動	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
Kaihatu and Kirby (1998)	複素フーリエ振幅	周波数スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
Madsen et al. (1997a, b)	水位変動	方向スペクトル, 代表波高, 代表周期, (水位変動から得られる量)
間瀬ら (1999)	方向スペクトル	有義波高, 代表周期, 主波向, 平均波向

果は減少しているが、両計算結果ではそのような変化は見られない。

図-5.6 は入射有義波高を 5 cm と図-5.5 のその 2 倍として、非線形性を大きくした場合の結果を示したものである。非線形モデルによる計算結果は図-5.5 の対応するものと比べて小さくなっているのがわかる。実験結果は非線形変形モデルによる計算結果と非常によく一致している。ただし、このケースにおいても (a) 図においては $x > 8$ m, (b) 図においては $x > 5$ m から実験結果は減少している。

確率法である間瀬ら (1992) の方法 D は、入力条件として波高分布、方向分布、および周期を与えて、それぞれの確率素分に対して放物型近似方程式により波高の空間分布を計算し、それらの結果を出現確率を重みとして加えあわせるものである。理論の進展にあわせ用いる理論を変えればよく、プロセスは変える必要はない。

6. おわりに

海岸・港湾構造物の設計に際しては、波の情報を必要とする。構造物によっては、代表波高と代表周期だけで良い場合もあれば、波向、周波数スペクトル、方向スペクトル、波高分布、周期分布、長周期波成分、波峰高、連長、波群度といったさらに詳細な波情報を必要とされる場合もあるかもしれない。ここでは、これまで取り上げた各波浪変形計算モデルが直接に計算の対象とする量、それを用いて算定される諸量について表-6.1 に整理し、結びとする。この表が、得たい波情報に対してどのような計算モデルを採用すればよいかの判断に役立てば幸いである。

最後に、Boussinesq 方程式のとりまとめに際し、金沢大学工学部 由比政年講師に手助けいただいたことを付記し、ここに謝意を表します。

参考文献

- 有川太郎・磯部雅彦 (1998): 非線形緩勾配方程式を用いた砕波モデルの構築, 海論, 第 45 巻, pp.141-145.
- 石井敏雅・磯部雅彦・渡辺 晃 (1995): 有理式近似に基づく緩勾配波動方程式を用いた波浪場・海浜流計算法の実務問題への適用性, 海論, 第 42 巻, pp.191-195.
- 泉宮尊司・堀川清司 (1982): 砕波によるエネルギー逸散過程に関する研究, 第 29 回海講論文集, pp.150-154.
- 岩垣雄一・木村 晃・岸田典史 (1977): 斜面上における不規則波の砕波に関する研究, 第 24 回海講, pp.102-106.
- 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛 (1981): 不規則波の浅海変形モデルについて, 第 28 回海講論文集, pp.104-108.
- 片山裕之・佐藤慎司 (1993): Boussinesq 方程式を用いた不規則波の浅水・砕波変形の計算法, 海論, 第 40 巻, pp.16-20.
- 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, No.180, 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 巻, 第 3 号, pp.59-106.
- 合田良実 (1977): 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 333p.
- 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.21-67.
- 灘岡和夫・大野修史 (1997): 水深積分型乱流エネルギー輸送方程式を連結させた砕波帯内波動場モデルの提案, 海論, 第 44 巻, pp.106-110.
- 速水頌一郎 (1955): 砕波の機構(II), 第 2 回海岸工学講演会講演集, pp.13-15.
- 平山克也・上原 功・松永宏一・平石哲也 (1998): 珊瑚礁リーフにおける波と流れの計算法の適用性, 海論, 第 45 巻, pp.161-165.
- 間瀬 肇・岩垣雄一 (1984): 複合断面の海浜における不規則波の砕波変形特性, 第 31 回海講論文集, pp.25-29.
- 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 号, II-6, pp.221-230.
- 間瀬 肇・酒井哲郎・裴 義光 (1992): 楕円浅瀬を通過する多方向不規則波浪の確率分布法による屈折・回折・砕波変形計算, 海論, 第 39 巻, pp.116-120.
- 間瀬 肇 (1992): 不規則波の浅水・砕波変形, 第 28 回水工学に関する夏期研修会講義集, B コース, 土木学会, pp.B.4.1-B.4.19, 1992.

- 間瀬 肇・Kirby, J.T. (1993): 不規則波のハイブリッド型断面2次元非線形変形理論, 土木学会論文集, 第479号, II-25, pp.91-100.
- 間瀬 肇・北野利一・吉岡 洋 (1997): 不規則波のハイブリッド非線形平面変形モデル, 海論, 第44巻, pp.36-40.
- 間瀬 肇・高山知司・国富將嗣・三島豊秋 (1999): 波の回折を考慮した多方向不規則波の変形計算モデルに関する研究, 土木学会論文集, (印刷中).
- 水口 優・辻岡和男・堀川清司 (1978): 碎波後の波高変化についての一考察, 第25回海講論文集, p.155-159.
- 水口 優・松田忠次 (1980): 現地不規則波浪の浅海変形について, 第27回海講論文集, pp.134-138.
- Beji, S.・灘岡和夫 (1996): 新たな波動方程式に基づく任意水深非線形スペクトル波動モデル, 海論, 第43巻, pp.11-15.
- Baldock, T.E., Holmes, P., Bunker, S. and Van Weert, P. (1998): Cross-shore hydrodynamics within an unsaturated surf zone, Coastal Eng., Vol.34, pp.173-196.
- Battjes, J.A. (1972): Set-up due to irregular waves, Proc. 13th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.1993-2004.
- Battjes, J.A. (1974): Surf similarity parameter, Proc.14th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.466-480.
- Battjes, J.A. and Janssen, J.P.F.M. (1978): Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.569-587.
- Battjes, J.A. (1986): Energy dissipation in breaking solitary and periodic waves, Communications on Hydraulic and Geotechnical Eng., Delft Univ. of Tech., Rept. No.86-5.
- Chawla, A., Ozkan, H.T., Kirby, J.T. (1988): Spectral model for wave transformation and breaking over irregular bathymetry, Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol.124, No.4, ASCE, pp.189-198.
- Chen, Y., Guza, R.T. and Elgar, S. (1997): Modelling spectra of breaking surface waves in shallow water, Jour. Geophys. Res., Vol.102, No.C11, pp.25035-25046.
- Collins, J.I. (1970): Probabilities of breaking wave characteristics, Proc. 12nd Int. Conf. Coastal Eng. Conf., ASCE, pp.399-414.
- Cox, D.T., Kobayashi, N., and Wurjanto, A. (1992): Irregular wave transformation processes in surf and swash zones, Proc. 23rd Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.156-169.
- Dally, W.R. and Dean, R.G. (1985): Wave height variation across beaches of arbitrary profile, Jour. Geophys. Res., Vol.90, No.C6, pp.11917-11927.
- Dally, W.R. and Dean, R.G. (1986): Transformation of random breaking waves on surf beat, Proc. 20th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.109-123.
- Dally, W.R. (1990): Random breaking waves: A closed-form solution for planar beaches, Coastal Eng., Vol.14, pp.233-263.
- Dally, W.R. (1992): Random breaking waves: field verification of a wave-by-wave algorithm for engineering application, Coastal Eng., Vol.16, pp.369-397.
- Dingemans, M.W. (1997): Water wave propagation over uneven bottoms, World Scientific, Chap.5, pp.473-688.
- Divoky, D., Le Mehaute, B. and Lin, A. (1970): Breaking waves on gentle slopes, Jour. Geophys. Res., Vol.75, No.9, pp.1681-1692.
- Eldeberky, Y. and Battjes, J.A. (1996): Spectral modelling of wave breaking: Application to Boussinesq equations, Jour. Geophys. Res., Vol.101, No.C1, pp.1253-1264.
- Galvin, C.J. (1968): Breaker type classification on three laboratory beaches, Jour. Geophys. Res., Vol.73, No.C12, pp.3651-3659.
- Horikawa, K. and Kuo, C.T. (1966): A study on wave transformation inside surf zone, Proc. 10th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.217-233.
- Iribarren, C.R. and Nogales, C. (1949): Protection of ports; Sec. II, Communication 4, 17th Int. Navigation Congress, Lisbon, Portugal, pp.31-80.
- Iversen, H.W. (1952a): Laboratory study of breakers, U.S. Dept. Commerce; National Bureau of Standards, Circular 521, Washington D.C., pp.9-32.
- Iversen, H.W. (1952b): Waves and breakers in shoaling water, Proc. 3rd Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.1-12.
- Kaihatu, J.M. and Kirby, J.T. (1992): Spectral evolution of directional finite amplitude dispersive waves in shallow water, Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.364-377.
- Kaihatu, J.M. and Kirby, J.T. (1998): Two-dimensional parabolic modeling of extended Boussinesq equations, Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol.124, No.2, ASCE, pp.57-67.
- Kobayashi, N., DeSilva, G.S. and Watson, K.D. (1989): Wave transformation and swash oscillation on gentle and steep slopes, Jour. Geophys. Res., Vol.94, pp.951-966.

- Kamphuis, J.W. (1994): Wave height from deep water through breaker zone, *Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, Vol.120, No.4, ASCE, pp.347-367.
- Kuo, C.T. and Kuo, S.T. (1974): Effect of wave breaking on statistical distribution of wave heights, *Proc. Civil Eng in Oceans*, ASCE, pp.1211-1231.
- Laitone, E.V. (1961): The second approximation to cnoidal and solitary waves, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.9, pp.430-444.
- Larson, M. (1995): Model for decay of random waves in surf zone, *Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, Vol.121, No.1, ASCE, pp.1-12.
- Le Mehaute, B. (1963): On non-saturated breakers and wave run-up, *Proc. 8th Int. Conf. Coastal Eng.*, ASCE, pp.77-92.
- Le Mehaute, B. and Koh, R.C.Y. (1967): On the breaking of waves arriving at an angle to the shore, *Jour. Hydraulic Res.*, Vol.5, No.1, pp.67-88.
- Lippmann, T.C., Brookins, A.H. and Thornton, E.B. (1996): Wave energy transformation on natural profiles, *Coastal Eng.*, Vol.27, pp.1-20.
- Longuet-Higgins, M.S. and Fenton, J.D. (1974): On the mass, momentum, energy and circulation of a solitary wave, *Proc. Royal Soc. London*, A333, pp.1-13.
- Madsen, P.A., Murray, R. and Sørensen, O.R. (1991): A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, *Coastal Eng.*, Vol.15, No.4, pp.371-388.
- Madsen, P.A. and Sørensen, O.R. (1992): A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly-varying bathymetry, *Coastal Eng.*, Vol.18, pp.183-204.
- Madsen, P.A., Sørensen, O.R. and Schaffer, H.A. (1997a): Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part I. Model description and cross-shore motion of regular waves, *Coastal Eng.*, Vol.32, pp.255-287.
- Madsen, P.A., Sørensen, O.R. and Schaffer, H.A. (1997b): Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part II. surf beat and swash oscillations for wave groups and irregular waves, *Coastal Eng.*, Vol.32, pp.289-319.
- Mase, H. and Kirby, J.T. (1992): Hybrid frequency-domain KdV equation for random wave transformation, *Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng.*, ASCE, pp.474-487.
- Mase H. and Iwagaki, Y. (1982): Wave height distributions and wave grouping in surf zone, *Proc. 18th Int. Conf. Coastal Eng.*, ASCE, pp.58-76.
- Miche, A.(1951): Exposes a l'action de la houle, *Ann. Ponts Chausses*, Vol.121, pp.285-319.
- Nwogu, O. (1993): Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, *Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol.119, No.6, ASCE, pp.618 -638
- Peregrine, D.H. (1967): Long waves on a beach, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.27, pp.815-827.
- Rijn, L.C. and Wijnberg, K.M. (1996): One-dimensional modelling of individual waves and wave-induced longshore currents in the surf zone, *Coastal Eng.*, Vol.28, pp.121-145.
- Roelvink, J.A. (1993): Dissipation in random wave groups incident on a beach, *Coastal Eng.*, Vol.19, pp.127-150.
- Singamsetti, S.R. and Wind, H.G. (1980): Breaking waves; Characteristics of shoaling and breaking periodic waves normally incident to plane beaches of constant slope, Report M1371, Toegepast Onderzoek Waterstaat, Delft.
- Sørensen, O.R., Schaffer, H.A. and Madsen, P.A. (1998): Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part III. Wave-induced horizontal nearshore circulations, *Coastal Eng.*, Vol.33, pp.155-176.
- Thornton, E.B. and Guza, R.T. (1983): Transformation of wave height distribution, *Jour. Geophys. Res.*, Vol.88, No.C10, pp.5925-5938.
- Wiegel, R.L. (1964): *Oceanographical Engineering*, Prentice-Hall, New Jersey, p.175.
- Wei, G., Kirby, J.T. and Mase, H. (1995): Implementation of eddy viscosity models in a time-domain Boussinesq wave model, *Proc. 10th ASCE Mech. Special Conf.*, ASCE, pp.1247-1250.
- Weggel, R.J. (1972): Maximum breaker height, *Proc. ASCE*, No.WW4, pp.529-548.
- Wei, G. and Kirby, J.T. (1995): Time-dependent numerical code for extended Boussinesq equations, *Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol.121, No.5, ASCE, pp.251-261
- Wei, G. Kirby, J.T., Grilli, S.T. and Subramanya, R. (1995): A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves. Part 1. Highly nonlinear unsteady waves, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.294, pp.71-92.