

砕波帯内における水面渦度の推定法に関する一考察

COMPARATIVE STUDY OF THRORETICAL PREDICTIONS ON WATER SURFACE VORTICITY IN SURF ZONE

本田尚正¹・平山秀夫²

Naomasa HONDA and Hideo HIRAYAMA

¹正会員 博(工) 鳥取大学講師 農学部生物資源環境学科(〒680-8553 鳥取県鳥取市湖山町南4丁目101)

²正会員 工博 大阪府立工業高等専門学校教授 建設工学科 (〒572-8572 大阪府寝屋川市幸町26-12)

The undertow is one of important factors which causes the disastrous erosion of beach. So far, the problems of this phenomenon have been treated both theoretically and experimentally by many investigators especially for elucidating the mechanics of transport of sediment. In order to establish the theory of undertow, it is essential to estimate quantitatively the vorticity of large-scale vortices induced on the water surface by breaking waves, because it is also one of main boundary conditions for solving the basic equation of undertow. Many theoretical estimation methods of the surface vorticity have been presented. Several ones are chosen for discussions and compared with each other in this paper. As a result, the calculation results of the surface vorticity by Nadaoka et al.'s method and Hirayama et al.'s one have a resemblance, and in comparison of the vertical distribution of undertow calculated by these methods with the experimental ones by Okayasu et al., it is shown that the surface vorticity has great effects on the vertical distribution characteristics of undertow.

Key Words : Surf zone, large-scale vortices, water surface vorticity, undertow, mass transport, sedimentation

1. 緒言

離岸堤や人工リーフといった海岸侵食防止を目的とした海岸・海洋構造物の計画・設計にあたっては、砕波帯内における波の変形や漂砂の挙動を掌握する必要がある。なかでも砕波帯内における水面渦度は水表面の組織的渦や乱れの程度を規定し、それは砕波帯内に生じる戻り流れによる海浜地形の変化や海浜流の発生機構に大きく影響する。そのため、水面渦度の定量的評価は砕波帯内の水理現象を把握するためには必要不可欠である。

砕波帯内の水面渦度の推定法はこれまでいくつか提案されているが^{1)~4)}、現状ではまだ実験的にも砕波帯内の渦度の正確な値が確立されていないため、各推定法の妥当性に関する議論はこれまであまり行われていない。しかし、上述のように水面渦度は砕波帯のダイナミックスを特徴づける基本的な要素であり、現有の知見をある統一的な観点から比較考察することには大いに意義があると考えられる。

当然ながら、その評価基準を何にするかによって比較考察の結果は大きく異なるが、たとえば、各推定法によって算定された水面渦度を砕波帯内の代表的な水理現象である戻り流れの鉛直分布の算出に適用し、戻り流れに関する理論分布と実験値の分布との適合性をもって水面渦度に関する各推定法の妥当性を判断するのの一つの方法と思われる。

そこで本研究では、砕波帯内における水面渦度の推定法をいくつか選び、それぞれの推定法の骨格となる理論解析上の考え方を概観するとともに、同一条件下で具体的に

水面渦度を算定して相互比較を行う。さらに、それらの水面渦度を戻り流れに関する本田・平山の理論^{5), 6)}に適用して戻り流れの理論分布を算出し、それと岡安・柴山・堀川⁷⁾の実験値の分布とを比較して、水面渦度に関する各推定法の妥当性について考察する。

2. 水面渦度の評価に関する従来の研究

(1) 日野・山崎による研究

日野・山崎¹⁾は、消波作用と渦の形態との関係を明らかにするため、鉛直面の尖端で剥離によって発生する渦を図-1のようなRankine渦の状態と仮定し、その動きと大きさを実験的に求めるとともに理論的考察を加え、渦の単位幅当りの運動エネルギー e を次式のとおり導いた。

$$e = \frac{\rho}{2} \int_0^a 2\pi r q^2 dr = \frac{1}{16} \pi \rho \omega^2 r_0^4 \left(1 + 4 \ln \frac{a}{r_0} \right) \quad (1)$$

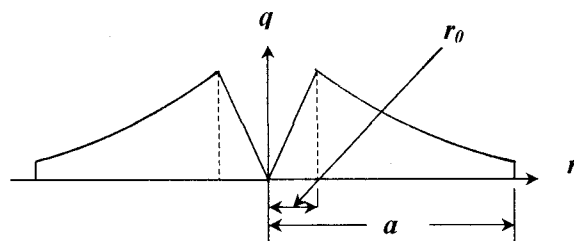


図-1 渦の速度分布¹⁾

ここに、 ρ は流体の密度、 r は渦中心からの距離、 q は渦の半径 r での円周方向の速度($q = \omega r/2$)、 ω は渦度、 r_0 は渦あり領域と渦なし領域との境界の半径、 a は $q \cong 0$ とみなせる時の r である。なお、式(1)は、渦の半径は $r = a > r_0$ までしかなく、 $r > a$ では $q = 0$ として導かれている。したがって、式(1)から、渦の運動エネルギーは、 a の与え方によりかなり変化することがわかる。

(2) 灘岡・広瀬による研究

灘岡・広瀬²⁾は、砕波帯内の流速場には砕波に伴う大規模渦によって多量の渦度が存在し、上層にかなり大きな岸向き質量フラックスが発生すること、それによって水粒子の平均水平移動距離の鉛直分布は波の進行方向に大きく傾くことを実験的に明らかにした。さらに可視化実験によって、砕波による表層での渦度の生成がこのbore前面での大規模渦の周期的な発生によってもたらされることを確認し、以下のような方法で渦度供給過程のモデル化を行った。

いま、渦1個当たりの循環を Γ_0 、単位時間当りの渦の発生個数を n とすれば、単位時間当りの渦度供給量は1波長(L)当り $n\Gamma_0$ となる。よって、砕波により水表面から供給される渦度フラックス $f(x)$ およびその1波長平均値 $\bar{f}$ は、

$$\int_0^L f(x) dx = n\Gamma_0 \quad (2)$$

$$\bar{f} = \frac{1}{L} \int_0^L f(x) dx = \frac{n\Gamma_0}{L} \quad (3)$$

$$n \cong \frac{q_0}{\pi r_0} = \frac{\Gamma_0}{2(\pi r_0)^2} \quad (\Gamma_0 = 2\pi r_0 q_0 = \omega \pi r_0^2) \quad (4)$$

ここに、 q_0 は渦外縁の流速、 r_0 は渦の半径($r_0 \cong H/2$ 、 H は波高)である。

次に、前出の日野・山崎にならってRankine渦の状態を仮定し、渦の運動エネルギーがすべてエネルギー損失となるものとする、式(1)～式(4)より、渦1個の単位幅当たりの運動エネルギー e および1波長内での単位幅当たりのエネルギー散逸率 ε は、それぞれ次式で表される。

$$e = \frac{\rho}{16\pi} \Gamma_0^2 \left(1 + 4 \ln \frac{a}{r_0} \right) \quad (5)$$

$$\varepsilon \cong ne = \frac{n\rho}{16\pi} \Gamma_0^2 \left(1 + 4 \ln \frac{a}{r_0} \right) \quad (6)$$

一方、 ε はboreでのエネルギー減衰率によっても関連づけられる。固定座標系でのエネルギー保存式、

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (C_g E) = -\frac{\varepsilon}{L} \quad (7)$$

により、定常状態($\partial E / \partial t = 0$)を考えれば、

$$\varepsilon = -L \frac{\partial}{\partial x} (C_g E) \equiv L \Phi_d \quad (8)$$

ここに、 E は単位時間・単位幅当たりの波のエネルギー、 C_g は群速度、 Φ_d はエネルギー散逸関数である。

式(6)と式(8)を等しくおけば、 Γ_0 として次式を得る。

$$\Gamma_0^2 = \frac{8\pi}{\rho n} L \Phi_d \quad (9)$$

ただし、ここで、 $2(1 + 4 \ln(a/r_0))^{-1} \cong 1$ としている。

次に、水粒子の平均移動距離は1波長平均のオイラー平均流速の鉛直分布 $\bar{u}(z)$ によって決まるものとして、次式のように $\bar{u}(z)$ を導いた。

$$\bar{u}(z) = -\frac{\bar{f} h^2}{2\bar{v}_{10}} \left\{ \left(\frac{z}{h} + 1 \right)^2 - \frac{1}{3} \right\} \quad (10)$$

ここに、 h は水深である。また、 $\bar{v}_{10}$ は水面渦度の鉛直拡散係数を1波長内の全領域の平均値で示したものであり、実験結果との対比から、次式のように近似した。

$$\bar{v}_{10} \cong \frac{H q_0}{2} \frac{HL}{3hL} = \frac{H}{6\pi h} |\Gamma_0| \quad (11)$$

したがって、この式(10)を z について微分し、 $z = 0$ を代入すれば、水面渦度($\omega = \partial \bar{u} / \partial z|_{z=0}$)が得られる。

(3) 平山による研究

平山³⁾は、Longuet-Higgins⁸⁾の水平床における水面渦度の理論と類似な考え方が砕波帯内の水面渦度の評価にも適用できると仮定し、水面渦度を支配する要因を明らかにすることによって、その簡単な推定式を求めることを試みた。すなわち、水平質量輸送速度 $\bar{U}$ の鉛直速度勾配を理論的に求めることによって傾斜面上任意水深における砕波帯内の渦度の鉛直分布を求め、水面渦度 ω を次式のように表した。

$$\omega = (\partial \bar{U} / \partial z)_{z=0} = -\left(\frac{H}{2} \right)^2 \sigma k^2 (2 + \beta) \coth(kh) \quad (12)$$

ここに、 H は波高、 $\sigma = 2\pi/T$ (T は周期)、 $k = 2\pi/L$ 、 β は渦度係数であり、 $\beta = 2.0$ の時、水平床上の水面渦度を表す。この β の値は戻り流れの理論値と実験値との対応から推定される。本田・平山⁹⁾は、これまでに得られた β を次元解析的に h/H_0 (H_0 : 沖波波高)、 h/h_b (h_b : 砕波水深)等の諸元で整理し、傾斜底面勾配にかかわらず、次式のような回帰曲線で表されることを明らかにした。

$$\beta = 80 / \{ (h/H_0)(h/h_b) \} \quad (13)$$

(4) 平山・本田による研究

平山・本田⁴⁾は、前出の灘岡・広瀬の渦度供給過程モデルと類似の方法を適用して、傾斜面上砕波帯内における水面渦度の推定モデルを以下のとおり構築した。

いま、発生する渦はRankine渦とし、傾斜面上での1波長内での単位時間当りのエネルギー損失 ε は砕波に伴う渦による損失 ε_1 と底面摩擦による損失 ε_2 の和と仮定する。

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \quad (14)$$

すると、まず、 ε_1 は、式(4)および式(6)により、

$$\varepsilon_1 = ne = \frac{\rho \Gamma_0^3 b}{32\pi^3 r_0^2} \quad (15)$$

ただし、ここで、 b は次のようにおいている。

$$b = 1 + 4 \ln(a/r_0) \quad (16)$$

次に、海底面に作用する摩擦力 τ_0 は次式で表される。

$$\tau_0 = F\rho u_0^2 \quad (17)$$

ここに、 F は摩擦係数、 u_0 は底面流速である。ここで、 u_0 に微小振幅波理論の結果を適用すると、

$$u_0 = \frac{\pi H \cos(kx - \sigma)}{T \sinh(kh)} \quad (\text{at } z = -h) \quad (18)$$

ここに、 x は汀線から沖への水平位置、 z は水面から鉛直上方向の位置、その他の記号は式(12)と同じである。

この τ_0 による単位時間、単位面積当りのエネルギー損失の平均値は、次式のように表される。

$$D_F = \frac{T}{2} \int_{T/4}^{5T/4} \tau_0 u_0 dt \Big|_{x=0} = \frac{4\pi^2}{3} \frac{\rho F H^3}{T^3 \sinh^3(kh)} \quad (19)$$

したがって、 ε_2 は次式のように表される。

$$\varepsilon_2 = LD_F = \frac{4\pi^2}{3} \frac{\rho F H^3 L}{T^3 \sinh^3(kh)} \quad (20)$$

式(8)に式(14)、式(15)および式(20)を代入し、 $r_0 \cong H/2$ と近似すれば、循環 Γ_0 は次のようになる。

$$\Gamma_0 = \left\{ \frac{2\pi^3 g^2 T H^3 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta - \frac{4\pi^2 F H^5 T g^2}{3bh} \right\}^{1/3} \quad (21)$$

ここに、 g は重力加速度、 $\tan \theta$ は底面勾配である。また、式(8)中の E と C_g は、それぞれ次式のとおりである。

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (22)$$

$$C_g = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) C \quad (23)$$

さらに、砕波帯内では浅海であるので、 $kh \ll 1$ より式(23)では $C_g = C \cong \sqrt{gh}$ (C :波速)とおいている。

ここで、式(15)、式(20)および式(21)を用いて ε_1 と ε_2 の比を求めてみると、それは次式のようになる。

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{4\pi^2 F a^5 h^4 T g^2}{3\Gamma_0^3 b} = \frac{8F\alpha}{15\pi \tan \theta - 8F\alpha} \quad (24)$$

ここに、 $\alpha = \partial H / \partial h$ 、 $b = 15$ ($b = 13 \sim 18$ より、後述)である。さらに $F = 0.01^9$ 、 $\alpha = 0.8^{10}$ とすると、式(24)は次式のようになる。

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{0.064}{15\pi \tan \theta - 0.064} \quad (25)$$

式(25)によれば、 $\tan \theta = 1/20$ の時、 $\varepsilon_2 / \varepsilon_1 = 0.028$ 、 $\tan \theta = 1/30$ の時、 $\varepsilon_2 / \varepsilon_1 = 0.042$ となる。このように底面摩擦によるエネルギー損失は、砕波に伴う渦によるエネルギー損失に対してかなり小さいことがわかる。

次に、前出の灘岡・広瀬の考え方にに基づき、1波長内での単位時間当りの砕波による渦の発生状況を図示すると、図-2のようになる。

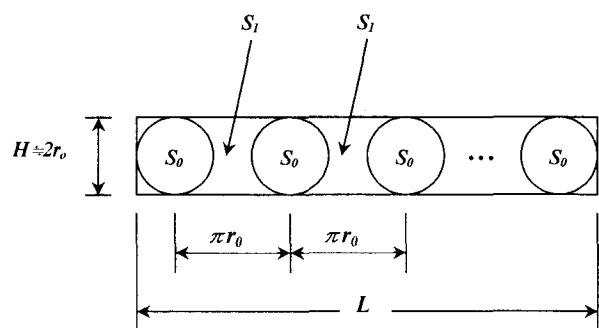


図-2 1波長内での単位時間当りの渦の発生状況

同図を参考にして、2個の渦間の渦なし領域も含めた1波長内の渦領域に n 個の渦が合成して全体として1つの渦になると想定する。そして、この合成渦の渦度を渦なし領域も含めた1波長内の渦領域での平均渦度として考えると、次式が成り立つ。

$$\omega_a S = n\Gamma_0 \quad (26)$$

ここに、 ω_a は平均渦度、 S は渦なし領域も含めた1波長内の渦領域の断面積である。ここで、1個の渦あり領域の断面積を πr_0^2 とおけば、1個の渦なし領域の断面積も πr_0^2 となり、 S は近似的に次式のように表される。

$$S = (2n-1)\pi r_0^2 \quad (27)$$

式(26)に式(27)と式(4)を代入すると、次式を得る。

$$\omega_a = \frac{8\Gamma_0^2}{\pi H^2 (4\Gamma_0 - \pi^2 H^2)} \quad (28)$$

以上より、式(21)を式(28)に代入すれば、平均渦度 ω_a が算定されることになる。

3. 水面渦度の推定法に関する比較考察

(1) 計算条件

ここでは、砕波帯内における水面渦度の推定法に関して、先に示した灘岡・広瀬による方法、平山による方法、平山・本田による方法の三理論の比較検討を行う。なお、比較計算を行う際の条件は次のとおりである。

①水面渦度の計算に必要な波高 H の計算は、三理論とも岩垣・間瀬・田中による波高推定法¹¹⁾に拠った。

②平山の推定法では、渦度係数 β の値を実験値から決定する必要がある。ここでは、それは岡安・柴山・堀川による複数の実験結果を引用した。そして、他の二つの推定法においてもそれらの実験条件に対応して計算を行った。

③平山・本田の推定法において、式(16)による b の決定に必要な $q = 0$ となる a の値は、理論上は無限長である。しかし、実用上はこれを有限長に設定する必要がある。ここでは a の実用上の最大値を波長 L とし、 $a = L$ 、 $r_0 = H/2$ として計算を行った。その結果、岡安・柴山・堀川の実験結果の範囲では $b = 13 \sim 18$ ($a/r_0 = 20 \sim 70$)となった。

④灘岡・広瀬の推定法では、平山・本田の推定法における b の値は、 $2(1+4\ln(a/r_0))^{-1} \cong 1$ の仮定から $b=2$ ($a/r_0=1.284$) となり、それは上述の③とは大きく異なっている。そこでここでは、灘岡・広瀬の推定法および平山・本田の推定法ともに、 $b=2$ および $a=L$ とした場合の b ($b=13\sim 18$) の両方の場合について、それぞれ水面渦度の計算を行い、その計算結果を比較することとした。

(2) 三理論による水面渦度 ω の計算結果の比較

図-3(a) 中のプロットは、上述の計算条件に基づいて碎波帯内における水面渦度 ω の計算を行い、三理論による計算結果を比較したものである。同図から明らかなように、各推定法による計算結果の間にはばらつきはあるものの、すべての計算結果は $10\sim 70\text{sec}^{-1}$ 程度であり、一般的な水面渦度 ω のオーダー ($10^0\sim 10^1$) と一致している。また、 h/h_b が小さくなるにつれて、つまり、碎波点から岸に近づくにつれて ω の値は増大化する傾向を示しており、これもまた、碎波帯内の実際の現象と合致している。

推定法の違いに着目して同図をみると、計算結果のばらつきは平山の渦度係数 β による ω のばらつきが最も大きく、次いで灘岡・広瀬の推定法による ω のばらつきが大きく、平山・本田の推定法による ω のばらつきは最も小さい。

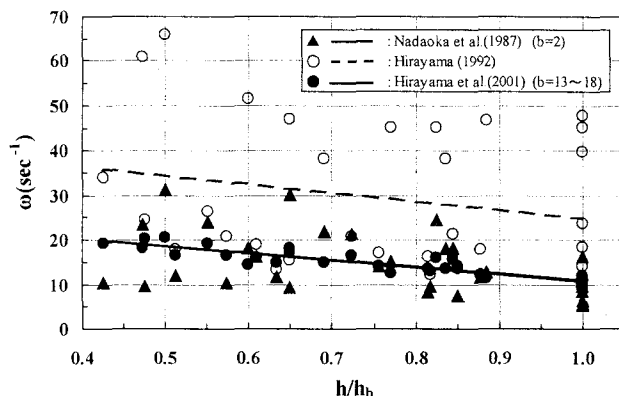
図-3(a) 中の実線および点線は、 ω の計算結果のばらつきをより詳細に調べるために、それぞれの計算結果を最小二乗法で線形近似したものである。それらによれば、灘岡・広瀬による推定法および平山・本田による推定法による ω の計算結果の線形近似の結果はほぼ一致する。ここで、灘岡・広瀬による推定法による ω に比べて平山・本田の推定法による ω のばらつきが小さいのは、大規模水面渦の発生個数が式(26)および式(27)によって平均化されたことによるものと推察される。また、平山の渦度係数 β による ω の値は他の二理論による計算値の2倍近い大きさとなっている。

まず、平山の渦度係数 β による ω の傾向について考察してみよう。同推定法における ω の値にばらつきが大きい点について、まず、第一の原因としては、 β を決定する式(13)に起因することが考えられる。同式は実験結果に基づく回帰式であり、実験結果自体のばらつきを包含している。さらに、同式によれば h/h_b が小さくなると β は急増し、 $h/h_b=0$ では $\beta=\infty$ となって、それは現実に合わなくなる。したがって今後、式(13)の適用範囲や、 β の回帰式を導出するにあたって着目すべきパラメーターについて再検討が必要である。第二の原因としては、より根本的な問題であるが、同推定法がLonguet-Higginsの水平床上における水面渦度の理論と類似な考え方を碎波帯内に拡張して導出されていることに起因することが考えられる。碎波帯内においても場の波動性は相応に保持されていると推察されるが、水表面付近のように渦や乱れがとくに強い領域については、やはり別途にモデル化が必要であろう。

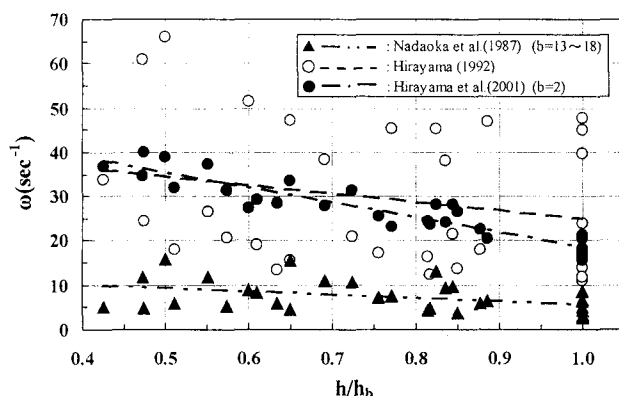
次に、灘岡・広瀬による推定法および平山・本田による推定法による ω の傾向について考察してみよう。両推定法の理論解析上の大きな相違点は、式(10)と式(26)の ω の導出

式自体の違いを除き、底面摩擦によるエネルギー損失 ε_2 と、式(16)における b の取扱いの2点である。このうち前者については、 ω への影響は小さいことは式(25)によってすでに示したとおりである。そして後者については、両推定法で b の取扱いが異なるにもかかわらず、図-3(a) の線形近似のとおり、 ω の全体的な傾向は両者でほぼ一致している。

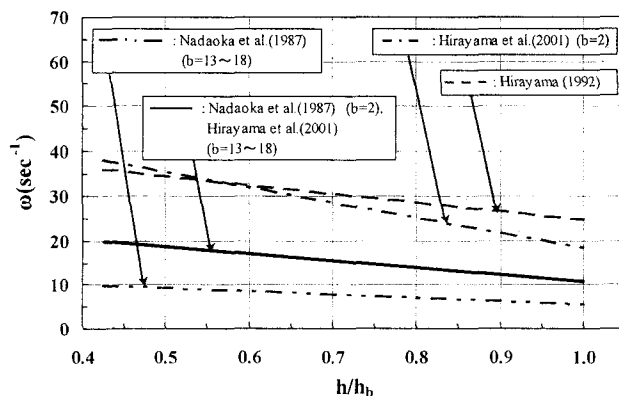
そこで試みに、灘岡・広瀬による推定法において $a=L$ とした場合の b ($b=13\sim 18$) によって ω を計算し、平山・本田による推定法において $b=2$ として ω を計算すると、それらは図-3(b) のようになる。そして、図-3(a) および (b) のすべての線形近似をまとめると、それは図-3(c) のようになる。



(a) 三理論をそのまま適用して計算した場合



(b) 係数 b を変化させて計算した場合



(c) 上記 (a) および (b) の線形近似部分のまとめ

図-3 三理論による水面渦度 ω の計算結果の比較

それらの図によれば、まず、灘岡・広瀬による推定法において b を大きくとれば、 $b=2$ の時よりも ω はほぼ半減している。次に、平山・本田による推定法において b を小さくとれば、 $b=13\sim 18$ の時よりも ω は大きくなり、平山の渦度係数 β による ω の値とほぼ同じ大きさになっている。しかし、全体的には $\omega = 10\sim 40\text{sec}^{-1}$ 程度であり、一般的な水面渦度 ω のオーダー ($10^0\sim 10^1$) と一致している。

ここで、そもそも b は式(1)から生じた係数であり、 $q=0$ となる a の値は理論上、無限長である。それに対して灘岡・広瀬は砕波帯内における実状から a/r_0 の大きさを勘案し、 $b=2$ としたものと推察される。一方、平山・本田は、 a の値は実用上、有限長としながら、式(1)の仮定を出来るだけ考慮して b を決定した。そして、それらの結果は図-3(b) および (c) のとおりであるが、両推定法による ω の計算結果にオーダー的な差異はみられなかった。

以上の比較考察より、灘岡・広瀬による推定法および平山・本田による推定法は、それぞれの b の取扱いに課題はあるものの、両推定法による ω の値と水平分布の傾向はほぼ等しいと考えてよいと思われる。

4. 戻り流れの鉛直分布特性の比較による考察

(1) 砕波帯内における戻り流れの理論

ここでは、前述の三理論による水面渦度を戻り流れに関する本田・平山の理論に適用して戻り流れの理論分布を算出し、それと岡安・柴山・堀川の実験値の分布とを比較して、水面渦度に関する各推定法の妥当性について考察する。

いま、水平面内に作用する一周期平均のせん断力 $\bar{\tau}$ と戻り流れの流速 $\bar{U}$ には、次の渦動粘性モデル式の関係がある。

$$\bar{\tau} = -\rho \overline{u'w'} = \rho \nu_t \frac{\partial \bar{U}}{\partial z'} \quad (31)$$

ここに、 ρ は流体の密度、 u' および w' は水粒子速度の時間平均値に対する変動速度の水平成分および鉛直成分、 ν_t は渦動粘性係数、 z' は図-4に示すように底面から上向きを正とした鉛直座標である。

$\bar{\tau}$ は、図-4を参考にすれば、 $z'=d_i$ を境界として砕波に伴う水面渦や乱れの影響を強く受ける領域 ($d_i \leq z' \leq h$ 、 h : 平均水深) とそれ以外の領域 ($\delta \leq z' \leq d_i$) で、次式のとおおり、それぞれ異なった直線分布形で表される。

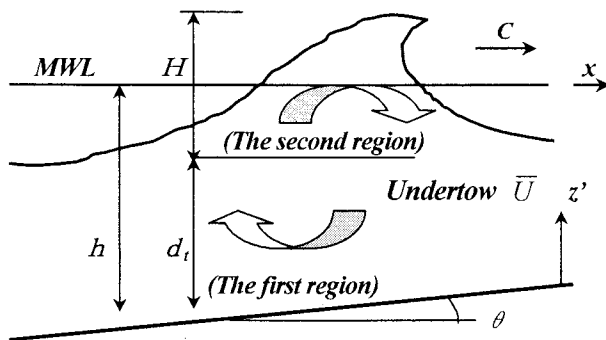


図-4 戻り流れの模式図

$$\bar{\tau}_1 = A_1 z' + B_1 \quad (\delta \leq z' \leq d_i) \quad (32)$$

$$\bar{\tau}_2 = A_2 z' + B_2 \quad (d_i \leq z' \leq h) \quad (33)$$

ここに、 $\bar{\tau}_1$ および $\bar{\tau}_2$ は各領域の平均せん断力、 A_1 、 B_1 、 A_2 および B_2 は境界条件によって決まる定数である。

渦動粘性係数 ν_t は、全領域にわたって ν_t を z' の指数関数で表した次式を適用する。

$$\nu_t = (0.0065T)cd_i \exp\{p(z'-d_i)\} \quad (\delta \leq z' \leq h) \quad (34)$$

式(31)に式(32)～式(34)を代入して整理すると、未知数は2個の積分定数が加わって計6個となる。それらに対して、

- ①水面境界条件: 水面渦度 $\omega = \partial \bar{U} / \partial z'$ を与える。
- ②③底面境界条件: 底面質量輸送速度 $\bar{U}_x$ および底面せん断力 $\bar{\tau}_b$ を与える。
- ④⑤運動の連続性: $z'=d_i$ において $\bar{\tau}_1 = \bar{\tau}_2$ 、 $\bar{U}_1 = \bar{U}_2$
- ⑥連続式: $\int_0^h \bar{U} dz' = 0$

の6つの境界条件を適用して6元連立方程式を解くことにより、戻り流れ $\bar{U}$ の鉛直分布が得られる。

(2) 水面渦度の違いが戻り流れの鉛直分布に及ぼす影響

図-5は、水面渦度 ω が異なる条件の下での戻り流れ $\bar{U}$ の鉛直分布の理論値と岡安・柴山・堀川の実験値とを比較したものである。同図中には計3種類の理論値が記載されており、それらはそれぞれ、次のとおりである。

- (Case.1) 平山の渦度係数 β による ω を適用した場合の $\bar{U}$ (平山・本田の推定法において $b=2$ とした時の ω を適用した場合の $\bar{U}$ とほぼ同値)
- (Case.2) 灘岡・広瀬の推定法 ($b=2$) および平山・本田の推定法 ($b=13\sim 18$) による ω を適用した場合の $\bar{U}$ (両者はほぼ同値)
- (Case.3) 灘岡・広瀬の推定法において $b=13\sim 18$ とした時の ω を適用した場合の $\bar{U}$

同図中の実験値の鉛直分布は、底面から平均水面まで積分した場合ゼロにならず、式(18)の連続式を満足しないという問題点を含んでいるが、 $\bar{U}$ の理論分布と実験値の分布に関しては、概ね以下のように考察できる。

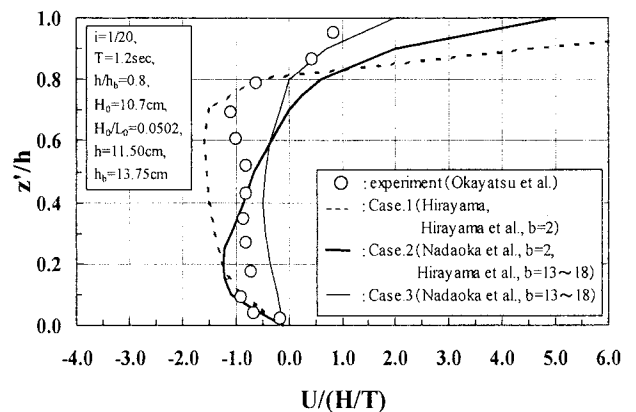


図-5 戻り流れの鉛直分布特性の比較

まず、 $\bar{\tau}$ が式(32)に相当する $z'/h \leq 0.7$ の領域(概ね $z' \leq d_i$)では、 $\bar{U}$ の理論分布は底面境界条件($\bar{U}_x$ および $\bar{\tau}_b$)の影響を大きく受けている。その状況下で3つの理論分布と実験値の分布を比較すると、**Case.1**と**Case.3**の分布形はともに実験値の分布形と酷似しているが、理論値の絶対値はそれぞれ、**Case.1**は実験値よりもやや小さく、**Case.3**は実験値よりもやや大きい。それらに対して、**Case.2**は分布特性および実験値の絶対値との比較において、**Case.1**と**Case.3**の中間的な存在となっている。

次に、 $\bar{\tau}$ が式(33)に相当する $z'/h \geq 0.7$ の領域(概ね $z' \geq d_i$)では、水面境界条件(水面渦度 $\omega = \partial U / \partial z'$)の違いが $\bar{U}$ の理論分布に強く影響している。まず、**Case.1**では水面付近の $\bar{U}$ が過大に計算され、そのことが連続式と関連して、前述のとおり、 $z'/h \leq 0.7$ の領域における $\bar{U}$ の理論分布と実験値の分布の適合性を悪くしている。次に、**Case.3**では、水面付近において $\bar{U}$ の理論値と実験値との適合性は最も良好であるが、 $z'/h \leq 0.7$ の領域における $\bar{U}$ の理論分布と実験値の分布の適合性は良くない。そして**Case.2**は、分布特性および実験値の絶対値との比較において、やはり**Case.1**と**Case.3**の中間的な存在となっている。

以上の考察より、三理論による水面渦度を適用した戻り流れの鉛直分布は、実験値の分布との比較においていずれも一長一短はあるが、灘岡・広瀬による推定法および平山・本田による推定法による水面渦度を適用した戻り流れの理論分布が、実験値の分布に対して全体的には良好な適合性を示しているといえる。

一方、局所的には、 ω の推定値の中で最も小さい値を示した、灘岡・広瀬の推定法において $b = 13 \sim 18$ とした時の ω を適用した場合の $\bar{U}$ が、水面付近で実験値と最も良好な適合性を示した。このことは、砕波帯内における水面渦度の評価をこれまでのオーダー的な議論から厳密な値の議論へと進展させる大きな鍵と考えられる。それらの議論を深めるためには、戻り流れの鉛直分布の理論展開にあたって連続式を満足しない強いフラックスの存在を考慮した新たなモデルの導入や、そのような条件を厳密に保持した水理実験の実施などが今後の課題である。

5. 結 語

本研究によって得られた知見は以下のとおりである。

- 1) 平山の渦度係数 β による水面渦度の推定値にはばらつきが大きく、今後、 β の回帰式の適用範囲や、回帰式を導出するにあたって着目すべきパラメーターについて再検討が必要である。また、より根本的な問題として、同推定法がLonguet-Higginsの水平床上における水面渦度の理論を砕波帯内に拡張して導出されていることに起因することが考えられる。水表面付近のように渦や乱れがとくに強い領域については、別途にモデル化が必要であると思われる。
- 2) 灘岡・広瀬による推定法および平山・本田による推定法は、渦の半径 r での円周方向の速度 q が $q \cong 0$ とみなせる

時の $r = a$ によって決定される係数 b の取扱いに課題はあるものの、両推定法による ω の値と水平分布の傾向はほぼ等しいと考えてよいと思われる。

3) 砕波帯内における戻り流れの分布特性を理論的に表示するにあたり、水面境界条件としての水面渦度 ω の影響は大きい。そこで、戻り流れの鉛直分布 $\bar{U}$ に関する本田・平山の理論解と岡安・柴山・堀川の実験値とを比較した結果、灘岡・広瀬による推定法および平山・本田による推定法による ω を適用した戻り流れの理論分布が、実験値の分布に対して全体的には良好な適合性を示した。

4) 一方、局所的には、 ω の推定値の中で最も小さい値を示した、灘岡・広瀬の推定法において $b = 13 \sim 18$ とした時の ω を適用した場合の $\bar{U}$ が、水面付近で実験値と最も良好な適合性を示した。このことは、砕波帯内における水面渦度の評価をこれまでのオーダー的な議論から厳密な値の議論へと進展させる大きな鍵と考えられる。

5) 今後の議論を深めるためには、戻り流れの鉛直分布の理論展開にあたって連続式を満足しない強いフラックスの存在を考慮した新たなモデルの導入や、そのような条件を厳密に保持した水理実験の実施などが課題である

謝辞: 本研究の遂行にあたり、東京工業大学大学院 灘岡和夫教授には、砕波帯内における渦の発生個数に関する式の導出過程についてご懇切なるご教示を頂戴した。横浜国立大学 柴山知也教授ならびに東京海洋大学 岡安章夫助教授には、貴重な実験データを快くご提供いただいた。ここに併せて記すとともに、心から感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 日野幹夫・山崎丈夫: 波による鉛直板よりの渦の形成とエネルギー逸散, 第18回海岸工学講演会論文集, pp.61-65, 1971.
- 2) 灘岡和夫・広瀬文人: 砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.26-30, 1987.
- 3) 平山秀夫: 砕波帯内における水面渦度の推定式とそれに基づく戻り流れの鉛直分布の理論, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.71-75, 1992.
- 4) 平山秀夫・本田尚正: 砕波に伴って発生する大規模水面渦による平均渦度の推定法, 水工学論文集, 第45巻, pp.445-460, 2001.
- 5) Honda, N. and H. Hirayama: Theoretical Prediction for Vertical Distribution of Undertow in Surf Zone on Sloping Bottom, The 8th International Symposium on Flow Modeling and Turbulence Measurements, IAHR, pp.373-380, 2002.
- 6) 本田尚正・平山秀夫: 砕波帯における定常流速(戻り流れ)の鉛直分布の表示法, 水工学論文集, 第47巻, pp.1315-1320, 2003.
- 7) 岡安章夫・柴山知也・堀川清司: 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.31-35, 1987.
- 8) Longuet-Higgins: Mass transport in water wave, *Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A*, No. 903, Vol. 245, pp.535-581, 1953.
- 9) (社)土木学会編: 水理公式集—昭和60年版—, pp.491, 1985.
- 10) 全国海岸協会編: 海岸保全施設築造基準解説, pp.52, 1987.
- 11) 岩垣雄一・間瀬肇・田中剛: 不規則波の浅海波モデルについて, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.104-108, 1981.