

はく離渦の減衰特性を考慮したカーテン防波堤まわりの 流況の算定法

中 村 孝 幸*・久 保 達 郎**

1. ま え が き

透過性防波堤まわりの流況やエネルギー逸散の特性は、その構造形式がはく離流れ等の非ポテンシャル的な流体现象を生じやすいものとなっているため、従来ほとんど明らかにされていない。このことは構造物まわりの流れのはく離に伴う渦現象そのものの解明が遅れていることや透過性防波堤まわりの流れが波動運動によるものでしかも波の反射、逸過現象を伴うなど複雑であることによるものと考えられる。

本研究は、透過性防波堤の中で流れのはく離現象が顕著なカーテン防波堤を対象として、まず最初に水理模型実験により堤体まわりに形成されるはく離渦の実態を渦の規模やその循環量および減衰特性などに着目して明らかにする。このような実験的な検討に引き続き、既に著者ら¹⁾が明らかにしている表面渦度分布法と離散的な渦糸モデルとを結合した解析法に基づき、堤体まわりのはく離流れの算定を行い、上記の観測結果との比較からその妥当性を検証する。この際、特に従来の研究で未解決なままとなっていた定常状態下における渦流れの算定を可能にするため、上記の流況の観測結果に基づき、渦の減衰特性を考慮できる渦糸モデルを採用し、その適用性について検討した。また、このような流況の算定結果を用いて、カーテン防波堤による波のエネルギー逸散量を推定する方法についても究明した。

2. 堤体まわりに形成されるはく離渦の特性

2.1 実験装置および実験方法

a) 実験水槽および模型堤体：実験は、長さ 28 m、高さ 1.25 m、幅 1 m の 2 次元造波水槽を用いて行った。水槽内には、図-1 に示すように隔壁板を設け、一方の水路にのみ模型堤体を設置し、他方の水路で入射波が測定できるようにした。模型堤体には、厚さ 1.2 cm の防水ベニヤ板を用い図-1 に示すように上部固定式で支持した。

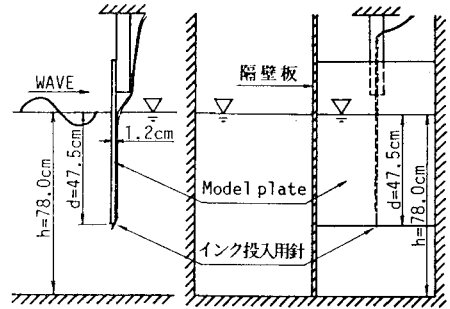


図-1 模型堤体

b) 流況観測実験：流況観測は、図-1 中に示すように堤体下端部に設置した注射針より黒インクを流体中に注入する可視化法と蛍光塗料を含む比重 1 の液体粒子トレーサを用いる可視化法との両者を採用して行った。そして黒インクトレーサ法により堤体下端部よりの流れのはく離状況及びその渦への巻き込み過程をまた液体粒子トレーサ法により発生渦の循環量を測定した。なお、観測は VTR カメラ並びに 16 mm シネカメラの両者による撮影を介して行った。

c) 透過・反射率の測定法：透過・反射率の測定は、入射波と透過波の測定用に 1 台ずつ、また反射波の測定用に 2 台の計 4 台の容量式波高計を用いた。そして反射率の決定は、入・反射波の分離推定法を介して行った。

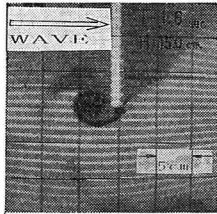
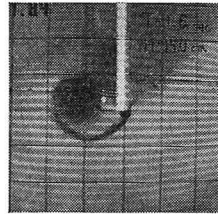
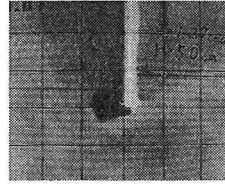
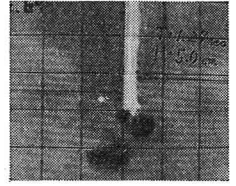
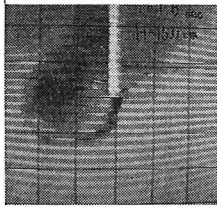
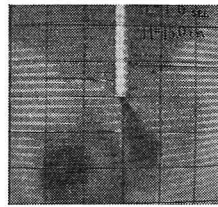
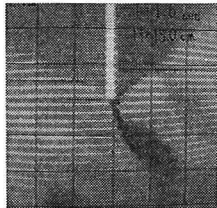
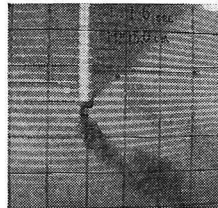
d) 実験条件：実験に用いた静水深 h は、78 cm と一定にした。また堤体のきつ水 d についても 47.5 cm と固定した。堤体に作用せしめた入射波は、周期 T が 1.0～2.35 sec の範囲の 6 種類、波高 H が各々の周期について 5, 7.5, 15 cm の 3 種類（碎波する場合を除く）である。

2.2 流況の観測結果

写真-1 (a)～(f) は、代表例として $T=1.6$ sec, $H=15$ cm の場合に観測されたはく離渦の形成過程をほぼ波の 1 周期にわたり示すものである。写真中のメッシュは、正方 5 cm のもので、以下に示す写真についても同様になっている。これらの写真より、カーテン防波堤の下端付近には、波の入射してくる反射波側および透過波

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部海洋工学科

** 正会員 工修 パシフィックコンサルタンツ(株) 西日本事業本部
第 2 技術部港湾開発課

(a) $\omega t = 615^\circ$ (b) $\omega t = 660^\circ$ (a) $T = 1.27 \text{ sec}$, $H = 5 \text{ cm}$ (b) $T = 1.27 \text{ sec}$, $H = 15 \text{ cm}$ (c) $\omega t = 708^\circ$ (d) $\omega t = 740^\circ$ (e) $\omega t = 840^\circ$ (f) $\omega t = 870^\circ$ 写真-1 はく離渦の形成過程 ($T=1.6 \text{ sec}$, $H=15 \text{ cm}$)

側に各々1ヶづつのはく離渦の形成が見られることやこの場合反射波側に形成される渦の規模が透過波側のそれより大きいことなどがわかる。また、順流時に発達する透過波側の渦は、写真(d)~(f)に見られるように前半周期に形成された反射波側の渦の影響を受けるため、はく離流れの足を伴って堤体下端部の右斜め下方に形成されることなども認められる。なお、これらのはく離渦の形成状況は、ほぼ波の1周期程度の経過後においてはほぼ同様なものとなっており、かなり規則的な現象となっていたことを付記しておく。

次に、写真-2(a)~(d)は、波条件を変化させた時の渦パターンの代表例を示す。写真(a), (b)は、波の反射率が大きくなる比較的短周期波の条件下で各々入射波高 H が小および大の場合の結果を表す。また写真(c), (d)は、透過率の大きくなる長周期波の条件下で波高の小および大の場合の結果となっている。なお各(a)~(d)で左右の写真は、各々最大発達時における反射波および透過波側に形成されるはく離渦を示す。ここで、本実験で測定された透過率 C_T 並びに反射率 C_R の d/L_0 (L_0 : 沖波波長) および周期 T による変動を示すと図-2 のようである。なお、この図中には、波浪ポテンシャル理論²⁾による算定結果についても併せ示した。

写真-2 および写真-1 中の最大発達時の渦の状況か

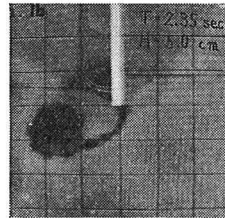
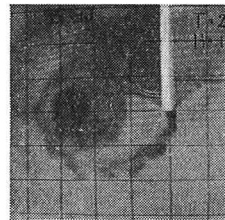
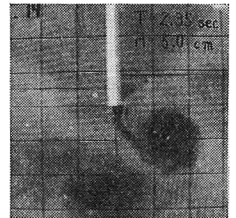
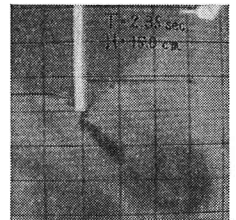
(c) $T = 2.35 \text{ sec}$, $H = 5 \text{ cm}$ (d) $T = 2.35 \text{ sec}$, $H = 15 \text{ cm}$ 

写真-2 波条件による渦パターンの変化

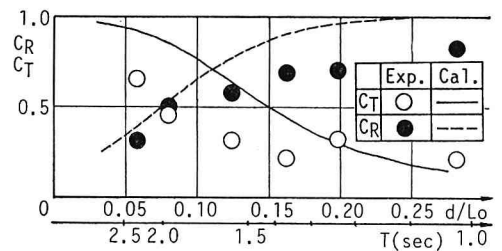


図-2 堤体の透過率および反射率

ら、堤体まわりに形成される渦の規模は、入射波高が大きく長周期波になるほど増大することが認められる。そしてこの傾向は、特に逆流時に発達する反射波側の渦で顕著になっている。また、入射波高が増大すると、写真-2(c)と(d)との比較からわかるように、反射波側と透過波側に形成される渦のパターンが大きく異なるようになることも認められる。

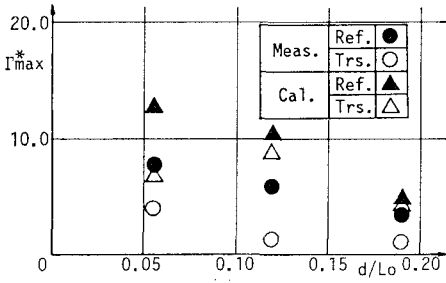


図-3 最大発達時における渦の循環量

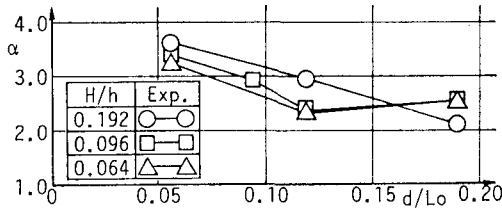


図-5 渦の無次元減衰係数 α

このように周期が大きくなるほど、はく離渦の規模が増大するのは、はく離点よりの渦度の供給時間が長くなることも挙げられるが、図-2 に示すように長周期波になるほど透過率が大きくなり単位時間当りに供給される渦度の絶対量が增大することも1つの理由と考えられる。

2.3 はく離渦の特性

a) 渦の循環量: ここでは、上述したはく離渦について定量的な面より検討するため、渦の有する循環量 Γ に着目してみた。図-3 は、この結果の1例を示すもので、入射波高を $H=15\text{ cm}$ と固定した場合の最大発達時における Γ の値 $\Gamma_{\max}$ の d/L_0 すなわち周期による変動を表す。図中では、式 (1) で定義される無次元量 $\Gamma_{\max}^*$ で表示してある。

$$\Gamma_{\max}^* = \Gamma_{\max} / (U_{\max}^2 T / 4) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $U_{\max}$: 微小振幅波理論に基づく静水面位置での水平流速の振幅である。なお、図中には後述する流況の算定結果に基づく $\Gamma_{\max}^*$ の算定値についても併せ示した。この図より、 $\Gamma_{\max}^*$ の実測値は d/L_0 の小さな長周期波側で増大することや反射波側の渦の $\Gamma_{\max}^*$ (図中で REF.) の方が透過波側のそれ (TRS.) より大きいことなどがわかる。 $\Gamma_{\max}^*$ の算定値については後述したい。

b) 渦の循環量の減衰特性: ここでは、渦の規模が最大に成長したと思われる時点からの時間的に異なる数時点を対象として渦の有する循環量の経時変化を調べてみた。図-4 は、反射波側の渦に関するこの結果の一例を横軸に τ/T (τ : 渦が最大に成長した時点からの時間)

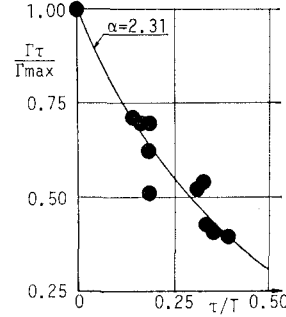


図-4 はく離渦の循環量の時間的な変化

をとり示すものである。なお図中で縦軸には、各時点で測定された循環量を最大発達時における $\Gamma_{\max}$ で除した値をプロットしてある。この図からわかるように、渦の循環量は時間と共にはじめは急激に減少するなどの特性が認められる。そしてこのよう

な事実を踏まえ、本研究では、渦の循環量が式 (2) で示されるように指数関数的に減少するものと仮定して最小二乗法により α を算出してみた。

$$\Gamma_t / \Gamma_{\max} = e^{-\alpha(\tau/T)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに α は渦の減衰係数に対応する量で、本研究では渦の無次元減衰係数と称することにする。そして図-4 中には、この α の推定値を用いた式 (2) による循環量の時間的な変化も実線で併せ示した。図-5 は、このようにして求めた減衰係数 α の波の周期による変化を検討するため、横軸に d/L_0 をとり表すものである。なお図中には、パラメータとして H/h をとり、波高による差異も検討できるようにしてある。この図より α は、 d/L_0 が小さく長周期波になるほど大きな値を示し、より初期の位相で循環量が減衰することがわかる。また、最も短周期波の場合を除けば、波高の増大によっても α が大きくなる傾向が認められる。そして以上のような渦の減衰特性は、特に波動流のような往復流中での渦現象を解析する際に、定常状態下での渦流れを再現するために必要になるものと考えられる。

3. 流況の算定法および算定結果

3.1 流況の算定法の概略

はく離流れの算定法としては、既に著者ら¹⁾ が明らかにしている水底並びに水表面の境界条件を近似的に考慮した表面渦度分布法と離散的な渦糸モデルとを結合した数値解析法を用いた。この解析法は、以下の仮定に基づくものである。i) 堤体の下端部よりはく離するせん断層は、離散的な渦糸モデルにより近似できる。ii) はく離流れの出現により波は変形を受けず、流速場は波動運動とはく離せん断層を近似する渦糸群によるものとの線形重ね合わせで与えられる。iii) 渦糸群に対する自由表面の境界条件は、固定境界条件で近似できる。そしてこのような場における渦糸群の流れ関数 Ψ_V は、式 (3) のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \psi_V = & - \sum_{k=1}^K \Gamma_k [\log \{ \cosh C(x-x_k) - \cos C(z-z_k) \} \\ & - \log \{ \cosh C(x-x_k) - \cos C(z-z_k) \} / 4\pi \\ & \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

ここに、 Γ_k : k 番目の渦糸の循環量、 $C=\pi/h$ 、 (x_k, z_k) : k 番目の渦糸の座標、 K : 渦糸の総個数である。

そしてこの解析法では、堤体表面の固定境界条件をその表面に渦度を分布せしめて満足するようにしてある。

また、渦糸モデルとして式(2)で表わされるような循環量の減衰を考慮する場合、単に式(3)中の Γ_k に対して式(2)の右辺の指数関数項を乗じたものを用いればよい。なおこの場合、全渦糸群の総循環量に対する減衰係数は、指数関数の性質から個々の渦糸の減衰係数と一致するもので、減衰係数 α として図-5に示す大規模渦すなわち全渦糸群の α が適用できることになる。

3.2 流況の算定結果

ここでは、特に定常状態下での渦流れを再現する目的から、上述したような渦糸の循環量が時間的に減衰する渦糸モデルを用いてカーテン防波堤まわりの離渦の算定を行った。この際、渦糸の減衰係数 α としては図-5に示す値を採用し、各渦糸の循環量は発生後の時間の経過と共に式(2)に従って減衰するものと仮定した。

このような算定結果の一例を示すのが、図-6(a)~(f)で前出の写真-1と同様の波条件下で図(a)~(f)はほぼ写真-1(a)~(f)の時間位相に対応した結果となっている。そしてこれらの結果は、ほぼ渦流れが定常状態に達したと推定される波の1周期程度の経過後における渦糸パターンを示し、図中で+印、△印は各々正負の循環量をもつ渦糸を表す。なお、これらの渦糸は、堤体下端部より離すせん断層を近似するもので、流況写真での黒インクトレーサの動きと対応するものとなっている。

図-6と写真-1との比較から、堤体まわりに発達する離渦は、その形成過程や規模などを含めほぼ上記の算定法を用いて再現できることがわかる。しかしながら、算定結果では透過波側に形成される渦の特性が観測結果と比較すると多少異なるなどの相違も見られ、これは時間的に一定な減衰係数 α を仮定したことなどによるものと考えられる。一方、図-7,8は渦糸パターンに及ぼす循環量の減衰の効果を検討するため、各々減衰係数 α を0とした場合および図-5に示す値を用いた場合の流況の算定結果を示す。また各図の(a)、(b)は、渦流れの定常性が検討できるように各々ほぼ波の1周期および2周期経過後の流況を表す。これらの図より、 $\alpha=0$ とした場合では、履歴の古い渦糸が数多く残存し、定常状態下における渦流れの算定が困難になっている。一方、渦糸の減衰を考慮した図-8では、(a)と(b)

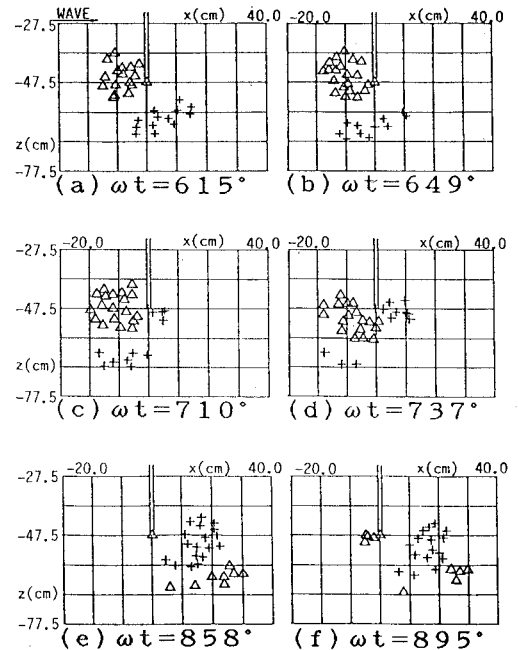


図-6 はく離流れの算定結果 ($T=1.6$ sec, $H=15$ cm, $\alpha=2.91$)

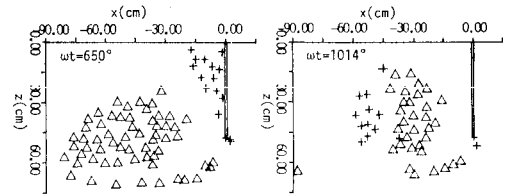


図-7 渦の減衰を無視した時の異なる時点での渦パターンの比較 ($T=2.35$ sec, $H=15$ cm)

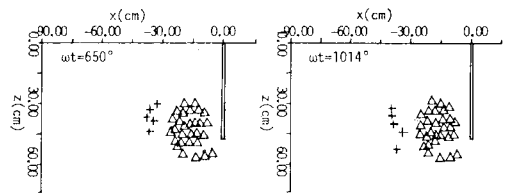


図-8 渦の減衰を考慮した時の異なる時点での渦パターンの比較 ($T=2.35$ sec, $H=15$ cm)

の渦パターンはほぼ一致しており、実験で観測されたような定常状態下での渦流れが再現されているものと言えよう。本研究では、他の波条件の場合についても上記と同様の検討を行っているが、図-5に示す α の値を採用した場合、いづれの波条件に対してもほぼ波の1周期の経過後において定常状態下における渦流れが出現することを確認しており、ここに付記しておく。

次に最大発達時における渦糸群の有する総循環量 $\Gamma_{\max}$ の算定結果と前述した $\Gamma_{\max}$ の実測結果との比較を図-3 に示す。 $\Gamma_{\max}$ の算定値は、実測値に比較すると渦に伸びるはく離流れの足の部分の循環量が加算されているため多少大きくなっているが、両者はほぼ定性的にも定量的にも対応した結果となっていることが認められる。そして上記のような検討から、渦糸の減衰を考慮した本解析法により、定常状態下におけるカーテン防波堤まわりのはく離流れがほぼ算定できるものと結論される。

4. はく離渦の発生に伴うエネルギー逸散量

ここでは、はく離渦の有する運動エネルギーが全て消散し、波動運動のそれに再変換されないものとして波のエネルギー逸散量 E_L を算定してみた。このような仮定に基づき E_L を算出する方法としては、既に池田ら³⁾により、はく離渦を単一の粘性渦でモデル化してその運動エネルギーを求める方法などが提案されている。しかしながら、この方法では、はく離渦の観測結果が必要となるなど、便利な方法とはいえない。

本研究では、上記の渦流れの算定結果が活用できるようにはく離点より主流に流れ出るせん断層内のエネルギーフラックスから E_L を算出してみた。この E_L は、はく離せん断層の厚さを δ_s とすると近似的に次式により算定できよう。

$$E_L \approx \int_0^T \rho |U_B|^3 \delta_s / 2 dt \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 U_B : せん断層の外縁の流速、 ρ : 流体密度である。また発生渦糸の初期循環量を Γ_s とすると、 Γ_s は時間ステップ Δt を用いて次式で与えられることから、

$$\Gamma_s = \frac{1}{2} U_B^2 \Delta t \quad \dots\dots\dots (5)$$

式 (4) は、式 (6) のように離散化表示できる。

$$E_L = \sum_{i=1}^{N_T} \rho U_{Bi} \Gamma_{si} \delta_s \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、下添字 i は、時間ステップ i における量を、 N_T は 1 周期間に発生する渦糸の総個数を表す。

図-9 は、式 (6) に基づき求めた E_L をエネルギー逸散率 ϵ_w の形で表すもので、図中には図-2 の C_B 、 C_T より求めた ϵ_w の実測結果についても併せ示した。なお、式 (6) 中の δ_s としては、振動流境界層理論に

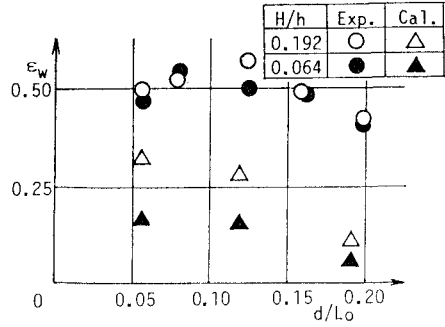


図-9 波のエネルギー逸散率の算定結果と実測結果との比較

おいて境界層内の流速が主流速の 99.8% となる層厚 $\delta_s = 2\pi \sqrt{2\nu/\omega}$ (ν : 動粘性係数、 $\omega = 2\pi/T$) を採用した。この図より、 ϵ_w の算定値は、 d/L_0 の小さな長周期波側で増大するなど実測結果と定性的な傾向は一致しているものの定量的には約半分程度と小さくなっている。この定量的な差異の理由としては、せん断層の厚さ δ_s の与え方などに問題があるものと考えられ、これについてはその実態を含め今後の検討課題としたい。

5. 結 語

- i) カーテン防波堤まわりに形成されるはく離渦の規模およびその循環量は入射波の周期並びに波高の増大に伴い増加する。
- ii) はく離渦の循環量は、経過時間と共に指数関数的に減衰し、この減衰状況は本研究で提案した無次元減衰係数を導入することにより合理的に表現できる。
- iii) 表面渦度分布法並びに上記の ii) の減衰特性を考慮した渦糸モデルを用いて、堤体まわりのはく離渦の特性がほぼ予測できる。そして定常状態下の渦流れは、観測結果と同様には波の 1 周期の経過後に現れる。

参 考 文 献

- 1) 中村孝幸・久保達郎・福島隆史: カーテン防波堤まわりのはく離流れと作用波力の特性について、第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 556~560, 1987.
- 2) 中村孝幸: 薄肉物体まわりの波浪境界値問題に関する解析法、第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 397~401, 1983.
- 3) 池田駿介・浅枝 隆・野本健司・木村恵利子: 波動場に置かれた垂直板付近の発生渦の特性とエネルギー逸散、土木学会論文集, 第 363 号/II-4, pp. 87~96, 1985.