

時間波形データによる普遍的碎波判定法について

安田 孝志*・大宮 雄一**・森 信人***

1. 緒 言

碎波の影響評価を行うには、碎波判定のための指標がまず必要となる。視覚的には白波によって容易に判定できるが、観測時間や場所、さらに気象条件などの制約を受けるため、これらの制約なしに判定できる手法が必要となる。また、ほとんどの波浪観測が固定点での水位の時間変化によって行われている現実からすれば、時間波形データによる碎波判定が最も望ましい。

このため、時間波形に基づく碎波指標について種々の検討がなされて来たが、普遍的に適用できるものは未だに存在していない (Myrhaug・Dahle, 1994)。その最大の理由は、対象となる碎波が水槽内のものを含めて非定常であるのに対し、碎波指標が定常波である Stokes 波に基づいている点にある。Stokes 波であれば、 $H/L=0.142$ の極限において波頂点での鉛直加速度が $-0.5g$ および水平水粒子速度が波速に等しい流速、波頂角 θ が 120° に達するため、これらのいずれかに着目することによって極限波 (碎波) の判定が可能となる。また、Stokes 波に対しては $H/L=0.137$ において低調波不安定のために微小攪乱が発散し、波頂点からジェットが放出されることが知られており、これらが碎波指標となる根拠も明確になっている。

しかしながら、非定常波や不規則波に対しては、これらの碎波指標の適用性は明らかではなく、定性的にしか意味を持たない。このため、実際に問題となる非定常波や不規則波に適用できる碎波指標を確立し、これを基に碎波判定を行うには、碎波に対する根本的検討とこれに基づくより普遍的な碎波指標の定義が必要となる。

ここでは、まず孤立波の碎波に対する運動学的検討を行い、これを踏まえた普遍的碎波判定法について検討する。ついで、その適用性を水槽実験および現地観測による時間波形データによって検証するとともに、適用条件を併せて明らかにする。

2. 碎波限界の判定

碎波はジェットの放出に始まり、その突込みによる渦や気泡の生成とこれらに伴うエネルギー逸散過程を包含するが、ここではその始まりである碎波限界に着目し、その定義および判定法について検討を行う。

2.1 碎波限界

ジェットの放出に碎波の普遍的特徴があるため、碎波限界指標はジェット放出開始時の運動諸量に着目することによって導かれる。

図-1 は、 $H_1/h_1=0.5$ の孤立波を $R/h_1=0.28\sim0.60$ のリーフに入射させたときの波形変化を BIM (安田ら, 1991) によって計算し、それぞれの波頂高比 η_c/H_1 、最大水平水粒子速度 $u_{\max}$ と波速の比 $u_{\max}/c$ および最大鉛直加速度 $(-a_y)_{\max}$ と重力加速度の比 $(-a_y)_{\max}/g$ について波頂前面傾斜角 $\theta=\tan^{-1}|\eta_x|_{\max}$ との関係を示したものである。ここで、 H_1 は入射波高、 h_1 はリーフ前面水深、 R はリーフ先端高および波速 c は波頂点の水平移動速度によって定義される波速を示す。また、 $(-a_y)_{\max}$ は鉛直水粒子速度 v の Lagrange 微分 $Dv/Dt|_p$ による。

これから、碎波限界となる $\theta=90^\circ$ において η_c/H_1 は何ら一定値を取らないが、 $u_{\max}/c$ および $(-a_y)_{\max}/g$ は共にほぼ 1 となることがわかる。この結果は、定常波 (孤立波) の限界波高 $(\eta_c/h)_{\max}=0.78$ が碎波指標として何ら意味を持たず、非定常波に対しては波高や波頂高に関する碎波指標は不適格となることを示している。これに対し、 $u_{\max}/c$ が $\theta=90^\circ$ において常にほぼ 1 となっている事実は、波頂前面が突立つ瞬間に水平水粒子速度が波峰の水平移動速度に達し、ジェットの放出が始まることを実証している。したがって、 $u_{\max}/c=1$ を非定常波にも適用できる普遍的碎波指標として扱うことができる。さらに $(-a_y)_{\max}/g$ について見ると、いずれも $\theta=90^\circ$ において Stokes 波の極限値 0.5 ではなく完全に 1 となっており、ジェットの放出開始と自由落下の開始とが 1 対 1 に対応していることがわかる。

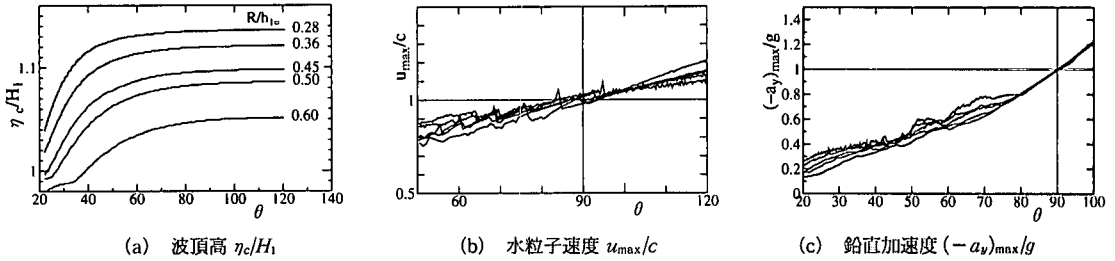
2.2 判定法

上述のように、 $\tan^{-1}|\eta_x|=90^\circ$ 、 $u_{\max}/c=1$ および $(-a_y)_{\max}/g=1$ のいずれもがジェット放出の開始を示す碎

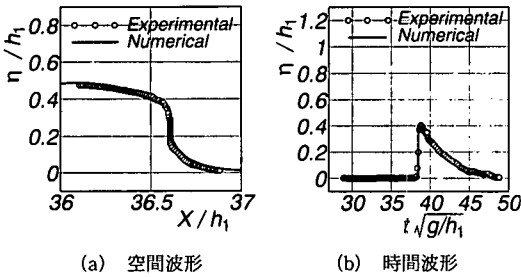
* 正 会 員 工 博 岐阜大学教授 工学土木学科

** 学生会員 岐阜大学大学院 工学研究科

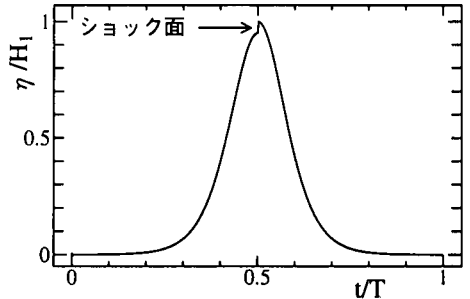
*** 正 会 員 工 博 (財) 電力中央研究所 我孫子研究所 水理部



図一 破波限界に向かう過程での運動諸量の変化； $H_1/h_1=0.5$, $R/h_1=0.28\sim0.60$



図二 実測値と計算値(BIM)による破波限界波形； $H_1/h_1=0.55$, $R/h_1=0.85$



図三 $\Delta\eta/H=0.05$ のショック面を持つモデルショック波； $h_1=3.0$ cm, $H_1/h_1=1/3$, $T\sqrt{g/h_1}=20$

波指標となるが、波形情報のみから碎波限界の判定を行う上では、 $\tan^{-1}|\eta_x|=90^\circ$ が唯一可能な碎波指標となる。しかも、碎波の共通項がジェット放出にあるとすれば、ジェット放出の瞬間に波峯前面が突立ち、ショック面を形成することこそ碎波の本質であり、 $\tan^{-1}|\eta_x|=90^\circ$ はそれを踏まえた普遍的碎波指標であると言える。ただし、これを時間波形データにそのまま適用することはできないが、 $\eta_t = -c\eta_x$ の関係がショック面に対しても成立し、図-2 に示すように $\tan^{-1}|\eta_x|=90^\circ$ を与えるショック面は時間波形においても同様に現れるため、ショック面の有無を時間および空間波形を問わない普遍的碎波指標として用いることができる。

また、移流項が十分に小さければ、鉛直加速度 $(-a_y)_{\max}$ を η_u によって近似し、 $(-\eta)_{uu}/g=1$ を碎波指標として用いることができる。しかしながら、ジェット放出点においては鉛直水粒子速度や η_x がゼロとならず、移流項の値も大きいため、 $(-a_y)_{\max} = (-\eta)_{uu}$ とはできず、これによる碎波判定には無理がある。ただし、図-2(b) に示すようなショック面があれば、それは η_t や η_{uu} の値に反映されるため、これらの値に着目することによってショック面の有無を判定できる可能性はある。

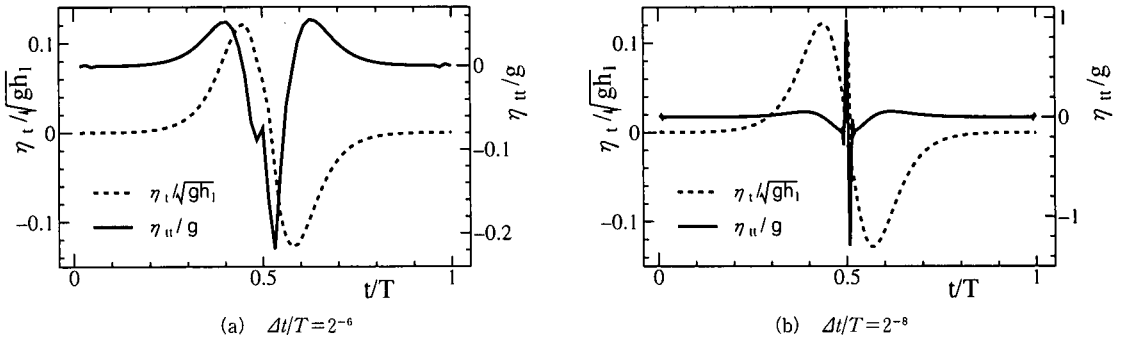
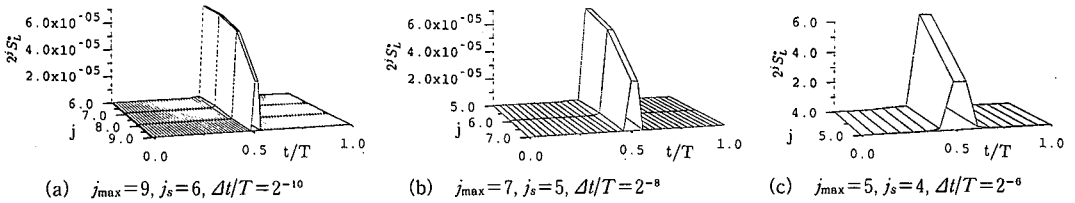
3. モデルショック波による検証

理論的にはショック面において $|\eta_t|$ および $|\eta_{uu}|$ の値が共に ∞ となる上、有限桁の離散化波形データの場合、 η_t および η_{uu} の値がサンプリング間隔 Δt に依存するため、ショック面に対する η_t/c および η_{uu}/g の閾値を一義的に

与えることはできない。しかしながら、これらがショック面において突出値を持てば、その値に着目することによってショック面の検出が可能となる。そして、突出値に普遍性があれば、これをショック面に対する閾値とすることができる。そこで、波高水深比 $H/h=1/3$ の孤立波の波頂部に高さ $\Delta\eta$ のショック面を持つモデルショック波を考え、 $T\sqrt{g/h}=20$ の下で $\Delta t/T$ を $2^{-10}\sim 2^{-3}$ 、 $\Delta\eta/H$ を $0.05\sim 0.2$ とそれぞれ変化させたときの $\eta_t/\sqrt{gh}$ および η_{uu}/g の値について調べ、閾値の推定を行う。

図-3 は $\Delta\eta/H=0.05$ のショック面を持つモデル波形を示し、図-4 は、この波形から求めた $\Delta t/T=2^{-6}$ および 2^{-8} における $\eta_t/\sqrt{gh}$ および η_{uu}/g の値の時間軸上の分布を示す。ショック点 $t/T=0.5$ において突出値が見い出せるのは、 η_t では $\Delta t/T \leq 2^{-8}$ であるが、 η_{uu} では $\Delta t/T=10^{-6}$ からであり、ショック面の検出には η_t よりも η_{uu} の方が適していることがわかる。

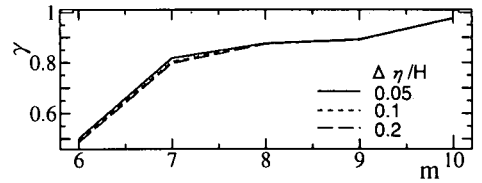
Yamada・Ohkitani (1991) によって提案された局所ウェーブレットスペクトル S_L は、スペクトルと位置の両方の情報を併せ持ち、局所的波形情報からそのスペクトル構造を解析できる利点を有している。これによって、ショック面が f^{-2} 則に従うスペクトルを持つ点に着目した一義的検出が可能となる。これは S_L の際立った利点であり、実空間上ではショック面において $|\eta_t|$ や $|\eta_{uu}|$ の値が ∞ となるため、有限桁の離散化データによってショック面を厳密に検出することは不可能であるが、周波数空間上ではショック面を f^{-2} のスペクトルとして捉える

図-4 モデルショック波に対する $\eta_t/\sqrt{gh_1}$ および η_u/g の分布図-5 $\Delta\eta/H=0.05$ のショック面を持つモデルショック波の局所ウェーブレットスペクトル S_L^* と $j_{\max}$ および j_s の関係

ことができ、ショック面の検出問題を f^{-2} のスペクトルの検出問題に帰着させることが可能となる。これより、局所ウェーブレットスペクトルによって f^{-2} 則に従うスペクトルとその時間軸上の位置を検出すれば、直ちにショック面が検出されることになる。

砕波のように局所的現象でありながら、その波形がショック位置でのウェーブレットのみではなく、その前後のウェーブレットの合成波形として表示される場合、ショック面の前後どの程度の範囲までのウェーブレットを含めるかが問題となる。これは、対象とする砕波によって異なるが、 $\Delta t/T = 2^{-j_s}$ とすれば、この範囲内の $2^{j_s}/T$ 以上の高周波モードが対象となる。したがって、 j_s を小さくすれば、ショック面位置の分解能が低下するため、適切な j_s の選択が重要となる。しかし、この分解能を上げるために j_s を大きくしても、最高周波数 $f_{\max} = 2^{j_{\max}}/T$ を与える $j_{\max}$ との差 ($j_{\max} - j_s$) が3以上なければ、ショック面を示すスペクトル $f^{-2}[(2^j/T)^{-1}, j_s \leq j \leq j_{\max}]$ 則に相当する 2^{-j} 則のスペクトルを検出することはできない。そこで、ここでは時間波形データに対するサンプリング間隔を $\Delta t/T = 2^{j_{\max}+1}$ とし、 $j_s = j_{\max} - (2 \sim 3)$ とした。

図-5は、前述の図-3に示したモデルショック波の局所ウェーブレットスペクトル S_L に 2^j を掛けた S_L^* (森・安田, 1995) を示す。ショック面に対するウェーブレットスペクトルは 2^{-j} 則に従うため、これに 2^j を掛けることによって、ショック面での S_L^* を j に独立な一定値に置換できる。これから、このときのショック面の大きさは $\Delta\eta/H=0.05$ であるが、サンプリング間隔 $\Delta t/T =$

図-6 局所ウェーブレットスペクトル S_L^* の傾き指標 γ と $\Delta\eta/H$ および $\Delta t/T = 2^{-m}$ の関係

$2^{-(j_{\max}+1)}$ を狭くするに従って時間軸上の分解能だけでなく、スペクトルの分解能も向上し、 $\Delta t/T \leq 2^{-8}$ であれば 2^{-j} 則に従うショック面を明確に検出できることがわかる。これは、適切な間隔のサンプリングを行えば、時間波形データから局所ウェーブレットスペクトルによって 2^{-j} 則に従うスペクトル位置、すなわち、ショック面位置が一義的に検出でき、普遍的な砕波判定が可能となることを示している。

したがって、局所ウェーブレットスペクトルによって砕波判定を行う場合、ショック面検出が不可能となる $\Delta t/T$ の臨界値を $\Delta\eta/H$ に対して明らかにしておく必要がある。このため、 S_L^* の傾き指標として γ を

$$\gamma = S_L^*(j+1)/S_L^*(j), \quad j_s \leq j \leq j_{\max}-1, \quad j_s = 2^j/T \quad (1)$$

のように定義し、 $\Delta\eta/H$ に応じた γ と $\Delta t/T$ の関係について調べる。 γ が1であれば、 S_L は 2^{-j} 則に従い、厳密にショック面を表すと考えてよい。図-6はその結果を示したものであり、 γ の値はショック面の大きさ $\Delta\eta/H$ にはほとんど依らず、サンプリング間隔 $\Delta t/T$ のみに依存

し、 $\Delta t/T=2^{-10}$ において γ はほぼ 1 となる。したがって、ショック面の大小に関係なく厳密にショック面を検出するには、 $\Delta t/T \leq 2^{-10}$ のサンプリングが必要となる。 γ の値は、サンプリングが粗くなるに従って、図中の曲線に応じて漸減するが、この曲線に従う γ の値をショック面に対する $\Delta t/T$ に応じた閾値 γ_s とすれば、 S_L^* より式(1)によって計算される γ が γ_s を上回る場合には碎波と判定できる。これは碎波判定としては厳密性を欠くが、実測波形のほとんどのサンプリング間隔 Δt がスペクトルのピーク周期 T_p に対して $\Delta t/T_p \geq 2^{-8}$ である現状を考えると、 γ_s を閾値とすることは合理的と言える。

4. 実測碎波波形による検証

4.1 水理実験

碎波の実測波形から $\eta u/g$ の普遍的な閾値を見出すことができれば、力学的根拠には欠けるものの実用的には碎波判定が可能となる。そこで、孤立波および不規則波の碎波波形から η/c および $\eta u/g$ の値を計算し、碎波点でのこれらの値について検討する。

図-7 は、前述の図-2(b) に示した波形をサンプリング間隔 $\Delta t=0.02$ s で離散化し、FFT によって計算した $\eta u/g$ を η とともに示したものである。ショック面で ηu に鋭い突出値が現れており、この突出値に普遍性があれば、これを碎波判定のための閾値にすることができる。

図-8 は、水深 $h_1=31.0$ cm の下で高さ $R=26.3$ cm のリーフに 8 通りの波高 H_1 の孤立波を入射させ、14 測

点でのこれらの時間波形より $\eta u/g$ を求め、各測点での最小値 $(\eta u)_{\min}/g$ の分布を比較したものである。碎波点においていずれの $(\eta u)_{\min}/g$ も極小となり、その値に普遍性を見出すことができれば、これらを閾値とできる。

図-9 は、ピーク周期 $T_p=1$ s の深海不規則波の波形 η とサンプリング間隔 $\Delta t/T_p=10^{-2}$ の下で FFT によって求めた $\eta u/g$ を示す。図中の矢印は波高計位置が碎波点となった波を示し、この場合もやはり碎波点での $\eta u/g$ に突出値を見出すことができ、しかもそれらの値は図からもわかるように $-4 \sim -5$ 程度であり、図-8 における極小値にも近く、この付近に $\eta u/g$ の碎波に対する閾値が存在するようであるが、なお検討が必要である。

そこで、これら 8 ケースの碎波点での孤立波の波形より、サンプリング間隔 $\Delta t=0.02$ s、 $j_{\max}=9$ および $j_s=6$ の下での局所ウェーブレットスペクトル S_L^* を求め、これによる碎波判定精度について検討を行う。図-10 は、前述の図-2(b) のケースについて S_L^* を示したものである。ショック発生点におけるスペクトルが部分的ではあるが 2^{-j} 則に従っていることが明瞭となっており、また、 γ の値も 0.99 であり、碎波限界波形と判定される。さらに、残りの 7 ケースについても、その中の 6 ケースの γ の値がこのときの $\Delta t/T \sim 2^{-7}$ に対する γ の値 0.7 を越え、碎波と判定できる。このように、ショック面を周波数空間上で 2^{-j} (あるいは f^{-2}) 則に従うスペクトルとし

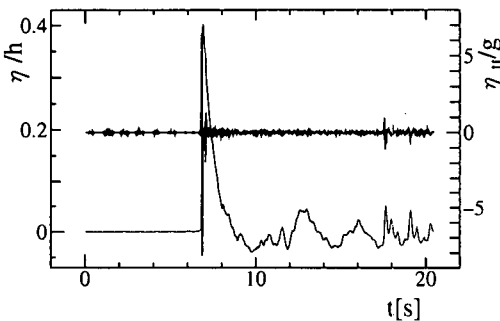


図-7 図-2(b) の破波波形に対する η と $\eta u/g$; $H_1/h_1=0.55$

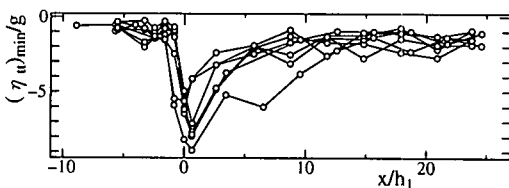


図-8 入射波高に応じた各測点での $(\eta u)_{\min}/g$ の空間分布の変化: $H_1/h_1=0.30 \sim 0.55$

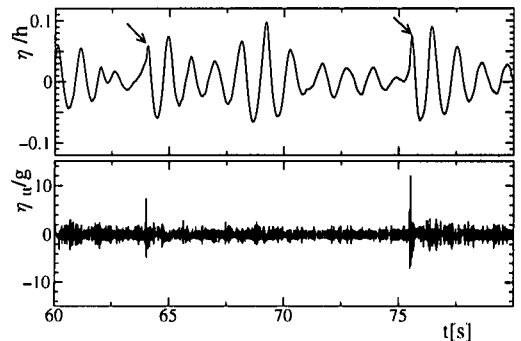


図-9 深海不規則波の波形 η と加速度 $\eta u/g$

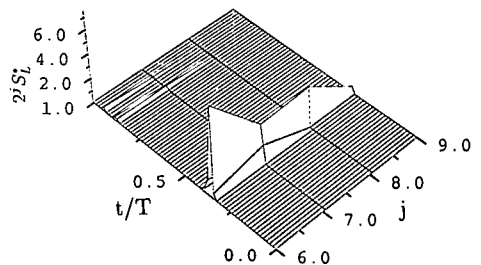


図-10 破波点での孤立波の局所ウェーブレットスペクトル S_L^* ; $H_1/h_1=0.55$

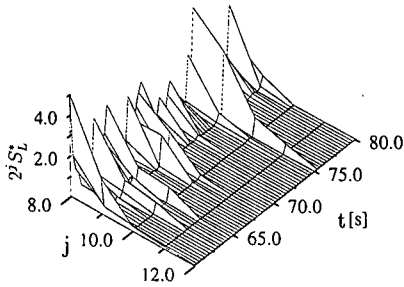


図-11 図-9の波形に対する局所ウェーブレットスペクトル S_t^*

て捉えることにより、局所ウェーブレットスペクトル S_t^* あるいはその傾き指標 γ によってショック面検出が可能となり、その精度も正答率 7/8 と高い。

さらに、前述の図-10 に示した不規則波について同様にして局所ウェーブレットスペクトルを計算し、これによる砕波判定を行う。図-11 はその結果であり、図中の矢印で示される砕波点位置のスペクトルが 2^{-j} に従っており、そこにショック面が形成されていることがわかる。

4.2 現地波浪

石川海岸沖合の水深 15 m 地点で得られた発達期から減衰期までの波形データ（サンプリング間隔 $\Delta t = 0.1$ s, 観測時間 $T = 16,384$ s）より、 S_t^* を求め、砕波判定を行い、さらに砕波率を求めた。表-1 は、その結果を $H_{1/3}$ や平均風速 U とともに示したものである。また、図-12 は成長期の $H_{1/3} = 3.06$ m の区間での S_t^* を示す。これから、 $H_{1/3}$ の値がほぼ同じであっても発達期の方が減衰期よりも砕波率が高くなっているなど、砕波率の基本的傾向は現地での実感に対応したものとなっている。

5. 結 語

BIM による計算結果を基に、ショック面の検出が時間波形データにも適用できる普遍的な砕波判定法となることを明らかにした。このようなショック面の検出を有限桁データに基づく水面上昇速度 η_t や加速度 η_u によって行うことは困難であり、ショック面を周波数空間上で $f^{-2}(=2^{-j}T)$ 則に従うスペクトルとして捉え、局所ウェーブレットスペクトルによってその検出を行う手法が実際上可能な砕波判定法であることを示した。そして、この手法による判定精度はショック面の大小に依らず、離散化間隔のみに支配されることを示すとともに、これを水理実験による砕波波形に適用し、孤立波では $\Delta t/T$

表-1 破波率と気象・海象諸量の関係

$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (m)	U (m/s)	Breaking (%)
1.140	6.042	10.9	0.3
2.179	7.338	15.3	1.9
3.061	9.503	11.5	6.8
4.026	11.099	15.8	14.8
3.109	10.338	5.92	2.7
2.097	7.891	9.21	0.4

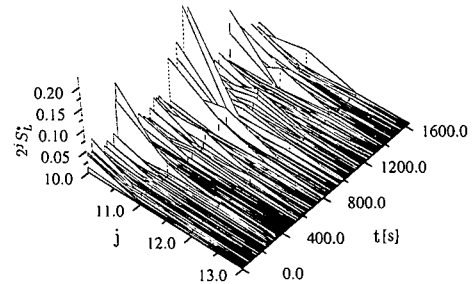


図-12 石川海岸沖合の観測波の局所ウェーブレットスペクトル S_t^*

$\leq 2^{-7}$ 、不規則波ではスペクトルのピーク周期 T_p に対して $\Delta t/T_p \leq 10^{-2}$ の離散化が行われれば、砕波判定が可能となることを実証した。さらに、現地波浪にも適用し、これによって推定された砕波率は気象・海象状況とほぼ対応したものとなっている。

最後に、水理実験の実施において御協力を頂いた西松建設（株）技術研究所海洋技術部および現地データを快く御提供頂いた建設省北陸地建金沢工事事務所の諸氏に謝意を表すとともに、本研究が文部省科研費基盤(C) (2) による成果であることを付記する。

参 考 文 献

- 森 信人・安田孝志 (1994): ウェーブレット解析による時間波形データからの砕波頻度の推定法, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 181-185.
- 安田孝志・原 正典・柳原幸雄 (1991): BIM を用いたステップによる孤立波の砕波を伴う変形とその法則, 土木学会論文集, No. 429/II-15, pp. 87-96.
- Myrhang, D. and E. A. Dahle (1994): Ship capsizing in breaking waves, Advances in Fluid Mechanics, Vol. 1, ed. S. K. Chakrabarti, Compu. Mecha. Pub., pp. 43-84.
- Yamada, M. and K. Ohkitani (1992): Orthonormal wavelet expansion and its application to turbulence, Prog. Theor. Phys., 83 (5), pp. 819-823.