

エネルギー平衡方程式に基づく波浪の数値予知

愛媛大学工学部 正会員 山口 正 隆
京都大学防災研究所 正会員 土 屋 義 人
愛媛大学大学院 学生会員 〇渡 辺 健

1. 緒言：近年、風から波へのエネルギー入力項に風波の発生・発達理論の成果を大幅に取り入れたエネルギー平衡方程式を電子計算機により数値計算する、いわゆる波浪の数値予知法が開発されつつある。しかし、これらは無限吹送距離を前提としたものであるので、本研究ではこの方法を有限風域場に対しても適用しうるように拡張しようとするものであって、そのため提案したモデルに基づいて、有限かつ一様な風域場における波浪の発達・減衰特性を明らかにするとともに、現地への適用性をも検討する。

2. 波浪の数値予知モデル：いま、エネルギーの流出入を表わす Source function として Phillips および Miles による風波の発生・発達項、井上と同様な砕波によるエネルギー逸散項および争治らによって導入された逆風によるエネルギー逸散項を考慮することとし、また、変動風域場で $E(t, \theta) > E_{\infty}(t, \theta)$ の場合には波浪は自由伝播のみを行うとすれば、本研究で用いた数値予知モデルは次式で表される。

$$\frac{\partial E(t, \theta)}{\partial t} + C_g \cos \theta \frac{\partial E(t, \theta)}{\partial x} + C_g \sin \theta \frac{\partial E(t, \theta)}{\partial y} = \begin{cases} \{\alpha_p + \beta_H E(t, \theta)\} [1 - \{E(t, \theta)/E_{\infty}(t, \theta)\}^2] & ; | \theta - \theta_0 | \leq \frac{\pi}{2}, E(t, \theta) \leq E_{\infty}(t, \theta) \\ 0 & ; | \theta - \theta_0 | \leq \frac{\pi}{2}, E(t, \theta) > E_{\infty}(t, \theta) \\ -\beta_H E(t, \theta) & ; | \theta - \theta_0 | > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (1)$$

ここに、 $E(t, \theta)$ ：方向スペクトル、 f ：周波数、 θ ：方位角、 C_g ：群速度、 θ_0 ：風の主方向および $E_{\infty}(t, \theta)$ ：平衡方向スペクトルである。式(1)に含まれるパラメーター α_p および β_H はほぼ井上の表示式に従うこととし、また、平衡方向スペクトルとしては一様かつ有限風域場がほぼ実現される琵琶湖での波浪観測の解析結果に基づいて著者の1人によって導かれた J O N S W A P スペクトル型関数式を用いることにした。さらに、式(1)の計算結果を平均波に換算するために、琵琶湖での波浪観測結果の解析から導かれた係数を採用した。

$$H_{1/3} = 3.90 \sqrt{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E(t, \theta) d\theta df}, \quad T_{1/3} = 1.22 \sqrt{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E(t, \theta) d\theta df / \int_0^{\infty} f^2 E(t, \theta) d\theta df} \quad (2)$$

を用いた。なお、吹送距離は各格子点でのそれぞれの時刻での風向に対応する対岸距離とした。

3. 数値計算法：波浪の数値計算にあたって、通常、計算機の制約のため水平格子間隔が波浪のスケールに比べて大きくなるので、式(1)を数値積分し、正確な解を得るためには高精度の差分法が必要となる。しかし、右辺を含めた形での高精度の差分法はいままで見出されていない。そこで、ここでは、1ステップ内でまず右辺で流入するエネルギーは全く伝播せず、すべてその地点における風波の発生・発達に寄与し、つぎに発生・発達した風波のエネルギーが同一タイムステップ内で式(1)の右辺をゼロとした移流方程式に従って伝播するものと仮定して数値計算を行った。このように、1ステップ内で発生・発達計算と伝播計算を別個にかつ交互に行うことが妥当かどうかは明らかではないが、同様の手法は Ewing によってすでに用いられており、また今回の計算結果にも特に問題は生じなかった。実際の数値計算においては、第1段階の風波の発生・発達の計算は無限吹送距離の場合に対して導かれた井上の解析解により行い、つぎに、移流方程式の計算は2次の精度をもち、かつ位相誤差の小さい Fromm のゼロ平均位相誤差法により実施した。図-1は琵琶湖の格子網(20×15)を示したものである。格子間隔および時間間隔は計算機の容量および計算時間を考慮してそれぞれ $\Delta x = \Delta y = 2.5 \text{ km}$ および $\Delta t = 5 \text{ min}$ とした。また周波数は滑らかなスペクトルが得られるように $0.176 \text{ cps} \leq f \leq 7.0 \text{ cps}$ の範囲で20に不等間隔で分割し、一方、方向は19に等分割した。ただし、分割幅 $\Delta \theta$ はそれぞれの場合の風波特性に応じて $10^\circ \sim 15^\circ$ の範囲で変化している。数値計算にあたっては、初期条件として $t=0$ においてすべての格子点で方向スペクトルがゼロという条件を、境界条件として陸上部で方向スペクトルがゼロという条件を用いた。

4. 一様風による風波の発達・減衰特性：ここでは、湖上全域にわたって一様風が連吹した場合の琵琶湖上の風波の発達特性と風速が急激にゼロになった場合の風波の減衰特性を数値計算結果に基づいて考察する。図-2は一様風による彦根愛西湖岸（格子点(10,12)）における有義波の発達特性を示したものであり、吹送時間の増大とともに波高が増加し、しだいに平衡状態に漸近していく様子がわかる。また、エネルギー平衡方程式に基づく有義波はSMB法による発達曲線より急激に発達するけれども、いずれの平衡値も小さくなる。図-3は同地点での有義波の減衰特性を示したものであり、平衡状態における波高が大きいほど急速に減衰することがわかる。図-4および図-5は彦根愛西湖岸での発達期および減衰期における周波数スペクトルの時間的变化を示したものである。これらの図において、発達の初期に低周波側でピークが現れるが、時間の経過とともに高周波側に現れたピークが発達し、平衡スペクトルに漸近してゆくことがわかる。この第1のピークはPhillips機構による線型増幅項 α_p によるものであり、一方第2のピークはMiles機構によるものである。したがって、発達初期では、前者が卓越するが、波浪が発達するにつれて、後者が支配的になる。しかし、発達の初期に低周波側でピークが現れることは現実と矛盾するもので、井上の式による α_p は比較的吹送距離の短い琵琶湖では適切でないように思われる。また、減衰期の場合は波浪の伝播による減衰だけであるので、成分波の群速度が違い低周波側ほど減衰が著しく、高周波側ではそれほど減衰しない。この結果の妥当性を確かめるためには観測結果との比較検討が必要である。図-6および図-7は彦根愛西湖岸での発達期および減衰期の方向スペクトルを示したもので、発達初期段階では α_p 項が方向に対して3つのピークをもつため、方向スペクトルにも3つのピークが出現するが、風波の発達とともに1つのピークをもつ方向スペクトルに収れんする。こうした結果の妥当性は高精度の観測により検証する必要がある。一方、減衰期の場合は彦根愛西湖岸の地形特性により $\theta > 90^\circ$ の領域での減衰が著しいことがわかる。

5. 現地への適用性：図-8は愛西湖岸における京都大学波浪観測グループによる観測結果の追算を行ったもので減衰期を除くと比較的適用性はよいと考えられる。

6. 結語：以上、本研究では有限風域場を対象とした数値予知法を開発するとともに、この方法に基づいて一様風による風波の発達・減衰特性を考察し、現地への適用性を調べた。なお、本研究は自然災害特別研究による研究成果の一部であることを付記する。

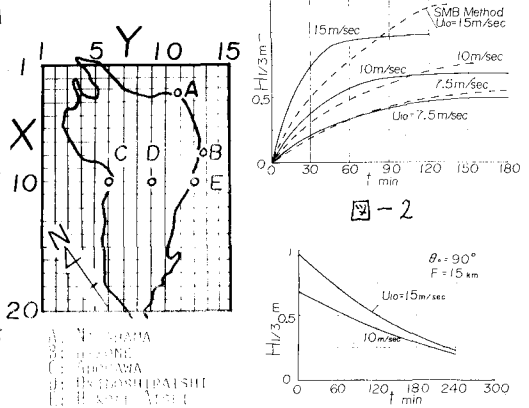


図-2

図-1

図-3

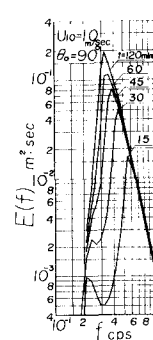


図-4

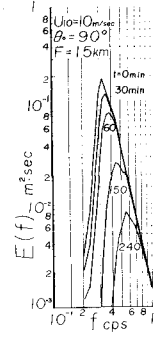


図-5

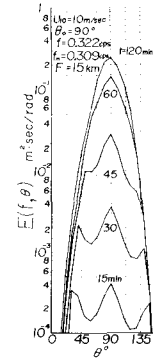


図-6

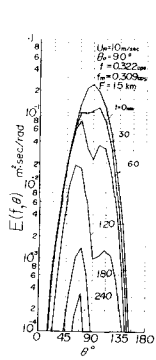


図-7

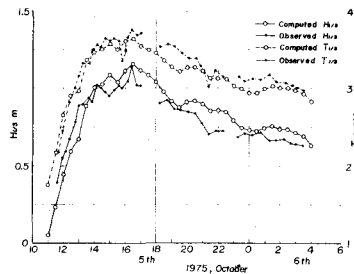


図-8