

砕波帯の不規則波のモデル化について

岐阜大学 正会員 安田 孝志 学生員 西尾 保之・○山本 康裕

1. 緒言 砕波帯を進む不規則波のモデル化は、砕波帯での水理学的諸現象の解明に必須の課題である。ここでは、まず、1次元伝播に対するモデルを確立するため、非圧縮鉛直2次元流体場での基礎式より波動方程式を導き、これを現地波浪に適用することにより、方程式中に含まれる拡散係数の最適な値について検討し、この値を基に現地波浪一般に適用できるモデルの提案を行う。

2. 波動方程式 鉛直2次元のReynolds方程式および連続式を基礎式とし、海底勾配、海底摩擦、および砕波による乱れの影響は非線形性や分散性の影響と同じオーダーであり、砕波に伴う大規模渦の波動運動への直接的影響は無視できると仮定する。ただし、渦を乱れとして捉え、その影響をReynolds応力によって評価し、Reynolds応力 $-\rho \overline{u'w'}$ は海底において $\rho c|u|u$ に等しく、水面ではゼロとするが、 $-\rho \overline{u'^2}$ に砕波による乱れの影響を直接取り込む。これまでの砕波による乱れに関する数多くの研究成果によれば、乱れ強度は波峰付近で最も強く、その位置も砕波の進行に伴って移動する。また、砕波による乱れは水平方向の速度勾配 du/dx に対応すると考えられることから、 $-\rho \overline{u'^2}$ に対して次式を仮定する。

$$-\rho \overline{u'^2} = \kappa du/dx \quad (1)$$

ここで、 κ は水平拡散係数(渦動粘性係数)であり、砕波の開始に始まる乱れの盛衰に対応して変化する。しかも、対象が不規則波の場合、個々の波ごとに異なった空間変化を行い、その定式化は容易ではない。このため、ここでは個々の波の砕波の影響を κ に反映させるのではなく、 κ を入射波の統計量と海浜地形に依存した集合平均として扱い、その空間変化は水深の変化と同じオーダーであると仮定する。以上より、砕波帯を1次元的に進む不規則波の波動方程式が次式のように導かれる。

$$\eta_x + \frac{3}{2} h^{-2} \eta \eta_\theta + \frac{1}{6} h^{1/4} \eta_{\theta\theta\theta} + \frac{1}{4} h^{-1} h_x \eta + \frac{1}{2} c h^{-5/2} |\eta| \eta - \frac{1}{2} \kappa^* h^{3/4} \eta_{\theta\theta} = 0 \quad (2)$$

ここに、 η は平均水面からの水位変動、 x は水平座標、 $\theta = \int dx/h^{1/2} - t$ 、 h は水深、 c は海底摩擦係数、および、 κ^* は水平拡散係数であり、いずれの諸量も原点での水深 h_0 と重力加速度 g を基準量として無次元化している。なお、解法は疑似スペクトル法により、 η が砕波限界 η_b を越えた部分については η_b に置き換える。ただし、 c および κ^* の値を適切に与えることにより、こうした工夫なしに砕波帯の現地波浪を精度よく記述できる。

3. 拡散係数の推定 式(2)は、未知量 c および κ を含んでいるため、現地波浪への適用においてはこれらの値についての検討が必要となる。前者についても種々の値が提案されているが、自然大流路流れとの類似性やBretschneiderによる値に着目し、ここでは $c=0.01$ とする。 κ については、砕波帯内の乱れに関する精力的研究によって漸くそのモデル化が試みられるようになってきたが、まだ定性的検討の段階に留まっている。そこで、式(1)は正しいとし、測点Iでの波形を式(2)に与えて測点IIまで計算し、測点IIでの実測波形とパワースペクトルおよび $H_{1/3}$ に関して比較し、両者の差を最小とする κ の値を拡散係数として各測点間ごとに求める。

用いる観測データは、図-1に示す日本海に面した大湊海岸および太平洋に面すアメリカのTorrey-Pines浜で取得されたものである。測点位置および測点での水深は図中の通りである。また、解析の対象としたデータのコード名と諸量を表-1に示す。これらの結果から、大湊での砕波は崩れ波型であるのに対し、Torrey-Pinesでの砕波は巻き波型と推察される。

図-2はこれらのデータを用い、上述のようにして求めた拡散係数によるスペクトルの比較例である。また、図-3は波形についての同様な比較を示し、上の波形が測点Iでの観測波形であり、下の波形が測点IIでの観測波形とシミュレーション波形の比較である。また、図-4は、Torrey-Pinesの測点7での水面波形より求めた水粒子速度と実測結果との比較であり、砕波帯であっても流体運動は水面の変動によってほぼ一義的に決定できることを示している。これより、適切な拡散係数の値を用いることによって、砕波帯の現地波浪の伝播過程が式(2)によって精度よく記述できることがわかる。このことは、砕波による大規模渦などの大小様々な乱れが砕波帯に存在するが、それらの影響は式(1)を通して波動方程式中に取り込むことができ、流体運動の主要部分は波動運動として式(2)によって記述できることを示している。したがって、こうしてマクロ的に求められた拡散係数の値は正しい値を与えていると考えられる。

図-5は観測波形のSkewnessが最大となる点(この点で $H_{1/3}$ も最大となっている)を砕波点としてそこでの水深 h_b で κ を無次元化し、この点を原点として $\kappa/h_b g h_b$ の空間分布を示したものである。拡散係数がWeibull型の空間分布を持つことは規則波の場合について青野・服部によって明らかにされているが砕波点が広く分布する不規則波の場合にも同様な傾向のあることがわかる。すなわち、乱れの強さから視る限り、ここで定義した砕波点よりも少し岸側で乱れが最大となり、規則波の場合とよく似た乱れの空間分布構造のあることがわかる。このことは、不規則波の下での砕波帯であってもそこにおける乱れは有義波に近い比較的規則的な波に支配されていることを示している。事実、上述のようにして仮定した砕波点での水深、 $H_{1/3}$ およびSkewnessの値を示した表-2からわかるように、 $H_{1/3}$ の水深に対する比が $1/2$ 弱となるほぼ一定の関係があり、砕波帯内の乱れが有義波に支配されていると見ることができ、したがって、入射波の $H_{1/3}$ が与えられれば、それに浅水効果を加えて補正した $H_{1/3}^*$ を用いて $h_b \approx 2 H_{1/3}^*$ によって砕波点を決定しそこを原点とした拡散係数の回帰的表示を図-5より導くことができる。その場合、Torrey-Pinesと大湊の $\kappa/h_b g h_b$ の値に大きな差があり、その原因として砕波形式が挙げられ、その影響を κ の表示にいかに取り込むかが課題となる。いずれにせよ、 κ の値を与えさえすれば、砕波帯の現地波浪であっても式(2)によって水粒子速度まで含めた伝播過程を精度良く記述できることが明らかとなった。

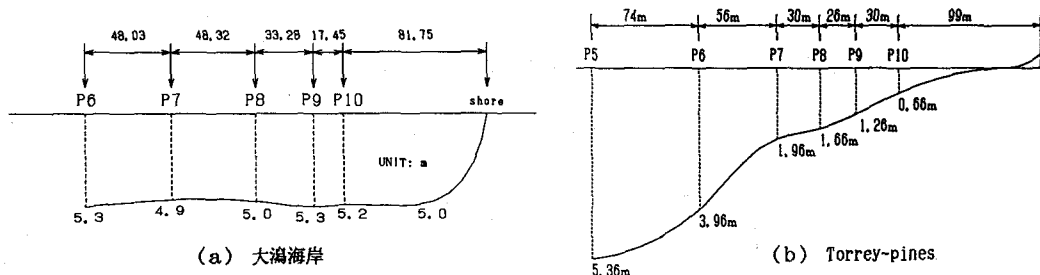


図-1 測点位置と水深

表-1 観測波の特性

		Depth (m)	$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (s)	Ur	skewness	atiltness
大潟海岸 (P6)	B051	5.30	2.840	15.54	73.45	0.978	0.347
	B053	5.30	2.486	15.21	71.88	0.920	0.489
	B032	5.30	1.949	14.02	46.26	0.750	-0.116
	B034	5.30	3.106	16.31	124.86	1.061	1.050
Torrey Pines (P7)		1.96	1.274	11.19	85.03	1.609	1.843

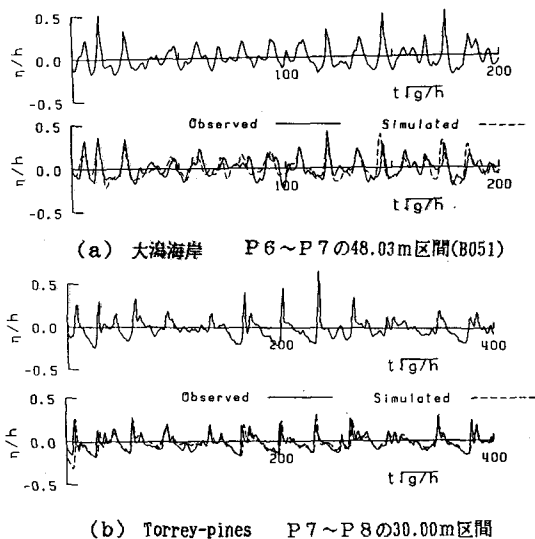


図-3 波形に関するシミュレーション結果と観測結果との比較

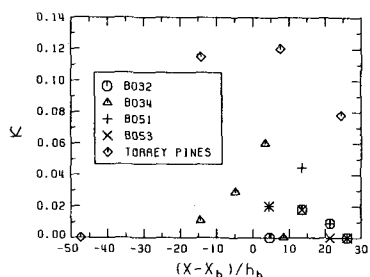


図-5 観測波形より求めた拡散係数の空間分布

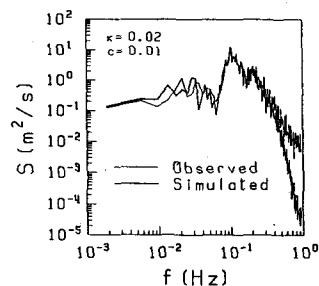
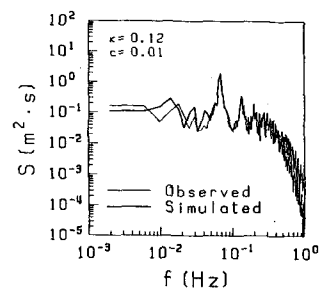
(a) 大潟海岸
P6~P7の48.03m区間(B051)(b) Torrey-pines
P7~P8の30.00m区間

図-2 スペクトルに関するシミュレーション結果と観測結果との比較

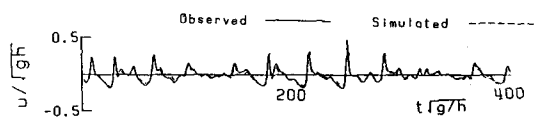


図-4 水平水粒子速度に関するシミュレーション結果と観測結果との比較 P7 (B051)

表-2 砕波点での $H_{1/3}$ とskewness

		code	DEPTH	$(H_{1/3})_{\dots}$	$(skewness)_{\dots}$
大潟海岸	B051	6	5.30	2.840	0.976
	B053	6	5.30	2.486	0.920
	B032	6	5.30	1.949	0.750
	B034	8	5.00	2.570	1.073
Torrey-Pines Beach		7	1.96	1.274	1.609