

第8章 波浪および流体による作用

8.1 一般

- (1)[REQ] 波浪および流体による作用は，気象による影響のうち気圧差が与える影響，潮汐による影響，海底地盤の隆起または沈降による影響を適切に評価して設定しなければならない。

【解説】

(1)波とは，水面の空間的・時間的変動を指す．風により生じる海面変動を風波，風浪，あるいは波浪と呼ぶ．地震動の作用による海底地盤の隆起または沈降による海面の変動が津波である．また，月や太陽の引力による海面変動は潮汐と呼ばれる．

波を周期の観点で分類すると，周期が秒単位の波としては風波，うねりなどがあり，周期が分単位の波としては津波，高潮，副振動，潮汐などがある．

- (2)波浪および流体による作用については，本章のほか，ISO21650 (Actions from waves and currents) を参照すること．

8.2 作用因子

- (1)[REQ] 波浪および流体による作用に関する作用因子は，水位，流速，波高および周期とする．
- (2)[REQ] 水位の設定にあたっては，潮汐，高潮および津波の特性を適切に考慮しなければならない．
- (3)[REQ] 流速はその絶対値（速さ）と方向あるいは座標系の速度成分を用いたベクトルで表示すべきである．構造物の設計地点における流れの速度は，可能な限り十分に長期間の現地観測で調査すべきである．潮流が無視できない場所では，14 日以上連続観測を行うべきである．流れの速度は鉛直方向に変化するので，観測は深さ方向の数ヶ所を実施すべきである．
- (4)[REQ] 波の作用を算定する際の風波およびうねりの代表波高としては，波形記録のゼロクロス解析から求められる有義波高 $H_{1/3}$ および最高波高 H_{max} とすべきである．波作用の算定に際してその他の代表波高が必要な場合には，それらの波高を用いることができる．
- (5)[REQ] 波の作用を算定する際の風波およびうねりの代表周期は，波形記録のゼロクロス解析から求められる有義波周期 $T_{1/3}$ および平均周期 T_m ならびに波形記録の周波数領域解析から得られるスペクトルピーク周期 T_p とする．

【解説】

(2)について

天文潮の高さは，当該地点において長期の潮位記録を調和分解して得られた分潮あるいは近隣の検潮所から推定された分潮を用いて計算しなければならない．

波と流れの作用の算定に際しては，当該あるいは隣接地点において発生した最高および最低潮位を考慮すべきである．

海中に建設される構造物の工事用基準面は，国際的潮位基準面および / あるいは当該国の測地基

準面に関連づけて設定しなければならない。

高潮の特性は適切に調査し、波と流れの作用を算定する際に考慮すべきである。高潮の調査には、過去の記録の収集および追算ならびに将来の仮想高潮の数値計算を含むことができる。高潮の潮位および/あるいは偏差のデータについては極値分布関数に対する当てはめを行い、高潮の R 年確率潮位を求めるべきである。

津波の作用が無視できない地域にあっては、既往津波の記録の収集および追算ならびに/または将来の仮想津波の数値計算等に基づき、津波の特性を適正に調査すべきである。

(3)について

現地観測が不能な場合には、流れの情報を得るために数値計算を行うことができる。しかしながら、計算モデルは同一沿岸域の数地点における現地観測結果を用いて検定を行っておくべきである。

(4)~(5)について

有義波高は、波浪スペクトルの 0 次モーメント m_0 に基づき $4.0m_0^{1/2}$ に等しいとして算定することができる。この推定値を用いる場合には、有義波高の算定方法を明示するために $H_{1/3}$ の代わりに H_{m0} の記号を用いるべきである。これは、この両者間で数パーセント以上の差があり得るからである。

平均周期は、波浪スペクトルの 0 次および 2 次モーメントに基づき $(m_0/m_2)^{1/2}$ に等しいとして算定することができる。スペクトルから算定した平均周期は個々波から算定した周期よりも一般的に短めであるため、この推定値を用いる場合には平均周期の算定方法を明示するために $T_{m0,2}$ の記号を用いるべきである。

風波およびうねりの不規則性のため、所与の海面状況における個々波の波高と周期は広範囲に分布する。浅水域における波作用の算定に当たっては、個々波の波高と周期の分布を考慮すべきである。

8.3 作用

- (1)[REQ] 柱体に働く流れの作用は、適切な抗力係数を用いた抗力算定式で計算すべきである。
- (2)[REQ] 小口径の柱体および柱状構造部材に対する非碎波の波と流れの作用は、基本的には、適切に評価した波の運動力学特性ならびに抗力および慣性力係数を用いた算定式で算定すべきである。
- (3)[POS] 大口径の柱体および柱状構造部材に対する非碎波の波の作用は、回折波理論、数値計算手法または水理模型実験によって算定することができる。
- (4)[REQ] 浅い海中およびリーフの上の直立、傾斜、および水平柱体に碎波がぶつかる時の波と流れの作用は、適切な算定式で求めるべきである。波によるスラミング作用については特に考慮すべきである。水深が急変する地形での重要かつ代替不能な構造物については水理模型実験を実施すべきである。
- (5)[REQ] 直立壁に及ぼす波浪作用は、不規則波群中の波高最大の波に対して算定すべきである。
- (6)[REQ] 壁体へ作用する波圧と揚圧力は、適切な水理模型実験または適切な算定式によって算定すべきである。
- (7)[REQ] 波浪条件、構造物の形状、および海底地形の組み合わせによっては、壁体に衝撃碎波圧が作用する可能性がある。衝撃波圧は強大なピーク値と極めて短い継続時間で特徴づけられる。衝撃波圧の作用は、そのピーク値と同時に継続時間も考慮して評価すべきである。
- (8)[REQ] 津波の作用は、既往の津波記録、又は数値シミュレーションをもとに、適切に設定する。

【解説】

(1)～(4)について

流れは構造物に直接および間接に影響を与える。直接的には構造物に抗力および揚力を作用させる。間接的には波に干渉して水粒子運動を修正し、波と流れの作用に影響を及ぼす。したがって流れが微弱でない限り、波と流れの作用を算定する際には流れと波の干渉を考慮すべきである。沿岸域の流れは潮流、吹送流、密度流および海浜流に区分される。沿岸域の流れは隣接する海洋の流れにも影響されることがある。沿岸域の流れは、より深い海洋の流れよりも一般に流速が大きい。

柱状構造物は、灯台などある種の架台を支える単独で孤立した柱体、棧橋などのデッキを支える鉛直柱群の構造、石油プラットフォームなどの鉛直・傾斜・水平柱状部材のトラス構造、あるいは海底近くまたは海底上のパイプラインなどをいう。

柱状部材を通過する波と流れは、部材表面の静水圧とは異なる圧力を及ぼす。柱体の全表面にわたってこれらの圧力を積分すると、柱体に働く力となる。波と流れの作用は、抗力、慣性力、回折力、および渦放出による作用（渦励起振動）からなる。

(5)～(7)について

波浪の作用を受ける直立壁を有する構造物としては、混成防波堤などがあげられる。混成防波堤は、海底面上に捨石マウンドを構築し、その上に矩形あるいはほぼ矩形断面の堤体を設置するものである。混成防波堤は、捨石マウンドの存在により、波圧のみならず揚圧力の作用を受ける。

付録 8 . 1 水位

(1) 潮汐

天文潮の潮位はどの場所でも時間とともに連続的に変化するので、潮位変化の範囲を指示するために何らかの代表的潮位が用いられる。最も頻繁に用いられるのは、大潮時の高（低）潮の長年にわたる平均潮位である大潮平均高（低）潮位である。これは、平均海面から上（下）方に主太陰半日周潮 M_2 と主太陽半日周潮 S_2 の振幅の和だけとった高さに等しい。1日の2回の高（低）潮の高さは異なるので、大潮平均高（低）潮位は大潮時の最高（低）潮位ではない。略最高高潮面は平均海面の上方に主要四文潮 M_2, S_2, K_1 、および O_1 の振幅の和だけとった高さとして計算される。略最低低潮面は同じ量を平均海面の下方にとった高さである。後者はインド大低潮面とも呼ばれ、国際水路機関が海図基準面として天文最低低潮面を採択することを決議する以前には、いくつかの国で海図基準面として用いられてきた。

これらの高（低）潮位に加えて、朔（新月）および望（満月）の日から5日以内の各月の最高（低）潮位の年間平均である朔望平均満（干）潮位も潮汐の高（低）潮位の代表として用いることができる。

所定の地点の水位は、高潮、津波、その他によって天文潮汐の範囲を超えて変化する可能性がある。高潮と津波は非常に高いところまで水面を高めるばかりでなく、最低天文潮位以下に水面を引き下げる可能性がある。

(2) 高潮および津波

構造物に対する波と流れの作用を算定する場合には、作用時の水位を指定する必要がある。これは設計水位と呼ばれる。設計水位を選定する原則は、構造物の安定性にとって最も不利となる波、流れ、および水位の組み合わせを用いることである。土留め壁などある種の構造物では、津波の引き波時に水位が極端に下がったとき、背後の土圧と残留水圧によって海側へ倒壊するかもしれない。構造物前面の海底洗掘が懸念される場合には、低潮位が支配的条件となる可能性がある。構造物の形状によっては、水位が中間位置あるいは低潮位のときに壁体に衝撃碎波圧が作用するかもしれない。しかしながら、多くの構造物の設計事例では設計潮位をむしろ高めの位置に設定する。

設計水位を高い位置に設定する方法論は、利用できるデータ、採択されている設計手法、地域条件その他に依存し、未だ確立されていない。以下のような数種類の方法が引用できよう。

1) 高潮位の中の最高記録を使用

この方法は、津波に対して若干の余裕高を加えて時々使用される。というのは、津波は発生回数が極めて少ないため、津波高の統計的解析が困難なためである。

2) 高潮水位の極値統計解析

この方法は、基準面上の最高水位の絶対値および高潮時の天文潮位上の最高水位の偏差の両者に使用可能である。解析によって指定された再現期間に対する確率水位を導くことが可能である。 R 年高潮偏差が算定されると、略最高高潮位あるいは他の最高潮位に加算される。

3) 対象地点の周辺で過去最悪の高潮あるいは津波の数値シミュレーション

その地方で最悪の被害をもたらした高潮あるいは津波を選定し、海岸線沿いの水位の時間的、空間的变化を計算して設計に考慮する。時には、最強の嵐を設計対象の嵐として選び、設計地点で最

悪の高潮が発生するように嵐の経路を移動させる。

4) 確率的解析

構造物の設計に係わる水位を含む全ての基本変数に統計的変動性を付与し、諸変数のいろいろな組み合わせについてそれらの発生確率を取り込んで解析する。モンテカルロシミュレーションがしばしば使用される。

付録 8 . 2 波浪

(1) 波高および周期

1) 海面波の変動性

風波とうねりは本質的に時間的、空間的に不規則である。短い時間の間における個々の波の高さと周期は広い範囲に不規則に変化する。時間領域解析では、なんらかの基準を設けて個々の波を定義し、統計的方式で代表波高と周期を計算する必要がある。個々の波を定義する方法としてはゼロアップクロスまたはゼロダウンクロス法が標準手法であり、水面の波形が平均水位（ゼロ線）を横切る隣接する2点が一つの個々波の始点と終点となる。有義波高 $H_{1/3}$ は、このように定義された個々波の波高の大きい方から $1/3$ の数の波の平均である。

海面の波浪状況は時間とともにゆっくりと変化する。短い時間の間における海面状態はシーステートと名付けられ、一般に有義波高、平均周期または他の周期パラメータ、および主波向で表現される。シーステートを月別、季節別、年別に統計解析することによって、特定地点の波浪状況を長期的に記述することができ、これが波候と呼ばれる。

2) 短時間内の個別波高の周辺分布

短時間内の個別波高の分布はレーリー分布で近似可能である。レーリー分布は、周波数スペクトルの形状に関わりなく、風波、うねり、両者の混在状態のいずれにも近似的に適用される。例えば Goda¹⁾参照のこと。

レーリー分布の仮定により、有義波高がスペクトル情報から次のように推定可能となる。

$$H_{1/3} = H_{m0} = 4.0\eta_{rms} = 4.0\sqrt{m_0} \quad (1)$$

ここに、 η_{rms} は水位の2乗平均平方根であり、 m_0 は以下に定義される周波数スペクトル密度のゼロ次モーメントである。

$$m_n = \int_0 f^n S(f) df \quad (2)$$

ここに、 $S(f)$ は周波数スペクトル密度関数である。

このレーリー分布は波高の分布に対して良好な近似を与えるけれども、深水域では波高分布の幅がレーリー分布よりも僅かながら狭く、経験的に $H_{1/3} \cong 3.8\eta_{rms}$ または $H_{1/3} \cong 0.95H_{m0}$ の関係を生んでいる。一方、外浜帯の外側の比較的浅い水域では波の非線形性の影響が強まるため、波高分布の幅はレーリー分布と同程度またはそれよりもさらに広がる。

3)最高波高と有義波高の関係

一つの波群における最高波高 H_{\max} の値は、それ自体の出現確率に支配されるランダム変数である。その集合平均は、与えられたシーステートが続く間の波数の関数であり、有義波高と次の関係式で表現される。

$$\left(\frac{H_{\max}}{H_{1/3}} \right)_{mean} \cong 0.706 \left[\sqrt{\ln N_0} + \frac{0.5772}{\sqrt{\ln N_0}} \right] \quad (3)$$

ここに N_0 は波の数である。最頻値は式(3)右辺の第1項で与えられる。

式(3)は波高のレーリー分布に基づいている。これまでに、 $H_{\max}/H_{1/3}$ の統計分布から期待されるよりも遙かに大きな波高が観測されたとの報告もある。こうした波はフリーク波と呼ばれる。フリーク波の出現確率が波高のレーリー分布から予測される範囲に収まるのか、それとも現在利用できる波浪統計理論では説明できない何らかの原因によるものかは未だ決着の付かない問題である。

4)短時間内の個別周期の分布

有義波周期などの波の代表周期は大きさをランク付けされた波高との関連で定義されているので、個別の波周期の分布は波高と周期の相関分布の観点から吟味する必要がある。個別の波高と周期の相関分布は周波数スペクトル関数の形状に強く影響される。さまざまなスペクトル形状に対する波高と周期の相関分布については、信頼できる理論分布が見つからない。スペクトルのピークが鋭い波浪は周期分布の幅が狭くてピーク周期の近傍に集中するのに対し、風波とうねりが混在するシーステートでは周期分布が複数のピークを示す。

スペクトルのピークが単一の風波では、ゼロアップクロスあるいはゼロダウンクロス法で定義された波周期に対し、以下の経験的關係が成り立つ。

$$T_{\max} \cong T_{1/3} \cong 1.2T_m \quad (4)$$

ここに、 T_{\max} 、 $T_{1/10}$ 、 $T_{1/3}$ 、および T_m はそれぞれ最高波周期、1/10 最大波周期、有義波周期、平均周期である。有義波周期とスペクトルピーク周期の關係はスペクトル形状に影響される。十分に発達した風波では平均的な關係として $T_{1/3} \cong 0.9T_p$ が適用できる。さらに詳しくは Goda¹⁾参照。

平均周期は次式で推定可能である。

$$T_m \cong T_{m0.2} = \sqrt{m_0/m_2} \quad (5)$$

ここに、スペクトルモーメントの m_0 と m_2 は式(2)で計算される。

式(5)は波浪スペクトルが全て自由な線形周波数成分で構成されているとの条件に基づいている。実際の波浪は高周波数領域にかなりの大きさの非線形成分を含んでいるため、式(5)で推定される平均周期 $T_{m0.2}$ はゼロクロス法で計算される平均周期 T_m よりも短くなる。浅水域ではこの差異が強調され、20%に達することがある。

(2) 波浪スペクトル

1)一般

風波およびうねりの特性は、周波数スペクトル密度関数と方向分布関数の積として表現される波浪方向スペクトルを用いて代表させることもできる。波の作用を算定する際には、使用した波浪スペクトルについて明記すべきである。

波の方向分散の度合いは、浅水域においては波の屈折影響によって深水域よりも狭まる。浅水域における波の作用を算定する際には、この方向分散の度合いの変化を考慮すべきである。

風波とうねりが共存するとき、波浪スペクトルは複数のピークを持つ。こうしたスペクトルの場合には、有義波周期、ピーク周期および波向を定義することが困難になる。こうした際には、風波とうねりのスペクトルを重畳して得られるスペクトル成分の寄与を計算することによって、複ピークスペクトル波浪の作用を算定することが可能である。

2)波の方向スペクトル

風波およびうねりの詳しい構造は、周波数スペクトル $S(f)$ と方向分布関数 $D(\theta|f)$ の積で表示可能な方向分布関数によって表示される。変数 f は周波数を表し、 θ はある固定された方向軸からの方位角である。

波浪周波数スペクトルあるいは周波数スペクトル密度関数 $S(f)$ は、周波数領域における波のエネルギー密度（水の単位体積重量で除したもの）の分布を表し、 m^2s あるいは等価な単位を持つ。方向分布関数 $D(\theta|f)$ は特定の周波数 f において波のエネルギー密度の相対値が方位角の領域にわたって分布している状況を表す。したがって方向分布関数は無次元であり、方向角の全範囲にわたって積分した値はどの周波数においても1として設定されている。

波の方向スペクトルの詳細は、多成分の波浪観測によってのみ吟味可能である。しかしながら以下に述べるように、波の作用の算定用としていくつかの標準関数形が利用できる。風波とうねりの方向スペクトル関数は、波高、周期、および波向の代表値を入力として記述可能である。風波とうねりが混在した海面状況に対しては、それぞれのスペクトル密度を線形的に重ね合わせることで、そうした海面状況に対する方向スペクトルを求めることが可能である。

風波とうねりのスペクトル解析は、成分波の線形重ね合わせの概念に基づいている。波高の代表値が波長および/または水深と比較して大きくなると、成分波間の非線形干渉が助長され、波浪スペクトルがかなりの大きさの非線形成分を含むようになる。非常に浅い水域で波浪スペクトルを使用するときには、波の作用に及ぼす非線形成分の効果に対して適正な注意を払うべきである。

3)風波とうねりの周波数スペクトル

周波数スペクトルに関しては数多くの現地観測に基づいているいろいろな関数形が解析されてきた。周波数スペクトルのあるものは波浪予報の目的で風速の関数として表示されている。これらにはピアソン・モスコヴィッツ、JONSWAP、およびTMA スペクトルが含まれる。波の作用を算定するためには、周波数スペクトルを波高と周期の代表値の関数として表すほうがより便利である。

十分に発達した風波に対しては、次式のプレットシュナイダー・光易型スペクトルが使用可能である。

$$S(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3}^{-4} f^{-5} \exp\left[-1.03(T_{1/3} f)^{-4}\right] \quad (6)$$

ブレットシュナイダー・光易型スペクトルの周波数に関する関数形は、ピアソン・モスコヴィッツ型スペクトルと同一である。定数値は $H_{1/3} = 4.0\sqrt{m_0}$ の条件と $T_p = 1.05T_{1/3}$ の関係式を満足するように定められており、後者の関係式は光易が若干の低周波数成分が共存する風波の現地観測に基づいて導いたものである。

単一ピークのスペクトルの広範囲な形状に対しては、以下に示す修正 JONSWAP 型がしばしば用いられる。

$$S(f) = \beta_J H_{1/3}^2 T_p^{-4} f^{-5} \exp\left[-1.25(T_p f)^{-4}\right] \gamma^{\exp\left[-(T_p f - 1)^2 / 2\sigma^2\right]} \quad (7)$$

$$\beta_J = \frac{0.0624}{0.230 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}} [1.094 - 0.01915 \ln \gamma] \quad (8)$$

$$T_p \cong T_{1/3} / \left[1 - 0.132(\gamma + 0.2)^{-0.559}\right] \quad (9)$$

$$\sigma \cong \begin{cases} 0.07 & : f \leq f_p \\ 0.09 & : f \geq f_p \end{cases} \quad (10)$$

ここに、 $f_p = 1/T_p$ はスペクトルピークの周波数である。

係数 β_J はピーク増幅係数と呼ばれており、JONSWAP スペクトルの当初の提案では 1 と 7 の間の値として与えられた。しかしながら式(7)を使用するときには、波の特性に応じて 1 と 10 の間で選択することが可能である。十分に発達した風波に対しては、 $\beta_J = 1$ が適切であり、これによってピアソン・モスコヴィッツ型スペクトルと同等な周波数スペクトルが得られる。うねりについては伝播距離に比例してその値を増加させるべきであるが、 $\beta_J = 10$ が数千キロを伝播したうねりに対して適切とみなされる¹⁾。式(7)は Goda²⁾によるものであり、ほかに周波数のべき指数を自由パラメータとする修正ワロップス型スペクトルの関数形を導いている。

4) 方向分布関数

方向分布関数の標準形

風波の方向分布関数についてはいろいろな関数形が提案されてきた。あるものは現地データの解析に基づき、他のものは現地データの検証無しである。現地データに基づく方向分布関数は以下の光易型である。

$$D(\theta | f) = D_0 \cos^{2s} \left(\frac{\theta - \theta_0}{2} \right) \quad (11)$$

$$D_0 = \left[\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cos^{2s} \left(\frac{\theta - \theta_0}{2} \right) \right]^{-1} \quad (12)$$

ここに、 θ_0 は所定の方向軸から測った主波向であり、 s は方向集中度パラメータであって周波数とともに以下のように変化する。

$$S = \begin{cases} (f/f_p)^5 s_{\max} & : f \leq f_p \\ (f/f_p)^{-2.5} s_{\max} & : f \geq f_p \end{cases} \quad (13)$$

光易ほか³⁾によれば、方向集中度パラメータのピーク値 s_{\max} は風波の発達状況によって変化する。十分に発達した風波の代表値は約 $s_{\max} = 10$ である。 s_{\max} の値が増加するにつれて、方向分布の度合いが狭くなる。Goda¹⁾および港湾の施設の技術上の基準・同解説（以下、港湾基準）⁴⁾は深海波の場合について、減衰距離の短いうねりに対して $s_{\max} = 25$ 、減衰距離の大きなうねりに対して $s_{\max} = 75$ を示唆している。

幾つかの多方向模型実験で使用されている方向分布関数は以下に表される包み込み正規分布型である。

$$D(\theta) = \frac{1}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^N \exp\left[-\frac{(n\sigma_\theta)^2}{2}\right] \cos n\theta \quad (14)$$

ここに、 σ_θ は以下で定義される方向角の標準偏差である。

$$\sigma_\theta^2 = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} (\theta - \theta_0)^2 D(\theta) d\theta \quad (15)$$

級数の項数 N は、有限級数の収斂を確実にするために十分に大きくとるべきである。

浅水域での方向分布関数

浅水域における風波およびうねりの方向分散は、波の屈折効果のために深水域よりも狭いものとなる。直線状平行等深線海岸における多方向不規則波の屈折については数値計算が行われている。この計算ではブレットシュナイダー・光易型の周波数スペクトルと光易が多方向関数からなる方向スペクトルが用いられた。この計算結果から、方向集中度パラメータ s_{\max} の等価値が水深と深海波長との比の関数として算定されている。等価方向集中度パラメータの算定図表が作成され、Goda¹⁾および港湾基準⁴⁾に掲載されている。

波浪作用の算定においては、こうした方向集中度パラメータの変化を適切に推定し、浅水域において該当する値を使用すべきである。

複合波浪状況の波高と周期の代表値

シーステートが風波とうねりの複合状態であるとき、方向スペクトルでは複数のピークが周波数および方位角の異なる位置に出現する。これらの風波とうねりの波高と周期の代表値ならびに主波向が分かっているならば、前述の諸公式によって風波とうねりのそれぞれの方向スペクトルを推定可能である。複合海面状態の方向スペクトルは、これらの風波とうねりの方向スペクトル密度を線形に重ね合わせて求められる。これらの波による作用については、こうして求められた方向スペクトルの各成分の寄与を計算することで解析される。

複合海面状態の代表波高は次のようにして推定可能である。

$$H_s = \sqrt{H_1^2 + H_2^2 + \dots + H_n^2} \quad (16)$$

ここに H_s は複合海面状態の代表波高であり H_1 から H_n はそれぞれの波群の代表波高である。

代表波高としては有義波高，最高波高など，どのような定義にも適用できる．これは，複合海面状態であっても波高分布がレーリー分布で近似可能であるためである．

5)波候統計

波候の統計的記述

特定地点における波浪状況の長期にわたる記述は波候と呼ばれる．数時間ごとに継続して実施された波浪観測が波候の基本資料を提供する．有義波高が波候の波高の代表値であり，一方，周期の代表値は波浪記録の解析方法に依存して平均周期，有義波周期，またはスペクトルピーク周期である．

特定地点における波候は多様に記述される．月間，季節，年間の波高，周期，波向の代表値の経時変化は特定地点の波候の一般的傾向を視覚化する．月間，季節，年間の波高と周期の平均値と標準偏差は波候の基本統計値を与える．波高と周期の代表値の周辺および結合分布は，構造物への波浪作用の長期的影響の解析に利用される．波向と波高あるいは周期との結合分布はまた，港内静穏度や海岸における沿岸漂砂量の評価にとって重要である．なぎと時化の継続時間統計はまた，海中の施設の建設時および利用時の稼働率の解析に際して吟味される．

波高と周期の代表値の周辺分布

波候の波高と周期の代表値の周辺分布に対しては，ワイブル分布と対数正規分布がしばしば当てはめられる．シーステートは緩やかに変化するので，数時間間隔で観測された波高あるいは周期は相互に相関性を有する．24 時間の時間差であっても，継続する波高の相関係数は 0.3 以上の値を保つ可能性がある．このため，波高あるいは周期の代表値の周辺分布に用いられるデータセットは，統計的に独立なデータの標本を構成しない．

周辺分布の上方の裾の部分のデータは，中あるいは低波高のシーステートの母集団とは異なる高波の母集団からの標本であるため，この部分はしばしば周辺分布の中央部分と異なる傾向を示す．有義波高の周辺分布を単純に外挿し，100 年確率波高などの極値波高を推定する方式は全数標本法と呼ばれているが，この方法は本質的に不正確性を包含しているため，設計波高の算定用として用いられるべきではない．

波高と周期の代表値の相関分布

波高と周期の代表値の相関分布の様相は，その場所の波候の性質に大きく依存する．風波が年間を通じて卓越する地域では，波高と周期の間に密接な相関が認められ，データの散らばりも比較的小さい．うねりの影響が強い地域では，データが広い範囲に分散し，波高と周期の相関が弱い．波高と周期の代表値のデータの相関分布に対して二重対数正規分布などの理論モデルを単純に適用するには，十分な注意を払うべきである．

多年にわたる波高と周期の代表値の結合分布は，レーリー分布とのたたみ込みによって個々波の波高分布に換算し，海中の構造物の設計供用期間における全個々波の波高または作用の周辺分布を生み出すことが可能である．波高と周期の結合度数表の各級に対し，連続する二つの観測の間の時間において期待される個々波の波数を周期の代表値から計算する．これらの個々波に対してレーリー分布に従ってそれぞれの波高値を与え，波高の各級内の波数を数えて，集計する．対象地点の個々

波の波高と周期の結合分布に関して何らかの情報が得られれば，計算精度をさらに向上させることが可能である．

(3) 極値波浪統計

1) 一般

高波の波高の極値統計は，極値分布関数，再現期間，および極値事象の年間平均発生率で定義される．特定地点における極値波浪統計は，可能な限り長期間にわたる計器観測データおよび／または波浪追算資料に基づいて策定されるべきである．

波浪追算の手法は，対象地点周辺で波高計によって観測された高波の記録を対象として十分な精度で検定された手法であるべきである．水深が浅い地点では，砕波による減衰のために最大波高がある上限値で制約されるため，波浪が観測された水深に注意すべきである．

極値波浪資料の標本を作成する望ましい方法は極値時系列法 (POT) である．年最大値法も使用してよいが，全数当てはめ法の使用は望ましくない．

所定の再現期間に対する波高を推定する際には，標本の統計的変動性に起因する信頼区間を推定し，報告すべきである．

再現確率波高に対する波周期は，極値波浪資料における波高と周期の経験的相関分布を参照して求めることが可能である．

所定の再現期間に対する最高波高については，個々波の波高のレーリー分布と波浪変形計算に基づいて，有義波高に対する極値波浪解析の結果から換算することが可能である．

2) 極値波浪統計のためのデータセット

極値波浪統計のデータベースは長期間にわたる波浪の計器観測および／あるいは波浪追算作業の結果である．波浪追算の精度は追算モデルそれ自身と風場推定用の気象情報との両者の信頼性に影響される．波浪追算モデルとしては，対象地点の近傍で数個の大きな高波の計器観測記録とよく一致する計算結果を生むことが確認されたモデルを使用する必要がある．

データは 30 年以上にわたって記録されたものが望ましい．長期間の記録は標本変動の影響を減じ，100 年などの長期の再現期間に対する極値波高予測におよぼす波候変化の影響を最小に抑えるために必要である．

観測および／あるいは追算された極値波浪は，可能であれば気象擾乱のタイプごとに分類し，それぞれの高波のタイプごとのデータセットを準備すべきである．それぞれの高波のタイプごとの極値波浪データは，異なる極値波浪の母集団からの標本を形成するかもしれない．混合母集団のデータセットに対して極値波浪解析を行うと，極値波高の推定値が信頼性に欠けることがある．

極値波浪のデータセットは二つの方法で準備され得る．一つは毎年の最大有義波高を用いる方法であり，もう一つは有義波高がある閾値を超えることで定義される高波のすべてについてそのピークの波を用いるものである．前者は毎年最大値法と呼ばれ，後者は極値時系列法 (略して POT) 法である．世界で現在利用できる極値波浪のデータベースは記録期間が十分に長くないため，毎年最大値法による極値波浪の標本の大きさはむしろ小さく，極値波浪解析の信頼区間が比較的に大きくなる．したがって，極値時系列法 (POT) がデータ解析の望ましい手法である．極値時系列法 (POT) による極値波浪データの標本は，統計学の厳密な意味における極値データに含まれないことに注意

すべきである．というのは，ピーク波高は極値統計で要求されるような独立したデータのサブセットにおける最大のデータではないためである．

年間の高波の平均数すなわち平均発生率は，極値時系列法（POT）を用いて極値波浪解析を行う際の重要なパラメータである．可能であれば，平均発生率はそれぞれの高波のタイプごとに計算すべきである．

3)高波の波高の極値分布関数

高波の波高の母集団分布に関しては意見の一致が得られておらず，また極値時系列法（POT）による波浪データは厳密な意味における極値データではないため，極値波高のデータセットに対する当てはめの候補として数種類の分布関数が用いられる．

極値波浪解析で通常に用いられる分布関数は，極値型（二重指数またはグンベル），極値型（フレッシュ），およびワイブル分布である．しかしながら，一般化極値分布や対数正規分布を用いることも可能である．

合田ら⁵⁾は，日本沿岸のうち北海道苫小牧港から伊豆大島の波浮港に至る太平洋東岸の11港を対象として高波の極値分布関数について検討し，ワイブル分布($k=1$)の適合性が高いことを示した．

4)極値分布関数へのデータ当てはめと選定

極値波高のデータセットすなわち標本に対しては，候補とする分布を当てはめ，パラメータを推定する．分布関数への当てはめには最小2乗法（LST），最尤法（MLM）その他を用いてよい．最小2乗法を適用するときには，極値型あるいはワイブル分布の形状母数をあらかじめ所与の値の一つに固定し，2パラメータ型分布に変換することがしばしば行われる．最小2乗法を用いるときには，それぞれの分布関数に対して偏りのないプロットング・ポジション公式を用いるように注意すべきである．

当てはめの最適分布および／あるいは棄却に関しては，データ当てはめの方法に依存する適切な規範を採択し，データセットに適用すべきである．

5) R 年確率波高と信頼区間

データセットに最も適合する分布関数が選択されたならば，その分布が対象地点の極値波高の母集団を代表すると仮定される．所定の再現期間に対応する波高すなわち R 年確率波高は，極値統計の標準手法で推定可能である．

波浪観測および／あるいは追算で得られた極値波高のデータセットは，その場所の高波の母集団から抽出された標本の一つである．気候変動がないとしても，異なる時刻で記録長が同一の別のデータセット（があるとすれば）は，分布関数が同じであるけれども統計的特性が異なる標本を形成するであろう．これがデータセットの標本変動と呼ばれるものである．この変動性のために，それぞれの標本は R 年確率波高として異なる値を推定する．信頼区間の推定法は解析担当者に一任されたとしても，確率波高の推定に際しては信頼区間の範囲を推定し，表示すべきである．

さらに，高波の波高の真の母集団分布を知る方法は一般に存在しない．極値波高のデータセットを誤って真の母集団とは異なる分布に当てはめると， R 年確率波高の推定に偏りを生じるであろう．高波の特性が同一な地域に対して複数地点における高波のデータセットを解析することによって，

高波の母集団に関する情報が得られる可能性がある¹⁾。

6) 最高波高に対する R 年確率波高

所定の再現期間に対応する最高波高は、 R 年確率有義波高にレーリー分布その他に基づくある係数を乗じて推定するのが普通である。

海洋工学の分野では、全ての個々波の周辺分布を波候のデータにレーリー分布をたみ込むことによって推定し、それから最高波高の R 年確率値を推定する試みがしばしば行われている。

7) R 年確率波高に対する波周期

波浪作用を算定する際には、 R 年確率波高に伴う波周期の情報がしばしば必要とされる。しかしながら、そうした波周期を推定するための方法は未だ確立されていない。波高と周期の有意な関連性を見いだすために、高波時の波高と周期の結合分布がしばしば準備される。

深水域で十分に発達した風波については、次の平均的關係を引用することが可能である。

$$T_{1/3} \cong 3.3H_{1/3}^{0.63} \quad (17)$$

ここに $T_{1/3}$ の単位は秒、 $H_{1/3}$ の単位はメートルである。上の關係式は、Goda⁶⁾によるもので、風波の予報用の Wilson 公式⁷⁾に基づいている。

(4) 波の変形

1) 一般

波浪は深海から海岸へ進行する間に種々の変形過程を経る。変形過程には、浅水変形、屈折、回折、反射、伝達波、砕波その他を含む。流れがかなりある水域に波が伝播すると、波高と波向が変化する。

波の浅水変形の過程は、線形理論を用いて算定することができる。風波およびうねりの浅水係数は、規則波計算法あるいはスペクトル法との差異が最大でも数パーセントであるので、どちらを用いても算定可能である。

波の非線形性によって線形理論による値以上に波高が増大することがあり得るので、構造物への波浪荷重を算定する際には非線形効果を考慮することが望ましい。

屈折による波の変形は、方向スペクトル計算によって算定すべきである。ただし、単純な海底地形においては規則波による計算とスペクトル計算との間の差異が比較的小さいので、予備的解析の段階ではそうした地形に対しては規則波を用いて計算することが可能である。

島や防波堤などの障害物の背後への波の回折変形は、方向スペクトル計算によって算定しなければならない。予備的解析では、多方向不規則波の回折図表を参照することが可能である。風波およびうねりの方向分散特性は不規則波の回折現象の支配要因であるので、これについては十分に留意すべきである。

浅瀬の上で波の屈折と同時に回折現象も起きることが予測される場合には、適切な数値解析手法および/または水理模型実験を用いるべきである。

海中に建設される構造物の反射率および伝達率は、水理模型実験、類似の構造物について過去に行われた模型実験の知見および/または十分に検証された数学モデルに基づいて推定することが

可能である。

波作用の算定に際しては、構内静穏度、構造物の安定性その他に及ぼす反射波の影響について吟味すべきである。

外浜帯内の砕波による波高の減衰および変動については、水理模型実験および／あるいは十分に検証された数学モデルを用い、波の不規則性を考慮して算定しなければならない。

外浜帯は、波高の分布関数形の緩やかな変化、波浪作用による平均水位の上昇（ウェーブセットアップと呼ぶ）と長周期変動（サーフビートと呼ぶ）、ならびに初期水深ゼロの汀線においても波高が有限な値を持つことなどで特徴づけられる。外浜帯での不規則砕波変形の数値モデルは、こうした諸特性の再現を可能とすべきである。

流れによる波高および波向の変化は流速と出会角に依存する。こうした変化が有意な大きさであると予測される場合には、適切な数値モデルおよび／または水理模型実験によってこうした変化を算定すべきである。

波浪作用の算定に際しては、必要に応じて海底摩擦、軟弱地盤層による減衰その他による波高低減の諸過程を考慮することができる。

2)波浪変形の諸過程

波とうねりは伝搬の途上でさまざまな変形過程を受け、波高、周期、波向、およびスペクトルが変化する。波浪作用の算定において主として考慮するものは、浅水変形、屈折、回折、反射、伝達、および砕波である。浅水変形とは、波が水深の減少域に伝播するときに波長、波速、波高等が変化する過程をいう。波の屈折は等深線に斜めに波が伝播するときに波向と波高が変化する過程である。波の回折は、障害物の幾何学的影の部分に波が伝播する現象である。波がその伝搬中に人工あるいは天然の障害物に出会ったとき、波は部分的あるいは全面的に反射され、また障害物の背後へ伝播する波もあり得る。これらが波の反射と伝達の現象である。波高が波長との比あるいは水深の比として表されるある閾値以上に大きくなると、波は運動力学的安定性を保持できなくなり、砕波を起こしてそのエネルギーの一部を失う。

波が流れに出会うとき、波向と流向が異なれば波は流れによって屈折する。波が向かい流れに出会うと波高が増大し、波長が短くなる。波が追い流れに乗ると、波高が減少し、波長が長くなる。これらの変形の多くは、変形後の波高が変形前の波高に線形に比例するという意味で線形であり、線形波浪理論によって解析される。変形後と前の波高の関係が線形でなければ、その過程は非線形と呼ばれる。砕波による波浪変形は非線形過程の典型である。波の屈折に及ぼす波の非線形効果は小さく、多くの解析で無視される。

波浪変形による波高、周期、および波向の推定は、変形過程の変動性と推定モデルの信頼性に起因するある程度の不確定性を含んでいる。波浪作用を算定する際には、こうした不確定性を考慮すべきである。

3)浅水変形

線形浅水係数

線形波浪理論は浅水域における波長、波速、群速度、および浅水係数を計算する基礎を提供する。浅水係数は、屈折効果を除外した、浅水域の水深変化によって影響を受けた波高と深水域における

波高との比を示す。線形理論による浅水係数は、水深とそこでの波長との比を変数とする数式で計算される。

不規則波の浅水変形については、スペクトル周波数成分の範囲について浅水係数がまず計算され、それぞれの周波数における計算結果を用いて浅水域の周波数スペクトルが構築される。水深が減少する水域の波高の代表値は、得られた波スペクトルとゼロ次モーメントから式(1)によって推定され、不規則浅水係数がスペクトル算定波高を用いて計算される。不規則波の浅水係数は単一周期波の浅水係数と異なるけれども、多くの場合にその差は高々数パーセントである。

非線形浅水係数

波高の大きな非線形波が静かな浅水域に伝播すると、波形は波の山が尖り、谷が平たくなる。所定の波高に対するポテンシャルエネルギーと運動エネルギーは線形波のものよりも小さくなる。逆に言えば、同一のエネルギーフラックスに対しては非線形波は線形波よりも大きな波高を保持することができる。この特性のため、非線形波の浅水係数は線形波よりも大きくなる。非線形浅水係数の算定用には幾つかの理論があり、なかでも首藤⁸⁾の理論がしばしば参照される。この理論に基づく図表は Goda¹⁾および港湾基準⁴⁾に掲載されている。

構造物への波浪荷重は、非線形浅水過程を経た後の特定水深での波高を入力として予測するのが普通であるので、波浪荷重の算定では非線形浅水係数を使用すべきである。しかしながら、線形浅水過程を上回るような非線形浅水変形による波高の増大は、上に説明したように、波のエネルギー密度の正味の増加を意味しない。したがって、波のエネルギーフラックス、ラディエーション応力、沿岸流その他のエネルギー関連現象の計算に非線形浅水係数を使用することは避けるべきである。

4)波の屈折

風波やうねりが浅水域に侵入すると、浅水変形とともに屈折変形を受ける。波の伝播方向角と波高の変化は、しばしば波向線法あるいはコンピュータによる同等な方法で解析されるが、これらは単一の周期と波向を持つ規則波（単色波）に対して開発されたものである。単調な海底地形の海岸では、こうした屈折計算法も予備的解析に利用可能である。

しかしながら原則としては、波の屈折は方向スペクトルを入力とする多方向不規則波を対象として解析すべきである。直線状平行等深線海岸における不規則波の波高と波向の推定図表は Goda¹⁾および港湾基準⁴⁾に掲載されている。

3次元形状のリーフあるいは他の複雑な海底地形にあつては、屈折した波が浅瀬の背後に一連の回折波を発生させる。周辺の波の分布の詳細を解析するには高度な数学モデルを動員する必要がある。この場合には、多方向不規則波を用いるべきである。

5)波の回折

防波堤や他の障害物による波の回折の現象は、規則波および多方向不規則波に対し、理論および/あるいはコンピュータによる数値モデルで解析される。しかしながら、そうして得られた回折係数の結果は規則波と不規則波で大きく異なることがしばしばある。海における風波とうねりは方向スペクトルの概念によってのみ表現可能であるので、実際の状況で波浪作用を算定するときには規則波に対する回折解析を適用すべきではない。

回折図すなわち障害物背後の回折係数の等値線図は、方向スペクトル成分の回折係数を計算し、それぞれの地点における回折波の方向スペクトル密度を計算することによって構築することが可能である。不規則波に対する直線状障害物の回折図は、Goda¹⁾および港湾基準⁴⁾に掲載されている。

多方向不規則波の回折係数の値は、波エネルギーの方向分散の度合いに大きく依存する。方向集中度パラメータの選択に当たっては、波の発達過程と浅水域の効果を考慮し、適正な注意を払って行うべきである。

障害物の背後領域において、その水深が場所的に変化および/あるいは回折波を反射する能力のある障害物が存在する場合には、その領域の波浪分布の回折解析は波の屈折および/あるいは反射を考慮に入れて実施すべきである。

6) 波の反射と伝達

波の列が水中の何らかの構造物に出会うと、波のエネルギーの一部は入射方向と逆の方向へ反射され、他の一部は越波および/あるいは透過によって構造物の背後へ伝達され、残りは碎波、乱れその他によって消耗させられる。波の反射の度合いは、反射波の波高の代表値と入射波高の代表値の比である反射率によって表される。波の伝達の度合いは、伝達波の波高と代表値と入射波高の代表値の比である波高伝達率によって表される。

波と構造物の相互作用の過程でエネルギーが失われなければ、反射率と伝達率は理論的に解析可能である。しかしながら、大半の実構造物では何らかの波エネルギーフラックスの損失が不可避である。対象となる構造物の反射率と波高伝達率を評価するには、一般に水理模型実験が要請される。そうした模型実験では、適切な周波数スペクトルを入力とする不規則波列を用いるのが標準である。

7) 碎波

水深が減少する水域では、規則波の波列はある水深の一定の個所で碎け、そこでは波表面の安定性と連続性が失われ、波エネルギーの消耗が始まる。不規則波の波列は広い距離にわたるいろいろな箇所でランダムに碎け、大きな波は岸から離れて碎け、小さな波は岸近くで碎ける。個々の波の碎波は、主として波高と場所ごとの水深との比に支配される。この波高水深比は時に碎波指標と呼ばれることがある。

碎波の大半が起きる外浜帯すなわち碎波帯では、個々の波の波高分布はレーリー分布から逸脱する。外浜帯のすぐ外側では、波高の大きな波が非線形な浅水変形作用を強く受け、波高分布はレーリー分布よりも広がるかもしれない。外浜帯の外縁部から中央にかけては、碎波によって波高の大きな波が消滅するために波高分布はレーリー分布よりも狭くなる。しかしながら、碎波の現象は確率的変動性を伴うため、波高分布は水深によって規制される上限値へ向けて漸減する形状を維持する。外浜の中央から汀線にかけては、個々の波の碎波後の再生、サーフビート現象による平均水位の経時変動、およびウェーブセットアップによる平均水位の上昇のために、波高分布の幅がまた広がる。初期汀線の位置ではかなりの大きさの水面変動があり、これによってある程度の個別波高の分布が生み出される。初期水深ゼロの汀線において有意な波高値を示す外浜帯は、時に不飽和碎波帯と名付けられることがある。

これまでに $H_{1/3}$ や H_{rms} (2乗平均平方根波高) など波高の代表値の変化を予測する数値モデルが幾つか提案されてきた。そのうち、外浜帯の全体を通して波高分布の変形をシミュレートできる

モデルは僅かである。水深が一様に減少する傾斜海岸については、 $H_{1/250}$ と $H_{1/3}$ の変化を示す図表が近似公式とともに合田によって提案されている。ここに $H_{1/250}$ は 1/250 最大波高であり、レーリー分布の仮定において $H_{1/250} = 1.80 H_{1/3}$ の関係がある。この図表と近似公式は Goda¹⁾ および港湾基準⁴⁾ に掲載されている。

8) 流れによる波の変形

波と流れの相互作用は一般に線形理論で算定される。向かい流れまたは追い流れによる波高変化率は Jonsson et al.⁹⁾ と Brevik and Aas¹⁰⁾ の研究で推定可能である。Mei¹¹⁾ は流れによる波の屈折を理論的に取り扱っている。

実用目的では幾つかの数値モデルが利用できる。これには SWAN モデル¹²⁾¹³⁾、STWAVE モデル¹⁴⁾、デンマーク水理研究所による MIKE などが含まれる。数値モデルの大半は計算時間を短縮するための簡略化と仮定を設けている。多方向不規則波が取扱い可能なことはモデルにとって必要と考えられ、特に海底地形が複雑なときに要求される。それぞれのモデルもそれなりの解析力を有しており、また波浪変形を適切に選択することが可能である。しかしながら、いずれのモデルも普遍的な適用性があるとは考えられず、またモデル開発で用いられた仮定が大幅に否定される場合には計算結果が不正確となる。これらのモデルの利用者は、各モデルの特徴、用いられた仮定、および限界について熟知すべきである。

9) その他の変形

海底がほとんど水平で浅い水深が長距離にわたって続く場合、あるいは汀線に向かう海底勾配が 1/300 程度以下の海岸では、波は底面摩擦によって次第に減衰する。すなわち、底面乱流境界層に対して水粒子の軌道運動が行う仕事によって波エネルギーフラックスが失われる。しかしながら、波浪減衰に関する現地観測から推定された摩擦係数のデータが大幅に散らばっているため、底面摩擦による波浪減衰の大きさを十分な信頼性で算定することはむずかしい。底面摩擦によるエネルギー消散項を浅水域における風波の発生、伝搬のスペクトルモデルに組み込む努力も行われている。

波浪減衰のもう一つの可能性は、軟弱な地盤層が波で運動を起こし、その運動に伴う粘弾性エネルギー消散である。幾つかの理論が提出され、室内実験で検証が行われている。しかしながら、現地においてこのメカニズムによる波浪減衰を定量的に算定する方法は未だ確立されていない。

(5) 波頂水位および波の運動力学特性

1) 一般

静水面上の波頂の高さは、波の非線形性のために静水面下の波の谷の深さよりも大きい。設計波の波頂水位を推定する際には、非線形波浪理論および/または信頼できる室内実験データを参照すべきである。波群中の最高の波頂水位を推定する際には、不規則波中の最高波に対して規則波の理論および/または実験結果を適用することができる。

波の運動力学特性、すなわち波による水粒子の軌道運動速度と加速度は、精度の高い非線形波浪理論に基づいて算定すべきである。線形理論では軌道運動を過小評価し、特に波頂付近でその傾向が著しい。

波浪作用を算定する地点において碎波が予想される場合には、波の形状および水粒子運動が非碎波

のときと大きく異なる可能性があるので、特段の注意を払うべきである。この算定には水理模型実験および/あるいは高度な数値モデルの使用が推奨される。

かなりの強さの流れが波と共存するときには、流れの速度と波による水粒子速度のベクトル和を用いて水粒子の運動力学特性を算定することができる。

2)波頂高

最高波の波頂高は、波浪作用が及ぶ上限の高さを規定するため、栈橋や石油掘削プラットフォームのように杭支持構造物の性能照査において考慮すべき基本要素である。ストークス5次近似波浪理論や流れ関数理論などの規則波の非線形理論がしばしば大きな波の波頂高と波形を計算するのに用いられる。不規則波中の最高波の波頂高を正確に計算するような非線形不規則波の理論は未だ開発されていない。2次近似理論と観測された波頂高の確率分布の比較は Forristall¹⁵⁾ が行っている。第14回 ISSC (国際船体・海洋構造会議)の技術委員会 I.1「環境」の報告は、波頂高に関する豊富な情報を与えている¹⁶⁾。

静水位上の波頂高と波高との比は、ごく微小な波に対する0.5の値から波高の増大とともに砕波時の限界値へ向かって増加する。砕波時の波頂高と波高の比の上限値は水深波長比の関数である。

3)水粒子速度

波の作用下の水粒子の速度と加速度は、柱状部材要素ならびに孤立構造物へ抗力と慣性力を惹起する。これらは構造物の設計対象である大波高の波に対して算定される必要がある。大波高の波の運動力学の算定には三つのアプローチがとられる。

第1のアプローチはゼロクロス法で定義される個々波に対して規則波の非線形理論を用いるものである。諸研究者のなかでも、Chakrabarti and Kriebel¹⁷⁾は実験室での波運動の測定によって水深の中間部分に対するその適用性を例示した。波頂周辺の水平速度については、Skjelbreia¹⁸⁾がレーザードップラー流速計を用い、Lader¹⁹⁾が粒子イメージ法で測定した。Skjelbreia は最大水平速度が砕波する孤立波の波速とほぼ同等であることを報告し、一方 Lader は測定した速度分布の外挿によって最大速度として移動する砕波の波速の0.7~0.8倍の範囲にある値を得た。規則波の非線形理論を用いる際には、その理論が砕波の波頂における水平速度として波速に等しい値を予測できることを確認しておくことを推奨する。

第2のアプローチは、表面波の方向スペクトルを波形水位から運動力学(水粒子速度と加速度)への伝達関数を用いて運動力学のスペクトルに変換し、運動力学のスペクトル計算を行う方法である。線形波理論による伝達関数を単純に適用すると、比較的深い水域での波頂付近の運動力学特性を過大に算出する。これは高周波数領域の運動力学特性のスペクトル成分が過剰に増幅されるためである。このため、鉛直座標の何らかの引き伸ばしを行うのが慣習となっている。たとえば Wheeler²⁰⁾の方法では各時刻の水位 η を用いて鉛直座標 z を $z' = (z - \eta)/(1 + \eta/h)$ と変換する。Gudmestad²¹⁾は深水域と中間水深域の運動力学について幾つかの現地観測報告も含め、観測値と予測値のレビューを提出している。

第3のアプローチは Dean²²⁾によるハイブリッド法であり、非線形波理論による運動力学特性の予測値を波浪スペクトルの方向分散効果を考慮して割り引き、方向分散効果は線形変形理論で推定する。2次元波理論の値から最大で15%までの減衰率が幾つかの現地観測プロジェクトで認められて

いる．方向性波浪の水粒子速度と2次元波浪の水粒子速度との比は分散ファクターと呼ばれることがある．Forristall and Ewans²³⁾は現地のさまざまな波浪条件下での分散ファクターの値を示しており，参照されたい．

4)波と流れの運動力学

波と流れの複合した運動力学は原則として，細長い構造物に対する波と流れの作用，たとえばモリソン型の荷重，パイプライン，渦励起振動などの計算に際して必要となる．

一様な水深の水域での追い流れまたは向かい流れという単純な場合には，Hedges²⁴⁾が線形波理論を仮定して固定座標系における水平，鉛直水粒子速度と加速度を与えている．Hedges はまた同様な条件に対して，スカラー量のスペクトルが $S_{\eta}(f_a, U)$ で与えられたときの水粒子速度と加速度のスペクトルを与えている．ここに f_a は位置を固定した観測者が観測する周期に対応する周波数である．

このアプローチはまたスカラー量のスペクトルを波の方向スペクトル $S_{\eta}(f_a, U)$ で置き換えて適用することもできる．ここに θ は波の主方向と対象とする周波成分の方向との角度である．しかしながら，モリソン型波力に対する方向性波浪と流れの効果については調査が何も行われていない．水粒子速度と加速度のスペクトルを算定するときには，波の主方向と流れの間の角度とともにスカラー量の波スペクトルを用いることが推奨される．

付録 8 . 4 流れ

(1) 一般

海底に基礎を置く構造物に対しては，全水深にわたる流速変化を考慮すべきである．構造物の設計では，極値あるいは異常波浪時の波浪状況と併存する全流速断面を指定すべきである．

2) 流れの速度

1)流れのパラメータ

流れの速度は空間的および時間的に変化する．海洋流の全速度は，潮流と非潮流すなわち残差流とのベクトル和である．残差流は循環流と嵐に起因する流れ，さらに密度勾配，風のせん断応力，内部波などさまざまな現象で発生する短・長周期流を含む．残差流はしばしば不規則であるが，多くの場所で最大残差流と考えられるものは非常に大きな高潮による流れである．

潮流は規則的かつ予測し得るものであり，日最大速度はその日の潮差にほぼ比例する．陸棚の沖の深海域では一般に潮流が弱い．陸棚が広がっている場所よりも急な陸棚のほうに一般に潮流が強くなる．潮流は海岸線と海底の形状によって強まる可能性があり，そのため多くの入り江や海岸域で強い潮流が現れ得る．

循環流は一般的な海洋循環の一つの様相であり，比較的定常でありかつ大規模である．その例には北太西洋海流が含まれる．比較的定常であるけれども，こうした循環の様相は蛇行したり，循環主体から間欠的に分離することがあり，大規模な渦あるいはリングを形成し，1日数マイルの速度で漂う可能性がある．こうした循環の様相は主として陸棚の沖の深海域で見られ，一般には海岸の地点には影響を与えない．ただし，深海から浅海域への波の屈折に影響するかもしれない．

吹送流は、風のせん断応力と嵐の際の気圧勾配によって発生する。吹送流の速度は、嵐の強度と気象条件、海底地形と海岸線形状、および水の密度の鉛直分布の複雑な関数である。開けた海岸線に沿う深海域では、表層の吹送流速は嵐による1時間平均風速の3%に達すると推定できる。

砕波帯内では、波で励起される海浜流と称する特殊な流れが存在する。海浜流は砕波帯内で発生するので、漂砂が存在する地域で浮遊砂を輸送し、海浜の地形変化を引き起こす。

エスチュアリーや河口部では、淡水と塩水との干渉のために流れが複雑なものとなり得る。

2) 流れの特性

極大あるいは異常流速分布の特性は、その決定が特に難しい。これは、流況観測は比較的に経費のかさむものであり、その結果として十分な数だけの厳しい事象を捕捉できるだけ長い期間にわたって観測を継続する見込みが薄いためである。さらに、流況追算モデルは必要とされるパラメータを提供する能力において風や波のモデルほど進歩していない。また、既存データセットの外挿に当たっては、流れの3次元構造を考慮する必要がある。

構造物の設置箇所における流れの現地観測は、発生しそうな極大流速を個別に推定するための基礎資料、あるいは全流れのさまざまな成分の表示値をチェックするために利用することができる。

波浪が卓越する大半の設計状況では、残差流の極値あるいは異常値は高品質の現地観測によって取得可能である。これらの観測は水深にもよるけれども、水面から水底まで、また大波浪を発生させる幾つかの主要な嵐を捉えるだけの期間にわたって行われるべきである。流況モデルは現地観測データの代理として利用できる。流況モデルは、潮流の調和分解を可能とし、残差流を全流れから分離できるよう、十分に長い期間にわたって計算すべきである。近隣の観測値によって流況モデルの計算結果の検証を保證するよう努力すべきである。

3) 流速の鉛直分布

流速の鉛直分布特性は、地域の海洋気候、特に鉛直温度構造と地域の内外との水の移流状態に依存する。この二つの支配要因は季節ごとに变化する。たとえば、潮汐が卓越する浅海域では、深さ方向の流速の分布が対数分布あるいは単純な指数則で特徴づけられるのに対し、深海域の流速分布は複雑であり、流向が深さによって逆転する可能性すらある。

式(18)の流速の対数分布あるいは式(19)の単純指数則は、適切な場所（たとえば多くの海岸域のように比較的浅くて潮流が卓越する所）で使用可能である。

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{h+z}{z_0}\right) \quad (18)$$

または、静水位からある深さ z_1 における流速が測定されているときにはより簡単な次式が使用できる。

$$U(z) = U(z_1) \left(\frac{z+h}{z_1+h}\right)^\alpha \quad (19)$$

ここに、 z = 静水位を $z=0$ とする鉛直座標、 u_* = 摩擦速度、 z_0 = 底面粗度高さ、 α = フォンカルマン定数=0.4、 α = 定数でほぼ 1/7 の値、 h = 水深。

付録 8 . 5 直立壁に対する波の作用

(1) 直立壁への波の作用に関する拡張合田公式

直立壁を有する構造物への波の作用に関する算定式として用いられるものに拡張合田公式がある。直立壁に作用する波圧は、図-8.1 に示すような線形分布をなすものと仮定する。波圧の作用する高さを η^* で表示すると、これは以下で与えられる。

$$\eta^* = 0.75(1 + \cos \beta)H_D \quad (20)$$

ここに、 β は波の進入方向と直立壁の法線となす角度を表し、 H_D は後で指定する計算に使用する波高である。波向は、それを定める際の不正確さを考慮して、波の主波向から鉛直壁の法線へ向かって最大 150° まで回転すべきである。

波圧の強度は以下で与えられる。

$$p_1 = 0.5(1 + \cos \beta)(\alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 \cos^2 \beta) \rho_w g H_D \quad (21)$$

$$p_3 = \alpha_3 p_1 \quad (22)$$

$$p_4 = \begin{cases} p_1 \left(1 - \frac{h_c}{\eta^*}\right) & : \eta^* > h_c \\ 0 & : \eta^* \leq h_c \end{cases} \quad (23)$$

ここに、 α_1 、 α_2 、 α_3 は以下に与える係数、 λ_1 と λ_2 は波圧修正係数、 ρ_w は海水の密度、 g は重力加速度、 h_c は静水位上の直立壁の天端高である。

$$\alpha_1 = 0.6 + \frac{1}{2} \left[\frac{4\pi h/L}{\sinh(4\pi h/L)} \right]^2 \quad (24)$$

$$\alpha_2 = \min \left\{ \left(\frac{h_b - d}{3h_b} \right) \left(\frac{H_D}{d} \right), \frac{2d}{H_D} \right\} \quad (25)$$

$$\alpha_3 = 1 - \frac{h'}{h} \left[1 - \frac{1}{\cosh(2\pi h/L)} \right] \quad (26)$$

ここに、 $\min\{a, b\}$ は a または b のいずれか小さい値、 d = 被覆材（または根固めブロック）の上の水深、 h = 直立壁の位置での水深、 h' = 直立壁の前趾の水深、 h_b = 直立壁から沖側へ有義波高の 5 倍の距離における水深、 L = 水深 h における波長である。

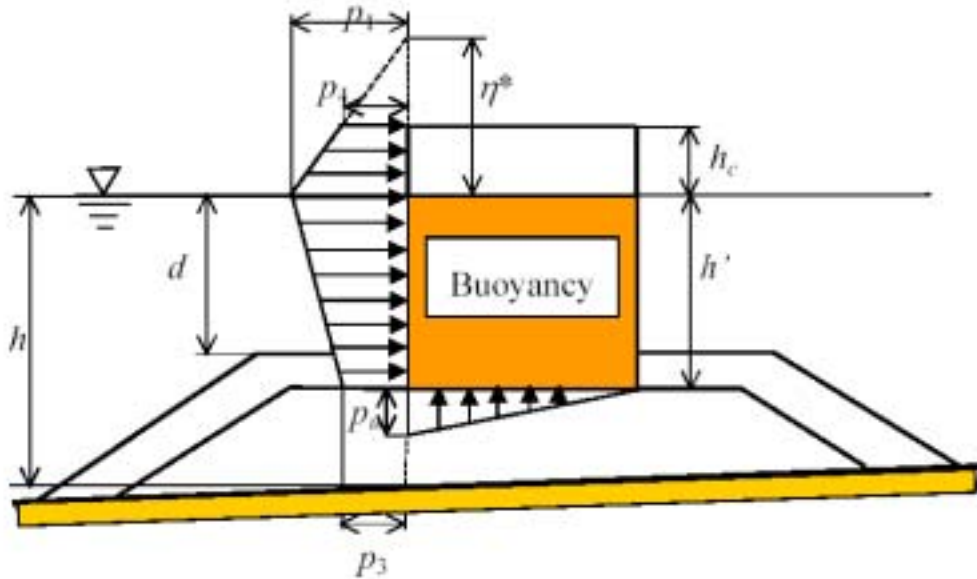


図-8.1 防波堤の堤体に作用する波圧と揚圧力

堤体の底面に作用する揚圧力は最大値が次式で与えられる線形分布をなすものと仮定する．

$$p_u = 0.5(1 + \cos \beta) \alpha_1 \alpha_3 \lambda_3 \rho_w g H_D \quad (27)$$

越波の有無に係わらず，堤体の没水部分には浮力を作用させる．

波圧補正係数 α_1 ， α_2 ，および α_3 は標準的な直立および混成防波堤では 1.0 の値を与えるけれども，消波コンクリートブロックで被覆された混成堤に対しては小さめの値を指定する(港湾基準⁴⁾)．

波高 H_D は最高波の波高であり，防波堤が碎波帯の外に位置しているときには設計有義波高 $H_{1/3}$ の 1.8 倍に設定する．碎波帯の内側では， H_D は不規則碎波過程を考慮して算定すべきである．波長 L を算定するための周期は設計波の有義波周期であり，これは近似値としては $0.9T_p$ または $1.2T_m$ に等しい．

衝撃碎波圧に対する配慮が必要な場合には，係数 α_2 を $\alpha_2^* = \max\{\alpha_2; \alpha_1\}$ で置き換える．ここに α_1 は衝撃碎波圧に対する係数であり，以下で定義される．

$$\alpha_1 = \alpha_{IH} \alpha_{IB} \quad (28)$$

$$\alpha_{IH} = \min\{H/d; 2.0\} \quad (29)$$

$$\alpha_{IB} = \begin{cases} \cos \delta_2 / \cos \delta_1 \\ 1 / \cosh \delta_1 \cosh^{1/2} \delta_2 \end{cases} \quad (30)$$

$$\delta_1 = \begin{cases} 20\delta_{11} & : \delta_{11} \leq 0 \\ 15\delta_{11} & : \delta_{11} > 0 \end{cases} \quad (31)$$

$$\delta_{11} = 0.93 \left(\frac{B_M}{L} - 0.12 \right) + 0.36 \left(0.4 - \frac{d}{h} \right) \quad (32)$$

$$\delta_2 = \begin{cases} 4.9\delta_{22} & : \delta_{22} \leq 0 \\ 3.0\delta_{22} & : \delta_{22} > 0 \end{cases} \quad (33)$$

$$\delta_{22} = -0.36 \left(\frac{B_M}{L} - 0.12 \right) + 0.93 \left(0.4 - \frac{d}{h} \right) \quad (34)$$

ここに、 B_M は堤体前面の捨石マウンドの天端幅である。上述の公式は高橋ら²⁵⁾による。波圧合力と転倒モーメントの公式は Goda¹⁾に見いだされる。

合田公式は混成防波堤への全波浪荷重を 10% ほど過大評価する傾向があり、その変動係数は 0.1 前後である（付録参照）。

(2) 波力の時刻歴モデル

波力の継続時間を考慮して構造物の変形量などを評価する際には、波力の時刻歴モデルが必要となる。このモデルとして、谷本ら²⁶⁾によるモデルがある。図-8.2 に示すように、衝撃波力から重複波力までを含んだものとなっている。

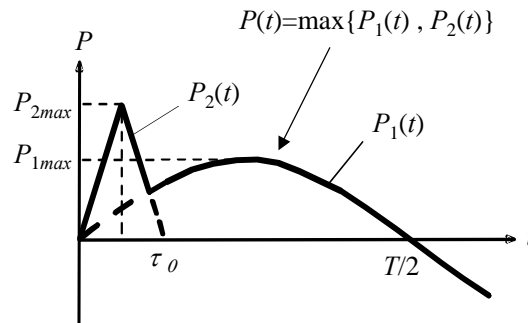


図-8.2 波力の時刻歴モデル

ここに、 P_{1max} : 合田式において波圧係数 1 のみを考慮したときの水平波力または揚圧力、
 P_{2max} : 合田式において高橋ら²⁵⁾による波圧係数 * を考慮したときの水平波力または揚圧力

付録 8 . 6 柱状部材および孤立構造物に対する波と流れの作用

(1) 流れの作用

単一の構造要素に定常な流れが及ぼす作用は、次の抗力方程式によって求めることができる。

$$F_D = 0.5 \rho_w C_{Ds} D l U^2 \quad (35)$$

ここに、 ρ_w = 水の密度、 C_{Ds} = 定常流に対する抗力係数、 D = 構造部材の直径の特性値、 l = 構造部材の長さの特性値、 U = 流速。

円形部材では抗力がレイノルズ数 $Re = UD/\nu$ （ここに ν = 動粘性係数）および柱体の粗度の関数である。パラメータ e は k を粗度要素の高さとして $e = k/D$ に等しい。海成付着物の成長が激しい場合には、名目上の直径を D_c から D に増大させるべきことに注意する。

(2) 波の作用

単一の細長体に対する波の作用

対象の部材が比較的ほっそりしているときには粘性効果が重要となる可能性があり、波 / 流れの作用はモリソン公式²⁷⁾による抗力と慣性力の和として表すことができる。部材の長さ dz に働く波の作用は次式で与えられる。

$$dF = dF_D + dF_I = 0.5\rho_w C_D Du|u|dz + \rho_w C_M \frac{\pi D^2}{4} \dot{u} dz \quad (36)$$

ここに、 dF = 部材軸に垂直な方向の作用ベクトル、 dF_D = 抗力ベクトル、 dF_I = 慣性力ベクトル、 C_D = 抗力係数、 $C_M = 1 + C_a$ = 慣性係数、 C_a = 付加質量係数、 μ = 部材軸に垂直な方向の水粒子速度、 $\dot{u} = \partial u / \partial t$ = 部材軸に垂直な方向の水粒子加速度、 ρ_w = 水の密度、 dz = 検討部材の長さ。

必要な場合には、水速度は隣接する体積の大きな要素による擾乱を含むべきである。

構造部材が運動する場合には、部材(構造)の速度と加速度を考慮した修正を導入すべきであり、波の作用としては次のようになる。

$$dF = 0.5\rho C_D |u - \dot{r}|(u - \dot{r})dz + \rho \frac{\pi D^2}{4} (C_M \dot{u} - C_a \ddot{r}) dz \quad (37)$$

ここに、 $\dot{r} = \partial r / \partial t$ = その軸に垂直方向の部材の速度、 $\ddot{r} = \partial^2 r / \partial t^2$ = その軸に垂直方向の部材の加速度。

柱体からはその側面から交互に渦が放出される可能性があり、それによって水粒子速度の主方向に垂直方向の横断力が惹起される。渦は波の2倍周波数で放出される。波の峰が通過するとき二つの渦が放出され、波の谷が通過するときも二つの渦が放出される。これによって惹起される揚力は次のように表される。

$$F_L = 0.5\rho_w C_L D u_{\max}^2 \sin 2\omega t \quad (38)$$

ここに u_{\max} = 波の1サイクル中の最大水粒子速度($u = u_{\max} \sin \omega t$)、 ω = 波の角周波数 = $2\pi / T$ 、 C_L = 揚力係数。

同時に働く抗力と慣性力の合成効果はベクトル加算によって求められる。

抗力係数、慣性係数および揚力係数は、各種実験結果の解析から求められてきた。抗力係数と慣性係数の値は、クーリガン - カーペンター (KC) 数、レイノルズ数、および柱体表面の粗度に依存する。

クーリガン - カーペンター数 KC とレイノルズ数 Re は次のように定義される。

$$KC = \frac{u_{\max} T}{D}, \quad Re = \frac{u_{\max} D}{\nu} \quad (39)$$

ここに、 ν = 動粘性係数である。抗力係数、慣性係数および揚力係数に関する最も広範囲な調査の一つが Sarpkaya²⁸⁾²⁹⁾によって実行された。この実験は振動 U 字型水トンネルで行われたもので、レイノルズ数が 700,000、クーリガン - カーペンター数が 150 までの範囲をカバーした。柱体の相対粗度 k/D は 0.002 から 0.02 の間で変化させた。粗度 k は、柱体に糊付けされた粗度要素の平均高さである。

ISO/CD 19902 は、現実的な C_D の概略値を得るために、粗度として非常に小さな値を用いていることに注意を喚起している。流体動力学的に粗面の領域を信頼できるように定めるためには、対

象地点に特有なデータを使用すべきである．そうでなければ，構造要素は海底に至るまで粗面であるとみなすべきである．

集合した円柱群に対する波の作用

Reed et al.³⁰⁾は単一の柱体および柱体の集合が前後に一様に運動するときの抗力係数を異なる傾斜角について与えている．Reed et al. はまた，波に流れが重畳したときについても実験している．Chakrabarti³¹⁾は単列の柱体に関し，柱体間隔，波向，および KC 数の異なる値について複数の柱体に対する最大波力の情報を与えている．ISO/CD 19902 には，コンダクター被覆ファクターに関する追加情報がある．

大型物体に対する波の作用

体積の大きな物体に対する波の作用は波浪回折理論に基づいて計算すべきである．入射波は反射および散乱させられ，波のポテンシャルは入射波のポテンシャルと反射および散乱波のポテンシャルの和として表される．

海底に設置された鉛直な円柱のように単純な形状の構造物については，MacCamy and Fucks³²⁾の理論解が適用できる．この解によれば，波が円柱を通過するときの最大波力と波の間には位相差があることになる．この位相角は D/L 比に依存する．MacCamy and Fucks の解析解を慣性力の一般表式と比べることにより，円柱の単位長さ当たりの dF_z は

$$dF_h(z) = \rho_w C_M \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u(z)}{\partial t} \quad (40)$$

ここに， $\partial u / \partial t$ は円柱の中央で計算され， C_M と位相角は Dean and Dalrymple³³⁾に示されている．

(3) スラミング作用

波浪中の構造物のうち，スプラッシュ帯の部分は部材が波に潜ったり，巻き波砕波にぶつけられたりしたときにスラミングに起因する力の影響を受けやすい．

円柱部材では，スラミング作用は通常次式で計算できる．

$$dF = 0.5 \rho_w C_s D V_R^2 dl \quad (41)$$

ここに， dF_s = 速度方向のスラミング力， ρ_w = 水の密度， C_s = スラミング力係数， D = 部材直径， V_R = 部材表面への水面の相対速度， dl = 円形柱体要素の長さ．

2次元円柱に対して von Karman が最初に与えた単純な理論アプローチは C_s として 2 の値を導く．その後の理論的研究では $C_s = 2$ となる．この値は実験によってある程度確認されている．3次元効果は2次元を考慮したときよりも小さな C_s 値を生むけれども，減少率について正確には知られていない．

付録 8 . 7 津波

(1) 津波の周期

津波の周期は、波源域の広さ、震源からの距離、湾の共振特性等によって異なる。湾や港の固有振動周期と同じ周期の津波成分が共振によって増幅するので、津波の代表的な周期ばかりでなく湾や港の固有振動周期と同じ周期の津波についても数値計算などにより検討することが望ましい。

(2) 津波の波速

長波としての津波の波速 C は水深のみの関数となる。

$$C = \sqrt{gh} \quad (42)$$

ここに、 C : 波速、 g : 重力加速度、 h : 水深である。

例えば、太平洋の平均水深 4,000m では、津波の波速は時速 713km となる。1960 年にはチリ沖で発生したチリ地震津波は約 1 日かけて日本に到達した。水深 20m の沿岸では時速 50km にまで波速は減少する。

(3) 津波の変形

沖合から沿岸に伝達する過程において、津波は浅水変形や屈折などの波変形を受ける。これにより沿岸で津波高さは 10m を越えることがある。さらに、沿岸の 200 ~ 300m 程度の局所的な陸上地形に影響されて 20m ~ 30m にも津波が遡上することがある。例えば、1993 年北海道南西沖地震津波の際には、奥尻島の V 字状の崖地では 32m まで津波は遡上した³⁴⁾³⁵⁾。また、屈折により岬部に津波が集中することがある。さらに、津波は回折によって、津波来襲方向から見て島や岬等の裏側にも津波は来襲する。例えば、1993 年北海道南西沖地震津波は奥尻島の西側から来襲したが、島の東側にも津波被害が発生しており、2004 年スマトラ沖地震に伴ったインド洋大津波はスリランカの東から来襲したが南西部海岸でも 5m 程度の津波が来襲した。

(4) 津波の波力

直立壁に作用する津波力は、図-8.3 のように与えてもよい。静水位上 $\eta^* = 3.0a_I$ の高さで $p = 0$ 、静水位で $p = 2.2\rho_0 g a_I$ となる直線分布で、静水位以下は、一様な波圧分布とする³⁶⁾。

$$\eta^* = 3.0a_I \quad (43)$$

$$p_1 = 2.2\rho_0 g a_I \quad (44)$$

$$p_u = p_1 \quad (45)$$

ここに、 η^* : 静水面上の波圧作用高さ、 a_I : 入射津波の静水面上の高さ (振幅)、 $\rho_0 g$: 海水の単位体積重量、 p_1 : 静水面における波圧強度、 p_u : 前面下端における揚圧力 である。

なお、静水面は段波津波の場合には段波来襲直前の水位にとる。

非碎波の津波の場合には、入射津波の波高 H_I とすれば、

$$H_I = 2a_I \quad (46)$$

である。ただし、防波堤がある条件で数値シミュレーションを行うと、堤体前面では反射波により津波波高は、防波堤のない場合のほぼ2倍になる。この場合には、堤体前面における静水面から測った最高水位を入射波高に等しいとして用いてもよい。また、津波が分裂する場合の津波力の算定法が実験結果に基づき示されている³⁷⁾。

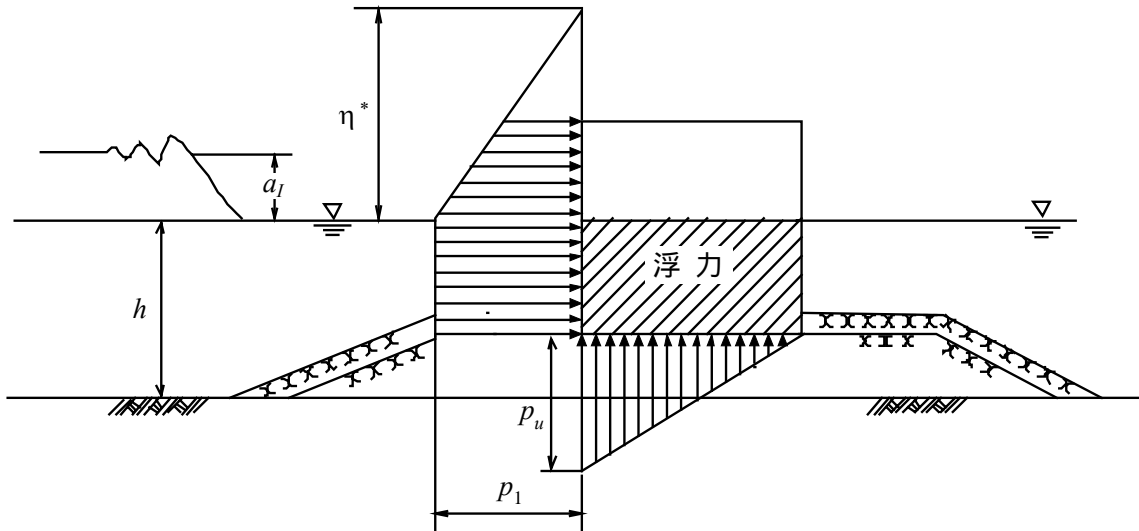


図-8.3 津波波力の考え方

(5) 津波の流速

津波は風波と異なり海表面から海底面までの海水が運動する。津波による海水の動きは一般的には海表面から海底面まで一様であり、その流速 u は式(47)によって与えられる。津波の流速は水深が浅くなるほど速くなる。

$$u = \frac{C\eta}{h} = \eta \sqrt{\frac{g}{h}} \quad (47)$$

ここに、 η ：平常潮位を基準とした津波による海面変動， C ：波速， h ：水深， g ：重力加速度である。

(6) 津波の数値計算

津波の数値計算では、対象とする津波を再現できる基礎方程式に基づいた数値モデルを用いる必要がある。日本近海で発生する近地津波に対しては、主として以下の2つの理論が使われる。

分散性を考慮しない長波理論³⁸⁾：この中には、波高と水深の比(波高/水深)が小さく、水深に比べて波長の長い長波に適用できる線形長波理論と波高と水深の比が小さくない長波に適用される非線形長波理論がある。首藤³⁹⁾によると、200mよりも水深が深い場合には線形長波理論が適用できる。

分散性を考慮した長波理論：1983年日本海中部地震津波のときに海岸近くで観測されたような波が分散する場合には、非線形分散波理論を適用することによって現象がより説明できる⁴⁰⁾⁴¹⁾。非線

形分散波理論は、非線形長波理論に波の分散性を考慮する項（分散項）を加えたものである。

また、海外の地震によって太平洋等を伝わって日本に到達する遠地津波の場合には、線形長波理論に分散項を加えた線形分散波理論を適用する。これは、津波は一般に多くの周期成分をもった波であり、水深の深い海域では周期が長いほど波の進行速度が速いため、太平洋等の長距離にわたって伝達するうちに周期の短い波の遅れが生じて波が分散するためである。なお、遠地津波の場合には、コリオリ力を考慮する必要があるとともに、座標系には球面座標を用いる必要がある。

津波の数値計算には、計算領域境界において津波入射波形を与えたり、地震断層モデル⁴²⁾から算出した海底地盤変動量と津波の初期の海面変位量とが同じであると仮定して津波の初期の空間波形を与える場合がある。断層モデルから海底地盤変動量を算出する際には Mansinha・Smylie の弾性理論解⁴³⁾等が使用できる。また、断層内のアスペリティを考慮する場合もある。

陸上部の津波の遡上高を計算するためには、岩崎・真野の方法⁴⁴⁾及びこれを改良した方法⁴⁵⁾を用いることができる。

付録 8.8 波浪および流体による作用に関するパラメータの分布

防波堤の性能照査において関係する波浪変形計算法の精度、砕波変形の精度、ケーソン式混成堤および消波ブロック被覆堤の波力式の算定制度については、Takayama and Ikeda⁴⁶⁾により、それぞれ図-8.4～図-8.6のようにまとめられている。水平軸は実験値と算出値の比である。なお、図-8.4の波浪変形計算の結果は海底勾配が緩やかな場合(1/30以下)の結果である。また、長尾⁴⁷⁾は、Takayama and Ikeda⁴⁶⁾による以外のデータについても併せて検討し、これらの分布について表-8.1に示す値を得ている。

この他、重力式特殊防波堤については、吉岡ら⁴⁸⁾により波力算定精度がまとめられている。

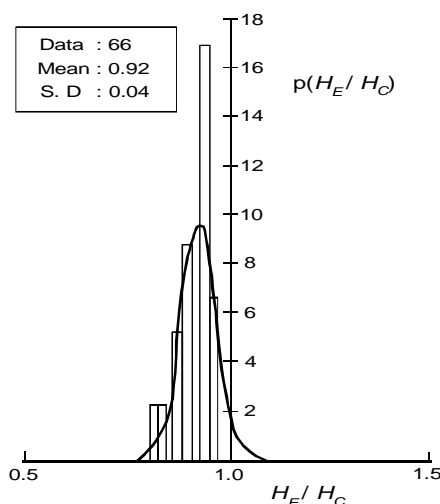


図-8.4 波浪変形計算精度

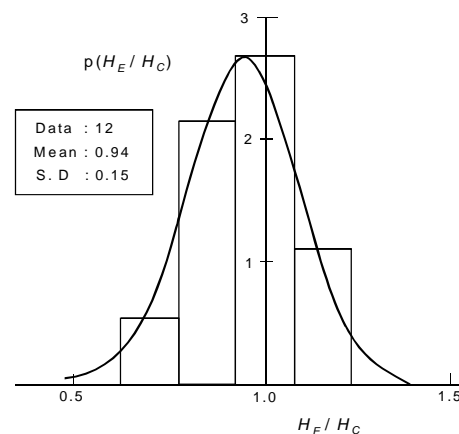


図-8.5 砕波変形計算精度

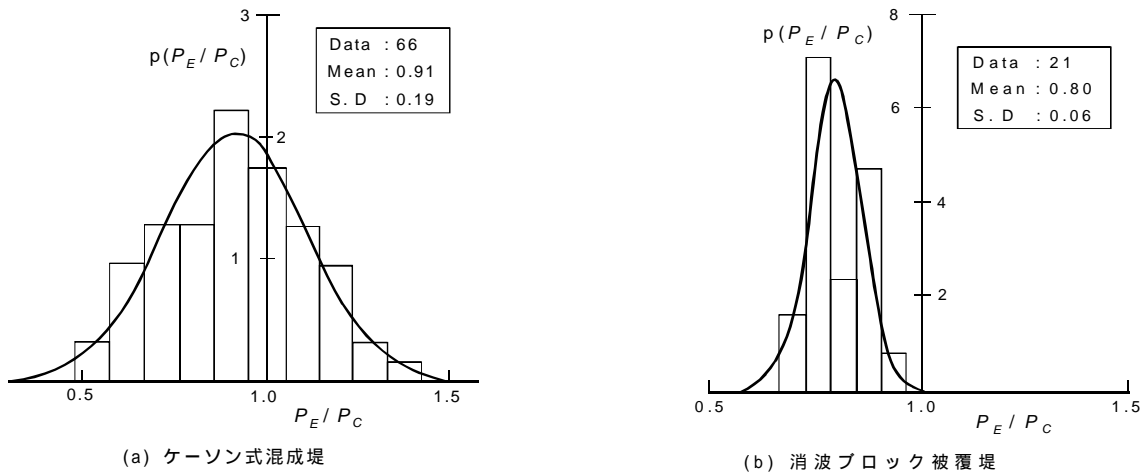


図-8.6 波力算定式精度

表-8.1 各設計因子の従う分布

		V
波浪变形計算精度		
水深変化緩	0.97	0.04
水深変化急	1.06	0.08
碎波变形推定精度	0.87	0.10
波力算定式推定精度		
ケ-ソン式混成堤	0.91	0.19
消波ブロック被覆堤	0.84	0.12

注： ; 平均値 / 特性値

V; 変動係数

付録 8.9 異常潮位に関する統計データ

台風等の気象擾乱が無いにもかかわらず、天文潮を数十 cm も上回るような高潮位による被害が発生しており、このような現象は「異常潮位」としてその存在が知られている。ここでは、全国 97 箇所、1974 年から 2002 年までの最大 29 年間の検潮記録による異常潮位に関する統計データを紹介する。ここで、「異常潮位」は、毎時の実測潮位から 60 分潮の調和解析による推算潮位を差し引き、さらに気圧補正および 48 時間のローパスフィルターを施した潮位偏差成分によって算出している。詳細は下野ら⁴⁹⁾を参照されたい。さらに、+10cm 以上を「高い異常潮位」、-10cm 以下を「低い異常潮位」と呼んで、「異常潮位」とは区別する。

一例として、釜石、名古屋、広島における異常潮位の経日変化およびそのヒストグラムを図-8.7 に示す⁵⁰⁾。図より、異常潮位の度数分布形状は、観測地点によって大きく異なっているものの、いずれの地点も正規分布に良く一致していることがわかる。また、その平均値も概ねゼロとなっており、近年、懸念されている地球温暖化に伴う平均海面の上昇（例えば、永井ら⁵¹⁾）が捉えられていない。これは、異常潮位の抽出に際し、各年の実測潮位データを用いた調和解析により得た推算潮

位を差し引いているため，その平均値に平均海面の上昇分が取り除かれているからである．

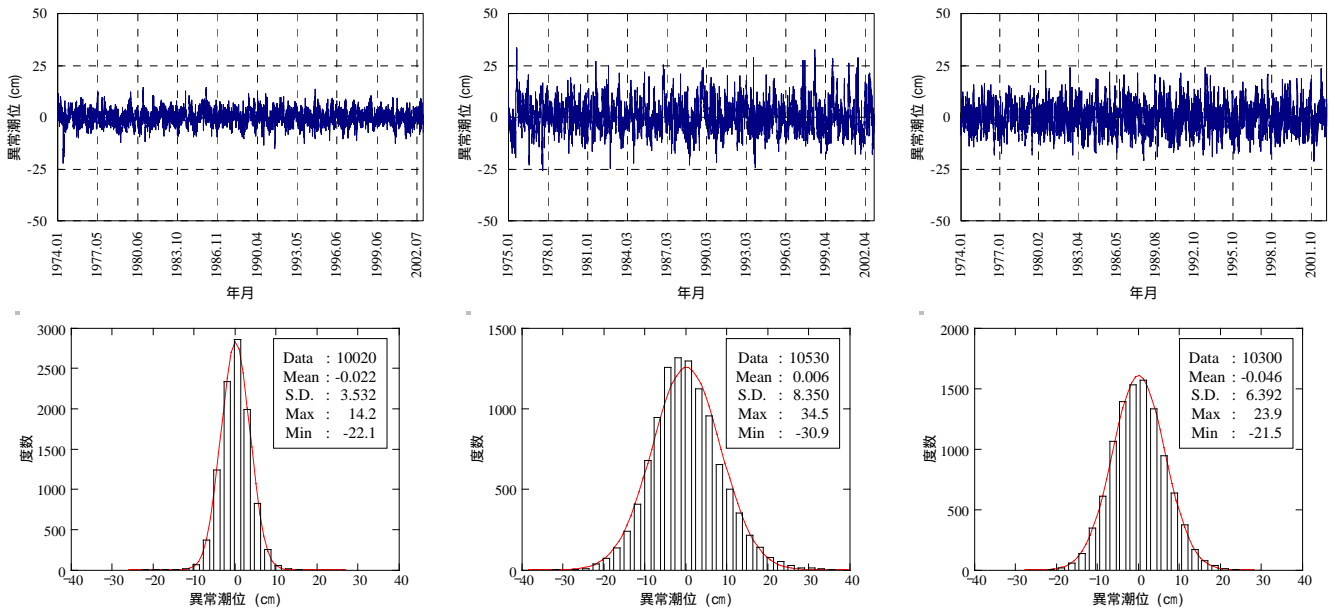


図-8.7 異常潮位の経日変化および頻度分布

図-8.8 は，異常潮位を正規分布で近似した際の標準偏差の地域分布である⁵⁰⁾。これを見ると，明確な地域特性は見られないものの，北海道から東北の太平洋側では標準偏差がやや小さいことがわかる。日本海側および九州，沖縄に関しては，標準偏差はほぼ同程度であり，関東～九州西部にかけての太平洋側では，標準偏差はやや大きくなっている。異常潮位の発生確率分布の，全国 97 地点の統計をまとめると表-8.2 となる⁵⁰⁾。異常潮位の平均値 μ は，全国的に見ても概ねゼロとなっている。標準偏差は，全国平均で約 6cm，全国最大で約 9cm である。また，表には，得られた μ ，より算出した「高い」もしくは「低い」異常潮位の発生確率（+10cm を上回るまたは-10cm を下回る確率）を併記している。両者の確率はほぼ同様であり，全国平均で約 5.5%，全国最大で約 13% となっている。このことは，全国平均的には，年間約 20 日程度，全国最大で年間約 50 日程度，「高い」もしくは「低い」異常潮位がそれぞれ発生することを意味している。

続いて，異常潮位の発生確率分布の経年変化特性について述べる。評価方法は，毎時の異常潮位データを各年毎に集計し，毎年の確率分布をそれぞれ算出した。一例として，稚内，御前崎における異常潮位の標準偏差の経年変化を図-8.9 に示す⁵⁰⁾。図には，経年変化を線形近似した際の近似式を併記している。年毎のばらつきは見られるものの，稚内では，傾向としてはほぼ横ばいとなっている。これに対し，御前崎では，右肩上がりの傾向，つまり標準偏差が年々増加する傾向が見受けられる。そこで，標準偏差の線形近似式の傾き，つまり標準偏差の年変化率を抽出し，その地域特性を評価した⁵⁰⁾。図-8.10 に示すように，北海道，東北および日本海側の観測地点については年変化率が小さく，関東以南の太平洋側の観測地点については，年変化率が大きいことがわかる。特に，関東～南海にかけての太平洋側での値が大きく，その最大値は 1mm / 年近くにまで達している。その要因が，地球温暖化に基づくものなのか，黒潮の流軸変動特性が変わってきているのか，それともその他の要因によるものなのかについては不明であるが，確率統計的観点から，これらの海域に

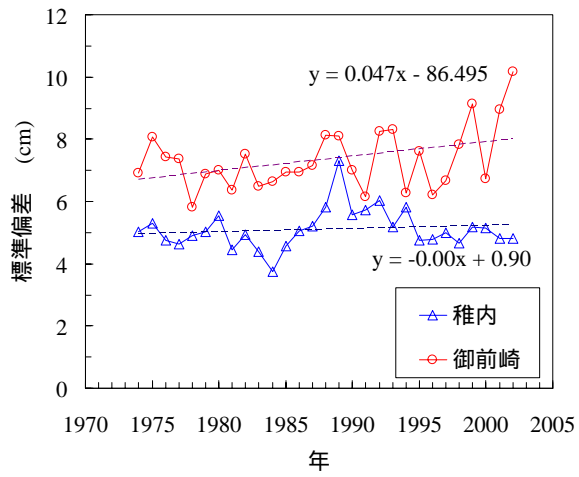


図-8.9 標準偏差の経年変化

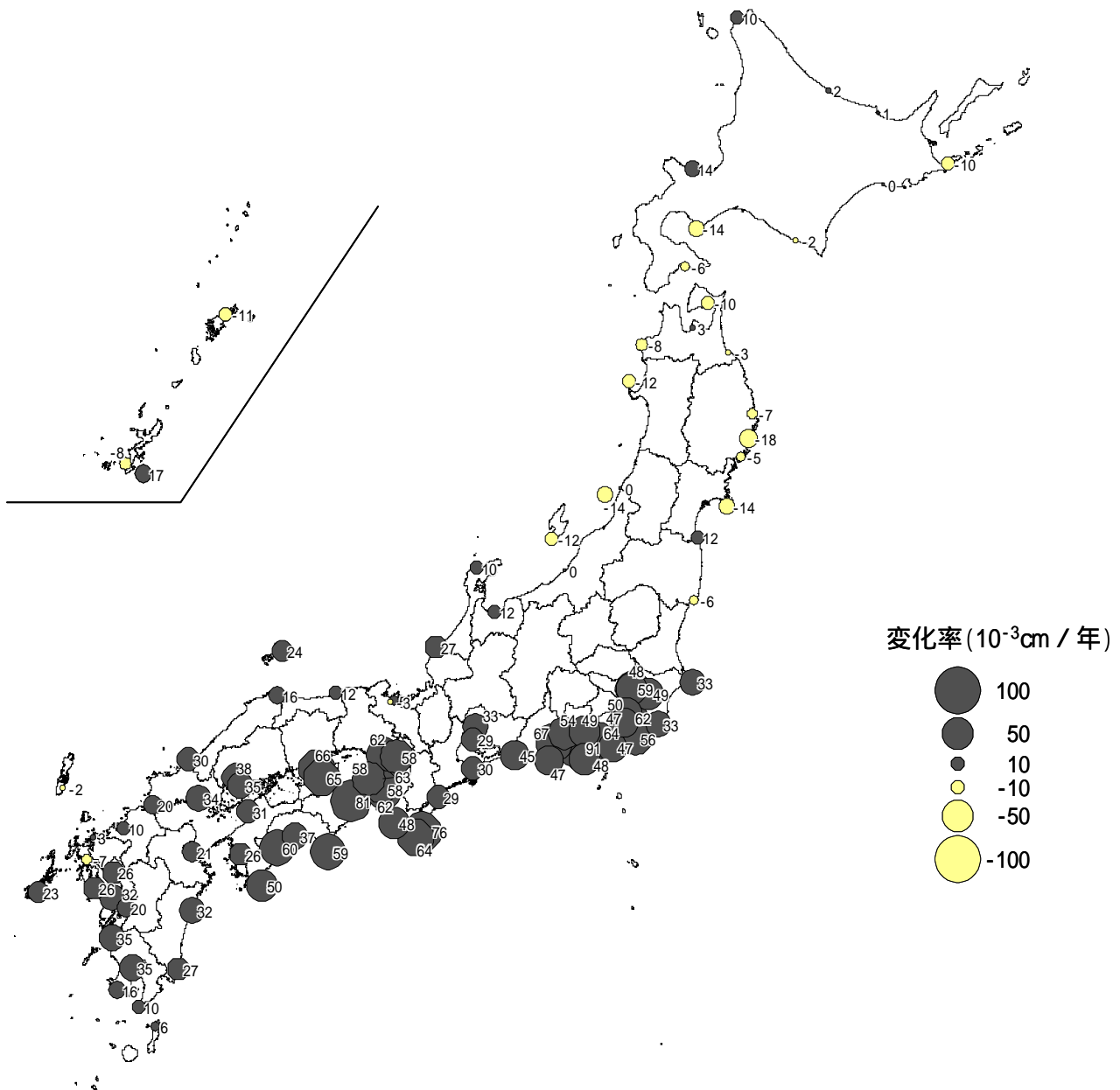


図-8.10 標準偏差の年変化率分布

〔参考文献〕

- 1) Goda, Y. : Random Seas and Design of Maritime Structures (2nd Edition), World Scientific, Singapore, 2000
- 2) Goda, Y. : Statistical variability of sea state parameters as a function of a wave spectrum, Coastal Engineering in Japan, JSCE, Vol. 31, No. 1, pp. 39-52, 1988.
- 3) Mitsuyasu, H. et al.. : Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, Journal of Physical Oceanography, Vol. 5, No. 4, pp. 750-760, 1975.
- 4) 運輸省港湾局監修：港湾の施設の技術上の基準・同解説，日本港湾協会，1999
- 5) 合田良実，小長谷 修，永井紀彦：極値波浪統計の母分布関数に関する実証的研究，海岸工学論文集，第45巻，pp211-215，1998．
- 6) Goda, Y. : Revisiting Wilson's formulas for simplified wind-wave prediction. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 129, No. 2, pp. 93-95, 2003.
- 7) Wilson, B.W. : Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December 1959, Deutsche Hydrographisch Zeit, Vol. 18, No. 3, pp. 114-130, 1965.
- 8) 首藤伸夫：非線形長波の変形 - 水路編，水深の変化する場合 - ，第21回海岸工学講演会論文集，pp.57-64，1974.
- 9) Jonson, I.G., Skovgaard, C. And Wang, J.D. : Interaction between waves and currents, Proceedings of 12th International Conference on Coastal Engineering. ASCE, Washington D.C., pp.489-509, 1970.
- 10) Brevik, I. and Aas, B. : Flume experiments on wave and currents. I Rippled bed. Coastal Engineering, Vol. 3, pp 149 – 177, 1980.
- 11) Mei, C.C. : The applied dynamics of the ocean surface waves. A Wiley-Interscience Pub., John Wiley & Sons, 1983.
- 12) Booij, N., Ris,R.C. and Holthuijsen,L. : A third generation wave model for coastal regions. Part I. Model description and validation. J. Geophys. Res., 104, C4, 7649-7666, 1999.
- 13) Holthuijsen, L. H., Herman, A. and Booij, N. : Phase-decoupled refraction-diffraction for spectral wave models. Coastal Engineering, 49, pp 291-305, 2003.
- 14) Vincent, L.C., Demirbilek, Z. and Weggel, J.R. 2002. Estimation of nearshore waves. In: Vincent, L. and Demirbilek, Z. (editors), Coastal Engineering Manual, Part II, Hydrodynamics, Chapter II-3, Engineering Manual 1110-2-1100, US Army Corps of Engineers, Washington D.C., 2002.
- 15) Forristall, G.Z. : Wave crest distribution: Observations and second order theory, Proceedings of the 1989 International OTRC Symposium; Ocean Wave Kinematics, Dynamics and Loads on Structures, Houston, pp. 372-395, 1998.
- 16) Ohtusbo, H. and Sumi, Y. (Editors) : Proceedings of the 14th International Ship and Offshore Structures Congress, Elsevier, Amsterdam, Vol. 1, pp. 1-62 and Vol. 3, pp. 1-22, 2000.
- 17) Chakrabarti, S.K. and Kriebel, D. : Wave kinematics for simulated shallow water storm waves –analysis and experiments, Ocean Engineering, Vol. 24, No. 9, pp. 835-865, 1997.
- 18) Skjelbreia, J.E. : Observation of breaking waves on sloping bottom by use of laser doppler velocimetry, PhD thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1987.

- 19) Lader, P.F. : Geometry and kinematics of breaking waves, Dr. Ing. thesis, Department of Marine Hydrodynamics, Faculty of Marine Technology, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway, 210 p, 2002.
- 20) Wheeler, J.D. : Method of calculating forces produced by irregular waves, Journal of Petroleum Technology, March 1970, pp. 359-367, 1970.
- 21) Gudmestad, O.T. : Measured and predicted deep water wave kinematics in regular and irregular seas, Marine Structures, Vol. 6, pp. 1-73, 1993.
- 22) Dean, R.G. : Hybrid method of computing wave loading, Preprints of the 9th Annual Offshore Technology Conference, Houston, OTC 3029, 1976.
- 23) Forristall, G.Z. and Ewans, K.C. : Worldwide measurements of directional wave spreading, Journal of Atmospheric and Ocean Technology, Vol. 15, pp. 440-469, 1998.
- 24) Hedges, T.S. : Combination of waves and currents: an introduction. Proc. Institution of Civil Engineers. Part 1, 1987, 82, pp 567 – 585, 1987.
- 25) 高橋重雄・谷本勝利・下迫健一郎・細山田得三：混成防波堤のマウンド形状による衝撃波力係数の提案，海岸工学論文集，第39巻，pp.676-680, 1992.
- 26) 谷本勝利・古川浩司・中村廣昭：混成堤直立部の滑動時の流体抵抗力と滑動量算定モデル，海岸工学論文集，Vol.43，pp.846-850，1996.
- 27) Morison, J.R., O'Brien, M., Johnson, J.W. and Schaaf, S.A. : The forces exerted by surface waves on piles. Pet. Transactions, 189, pp.149-154, 1950.
- 28) Sarpkaya, T. : Vortex shedding and resistance in harmonic flow about smooth and rough circular cylinders at high Reynolds numbers. Report NO. NPS-59SL, Naval Postgraduate School, Monterey, California, USA, 1976.
- 29) Sarpkaya, T. : In-line and transverse forces in oscillatory flow at high Reynolds number, Proceedings of the Eighth Offshore Technology Conference, Houston, Texas, USA. Paper No. OTC, 2533, 1976.
- 30) Reed, K., Aarsnes, J.V., Beltrand, O. and Andersen, A. : Wave and current forces on conductor pipe groups. In Advances on Underwater Technology, Ocean Science and Offshore Engineering, Volume 26. Environmental forces on offshore structures and their prediction. Society for Underwater Technology. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1990.
- 31) Chakrabarty, S.K. : Wave forces on offshore structures. In Handbook of Coastal and Ocean Engineering, Volume 2. Editor John B. Herbich. Gulf Publishing Company/Houston, London, Paris, Zürich, Tokyo, 1991.
- 32) MacCamy, R.C. and Fuchs, R. A. : Wave forces on piles: A diffraction theory. Tech. Memo 69, Beach Erosion Board, 1954.
- 33) Dean, R.G. and Dalrymple, R.A. : Water wave mechanics for engineers and scientists. Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
- 34) 高山知司，鈴木康正，鶴谷広一，高橋重雄，後藤智明，永井紀彦，橋本典明，長尾 毅，細山田得三，下迫健一郎，遠藤仁彦，浅井正：1993年北海道南西沖地震津波の特性と被害，港湾技術研究所資料，No.775，1994
- 35) 首藤伸夫，松富英夫，卯花政孝：北海道南西沖地震津波の特徴と今後の課題，海岸工学論文集，

第 41 卷 , pp.236 ~ 240 , 1994

- 36) 谷本勝利 , 高山知司 , 村上和男 , 村田繁 , 鶴谷広一 , 高橋重雄 , 森川雅行 , 吉本靖俊 , 中野 晋 , 平石哲也 : 1983 年日本海中部地震津波の実態と二 , 三の考察 , 港湾技術研究所資料 , No.470 , pp.299 , 1983
- 37) 池野正明 , 松山昌史 , 田中寛好 : ソリトン分裂津波の大陸棚上での変形とその防波堤設計波圧に関する実験的研究 , 海岸工学論文集 , 第 45 巻 , pp.366 ~ 370 , 1998
- 38) 後藤智明 , 佐藤一央 : 三陸沿岸を対象とした津波数値計算システムの開発 , 港湾技術研究所報告 Vol.32 , No.2 , pp.3 ~ 44 , 1995
- 39) 首藤信夫 : 津波と防災 , 土木学会論文集 , No.369/II-5 , pp.1 ~ 11 , 1986
- 40) 岩瀬浩之 , 見上敏文 , 後藤智明 : 非線形分散波理論を用いた実用的な津波計算モデル , 土木学会論文集 , No.600/II-44 , pp.119 ~ 124 , 1998
- 41) 岩瀬浩之 , 藤間浩司 , 見上敏文 , 柴木秀之 , 後藤智明 : 波数分散効果を考慮した日本海中部地震津波の遡上計算 , 海岸工学論文集 , 第 49 巻 , pp.266 ~ 270 , 2002
- 42) 佐藤良輔 , 阿部勝征 , 岡田義光 , 島崎邦彦 , 鈴木保典 : 日本の地震断層パラメータ・ハンドブック , 鹿島出版会 , pp.10 ~ 27 , 1989
- 43) Mansinha, L. , Smylie, D.E. : The displacement fields of inclined faults, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 61, No. 5 , pp.1433 ~ 1440, 1971
- 44) 岩崎敏夫 , 真野明 : オイラー座標系による二次元津波遡上の数値計算 , 第 26 回海岸工学講演会論文集 , pp.70 ~ 74 , 1979
- 45) 小谷美佐 , 今村文彦 , 首藤伸夫 : GIS を利用した津波遡上計算と被害推定法 , 海岸工学論文集 , 第 45 巻 , pp.356 ~ 360 , 1998
- 46) Takayama, T. and Ikeda, N. : Estimation of Sliding Failure Probability of Present Breakwaters for Probabilistic Design, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol.31, No.5, pp.3-32,1993.
- 47) 長尾 毅 : ケーソン式防波堤の外的安定に関する信頼性設計手法の適用 , 土木学会論文集 No.689 , -57 , pp.173-182 , 2001.
- 48) 吉岡 健 , 長尾 毅 , 鷲尾朝昭 , 森屋陽一 : 重力式特殊防波堤の外的安定問題に関する信頼性解析 , 海岸工学論文集 , 第 51 巻 , pp.751-755 , 2004
- 49) 下野隆司 , 仲井圭二 , 永井春生 , 松本英雄 , 渡邊和重 , 磯部雅彦 : 全国沿岸域における異常潮位の広域的出現特性 , 海工論文集 , 第 51 巻 , pp.1221-1225 , 2004.
- 50) 吉岡 健 , 長尾 毅 , 木部英治 , 下野隆司 , 松本英雄 : 信頼性理論に基づく異常潮位のケーソン式防波堤への影響評価 , 海岸工学論文集 , 第 52 巻 , pp.821-825 , 2005.
- 51) 永井紀彦 , 菅原一晃 , 渡邊弘 , 川口浩二 : 久里浜湾における長期検潮記録解析 , 港湾技術研究所報告 , Vol.35 , No.4 , pp.3-35 , 1996.
- 52) 吉岡 健 , 長尾 毅 , 木部英治 , 下野隆司 , 松本英雄 : 異常潮位がケーソン式防波堤の外的安定性に及ぼす影響について , 国総研資料 No.241 , 2005.