

福島県沿岸の流動解析—II.

冬期大熊沖流況詳細調査による

中 村 義 治

Flow Analysis of Coastal Region in Fukushima—II.

Detailed Current Observation off Ôkuma Coast in
the Winter of 1974.

Yoshiharu NAKAMURA

諸 言

前報¹⁾にひき続いて、砕波帯外における流況特性を同海域での詳細調査並びに、大熊より10 kmほど北にある浪江の東北電力原子力発電所立地候補地点の流況データを参考にして調べてみた。

風の解析については、タワー上と北防波堤上の2ヶ所のデータを基にして考察し、それらの結果について第II報として報告する。

方 法

1. 風の解析

前報¹⁾では砕波帯外における流況に対して、風による流れ(吹送流)が大きな支配要因であろうと推定した。今回はそれに基づき、吹送流にとって入力である風を第1原発の北防波堤先端に1ヶ所(st. 1)と、前回と同様、タワー上で1ヶ所(st. 2)の計2ヶ所で観測したデータを基にして、各st.の風の違いについて考察してみた。(1図参照)

統計解析に使用したデータは昭和49年12月12日(14:35)から12月18日(9:40)まで、サンプリング間隔は5分である。st. 1ではコーン・ペン型風向風速計を使用して、平均海面上7 mの所に設置した。st. 2は平均海面上86 mの高さに既設してある風杯型隔測自記風向風速計を使用した。

原データより推定される事

この時期の風はデータからみると典型的な北西季節風であることがわかる。2図は12月15日のst. 1とst. 2の風速曲線である。他の観測日の風速曲線からもこれに類する傾向がつよく、この時期の季節風を現わしている。同図より、st. 1とst. 2の風速比は約2~3倍くらいであり、このことを後述のスペクトル計算値より推定すると低周波側のパワーレベルの大きい所で約3倍以上、高周波側に移行するにしたがって2倍から1.5倍ぐらいに変化している。また各stの波形が異なっていることも2図より見られ、st. 2の風速曲線はst. 1より不連続的である。

st. 1の風速が小さい理由として、風速の垂直分布によるものと、風向が北西なのでst. 1が、がけの陰（後流域）に入っていることが考えられる。

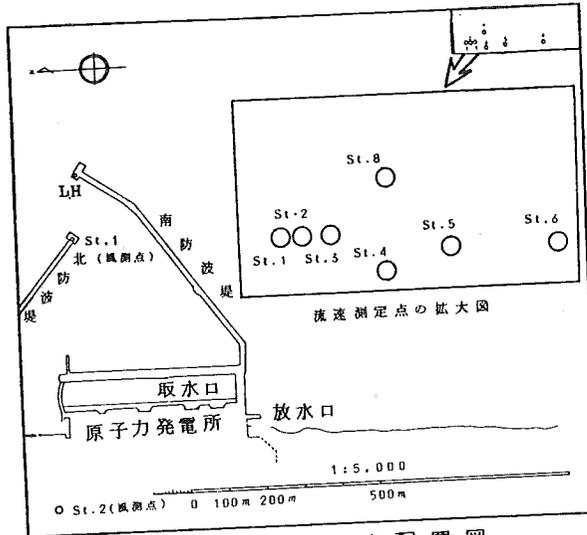


Fig.1 観測地点配置図

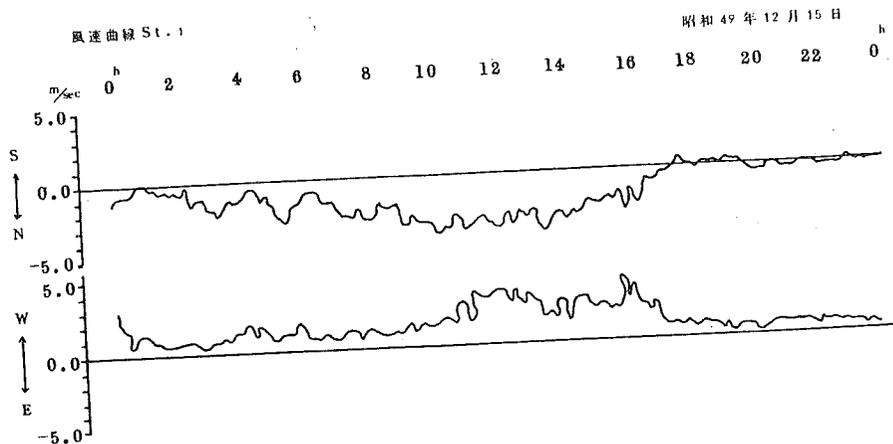


Fig.2 風速曲線図

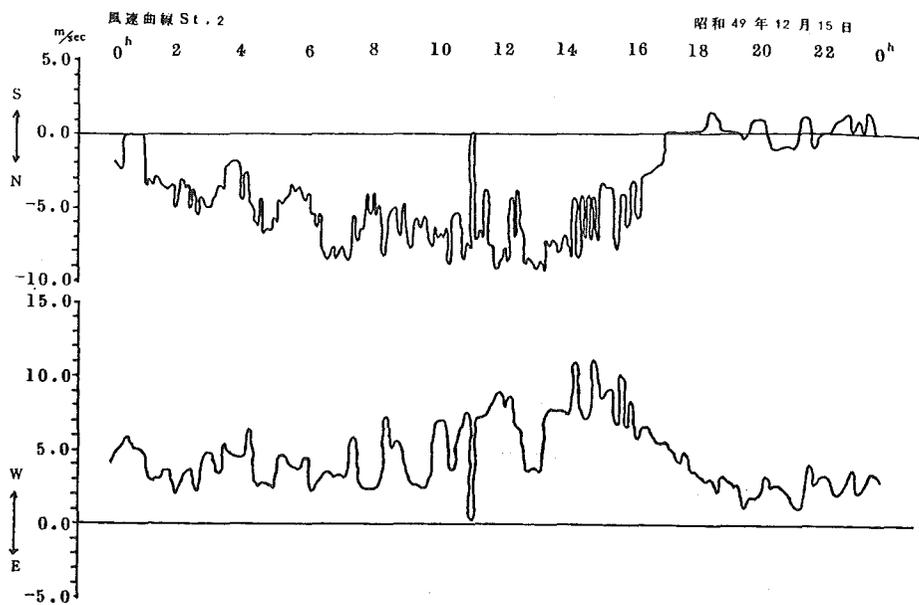


Fig.2 風速曲線図

統計解析より推定される事

3図から st. 2 の風速の自己相関係数は st. 1 とほぼ等しい。各 st の X 成分(南北方向)においても、その傾向がある。図中の記号は、V1, X1, Y1 はそれぞれ st. 1 における風速, X 成分, Y 成分(東西方向)である。V2, X2, Y2 は st. 2 における前記の値である。

4図の相互相関係数のグラフはピークを中心に両方に滑らかに減衰している。

V1 と V2 についての位相特性とコヒーレンス並びにそれらのスペクトルは 5 図, 6 図, 7 図である。パワーレベルの大きい低周波域においては位相特性が 0° から -36° までに位置しており、この部分の周波数帯のコヒーレンスは高い値を示している。

V1 と V2 のスペクトルは直流成分から高周波側にいくにつれて、パワーレベルは f^{-2} の割合で減衰する。V2 の方に 2.5 時間と 1.5 時間の所に小さなピークがみられるが、V1 と V2 とでは大体相似形である。前報¹⁾の中で提案した方法により、各 st の風向の自己相関係数を計算したのが 8 図である。図中の D1, D2 はそれぞれ各 st の風向を意味する。各 st の風を風向からみると、st. 2 の方が相関度が高い。

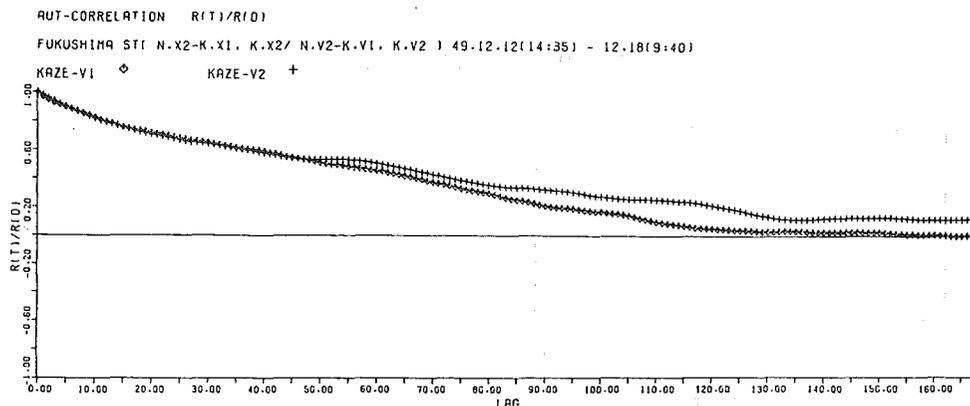


Fig. 3-1 風速の自己相関係数

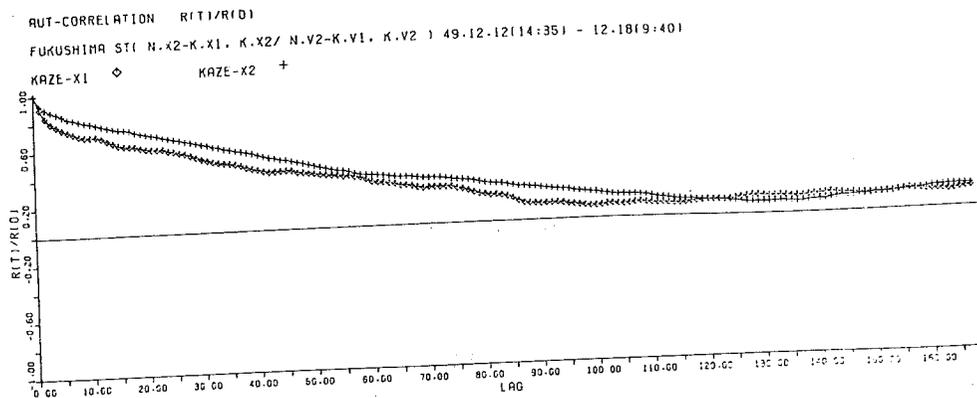


Fig.3-2 風のX成分の自己相関係数

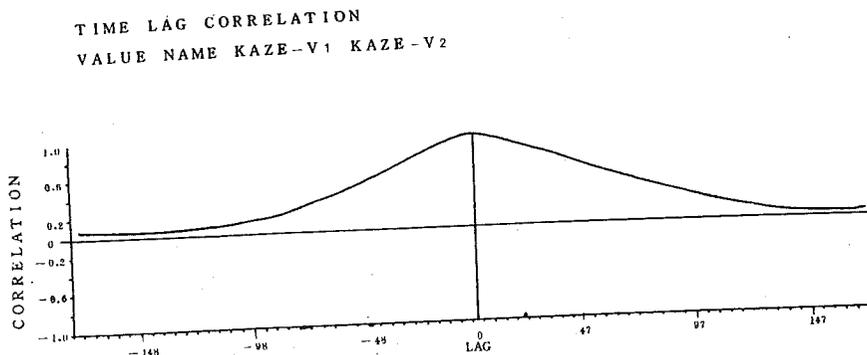


Fig.4-1 風速の相互相関係数

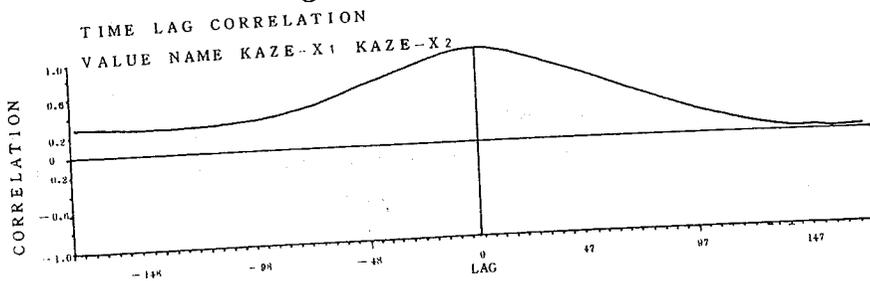


Fig.4-2 風のX成分の相互相関係数

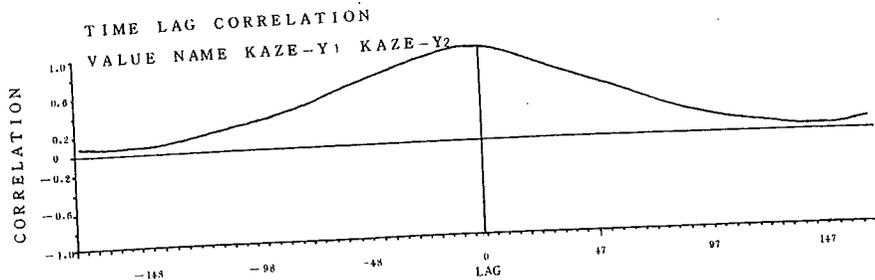


Fig.4-3 風のY成分の相互相関係数

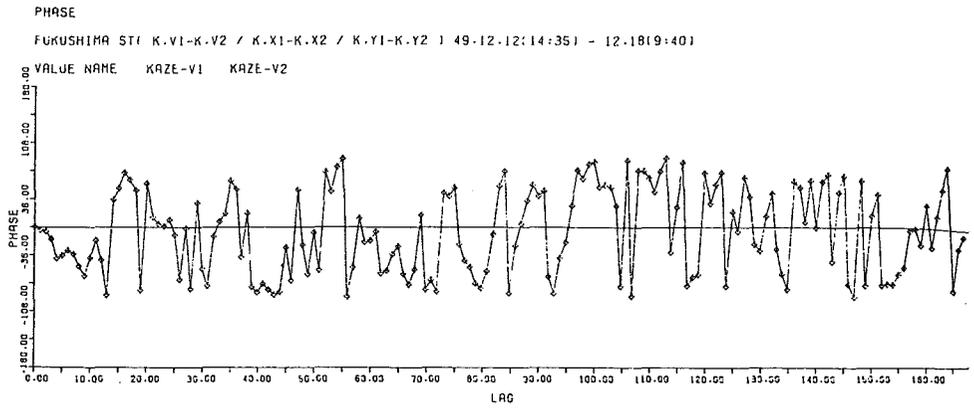


Fig.5 タワー上と防波堤上の風速の位相特性

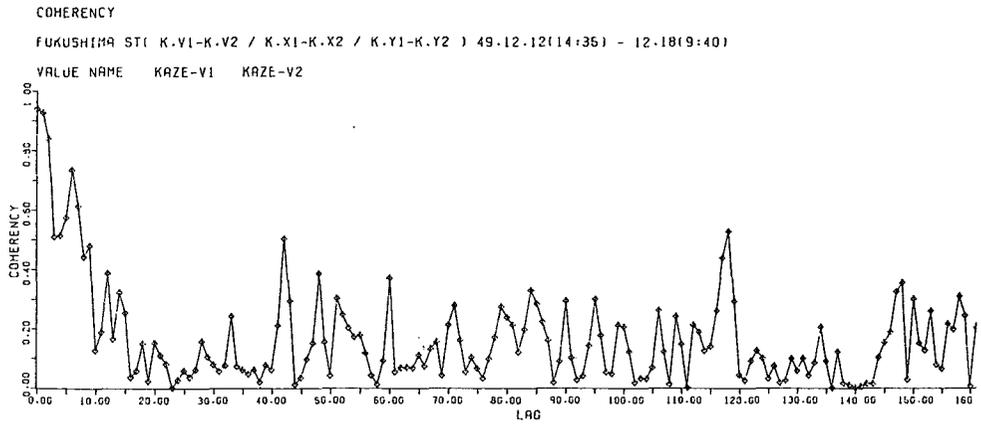


Fig.6 タワー上と防波堤上の風速のコヒーレンシ

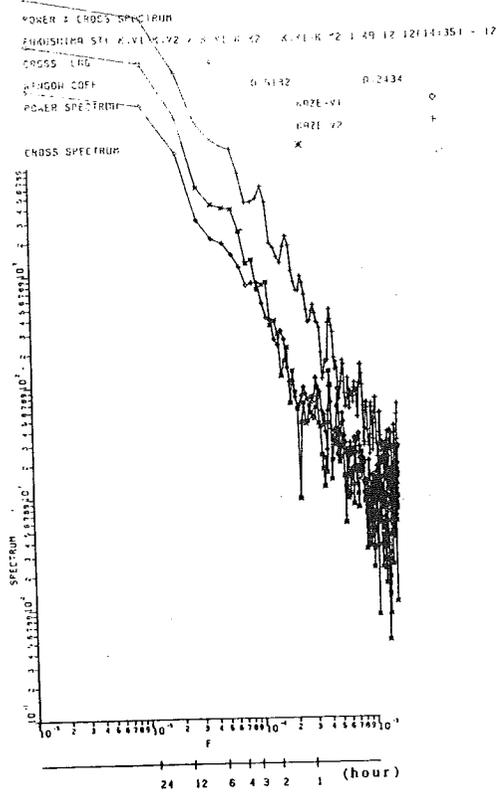


Fig.7 各st間の風速のパワー・スペクトル

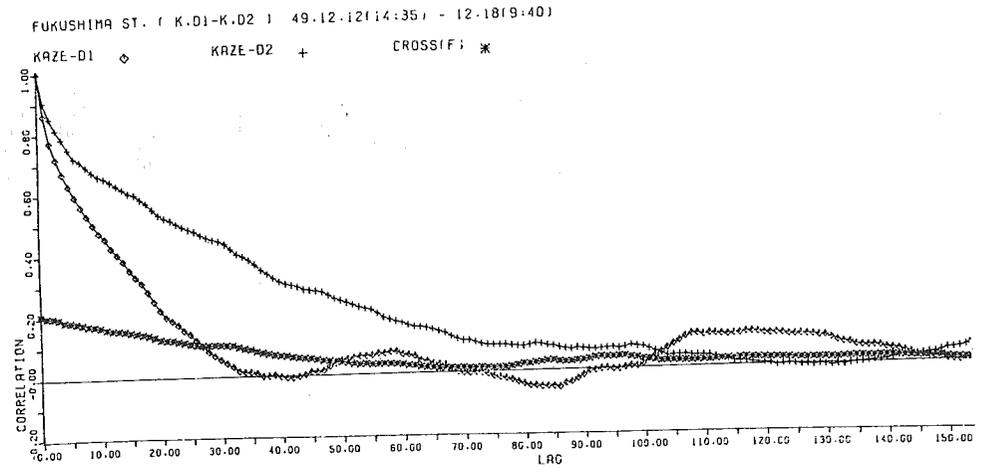


Fig.8 タワー上と防波堤上の風向の自己相関係数

2. 風と流れの関係

前報¹⁾では、風と流れとの間に有意な関係があると推定したが、その定性的な意味づけについて、さらに検討を加えてみたが、今回の観測データからは、それに対して肯定的な結果はみいだされなかった。今回、吹送流が支配的でないと思われるのは、下記の風と流れとの統計解析からも推定されるが、もっと明白な根拠として、東北電力(KK)が昭和49年12月11日から昭和49年12月26日にかけて行った流況観測結果に現われている。浪江沖の水深20mの所で海面下2mと18m(海底上2m)の2ヶ所で約2週間観測した流速データと、東京電力(KK)が今回行った流速データと比べてみて、意外な事実が判明した。9図は浪江沖と大熊沖の同じ日の流速曲線(X成分)である。同図をみると、大熊沖の流況と浪江沖の流況が大体同じ型をしていて、しかも浪江沖の海面下18mの流速が表層流と比べて流速が大きい事は流れの支配要因として吹送流を否定するものである。

後節で議論するスペクトル構造で、 S_K 曲線(矩形波のスペクトル)は吹送流ではなく、大きな空間スケールをもった海流系のような流れであって、今回の観測期間中を通じて卓越していた。そして S_R 曲線(不規則波のスペクトル)が吹送流およびその他の局地的な流れに関係していると推定される。浪江と大熊との距離は約10kmで、両地点についての流速データが同時性を保っていることは非常に大きなスケールの流れであることを意味している。

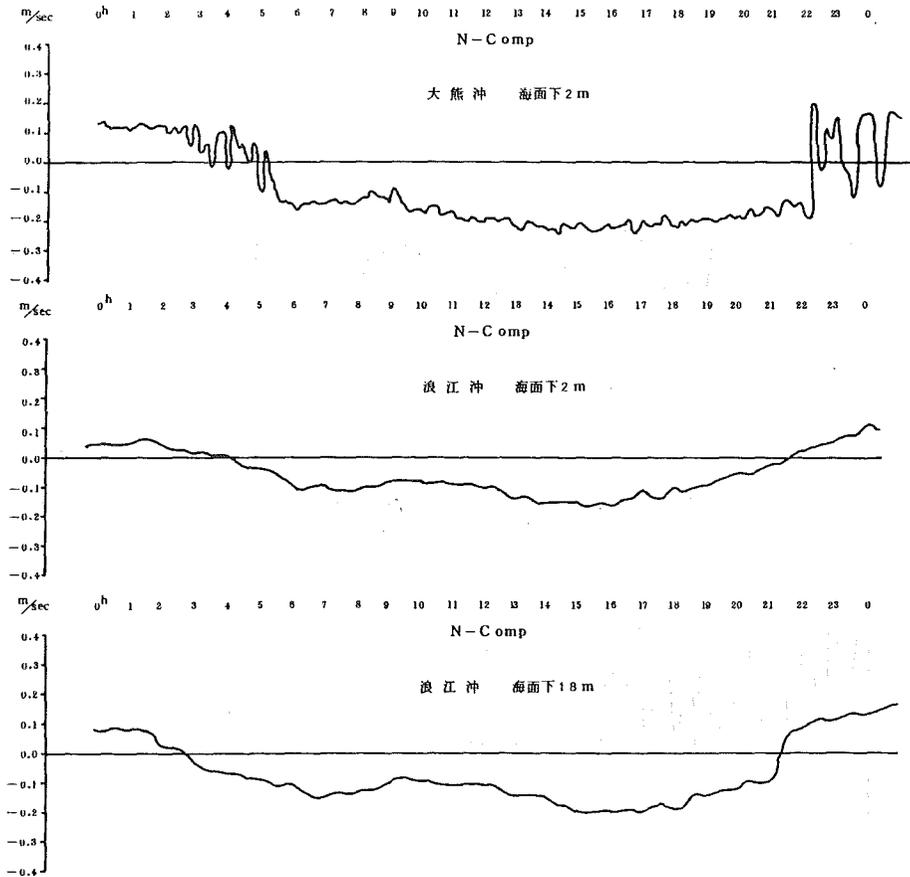


Fig. 9 浪江と大熊沖の流速曲線

TIME LAG CORRELATION
 VALUE NAME NAGAR-V4 KAZE-V2

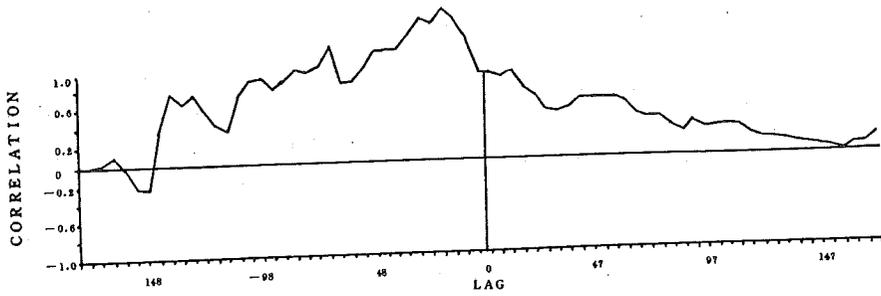


Fig. 10 風速と流速の相互相関係数

COHERENCY
 FUKUSHIMA ST(N-X4-K-X1, K-X2/ N-V4-K-V1, K-V2) 49-12-12(14:35) - 12-18(19:40)
 VALUE NAME NAGAR-X4 KAZE-X2

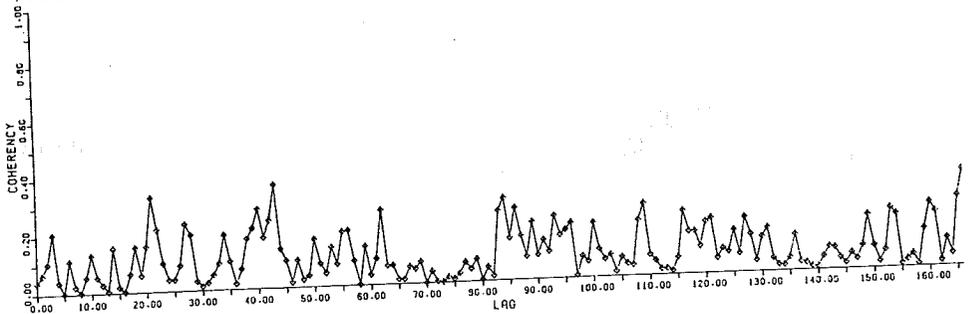


Fig. 11 風と流れのコヒーレンシ

PHASE
 FUKUSHIMA ST(N-X4-K-X1, K-X2/ N-V4-K-V1, K-V2) 49-12-12(14:35) - 12-18(19:40)
 VALUE NAME NAGAR-X4 KAZE-X2

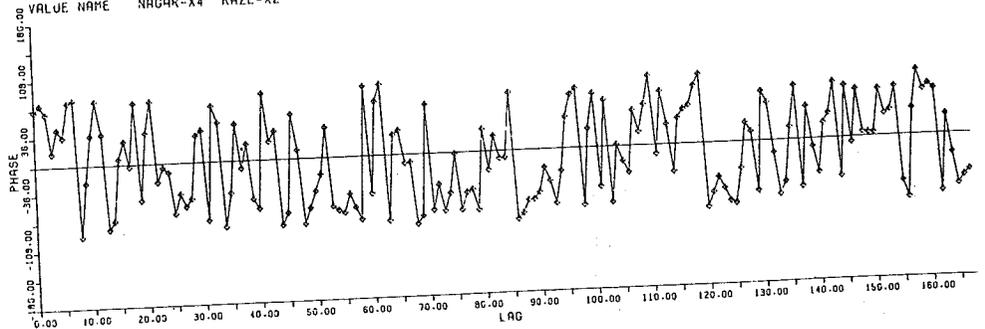


Fig. 12 風と流れの位相特性

統計解析より推定される事

10図は風速とst. 4における流速との相互相関係数である。前報¹⁾の結果と比べると、かなり不規則であり、本報に図として載せていない他のstにおける相互相関係数のピーク位置も不定である。次にコヒーレンシと位相特性について、11図と12図をみると、コヒーレンシは一般的に低い値を示し、位相特性はランダムである。

3. 流れの解析

砕波帯外における流れの空間スケール、主としてX成分を推定する目的で、今回1図に示されたように流速計を配列して、風の場合と同期間観測した。使用した流速計はアンデラモデル4型である。

原データより推定される事

13図は2月15日の各stのX成分の流速曲線である。以下のstはすべて流速測定点を意味している。(1図参照)

流速曲線の特徴が同図に現われている。原データの流速曲線はベースの部分にあたる矩形波とその矩形波上に存在している不規則波とに分けて考えることができる。12月15日の流況を13図よりみると、零時から14時にかけて定常な北流があり、15時から16時の転流時に不連続的になる。そして、17時から20時にかけて比較的安定した南流状態になり、その後又転流している。

Y成分は各stにおいてX成分より不規則である。流れの場合は風より陸地境界の影響を慣性効果としてうけやすく、陸地にそった南流か北流が卓越することが考えられる。今回の観測においては、12月15日のような特徴ある流況はまれでなく全期間中の $\frac{2}{3}$ が矩形波をベースにした流況であった。

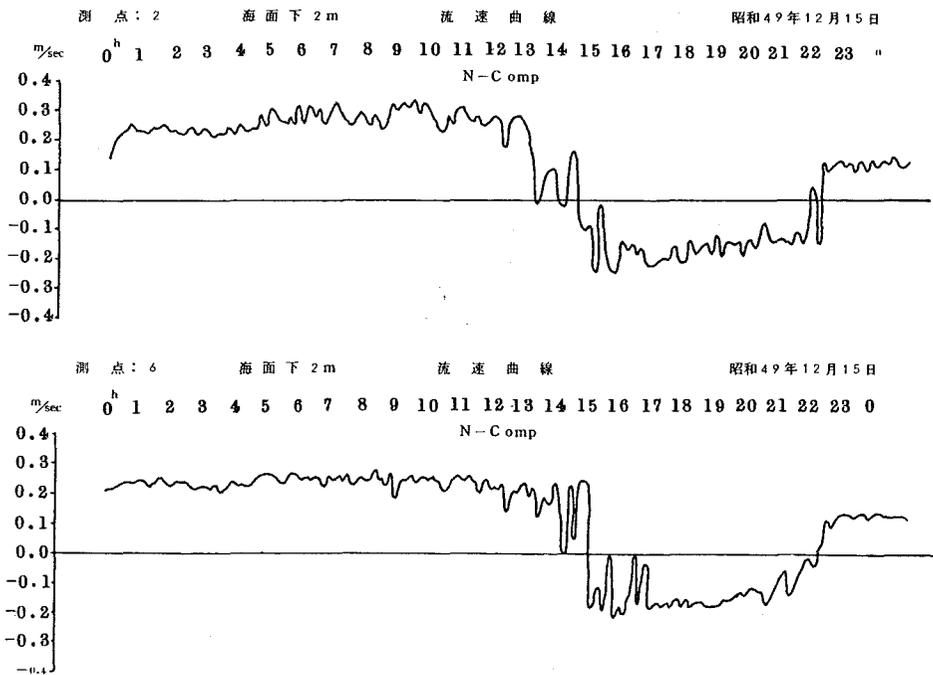


Fig. 13 X成分の流速曲線

統計解析より推定される事

各stの自己相関係数(14図)をみると、同じ形状をしている。相関係数が1回目に零になるラグタイムは約15時間くらいである。

次にst. 2を基準にして、st. 3, st. 4, st. 5, st. 6との間における関係を統計解析の結果から考えてみる。15図はst. 2のX成分と上記の各stのX成分との相互相関係数である。各stまでの距離はst. 2を基準にすると、それぞれ10m, 40m, 90m, 190mである。st. 2の位置は放水口より南に700mで沖に1kmである。平均流速が約15cm/secなので、st. 2を通過する乱流が各stを通過するには最低66sec, 266sec, 600sec, 1266secの移動時間が必要となる。相関計算の1ラグタイムは300secなので、st. 3, st. 4は1ラグタイム、st. 5は2ラグタイム、st. 6は5ラグタイムの範囲に入るが15図をみると各stの相互相関係数のピークの位置はほぼ零に等しい。

この原因は14図で示すように流況自体の持続時間が長いことと、各stの流況が同時性を保っているためであろう。

流況の基本となる矩形波は各stとも長時間安定した状態を保ちながら、南流と北流に転流している。その結果として、各stの自己相関係数の形状はこの矩形波の転流時間に依存していて、さらに各stの流況が同時性を保っているために相互相関係数も同様なメカニズムになっていると想定される。

以上の結果は後記のスペクトル等においても現われている。st. 2の流速データを基準として、各stの流速データ間との相互関係を位相特性とコヒーレンシ、スペクトル等の統計量からみる。

16図と17図からst. 2と各st間でのコヒーレンシと位相特性がわかる。コヒーレンシは低周波領域で高く、その帯域において位相差はだいたい零に近い値である。スペクトル(18図)は前記の低周波領域においてパワーレベルが非常に大きい。18図の流れのスペクトルは各stともほぼ同一の形状をしていて、高周波領域において若干異なっている。そして前報¹⁾と同様特定の周波数にピークは存在しなかった。

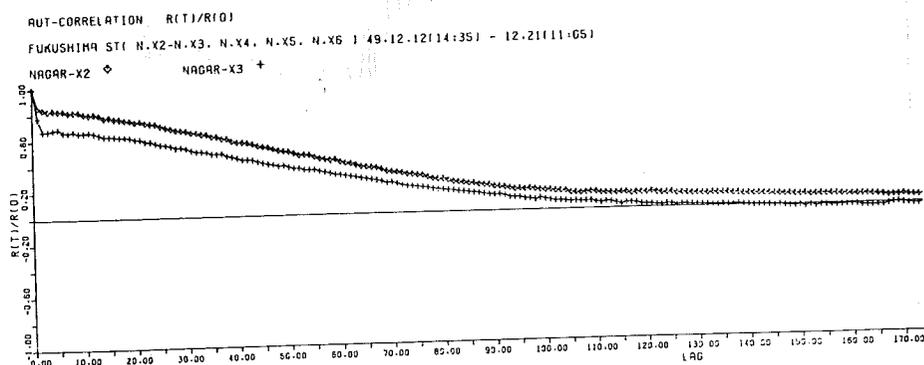


Fig. 14 st. 2とst. 3の流速のX成分の自己相関係数

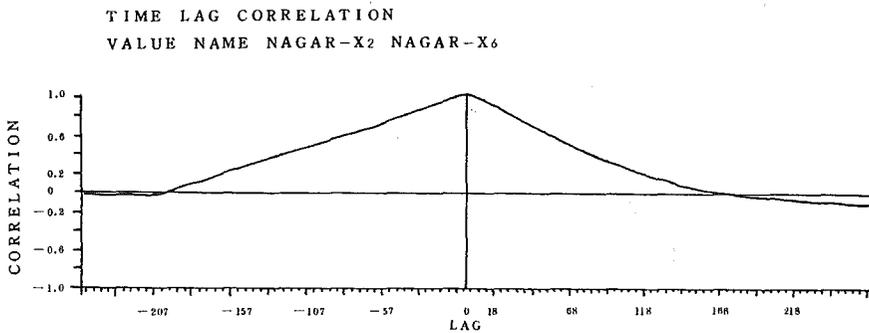
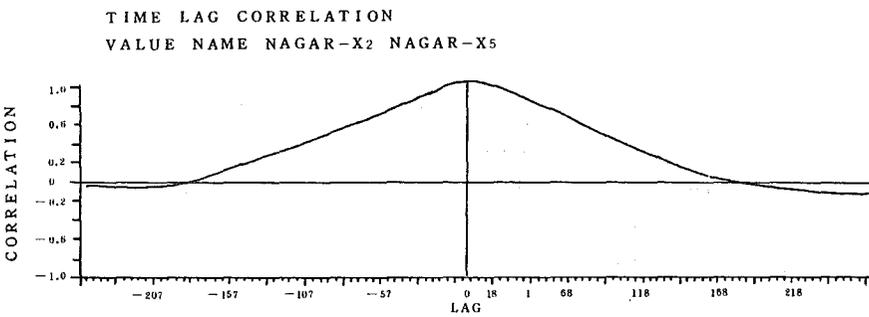
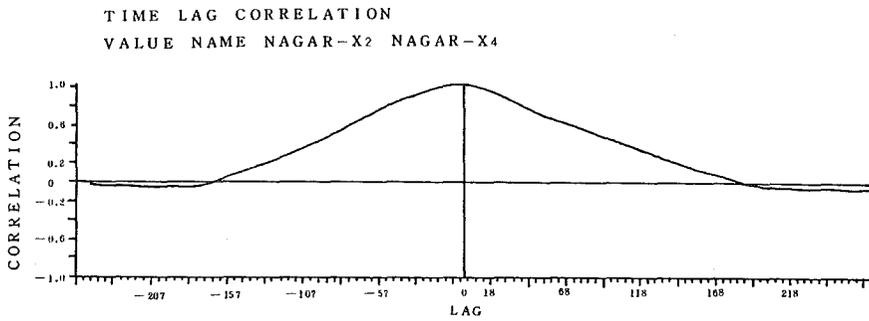
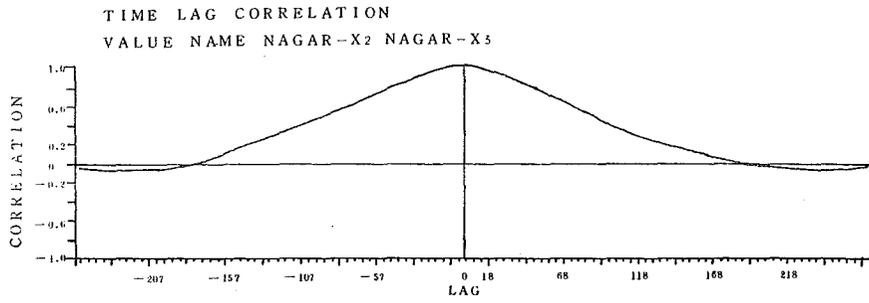


Fig. 15 st. 2 と各 st との相互相関係数

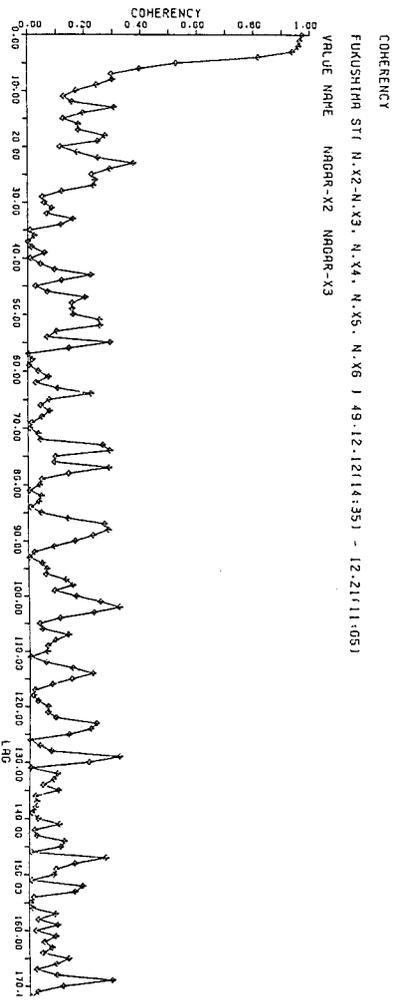


Fig. 16 st. 2 と st. 3 の流れの X 成分のコヒーレンシ

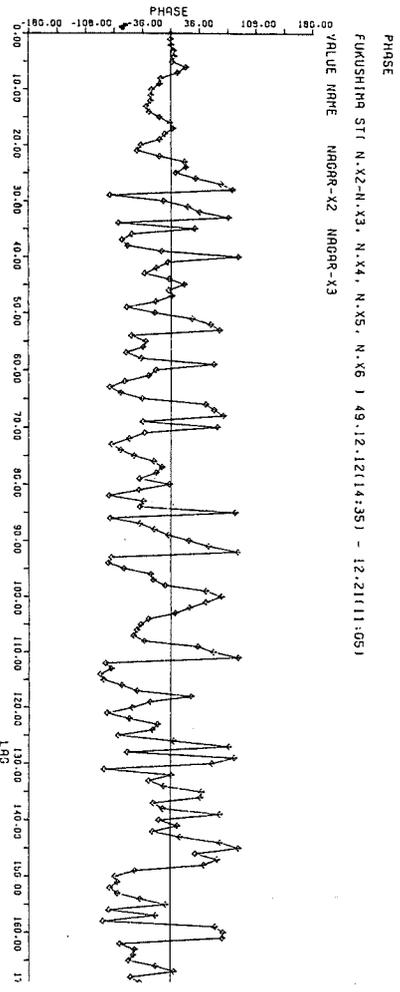


Fig. 17 st. 2 と st. 3 の流れの X 成分の位相特性

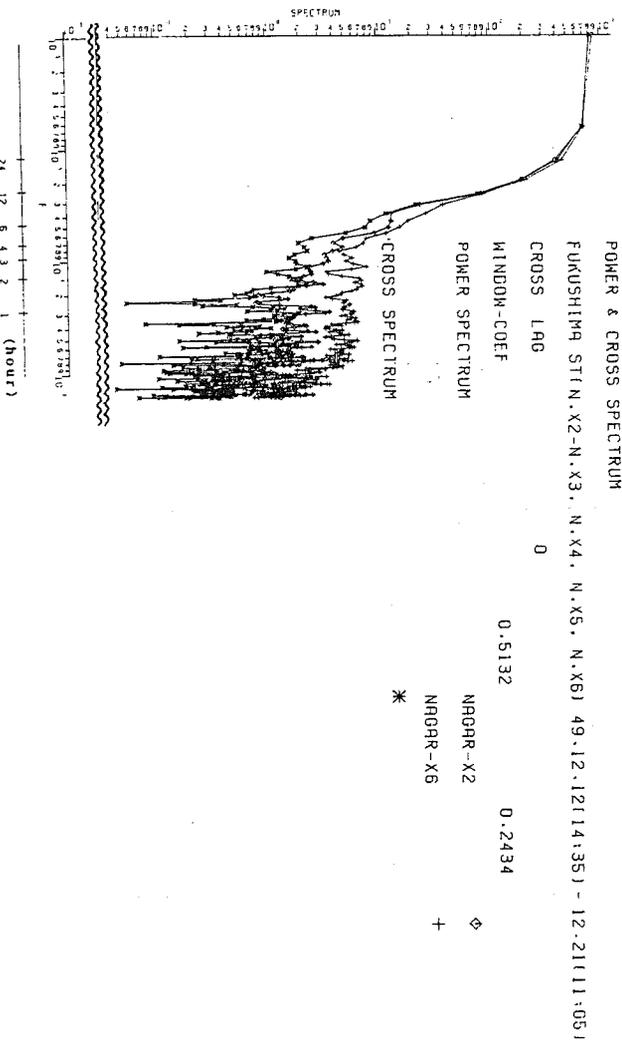


Fig. 18 流れの X 成分のパワー・スペクトル

流れのスペクトル関数

前節から問題にしているスペクトルの形について考えてみる。流速曲線（X成分）が2つの波形にモデル化され、ベースになる矩形波のスペクトルを S_K 、不規則波のスペクトルを S_R とする。 S_K と S_R の和として流速曲線のスペクトル S_P が定義される。 $S_P = S_K + S_R$ 、このことをモデル化しているのが19図である。 S_P のうち大部分をしめるのが S_K であり、 S_P の基本となっており、 S_R は高周波領域での振動部分に現われる。 S_K のスペクトルは次のように考えることができる。振幅が一定で、ゼロクロスする間隔がランダムな自己相関関数は $C_K(\tau) = E^2 \cdot \text{EXP}(-f_0 |\tau|)$ となる。ここで、 E は矩形波の振幅で f_0 は単位時間内にこの矩形波がゼロクロスする回数の平均値の2倍である。そのような矩形波のスペクトルは次のようになる。（付録参照）

$$C_K(\tau) = E^2 \cdot e^{-f_0 |\tau|}$$

$$S_K(f) = \frac{E^2}{\pi} \cdot \frac{f_0}{(f_0)^2 + (2\pi f)^2}$$

流速曲線から計算された $C(\tau)$ 、 $S_P(f)$ および、 $C_K(\tau)$ 、 $S_K(f)$ より E および f_0 が推定され、 E （矩形波の振幅）は約15cm/secで、 f_0 （ゼロクロスの平均回数/2倍/DAY）は約3.8である。この f_0 は流況の1日の転流回数と関係している。 S_P 曲線と上式より計算された S_K 曲線を20図に載せる。

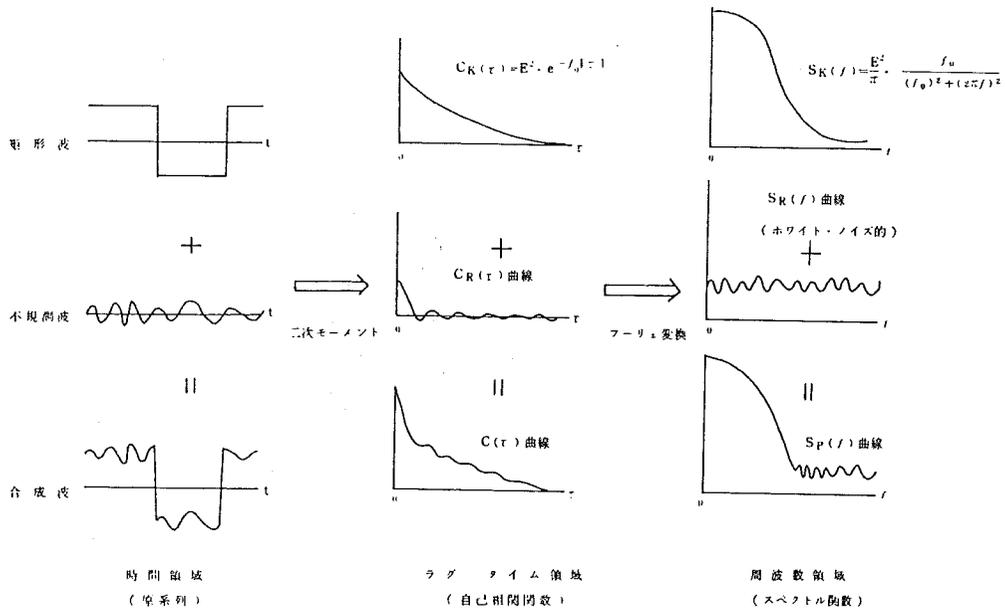


Fig.19 流速スペクトルの模型図

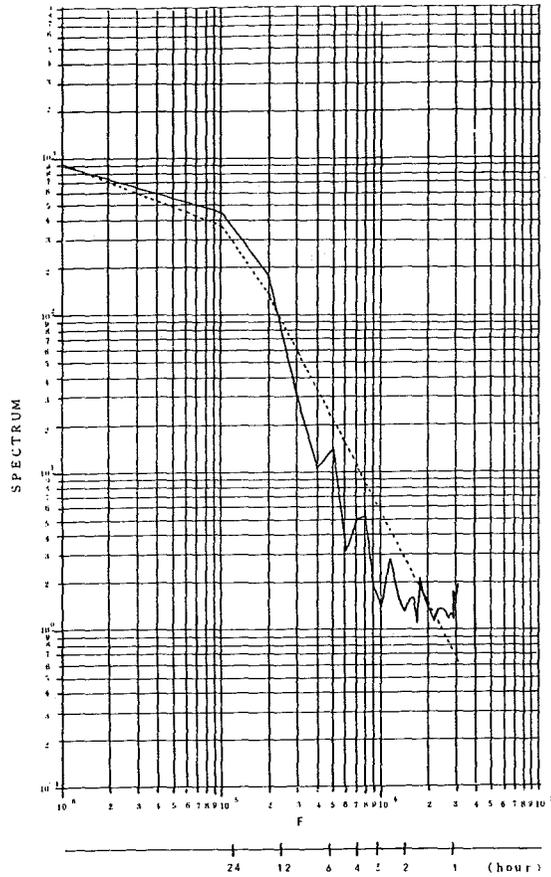


Fig. 20 スペクトル関数 (実線はSp曲線 (st. 2), 破線はSk曲線)

考 察

前報¹⁾に引続いて、原発前面海域の砕波帯外の流動要因分析を行なった。前報¹⁾において、吹送流系が流動の主要因であろうと想定したが、今回もまずこの点について検討を加えてみた。その結果、下記の理由により、この時期の流動の主要因が吹送流でないことが明らかになった。

今回の観測期間を通じて風は北西の季節風が卓越していた。吹送流系にとって入力条件となる風について、そのローカリティを2つのステーション(防波堤上(st. 1), タワー上(st. 2))の風のデータ(2図)から考察すると、まずタワー上の風は防波堤上にくらべて、風速が2~3倍大きい。次に統計的特性の差について考えると、両stの風速とX成分(岸に平行な方向)の自己相関係数(3図)には、ほとんど差は見られないが、8図の風向の自己相関係数においては大きな違いが見られる。st. 1の風向の自己相関係数はst. 2に比べて、減衰が早く、又50ラグタイム以降で振動している。このst. 1における風向の自己相関係数の振動は、渦状の風が相関係数の振動周期で反転しているために起きているものと思われる。

両stの風向の自己相関係数とパワースペクトルの形について考察してみると

$$C_1(\tau) = e^{-a_1 \tau} \quad (\text{st. 1 の風向の自己相関係数})$$

$$C_2(\tau) = e^{-a_2 \tau} \sum_n k_n \cos b_n \tau \quad (\text{st. 2 の風向の自己相関係数})$$

ここで、 k_n は $\sum_n k_n = 1$ を満たす。

$$\begin{aligned} P_1(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a_1 \tau} \cdot e^{-i\omega \tau} d\tau \\ &= \frac{a_1}{\pi} \cdot \frac{1}{a_1^2 + \omega^2} \quad (\text{st. 1 の風向のパワースペクトル}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_2(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a_2 \tau} \cdot \sum_n k_n \cdot \cos b_n \tau \cdot e^{-i\omega \tau} d\tau \\ &= \frac{1}{2\pi} \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a_2 \tau} k_n \cos b_n \tau \cdot e^{-i\omega \tau} d\tau \\ &= \frac{1}{2\pi} \sum_n \left\{ \frac{1}{a_2^2 + (b_n + \omega)^2} + \frac{1}{a_2^2 + (b_n - \omega)^2} \right\} \\ &\quad (\text{st. 2 の風向のパワースペクトル}) \end{aligned}$$

$P_1(\omega)$ のスペクトル形はスロープが ω^{-2} の一様減衰であり、 $P_2(\omega)$ は $\omega = b_n$ で離散的ピークをもつスペクトル形である。 a_1 の値を 8 図より求めると 0.031 となるが、 a_2 、 k_n 、 b_n 値については振動部分が単一成分だけではなく、求めるのは簡単ではない。

風向に関しては、両 st で大きく統計的特性が異なり、防波堤上の風はタワー上の風に比べて持続性がなく吹送流を考察する場合安定な入力条件とはなりえない。

次に 2 図、13 図より 12 月 15 日の風と流れのデータを比較すると、流れは風に対して反対であり、この現象は全期間を通じて見られる。9 図より浪江沖の水深別の流速データをみると、吹送流特有の流速分布はみられず、又同時に 10 Km ほど離れた大熊沖の流速データを参照すると、両データの間大きなタイムラグがなく、流況もよく似ていることから、この時期の流動はラージスケールの流れであることがわかる。

11 図、12 図より風と流れとの間のコヒーレンスは一般的に低く、そして位相特性はランダムである。これまでの考察の結果、吹送流がこの時期の流動主要因でないことは明らかである。

流動特性について、もう少し詳しく調べてみると次のようになる。

流れの特性を 13 図からみると、転流状態は鋭く、転流と転流との間はかなり安定である。15 図のスペクトルモデルから、矩形波の自己相関係数 $C_K(\tau)$ の積分時間スケールは f_0^{-1} になる。大熊沖の各 St. における f_0 の値は 3.8/DAY であり、現象の時間スケールを積分時間スケールの 2 倍を指標にすると、12 時間半程になる。次に、9 図を含む数多くの原データから、転流時刻を参考にして浪江と大熊の両地点のタイムラグを推定すると、1~1.5 時間程度であった。このことを、長周期波(周期が数時間以上)が南進し、波動現象として転流が生じていると仮定すると、波動の位相速度は 9~13

km/hourになり、流動の空間スケールを長周期波の波長に代表させると、 L (空間スケール) $=V$ (位相速度) $\times T$ (時間スケール)で表わされ、 L の値は112~162 kmくらいになる。従って、1図の各St.の範囲くらいでは、相互相関係数のピーク位置は零に近くなり(15図)、各St.間での低周波領域の位相差もほとんどなく(17図)、さらに各St.のスペクトル形もほぼ同一(18図)である。

各stで流動が同時性を保っていることは、14図の流動の自己相関係数と15図の相互相関係数の形状がほぼ同一である事から確かめられる。

流動のスペクトル構造について、19図のスペクトル模型を仮定して考察すると、流動のスペクトルは13図の中に見られる矩形波に相当するスペクトル(S_K 曲線)と不規則波に相当するスペクトル(S_R 曲線)から形成され前者が支配的であり、高周波領域での振動現象は S_R 曲線に関係している。

現象にあてはめてみると、 S_K 曲線は海流系のような矩形波に相当し、 S_R 曲線は吹送流やその他のローカルの流況に関係していると思われる。流動のスペクトル形を上記のように仮定して計算すると、海流系の流速は約15 cm/secで、1日当たりの転流回数は2回弱である。このような諸量について推定できるのは、19図で提案したスペクトル模型から矩形波スペクトルに基づく解析を実行することによって始めて可能となり、これを18図の流動スペクトルから考察するだけでは、単にスペクトルの中に特異なピークが存在しないという情報しか得られない。つまり、この種のデータ分析にとって重要なことは、原データ(時間領域)を基礎においたスペクトル解析を行なうことである。

計算されたスペクトルの勾配は f^{-2} に従っており、乱流の慣性領域におけるスペクトル勾配の $f^{-5/3}$ 乗則よりも大きな勾配となっている。(20図)

結 語

原子力発電所・前面海域の流動および風について、流動の主要因、岸に平行な方向(X成分)の流動特性および、タワー上と北防波堤上での風のローカリティについて、それぞれ次に示す結果を得た。

1. 風はタワー上と防波堤上とは統計的特性が異なり、特に冬期の季節風が卓越する場合には、防波堤上の風は、吹送流の解析をする場合、あまりいい入力条件とはなりえない。
2. 今回の観測においては、風と流れの間には、あまりはっきりした傾向がつかめなかった。
3. 今回の観測においては、支配的な流動の要因として吹送流が否定され、海流系のような流れが考えられる。
4. 流動は同時性を保っており、乱流理論の中で仮定される、フローズン・パターンは通用できない。
5. 流動の時間スケールを積分時間スケールの2倍を指標に考えると、約12時間半くらいになる。
6. 流動の空間スケールを時間スケールと位相速度から推定すると、112~162 kmくらいになる。
7. 流動の平均流速は少なくとも15 cm/sec以上あり、1日当たりの平均転流回数は約2回である。
8. 流動のスペクトル勾配は f^{-2} に従っており、乱流の慣性領域における $f^{-5/3}$ より大きな勾配となっている。

流動特性について、前回と今回では支配要因が異なっていたが、この点については今後の研究課題としてさらに多くのケースのデータを整理して検討していくつもりである。又流速計を岸から沖合に配列して観測し、岸からの距離によって流況がどのように変化するかをそのデータを基にして、碎波帯内外の相互作用を解析するつもりである。さらに今まで採り上げなかった流速のY成分(岸に垂直な成分)についても波浪との関係から、定性的な意味づけを考えていく方針である。

最後にこの研究をまとめるにあたって、常に有益な助言をしていただいた農林省・農業土木試験場・水産土木部の木村晴保氏にたいして深謝すると共に、この研究の基礎となった流速および風速のデータを心よく提供し、協力下さった東京電力福島第1原子力発電所・土木課並びに東北電力浪江小高地点原子力準備事務所の諸氏にたいして謝意を表するものである。なお、計算に際しては東京電力(KK)の全面的な協力を得た。

付 録

今、流動の現象が2値不規則信号 $x(t)$ であり、その信号が τ 時間内に k 回ゼロクロスする確率がポワソン分布に従うと仮定する。ポワソン分布は

$$P(k) = \frac{(\lambda \cdot \tau)^k}{k!} \cdot e^{-\lambda \tau}$$

ここで λ は単位時間内にゼロクロスする回数の平均値である。

この信号の自己相関関数とパワースペクトルを計算する。

$X = x(t) \cdot x(t + \tau)$ は2つの値をとり得る確率変数である。即ち、 E^2 と $-E^2$ であり、 E^2 になりえる場合は τ 時間内に現象が偶数回ゼロクロスする時で、一方、 $-E^2$ になりえる場合は τ 時間内に現象が奇数回ゼロクロスする時である。

$$\begin{aligned} \overline{x(t) \cdot x(t + \tau)} &= \int_{-\infty}^{\infty} X \cdot P(X) dX \\ &= E^2 \cdot \sum_{k=even} P(k) - E^2 \cdot \sum_{k=odd} P(k) \\ &= \frac{1}{2} E^2 (1 + e^{-2\lambda\tau}) - \frac{1}{2} E^2 (1 - e^{-2\lambda\tau}) \\ &= E^2 e^{-2\lambda\tau} \end{aligned}$$

ここで、 $2\lambda = f_0$ とおけば

$$\begin{aligned} C(\tau) &\equiv \overline{x(t) \cdot x(t + \tau)} \\ &= E^2 e^{-f_0 \tau} \end{aligned}$$

パワースペクトルは自己相関関数のフーリエ変換である。

$$\begin{aligned} S(f) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} E^2 \cdot e^{-f_0\tau} \cdot \cos \omega\tau d\tau \end{aligned}$$

$$= \frac{E^2}{\pi} \cdot \frac{f_0}{(f_0)^2 + (2\pi f)^2}$$

参 考 文 献

- 1) 中村義治：福島県沿岸の流況解析-I，福島水試研究報告第3号，（1975）
- 2) 堀川明：ランダム変動の解析，共立出版，pp. 129～130，（1970）
- 3) 吉村功・石井泰・大岡崇：測定値の統計的処理，電気学会，pp. 99～100，（1971）
- 4) 寺本俊彦：海洋物理学 I，東京大学出版会，pp. 93～126，（1974）
- 5) 富永政英：海洋波動，共立出版，pp. 471～515，（1976）