

II-43 砕波変形に及ぼす乱れの影響

東北大学工学部 正員 ○長尾昌朋
東北大学工学部 正員 沢本正樹

【はじめに】 砕波現象は不安定な過渡現象であるため、乱れの影響を大きく受けると考えられる。本研究では、渦素子法を用いた砕波の数値計算を行い、流体内に配置した数個の渦を乱れとして考え、砕波に及ぼす乱れの影響を考察する。

【基礎方程式および数値計算】 座標系を図-1に示す。自由水面を持つ流体の運動は渦膜を水表面と見なすことで表現できる。複素速度ポテンシャルを用いて流体運動を記述すると、水平床上では鏡像を用いて底面の条件を満たすことができる。流体内に数個のポテンシャル渦を配置した場合、水平床上の周期波を表す複素速度ポテンシャルは式（1）となる。水表面での運動学的条件（2）、力学的条件（3）および渦の運動学的条件（4）から水表面と渦の挙動を表す基礎方程式が得られる。

$$W(z,t) = \frac{1}{2Li} \int_0^L \mu(a,t) \cot \frac{\pi}{L} \{z - Z(a,t)\} \frac{\partial Z(a,t)}{\partial a} da - \frac{1}{2Li} \int_0^L \mu(a,t) \cot \frac{\pi}{L} \{z - Z^*(a,t) + 2hi\} \frac{\partial Z^*(a,t)}{\partial a} da + \sum_{j=1}^n \frac{\gamma_{vj}}{2\pi i} \log \left[\sin \frac{\pi}{L} \{z - Z_{vj}(t)\} \right] - \sum_{j=1}^n \frac{\gamma_{vj}}{2\pi i} \log \left[\sin \frac{\pi}{L} \{z - Z_{vj}^*(t) + 2hi\} \right] \dots (1)$$

$$\frac{\partial Z(a,t)}{\partial t} = \left\{ \frac{\partial W(z,t)}{\partial z} \right\}^* \text{ on } z = Z(a,t) \dots (2)$$

$$\frac{\partial W(z,t)}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial W(z,t)}{\partial z} \left\{ \frac{\partial W(z,t)}{\partial z} \right\}^* + \frac{p(z,t)}{\rho} + g \text{Im}\{z\} = f(t), p(z,t) = 0 \text{ on } z = Z(a,t) \dots (3)$$

$$\frac{\partial Z_{vj}(t)}{\partial t} = \left\{ \frac{\partial W(z,t)}{\partial z} \right\}^* \text{ on } z = Z_{vj}(t), j = 1, \dots, n \dots (4)$$

ここで、z:複素平面座標、t:時間、a:水表面のLagrange変数、g:重力加速度、ρ:流体密度、L:波長、h:水深、H:波高、W:複素速度ポテンシャル、Z:水表面座標、μ:渦膜循環をaで積分した量、p:圧力、Z_{vj}:渦座標、γ_{vj}:渦循環である。また、f:ベルヌイ定数はμの平均値が変化しないように決める。

式（2）～（4）から導かれる発展方程式の数値計算には4次のRunge-Kutta法を用いる(Δt=1/128s)。数値積分には台形公式を用い(Δa=1/128m)、特異点を含む区間では3次のspline関数を用いて近似している。発展計算の各段階でZ、μを平滑化し、数値誤差が発展計算に対して悪影響を与えないようにしている。

水表面の初期条件には微小振幅波(L=1.0m,h=0.5m,H=0.4m)の解を用い、過剰なエネルギーを持つ波高を与えて強制的に砕波を起こしている。

$$Z(a,0) = a + \frac{H}{2} \left\{ -\coth \left(\frac{2\pi h}{L} \right) \sin \left(\frac{2\pi a}{L} \right) + i \cos \left(\frac{2\pi a}{L} \right) \right\}, \mu(a,0) = \frac{H}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \sqrt{\tanh \left(\frac{2\pi h}{L} \right)} + \sqrt{\coth \left(\frac{2\pi h}{L} \right)} \right\} \sin \left(\frac{2\pi a}{L} \right) \dots (5)$$

流体内には2個の渦を配置する。その初期の位置および循環の大きさは

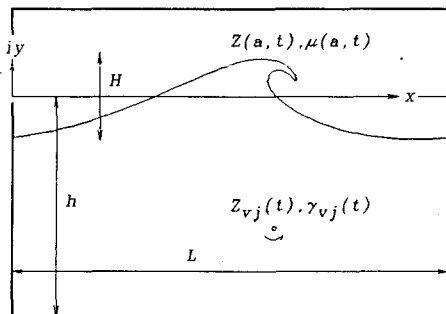


図-1 座標系

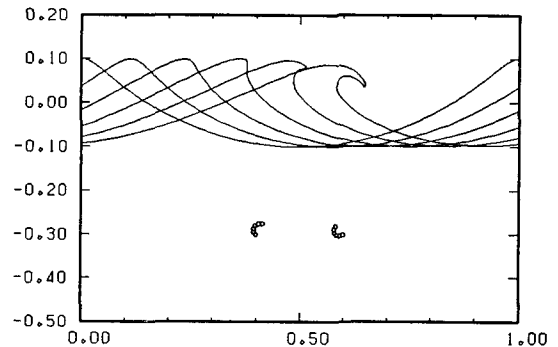


図-2 渦無し

$$Z_{v1}=(0.4m,-0.3m), \gamma_{v1}=\pm 0.1m^2/s, Z_{v2}=(0.6,-0.3m), \gamma_{v2}=\pm 0.1m^2/s \dots\dots\dots (6)$$

とし、渦の向き（循環の符号）を変えて4例の数値計算を行った。循環の大きさは、渦による水表面付近での流速が渦の無い場合の流速の10%程度になるように設定した。

【考察】 図-2に渦の無い場合の碎波波形の経時変化を示す。表示の時間間隔は1/32sで、図-3から図-6も同じである。この渦の無い碎波波形を基準として渦の碎波への影響を考察するために、渦の初期位置に相当する水粒子の軌跡も合わせて示している。

図-3では渦の間に上昇流を生じさせている。渦の影響は主に初期状態における谷部分に働いているので、碎波点付近までは渦の影響は無く、谷部分にわずかに水位の上昇として影響がみられる。碎波後では、谷部の水位の上昇により波前面部での圧力勾配が小さくなり、その影響で波前面の鉛直に切り立った部分の進行速度が遅くなっている。また、波の突出部の速度は碎波点での波速で決まるが、碎波点では上昇流の影響が小さいために突出部の速度は渦無しの場合とほぼ同じで、その結果進行方向に伸びた碎波波形となっている。図-4では渦の間に下降流を生じさせている。この場合にはその逆の現象が生じ、谷部の水位の低下により波前面部での圧力勾配が大きくなりその部分での進行速度が速くなる。突出部の速度は変わらないので、結果的に突出部が巻き込まれたよう形となっている。

図-5では全体的に左回りの回転を与えている。碎波前では渦の影響は波前面部分の水位の低下として現れている。そのため碎波点では波前面での圧力勾配が大きくなり、突出部分の速度が大きくなっている。波の前面は渦の影響で水位が低下しているのので、碎波波形は大きな弧を描いている。図-6では全体的に右回りの回転を与えている。この場合渦の影響が波前面部での水位の上昇として現れるので、突出部分の速度が小さくなり、碎波波形は小さな弧を描いている。

【おわりに】 流体内に渦を配置することで碎波に及ぼす乱れの影響がわかった。碎波の突出部分は碎波点付近での乱れに影響され、突入点付近は波の前面部分の乱れの影響を受ける。このため、この両者により構成される碎波後の大規模乱れを検討する場合、碎波点からの広い領域の乱れを考慮する必要がある。

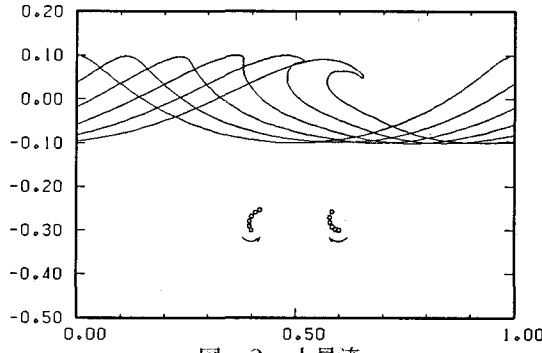


図-3 上昇流

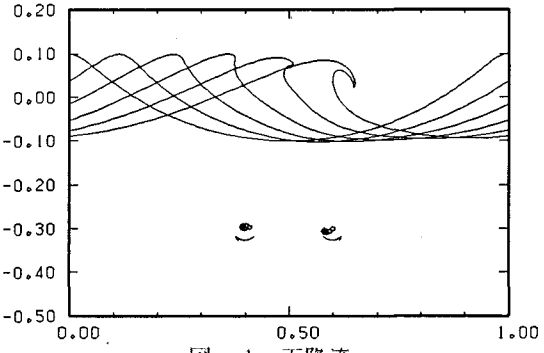


図-4 下降流

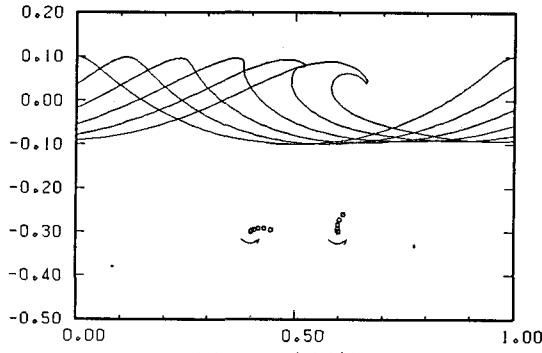


図-5 左回転

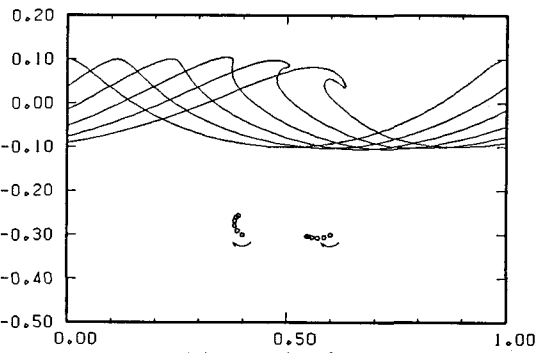


図-6 右回転