

信頼性設計をめざした多方向不規則波による越波流量算定法

早川 哲也*・山本 泰司**・梅沢 信敏***

1. ま え が き

現行の直立護岸の設計においては、背後施設の利用目的に応じて許容越波流量を設定し、設計波来襲時にその値を越えないような天端高（所要天端高）が用いられている。越波流量の算定には合田ら（1975a）による越波流量推定図を用いるのが一般的である。この推定図は二次元造波水路における水理模型実験および波高の確率分布を用いた数値計算により提案されたものであり、単一方向不規則波の波浪が護岸に直角に作用した場合の平均越波流量を算定することができる。

しかしながら、近年、沖合人工島などの建設や港の大水深化が進められており、波浪が十分に屈折せず多方向性を有したまま護岸に來襲する条件が考えられる。多方向不規則波が護岸に作用した際の越波流量は単一方向不規則波と比較すると減少することが、平石ら（1996）や Franco・Franco（1998）により報告されている。よって、多方向不規則波による越波流量を適切に推定できれば、護岸所要天端高は単一方向直角入射の条件のものよりも低くすることが可能であり、建設コストの縮減が期待できる。既往の研究においては、Franco・Franco（1998）が多方向不規則波を用いた水理模型実験の結果により越波流量の算定式を提案している。しかしながら、方向スペクトルの形状の影響については検討しておらず、波浪条件によっては適切な値を算定できない場合があると考えられる。

一方、平石ら（1996）は護岸前面の水位変動の数値シミュレーションにより越波流量を算定する方法を提案しており、波の方向分布特性を考慮した様々な波浪条件における計算が可能である。ただし、数値計算による越波流量算定法の妥当性に関する検討を中心に行っており、護岸の所要天端高に及ぼす波の多方向性の影響については十分に解明されていない。

そこで本研究では、入射波のスペクトル形状から計算できる護岸越波流量および所要天端高算定法を提案す

る。さらに、波浪条件の確率分布を用いた越波流量の期待値についても検討し、越波流量の信頼性設計法の確立をめざす。

2. 換算天端高係数および越波流量低減率

（1）検討方法

波の方向性による越波流量の低減を直角入射との比較で考える場合、従来から次式の換算天端高係数 γ による検討（例えば高山ら，1984）が行われてきた。

$$h'_c = \frac{h_c}{\gamma} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 h'_c ：換算天端高、 h_c ：実際の天端高である。方向性を有した波浪が作用する場合、 γ は 1.0 より小さい値をとり、見かけ上天端が高くなり越波流量が低減することになる。言い換えれば、単一方向直角入射条件での天端高 h'_c が求められている場合、 γ により波の方向性を考慮した所要天端高 h_c を算定することが可能である。ここでは、多方向不規則波が護岸に作用した場合の換算天端高 γ_s を求めるため、単一方向不規則波の波向きを変化させた場合の換算天端高係数 γ_l を拡張する方法を提案する。さらに、換算天端高係数 γ_s から越波流量低減率 $\lambda_q (= q/q_0)$ 、 q ：方向性を有した波浪による平均越波流量、 q_0 ：単一方向直角入射による平均越波流量）を求める方法についても提案する。

（2）多方向不規則波における換算天端高係数

方向スペクトル密度関数が $S(f, \theta)$ である多方向不規則波が護岸に作用する場合、換算天端高係数 γ_s は波浪の全エネルギー E に対して波向き θ ごとのエネルギー比を考慮した γ_l の加重平均で表されると仮定すると、式（2）のようになる。

$$\gamma_s = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\gamma_l}{E} dE_\theta = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \gamma_l \int_0^\infty S(f, \theta) df d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\infty S(f, \theta) df d\theta} \quad \dots (2)$$

ここに、 f ：周波数、 θ ：護岸法線に対して直角を 0° とする波向きであり、加重平均を行う区間は、護岸に來襲する波浪を考えると、 $-\pi/2$ から $\pi/2$ となる。

（3）換算天端高係数と越波流量低減率

Franco・Franco（1998）は水理模型実験の結果より、

* 正会員 北海道開発局 港湾計画課 前 北海道開発土木研究所
** 正会員 工修 (独)北海道開発土木研究所 港湾研究室 副室長
*** 正会員 (独)北海道開発土木研究所 港湾研究室長

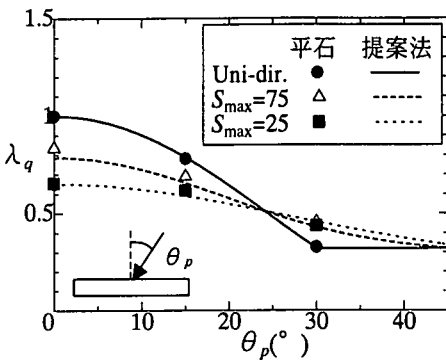


図-1 シングルサンメーション法との比

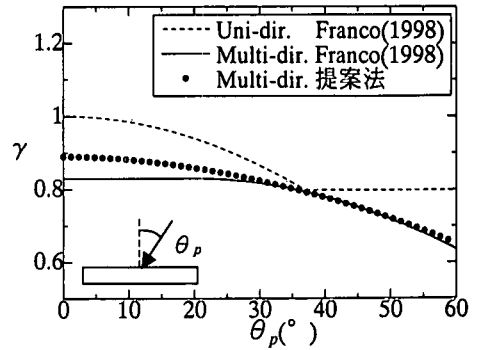


図-2 水理模型実験との比較

換算天端高係数 γ を考慮した平均越波流量の算定法として次式を提案している。

$$\frac{q}{\sqrt{g}H_{1/3}^3} = a \exp\left(-b \frac{h_c}{H_{1/3}} \frac{1}{\gamma_s}\right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 q ：単位時間および単位長さ当たりの平均越波流量、 $H_{1/3}$ ：有義波高、 g ：重力加速度、 h_c ：天端高、 γ_s ：波の方向性による換算天端高係数、 a 、 b ：0.082 および 3.0 の定数である。

ここで、越波流量低減率 $\lambda_q = q/q_0$ を考えると、式(3)より λ_q は次のようになる。

$$\lambda_q = \exp\left\{\left(1 - \frac{1}{\gamma_s}\right) \cdot b \frac{h_c}{H_{1/3}}\right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

式(4)においては、 $\gamma_s = 1.0$ で $\lambda_q = 1.0$ となり、 γ_s の減少とともに λ_q も指数的に減少する。また、その減少率も $h_c/H_{1/3}$ の増加とともに大きくなる。

3. 既往の研究との比較

(1) シングルサンメーション法との比較

平石ら (1996) はシングルサンメーション法を用いて護岸前面の水位変動をシミュレーションし、平均越波流量を算定している。ここでは、式(2)および式(4)による λ_q と平石ら (1996) の結果とを比較する。式(2)により γ_s を求めるために必要な波の方向スペクトル密度関数 $S(f, \theta)$ については、平石ら (1996) と同様に、修正 Bretschneider・光易型 (合田, 1987) による周波数スペクトル $S(f)$ 、光易型 (Mitsuyasu, 1975) による方向関数 $G(f; \theta)$ の積を考える。

図-1 は、平石ら (1996) の数値シミュレーション結果と式(2)および式(4)により計算された越波流量の低減率 λ_q を比較したものであり、横軸が波の主波向き θ_p 、縦軸が λ_q であり、 $S_{\max}$ をパラメータとしている。ここで、計算条件は $H_{1/3} = 8.0$ m、 $T_{1/3} = 11.0$ s、 $h_c = 7.0$ m である。また、式(2)の計算において必要な単一方向不規則波における換算天端高係数 γ_t については、式(4)

により算定した λ_q が●で示した数値シミュレーション結果と一致するように実線で示すような次式とした。

$$\gamma_t = \begin{cases} \cos^{2.5} \theta & (0^\circ \leq \theta < 30^\circ) \\ \cos^{2.5} 30^\circ & (\theta \geq 30^\circ) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

提案した方法により計算された λ_q は、 $S_{\max} = 25$ および 75 においても、数値シミュレーション結果とほぼ一致する傾向にある。

(2) 水理模型実験による算定法との比較

Franco・Franco (1998) は混成堤における越波流量に関する水理模型実験を行ない、単一方向不規則波の条件における換算天端高係数 γ_t を波向き θ の関数として次のように提案している。

$$\gamma_t = \begin{cases} \cos \theta & (0^\circ \leq \theta < 37^\circ) \\ \cos 37^\circ & (\theta \geq 37^\circ) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (6)$$

また、多方向不規則波における換算天端高係数 γ_s は、波の方向集中度の影響を考慮せず、次のように主波向き θ_p のみの関数としている。

$$\gamma_s = \begin{cases} 0.83 & (0^\circ \leq \theta_p < 20^\circ) \\ 0.83 \cos(\theta_p - 20^\circ) & (\theta_p \geq 20^\circ) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし、実験に用いた波浪の方向特性については、方向分布の標準偏差 σ により表されており、20～30°の範囲としている。ここで、式(6)の γ_t を用いて式(2)により γ_s を計算し、式(7)の γ_s との比較を行う。ここで、方向密度関数 $G(f; \theta)$ としては簡単のため合田・鈴木 (1975b) が提案した変数 θ のみであるものを用いると、式(2)は次のように簡単になる。

$$\gamma_s = \int_{-\pi}^{\pi} \gamma_t G(\theta) d\theta \quad \dots\dots\dots (8)$$

図-2 は、式(7)および式(8)による θ_p と γ_s の関係を示したものである。ただし、 $G(\theta)$ については方向分布の標準偏差が 20～30°程度となるようパラメータを設定している。 θ_p が 30°程度までの条件では式(7)による計算値の方が若干大きい傾向がある。

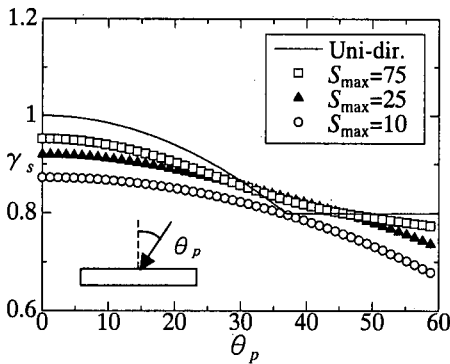


図-3 方向集中度の影響

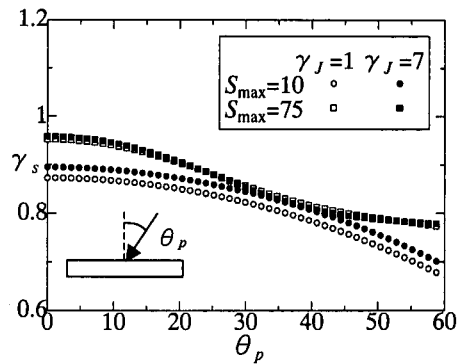


図-4 スペクトル尖鋭度の影響

4. 換算天端高係数の特性

(1) 計算方法

前章において単一方向不規則波の換算天端高係数 γ_l の加重平均により多方向不規則波の γ_s を算定する方法の妥当性が示された。ここでは、換算天端高係数 γ_s に及ぼす方向密度スペクトルの形状の影響について検討する。式(2)における方向密度スペクトルについては、より一般性を持たせるために、周波数スペクトルとしては JONSWAP 型 (Hasselmann, 1973), 方向関数としては光易型 (Mitsuyasu, 1975) を用いる。ここで、JONSWAP 型周波数スペクトルは、ピークの鋭さを表すパラメータ γ_l ($=1.0 \sim 7.0$) によって特徴付けられ、 γ_l に大きな値を代入することにより、短時間で発達した風波のような周波数付近にエネルギーが集中した形状をあらわすことができる。また、 $\gamma_l=1.0$ では十分に発達した風波を表し、修正 Bretschneider・光易型 (合田, 1987) と一致する。

γ_s の計算に必要な単一方向不規則波での換算天端高係数 γ_l については、Franco・Franco (1998) および平石ら (1996) が異なる関数形を提案している。これは検討の対象とした相対水深が大きく異なるためと考えられるが、ここでは安全側を考え γ_l が若干大きな値を示す Franco・Franco (1998) の式(6)を用いる。

(2) 方向集中度パラメータの影響

図-3 は、方向集中度パラメータ $S_{\max}$ を変化させた場合の主波向き θ_p と換算天端高係数 γ_s の関係を示したものである。また、比較のため式(8)で計算される単一方向不規則波による換算天端高係数も同時に示している。ただし、JONSWAP 型周波数スペクトルの γ_l を 1.0 としている。

単一方向不規則波の γ_l と同様に γ_s は θ_p の増加とともに減少する傾向にあり、 $S_{\max}=10$ の条件では、 $\theta_p=0^\circ$ で $\gamma_s=0.87$ であるのに対して $\theta_p=60^\circ$ では $\gamma_s=0.67$ とな

り、単一方向直角入射の条件に対して天端高を 10～30% 程度低減できることになる。また、 $S_{\max}$ が小さい方が γ_s も小さい値を示す傾向にあり、これは換算天端高係数を減少させる波向きが大きい成分波を多く含んでいるためと考えられる。さらに、 θ_p が大きくなるにつれ、護岸を越波しない $\theta > \pi/2$ の成分波も多くなるため、 γ_s はさらに減少するようになる。このため、 $S_{\max}=10$ と $S_{\max}=25$ を比較すると、 θ_p が大きい領域で γ_s の減少率が高い傾向を示している。方向集中度が高い $S_{\max}=75$ の条件では、一方向不規則波による γ_l の傾向に近づくようになる。

(3) 周波数スペクトルにおけるピークの鋭さの影響

図-4 は、方向スペクトルの形状を変化させた場合の主波向き θ_p と換算天端高係数 γ_s の関係を示したものである。 $S_{\max}=10$ の条件においては、JONSWAP 型周波数スペクトルのパラメータ γ_l が大きいほど、 γ_s も大きい傾向を示している。これは、光易型方向関数の特徴によるものと考えられ、風波のエネルギーがピーク周波数付近に集中するほど、主波向き近傍にもエネルギーが集中し、結果的に方向集中度が高い条件となるため γ_s は大きくなる。また、この傾向は $S_{\max}=75$ の条件に見られるように、方向集中度が大きくなるほど小さくなる傾向にある。

5. 直立護岸における最大越波流量の期待値

(1) 計算方法

以上の結果から波の多方向性を考慮した越波流量の算定が可能となった。ここでは、波浪諸元の確率分布から、モンテカルロ法を用いて期待越波流量の算定を行う。まず、苫小牧港沖合水深 52 m 地点における 20 年間分の波浪データから、有義波高が 3.0 m 以上となる時化を抽出しピーク時における波高、時化と時化との時間間隔、主波向きの確率分布を明らかにする。

モンテカルロ法においては、線形合同法を用いて乱数を発生させ、各確率分布に合うような波高、波向き、時化の時間間隔を決定するとともに、式(2)および式(3)

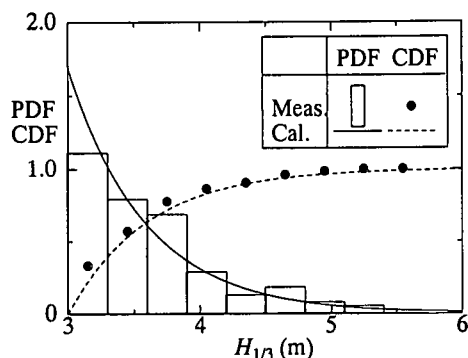


図-5 時化ピークでの波高の確率分布

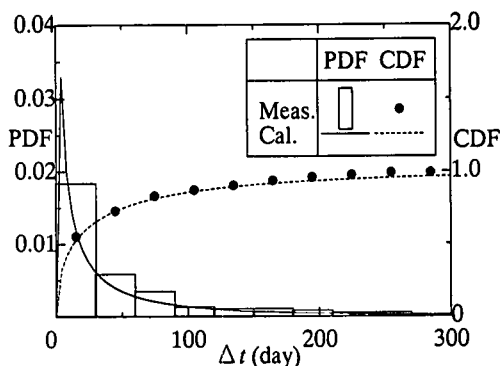


図-7 時化の時間間隔の確率分布

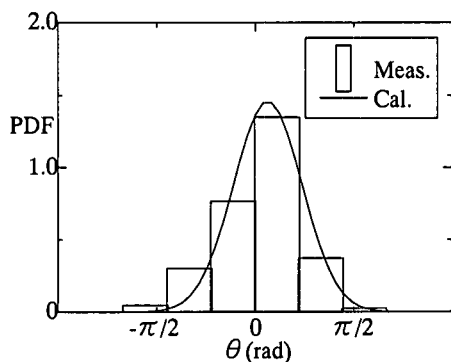


図-6 時化ピークでの波向きの確率分布

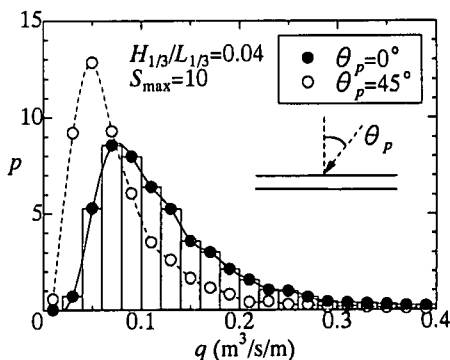


図-8 最大越波流量の50年期待値

から越波流量を算定する。この計算を時化の時間間隔の合計が50年となるまで繰り返し、越波流量の最大値を求める。このような事象を5000回繰り返し、最大越波流量の50年期待値を算定し、平均主波向きに対する護岸の法線角の影響を評価する。ただし、実際には潮位の確率分布および各算定法の誤差を考慮する必要があるけれども、ここでは波向きの影響を中心に検討するため、今回の検討ではこれらの影響を考慮していない。

(2) 波浪諸元の確率分布

図-5は、時化のピーク時における有義波高 $H_{1/3}$ (m) の確率分布 (PDF) および累積値 (CDF) の観測値を示したものである。最小自乗法を用いると $H_{1/3}$ の観測値は次式に示す指数分布で良く一致する傾向にある。

$$f(H_{1/3}) = a \exp[-a(H_{1/3} - 3.00)] \quad (9)$$

ここに、 $a=1.69$ であり、ピーク値 (≥ 3.00 m) の平均値は 4.69 m となる。

図-6は、時化のピーク時での波向き θ_p (rad) の確率分布 (PDF) を示したものであり、観測データの平均値が 0 rad となるように基準化している。 θ_p は若干平均値より大きい値でピークとなっており、その分布は正規分布

により表すことができる。最小自乗法を用いると、 θ_p の分布は次式のようにになる。

$$f(\theta_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\theta_p - \mu)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (10)$$

ここに、平均値からの隔たり $\mu=0.0984$ rad、標準偏差 $\sigma=0.273$ rad である。

図-7は、観測値における時化の時間間隔 Δt の確率分布を示したものであり、縦軸は確率分布 (PDF) および累積値 (CDF)、横軸は時間間隔を日数で示している。また、同時に最小自乗法により求めた次式に示す Weibull 分布による PDF と CDF の計算値を示している。

$$f(\Delta t) = \frac{\alpha}{\beta^\alpha} \Delta t^{\alpha-1} \exp\left[-\left(\frac{\Delta t}{\beta}\right)^\alpha\right] \quad (11)$$

ここに、 $\alpha=0.500$ 、 $\beta=26.4$ である。

ただし、Weibull 分布の形状母数 α を 1.0 以下にしているため、計算値の PDF でピーク値を持つようになるが、50年間の事象の計算において重要な Δt が大きい領域で観測値の PDF および CDF に一致する傾向にある。

(3) 期待越波流量

図-8は、モンテカルロ法による50年最大越波流量の相対度数分布であり、波浪が護岸に対して $\theta_p=0^\circ$ および

45°で入射した場合である。天端高は単一方向直角入射条件において許容越波流量が $0.2 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}$ となる条件であるが、波浪の確率分布および多方向性を考慮すると、最大越波流量の50年期待値は $\theta_p=0^\circ$ 、45°で 0.131 および $0.083 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}$ と減少する。さらに、これまでの期待滑動量の算定のような年1回の時化ではなく、時化の時間間隔を考慮することにより、年平均期待越波流量などの算定はもちろんのこと、許容越波流量を設定すると、護岸上における人の危険遭遇確率や背後の道路における通行障害の発生確率など越波流量を用いた護岸の信頼性設計への適用が可能となる。

6. ま と め

本研究の主要な結論をまとめると以下ようになる。

- ① 多向不規則波による換算天端高係数として単一方向不規則波のものを拡張する方法を提案し、既往の研究結果と比較することにより妥当性を検証した。
- ② 方向集中度が小さくなると、斜め入射の成分波が多くなるとともに、護岸を越波しない $\theta \geq 90^\circ$ の成分波も多くなり、換算天端高係数は減少する。
- ③ 方向スペクトルのエネルギーがピーク周波数付近に集中するようになると、方向分散性が小さくなり、換算天端高係数は大きくなる。

- ④ モンテカルロ法を用いた期待越波流量を算定する方法を示し、平均主波向き対する護岸の法線角の影響を評価した。

参 考 文 献

- 合田良美・岸良安治・上山 豊 (1975a): 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, pp. 3-44.
- 合田良美・鈴木康正 (1975b): 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, p. 45.
- 合田良美 (1987): 数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質, 海岸工学講演会論文集, 第34巻, pp. 131-135.
- 高山知司・永井紀彦・西田一彦・関口忠志 (1984): 斜め入射不規則波を用いた護岸の越波特性実験, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 542-546.
- 平石哲也・金澤 剛・榎本達也・佐藤一央 (1996): 多方向不規則波の護岸越波流量の数値計算, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 716-720.
- Franco, C. and Franco, L. (1998): Overtopping Formulas for Caisson Breakwaters with Nonbreaking 3D Waves, Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 125, No. 2.
- Hasselmann, K. (1973): Measurement of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deutsche Hydr. Zeit, Reihe A (8'), No. 12.
- Mitsuyasu, H. (1975): Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, Journal Physical Oceanography, Vol. 5, pp. 750-760.