

岐阜大学工学部 正会員 安田孝志

岐阜大学工学部 学生員 ○野々村俊秀

1. 緒言 ここでは、砕波に至る過程での波形の変化を斜面上のK-dV方程式の数値解によって計算し、この波形に対する水粒子速度場の計算を流れ関数法によって各水深での基礎方程式および保存則を満足させつつ行う。さらに、数値計算上の砕波点(不安定点)について若干の考察を行い、この点に至る浅水化の過程での波エネルギーおよびエネルギー輸送速度の変化を明らかにし、これらの諸量における極値の発生に伴うエネルギー輸送の不安定現象が砕波に連がることを示す。

2. 斜面上の波の水粒子速度の計算 図-1に示すような一様な傾斜面上における非回転流体場での波動運動を考え、著者らのこれまでの斜面上の波の変形に関する研究成果を基にして、以下の仮定を行う。

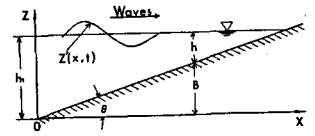


図-1 座標および記号

i) 水深 h は $X = \varepsilon x$ ($\varepsilon \ll 1$) に依存して変化する。ii) 反射波の影響は無視でき、かつ、質量輸送は斜面による束縛を受けない。iii) wave set downの影響は無視できる。iv) 波の非線形性および分散性の影響は共に斜面勾配の影響と平衡関係にある。v) 斜面上の波の波形は斜面上のK-dV方程式によって十分な精度で与えられる。vi) 速度ポテンシャル ϕ および水面変動量 ζ' は、位相変化を表わす変数 $u = \frac{1}{2}K(x)\varepsilon - \omega t$ および水深変化を表わす変数 X の両方に依存するものとする。これより、与えられた水面変動に対する水粒子速度場の厳密計算が可能な流れ関数法の適用が可能となる。このときの流体力学の基礎方程式を満足させる一般的な流れ関数 ψ の表示を次式のように仮定する。

$$\psi^* = \left\{ X_{(0)} X_{(2)} - \frac{U_0}{\sqrt{gk}} \right\} \zeta + \sum_{n=2,3,\dots}^N \frac{\sin L(M-2)\pi X_{(2)} \zeta}{\cos L(M-2)\pi X_{(2)}} [X_{(0)} \cos\{(M-2)\pi \chi\} + X_{(0+1)} \sin\{(M-2)\pi \chi\}] \quad (1)$$

ここに、 $\psi^* = \psi/\sqrt{gk}$, $X_{(0)}$; 流れ関数の係数であり、とくに $X_{(0)} = T\sqrt{g/k}$, $X_{(2)} = h/2$ および $X_{(0)} = U_0/\sqrt{gk}$ とする。また、 U_0 ; Euler座標での質量輸送速度、 $\zeta = (z-B)/h$, $\chi = (x-ct)/L$, および L ; 波長である。 U_0 は自由表面での動力学的境界条件式から一義的に決定される。したがって、式(1)を確定するために必要な未知量は $X_{(n)}$ ($n=2,3,\dots,N$) のみとなるので、式(1)で与えられる水面変動が斜面上のK-dV方程式の数値解に一致するように質量およびエネルギーの保存則を束縛条件として $X_{(n)}$ を決定すればよいことになる。具体的には、 $X_{(n)}$ の初期値をDeanの方法で与え、収束値をNewton-Raphson法によって求める。

3. 砕波点の定義 斜面上における波の積分量の計算を砕波点まで行うには、積分量の計算が砕波点まで十分な精度を維持して行えると同時に、砕波点が正確に定義できなければならない。前者については水理実験結果との比較によって検証済みであるが、後者の問題に関しては理論的に確立されていないため、新たな検討が必要となる。図-2は、surf-similarity parameter M_s をパラメーターとして斜面上のK-dV方程式の数値解を波高変化 H/H_0 に関して示したものである。これから、いずれの場合にも波高変化に極値が現れており、数値解に何らかの不安定が生じている

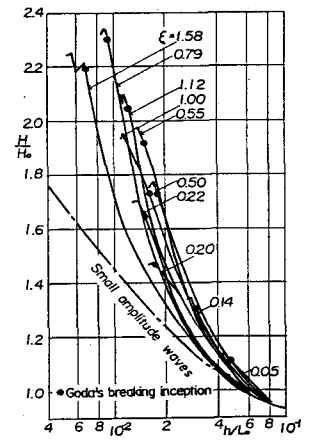


図-2 浅水化に伴う波高変化

ことがわかる。図-3は、不安定現象の原因を明らかにするため、図-2の最大波高における波峯の曲率 κ_{max} を各 μ_s ごとに求めたものである。ここで示した数値解では 10^4 付近が曲率の上限となっており、最大波高は曲率の上限によってほぼ一義的に決定されていることがわかる。したがって、ここでは、この点を数値計算上の砕波点(不安定点)と定める。図-4は、こうして定義された砕波点と実際の砕波点との対応を示すため、数多くの実験結果から導かれた合田の砕波指標

$$H/L_0 = 0.17[1 - \exp\{-15(\pi R/L_0)(1 + 15 \tan^{1/3} \beta)\}] \quad (2)$$

による理論曲線との比較を示したものである。これから、数値計算上の砕波点は物理的砕波点よりも安定であることがわかる。図-5は、これまで砕波条件として用いられてきたRankine-Stokesの極限波高の条件と、ここで定義された砕波点との対応を示すものであり、いずれの場合も u/c が1に達する以前に砕波しており、斜面上の波に対してRankine-Stokesの極限波高の条件が適用できないことがわかる。

4. 斜面上の波の積分量の変化 ここでは、紙面の都合で全エネルギーとエネルギー輸送速度の浅水変化についてのみ述べる。図-6は、前述の μ_s をパラメータとした全エネルギー E_t の浅水変化を示す。これから、エネルギーの浅水変化における極値の発生の有無が μ_s に依存していることがわかる。いま、砕波点を図中の黒丸で示される合田指標によって定義すれば、極値の発生の有無を支配する μ_s の臨界値 μ_{sc} は0.79と1の間に存在することがわかる。Galvinらは砕波形式は surf-similarity parameter に依存し、 $\mu_s > 0.5$ においては巻波型砕波になることを実験的に明らかにしている。図-6は、 μ_s の絶対値に若干の相違はあるが、砕波形式が波エネルギーの極値の発生の有無と密接に関わっていることを示すものと判断される。図-7は、波速で無次元化したエネルギー輸送速度の浅水変化を示す。波エネルギーに極値が発生する $\mu_s > 0.79$ のいずれの場合にも、砕波点付近で C_g/c が急速に増大し、 $C_g/c > 1$ の場合が見られる。物理的には $C_g/c \leq 1$ と考えられることから、 $C_g/c > 1$ になるということは、エネルギー輸送に不安定が生じることを示し、これは、崩れ波型の砕波波型からも十分に納得できる結果である。

5. 結 語 以上、ここでは、内部特性は波形によって一義的に定まるとする著者らの波動運動に対する基本的な認識を基にした展開を行い、波エネルギーの浅水変化の過程で surf-similarity parameter に依存して生じる極値の発生が砕波形式と対応しており、崩れ波型の砕波がエネルギー輸送における不安定現象に依るものと考えられることを示した。

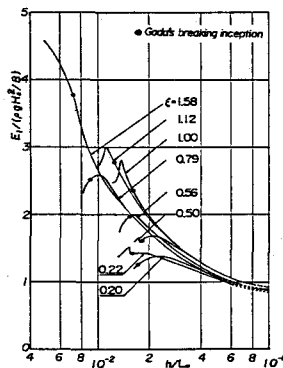


図-6 浅水化に伴う全エネルギーの変化

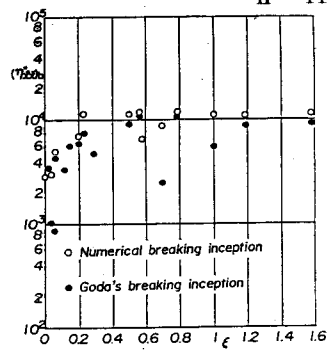


図-3 波峯の曲率と surf-similarity parameter との関係

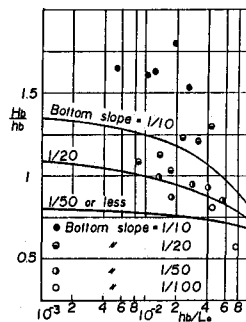


図-4 数値計算上の砕波点と合田指標との関係

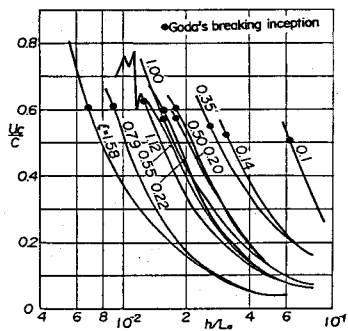


図-5 浅水化に伴う波峯での水粒子速度の変化

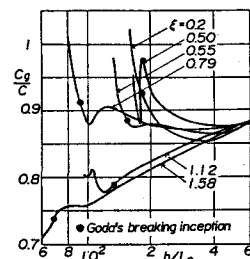


図-7 浅水化に伴うエネルギー輸送速度の変化