

不規則波浪に対する設計計算法の体系化について

A PROPOSAL OF SYSTEMATIC CALCULATION PROCEDURES FOR
THE TRANSFORMATIONS AND ACTIONS OF IRREGULAR SEA WAVES合 田 良 実*
By Yoshimi GODA

1. ま え が き

海の波が不規則であることは、風の強い日に海岸に出てみれば直ちに理解できる。また、穏やかな日のうねりは一定の周期で岸に寄せて砕けているようであるが、それでもよく眺めると 1 波ごとに波高が変化している。こうした不規則な波の取り扱い、1943 年の Sverdrup と Munk¹⁾ の波浪推算法における有義波の概念に始まるというよい。

しかしながら、有義波は不規則波の一つの代表値であるにもかかわらず、それ自体が一定波高・周期の規則波であるかのように錯覚されがちであり、規則波の理論や実験の成果を直接に現地に適用することが少なくなかった。波の変形の計算に不規則性を導入すべきことは、すでに 1952 年に Pierson²⁾ が力説しているが、海岸工学の分野ではその必要性が十分に理解されなかったためか、あるいは計算量の多さが敬遠されたためか、あまり顧慮されずに過ぎてきた。

とはいうものの、波の不規則性とその重要性の認識は徐々に深まり、波の屈折、回折、砕波、うちあげ、越波、波力などの諸現象について不規則波に対する研究が積み重ねられつつある。現在の研究状況から判断すれば、不規則波浪に対する設計法をとりまとめる時期が近づいているように思われる。そこで、検討不十分なところがまだ幾つか残されているが、著者が従来行ってきた研究を中心にして、不規則波の変形およびその作用の計算法をとりまとめ、ここに発表する次第である。

なお、紙数の関係で十分な論証を行わずに結論のみを提示する形となっている。詳細については文献 3)~9) その他を参照していただくようお願いする次第である。

2. 不規則波概念導入の必要性

海の波を規則的な波であるかのように考えて取り扱う、特に有義波をそのまま規則波と見なしてしまうと、ある場合には波の作用を過小に評価して構造物の安全性をそこない、またある場合には波の作用を過大に評価して過大設計に陥る危険性が生じる。

たとえば、海洋鋼構造などのように強大な外力がただ 1 回作用しただけで崩壊する危険性のある構造様式の場合には、波力の算定にあたって波群中の最高波を対象とするのが原則と考えられる。もしこれを有義波相当の規則波のデータに基づいて設計したとすると、設計波が実際に来襲したときに構造物が被災してしまう。また、海岸堤防の計画において有義波相当の規則波が越波しないように天端高を定めたとしても、その設計条件の高波が発生したときには波群中に含まれる有義波よりも大きな波が海岸堤防を乗り越え、背後地を浸水させ、あるいは家屋を倒壊させるかも知れない。

また、港口から港内に侵入する波の波高を推定する場合、最近の港のように港口も港域も広いときに一定波向・周期の規則波の回折図を適用すると、港口からの見通し線上では波高比が 1 に近い値を保ち、それから少し外れると波高比が急減する。この結果、来襲波の波向が僅かに変わっただけで港内波高の推定値が大きく変動することになり、波向推定の不確実さをカバーするために、常に危険側の波向を考えて港内波高を大きく見積りがちになる。さらに、海岸近くの波の場合、規則波として考えると砕波の直前までは波高が徐々に増大する。しかし、実際の海では有義波相当の規則波の砕波点よりかなり沖側から波高の減衰が始まっており、酒田港では水深の異なる 2~3 地点の同時波浪観測によってこの現象を例証している^{4),10)}。

* 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所 海洋水理部

3. 耐波設計法における波の不規則性の取り扱い

一般に、不規則な現象を取り扱う際はスペクトルの概念を導入するのが有効であり、海の波の場合も例外でない。しかし、海の波は砕波現象を代表とする強い非線型性を有しており、スペクトル概念だけでは波浪の諸現象を説明し切れない*。非線型な波の現象は現在のところ、規則波の理論あるいは実験の成果によるのが普通である。

非線型な規則波の成果を不規則波に応用する方法として最も簡明なのは、有義波あるいは最高波をその波高と周期が等しい規則波で代替させるものであり、ここではそれぞれ単一有義波法および単一最高波法と呼んでおく。前者は波の不規則性を無視した簡便法として用いられる場合が多い。一方、後者は石油採掘用の構造物の設計の基本として1940年代の終りから用いられてきた。非線型な不規則波の作用をもう少し詳しく解析するためには、不規則な波群の1波ずつをそれぞれ規則波で近似し、その結果を各波の出現確率を考慮して加え合わせる方法が考えられる。この方法は波のうちあげ¹³⁾や越波量の推定³⁾、あるいは波による混成防波堤の滑動量¹⁵⁾の解析などに用いられており、ここでは確率分布法とよんでおく。

もっとも、最近では実験装置の開発によって、直接に不規則波を使う実験が可能になっており、これも有力な方法である。したがって、スペクトルによる方法を含めると、不規則波浪に対しては5つの取扱法が考えられ、現象に応じて最も適切かつ便利な方法を使い分けることになる。なお、これらの方法と波の表示法の関係を示すと表-1のようになる。また、著者が以前に波別解析法とよんだもの⁴⁾は、狭義にはBとC、広義にはAまでを含むものである。

波の不規則性の取扱法の使い分けは状況によって異なるであろうが、やや一般的と思われるものを示すと図-1のようになる。この図は、不規則波の変形およびその

表-1 不規則波の取扱法と表示法

取扱法	表示法		
	有義波	最高波	スペクトル
A. 単一有義波法	○	×	×
B. 単一最高波法	×	○	×
C. 確率分布法	○	○	×
D. 不規則波実験法	○	○	○
E. スペクトル法	○	○	○

注：○は組合せ可能，×は不可能を表わす。

* 非線形波浪スペクトル理論¹¹⁾は現在のところ波自身の弱い非線形干渉を説明し得る程度であり、砕波やその作用を取り扱えるようにはまだなっていない。

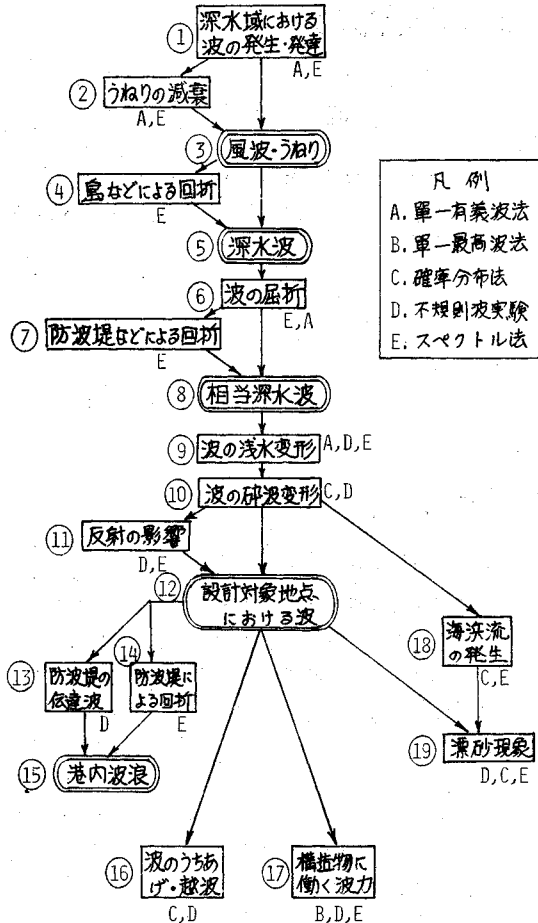


図-1 不規則波の変形の計算の流れ

作用の計算の流れを示し、各現象について妥当と思われる取扱法をA~Eの記号で注記したものである。図中の⑤の深水波、⑧の相当深水波は、設計の実務ではそれぞれ沖波、換算沖波とよばれることが多い。また、⑩は隣接構造物などによる反射波の影響の意味である。図には示していないが、⑭→⑯では港内での反射波を考えなければならないことがある。図-1の現象の中では⑯に連なる流れがやや簡略化されている。

図-1によれば、Aの単一有義波法は波の推算、屈折、浅水変形（非線型効果）、海浜流及び漂砂の諸問題など、この方法以外では不便な場合あるいはこの方法の誤差が小さい場合に使用する。Bの単一最高波法は波力の問題で必要になる。Cの確率分布法は砕波変形、越波、海浜流、漂砂など非線型な波の変形や作用に対して有効な手法である。Dの不規則波実験法はほとんどの問題に対して適用できるが、波の屈折や回折など方向スペクトルが重要な問題に対しては直接には使えない。後者に対してはスペクトル法がその本領を発揮する。以下これらの方法の適用例についてそれぞれ代表的なものを紹介する。

4. スペクトル変形による計算

(1) 海の波の標準スペクトル

海の波のスペクトルは、一般に周波数成分と方向成分を持つものとして考え、次式で表示される。

$$\phi(f, \theta) df d\theta = S(f) G(f, \theta) df d\theta \dots\dots(1)$$

ここに、 $\phi(f, \theta)$ は方向スペクトル、 $S(f)$ は周波数スペクトル、 $G(f, \theta)$ は方向関数、 f は周波数、 θ は成分波の波向である。

実際の波のスペクトルは波の発達・伝播過程に応じていろいろ変化し、標準形を定めることがむずかしい。しかし、屈折・回折などの波の変形や構造物への波の作用を検討する場合には、スペクトルの細部構造ではなくて全体としての影響が関心事である。したがって耐波設計のための波の変形計算用としては、スペクトルの大略の形状を知れば十分と考えられる。この意味での標準スペクトルは正確さばかりでなく使いやすさも重要である。

周波数スペクトルとしては、有義波の諸元からスペクトル形を推定できる次式の Bretschneider-光易型¹⁶⁾が便利である*。

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

一方、波のエネルギーの方向分布を表わす方向関数としては $\cos^{2l} \theta$ 型^{17), 18)} が使いやすいけれども、実証的根拠が薄い。したがって、ここでは最近の光易ほかの観測成果^{19), 20)} による式を書き直した次の方向関数⁹⁾を標準形に用いることを提案する。

$$G(f, \theta) = G_1'(S) \cos^{2S} \frac{\theta}{2} \dots\dots(3)$$

ここに、

$$G_1'(f) = \frac{1}{\pi} 2^{2S-1} \frac{\Gamma^2(S+1)}{\Gamma(2S+1)} \dots\dots(4)$$

Γ はガンマ関数であり、パラメーター S は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} S &= S_{max}(f/f_m)^{-2.5} : f > f_m \\ S &= S_{max}(f/f_m)^5 : f \leq f_m \end{aligned} \right\} \dots\dots(5)$$

また、 f_m はスペクトルピークの周波数で次式で推定する。

$$f_m = 1/(1.05 T_{1/3}) \dots\dots(6)$$

光易ほかの提案式から変えた点は、無次元風速のパラメーターを交換し、最大集中度パラメーター S_{max} を主パラメーターとした点である。なお、波のエネルギーの方向分布を $\cos^{2l} \theta$ 型と比較すると、平均的に $2l = 0.23 S_{max}$ が成立する⁹⁾。

* 係数値の 0.257 は計算途中の有効数字の桁数その他によって 0.256 あるいは 0.258 と表わされることがある。

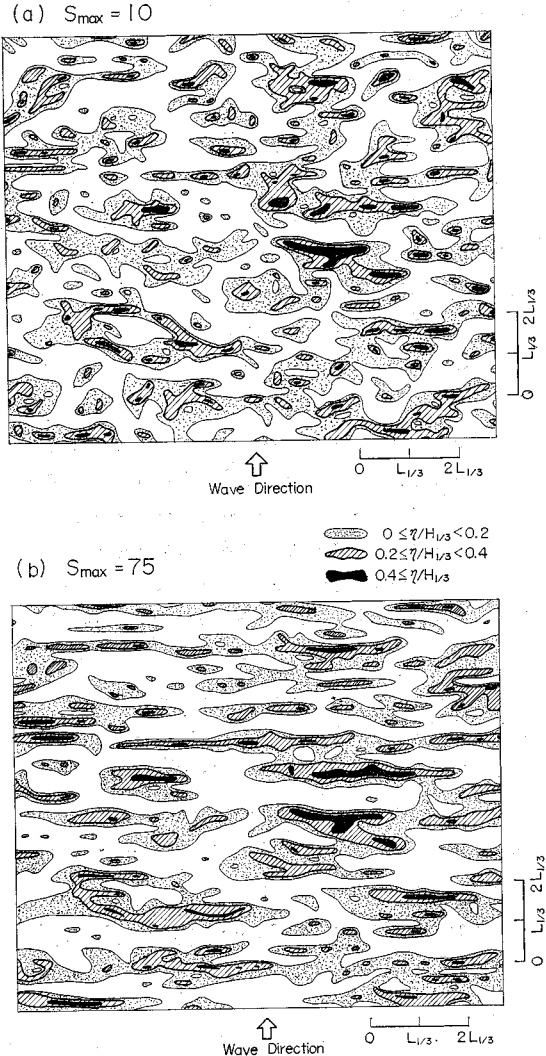


図-2 光易型方向スペクトルを持つ波の水面形

以上の標準スペクトルを用い、波の平面分布形状を線型シミュレーション法で求めた1例が図-2である ($4x = 4y = L/5$ の計算点の値を平滑化)。図-2 (a) は風波を想定して $S_{max} = 10$ とした場合、(b) は形式的に $S_{max} = 75$ とした場合である。後者の分布形はうねりを思わせるものがあり、風波とうねりの関係から類推して、波形勾配の減少を S_{max} の増大に対応させることができると考えられる。波の発達と波形勾配の関係その他から勘案して、深水域における S_{max} の標準値としては次の値が適当と思われる。

$$\left. \begin{aligned} \text{風波} & : S_{max} = 10 \\ \text{減衰初期のうねり} & : S_{max} = 25 \\ \text{十分に減衰したうねり} & : S_{max} = 75 \end{aligned} \right\} \dots\dots(7)$$

(2) スペクトルによる屈折計算

スペクトルによる計算は、周波数・方向別の各成分波

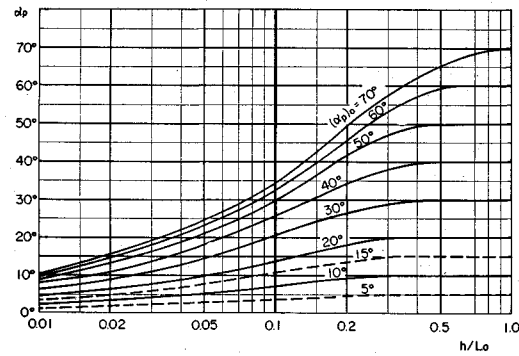
ごとに変形後のスペクトルを求めてこれを重ね合わせるのが一般的である。例えば、屈折後の方向スペクトルを $\phi_r(f, \theta)$ で表わすと、沖波のスペクトルを $\phi_y(f, \theta)$ として

$$\phi_r(f, \theta) = \phi_y(f, \theta) K_r^2(f, \theta) K_s^2(f) \dots (8)$$

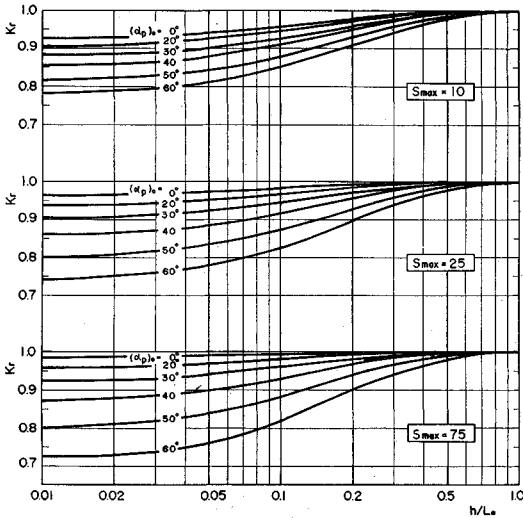
と表わされる。ただし、 $K_r(f, \theta)$ と $K_s(f)$ は成分波の屈折係数および浅水係数である。屈折後の波高は、スペクトルの積分値から推定できるので、全体としての屈折係数が次式で計算される。

$$K_r = \left[\frac{\int_0^\infty \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \phi_r(f, \theta) d\theta df}{\int_0^\infty \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \phi_y(f, \theta) K_s^2(f) d\theta df} \right]^{1/2} \dots (9)$$

この積分にあたっては、永井¹⁸⁾が指摘したように波向の積分範囲に注意し、沖へ逃げる成分を除外する必要がある。永井は式(2)~(6)とやや異なる標準スペクトルを用いて直線状平行等深線海岸の屈折係数図を求めているので、その方法を踏襲して新しい方向スペクトルに対する屈折係数図を計算したのが図-3である。図-3(a)



(a) 屈折角 α_p



(b) 屈折係数 K_r

図-3 直線状平行等深線海岸の不規則波の屈折係数図

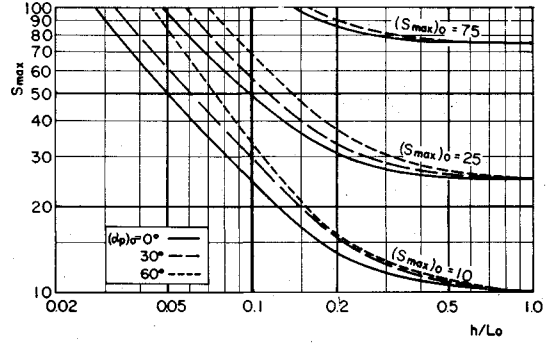


図-4 屈折による集中度パラメーター S_{max} の変化

は屈折角 α_p 、(b)は屈折係数 K_r を示し、 $(\alpha_p)_0$ は深水域での入射角である。屈折係数は波のエネルギーの方向分散の度合 (S_{max} の値と逆相関) によって絶対値で最大 0.05 程度の差異があるが、屈折角 (スペクトルのピークの方で定義) は S_{max} の影響をほとんど受けない。しかしながら、スペクトルの形そのものは屈折が進むにつれて集中度が高まり、いわゆる波向が揃う形になる。これは近似的に S_{max} の増大として図-4 のように表わすことが可能である。

成分波の重ね合せによる屈折計算は、規則波の屈折図で波向線が交差するような地形に対しては適用困難である。この場合は、Karlsson²¹⁾の示したエネルギー輸送の平衡方程式の数値解としてスペクトルの変化を求める方法が有効である。図-5は、水深 15 m の地点に直径 160 m、頂部水深 5 m の球面浅瀬があり、そこへ波長 40 m ($T_{1/3}=5.1$ sec) のうねりが入射したときの屈折状況を示している⁹⁾。方向スペクトルは $S_{max}=75$ とし、図の右半分は波高比、左半分は周期比を示す。なお、計算は永井・堀口・高井²²⁾のプログラムを修正したものに

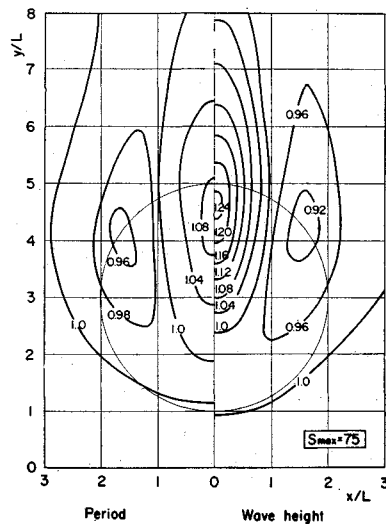


図-5 球面浅瀬上の不規則波の屈折 ($S_{max}=75$)

基づく。こうした地形に対して通常の波向線法で作図すれば、波高比が無限大となる点が見られる。伊藤・谷本²³⁾がこの計算条件に対して数値波動解析法で解析した結果では、波高比は有限であるが場所的な変化が著しい。しかし、波の不規則性を考慮すれば屈折後の波の変化が滑らかなものとして求められ、現実に近い結果を得ることができる。

(3) スペクトルによる回折計算

回折の計算も基本的には屈折と同一であり、式(9)における屈折係数 K_r を回折係数 K_d で置き換え、浅水係数 K_s を取り除けばよい。なお、波向の積分範囲について

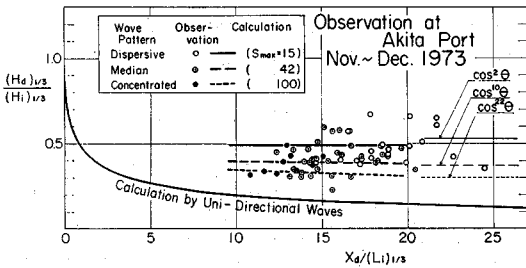
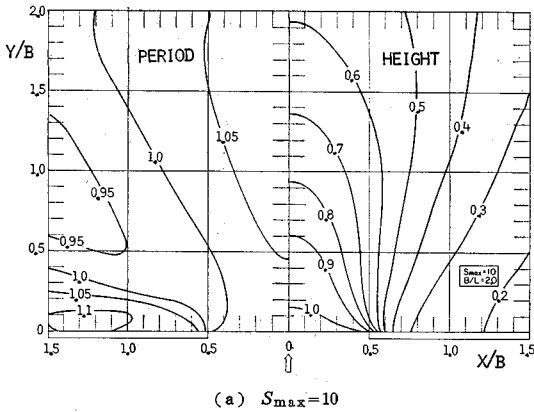
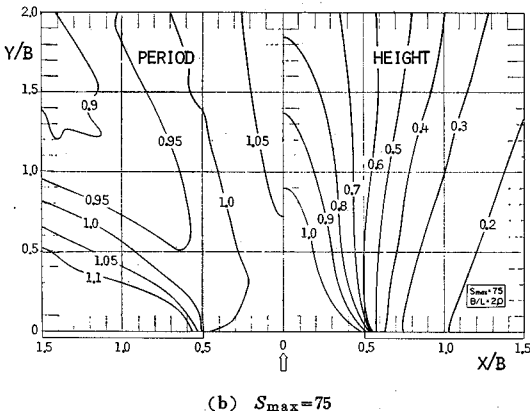


図-6 防波堤(1本堤)による波の回折の観測値と計算値の比較(大野ほか¹⁰⁾のデータによる)



(a) $S_{max}=10$



(b) $S_{max}=75$

図-7 不規則波の回折図の例 ($B/L=2.0$)

ては屈折の場合よりも一層注意する必要がある。

海の波の回折は、波の不規則性、特に方向分散の効果が最も顕著に現われる現象であり、規則波としての計算では誤差が大きくなる場合が多い。大野・入江・大堀¹⁰⁾はこれを秋田港における防波堤内外の波浪観測によって例証している。図-6 はそのデータについて、式(2)~(6)の標準スペクトルを用いて波高比を計算した結果である。ただし、波の主方向の平均値としては、大野ほかの示した値から約 10° だけ反時計回りに振っており、この結果、波高比の計算値が約 0.1 だけ低くなっている。集中度パラメーターとしては、レーダー写真による波峯形状の分散型、中間型、集中型のそれぞれに対し、 $S_{max}=10, 25, 75$ をあてはめ、防波堤先端に至る波の屈折効果(図-4)を考慮して、回折計算の S_{max} としてそれぞれ 15, 42, 100 を用いてある。

図-6 の縦軸は防波堤内外の波高比(回折係数)、横軸は防波堤(1本堤)先端からの相対距離である。観測値に比べて規則波の回折計算値(実線)が過小であるのに対し、方向スペクトルによる計算値は観測値の傾向を説明しており、その妥当性が明らかである。

不規則波による防波堤開口部の回折図の例が図-7 であり、図-7 (a) は風波を対象として $S_{max}=10$ 、(b) はうねりを対象として $S_{max}=75$ としたもので、いずれも右は波高比、左は周期比を示す。開口幅は $B/L_{1/3}=2.0$ であるが、座標軸を開口幅 B を基準として無次元化してあるので、 $\Delta K_d=0.05$ 程度の誤差を許容すれば、 $B/L_{1/3}=1.5\sim 4$ の範囲で使用可能である。 $S_{max}=10$ の回折図は永井¹⁸⁾が SWOP の方向関数を用いて求めた結果とほぼ同じである。 $S_{max}=75$ では波の方向性が強まっているが、それでも規則波の回折図とはかなりの差異がある。

不規則波の回折計算では波高だけではなく周期も変化し¹⁸⁾、特に半無限堤の場合には港内側の周期が入射波の 70% 以下となる領域が現われる⁹⁾。現地観測による検討の一つのポイントと思われる。

(4) その他のスペクトル計算

スペクトルによる計算は、大型構造物や係留船舶に働く波力¹⁷⁾の問題その他の線型な現象に対して効果的である。どの場合も屈折の例のように、成分波の変形計算に基づいて伝達関数(屈折の場合には $K_r^2 K_s^2$)を求め、これを波のスペクトル密度に乗じて、対象とする現象のスペクトル密度を求める。不規則波実験における造波板の駆動信号の作成の場合にはこのスペクトルに基づいて運動波形を求め、また波力の問題などでは rms 振幅、1/3 最大振幅、あるいは期待最大振幅などを計算する。後者の場合にはゼロアップクロス法で定義した振幅がほ

ポラーリー分布に従う関係が利用される。

5. 波高の確率分布による計算

(1) レーリー分布の適用性

海の波の波高分布がレーリー分布で表示できることは Longuet-Higgins の理論²⁴⁾に基づいている。ただし、海の波は理論の前提としたような狭帯域のスペクトルでないため、その適用性は理論的というよりも多数の観測値に基づく実証的なものである。適用の前提条件は、波高をゼロアップクロス法で定義することである。この定義に従うかぎり、風波とうねりが重量したような複数個のピークを持つスペクトルの場合でも、レーリー分布が成立する^{6), 25)}。このことから、反射その他により複数の不規則波群が重なり合った海域の代表波高 ($H_{1/3}$, \bar{H} など) が次式で求められることが演えきされる。

$$H = \sqrt{H_1^2 + H_2^2 + \dots + H_N^2} \dots\dots\dots(10)$$

ここに H_i は i 番目の波群の代表波高である。最も単純な場合である入・反射波が重なった場合^{18), 26)}には、反射面から1波長 ($T_{1/3}$ に対するもの) 程度以上離れると式 (10) が適用可能であり、規則波の場合のような位相の影響が消滅する。

ただし、レーリー分布はあくまでも一つの実用的な近似であり、統計学的にはレーリー分布の適用性が棄却されることが多い。また、砕波帯内では明らかにレーリー分布から外れた分布形を示す。

(2) 浅海域における砕波変形⁷⁾

室内実験の規則波の場合には砕波がほぼ一定の場所で起るのに対し、海の波の場合には波高の大ききの順に沖から岸に向かって徐々に砕け、広い幅にわたって砕波が起る。浅海域での砕波による不規則波の波高変化は、図-8 のようなモデルで解析することができる。まず、波が浅海域に進んでも砕波の影響を無視すれば、波高がレーリー分布で近似できると仮定する。この確率密度関数を $p_0(x)$ とすると、

$$p_0(x) = 2 a^2 x \times \exp[-a^2 x^2] \dots\dots\dots(11)$$

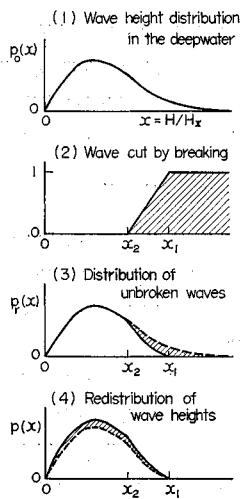


図-8 砕波による波高分布変化のモデル

ここに、 $x=H/H_0'$ 、 $a=1.416/K_s$ であり、 H_0' は有義波に対する相当深水波高、 K_s は浅水係数である。

砕波はその本質的な変動性のために図-8 (2) のようにある幅 ($x=x_2 \sim x_1$) にわたって起り、その結果、砕波しない波の波高分布が図-8 (3) のようになる。この確率密度関数を $p_r(x)$ とすると、

$$p_r(x) = \begin{cases} p_0(x) & : x \leq x_2 \\ = p_0(x) - \frac{x-x_2}{x_1-x_2} p_0(x_1) & : x_2 < x \leq x_1 \\ = 0 & : x_1 < x \end{cases} \dots\dots\dots(12)$$

砕波した波はエネルギーの一部を失って波高の低い波に再生されるが、その波高は残存部の確率密度に比例した確率で分布するとみなす。その結果、全体としての波高の確率密度関数が次のように表わされる。

$$p(x) = \alpha p_r(x), \text{ ただし, } 1/\alpha = \int_0^{x_1} p_r(x) dx \dots\dots\dots(13)$$

砕波帯内の $H_{1/3}$, \bar{H} などの代表波高は $p(x)$ の1次の積率の計算で求められる。実際に、規則波の砕波指標に基づいて砕波限界 x_2 , x_1 を設定し、有義波高の変化を求めた結果の一例が図-9 であり、海底勾配 1/100 の場合を示している。計算にあたっては、波高変化によって波の運動量輸送が変化することに起因する平均水位の変化 (wave setup)、および波高の不規則性に起因する長周期の水位変動 (surf beat) も考慮されている。図中の右側で破線で示されているのは、砕波の影響がまだ始

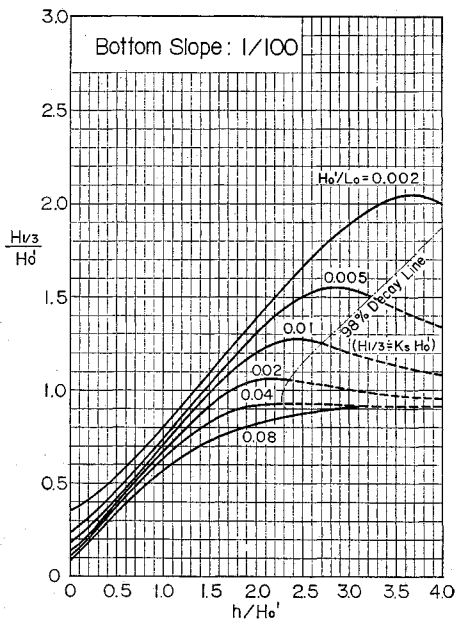


図-9 砕波帯内の有義波高の変化の計算例 (海底勾配 1/100 の場合)

まらない範囲であり、波高は相当深水波高に浅水係数を乗じて求められる。浅水係数としては、首藤²⁷⁾による非線型理論に有義波の諸元を代入して求めるのが適当と考えられる。以上の碎波変形モデルは、現地観測および不規則波実験との比較の結果、その妥当性が確認されている。

なお、沖合から汀線に至る全領域の波高を概算する場合には、図-9のような計算結果を近似的に表わした次式が便利である。

$$H_{1/3} = K_s H_0' \quad : h/L_0 \geq 0.2 \\ = \min\{(\beta_0 H_0' + \beta_1 h), \beta_{max} H_0', K_s H_0'\} \quad : h/L_0 < 0.2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$H_{max} = H_{1/250} = 1.8 K_s H_0' \quad : h/L_0 \geq 0.2 \\ = \min\{(\beta_0^* H_0' + \beta_1^* h), \beta_{max}^* H_0', 1.8 K_s H_0'\} \quad : h/L_0 < 0.2 \quad \dots\dots\dots (15)$$

ただし、min{ } は括弧内の数値のうちの最小値をとる。上式中の β_0 などの係数は、波形勾配および海底勾配 (tan θ) の関数として表-2のように数式化されている。

表-2 碎波帯内の波高略算のための係数

$H_{1/3}$ の係数	$H_{1/250}$ の係数
$\beta_0 = 0.028(H_0'/L_0)^{-0.88} \times \exp[20 \tan^{1.5} \theta]$	$\beta_0^* = 0.052(H_0'/L_0)^{-0.88} \times \exp[20 \tan^{1.5} \theta]$
$\beta_1 = 0.52 \exp[4.2 \tan \theta]$	$\beta_1^* = 0.63 \exp[3.8 \tan \theta]$
$\beta_{max} = \max\{0.92, 0.32 \times (H_0'/L_0)^{-0.29} \exp[2.4 \tan \theta]\}$	$\beta_{max}^* = \max\{1.65, 0.53 \times (H_0'/L_0)^{-0.29} \exp[2.4 \tan \theta]\}$

なお、碎波の確率分布計算を応用すると、沿岸流が合理的に推定できることを Battjes¹⁴⁾ が示している。

(3) 防波護岸の越波量^{3), 9)}

波高の確率分布に基づく計算は、堤防・護岸の越波量の算定にも有効である。いま、単位時間・単位幅当りの越波量 (これを越波流量とよぶ) を q で表わすと、不規則な波群の来襲によって予期される平均越波流量は、近似的に次式のように表わされる。

$$q_{exp} = \int_0^{\infty} q(H) p(H) dH \quad \dots\dots\dots (16)$$

越波流量 q と波高 H との関係は、たとえば規則波の実験で求めればよい。波高だけでなく周期の項を含めた二重積分の形にすれば計算が精密化されるが、手間が大変である。

模型不規則波を用いて直立壁および消波護岸の越波流量を測定した結果を式 (16) による計算値と比較した例が図-10である。図中のVは直立壁、Bは消波護岸の模型を表わす。沖水深は約 60 cm、模型設置水深は 22.5 ~ 0 cm である。周期が長い $T_{1/3} \approx 2.8$ sec の波は測定値が計算値の 2 倍前後のものが多いが、 $T_{1/3} \approx 1.7$ およ

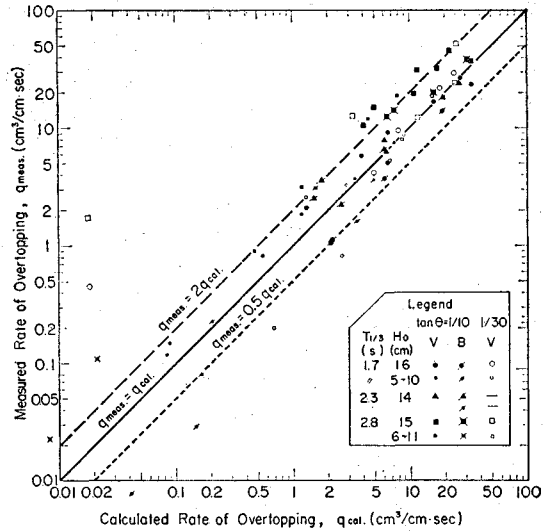


図-10 不規則波の越波流量の実験値と期待越波流量の計算値の比較

び 2.3 sec の波は測定値と計算値が平均的に一致している。なお、海底勾配が tan $\theta = 1/30$ の左側の 2 点が計算値を大きく上回っているのは汀線においてサーフビートの影響が強く現われたためであり、このような場合を除けば式 (16) はほぼ妥当な結果を与える。したがって、規則波の実験結果のみを用いても、不規則波に対する挙動を推定することができる。

(4) その他の確率分布計算

波高だけでなく周期との結合分布を考慮した計算は、不規則波のうちあげ高の推定に用いられている^{12), 14)}。また、深海域における不規則波の碎波の確率計算に用いた例²⁸⁾もある。このような計算では、周期の確率分布および波高との結合分布が重要である。しかし、波高のレーリー分布のような一般形が見出されていたため定式化が困難であり、最近の研究^{29), 30)}の一層の進展を待たなければならない。

なお、海の波では波群中の波高と周期の間に $r = 0.3 \sim 0.6$ 程度の相関が認められる⁶⁾。しかし、この相関は主として波高の小さい波の相関に基づくものであって、波高の大きな部分では相関が認められない。このため、代表波の周期の間には平均的に次の関係が成立する。

$$T_{max} \approx T_{1/10} \approx T_{1/3} \quad \dots\dots\dots (17)$$

6. 最高波を対象とする計算

(1) 最高波高の出現確率

前述の式 (15) は、波群中の最高波高の代表値として

波高の大きい方から数えて全体の波数の $1/250$ の数の波の平均値を用いたものである。一般に、最高波高 H_{\max} は確定値としては求められず、常にある出現確率を条件としてしか表示できない。レーリー分布の成立を前提として、 N_0 波中の最高波高 H_{\max} はその超過出現確率が μ の場合に、

$$(H_{\max})_{\mu} = 0.706 H_{1/3} \sqrt{\ln \frac{N_0}{\ln 1/(1-\mu)}} \quad \dots (18)$$

と表わされる⁴⁾。 $\mu = 1 - 1/e$ とすれば、良く知られている H_{\max} の最多値の式が導かれる。また、 N_0 波中の H_{\max} の最多値は、レーリー分布における超過出現確率が $1/N_0$ である波高に等しい。さらに、 n が十分大きいときの $H_{1/n}$ は、それよりも大きな波高の出現確率がほぼ $1/2.6n$ であるような波高である⁷⁾。

最高波高を対象にして構造物を設計する場合には、こうした確率付の値の中から適宜選定することになり、常にそれを上回る波高の出現の可能性を受容しなければならない。たとえば、 $H_{\max} = 1.8 H_{1/3}$ とすると、波数 500 の波群中でこれよりも大きな波高が現われる確率が 53%、 $H_{\max} = 2.0 H_{1/3}$ とすると同じく 15% の確率があることになる。

(2) 混成防波堤の設計波圧

従来の混成防波堤の設計は有義波を対象とし、マウンド上の水深が $H_{1/3}$ の 2 倍未満のときは砕波が作用すると見なして広井公式を適用し、2 倍以上のときは重複波が作用すると見なしてサンフルー公式（ただし静水面付近は砕波圧）を適用することとしている。この方法は長い間使われてきたものではあるけれども、二つの明白な問題点を抱えている。その一つは、防波堤の設置水深が次第に深くなって波圧式が広井公式からサンフルー公式に切り替ったとき、波圧の合力が約 3 割突然に減少することである。またもう一つは、防波堤直立部の被災の形態は滑動または転倒であって、多数の波の繰り返しというよりもただ 1 波の高波の作用によって被災する可能性があるにもかかわらず、有義波を設計対象としていることである。もし波圧式が正確であれば、波群中の有義波高よりも大きな波高の波によって、防波堤直立部は滑動または転倒するはずである。現行の広井公式は波圧係数が過大であるために平均的には有義波高でちょうど適当な波圧を与える結果となっているが、サンフルー公式の場合には波圧係数の余裕が少なく、波高として有義波高を用いたのでは波圧を過小に見積る結果となる。

この二つの問題点を解消する波圧式として先に伊藤¹⁵⁾ は H_{\max} を対象とし、砕波圧と重複波圧を連続的に接続した形の計算法を提示した。著者はこの伊藤の考え方を踏襲し、波圧分布形その他に改良を加えた新しい波圧

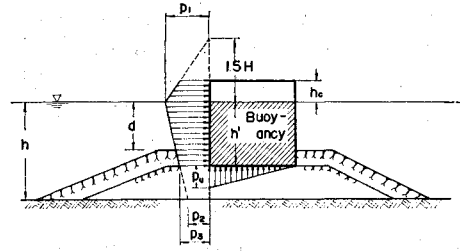


図-11 設計計算に用いる波圧分布

計算法を提案した⁵⁾。

波圧分布は 図-11 の形を仮定し、波圧強度は実験値を定式化したものとして次式で算定する。

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= (\alpha_1 + \alpha_2) w_0 H_{\max} \\ p_2 &= p_1 / \cosh 2\pi h/L \\ p_3 &= \alpha_3 p_1 \\ p_4 &= \alpha_1 \alpha_3 p_1 \end{aligned} \right\} \dots (19)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= 0.6 + \frac{1}{2} \left[\frac{4\pi h/L}{\sinh 4\pi h/L} \right]^2 \\ \alpha_2 &= \min \left\{ \frac{h_b - d}{3h_b} \left(\frac{H_{\max}}{d} \right)^2, \frac{2d}{H_{\max}} \right\} \\ \alpha_3 &= 1 - \frac{h'}{h} \left[1 - \frac{1}{\cosh 2\pi h/L} \right] \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

上式中の h, h', d は 図-11 のとおりである。また h_b は、波が砕ける時には構造物のやや前方で砕ける波が最大の波圧を及ぼすことを考慮に入れ、砕波水深として防波堤の設置地点から沖側へ $5 H_{1/3}$ だけ離れた場所の水深を用いることにしたものである。 H_{\max} は先には $1.8 H_{1/3}$ または h_b における砕波限界波高を用いることを提案した⁵⁾が、その後浅海域における不規則波の変形が明らかになった⁷⁾ので、式 (15) で算定するのが適当である。また、波長 L を計算するための周期としては、式 (17) によって $T_{\max} = T_{1/3}$ であり、また $T_{1/3}$ がスペクトルのピークに対応していることを勘案し、 $T_{1/3}$ を用いるのが良いと考えられる。

なお、斜め入射時の取扱いについては文献³¹⁾を参照していただきたい。

この波圧計算法で H_{\max} の上限値を $1.8 H_{1/3}$ としたのは、主として既設防波堤の滑動および非滑動例との対比結果によるものである。また、高波の際には $H_{1/3}$ が 1~2 時間間隔で観測あるいは推算され、その最大値が把握されているのが普通であって、最盛時の波数が数百波程度であることや、最高の 1 波を対象とするとはいえそれが確率の変数である以上、ある程度平均的な値を用いるのが妥当と考えられることなども考慮されている。

この方法で防波堤ケーソンの滑動 21 例および非滑動 13 例の滑動に対する安全率を計算し、現行法に対する

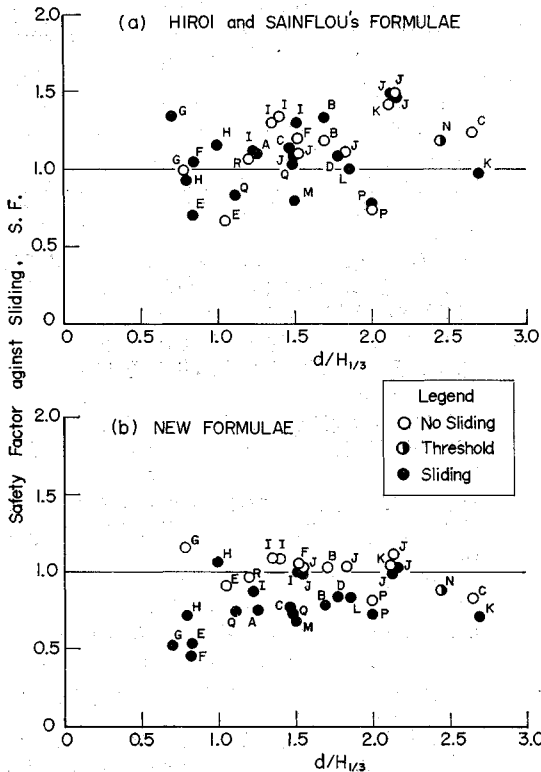


図-12 防波堤ケーソンの滑动例(黒丸)と非滑动例(白丸)に対する滑动安全率の解析結果

ものと比較した結果が 図-12 である*。図の (a) は現行法, (b) は新しく提案した方法による安全率であり, 図中の A~R は港名記号 (文献5) 参照) である。現行法の場合には滑动例 (黒丸) と非滑动例 (白丸) が入り交じっていて境界を定めることが不可能なのに対し, 新しい方法の場合には $S.F.=0.9\sim 1.0$ を境界として両者が分離される傾向が明らかである。すなわち, 防波堤設計のための波圧計算法としての精度が高いことを例示している。また, 現行法では J のデータが安全率が 1.49 もありながら滑动しており, これは $d/H_{1/3} > 2.0$ の領域でサンフルー公式を適用することの危険性を示す好例である。

なお, 新しい波圧計算法の場合には周期の長い波の場合, マウンドが高い場合, および海底勾配が急な場合に波力が增大する傾向が的確に取り入れられていることも一つの特長である。

7. 不規則波による模型実験結果の有義波表示

構造物に対する波の作用や反射などの問題では, 適当

* 文献5) に掲載の図-50 のデータを式 (15) の波高変化を用いて再整理したものである。

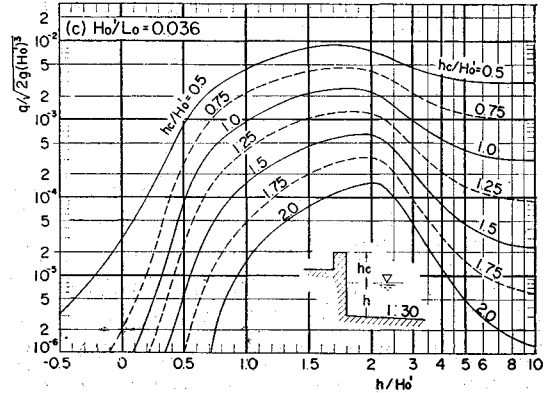


図-13 不規則波に対する直立護岸の越波流量推定図の一例

な縮尺の模型不規則波による実験が適切簡明であり, スペクトル, 最大値, あるいは平均値など所要のデータを得ることができる。もっとも, 実験結果の表示としては不規則波群の代表値としての有義波の諸元に関係づけるのが便利ことが多い。斜面堤の被覆材の安定重量などはその代表例であり, 実験値としても有義波相当の規則波による結果に一致する例が報告されている³²⁾。

また, 規則波による結果とは一致しないけれども, 防波護岸の平均越波流量も相当深水波の諸元をパラメータとして表示できる。図-13 は, 不規則波の実験結果に基づいて著者がとりまとめた直立護岸の越波流量推定図³⁾の1枚で, 海底勾配 1/30, 相当深水波形状勾配 (有義波) 0.036 の波に対するものである。先に報告した期待越波流量の算定図表³⁾では, 基礎データの変動幅が大きかったこともあって海底勾配および波形勾配の影響を無視したけれども, 系統的な不規則実験の結果によれば h/H_0' が相当に大きくないかぎり, 両者の影響が明瞭に現われる。

図-13 のような越波流量推定図表が整備されると, 越波流量をある一定値以下に抑えるための所要天端高の目安をつけることが可能になる。図-14 は $H_0/L_0 = 0.036$ の風波を対象にして, $q \leq 0.01 \text{ m}^3/\text{m}\cdot\text{sec}$ に設定した場合の消波護岸の天端高を示すものである。 q を一定値以下に抑える場合にはこの図に示されるように, 波高の絶対値が大きくなるほど相対天端高を高める必要が

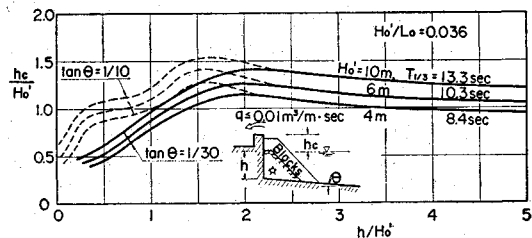


図-14 許容越波流量 $0.01 \text{ m}^3/\text{m}\cdot\text{sec}$ に対する消波護岸の所要天端高

ある。なおこの図は概略値であって、正確には護岸形状に合せた模型実験によらなければならない。

8. あとがき

最初にも述べたように、波の不規則性を考慮した設計法は体系として完成したものではなく、現象に応じて種類の取扱法が工夫されつつある現状にある。その意味でいましばらくは混乱が見られるかも知れないが、やがて次第に体系がまとめられ、設計資料が整備されるものと思われる。設計法の理想的な姿としては、波の不規則性をことさらに意識することなしに、それに対する十分な配慮が行き届く状態であろう。本論文で報告したのはそうした体系化への一つの試みであり、将来の発展へのステップとなれば幸いである。また、そのために本論文ならびに著者の既発表論文に対して活発なご討議を頂けるようお願いし、かつ期待する次第である。

なお、本論文の基礎となっている著者の諸研究は、いずれも多くの方々のご協力によって進展してきたものである。中でも、運輸省港湾技術研究所海洋水理部波浪研究室各位のご協力に深く感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) Sverdrup, H.U. and W.H. Munk : Wind, Sea, and Swell; Theory of Relations for Forecasting, U.S. Navy Hydrographic Office, H.O. Pub. 601, 1947.
- 2) Pierson, W.J., Jr., Tuttle, J.J., and Wooley, J.A. : The Theory of the Refraction of a Short-Crested Gaussian Sea Surface with Application to the Northern New Jersey Coast, Proc. 3rd Conf. Coastal Engg., Cambridge, Mass., 1952, pp. 86-108.
- 3) 合田良実 : 防波護岸の越波流量に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第9巻第4号, 1970年, pp. 3-41.
- 4) 合田良実 : 波の不規則性を考慮した設計法について, 昭和46年度港湾技術研究所講演会講演概要, 1971年, pp. 1-1~1-33.
- 5) 合田良実 : 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第12巻第3号, 1973年, pp. 31-69.
- 6) 合田良実・永井康平 : 波浪の統計的性質に関する調査・解析, 港湾技術研究所報告, 第13巻第1号, 1974年, pp. 3-37.
- 7) 合田良実 : 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻第3号, 1975年, pp. 59-106.
- 8) 合田良実・岸良安治・神山 豊 : 不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第14巻第4号, 1975年, pp. 3-44.
- 9) 合田良実・鈴木康正 : 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No. 230, 1975年, 45. p.
- 10) 大野正夫・入江 功・大堀晃一 : 現地観測による波の変形, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974年, pp. 13-17.
- 11) たとえば, Phillips, O.M. : The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, 1966, 261 p. 参照.
- 12) Saville, T., Jr. : An Approximation of the Wave Run-up Frequency Distribution, Proc. 8th Conf. Coastal Engg., Mexico City, 1962, pp. 48-59.
- 13) 首藤伸夫 : 有義波とうちあげ高の関係, 土木研究所報告, 第126号, 1965年, pp. 19-30.
- 14) Battjes, J.A. : Computation of Set-up, Longshore Currents, Run-up and Overtopping Due to Wind-Generated Waves, Dept. Civil Engg., Delft Univ. Tech., Rept. No. 74-2, 1974, 244. p.
- 15) 伊藤喜行・藤島 陸・北谷高雄 : 防波堤の安定性に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第5巻第14号, 1966年, 134 p.
- 16) 光易 恒 : 風波のスペクトルの発達(2)—有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について—, 第17回海岸工学講演会論文集, 1970年, pp. 1-7.
- 17) 合田良実・吉村知司 : 海中に孤立した巨大構造物に働く波力の計算, 港湾技術研究所報告, 第10巻第4号, 1971年, pp. 3-52.
- 18) 永井康平 : 不規則な海の波の屈折および回折の計算, 港湾技術研究所報告, 第11巻第2号, 1972年, pp. 47-119.
- 19) 光易 恒ほか : 海洋波の方向スペクトルの形について, 昭和49年度日本海洋学会秋季大会講演要旨集, 1974年, 110.
- 20) Mitsuyasu, H. et al. : Observation of the Directional Spectrum of Ocean Waves Using a Cloverleaf Buoy, J. Physical Oceanography, Vol. 5, 1975, pp. 750-760.
- 21) Karlsson, T. : Refraction of Continuous Ocean Wave Spectra, Proc. ASCE, Vol. 95, No. WW 4, 1969, pp. 437-448.
- 22) 永井康平・堀口孝男・高井俊夫 : 方向スペクトルをもつ沖波の浅海域における伝播の計算について, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974年, pp. 249-253.
- 23) 伊藤喜行・谷本勝利 : 波向線交差領域における波高分布, 港湾技術研究所報告, 第11巻第3号, 1972年, pp. 87-109.
- 24) Longuet-Higgins, M.S. : On the Statistical Distributions of the Heights of Sea Waves, J. Marine Res., Vol. IX, No. 3, 1952, pp. 245-266.
- 25) Goda, Y. : Numerical Experiments on Wave Statistics with Spectral Simulation, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 9, No. 3, 1970, pp. 3-57.
- 26) 石田 昭・伊藤親直 : 風波の反射によって起るスペクトル構造の規則的変化について, 第18回海岸工学講演会論文集, 1971年, pp. 43-47.
- 27) 首藤伸夫 : 非線型長波の変形—水路幅, 水深の変化する場合, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974年, pp. 57-63.
- 28) Nath, J.H. and F.L. Ramsey : Probability Distributions of Breaking Wave Heights, Proc. Int. Symp. on Ocean Wave Measurements and Analysis, ASCE, Vol. 1, 1974, pp. 379-395.
- 29) Longuet-Higgins, M.S. : On the Joint Distribution of the Periods and Amplitudes of Sea Waves, J. Geophysical Res., Vol. 80, No. 18, 1975, pp. 2688-2694.
- 30) 岩垣雄一・木村 晃 : 不規則波浪の周期の確率特性に関する研究, 第22回海岸工学講演会論文集, 1975年, pp. 295-390.
- 31) 谷本勝利・本 浩司・石塚修次・合田良実 : 防波堤の設計波力算定式についての検討, 第23回海岸工学講演会論文集, 1976年11月(投稿中).
- 32) Oulett, Y. : Effects of Irregular Wave Trains on Rubble Mound Breakwaters, Proc. ASCE, Vol. 98, No. WW. 1, 1972, pp. 1-14.