

岐阜大学 正員 安田孝志, 学生員 ○篠田成郎

1. 緒言 著者らが提案しているソリトンスペクトル理論¹⁾の海岸波浪への適用性をその内部特性に関して明らかにするため、ここではこの理論による質量輸送速度に関する表示を導くと同時に、二重床水槽内に現地の海岸波浪を再現し、質量輸送速度に関する実験を行い、その適用性について検討を試みる。

2. ソリトンスペクトル理論による不規則波の質量輸送速度の表示 いま、海岸波浪の波形 η が

$$\eta/h = \sum_{i=1}^N A_i \operatorname{sech}^2 \theta_i + \eta_0, \quad \eta_0 = -\sum A_i \operatorname{sech}^2 \theta_i, \quad A_i = H/h, \quad \theta_i = (\sqrt{3A_i}/2)(x/h - C_i t/h + \delta_i), \quad C_i = 1 + A_i/2 \quad (1)$$

によって表わされるものとすれば、Euler座標での水粒子速度 u および w は、2次のオーダーまで評価することにより、それぞれ次式のように表わされる。

$$u/\sqrt{gh} = \sum_{i=1}^N B_i \operatorname{sech}^2 \theta_i [1 - (B_i/4)(Z/h)^2 - 1] + (B_i/4)[9(Z/h)^2 - 4] \operatorname{sech}^2 \theta_i + U_{0i} + U_{02} \quad (2)$$

$$w/\sqrt{gh} = \sum_{i=1}^N (3B_i)^{1/2} (Z/h) \operatorname{sech}^2 \theta_i \tanh \theta_i [1 - (B_i/2)(Z/h)^2 - 3] + (B_i/2)[3(Z/h)^2 - 4] \operatorname{sech}^2 \theta_i \quad (3)$$

ここに、 $B_i = (2/5)\{(1 + 5A_i^{1/2}) - 1\}$ 、 h : 平均水深、 H : 各ソリトンの波高、 δ_i : ソリトン間隔を表わすパラメータ、および C_i : ソリトンの伝播速度であり、 U_{0i} および U_{02} は波形の平均水面に対する連続性の条件および自由表面でのBernoulliの条件より以下のように決定される定数である。

$$U_{0i} = -4 \sum_{i=1}^N [B_i/T^* C_i \sqrt{3A_i} \tanh \theta_i]_{-T^*/2}^{T^*/2} \quad (4)$$

$$U_{02} = (1/2T^*) \sum_{i=1}^N B_i^2 \sum_{j=1}^N C_j^2 E_{ij} + (3/2) \sum_{i=1}^N B_i^2 \sum_{j=1}^N C_j^2 E_{ij} - U_{0i}^2/2 - \sum_{i=1}^N 3B_i^2 C_i^{-1} (3A_i)^{1/2} (1/T^*) [(Z/h)^2 \operatorname{sech}^2(\theta_i/2) \tanh(\theta_i/2) + \tanh^3(\theta_i/2)]_{-T^*/2}^{T^*/2} \quad (5)$$

ここに、 T^* は不規則波の観測時間 $(-T/2 \sim T/2)$ 、 $*$ は無次元量を示す。また、 $E_{ij} = D_{ij} \int_{-T^*/2}^{T^*/2} \operatorname{sech}^2 \theta_i \tanh \theta_i \operatorname{sech}^2 \theta_j \tanh \theta_j dt^*$ であり、 D_{ij} および du については参考文献1)を参照されたい。

式(2)および式(3)の表示を周知の変換によってLagrange座標での水粒子速度 U および W の表示に書き換え、観測時間 T で平均すれば、ensemble平均としての不規則波の質量輸送速度 $\bar{u}$ および $\bar{w}$ の表示がEulerおよびLagrange座標においてそれぞれ次式のように導かれることになる。

$$\bar{u}/\sqrt{gh} = (1/2T^*) \sum_{i=1}^N B_i^2 \sum_{j=1}^N C_j^2 E_{ij} + (3/2) \sum_{i=1}^N B_i^2 \sum_{j=1}^N C_j^2 E_{ij} - 3U_{0i}^2/2 \quad (6)$$

$$\bar{w}/\sqrt{gh} = U_{0i}/\sqrt{gh} + 2\sqrt{3} \sum_{i=1}^N B_i/T^* \int_{-T^*/2}^{T^*/2} (\sqrt{3A_i}/2) \operatorname{sech}^2 \theta_i \tanh \theta_i dt^* + \sum_{i=1}^N [2B_i(A_i/C_i)^{1/2} (1/T^*)] [(3A_i)^{1/2} C_i \tanh \theta_i \operatorname{sech}^2 \theta_i]_{-T^*/2}^{T^*/2} + \int_{-T^*/2}^{T^*/2} \tanh \theta_i \operatorname{sech}^2 \theta_i \tanh \theta_i dt^* \quad (7)$$

3. ソリトンスペクトル理論に基づく海岸波浪の造波理論 深海域での不規則波の造波理論については、すでに木村らによって提案され、これを用いたPierson-Moskowitz型スペクトルを持つ不規則波の造波がすでに試みられている。しかしながら、極浅海域での不規則波である海岸波浪に関しては、非線型性が卓越しているため、こうした理論を適用できない。そこで、ここでは京大防災研究所大潟波浪観測所の施設を用いて得られた現地の海岸波浪をソリトンスペクトル理論によって水槽内に再現することを試みる。

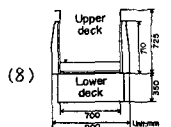
ピストン型造波機を用い、造波板の変位を X としたとき、造波される不規則波の造波板前面での水平水粒子速度 $U(X, t)$ との間に常に次式の関係が成立するように造波板の運動を制御する。

$$dX/dt = U(X, t) \approx u(0, t) + X u_x(0, t)$$

上式の $u(0, t)$ に式(5)の表示を用い、これを解けば、造波板の変位 $X(t)$ は次式のようにになる。

$$X(t) = \exp \left\{ \sum_{i=1}^N (B_i/C_i) \operatorname{sech}^2 \theta_i \right\} \int_0^t \left(\sum_{i=1}^N B_i \operatorname{sech}^2 \theta_i + U_{0i} + R \right) \exp \left\{ -\sum_{i=1}^N (B_i/C_i) \operatorname{sech}^2 \theta_i \right\} dt^*$$

ここに、 $R = -\int_0^t \left(\sum_{i=1}^N B_i \operatorname{sech}^2 \theta_i + U_{0i} \right) \exp \left\{ -\sum_{i=1}^N (B_i/C_i) \operatorname{sech}^2 \theta_i \right\} dt^* / \int_0^t \exp \left\{ -\sum_{i=1}^N (B_i/C_i) \operatorname{sech}^2 \theta_i \right\} dt^*$



(9) 図-1 二重床水槽の断面図

4. 二重床水槽の特性

不規則波の質量輸送速度に関する実験を実施するに先立って、ここで用いる二重床水槽の特性を明らかにしておく。この水槽は土屋らの一連の質量輸送現象に関する研究成果を基にして最近設置されたものであり、図-1に示すような断面形を持つ三面ガラス張り水槽である。その特色は、二重床構造によって、従来の水槽では不可避であった水槽端部の波動の場に対する拘束を除去している点である。図-2は、この水槽による波形 η および質量輸送速度 U_m の実験結果と次式の理論解²⁾との比較を示す。

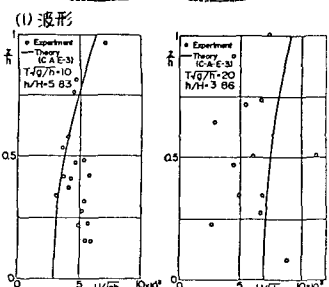
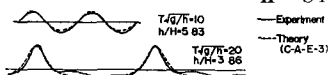


図-2. 定形波の場合の実験値と理論解との比較

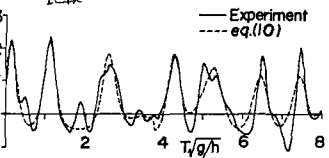


図-3. 実験波形とソリトン合成波との比較

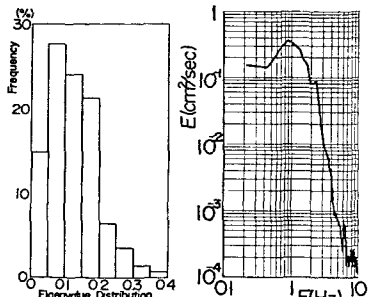


図-4. ソリトンスパクトルの分布

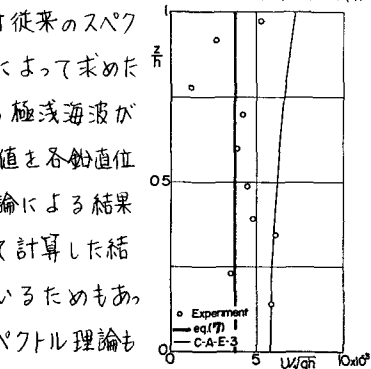


図-5. 従来のスペクトル理論によるパワースパクトル

ここに、 $\lambda = H/h$, $C/\sqrt{gh} = 1 - (\lambda/2R^2)[3(E/K) + R^2 - 2] - (\lambda^2/4R^2)[4(E/K)[3(E/K) + 4R^2 - 5] + 5R^4 - 13R^2 + 8]$, E および K ; オ1種およびオ2種完全楕円積分, R ; その母数および CN ; Jacobi の CN 関数である。式(10)および式(11)の理論解は、流体力学的に十分な精度を持つものと考えられるので、図-2の結果はこの水槽においては端部の影響がほとんど除去され、かつ粘性の影響はほぼ無視できるものであることを示している。したがって、この水槽を用いることによって、端部の影響を除去した波動のみによって支配される不規則波の質量輸送現象が明らかにされよう。

5. 極浅海域の不規則波の質量輸送速度

図-3は、上述の二重床水槽内に式(9)を用いて再現された海岸波浪の波形であり、破線で示される波形は比較のために示したソリトンスパクトル理論によるソリトン合成波である。また、図-4はこの波のソリトンスパクトル分布を示す。なお、図-5は従来のスペクトル理論によるスペクトル分布図である。また、この波形から zero-up 法によって求めた $h/H_{1/2}$ および $T_{1/2}\sqrt{g/h}$ は、それぞれ 3.63 および 28.1 であり、これからも極浅海域が再現されていることがわかる。図-6は、この波の質量輸送速度の実験値を各鉛直位置ごとに ensemble 平均し、図-4のスペクトルを持つソリトンスパクトル理論による結果および上述の $H_{1/2}$, $T_{1/2}$ に対応する代表波の質量輸送速度を式(11)によって計算した結果と比較したものである。これから、実験値を ensemble 平均としているためもあるが、代表波による式(11)の結果との対応が良好であり、また、ソリトンスパクトル理論も内部特性の表示に関して十分な精度を持つことがわかる。

6. 結語

以上、紙面の関係で概略を述べるに留まったが、ソリトンスパクトル理論が海岸波浪の内部特性に対しても適用性を持つことを質量輸送に関して明らかにした。なお、本研究は京都大学防災研究所土屋教授との共同研究によるものであり、同教授に御指導を賜ったことを記して謝意を表明する。

参考文献 1) 土屋・安田・武山; 相互干渉を無視した場合のソリトンスパクトルの理論, 第28回海論文集, pp. 89-91, 1981.

2) Tsuchiya, Y. and T. Yasuda; A cnoidal wave theory and its verification, 3rd Australian Conf. on Coastal Engg. p.7, 1977.