

II-84

砕波帯内におけるエネルギー方程式の再検討

東北大学大学院 学生員 ○河西 義人
 東北大学工学部 正 員 真野 明
 東北大学工学部 学生員 河野 行秀

1. はじめに

砕波現象は強い乱れや伴っているため砕波帯では厳密な波動理論が存在せず平均量を用いたエネルギー方程式による解析が有効である。以下に流れを伴っている場合のエネルギー方程式を示す。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ F_x - \frac{M_x}{\rho(d+\eta)}(E + S_{xx}) \right\} = -f_D E$$

それぞれの記号の意味は表1、図-1に示す。また f_D はエネルギー逸散係数である。我々はこれまでエネルギー逸散係数のモデル化に取り組んできた。これに加え M_x 、 E 、 S_{xx} 、 F_x などの平均量を定式化できれば砕波変形の精度良いモデル化が行える。従来の研究はこれらの量を微小振幅波で近似することが多かったが、砕波帯では波高が大きく、また流速の変動成分も大きいため、この理論で近似するには問題が多い。そこで、本研究はエネルギー方程式を精度良く得るために、砕波帯内の平均量の特性について検討する。

2. 実験

砕波帯内における平均量を議論するには、砕波後の流速場のデータが必要である。そこで水素気泡をビデオで撮影し、水平流速の鉛直分布を求める実験を行った。実験に用いた水路、実験条件はそれぞれ図-2、表2に示す通りである。測定したデータから4波のアンサンブル平均をとって乱れを除去し、水平流速の鉛直分布を求めた。水面付近のデータは無いので、水面変位が最大るとき、水表面の流速は波速に等しくなるという仮定を用いて補外した。以上から求めた流速データをもとに、定義に従って無次元の平均量を計算した。ただし、質量輸送については、トロフより下の戻り流れが波による質量輸送に等しいという質量保存の式から求めた。また、鉛直流速は小さいと考えられるので無視し、圧力は静水圧近似を行っている。

3. 有限振幅波による平均量の計算

砕波帯内に厳密に適用出来る波動理論は存在しないが、非線形性の影響を調べるために、浅海領域での近似理論である岩垣ら¹⁾が提案したハイパボリック波を用いることにした。この理論から表1の定義に従って、無次元の平均量を求めた。

4. 結果と考察

まず図-3ではトロフまでの質量輸送は砕波直後の領域で小さいが、汀線近くでは微小振幅波のおよそ1.5倍ぐらいの大きさになっている。一方、全断面の質量輸送が0になっていないが、これは補外の方法に問題があることを示している。また、図-4を見ると、砕波直後の位置エネルギー E_p^* はハイパボリック波の理論値にほぼ一致するが、運動エネルギー E_k^* はかなり小さく E_p^* よりも小さい。理論が成り立つ砕波直前の領域からの連続性を考えると、実験値のこの傾向は不自然である。この領域は乱れと気泡が大きく水面付近のデータが少ないことや、鉛直流速を無視したことが原因だと考えられる。従って、図-5に示す S_{xx}^* や図-6に示す F_x^* も砕波点直後の実験値の信頼性はあまり高くない。一方、砕波帯後半部分では E_p^* を除くすべての平均量が微小振幅波よりも大きく、また $T\sqrt{g/d}$ に対してほぼ一定の割合で増加していることがわかる。また、実験条件に対する違いはあまり大きくない。この領域では実験値の信頼性は高いので、この傾向をモデルに取り入れれば精度が向上すると思われる。

5. まとめ

本研究より、砕波帯後半での平均量のモデル化の方法が示された。砕波直後のモデル化に関してはさらに検討をして、エネルギー方程式の精度を向上させてゆきたい。

参考文献

- 1) 岩垣雄一・塩田啓介：ハイパボリック波の表現式の再検討，第26回海岸工学講演会論文集 pp.31-35, 1979.

表-1 各平均量の定義

平均量	定義式	無次元量
質量輸送	$M_x = \int_{-d}^{\eta} \rho u' dz$	$M_x^* = \frac{c_0 M_x}{\rho g H^2}$
エネルギー密度	$E = \frac{1}{2} \rho \int_{-d}^{\eta} (u'^2 + w'^2) + \frac{1}{2} \rho g \eta^2$	$E^* = \frac{E}{\rho g H^2}$
ラジエーションストレス	$S_{xx} = \int_{-d}^{\eta} (\rho u'^2 + P) dz - \frac{1}{2} \rho g (d + \bar{\eta})^2 - \frac{M_x^2}{\rho (d + \bar{\eta})}$	$S_{xx}^* = \frac{S_{xx}}{\rho g H^2}$
エネルギーフラックス	$F_x = \rho \int_{-d}^{\eta} u' \left\{ \frac{1}{2} (u'^2 + w'^2) + g(z - \bar{\eta}) + \frac{p}{\rho} \right\} dz$	$F_x^* = \frac{F_x}{\rho g H^2 c_0}$

$$c_0 = \sqrt{g(d + \bar{\eta})}$$

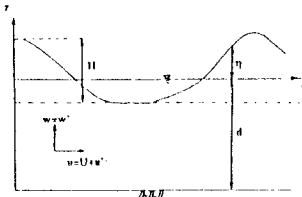


図-1 座標系

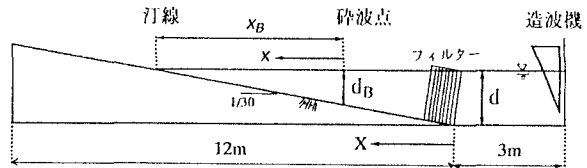


図-2 実験水路

表-2 実験条件

実験ケース	斜面勾配 $\tan \beta$	周期 T	沖波波形勾配 H_0/L_0	砕波帯幅 x_B	砕波水深 d_B	砕波波高 H_B	砕波点 $T\sqrt{g/d_B}$
A	1/30	1.63s	0.0315	2.70m	0.090m	0.096m	17.0
B	1/30	1.98s	0.0140	3.45m	0.115m	0.117m	18.1

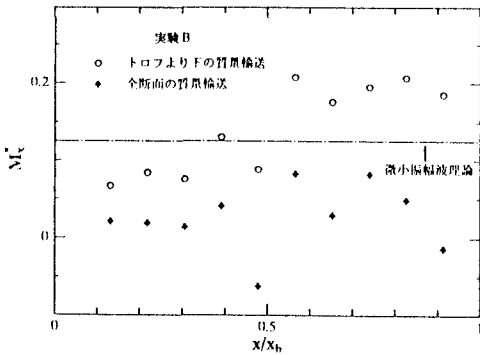


図-3 質量輸送

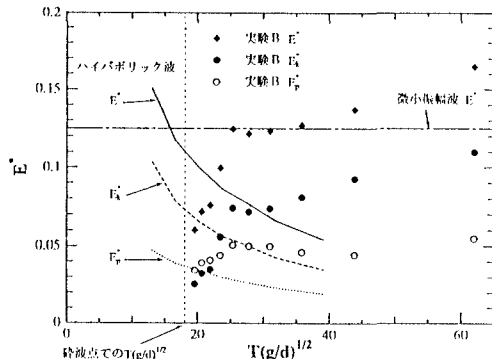


図-4 エネルギー

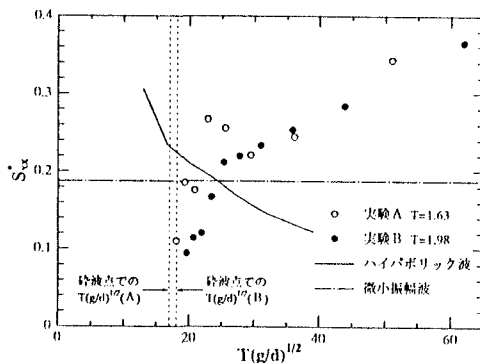


図-5 ラジエーションストレス

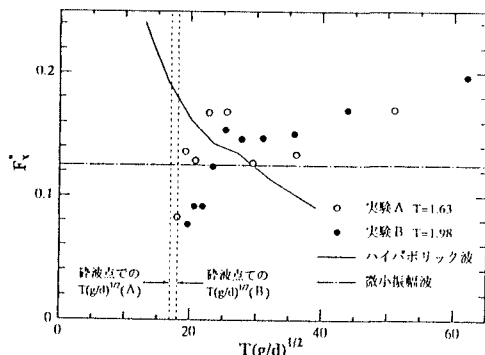


図-6 エネルギーフラックス