

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT

---

VOL. 19

NO. 2



JUNE 1980

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



正 誤 表

頁	欄	行	誤	正
73	式 (2.3)		$(m_1+m_2)\frac{d^2y_1}{dt^2}+m_2\frac{d^2y_2}{dt^2}+c_1y_1$ $-m_2l\frac{d^2\theta}{dt^2}=0$	$(m_1+m_2)\frac{d^2y_1}{dt^2}+m_1\frac{d^2y_1}{dt^2}+c_1y_1$ $-m_1l\frac{d^2\theta}{dt^2}=P_w$
81	右	下から 4	のうちに	のように
83	左	上から 4	3200 tf/cm	3200 tf/m
84	"	"	衝衝速度	衝突速度
88	"	" 9	考慮	考察

頁	欄	行	誤	正
115		上から 8	0.01~5 Hz の周波数の	0.01~5 Hz の周波数の
119	右	下から 6	模擬の	模擬の
120	図-2.1			削除
123	左	上から 5	$-2\rho g d \overline{BGM}\varphi$	$-2\rho g d \overline{BGM}\varphi$
124	右	下から 5	橋りょう梁などの	橋りょうなどの
"	"	" 2	春一番のとき風速の	春一番のときの風速の
126	図-3.3			削除
135	右	上から 7	ベキ指数	べき指数
136	"	下から 9	16.3 m/s <sup>2</sup>	16.3 m/s,
139	"	上から 8	時々刻々と	時々刻々と
142	"	" 9	シミュレーションモデルに	シミュレーションモデルに
143	"	" 14	高さ 25 m がとすると	高さが 25 m とすると
"	"	下から 13	10 <sup>2</sup> ~10 <sup>3</sup> 程度の	10 <sup>2</sup> ~10 <sup>3</sup> 程度の
145	"	" 7	風荷重などの	風荷重などの
147	"	" 6	シミュレーショ	シミュレーショ
150	"	上から 5	シミュレーション	シミュレーション
"	"	" 11	シミュレーション	シミュレーション
151	表-7.5 (その 1)	ケース番号 1	49,340	49,390
"	"	"	23,400	23,480
"	" (その 2)	ケース番号	<b>13</b>	<b>13</b>
153	表-7.7 (その 1)	表題	パネの変位 (その 1)	パネの変位 (その 1) Y 方向
"	" (その 2)	"	パネの変位 (その 2)	パネの変位 (その 2) X 方向
155	左	下から 4	5,675 tf·m	5,678 tf·m
"	"	" 2	49.6 cm	49.5 cm
155	右	上から 4	0.86×10 <sup>-3</sup>	1.28×10 <sup>-3</sup>
"	"	"	4 cm 程の	6 cm 程の
156	左	下から 1	シミュレーション	シミュレーション
"	右	" 8	シミュレーション	シミュレーション

頁	欄	行	誤	正
177	右	下から 4	内節近 0 を	内節点 0 を
179	式 (3.29)		$W_0 = \{\delta_e\}^T [K] \{\delta_e\}$	$W_0 = \{\delta_e^*\}^T [K] \{\delta_e\}$
183	図-4.2 左	$\omega$ 厳密解	1.0	1.0×10 <sup>-1</sup>
"	" 右	"	1.00	1.00×10 <sup>-1</sup>
184	図-4.2	"	1.132	4.13×10 <sup>-1</sup>

# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第19巻 第2号 (Vol. 19, No. 2), 1980年6月 (June 1980)

## 目 次 (CONTENTS)

1. 埋立護岸における裏込砂の浄化効果に関する実験……………門 司 剛 至………… 3  
(Experimental Study on Purification Effect of Backfilling Sand Used for Revetments  
for Reclaimed Land……………Takeshi MONJI)
2. けい留中の大型タンカーの衝突力……………上 田 茂・佐藤喜一………… 67  
(Impact Force by VLCC Moored to Dolphin……………Shigeru UEDA and Kiichi SATOH)
3. 海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析……………清 宮 理………… 115  
(The Properties of Wind above Sea and the Oscillation Analysis of Floating Bodies  
(Rectangular Cross Section) subjected to Wind Force ……………Osamu KIYOMIYA)
4. 有限要素法による鉄筋コンクリートスラブの弾塑性解析……………関口信一郎………… 169  
(Elasto-plastic Analysis for Reinforced Concrete Slabs by Finite Element Method  
…………… Shin-ichiro SEKIGUCHI)

### 3. 海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析

清 宮 理\*

#### 要 旨

ドルフィンなどの係留施設で拘束されて海面上に浮かぶ浮遊式構造物が風外力を受けたとき、その動揺の性状及び係留施設の挙動について検討を行った。風は時間的かつ空間的に異った性質を持つがその性質については十分解明されていない。そこで大阪湾で取得した風の実測データの解析を行い海上風の基本的な性質を把握するとともに、この結果を参考に浮遊式構造物に作用する風外力の算定式について、2, 3 の提案を行った。浮体の動揺特性を把握する目的で3種類の仮想の浮体モデルを対象に、風のパワースペクトルの種類、風の分布形、係留特性などを変えて動揺シミュレーション計算を実施した。以上の解析と計算結果から次に示す主要な結論を得た。

- 1) 実測データから得られた風の水平方向のパワースペクトルは、0.01~5 Hz の周波数の範囲内で日野あるいは Davenport のパワースペクトルと比較的良くその性状が一致した。
- 2) 海上風のうずの大きさは、主流方向に 80~350 m、横方向に 15~40 m であった。
- 3) 海上風 (10 分間連続観測) の方向分散は小さい。
- 4) 比較的長い固有動揺周期を持つ浮体では、Davenport のパワースペクトルから作成した風外力が日野のパワースペクトルよりも大きな動揺値を浮体に与える。
- 5) 規模の大きい浮体では、風の空間変動あるいは風速の平面的な分布を考慮する必要がある。
- 6) 風の上下成分による風外力あるいは浮体表面に作用する風の摩擦力が浮体の動揺に与える影響は通常少ない。

---

\* 構造部 主任研究官

**The Properties of Wind above Sea and the Oscillation Analysis of  
Floating Bodies (Rectangular Cross Section)  
Subjected to Wind Force**

**Osamu KIYOMIYA\***

**Synopsis**

In this report, I wish to examine the oscillation of floating bodies and the behavior of the mooring system subjected to wind force.

It is well-known that the properties of wind vary with time and place, however there are some points which are uncertain at the present time, especially in wind above sea. Therefore I analyzed wind data obtained by sonic anemometers at Ohsaka Bay, and studied the fundamental properties of wind above sea.

I propose a few estimated methods of wind force acted on floating bodies, based on the result of wind observation. I carried out some numerical simulations by computer on three floating body models in order to know the effects by species of power-spectrum of wind, wind distribution, the characteristics of springs and so on. The summary of the results obtained within the limits of the above research is shown below.

- 1) The properties of power-spectrum calculated by horizontal component of wind data agree fairly with power-spectrum proposed by Davenport or Hino, in the range 0.01 Hz to 5 Hz.
- 2) The alongwind scale of turbulence is in the range 80 m to 350 m, and lateral scale is in the range 15 m to 40 m.
- 3) The angular distribution of 10 minutes in wind is very small.
- 4) Wind force calculated from power-spectrum proposed by Davenport gives larger value of the oscillation of floating bodies vibrating in comparatively low natural frequency than wind force from power-spectrum proposed by Hino.
- 5) It is necessary to consider the space correlation and spatial distribution of wind for large floating bodies.
- 6) It is unnecessary to consider the wind force due to vertical wind or the friction force on the surface of floating bodies seriously for the oscillation of them.

---

\* Senior Research Engineer, Structures Division.

## 目 次

要 旨 .....	115
1. ま え が き .....	119
2. 動揺シミュレーション手法 .....	120
2.1 浮遊式構造物の基本運動方程式 .....	120
2.2 基本運動方程式の解析手順 .....	121
3. 風の基本的な性質 .....	124
3.1 風の概説 .....	124
3.2 大阪湾で取得した風の記録について .....	126
4. 海上での風の時間的な性質 .....	133
4.1 水平方向の風のパワースペクトル .....	133
4.2 上下方向の風のパワースペクトル .....	137
4.3 風の方向分散 .....	139
5. 海上での風の空間的な性質 .....	140
5.1 風の平面的な分布形 .....	140
5.2 風の空間相関 .....	142
6. 動揺シミュレーションに用いる風荷重 .....	142
6.1 考慮する風荷重 .....	142
6.2 浮遊式構造物に作用する風圧力 .....	143
6.3 浮遊式構造物に作用する摩擦力 .....	144
7. 動揺シミュレーション計算 (例) .....	144
7.1 計算条件と計算ケース .....	144
7.2 計算結果 .....	146
7.3 計算結果の考察 .....	150
8. 結 論 .....	160
あとがき .....	161
謝 辞 .....	161
参考文献 .....	161
付録 A. Wilson- $\theta$ 法 .....	163
付録 B. パワースペクトルの計算手順 .....	163
付録 C. Davenport のパワースペクトルと日野のパワースペクトル .....	164
付録 D. 水平方向に長い浮体にかかる外力のパワースペクトル .....	165

## 1. ま え が き

国土が狭隘で天然資源の乏しい日本では、海洋空間を積極的に開発してゆく必要がある。海洋空間の一部ともいえる臨海部では既に大規模な埋立工事により広大な面積の土地が造成され、かつ防波堤、シーバースなどの港湾施設も数多く建設されてきており、広い意味あいにおいては着々と海洋開発が進展しているともいえよう。将来においては海洋空間を活用すべく各種の施設を外洋に建設したいとの要請が高まるものと予想されるが、同時に臨海部の開発もさらに進められてゆくのでこれらの港湾施設は、増々沖合の水深の深い所で建設されることになるであろう。

従来の海洋施設の多くは、海底に着底するかくいなどで海底に固定する工法でもって建設されてきた。

しかし、経済性や施工性などの観点から、施設をその浮力でもって海面上に浮かせ、ワイヤーあるいはチェーンやドルフィンなどを用いた係留施設で設置場所に定着するいわゆる浮遊式構造物が最近脚光を浴びている。

現在構想のあげられている施設の種類として、浮防波堤、海上空港、海上発電所、洋上石油備蓄タンク、あるいは海上都市などがある。これらの施設が実際に建設されれば非常に大規模な浮遊式構造物となる。ところで、浮遊式構造物として航路浮標、ボンツーンや試験的なアクアポリスなどが既に建設されてきている。また係留中の船舶なども一種の浮遊式構造物と見なせよう。

着底式(あるいは固定式)構造物と異なって浮遊式構造物は、地震や海底地盤の沈下などの影響をあまり受けないという利点がある反面、波浪、潮流、風などの外力によって海面上を移動するという弱点もある。したがって施設の稼働性や安全性の面からその移動を許容できる範囲内に拘束しなければならず、このために浮遊式構造物の移動量、動揺周期、あるいは係留系に生ずる反力などの動揺性状について事前に適切に評価する必要がある。

ところで、日本沿岸では、秋口の台風や春先の低気圧の通過、あるいは冬季の季節風などにより、非常に強い風が吹く。例えば、昭和39年9月に日本に襲来した伊勢湾台風では、伊良湖で最大平均風速が45.4 m/s、昭和36年9月の第二室戸台風では、室戸で同じく66.7 m/sの風が観測された。

このように強大な風が吹くものの、着底式の海洋構造

物では、波浪、地震や海底地盤の沈下などが構造物の設計に大きな影響を与えると想定し、風外力は二次的なものとして従来取扱ってきた。一方長大スパンのつり橋や高層ビルなど風による影響を受けやすい構造物については、風に対する安全性の評価が重要な課題となっている。浮遊式構造物でも、係留施設が柔な構造物であるので、風の影響を考慮する必要がある。しかも海面上に露出している部分が大きい浮遊式構造物では、風外力も相当な大きさとなるし、風の息する周期と浮遊式構造物のもつ固有動揺周期とが近い場合には、浮遊式構造物が大きく動揺することが考えられる。また防波堤や島などで浮遊式構造物が波浪から遮へいされていたり、あるいは波浪の影響を少なくするため、この構造物が多数の円柱浮体で支持されている場合(半潜水型浮体)などでは、浮遊式構造物の動揺性状に対して風外力の影響が波浪外力よりも支配的となる。

ところで係留中の浮遊式構造物が波浪などの外力を受けたときの動揺性状については既に多くの研究報告がなされている。しかしその多くは水と構造物(係留系を含む)との相互作用に関するもので、風の要因を考慮した研究報告は少ない。風の要因を取り入れたとしても、風を一定風(風速が時間とともに変動しない)あるいは正弦波形をした変動風<sup>り</sup>と、比較的簡単に取扱ってきた。しかし風は時間的かつ場所毎に、たえず変動しながら吹いており、その性質は複雑であることは良く知られている事実である。風の影響が支配的と考えられる場合にはこれらの風の性質を十分考慮した上で、風外力の設定を行い、これに対する浮遊式構造物の動揺性状を適切に評価しなければならない。

現在風の基本的な性質をは握するため、野外観測や風洞実験などが各方面で鋭意実施されており、数多くの有益な情報もたらされている。しかし十分に解明されていない事項も多いのも現実である。特に海上での風に関する情報は十分とは言えない。そこで大阪湾での風の野外観測から得られた風データの結果の整理を行い、海上での風の基本的な性質を把握することにした。またこの観測結果を基に風の時間的かつ空間的な性質を考慮して模疑の風外力の作成プログラムを開発し、かつ浮遊式構造物の動揺解析プログラムの整備を行った。これらの計算プログラムを用いて、浮体の諸元、係留系の特性などを変えていくつかの計算を実施し、風外力を受けたときの浮遊式構造物の動揺値の算定を行い、その定性的な挙動をは握した。本報告では、これらの結果とその考察に

ついて述べる。(本文中では浮遊式構造物を浮体と略称する。)

## 2. 動揺シミュレーションモデルの作成

### 2.1 浮遊式構造物の基本運動方程式

波浪、風、潮流などの外力が水面上に浮かぶ浮体に作用すると、浮体は動揺する。また外力により動揺する浮体は、周辺の水に波を発生させる。浮体の動揺の振幅が微妙であり、さらに入射波、反射波、浮体の動揺により生ずる発生波、あるいは、浮体前面から後面へ伝わる伝達波などの波の同志の相互干渉を無視できると仮定すれば浮体に作用する力は、(1) 浮体が固定されている状態で作用する波浪や風などの外力と、(2) 静水中で浮体が動揺するとき浮体に生ずる力を各々独立して算定して、その合計として求めることができる。

固定されている浮体に作用する波力は、入射波による力 (Froude-Krilov の力) と反射波、伝達波及び散乱波による力 (Diffraction force) に分かれる。本報告では、波浪外力を考慮せず風外力のみによる浮体の動揺について述べるので、これら波浪の力は浮体に作用しないものとする。したがって本報告では、浮体に作用する外力の種類は、風だけを考えるものとする。

風外力によって水平方向あるいは上下方向に移動したり、浮体の重心を中心に回転する浮体は、浮体周辺の水粒子の加速度や速度に比例する力を受ける。加速度に比例する力は、慣性抵抗力と呼ばれ、見かけ上浮体の質量が増加するものと取扱える。これを付加質量と言う。速度に比例する力は、造波減衰力である。慣性抵抗力と造波減衰力を合計した力を造波抵抗力と一般に呼んでいる。また浮体の動揺中、静水圧的な浮力もまた変動するので、その復原力も浮体は受けることになる。さらに係留施設によって浮体の動揺は拘束され、その拘束力が浮体に作用する。以上述べた、浮体に作用する力の関係<sup>2),3)</sup>を式 (2.1) に示す。

$$\begin{aligned} & (\text{浮体の質量}) \times (\text{浮体の加速度}) \\ & = (\text{風外力}) + (\text{造波抵抗力}) + (\text{静水圧的復原力}) \\ & \quad + (\text{係留施設による拘束力}) \end{aligned} \quad (2.1)$$

ところで三次元のく形の浮体は、図-2.1 に示すとおり、動揺に関して6つの運動成分を持つ。すなわち、 $x$  軸に関して、前後揺 (サージ)、横揺 (ロール)、 $y$  軸に関して、左右揺 (スウェイ)、縦揺 (ピッチ)、 $z$  軸に関して、上下揺 (ヒープ)、船首揺 (ヨウ) である。これら6つの運動成分は互に独立とは限らず、ある一つの運

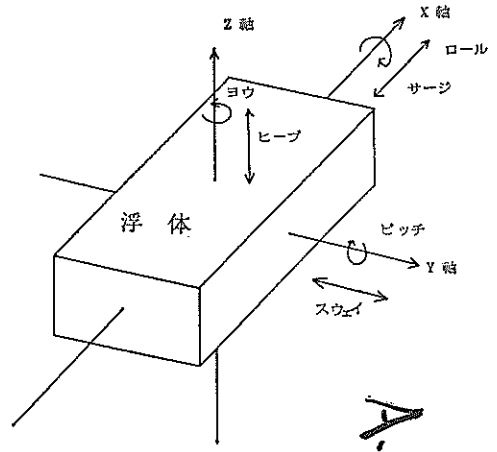


図-2.1 浮体の動揺成分

動成分が他の運動成分に影響を及ぼす。たとえば、く形の浮体では、左右揺 (スウェイ) と横揺 (ロール) とが連成することになる。これは、浮体の重心と外力の作用点が一致しないために生ずるものである。

いま浮体の座標を 図-2.2 に示すように設定する。すなわち、

- $x$ : サージによる  $x$  軸方向の変位
- $y$ : スウェイによる  $y$  軸方向の変位
- $z$ : ヒープによる  $z$  軸方向の変位
- $\phi$ : ロールによる  $x$  軸回りの回転角

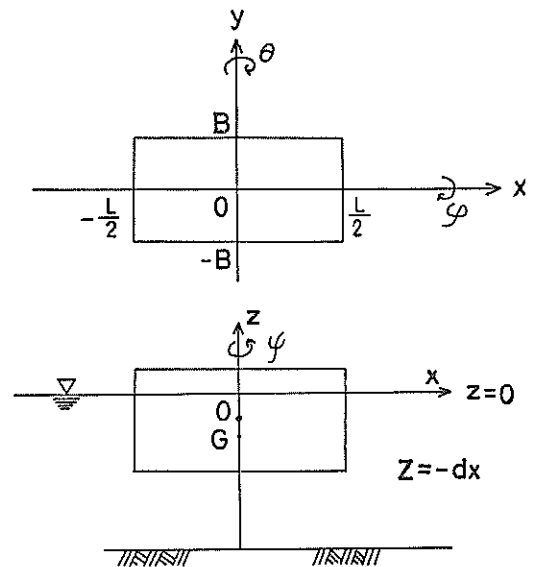


図-2.2 浮体の座標系



海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析

$\theta$ : ピッチによる  $y$  軸回りの回転角  
 $\phi$ : ヨウによる  $z$  軸回りの回転角  
 これらの表示を用いると、浮体の基本運動方程式として式(2.2)が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \text{サージ}(x) : & L(M+M_L)\ddot{x} + LN_L\dot{x} \\ & + R(x) = F_x \\ \text{スウェイ}(y) : & L(M+M_S)\ddot{y} + LN_S\dot{y} \\ & + LM_{SR}\ddot{\phi} + LN_{SR}\dot{\phi} \\ & + R(y) = F_y \\ \text{ヒーブ}(z) : & L(M+M_H)\ddot{z} + LN_H\dot{z} \\ & - 2\rho gBL\ddot{z} + R(z) = F_z \\ \text{ロール}(\varphi) : & L(I_\varphi + I_R)\ddot{\phi} + LN_R\dot{\phi} \\ & + LM_{SR}\ddot{y} + LN_{SR}\dot{y} \\ & + 2\rho gBdL\overline{GM}\varphi + M(\varphi) \\ & = M_\varphi \\ \text{ピッチ}(\theta) : & \left( \frac{L^2+d^2}{12}ML + \frac{L^3}{12}M_H \right) \ddot{\theta} \\ & + \frac{L^3}{12}N_H\dot{\theta} \\ & + 2\rho gB\frac{L^3}{12}\theta + M(\theta) = M_\theta \\ \text{ヨウ}(\psi) : & \left( \frac{L^2+B^2}{12}ML + \frac{L^3}{12}M_S \right) \ddot{\psi} \\ & + \frac{L^3}{12}N_S\dot{\psi} + M(\psi) = M_\psi \end{aligned} \right\} (2.2)$$

ここに

- $L$  : 浮体の全長 (m)
- $B$  : 浮体の幅 (m)
- $d$  : 浮体の喫水 (m)
- $M$  : 浮体の質量 (kgf/m)
- $\rho$  : 水の密度 (kgf/m<sup>3</sup>)
- $g$  : 重力加速度 (m/s<sup>2</sup>)
- $\overline{GM}$  : メタセーター高さ (m)
- $I_\varphi$  : ロールによる  $x$  軸回りの断面慣性モーメント (kgf·m/m)
- $M_L$  : サージによる断面付加質量 (kgf/m)
- $M_S$  : スウェイによる断面付加質量 (kgf/m)
- $M_H$  : ヒーブによる断面付加質量 (kgf/m)
- $I_R$  : ロールによる  $x$  軸回りの断面付加慣性モーメント (kgf·m/m)
- $N_L$  : サージによる断面造波減衰 (kgf·s/m)
- $N_S$  : スウェイによる断面造波減衰 (kgf·s/m)
- $N_H$  : ヒーブによる断面造波減衰 (kgf·s/m)
- $N_R$  : ロールによる断面造波減衰モーメント

(kgf·m·s/m)

- $M_{SR}$  : ロールによるスウェイ方向の断面付加質量 (kgf/m)
- $N_{SR}$  : ロールによるスウェイ方向の断面造波減衰 (kgf·s/m)
- $M_{RS}$  : スウェイによるロール方向の断面付加慣性モーメント (kgf·m/m)
- $N_{RS}$  : スウェイによるロール方向の断面造波減衰モーメント (kgf·m·s/m)
- $R(x), R(y), R(z), M(\varphi), M(\theta), M(\psi)$ : 係留施設による各運動成分への拘束力
- $F_x, F_y, F_z, M_\varphi, M_\theta, M_\psi$ : 各運動成分に作用する外力

浮体が軸対称であるときには上記の諸量の間で  $M_{SR} = M_{RS}$ ,  $N_{SR} = N_{RS}$  の関係が得られる。また付加質量と造波減衰の値は、浮体のある任意の断面において算定した各々の値を浮体の全長にわたって合計するストリップ法を用いて求める。したがって矩形の浮体の場合には、ある任意の断面において求めた各々の値に浮体の全長 ( $L$ ) 倍すればよい。

2.2 基本運動方程式の解析手順

式 2.2 に示した浮体の基本運動方程式の解析手順を図-2.3 に示す。この基本運動方程式の解析は、(1) 風外力の設定、(2) 造波抵抗力や静水圧的復元力などの設定 (3) 係留系のモデル化、及び (4) 式 (2.2) の 6元 2階連立微分方程式の数値積分の 4項目に大別できる。(1) の風外力の設定は、6動揺シミュレーションに用いる風荷重で詳述する。また (4) の数値積分は、Wilson- $\theta$  法を用いて行うが、その概略を付録 A で述べる。本章では、(2) 及び (3) について述べる。

(1) ストリップ法による造波抵抗力の算定

式 (2.2) に示す浮体の基本運動方程式を解く前に、方程式の各項の係数を求める必要がある。これらの係数の中で、浮体の慣性質量、慣性モーメント及び静水圧的復元力については、浮体の諸元を、拘束力については係留系の特性を設定すれば簡単に求めることができる。しかし造波抵抗力に関する付加質量と造波減衰は、理論的手法あるいは実験的手法によって求めねばならない。このうち理論的手法には、① 特異点分布法<sup>4)</sup>、② 領域分割法<sup>5),6)</sup>、③ 等角写像法、④ ストリップ法<sup>7),8)</sup>などがある。ストリップ法は、三次元の浮体のある任意の一断面で求められた造波抵抗力を全断面にわたって積分して、三次元の浮体の造波抵抗力を求める手法である。これら

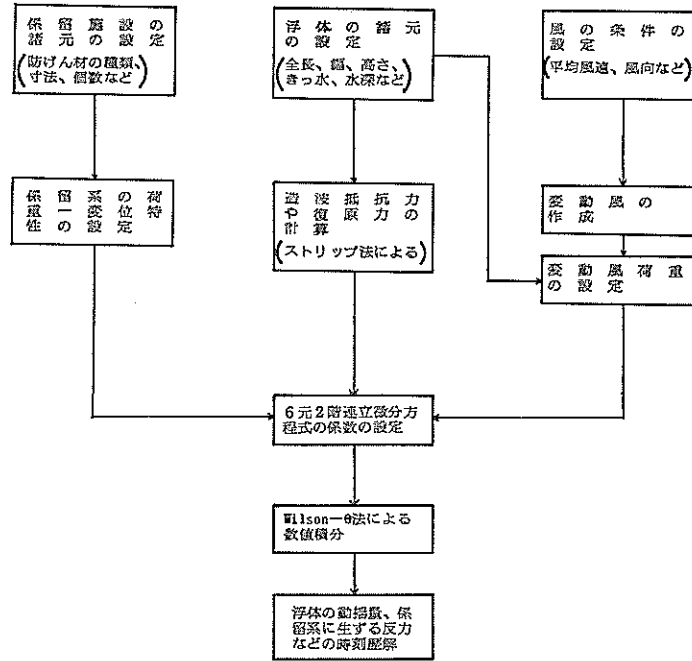


図-2.3 動揺解析のフローチャート

の解法はいずれも浮体が入射波と同じ周波数でもって正弦運動するという仮定を前提としている。一般的には波の周波数によって造波抵抗力が変化したり、また係留系の特性で荷重と変位との関係が直線的でないといった非線型性が浮体の挙動の中に存在するが、これら非線型性による諸量は、正弦的に変化する諸量と比較して小さいとみなす。本報告での浮体の造波抵抗力は、動揺的手法によらずストリップ法による理論的手法によって算定することとする。ストリップ法は、船舶関係では既に広く用いられている手法であり、他の理論的手法と比較して容易に三次元の浮体の造波抵抗力を求めることができる。浮体の任意の一断面における造波抵抗力は木原<sup>9)</sup>が提案している二次元の矩形モデルで造波抵抗力算定法を用いて求める。この各小区間における造波抵抗力を浮体の長軸方向に積分して三次元の浮体の造波抵抗力とする。

この際、浮体の周辺での水深は有限であり、かつ浮体自身は航行しないものとする。またストリップ法ではその性格上サージ成分の運動を計算することはできず、サージを除く5つの成分の運動に対する造波抵抗力を求めることになる。

ところで二次元の矩形浮体の動揺成分は、式(2.3)に示すスウェイ、ヒープ及びロールの3種類である。

$$\left. \begin{aligned}
 \text{スウェイ} : & M\ddot{y} = -M_S\ddot{y} - N_S\dot{y} - M_{SR}\ddot{\phi} \\
 & \quad - N_{SR}\dot{\phi} + F_y \\
 \text{ヒープ} : & M\ddot{z} = -M_H\ddot{z} - N_H\dot{z} - 2\rho g Bz \\
 & \quad + F_z \\
 \text{ロール} : & I_\varphi\ddot{\phi} = -I_R\ddot{\phi} - N_R\dot{\phi} - M_{RS}\ddot{y} \\
 & \quad - N_{RS}\dot{y} - 2\rho g B d G\bar{M} \\
 & \quad + M_\varphi
 \end{aligned} \right\} (2.3)$$

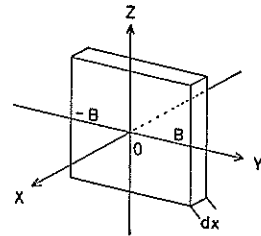


図-2.4 ストリップ法の断面

今 図-2.4 に示す断面  $x$  ( $y=z=0$ ) での動揺を考える。断面  $x$  に働く  $y$  方向及び  $z$  方向の造波抵抗力と静水圧的復原力は式(2.4)で求まる。

$$\left. \begin{aligned}
 y \text{ 方向} : & \frac{dF_{y0}}{dx} = -M_S\ddot{y} - N_S\dot{y} - xM_{S\phi} \\
 & \quad - xN_{S\phi} - M_{SR}\ddot{\phi}
 \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned}
 & -N_{SR}\dot{\phi} \\
 z \text{ 方向: } & \frac{dF_{z0}}{dx} = -M_H\ddot{z} - N_H\dot{z} + xM_H\ddot{\theta} \\
 & + xN_H\dot{\theta} - 2\rho gBz \\
 \varphi \text{ 方向: } & \frac{dM_{\varphi 0}}{dx} = -I_R\ddot{\phi} - N_R\dot{\phi} - M_{RS}\ddot{y} \\
 & - N_{RS}\dot{y} - 2\rho g d\overline{BG}M\varphi \\
 \theta \text{ 方向: } & \frac{dM_{\theta 0}}{dx} = -x\frac{dF_{z0}}{dx} \\
 \phi \text{ 方向: } & \frac{dM_{\phi 0}}{dx} = x\frac{dF_{y0}}{dx}
 \end{aligned} \right\} (2.4)$$

ここで、 $F_{y0}$ ,  $F_{z0}$ ,  $M_{\varphi 0}$ ,  $M_{\theta 0}$ ,  $M_{\phi 0}$  は三次元浮体における造波抵抗力と静水圧的復原力の合計である。式(2.4)を浮体の  $x$  軸方向に積分すると式(2.5)を得る。ただしく形の浮体など前後方向に関して対称な浮体では  $\int_{-L/2}^{L/2} xM_H dx$  などの項は 0 となる。

$$\left. \begin{aligned}
 y \text{ 方向: } & F_{y0} = -LM_S\ddot{y} - LN_S\dot{y} \\
 & - LM_{SR}\dot{\phi} - LN_{SR}\dot{\phi} \\
 z \text{ 方向: } & F_{z0} = -LM_H\ddot{z} - LN_H\dot{z} - 2\rho gBLz \\
 \varphi \text{ 方向: } & M_{\varphi 0} = -LI_R\ddot{\phi} - LN_R\dot{\phi} \\
 & - LM_{SR}\ddot{y} - LN_{SR}\dot{y} \\
 & - 2\rho gBL\overline{GM}\varphi \\
 \theta \text{ 方向: } & M_{\theta 0} = -\frac{L^3}{12}M_H\ddot{\theta} - \frac{L^3}{12}N_H\dot{\theta} \\
 & - 2\rho gB\frac{L^3}{12}\theta \\
 \phi \text{ 方向: } & M_{\phi 0} = -\frac{L^3}{12}M_S\ddot{\phi} - \frac{L^3}{12}N_S\dot{\phi}
 \end{aligned} \right\} (2.5)$$

二次元の矩形浮体で  $y$  方向に  $\xi e^{i\omega t}$  の強制変位を与えたとき生ずる  $y$  方向の力を  $P_{H\xi}$ ,  $z$  方向の力を  $P_{V\xi}$ , 回転力を  $M_\xi$  とする。また  $z$  方向に  $\zeta e^{i\omega t}$  の強制変位を与えたとき生ずる  $z$  方向の力を  $P_{V\zeta}$ ,  $y$  方向の力を  $P_{H\zeta}$ , 回転力を  $M_\zeta$  とする。同様に  $x$  軸回りに  $\theta e^{i\omega t}$  の強制回転力を与えたとき生ずる  $y$  方向の力を  $P_{H\theta}$ ,  $z$  方向の力を  $P_{V\theta}$ , 回転力を  $M_\theta$  とする。

以上の  $P_{H\xi}$ ,  $P_{V\zeta}$ , ...,  $M_\theta$  の 9 個の力は、木原<sup>1)</sup>によって誘導されているので、詳細は、文献を参照するとして本報告では、結果だけを式(2.6)に記す。

$$\left. \begin{aligned}
 M_S &= R_c(P_{H\xi})\sigma^{-2} \\
 M_{SR} &= M_{RS} = R_c(P_{H\theta})\sigma^{-2} \\
 N_S &= -I_m(P_{H\xi})\sigma^{-1} \\
 N_{SR} &= N_{RS} = -I_m(P_{H\theta})\sigma^{-1} \\
 M_H &= R_c(P_{V\zeta})\sigma^{-2} \\
 N_H &= -I_m(P_{V\zeta})\sigma^{-1} \\
 I_R &= R_c(M_\theta)\sigma^{-2} \\
 N_R &= -I_m(M_\theta)\sigma^{-1}
 \end{aligned} \right\} (2.6)$$

ここで  $R_c$  は複素数の実部を、 $I_m$  は虚部を各々示す。また  $\sigma$  は周波数である。

しかしストリップ法では、浮体の  $x$  軸方向の端部による造波抵抗力は算定されない。したがって浮体の長辺の長さ  $a$  と短辺の長さ  $b$  の比  $a/b$  が大きい場合には、造波抵抗力を精度良く求められるが、浮体が正方形に近づくにつれ造波抵抗力を過少に見積ることになることに注意する必要がある。

## (2) 係留系のモデル化

浮体の移動を拘束する係留の方法として各種のものが提案されている。その内代表的な二例を図-2.5に示す。一つの方法はワイヤー（あるいはチェーン）を用いて、浮体と海底地盤に設置したアンカーとを連結して浮体を係留する方法である。またワイヤーの途中に中間シンカーなどを設けて浮体の安定性をより増す場合もある。アンカーによる係留では通常数個のアンカーを浮体の周辺に配置し各方向への移動を拘束することになる。

もう一つの方法は、ドルフィンなどの海底地盤に固定してある構造物に防げん材などを取付け浮体を係留する方法である。これらアンカーあるいはドルフィンによる係留方法は、浮体にある程度の動揺を許すものである。

これらの係留方法では、係留施設に作用する荷重とこれにより生ずる変位とは通常直線的な関係にはなく、

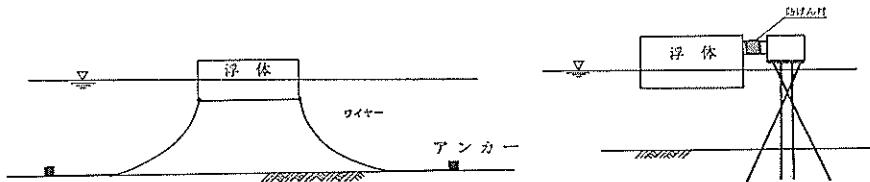


図-2.5 ワイヤーによる係留とドルフィンによる係留

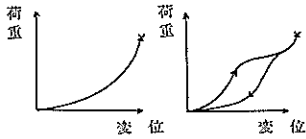


図-2.6 荷重と変位との関係の例

図-2.6 に示すように非線型の関係となる場合が多い。荷重が作用するときと除荷するときでは、荷重と変位との関係が異なるときもある。また荷重が繰返し作用するとき、荷重と変位との関係がループ（履歴現象）を描くこともある。

ところで式(2.2)の基本運動方程式に係留系による拘束力を組み込む際には、係留系をバネに置換する。バネ定数は、係留系の非線型性を考慮して設定する必要がある。

図-2.7 に係留系をバネに置換した一例を示す。係留系全体のバネは、バネの変位の状態に応じたいくつかの

各々値の異った線型バネの合成によって構成される。

### 3. 風の基本的な性質

#### 3.1 風の概説<sup>10),11)</sup>

日本では、秋期の台風<sup>12)</sup>、冬期の季節風、春先の低気圧の通過、あるいは竜巻などの自然現象によって強い風が吹く。自然風は、大気の大気圧の差による気圧傾度、地球の自転による偏向、地表面における摩擦などの要因に支配されている。陸地あるいは海上で我々が実際に体験する風は、地表面から高度 500~1000 m の範囲に存在する大気境界層中の風である。大気境界層中においても特に地表面から高度 50~100 m の範囲は、地表境界層と呼ばれており、建物、橋りょう梁などの構造物は、普通この境界層内に存在している。したがって構造物に作用する風は、この地表境界層内の風と通常限定できる。

図-3.1 に春一番のとき風速の観測記録、図-3.2 に台風通過のときの観測記録の一例を示す。図-3.1 及び 図-

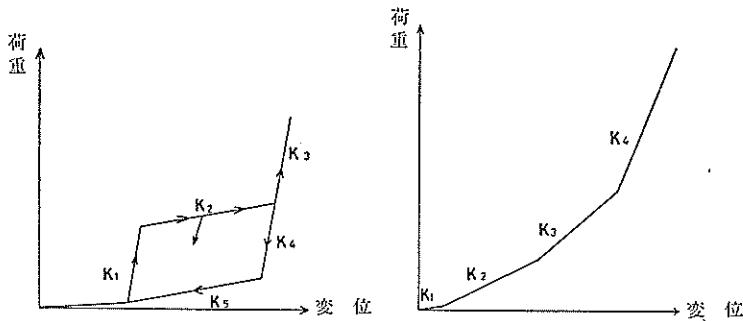


図-2.7 係留施設のバネ定数の設定例

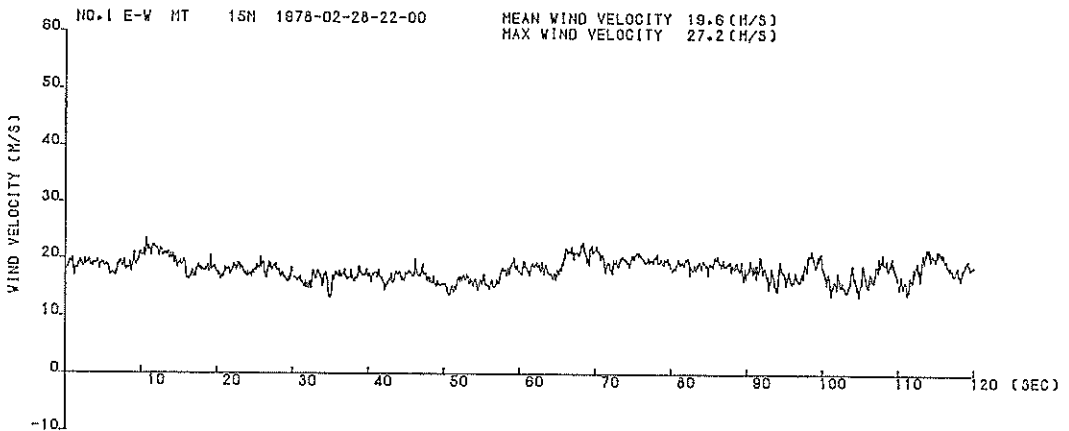


図-3.1 No. 1 の風の東西成分（春一番のとき）

海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析

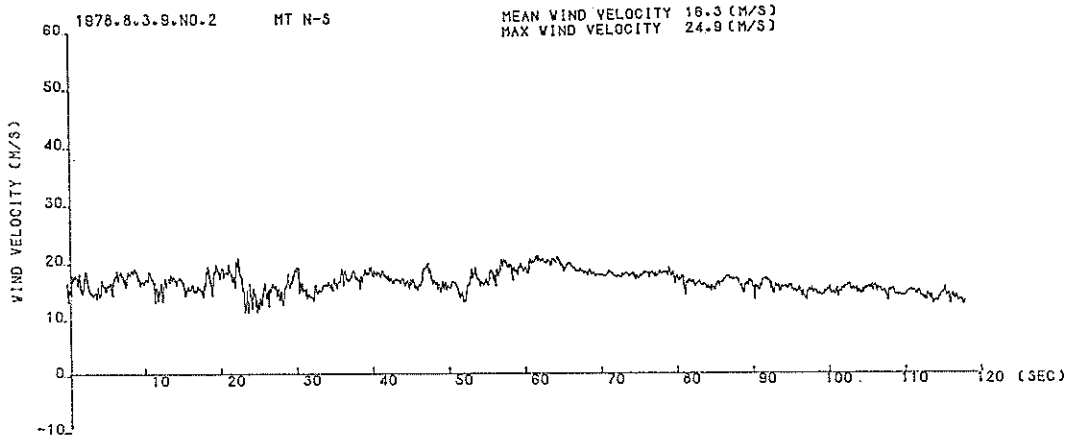


図-3.2 No. 2 の風の南北成分 (台風通過時)

3.2 に示す通り風は一定の風速で吹いておらず、時々刻々とその値が変化していることがわかる。このように風の強さが変化する状態を「風が息をしている」と呼んでいる。このことは、風が乱れがなく一様に流れている層流ではなく、種々の大きさの渦からなる乱流であることを示している。地表付近の風の状態が乱流である主原因は、地表面の摩擦によるところが大きい。風が乱流の性質を持つことから、風の性質をは握するためには、風の時間的な変化と場所ごと(平面的かつ高さ方向)の状態の変化を知る必要がある。この風の状態や性質を表現するためには、統計的に処理する必要がある。種々の統計量のうち本報告中に用いる基本的な (a) 平均風速と最大瞬間風速、(b) 自己相関係数と乱れの大きさ及び (c) 風速の鉛直分布について定義と概説を行う。風のパワースペクトルについては、4 章で述べる。

(a) 平均風速と最大瞬間風速

時刻毎に変動する風速に関して、ある時刻  $t$  での瞬間風速を  $U_i(t)$  とすると、時刻  $t_0$  における平均風速 ( $\bar{U}(t_0)$ ) は、式 (3.1) で示される。

$$\bar{U}(t_0) = \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \int_{t_0 - (T/2)}^{t_0 + (T/2)} U_i(t) dt \quad (3.1)$$

風の平均化時間 ( $T_0$ ) は、実際には有限の値であり、10 分を普通用いる。この 10 分間での  $U_i(t)$  の最大値を最大瞬間風速 ( $U_{max}$ ) と定義する。最大瞬間風速と平均風速との比は、ガストファクター (突風率) である。ガストファクターの値は、平均風速、高度、地表面の粗度及び風速の評価時間などによって影響を受ける。平均風速が小さいほど、高度が低いほど、あるいは、地表面の粗度が大きいほどガストファクターは、一般的に大きくなる。

くなる。

(b) 自己相関係数と乱れの大きさ<sup>13)~15)</sup>

風速の変動成分の時間的な性質を示すものに、自己相関係数がある。この自己相関係数を用いて風の乱れの強さと大きさを知ることができる。

ある時刻  $t$  での変動風速 ( $u_i(t)$ ) は、式 (3.2) で求まる。

$$u_i(t) = U_i(t) - \bar{U}(t_0) \quad (3.2)$$

この時刻  $t$  より  $\tau$  時間隔たったときの変動風速を  $u_i(t + \tau)$  とすると、自己相関関数 ( $C(\tau)$ ) は、変動風速  $u_i(t)$  と  $u_{i+j}(t + \tau)$  の積の平均値として式 (3.3) で求めることができる。

$$C(\tau) = \frac{1}{N-r} \sum_{t=1}^{N-r} u_i(t) \cdot u_{i+j}(t + \tau) \quad (3.3)$$

ここに  $N$ : 風速の時系列データの個数

$\tau$ : 時間遅れ (time lag)

$r$ :  $\tau$  時間内での時系列データの個数

自己相関関数 ( $C(\tau)$ ) は、 $\tau=0$  で最大値 ( $C(0)$ ) となる。また自己相関係数 ( $R(\tau)$ ) は、式 (3.4) で定義される。

$$R(\tau) = C(\tau) / C(0) \quad (3.4)$$

ところで自己相関係数を  $\tau$  に関して積分した値は、あらゆる任意の地点で乱流のうずが通過する平均時間 ( $T$ ) を表す。また、この平均時間と平均風速との積は、乱流のうずの平均的な大きさ ( $L$ ) を意味する。

$$T = \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau \quad (3.5)$$

$$L = \bar{U}(t_0) \cdot T \quad (3.6)$$

しかし、 $R(\tau)$  を  $0 \sim \infty$  の範囲で積分操作するとき、

$R(\tau)=0$  になるまでの時間遅れの区間の設定など精度高い作業が困難な場合があり、積分値の誤差は大きいとされている。

Panofsky は、これらを勘案して、 $R(\tau)=0.6$  になる時間遅れ  $\tau$  を定め、この時間内で渦の大きさを算定している。そしてこの値がほぼ  $2\tau_0\bar{U}(t_0)$  で近似できるとしており、本報告でも Panofsky のこの手法に従ってうずの大きさを求めることとする。また風が一樣乱流と仮定すると、主流方向のうずの大きさ ( $L_x$ ) は、直交方向のうずの大きさ ( $L_y$ ) のほぼ 2 倍となることが知られている。

(c) 風速の鉛直分布

地表面付近の風は、地表面の摩擦の影響により、高さに応じて風の性質が異なる。一般に風速は高さとともに大きくなる。風速と高度との関係を示すものとして、対数法則とべき法則とがある。式 (3.7) に示す対数法則は、Prandtl によって提案されたものである。

$$U_z = \frac{V_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3.7)$$

- ここに  $V_*$  : 摩擦速度
- $k$  : カルマン定数
- $z$  : 高度
- $z_0$  : 地表面の粗度

一方式 (3.8) に示すべき法則は、対数法則より比較的簡単な式で、かつ実際の風速の鉛直分布を良く表わすとされている。

$$\frac{U_z}{U_{10}} = \left( \frac{z}{z_{10}} \right)^\alpha \quad (3.8)$$

- $U_{10}$  : 基準風速 (基準高度での風速)
- $z_{10}$  : 基準高度 (高度 10 m)
- $\alpha$  : べき指数

べき指数 ( $\alpha$ ) は、主に実測から定められるが、地表面粗度の大きい、市街地や森林で  $1/2 \sim 1/4$ 、平坦な地形では  $1/7 \sim 1/10$  程度とされている。海上での実測例は少ないが、那賀川や垂水<sup>1)</sup>での観測結果などによると、台風時のべき指数 ( $\alpha$ ) は約  $1/6$  位である。

3.2 大阪湾で取得した風の記録について

大阪湾での風の観測は、大阪府泉南市に設置された気象海象観測施設で昭和 53 年 1 月より行われている。この観測施設は、図-3.3 に示す 4 地点に設置されている。海上での観測施設 (MT 局と呼ぶ) は、泉州海岸より約 6 km 沖に位置しており、海面上 15 m の箇所に写真-1 に示す超音波風速計と風車型風向風速計とが取付けられている。陸上での観測施設 (C 局と呼ぶ) は、泉南市の

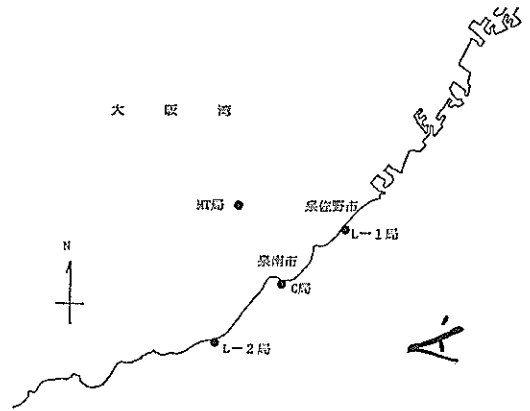


図-3.3 観測位置図

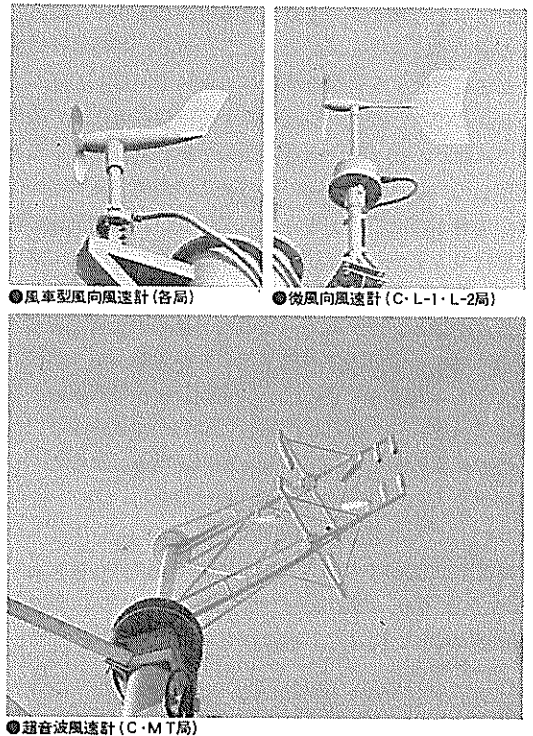


写真-1 観測計器

海岸に設置されている。ここでは、地上 100 m の箇所に超音波風速計と風車型風向風速計、地上 10 m、20 m 及び 40 m の 3 箇所に風車型風向風速計が各々設置されている。また陸上の別の 2 地点 (L-1 局及び L-2 局と呼ぶ) では地上 20 m の箇所に風車型風向風速計が設置されている。

海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析

超音波風速計は、離れた2点間に超音波を発信し、その到着時間から風速を測定するもので、東西、南北及び上下の3方向の成分の風速を0.1秒毎に計測できる。

陸上の観測施設は図-3.3に示すように西南から北東にかけて海に面して開けている。観測施設の周辺は、住宅、松林、農地などが混在しているが、付近に特に高い建築物や山などはない。

本報告では、今まで取得された風の記録のうち比較的平均風速の大きな3つを選んで整理解析を行った。これらの風の記録を順番にNo. 1, No. 2及びNo. 3の風と呼ぶ。とくに各観測計器で取得した風の記録の内、MT局及びC局の超音波風速計で取得した風の記録を中心に述べる。

No. 1, No. 2及びNo. 3の風の記録を取りまとめた結果を表-3.1に示す。また風の記録を取得した日の天気図を図-3.4~図-3.6に示す。

図-3.1に示す、No. 1の風の記録は、1978年2月28日にMT局で取得したものである。この日、日本海側に低気圧が通過し、いわゆる春一番のときの風の記録である。MT局の超音波風速計の東西成分の風の記録

は、平均風速(10分間)が19.6 m/s, 最大瞬間風速が、27.2 m/sである。したがって、ガストファクターは、1.39となる。また風の記録を取得した時刻、MT局周辺の海域では、有義波高( $H_{1/3}$ )が2.27 m, 有義周期( $T_{1/3}$ )が5.3秒の波が発生していた。

図-3.7に示すMT局の南北成分の風の記録は、平均風速が1.4 m/s, 最大瞬間風速が7.3 m/sであり、風の主流方向は、東西方向(西風)であることがわかる。

一方図-3.8に上下成分の風の記録を示す。

主流方向と比較して平均風速はかなり小さな値となっている。風の乱れの強さを示す分散( $\bar{u}^2 = \frac{\sum u_i^2(t)}{N}$ )は、東西成分で5.03, 南北成分で3.17である。すなわち、主流方向の風の分散の方が、横方向よりも6割ほどの大きな値となる。上下成分の分散は、1.24と他の成分よりもかなり小さい値である。等方性乱流として風を取扱う場合もあるが、実際の風は、各成分毎に分散の値が異っている異方性乱流であることを示している。

図-3.9に東西成分の風の自己相関係数を示す。自己相関係数の値は、時間遅れが長くなるにしたがい、ほぼ一様に低減している。風の変動成分が、強い周期性をも

表-3.1 風の実測データのまとめ

	取得年月日	成分	最大瞬間風速 (m/s)	10分間平均風速 (m/s)	成分毎のガストファクター	分散 $\sqrt{\bar{u}^2/N}$	パワーの最大値 (m <sup>2</sup> ·s)	乱れのスケール (m)
No. 1	1978年2月28日 22時	MT局 E-W	27.2	19.1	1.39	5.03	38.7	125
		" N-S	7.3	1.4	5.21	3.17	33.9	39
		" U-D	6.7	1.8	3.72	1.24	1.3	12
		C局 E-W	28.1	22.1	1.27	5.09	142.0	243
		" N-S	9.7	3.7	2.62	2.87	25.2	97
		" U-D	6.0	0.8	7.50	1.81	11.8	46
No. 2	1978年8月3日 9時	MT局 E-W	11.2	2.8	4.00	4.54	39.3	27
		" N-S	24.9	16.3	1.53	6.78	160.0	353
		" U-D	5.8	1.2	4.83	1.04	28.6	13
		C局 E-W	12.7	4.4	2.89	7.09	63.3	64
		" N-S	26.1	16.1	1.62	9.81	127.0	130
		" U-D	9.0	0.1	90.0	2.45	14.3	30
No. 3	1978年9月16日 2時	MT局 E-W	9.5	4.5	2.11	2.35	20.4	15
		" N-S	22.6	15.3	1.48	3.03	32.6	83
		" U-D	4.5	1.2	3.75	0.70	1.2	9
		C局 E-W	8.6	2.4	3.58	3.51	26.2	46
		" N-S	22.6	15.3	1.48	7.13	144.0	138
		" U-D	3.5	0.1	35.0	1.33	8.5	28

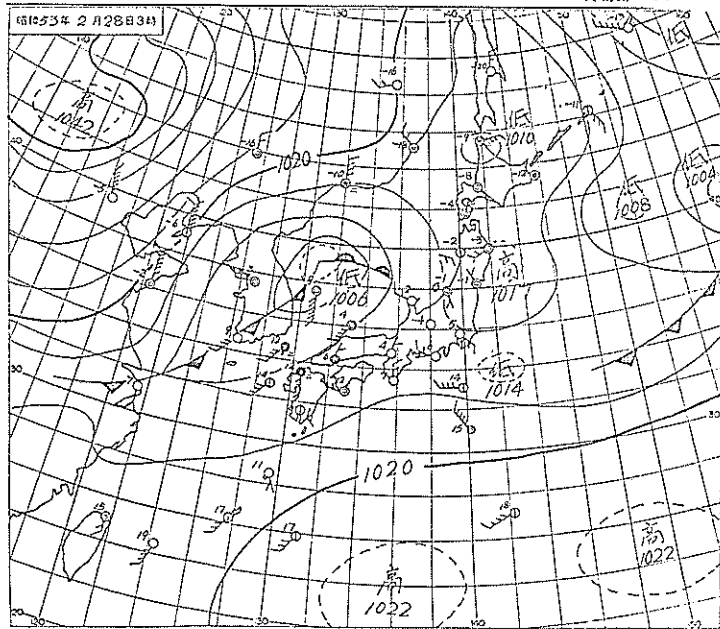


図-3.4 No. 1 の風のときの天気図\*

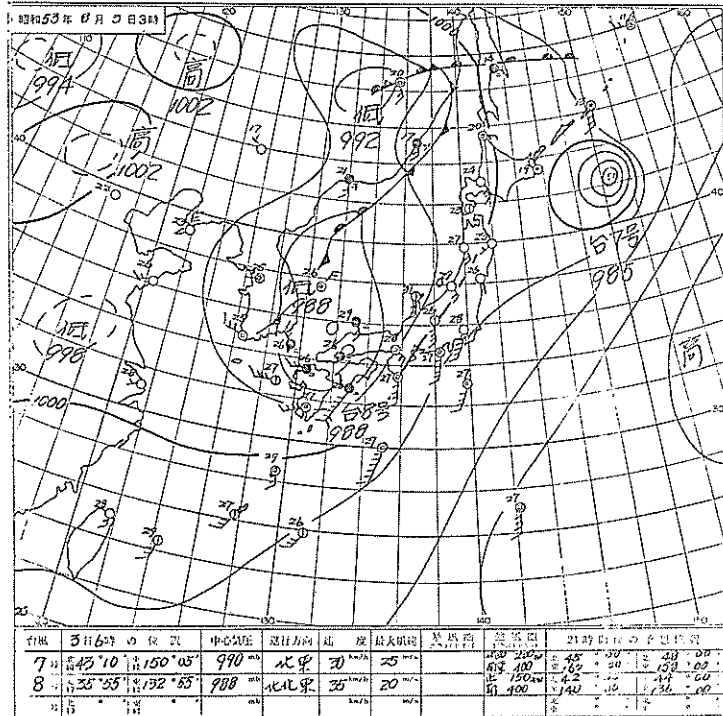


図-3.5 No. 2 の風のときの天気図\*

台風	5日6時の位置	中心気圧	進行方向	速 度	最大風速	暴風半径	21時00時の位置推定
7	45°10'N 150°05'W	990 mb	北東	20 m/s	25 m/s	400 km	48°20'N 138°00'W
8	35°55'N 132°55'W	988 mb	北北東	35 m/s	20 m/s	400 km	42°00'N 124°00'W

\*財団法人 日本気象協会提供



海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析

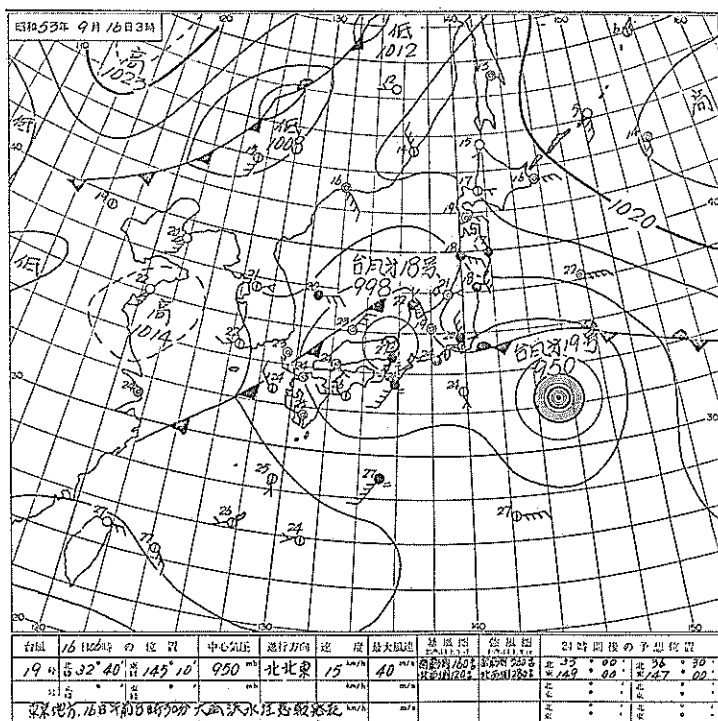


図-3.6 No. 3 の風のときの天気図\*

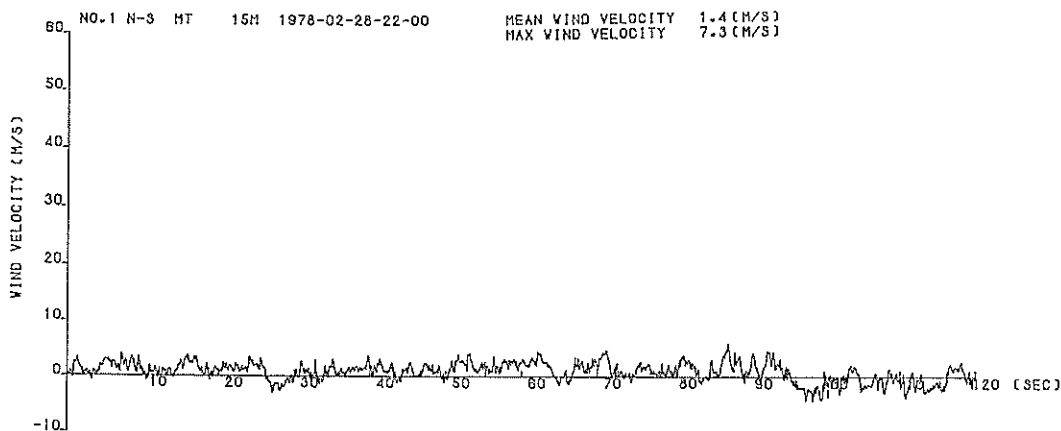


図-3.7 No. 1 の風の東西成分 (MT 局)

たず、かといって雑音的でもなく、ほぼ両者の中間的な性質をもつことを示唆している。また時間遅れが、15秒程度の場合でも、自己相関係数の値は、ほぼ0.4であり乱流のうずの大きさが、大きいことを示している。図-3.10に南北成分の自己相関係数を示す。南北成分の自己相関

係数の分布は東西成分のと似かよった形である。一方図-3.11に示す上下成分の自己相関係数の値は、時間遅れがほぼ2.5秒で0に収束し、上下成分の風のうずの大きさが小さいことを示す。

これらの自己相関係数を用いて式(3.6)で乱流のうず

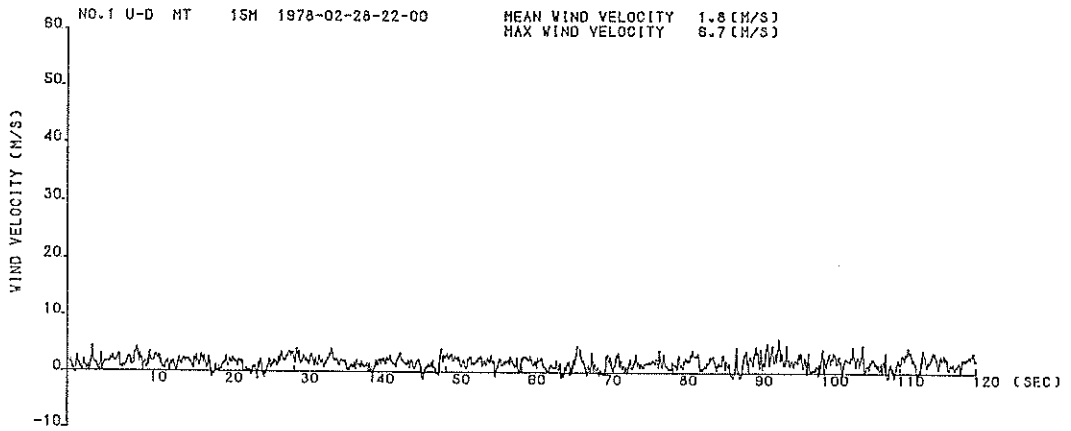


図-3.8 No. 1 の風の上下成分 (MT 局)

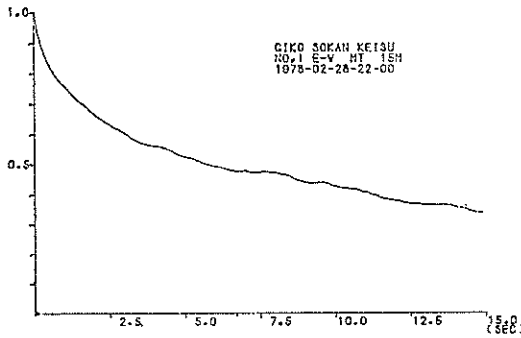


図-3.9 No. 1 の風の東西成分の自己相関係数 (MT 局)

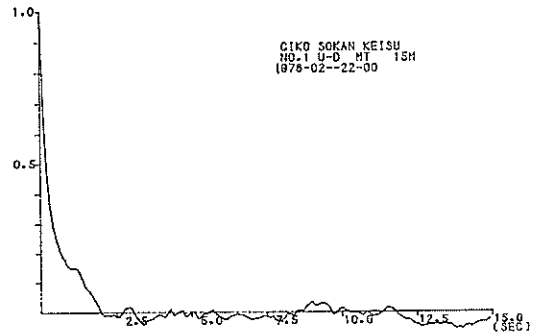


図-3.11 No. 1 の風の上下成分の自己相関係数 (MT 局)

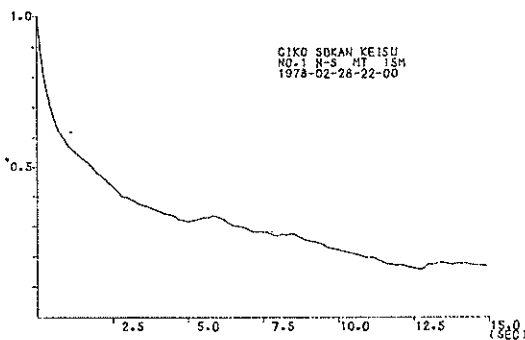


図-3.10 No. 1 の風の南北成分の自己相関係数 (MT 局)

の大きさを求めると、東西方向で 125 m、南北方向で 39 m、上下方向で 12 m であった。このことは、乱流のうずの形状が厚さの薄い細長いだ円の形であることを示唆

している<sup>13)</sup>。別の表現をすると主流方向と直角の横方向に関して、40 m 位以上離れた 2 地点の風の空間的な相関性は、No. 1 の風に関してほとんどないことがわかる。

一方陸上の C 局の高度 100 m の箇所に設置されている超音波風速計で取得された風については、浮体に作用する風と直接関係ないのでその概略のみ述べる。No. 1 の風は、海風でありかつ、MT 局と C 局の間には、海面以外に風に特に影響を与える自然物や構造物は存在しない。したがって、MT 局と C 局との風の性質に差異を生じさせている主要因は、両者の高度の差と考えて良いであろう。

C 局での東西方向の風の平均風速は、22.1 m/s で MT 局よりも 2.5 m/s ほど大きい。ガストファクターは、1.3 と若干小さい値である。分散は、5.1 でほぼ MT 局のと同程度である。うずの大きさは、東西成分で 243 m、南北成分で 97 m、上下成分で 46 m と MT 局でのうず

海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析

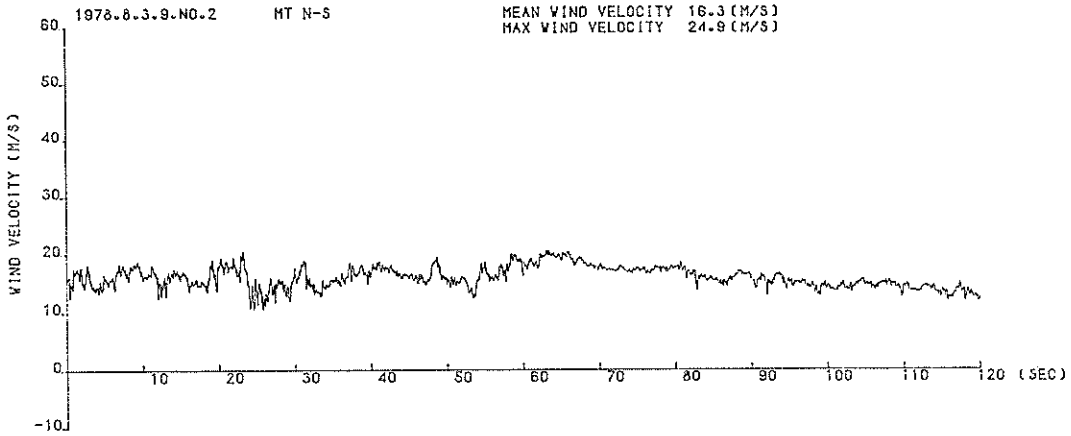


図-3.12 No. 2 の風の南北成分 (MT 局)

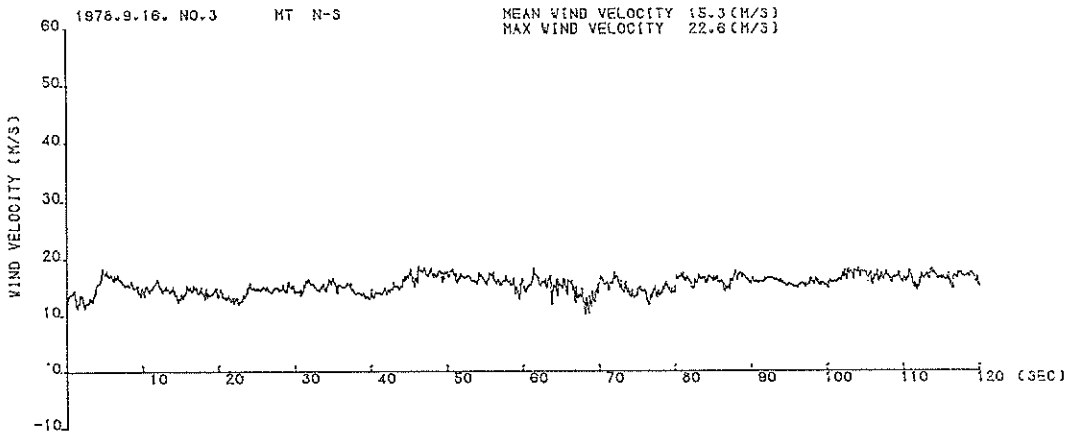


図-3.13 No. 3 の風の南北成分 (MT 局)

の大きさと比較してかなり大きな値である。

次に No. 2 及び No. 3 の風について述べる。

1978 年の台風 8 号及び台風 18 号通過時に MT 局で取得された南北成分の風を、図-3.12 及び 図-3.13 に各々示す。No. 2 及び No. 3 の風は、風向がほぼ南の陸風である。陸風の場合、観測地点付近の地形、地勢などの影響を受けるため、海風と比較して風の性質が異なる。

No. 2 及び No. 3 の風の平均風速は、No. 1 の風と比較して若干小さい値となるが、風の乱れの強さを表わす分散は、大きい値となる。図-3.14 に No. 2 の風の南北成分の風の自己相関係数を示す。自己相関係数の分布形状は、No. 1 の風の東西成分の分布形状と類似している。

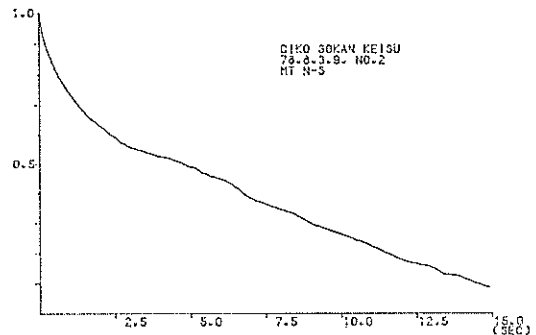


図-3.14 No. 2 の風の南北成分の自己相関係数 (MT 局)

また、図-3.15 に MT 局での No. 3 の風の上下成分の風速を、図-3.16 に、同じく上下成分の自己相関係数

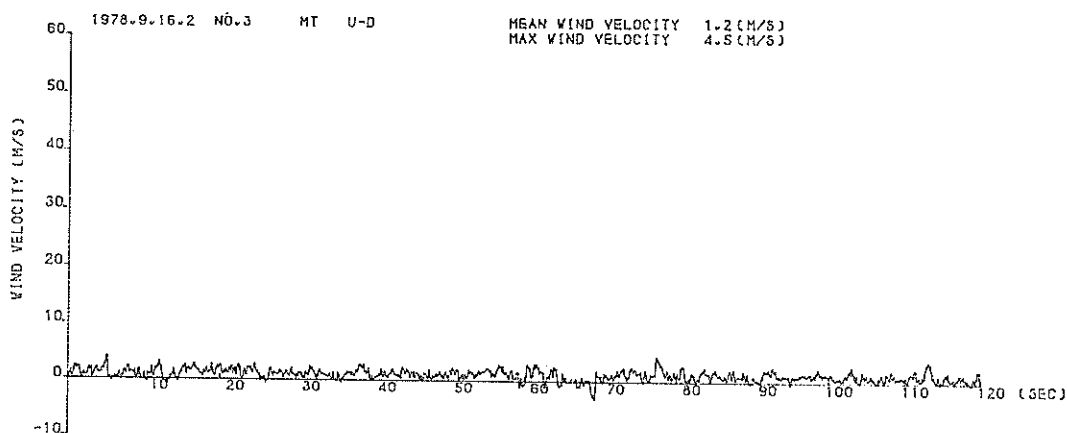


図-3.15 No. 3 の風の上下成分 (MT 局)

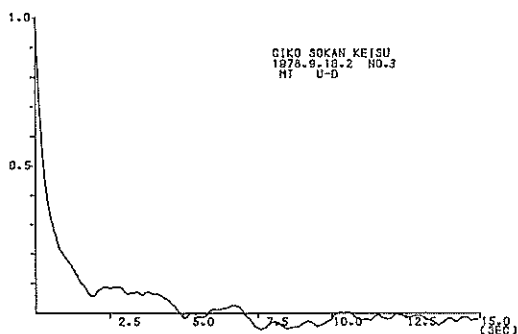


図-3.16 No. 3 の風の上下成分の自己相関係数 (MT 局)

を示す。

陸風であっても上下方向の平均風速は、主流方向と比較して小さな値で、自己相関係数の値も時間遅れが、5.0秒付近で0となる。No. 2 及び No. 3 での横方向の乱流のうずの大きさは、No. 1 と比較して若干小さな値であった。

C局では、高さ 10 m, 20 m, 40 m, 及び 100 m の 4 箇所風車型風向風速計が設置されている。現在のところまで取得された風のデータで比較的、平均風速の大きい 9 個の記録を基に作成した、高度と平均風速との関係を図-3.17 に示す。式 (3.8) に示すべき法則でのべき指数を、図-3.17 を用いて求めると、海風で約 1/5, 陸風

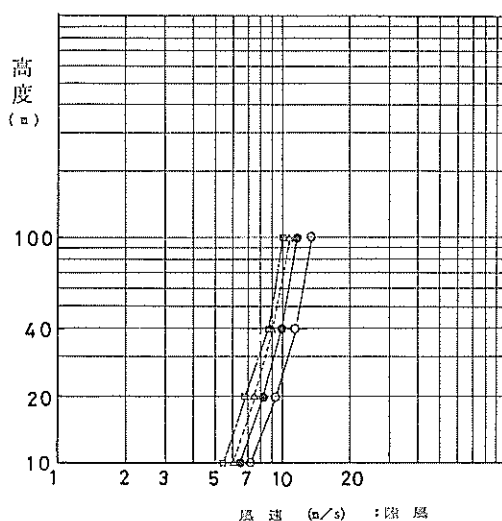
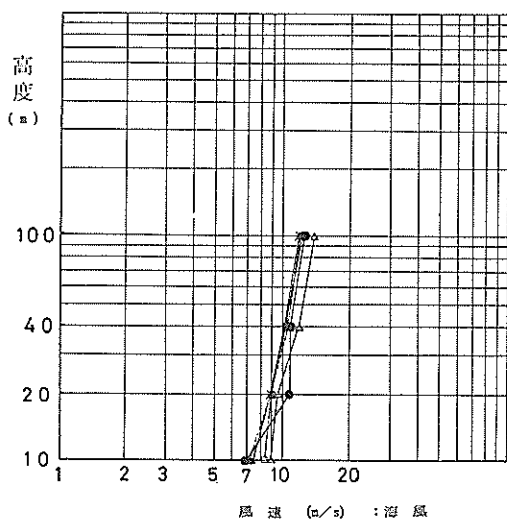


図-3.17 平均風速の鉛直分布

海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析

で約 1/4 と若干海風の方が小さい値となった。海風に関しては、べき指数が、3.1 の風の概説で述べた値より若干大きな値であった。

4. 海上での風の時間

4.1 水平方向の風のパワースペクトル

(1) 提案されているパワースペクトル<sup>16),17)</sup>

3. 風の基本的な性質で述べたように、風速の変動成分  $(u(t))$  は、周期性と雑音性の中間の性質を持つ。したがって風速の変動成分は、地震波や波浪などの波と同様に種々の周波数と振幅をもつ多数の正弦波を合成したものと捕えることができる。変動成分の 2 乗和の平均  $(\bar{u}^2)$  は、波のもつ強さ(パワーあるいはエネルギー)を表わす。種々の周期と振幅をもつ正弦波が、 $\bar{u}^2$  に寄与する程度を示すものにパワースペクトルがある。パワースペクトルをは握ることにより、どの周波数でもって振動する正弦波が、大きなパワーをもつか知ることができる<sup>18),19)</sup>。

ところで、風速が時々変化することは、風が乱流の性質を持つからであり、乱流は、種々雑多の大きさのうずを内包している<sup>20),21)</sup>。

大きなうずは、平均流からエネルギーを吸収し、自からこのエネルギーを消費することなく、小さなうずへエネルギーを伝播する。小さなうずでは、空気粘性によりエネルギーを熱に変換する。大気中では、大規模な運動は、長時間継続せず、外乱により小さなうずへこわされていきエネルギーは小さなうずで消費することになる。

風速のパワースペクトルと以上に述べた乱流の状態の関係を 図-4.1 に示す。

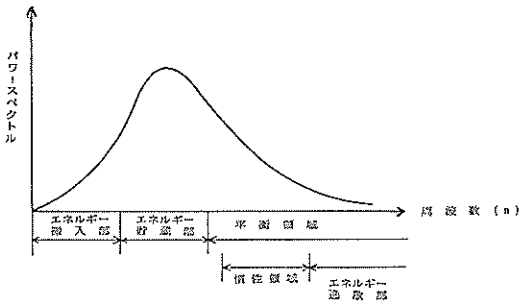


図-4.1 パワースペクトルの状態

このような性質を持つ乱流について Taylor (イギリス), Heisenberg (ドイツ) らの科学者によって研究がなされてきた。Kolmogorov (ソ連) は、1941 年に乱流に関して新しい理論を展開した。Kolmogorov によると、

パワースペクトルの中に大きなうずから小さなうずへエネルギーを伝播するある周波数領域(慣性領域と呼ぶ)が存在し、この領域では、乱流のパワースペクトルが、式(4.1)に示すように、周波数  $(n)$  の  $-5/3$  乗に比例すると理論的に考察した。

$$F_u(n) = \frac{1}{2} C U^{2/3} \epsilon^{2/3} n^{-5/3} \quad (4.1)$$

ここに C: 定数 ( $\approx 0.15$ )

U: 平均風速

$\epsilon$ : エネルギー逸散率

n: 周波数

Kolmogorov によって慣性領域のパワースペクトルが、理論的に求めたが、他の領域では理論的にパワースペクトルを求めるに至っていない。そこで多くの科学者達が、実験や観測などの方法で、慣性領域以外のパワースペクトルについて提案を行っている。慣性領域よりも周波数の低い所では、Karman (ハンガリー, アメリカ) は  $n^4$  に、小倉は  $n^1$  に、日野は  $n^0$  に各々パワースペクトルの値が比例すると提案を行っている。

一方慣性領域よりも周波数の高い所では、 $n^{-7}$  にパワースペクトルが比例すると Heisenberg が提案を行っている。

風のパワースペクトルは、実測に基づいて実験式を作成し、高周波数領域を Kolmogorov の  $n^{-5/3}$  則と一致させるように修正を行って求められているのが現状である。現在、代表的なパワースペクトルとして、Davenport や日野の提案式を挙げる事ができる。これらのパワースペクトルは、橋りょう、給水塔などの構造物の耐風性の検討に広く用いられているもので、本報告での浮体の動揺の検討に際しても、これら 2 種類のパワースペクトルを用いることにした。以下に Davenport と日野が提案したパワースペクトルの式を紹介する。

a) Davenport の提案したパワースペクトル

$$\frac{n F_u(n)}{U_{10}^2} = 2 K_r \frac{X^2}{(1 + X^2)^{4/3}} \quad (4.2)$$

ここで  $X_D = 1200n / U_{10}$

$U_{10}$ : 基準高度 10 m における平均風速 (m/s)

$K_r$ :  $U_{10}$  を用いて定義した表面摩擦係数

Davenport は、アメリカ、イギリス、オーストラリアで測定した強風時の観測記録を整理して、式(4.2)の実験式を提案した。このスペクトルは、周波数が高い領域で  $n^{-5/3}$  に、低い領域で  $n$  に比例する。Davenport の提案式は、考えている地点で、平均風速 ( $U_{10}$ ) と表面摩

擦係数 ( $K_r$ ) を与えれば, 所定のパワースペクトルを求めることができる。表面摩擦係数に関して, Davenport は, 地表の状況に応じて 表-4.1 に示す値を提案している。

表-4.1 表面摩擦係数 ( $K_r$ )

地表の状況	$K_r$
波面の立つ開けた水上	0.001~0.002
開けた草原	0.003~0.005
樹林, 森林, かん木地帯	0.015~0.03
都市の市街化地区	0.03 ~0.05

また Davenport は変動風速の分散と表面摩擦係数との関係を式 (4.3) で与えている。

$$\bar{u}^2 = 6K_r U_{10}^2 \quad (4.3)$$

Davenport のスペクトルの問題点は, 高度の影響が入らないことである。この指摘に対して Davenport は, その後表面摩擦係数のかわりに, 高さ  $Z$  における分散を用いて, 式 (4.2) の修正式を提案している。しかし今回検討する浮体の海面からの高度は, 後で述べるようにさほど高くないので, 従来から用いられている。式 (4.2) で検討を行う。

b) 日野の提案したパワースペクトル

$$F_u(n) = 0.238 \frac{\bar{u}^2}{\beta} \left\{ 1 + \left( \frac{n}{\beta} \right)^2 \right\}^{-3/2} \quad (4.4)$$

ただし  $\bar{u}^2 = 6K_r U_{10}^2$

$$\beta = 1.169 \times 10^{-3} \times \frac{U_{10} \alpha}{\sqrt{K_r}} \left( \frac{Z}{10} \right)^{2m-1}$$

ここで  $Z$ : 高度 (m)

$\alpha$ : 平均風速の鉛直分布のべき指数

$m$ : 気層の安定度を示す修正係数

(暴風時では,  $m=2$  を用いるのがよいとされている。)

式 (4.2) で示される Davenport のパワースペクトルは, 高度によってパワースペクトルの値が減少しないという問題点がある。また, パワースペクトルの値は, 低周波領域で  $n$  に比例するよりも, むしろ一定値をとった方が実測値と一致するということが, Lumley, Panofsky あるいは Harris などによって指摘された。日野は, これらの2点を加味して, 半理論的に式 (4.4) を導いた。日野の提案したパワースペクトルは, Davenport のパワースペクトルよりも理論的に一歩進んでいる。しかし強風時の風の実測データの蓄積が乏しい現状では, 両者の甲乙をつけるには至っていない。

図-4.2 に Davenport と日野が各々提案したパワースペクトルの比較を示す。ただし両パワースペクトルとも Two Sided スペクトル表示である。計算条件として, 平均風速 ( $U_{10}$ ) を 50 m/s, 表面摩擦係数を 0.003, 高度 ( $Z$ ) を 15 m, べき指数を 1/8 とした。以上の計算条件下では, Davenport のパワースペクトルの最大値は, 日野のパワースペクトルの最大値の 1.5 倍程である。

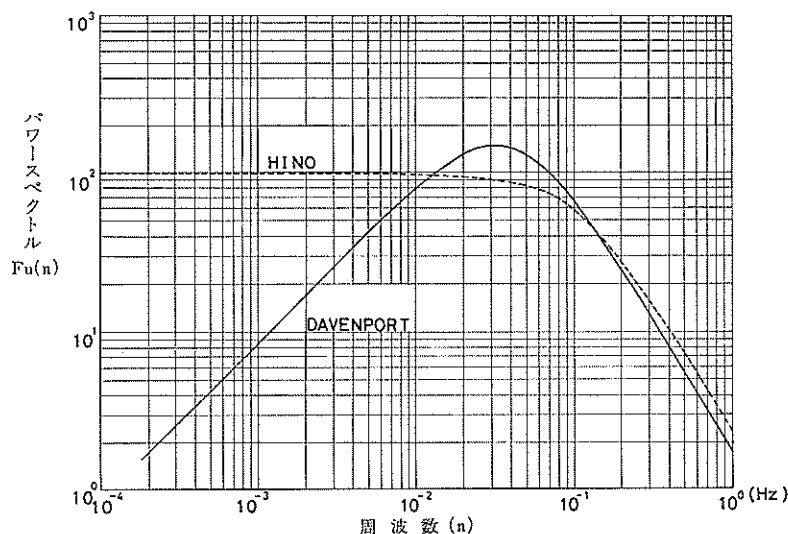


図-4.2 Davenport のパワースペクトルと日野のパワースペクトルとの比較

Davenport のパワースペクトルの最大値は、約 0.033 Hz (周期約 30 秒) の周波数の所で得られるが、日野のパワースペクトルでは、約 0.01 Hz (周期約 100 秒) 以下の所で一定値として得られる。

ほぼ 0.014 Hz から 0.14 Hz (周期 7~71 秒) までの周波数領域で、Davenport のパワースペクトルの値が、日野のパワースペクトルの値よりも大きい。

前述した計算条件の下では、構造物の固有周期が、約 7 秒より短い場合に日野のパワースペクトルが、固有周期が約 7~71 秒の範囲の場合に Davenport のパワースペクトルが構造物により大きな動揺を各々与えることが予測できる。

また、Davenport のパワースペクトルと日野のパワースペクトルの値と分布形とが、平均風速 ( $U_{10}$ )、表面摩擦係数 ( $K_T$ )、高度 ( $Z$ ) などの要因によりどの程度影響を受けるか調べるため試算を行う。この結果は付録 C に述べる。

(2) 実測データでのパワースペクトル

風速の変動成分の時系列データからパワースペクトルを求める方法として、Blackman Tukey 法<sup>22)</sup>、MEM 法<sup>19)</sup>、FFT 法<sup>18)</sup>などがある。本報告では、Blackman Tukey 法によりパワースペクトルを求める。パワースペクトル ( $F_u(n)$ ) と、式 (3.3) に示す自己相関関数 ( $C(\tau)$ ) との関係は式 (4.5) に示す Wiener Khintchine の式で表現されている。

$$\left. \begin{aligned} C(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} F_u(n) e^{i2\pi n\tau} dn \\ F_u(n) &= \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau) e^{-i2\pi n\tau} d\tau \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

ただし  $\bar{u}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} F_u(n) dn = 2 \int_0^{\infty} F_u(n) dn$  である。

また自己相関関数とパワースペクトルとは互にフーリエ変換できる関係にある。超音波風速計で取得された風速の時系列データは、時間間隔 ( $dt$ ) が 0.1 秒、データ数 ( $N$ ) が 6000 個である。この時系列データから自己相関関数  $C(\tau)$  を求め COSINE 変換でパワースペクトルを得る。

この際の最大の時間遅れ ( $\tau_{max}$ ) は、60 秒、すなわち最大の時間遅れのデータ数 ( $m$ ) を 600 個とする。

したがって周波数 0 Hz から 5 Hz までの範囲で 0.0083 Hz の間隔でパワースペクトルの値を得ることができる。パワースペクトルを求める手順については、付録 B で詳述する。

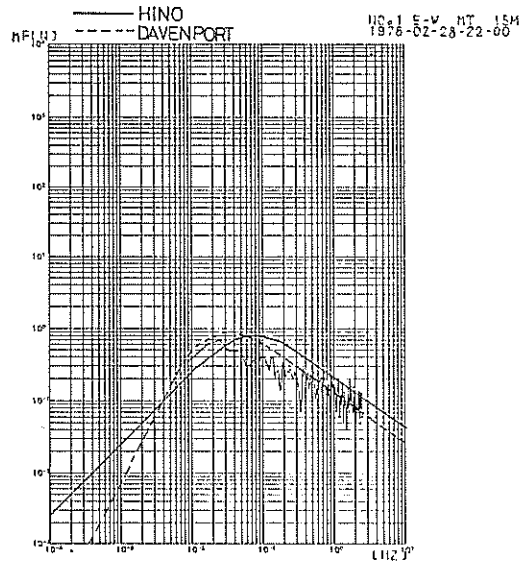


図-4.3 No. 1 の風の東西成分のパワースペクトル (MT 局)

図-4.3 に No. 1 の風の MT 局で取得した東西成分 (ほぼ主流方向) のパワースペクトルを示す。同図に Davenport 及び日野のパワースペクトルも併せて示す。両者のパワースペクトルを求める際の計算条件は、表面摩擦係数 ( $K_T$ ) を 0.0025、平均風速 ( $U_{10}$ ) を 19.6 m/s (実測データは高度 15 m で取得されるが、これを基準高度での風速とみなす)、ベキ指数 ( $\alpha$ ) を 1/7 とする。

パワースペクトルの最大値は、Davenport、日野、実測データの順となった。Davenport のパワースペクトルの最大値は、0.03 Hz 付近、日野のパワースペクトルの最大値は、0.06 Hz 付近の周波数の所に生じている。実測データのパワースペクトルの最大値は、0.025 Hz 付近の周波数の所で生じており、これは Davenport のパワースペクトルの場合とほぼ同じである。

0.1 Hz 付近の周波数の領域では、実測のパワースペクトルの値が、提案されている 2 つのパワースペクトルの値より若干小さくなっているが、0.01 Hz から 0.03 Hz 及び 0.5 Hz から 2.5 Hz までの周波数領域では、3 者のパワースペクトルの形状と値とがほぼ一致した。図-4.4 に同じ東西成分の FFT (高速フーリエ変換) の結果を示す。Blackman Tukey 法によるパワースペクトルと同様に低い周波数領域に風速の変動成分の卓越周期があることがわかる。

図-4.5 に No. 1 の風の MT 局で取得した南北成分

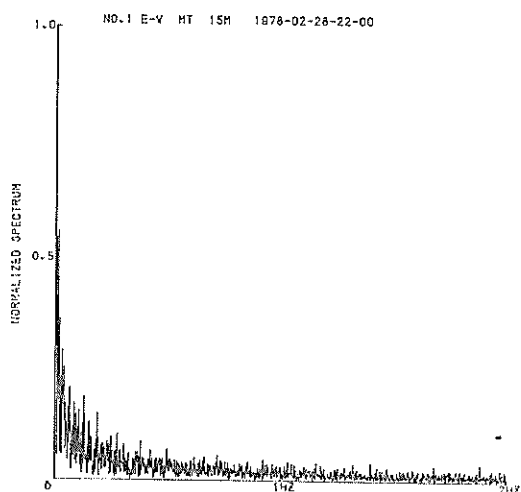


図-4.4 FFT の結果

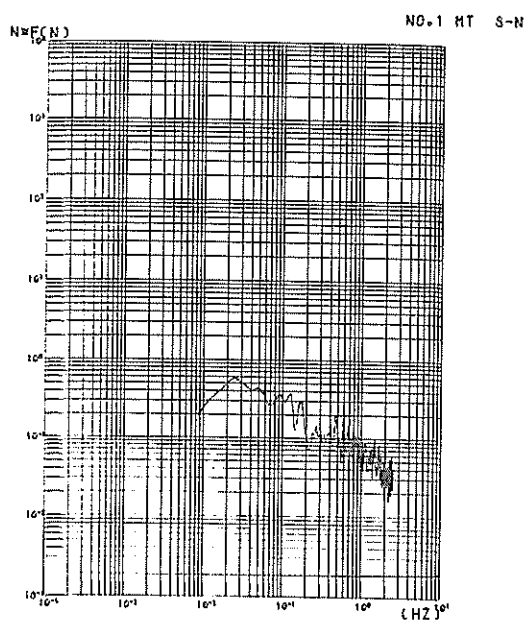


図-4.5 No. 1 の風の南北成分のパワースペクトル (MT 局)

のパワースペクトルを示す。最大値は、0.025 Hz 付近の周波数の所で生じている。ほぼ 0.01 Hz から 0.2 Hz までの周波数領域では、東西成分とでパワースペクトルの形状と値はほぼ等しくなっている。ほぼ 0.2 Hz から 2.5 Hz までの周波数領域では、若干、東西成分のパワースペクトルの値が、南北成分よりも大きいことがわかる。

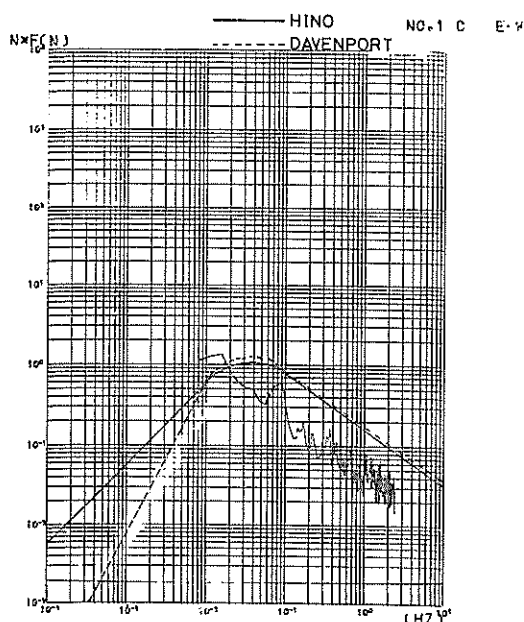


図-4.6 No. 1 の風の東西成分のパワースペクトル (C 局)

図-4.6 に No. 1 の風の C 局で取得した東西成分のパワースペクトルを示す。実測データのパワースペクトルの最大値を生ずる周波数は 0.015 Hz 付近と、提案された 2 つのパワースペクトルよりも若干低周波数側になっている。また 0.02 Hz から 2.5 Hz の周波数領域では、実測データのパワースペクトルの値が、提案式よりも小さくなっている。また MT 局と C 局の東西成分のパワースペクトルとを比較してみると、高度が高い C 局の方が、MT 局よりも低周波数側にパワーを持っていることがわかる。

図-4.7 に No. 2 の風の MT 局で取得した南北成分(ほぼ主流方向)のパワースペクトル及び提案されているパワースペクトルを示す。Davenport 及び日野のパワースペクトルの計算条件は、表面摩擦係数 ( $K_r$ ) を 0.0025, 平均風速 ( $U_{10}$ ) を 16.3 m/s<sup>2</sup> 及びべき指数 ( $\alpha$ ) を 1/5 とした。No. 2 の風は陸風であるが、No. 1 の風と比較して、パワースペクトルの形状及び値とも両者ともほぼ同じである。

図-4.8 に No. 3 の風の MT 局で取得した南北成分(ほぼ主流方向)のパワースペクトル及び提案されているパワースペクトルを示す。Davenport 及び日野のパワースペクトルの計算条件は、表面摩擦係数 ( $K_r$ ) を 0.0025, 平均風速 ( $U_{10}$ ) を 15.3 m/s, 及びべき指数 ( $\alpha$ ) を 1/5



海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析

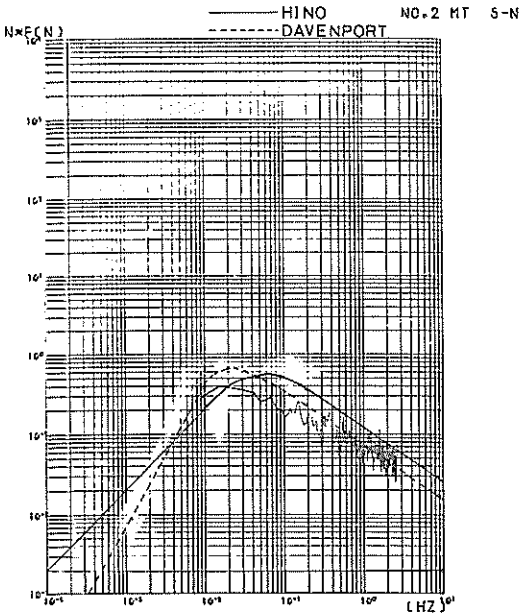


図-4.7 No. 2 の風の南北成分のパワースペクトル (MT 局)

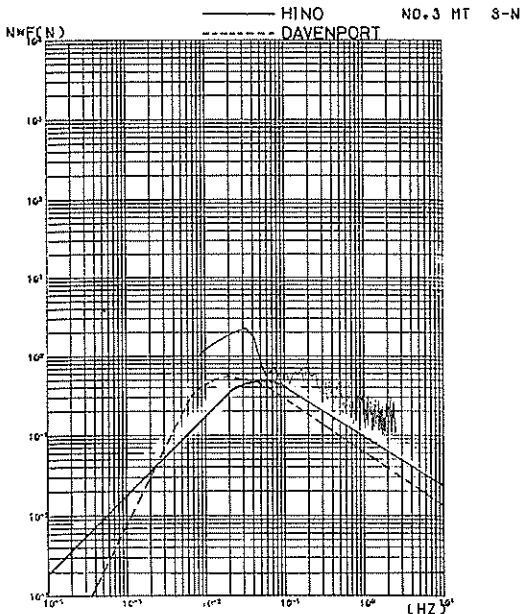


図-4.8 No. 3 の風の南北成分のパワースペクトル (MT 局)

とした。No. 3 の風では、実測データによるパワースペクトルの値が、提案されている2つのパワースペクトルの値よりも2倍程大きいという結果となった。以上示し

た MT 局の風の主流方向のパワースペクトルの数は、わずか3つである。しかし Davenport 或は日野のパワースペクトルと比較して、実測データのパワースペクトルの形状や値は両者とさほど大きな違いはないと言える。換言すれば Davenport のパワースペクトルと日野のパワースペクトルとの間で顕著な差はないとも言える。

4.2 上下方向の風のパワースペクトル

(1) 提案されているパワースペクトル

3.1 風的基本的な性質で述べたとおり強風時の上下方向の平均風速は、水平方向の平均風速と比較してかなり小さい値となる。対象とする構造物の周辺に、島、山、崖などがある場合には、水平方向の風が乱され、ときには上下方向の平均風速が大きくなることも考えられるが周辺が海で開けている自然条件では、上下方向の平均風速は小さいと見なしてよい。しかし上下方向の風の変動成分 ( $w$ ) の乱れの強さ ( $\sqrt{\bar{w}^2}$ ) は、水平方向の乱れの強さ ( $\sqrt{\bar{v}^2}$ ) と比較して、値が小さいものの無視できるほどではない。

上下方向に動揺しやすいつり橋や航空機などでは、上下方向の風による安定性の検討が必要となる。一方水に浮かぶ浮体の場合、潮汐などの現象により海面の移動があるが、浮体の上下方向の動揺を特に押える目的での係留施設は、一般的に考えられない。すなわち浮体の上下方向の移動に対しては、復原力のみが抵抗するだけであり、浮体の形状、寸法などによっては、風によって上下方向の動揺量が大きくなる場合が皆無となるとはいえない。そこで浮体に上下方向の動揺を与える上下方向の風の変動成分 ( $w$ ) を調べるためパワースペクトルの検討を行うこととする。

上下方向の風のパワースペクトルについては、Panofsky や McCormick らによって研究が開始され、その後 Busch や Panofsky らが、パワースペクトルの式を提案した。これらの提案式で代表的な、Busch & Panofsky 及び Singer, Busch & Frizzola の2種類のパワースペクトルの提案式を示す。両者のパワースペクトルの式は実測データから得られるパワースペクトルと比較的良く性質が一致するとされている。

(a) Busch & Panofsky のパワースペクトル

$$nF_u(n) = \bar{w}^2 \frac{0.316X/X_P}{1 + 1.5(X/X_P)^{5/3}} \quad (4.6)$$

(b) Singer, Busch & Frizzola のパワースペクトル

$$nF_u(n) = \bar{w}^2 \frac{0.5X/X_P}{\{1 + 1.5(X/X_P)\}^{5/3}} \quad (4.7)$$

ここで  $\bar{w}^2$  : 上下方向の風の変動成分の分散  
 $X$  : 無次元周波数 ( $X = nZ/U_z$ )  
 $X_P$  :  $nF_u(n)$  が最大値をとるときの無次元周波数  
 $U_z$  : 高度  $Z$  での平均風速

ところで上下方向の風のパワースペクトルについては、十分な情報が現在得られておらず、式(4.6)及び式(4.7)中の無次元周波数( $X_P$ )及び分散( $\bar{w}^2$ )について不明な点が多い。塩谷らの実測値では、 $X_P$  はほぼ 0.3 程度、分散( $\bar{w}^2$ )は、海風に対して水平方向の風の分散( $\bar{u}^2$ )の約 0.25 倍、陸風に対しては、0.25 より大きな値となっている。また Busch & Panofsky は、分散( $\bar{w}^2$ )を  $\bar{w}^2 = 1.7U_*^2$  と仮定している。(ここで  $U_*^2$  は、地表面における摩擦速度を示す) 図-4.9 に Busch &

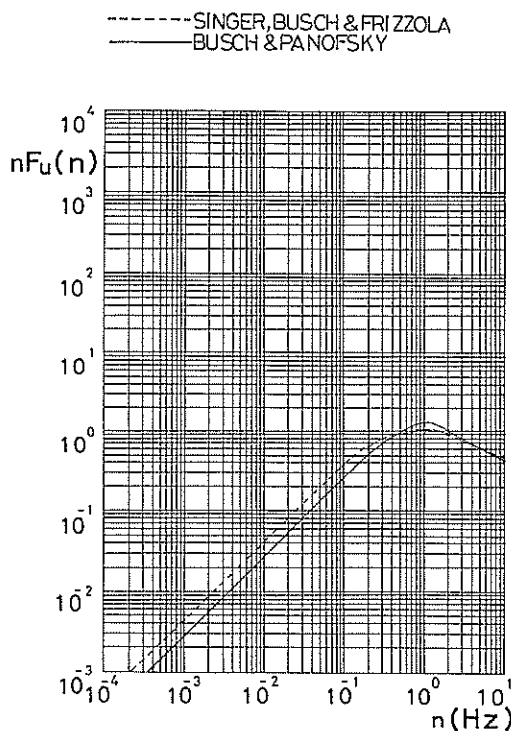


図-4.9 上下方向のパワースペクトルの比較

Panofsky のパワースペクトルと Singer, Busch & Frizzola のパワースペクトルの比較を示す。計算条件は、 $X_P$  を 0.3、分散( $\bar{w}^2$ )を  $0.25\bar{u}^2$ 、(ただし  $\bar{u}^2 = 6K_r U_{10}^2$ )、高度 ( $Z$ ) を 15 m、平均風速 ( $U_{10}$ ) を 50 m/s、表面摩擦係数 ( $K_r$ ) を 0.0025 と設定する。

上下方向の風のパワースペクトルの値は、図-4.2 に示す水平方向の風のパワースペクトルの値と比較してかなり小さいことがわかる。Busch & Panofsky のパワースペクトルの最大値は、1.2 で、Singer, Busch & Frizzola のパワースペクトルの最大値とほぼ等しい値である。またパワースペクトルの形状も両者ほぼ等しい。

(2) 実測データでのパワースペクトル

図-4.10 に No. 1 の風の MT 局で取得された上下方向のパワースペクトル、Busch & Panofsky, 及び Singer,

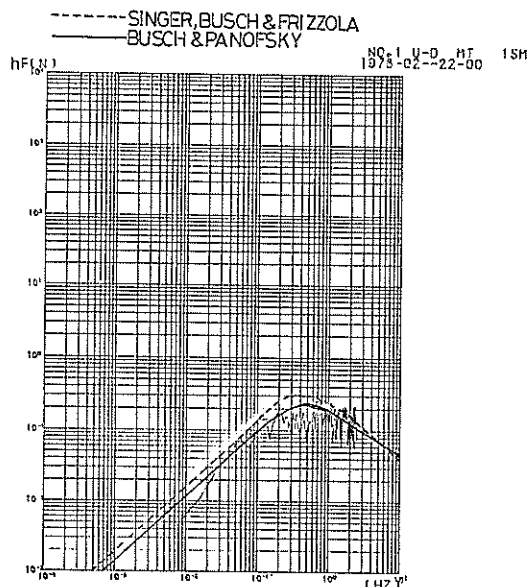


図-4.10 No. 1 の風の上下方向の風のパワースペクトル (MT 局)

Busch & Frizzola のパワースペクトルを示す。提案されたパワースペクトルに用いる計算条件は、 $U_z$  を 19.6 m/s、 $X_P$  を 0.3、分散( $\bar{w}^2$ )を  $0.25\bar{u}^2$  とした。パワースペクトルの形状は、0.01 Hz から 2.5 Hz までの範囲で3者ともほぼ一致する。パワースペクトルの最大値は、実測データのパワースペクトルが提案された2つのパワースペクトルよりもわずかに高周波数側に寄っている。図-4.11 に No. 2 の風、図-4.12 に No. 3 の風で MT 局で取得された実測データのパワースペクトルと提案された2種類のパワースペクトルを示す。

No. 2 の風では、3 者ともパワースペクトルの形状及び最大値、最大値の生ずる周波数がほぼ同一となった。No. 3 の風では、実測データのパワースペクトルの値が

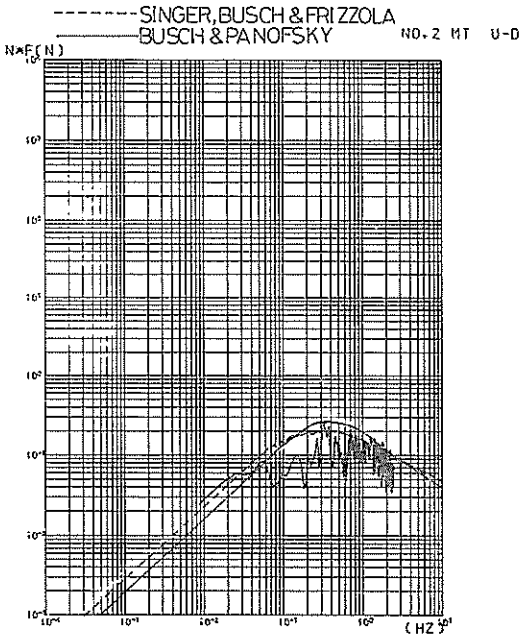


図-4.11 No. 2 の風の上下方向の風のパワースペクトル (MT 局)

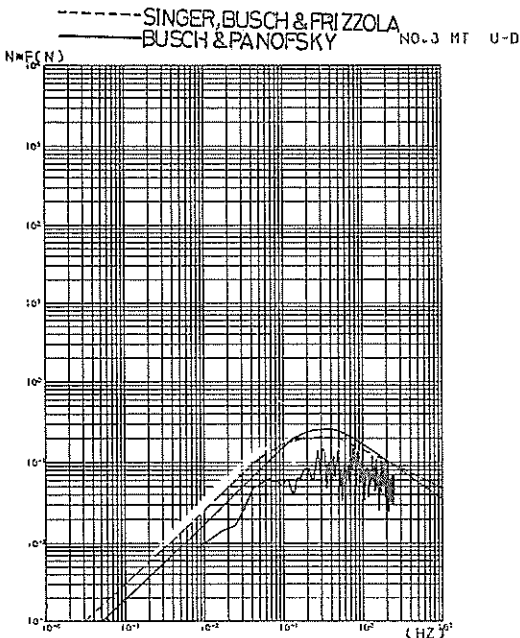


図-4.12 No. 3 の風の上下方向の風のパワースペクトル (MT 局)

提案されたパワースペクトルよりも小さい値となっている。しかし形状については、3者ともほぼ同一と考えてよからう。

### 4.3 風の方向分散

風の方向分散は、評価時間、高度、周辺の地形、風の種類(台風、龍巻など)などの複雑な要因がからみ統一的な式では現在求められていない。台風の場合には、台風が中心が移動するにつれ、ある一地点の風向は時々刻々と変化する。一方季節風の場合には、ほぼ一定の方向から風が吹いてくる。ある一地点の周辺に、山や谷などの自然物や建物などが存在するときは、風が乱され評価時間が短くとも風向が変化することが十分考えられる。

一般にパワースペクトル  $F_w(n, \theta)$  は、式(4.8)に示すように、周波数  $(n)$  と方向  $(\theta)$  との関数で表示できる。

$$F_w(n, \theta) = \int_{-\pi}^{\pi} F_w(n, \theta) d\theta \quad (4.8)$$

そして  $F_w(n, \theta)$  を周波数と方向の項に便宜的に分離して式(4.7)を式(4.9)の形に書直すことができる。

$$\left. \begin{aligned} F_w(n, \theta) &= F_w(n) \cdot h(\theta) \\ \int_{-\pi}^{\pi} h(\theta) d\theta &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

ここで  $h(\theta)$ : 方向分散を示す式(方向関数)

波浪に対しては、種々の方向関数  $(h(\theta))$  が提案されている。波浪と同様に風の方向関数についても式(4.9)で表示できると考えるが、前述した通り風の方向関数については不明な点が多い。そこで今回取得した風の実測データを基に風の方向性について述べる。

実測データは三方向の超音波風速計を用いて取得されるので、三成分のうち東西成分と南北成分で得られる風速の時系列データに関してベクトル合成を行い、風向の広がりとその強さを求めることができる。得られた方向分散を図-4.13、図-4.14、及び図-4.15に示す。図-4.13は、No. 1の風のMT局で取得された実測データを基に作成した。また図-4.14は、No. 2の風、図-4.15は、No. 3の風から同様に各々作成したものである。図-4.13に示すとおり、10分間の時間内での方向の分散性は小さく、主流方向の軸に関して  $\pm 5$  度以内に約8割がたの風が入ってくる。同様にNo. 2及びNo. 3の風の場合にも、やはり方向の分散性は少ない。風の方向分散が一般にこのような性質を持っているならば、10分間以内で浮体の動揺を評価する際には方向分散を特に考慮しなくても良いと考えられる。

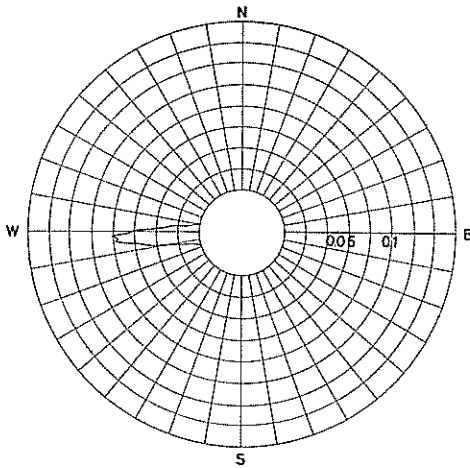


図-4.13 No. 1 の風の方散 (MT 局)

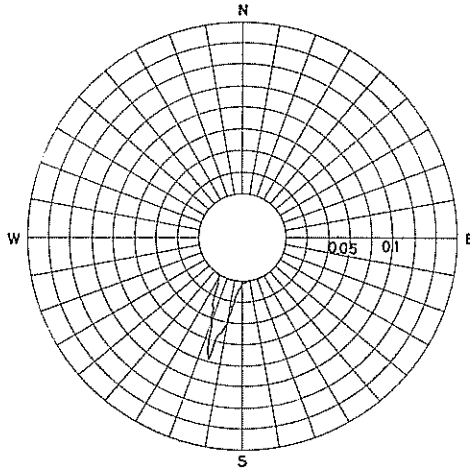


図-4.14 No. 2 の風の方散 (MT 局)

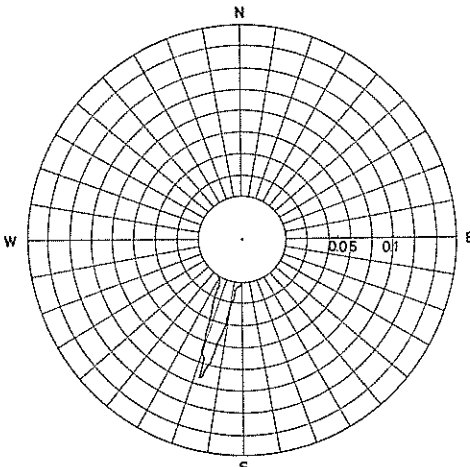


図-4.15 No. 3 の風の方散 (MT 局)

## 5. 海上での風の空間的な性質

### 5.1 風の平面的な分布形

浮体にとって一番厳しい風の一つに台風があげられる<sup>12)</sup>。台風は巨大な空気の渦巻であり、したがってその気圧の等圧線は、通常ほぼ円形であり台風の規模と同程度の地域でみれば、台風時における風速や風向は場所ごとに異なる。

浮体の規模が小さい場合には、浮体の各点でほぼ同じ風速の風が吹くと予想できるが、例えば、全長が 5000 m 位の大規模な浮体の場合には、各点で風速が異なることも考えられる。そこで台風域内の風速の分布形について調べ、風による浮体の動揺量を評価する際どのような風速の分布形をもつ風を考慮すれば良いか検討することにする。

台風の平均的な大きさは、直径 600 km 程度であるが、巨大なものは 2,000 km 規模、小さいものは 100 km 位である。台風域内の風を式 (5.1) で示す旋衡風とすれば、風速の分布形を容易に求めることができる。

$$\frac{U^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (5.1)$$

ここで  $U$ : 風速,  $\rho$ : 空気の密度  
 $r$ : 曲率半径,  $\partial p/\partial n$ : 気圧の傾度

しかし実際の台風域内の風速分布は、旋衡風より求められた風速分布より複雑である。

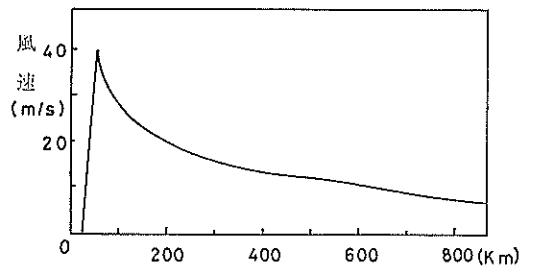


図-5.1 高橋が提案した台風域内の分布

高橋は、実測値をもとに、図-5.1 に示す台風域内の風速分布のモデルを提案した。台風の中心の半径 10 km 位の範囲内は、台風の日と呼ばれ、ほとんど無風の状態である。台風の日から 40~50 km 位まで、風速は中心からの距離 ( $r$ ) にほぼ比例する。その外側では風速は、およそ  $\sqrt{r}$  に反比例する。最大風速 (最大瞬間風速ではない) は、したがって中心から 40~50 km の地点で生ずる。更に台風の進行方向の右側は、台風の移動速度の影響が加わり、風速が増加する。

一方、光田は、標準計画台風を提案している<sup>23),24)</sup>。標準計画台風とは、日本の台風来襲地域において、当然考えておかなければならない規模の台風と光田は定義している。光田が提案した標準計画台風は、100年に1回の確率で発生し、規模として中心気圧が920mb及び最大風速が50m/s程度と考えている。標準計画台風は、滑川の主副台風論に基づいてモデル化されており、そのモデルの中心気圧、最大風速の生ずる距離、移動方向及び移動速度などから台風域内の風速分布が設定されている。

その理論では台風域内に存在する主台風及び副台風が、cyclotrophic balanceにある旋回系を形成するものと仮定する。したがって風域内の最大風速 ( $U_{max}$ ) が、2つの旋回系の最大風速域の一致した区域に発生するとし、その大きさが各々での最大風速のベクトル和として式(5.2)で表わされるものとしている。

$$U_{max} = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} + \sqrt{\frac{\pi'}{2\rho}} \quad (5.2)$$

ここで  $\pi$  及び  $\pi'$ : 主台風及び副台風の中心気圧の降下量

$\rho$ : 空気の密度

また台風の移動による最大風速の増加は、最大風速が生ずる半径にある地点において進行方向右側で、台風の移動速度の50%程度としている。したがって、例えば台風が10km毎時で移動していると、最大風速は1.4

m/s増加する。式(5.2)で与える最大風速は、地表面の摩擦の影響が少ない上空での値であり、海面上ではその値の2/3倍をとるとしている。

図-5.2に上記の方法で求められる標準計画台風での風速の分布を、図-5.3に台風の中心からの距離と風速との関係を示す。図-5.3に示す風速分布は、高橋が提案した風速分布とほぼ同じである。

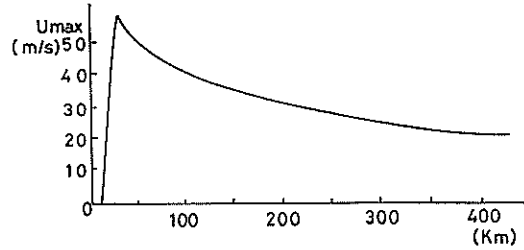


図-5.3 光田が提案した台風域内の風の分布

以上、高橋及び光田の提案した台風域内の風の分布をもとに、全長が5,000m程の浮体の動揺シュミレーションモデルに入力する最大風速の分布形として、図-5.4に示す種類が考えられる。

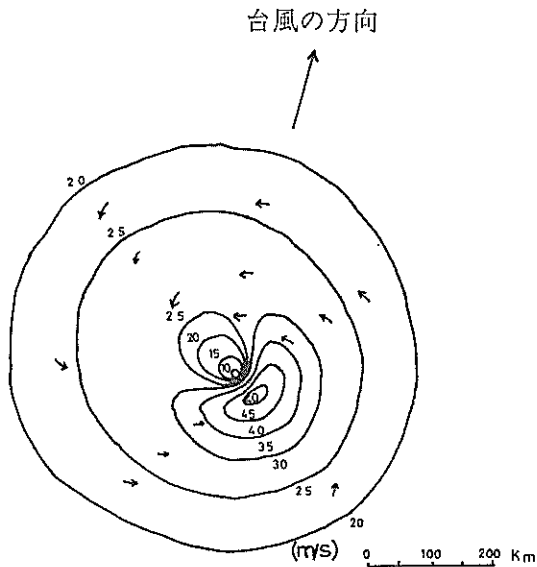


図-5.2 標準計画台風での風速分布

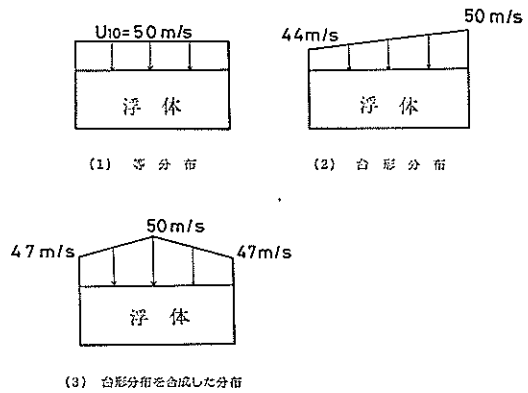


図-5.4 モデル化した風速分布

(1) 最大の風速分布は、等分布である。実際には上記に述べた事を考慮すると過大な風速分布となる。(2) 最大の風速分布は、台風の最大風速(50m/sを考慮)の発生する地点が浮体の一端にある場合である。浮体の他方の端は風速が44m/sとなる。この最大風速分布の場合には、浮体のZ軸回りに回転力を与えることになる。(3) 最大の風速分布は、風域の最大風速が、浮体の中央にある場合である。

ところで、台風時、浮体には、あらゆる方向から風が吹いてくることが予想されるが、本報告では、浮体の動揺に一番影響を与える、浮体の長手方向 ( $Y$  軸方向) と短手方向 ( $X$  軸方向) のみに風が吹くものとする。

### 5.2 風の空間相関<sup>25)-29)</sup>

大型な浮体の場合、その全長にわたって、同一の性質をもつ風が同時に作用するとは考えられない。むしろ離れた2点間では異なった性質の風があたると考える方が自然である。

この離れた2点間での風の相関性を空間相関と呼び、この空間相関は、2点間の距離と風速の変動成分中の周波数との関数で表示される。いま 図-5.5 に示すように、

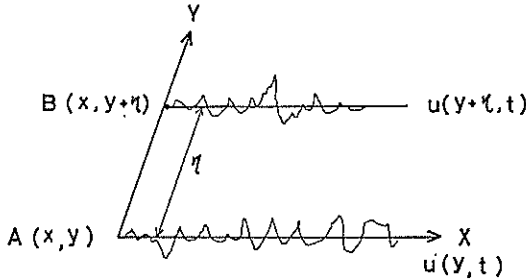


図-5.5 空間相関の座標系

主流方向に対して直角の方向に、距離が  $\eta$  離れている A 地点と B 地点をとりだしてみる。AB 間における変動風速の空間相関関数  $D(\eta)$  は式 (5.3) で示される。

$$D(\eta) = \overline{u(y, t)u(y + \eta, t)} \quad (5.3)$$

空間相関関数  $D(\eta)$  は、2点間の風速の変動成分のクロススペクトルの実数部で表示でき、近似的に式 (5.4) で  $D(\eta)$  は求まる。

$$D(\eta) = 2 \int_0^{\infty} F_u(n) R(\eta, n) dn \quad (5.4)$$

ここに  $R(\eta, n)$  は、2点での風速の変動成分の相関係数を示し、Cramer は、この  $R(\eta, n)$  を式 (5.5) で与えた。

$$R(\eta, n) = \exp\left(\frac{-\eta kn}{U_{10}}\right) \quad (5.5)$$

ここに  $k$ : 定数

Davenport は、強風時に  $k$  を 7 程度に考えた。式 (5.4) を用いると横方向 ( $y$  方向) のうずの大きさ ( $L_y$ ) は、式 (5.6) で求めることができる。

$$\begin{aligned} L_y &= \int_0^{\infty} D(\eta) d\eta / \bar{u}^2 \\ &= 2 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} F_u(n) R(\eta, n) d\eta dn / \bar{u}^2 \quad (5.6) \end{aligned}$$

いま  $F_u(n)$  を Davenport が提案したパワースペクトルで、 $\bar{u}^2$  を式 (4.3) で、また  $R(\eta, n)$  を式 (5.5) でそれぞれ与えると次式を得る。

$$L_y = \frac{U_{10}}{10.5} \int_0^{\infty} \frac{(1200n/U_{10})^2}{n^2 \{1 + (1200n/U_{10})^2\}^{4/3}} dn \quad (5.7)$$

いま平均風速 ( $U_{10}$ ) を 50 m/s としてうずの大きさ ( $L_y$ ) を式 (5.7) で求めると、その値は約 128 m となる。

実際には、各浮体の各点に時間の位相がずれた多数のうずが次々に到着する。このことを考慮して浮体の動揺シミュレーションモデルに、風の空間相関の性質を導入するために、便宜的に次の仮定を行うこととする。すなわち、浮体の長手方向及び短手方向を何区分かに分割を行い、一つの区分の中に他の区分と平均風速が異なりかつ風速の変動成分が任意の位相のずれをもつ風が作用するものとする。しかしどの程度の区分数に分けるのが適切であるかは不明である。だが Davenport のパワースペクトルによるうずの大きさが約 128 m、3. で述べた実測の風でのうずの大きさが、海風で約 40 m 程度であることを考慮すると、50 m 程度に分割しておけば、例えば全長 500 m 程度の浮体では、区分数を 10 程度にとれば十分と考えて良いであろう。

## 6. 動揺シミュレーションに用いる風荷重

### 6.1 考慮する風荷重の種類

構造物にかかる全風荷重は、構造物表面に分布する風圧力 ( $DP$ ) 及び摩擦力 ( $d\tau$ ) の値を知り、構造物の全表面にわたってこれらを積分すれば理論的に求めることができる<sup>30)</sup>。

しかし理論的に風荷重の計算ができるのは非常に限られた条件のもとでしかない。建物、橋りょうなどの構造物にかかる風荷重に関して実験的、理論的な研究が鋭意進められてきており、その性質についての知識も相当集積をみているものの、正力や摩擦力の値や分布形を正確に求めるまでには至っていない。しかも非常に大型の浮体にかかる風荷重は、従来の規模の構造物にかかる風荷重と比較して、その値や分布などの性質も当然異なってくると予想される。残念ながら現在の知識では、浮体にかかる風荷重を正確に算定することは困難であるので、従来の風荷重の算定手法を基本にして、考慮する風荷重を推定することにする<sup>31), 32)</sup>。

すなわち、風荷重として、浮体の側面及び上面にかかる風圧力、浮体の上面に沿って作用する摩擦力のみを取り上げることとする。したがって、浮体の背面に発生す

ると予想されるカルマンうずの影響, 浮体の端部より生ずる境界層内での風の分布(流線のはく離や再付着など), 浮体の側面にかかる摩擦力, 波浪による風の乱れの影響及び浮体上の建造物による風の乱れの影響などについては, 本報告では検討しないこととする。

次に, 浮体にかかる風圧力と摩擦力の算定手順について概説を行う。

### 6.2 浮遊式構造物に作用する風圧力

矩形の浮体に風が当たる場合<sup>39), 40)</sup>, 浮体の存在により風の流線<sup>39)</sup>は, 図-6.1 に示すように乱れ, 風は複雑な挙動

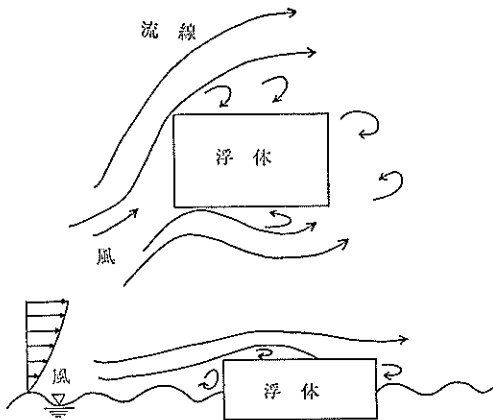


図-6.1 風の流線

を示す。浮体が剛体でかつ浮体自身が大きく動揺しないと仮定すれば, 水平方向の風に対して浮体の側面に作用する風圧力 ( $F_a$ ) は, 式 (6.1) で推定することができる。

$$F_a = \frac{1}{2} \rho S C_D (U + u(t))^2 \quad (6.1)$$

- ここで  $\rho$  : 空気の密度 ( $0.12 \times 10^{-3} \text{ tf} \cdot \text{s}^2 \cdot \text{m}^{-3}$ )
- $S$  : 風の流れ方向に対する投影面積 ( $\text{m}^2$ )
- $C_D$  : 抗力係数
- $U$  : 平均風速 ( $\text{m/s}$ )
- $u(t)$  : 風速の変動成分 ( $\text{m/s}$ )

式 (6.1) を用いる際には, 風速の変動成分, 平均風速及び抗力係数を適切に設定しなければならない。

風速の変動成分 ( $u(t)$ ) の時系列データは, Davenport あるいは日野のパワースペクトルを用いて, 式 (6.2) で作成する。

$$u(t) = 2 \sum_{i=1}^N \sqrt{F_u(n_i) \Delta n} \cos(2\pi n_i t + \alpha_i) \quad (6.2)$$

ここに  $n$  : 周波数

$N$  : 考慮する周波数領域中の周波数の個数

$\Delta n$  : 周波数のきざみ幅

$\alpha_i$  : 位相

また式 (6.2) 中の位相 ( $\alpha_i$ ) は, 乱数で任意の値に設定する。

浮体側面にかかる平均風速分布 ( $U$ ) は, 基準高度 10 m での基準風速 ( $U_{10}$ ) を用いて, 式 (3.8) に示すべき法則によって設定されるべきである。

したがって浮体の側面にかかる風速は, 高さ方向に異ってくる<sup>40)</sup>。しかし平均風速を高さ方向に変えて式 (6.1) によって風圧力を算定することは, かなり複雑な計算となるので, 浮体の水面上の露出面積の中心位置における平均風速が, 一様に浮体側面全体にあたるものと単純化する。例えば浮体の水面上の高さ 25 m がとすると, この単純化作業は風速の鉛直分布を折込んだ計算よりも, 風圧力は 10% 程小さい値を示す。

抗力係数 ( $C_D$ ) の設定は, 種々の要因が絡み複雑となる。

抗力係数は, 低いレイノルズ数領域では, エネルギー保存による方法あるいは運動量輸送理論の方法などを用いて理論的に算定することが可能である。しかし高いレイノルズ数領域では, 理論的に抗力係数を求めることが困難であり, 風洞実験あるいは水理実験など実験的な方法によって通常求めている。今回は, これらの実験を実施していないので文献調査によって抗力係数を設定することにする。

抗力係数は, 浮体の形状や寸法, レイノルズ数などの要因によって一般的に決まる。

Höerner<sup>37)</sup> は, 一様流中に置かれた正方形の板に対してレイノルズ数と抗力係数との関係を実験的に求め, レイノルズ数が,  $10^2 \sim 10^5$  程度の値よりも大きな範囲では抗力係数はほぼ 1.17 の一定値となることを示している。いま浮体の全長を 400 m, 風速を 50 m/s とするとレイノルズ数は,  $10^9$  のオーダーとなり上記実験の範囲外となるが, 矩形の浮体では, 風の流線のはく離が一定であるので, レイノルズ数が抗力係数に及ぼす影響は小さいと考えて良く, 上記実験結果は一応そのまま適用できるものとみなせる。一方浮体の形状や寸法が, 抗力係数に及ぼす影響は大きい。く形の形状をしている浮体では, アスペクト比 (辺長比) によって抗力係数が変化する。Woodruff<sup>40)</sup> によると, 図-6.2 で示すように一様流中で片面を地面に接した直方形板の場合,  $\lambda$  (= 浮体の全長/浮体の高さ) が 1.0 のときに抗力係数を 1.10,  $\lambda$  が

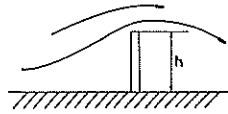


図-6.2 片面を地面に接した板周辺の流線

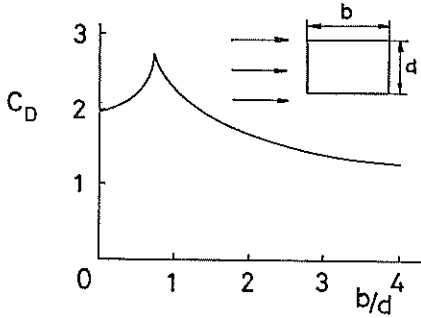


図-6.3 長方形断面柱の抗力係数

10.0 以上のとき 1.20, としている。

また中口らは、半無限長の長方形断面柱の抗力係数を図-6.3 のように与えている。Woodruff や中口らの研究によって矩形の形状をしている浮体での抗力係数がある程度推測することが可能となってきている。しかし、所定の条件下での浮体の抗力係数の値は、風洞実験などにより確認する必要があることは勿論である<sup>39)~44)</sup>。

一方、上下方向の風による浮体の上面に作用する風圧力 ( $F_{U-D}$ ) も基本的には式 (6.1) で推定できる。海上での上下方向の風では、前述した通り平均風速はほとんど 0 に近い値であり、風速の変動成分が支配的となる。したがって変動成分の時系列データを Busch & Panofsky あるいは Singer, Busch & Frizzola の提案したパワースペクトルより式 (6.2) を用いて作成し、かつ適当な上下方向の抗力係数 ( $C_{U-D}$ ) を選べば、上下方向の風圧力 ( $F_{U-D}$ ) を推定できる。

### 6.3 浮遊式構造物に作用する摩擦力

今までの建物や橋りょうなどの構造物では、摩擦力についてあまり問題とならなかった。これは、風圧力の値と比較して摩擦力の値が無視できる程小さいからである。しかし風の流れに対して非常に扁平でかつ表面積の大きい浮体の場合では、摩擦力の影響を無視できない。

流線のはく離や再附着、浮体の端部より生ずる境界層などの要因により浮体表面の摩擦力<sup>45)</sup>を正確には握ることが困難であるので、本報告では、摩擦力 ( $F_f$ ) を式

(6.3) で推定することにした。

$$F_f = K_f \rho S (U_{10} + u(t))^2 \quad (6.3)$$

ここで  $S$ : 浮体上面の表面積

式 (6.3) で推定する摩擦力は海面上での値であり、基準高度 10 m での平均風速 ( $U_{10}$ ) と表面摩擦係数 ( $K_f$ ) とを設定することにより求まる。そこで浮体が水面上さほど高く露出していなければ、海面上での風速と、浮体上面を通過する風速とがほぼ等しいものと仮定した。表面摩擦係数については、多くの研究者によってその値の提案がなされている。

$W_u$  は平均風速 ( $U_{10}$ ) が 15 m 以上の場合、表面摩擦係数の値として  $2.6 \times 10^{-3}$  を推奨している。Davenport は、表-4.1 に示すように、外海で 0.001~0.002 としている。また小野田は、垂水の海岸に設置した観測塔での平均風速 20 m/s 以上の実測データを基に表面摩擦係数を 0.002~0.004 としている。表面摩擦係数については各々の研究者によりかなりの開きがある。また平均風速が大きい場合については、この値について不明な点はまだ多いのも事実である。本州四国連絡橋耐風設計基準 (1975 年)・同解説では、海岸付近に設置される橋りょうに対して表面摩擦係数を 0.0025 としている。本報告ではこの値を用いることにする。

## 7. 動揺シミュレーション計算 (例)

### 7.1 計算条件と計算ケース

浮体の動揺解析の手法及び浮体にかかる風荷重の考え方について前章まで述べてきた。本章では、浮体の諸元、係留施設の力学特性などを設定してシミュレーションモデルの作成を行い、以下に示す項目を調べるため試算<sup>46)</sup>を行う。

- (1) 浮体の諸元による影響
- (2) Davenport のパワースペクトルと日野のパワースペクトルとによる動揺性状の比較
- (3) 風速の分布形及び空間相関の影響
- (4) バネの特性による影響
- (5) 上下方向の風による影響
- (6) 実測風による浮体モデルの動揺

すなわちこれらの要因が、浮体の動揺量やバネに生ずる反力や変位の値などにどの程度影響を及ぼすか概略の検討を行うものとする。

浮体のモデルは、大型浮体、中型浮体及び小型浮体の 3 種類とする。各々の浮体は、水深が 20 m で周辺に障害物のない海面に設置されているものとする。また外力



海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析

表-7.1 浮体の諸元

	全 (m) 長	幅 (m)	高 (m) さ	吃 (m) 水	重 (kgf) 量	Y方向のバネの値 (tf/m)	Y方向のバネの本数 (基)	X方向のバネの値 (tf/m)	X方向のバネの本数 (基)
大型浮体	5,000	750	30	4.7	$1.8 \times 10^{10}$	10,000	21	10,000	4
中型浮体	400	100	20	4.8	$2.0 \times 10^8$	2,000	3	2,000	2
小型浮体	20	20	20	3.2	$2.0 \times 10^6$	200	2	200	2

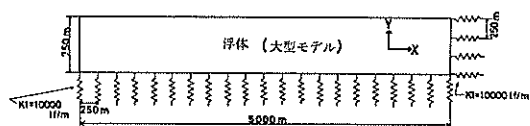


図-7.1 (a) 大型浮体

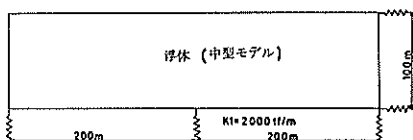


図-7.1 (b) 中型浮体

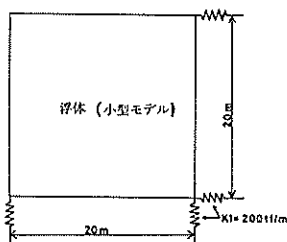


図-7.1 (c) 小型浮体

中型浮体モデルは全長 400 m, 幅 100 m, 高さ 20 m の直方体で吃水が 4.8 m である。バネ定数は 2,000 tf/m で  $y$  方向に 3 個,  $x$  方向に 2 個各々配置する。小型浮体モデルは, 全長 20 m, 幅 20 m, 高さ 20 m の立方体で吃水が 3.2 m である。バネ定数が 200 tf/m のバネを  $x$  方向及び  $y$  方向に 2 個づつ配置する。

これらの浮体モデルに吹く風として, 日本沿岸各地に約 100 年に 1 回の確率で来襲する超大型の台風もたらすものを想定する。すなわち基準高度 10 m での風の平均風速を 50 m/s とする。風速の変動成分を作成する際用いる日野あるいは Davenport のパワースペクトルの提案式に使用する定数として, 表面摩擦係数 ( $K_r$ ) を 0.0025, 風速の鉛直分布を示すべき指数 ( $\alpha$ ) を 1/7, 気層の安定度を示す修正係数 ( $m$ ) を 2.0 とする。提案されているパワースペクトルから式 (6.2) を用いて変動成分を作成する際考慮する周波数の領域は, 0.01 Hz から 2.5 Hz とし, この周波数の領域を 250 区分に分割する。この計算条件から, 時間間隔が 0.1 秒で, データ数が 3,000 個の変動風の時系列データを作成する。抗力係数 ( $C_D$ ) は, 水平方向に 1.2, 上下方向に 2.0 を各々設定し, 浮体モデルの種類によって変わらないものと仮定した。

平均風速の水平分布形として, 浮体に大きな動揺量を与えるとして予想される等分布及び台形分布のみを取りあげることとし, 風の変動成分の効果を組込むために, 浮体を 1, 3, 5, 10 及び 15 の区間にそれぞれ分割し, 各区間毎独立に変動成分を与えて計算する。

以上のように浮体の諸元や風荷量などの設定を行い, 表-7.2 に示す総計 20 ケースのシミュレーション計算を行う。ただし表に示す以外にもいくつかの補足あるいは予備計算を実施するが, これらについてはこの報告では直接触れない。また今回計算の対象とする浮体モデルは具体的な浮遊式構造物を想定していないので, 各浮体モデルに対して詳細なシミュレーション計算を実施しない

は, 風のみを考慮し, 波浪, 潮流などは作用していないものとする。

浮体の諸元及び係留施設の力学特性を表示するバネの配置と値について 図-7.1 及び 表-7.1 に示す。大型浮体モデルは, 全長 5,000 m, 幅 750 m, 高さ 30 m の直方体の形状をしており吃水が 4.7 m である。したがって浮体は海面より 25.3 m 露出しておりこの部分に風があたることになる。浮体の  $y$  方向 (スウェイ方向) には各々 250 m 間隔に配置した 21 個のバネで浮体を係留している。またバネの弾性的形状を示す領域でのバネ定数は 10,000 tf/m である。また浮体の  $x$  方向 (サージ方向) に関しては,  $y$  方向と同じ性質を所有する 3 個のバネで係留する。

表-7.2 計算ケース内訳

No.	浮体モデル	パワースペクトルの種類	風 向	パネ定数の倍率	風の分布形	空間の区分数
1	大型浮体	Davenport	y 方向	1	等分布	1
2	大型浮体	Davenport	x 方向	1	等分布	1
3	大型浮体	日 野	y 方向	1	等分布	1
4	大型浮体	日 野	x 方向	1	等分布	1
5	大型浮体	Davenport	y 方向	1	等分布	3
6	大型浮体	Davenport	y 方向	1	等分布	5
7	大型浮体	Davenport	y 方向	1	等分布	10
8	大型浮体	Davenport	y 方向	1	等分布	15
9	大型浮体	Davenport	y 方向	1	台形分布	5
10	大型浮体	Busch & Panofsky	z 方向	1	等分布	1
11	大型浮体	Singer, Busch & Frizzola	z 方向	1	等分布	1
12	中型浮体	Davenport	y 方向	1	等分布	1
13	中型浮体	日 野	y 方向	1	等分布	1
14	小型浮体	Davenport	y 方向	1	等分布	1
15	小型浮体	日 野	y 方向	1	等分布	1
16	小型浮体	Davenport	y 方向	非線型パネ	等分布	1
17	小型浮体	Davenport	y 方向	2	等分布	1
18	小型浮体	Davenport	y 方向	1/2	等分布	1
19	小型浮体	Davenport	y 方向	1/4	等分布	1
20	中型浮体	実測風	y 方向	1	等分布	1

(y 方向: スウェイ, x 方向: サージ, z 方向: ヒープ)

ことを了承願いたい。

### 7.2 計算結果

#### (1) 浮体の造波抵抗と固有動揺周期

各浮体モデルを対象にしてストリップ法で造波抵抗力(付加質量及び減衰力)の算定を行った。図-7.2 に大型浮体モデルのスウェイの付加質量係数と浮体の動揺周期との関係を 図-7.3 に同じく減衰係数と浮体の動揺周期

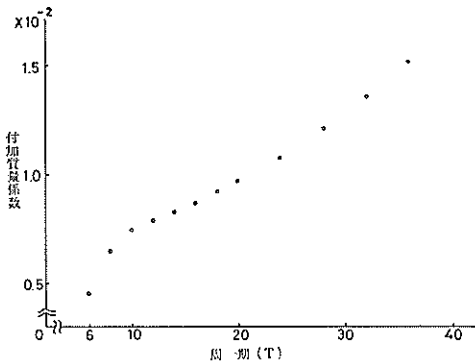


図-7.2 大型浮体モデルのスウェイの付加質量係数

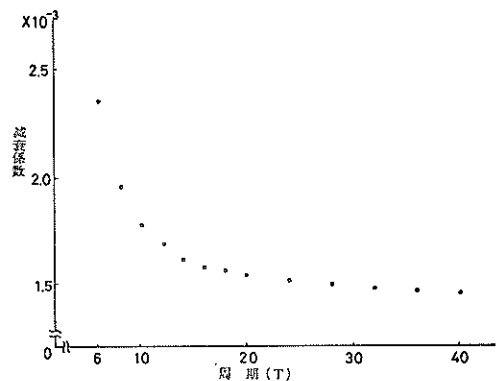


図-7.3 大型浮体モデルのスウェイの減衰係数

との関係を示す。

浮体の動揺周期が 6 秒から 40 秒程度の範囲内では、浮体の動揺周期が長くなるにつれて付加質量係数の値は大きくなる。一方減衰係数の値は、逆に小さくなる傾向が見られる。同様に大型浮体のヨウの付加質量係数と浮体の振動周期との関係を 図-7.4 に、同じく減衰係数と浮体の動揺周期との関係を 図-7.5 に示す。ヨウについ

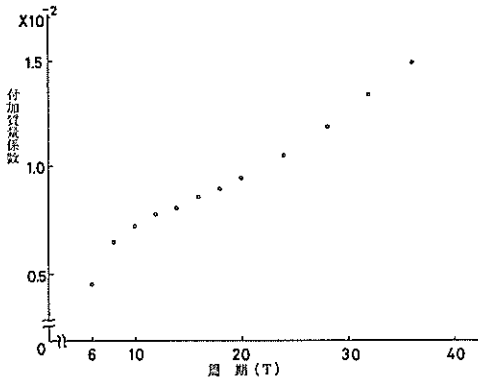


図-7.4 大型浮体モデルのヨウの付加質量係数

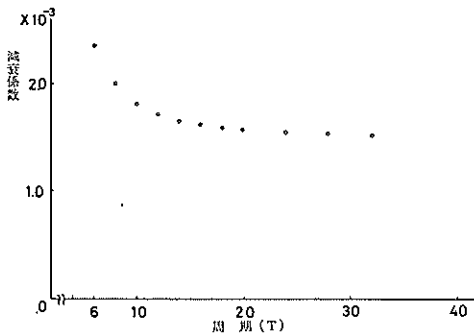


図-7.5 大型浮体モデルのヨウの減衰係数

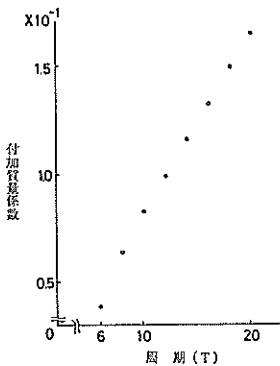


図-7.6 中型浮体モデルのスウェイの付加質量係数

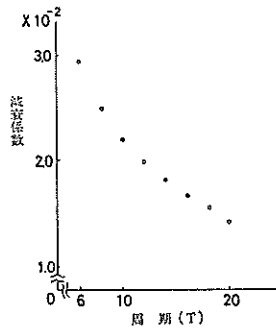


図-7.7 中型浮体モデルのスウェイの減衰係数

動揺周期との関係を 図-7.7 に各々示す。中型浮体モデルで行った計算の動揺周期は、6 秒から 20 秒の範囲である。この動揺周期の範囲内では、浮体の動揺周期と付加質量係数や減衰係数との関係が、中型浮体モデルと大型浮体モデルとでほぼ同一の傾向を示す。

ところで浮体の動揺に関する 6 成分の固有動揺周期 ( $T_i$ ) は、浮体の諸元と係留系のバネ定数が設定できれば、式 (7.1) で概略推定できる。

$$T_i = 2\pi \sqrt{K_i / M_i} \quad (7.1)$$

ここで  $K_i$  : 各運動成分に対するバネ定数と静水圧的復原力との合計

$M_i$  : 各運動成分に対する浮体の質量と付加質量 (あるいは付加慣性モーメント) との合計

また付加質量 (あるいは付加慣性モーメント) 及び静水圧的復原力の値は、ストリップ法から得られる値を用いる。式 (7.1) を用いて得られた各浮体モデルの各運動成分の固有動揺周期を 表-7.3 に示す。大型浮体モデルのスウェイの固有動揺周期は、約 18 秒、同じく中型浮体モデルでは、約 12 秒、小型浮体モデルでは、約 5 秒である。各々の浮体モデルでのスウェイの固有動揺周期は比較的長い。前述したとおり、風速の変動成分の卓越周期が比較的長周期の領域に存在することから、浮体モデルにかなり大きい動揺量を与えることが予想される。

浮体モデルの付加質量係数や減衰係数の値は、浮体の動揺周期によって異なるが、この性質をシミュレーション計算モデル中に組み込むことはかなり複雑な計算過程を必要とする。したがってここでは、大きな動揺を与える浮体の固有動揺周期での付加質量係数と減衰係数の値を用い、浮体の動揺周期によらず一定値とする。各々の浮体モデルのそれぞれの運動成分の固有振動周期に対応

ても浮体の動揺周期が長くなるにつれ、付加質量係数の値は大きくなり、減衰係数の値は小さくなる。

中型浮体モデルのスウェイの付加質量係数と浮体の動揺周期との関係を 図-7.6 に、同じく減衰係数と浮体の

表-7.3 浮体モデルの動揺条件

モデルの種類	動 揺 成 分	固有振動周期 (秒)	バネ定数+復元力 (kgf/m)	付加質量係数	減 衰 係 数
大 型 浮 体	ス ウ ェ イ	18	$2.10 \times 10^8$	0.009	0.0016
	サ ー ジ	56	$4.00 \times 10^7$	0.018	0.0006
	ロ ー ル	55	$1.81 \times 10^{14}$	180.0	0.927
	ピ ッ チ	111	$8.05 \times 10^{15}$	662.0	1.57
	ヒ ー ブ	111	$3.86 \times 10^9$	64.7	0.152
	ヨ ウ	18	$4.81 \times 10^{14}$	0.010	0.0016
中 型 浮 体	ス ウ ェ イ	12	$6.00 \times 10^8$	0.102	0.020
	サ ー ジ	22	$2.00 \times 10^8$	0.118	0.0075
	ロ ー ル	10	$3.28 \times 10^{10}$	5.2	0.397
	ピ ッ チ	17	$5.49 \times 10^{11}$	10.9	1.348
	ヒ ー ブ	17	$4.12 \times 10^7$	3.9	1.28
	ヨ ウ	8	$1.60 \times 10^{11}$	0.94	0.0325
小 型 浮 体	ス ウ ェ イ	5	$4.00 \times 10^8$	0.112	0.407
	サ ー ジ	5	$4.00 \times 10^8$	0.112	0.407
	ロ ー ル	9	$1.04 \times 10^7$	13.1	0.0017
	ピ ッ チ	9	$2.15 \times 10^7$	13.1	0.0024
	ヒ ー ブ	7	$4.12 \times 10^8$	1.07	0.397
	ヨ ウ	4	$4.00 \times 10^7$	0.04	0.214

するこれらの値を、表-7.3 に示す。スウェイの付加質量係数は、大型浮体モデルで 0.009、中型浮体モデルで 0.102、小型浮体モデルで 0.122 である。浮体モデルの形状が大きくなるにつれ付加質量係数の値は小さくなる傾向がある。またスウェイの減衰係数は、大型浮体モデルで 0.0061、中型浮体モデルで 0.020、小型浮体モデルで 0.407 で、浮体モデルの形状が大きくなるにつれ、減衰係数の値も小さくなる傾向がみられる。

(2) 平均風による浮体の移動量

式 (6.1) で求まる風圧力及び式 (6.3) で求まる摩擦力は、風速の 2 乗に比例する。そしてこの風速は、平均風速で変動成分とに分離できる。いま変動成分を考慮せず平均風速のみが浮体に吹いている状態で、浮体にどの程度の風荷重がかかるか、また浮体の水平方向の移動量がどの程度か概算する。計算条件として、平均風速 ( $U_{10}$ ) を 50 m/s、抗力係数 ( $C_D$ ) を 1.2、表面摩擦係数 ( $K_r$ ) を 0.0025 と設定する。また風速の分布形は、等分布とする。3 種類の浮体モデルにかかる風圧力と摩擦力の値を表-7.4 に示す。大型浮体モデルでは、 $y$  方向に作用する風圧力が、22,806 tf、サージ方向が 3,421 tf、浮体の上面に作用する摩擦力が、2,813 tf である。大型浮体

表-7.4 定常風による風荷重の概算値

モデルの種類	$y$ 方向に作用する風圧力	$x$ 方向に作用する風圧力	摩擦力
大型浮体モデル	22,806	3,421	2,813
中型浮体モデル	1,091	273	30
小型浮体モデル	61	61	0.3

(単位: tf)

モデルでは、かなり大きな風荷重が浮体に作用することになる。また摩擦力も  $y$  方向の風圧力の約 12%、 $x$  方向の風圧力の約 82% であり、場合によっては、摩擦力を無視できないことがわかる。ただし摩擦力に関しては、中型浮体モデル及び小型浮体モデルでは風圧力の値と比較してかなり小さい値であり、摩擦力の影響を考慮しなくてもよい。また平均風による風荷重を浮体モデルのバネ定数で除せば、浮体モデルの水平方向の移動量を求めることができる。すなわち大型浮体モデルの  $y$  方向の移動量は 12.2 cm、 $x$  方向が 15.2 cm である。また中型浮体モデルでは、各々 18.7 cm と 15.2 cm、小型浮体モデルでは、同様に各々 15.3 cm と 15.3 cm となる。いずれのモデルでも平均風による浮体モデルの水

海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析

平方向の移動量は 20 cm 未満となる。

(3) 変動風による風荷重と浮体の動揺量

(a) 変動風の時系列データ

Davenport の提案したパワースペクトルを用いて式(6.2)により作成した変動風の時系データの一例を図-7.8 に示す。図に示す時系列データは、5 分間(3000 データ)のうち最初の 1 分から 4 分までの 3 分間のもので

ある。最大風速は、69.4 m/s であり、したがってガストファクターは、1.4 である。図-7.9 に日野の提案式より作成した時系列データの一例を示す。最大風速は 68.6 m/s、ガストファクターは 1.4 であり、これらの値は、Davenport の提案式による値とほぼ同じである。図-7.10 に Busch & Panofsky の提案式を用いて作成した上下方向の変動風の時系列データを、図-7.11 に Singer,

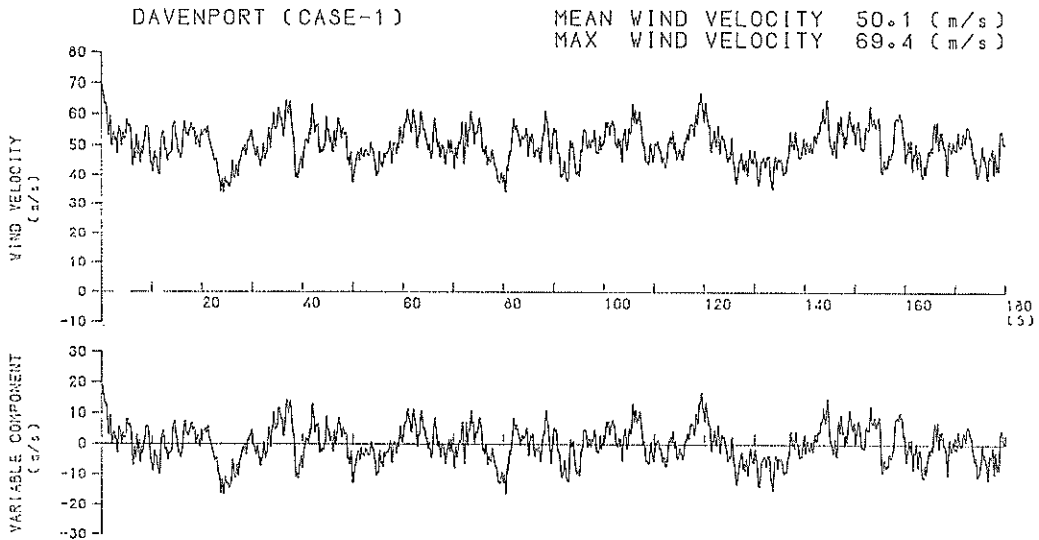


図-7.8 変動風の一例 (Davenport)

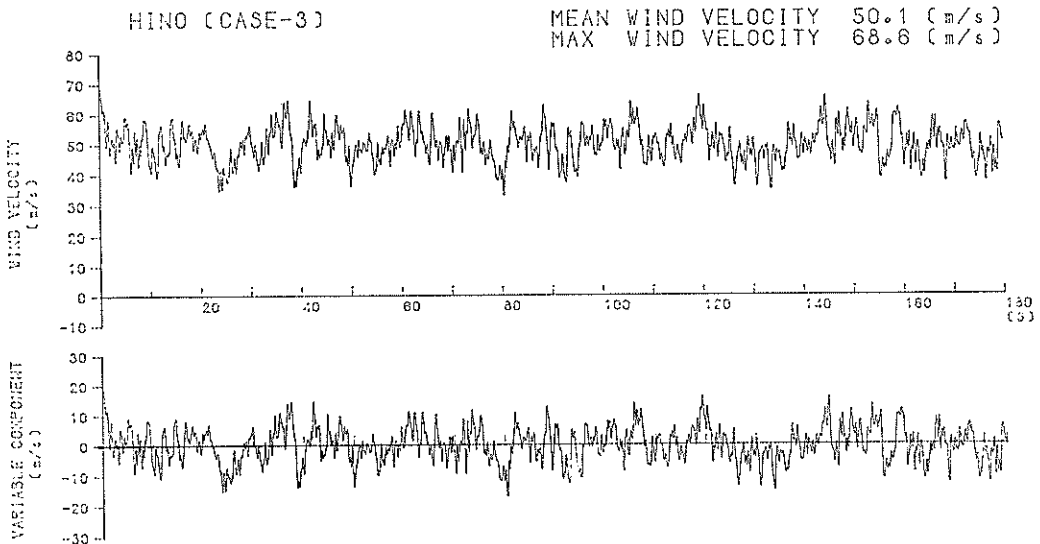


図-7.9 変動風の一例 (日野)

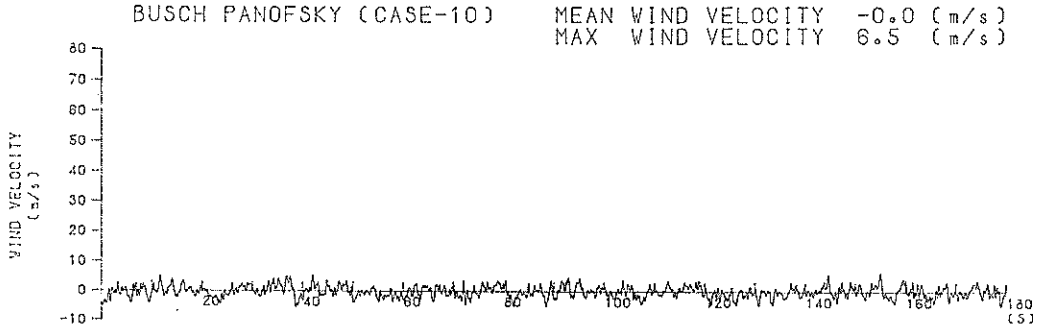


図-7.10 変動風の一例 (Busch, Panofsky)

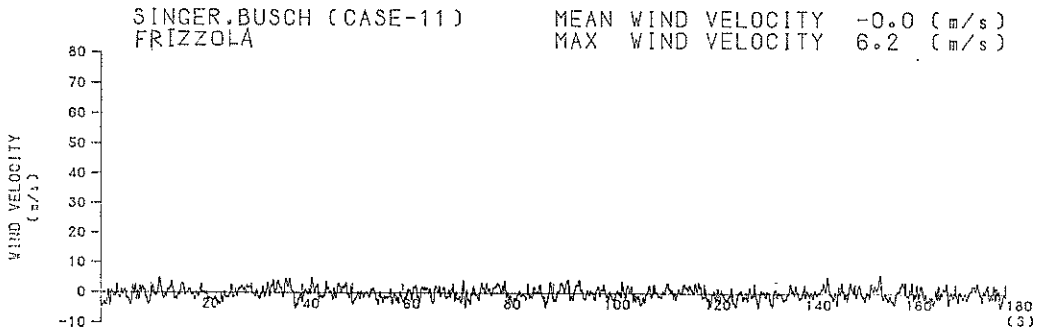


図-7.11 変動風の一例 (Singer, Busch, Frizzola)

Busch & Frizzola の提案式を用いて作成した上下方向の変動風の時系列データを各々示す。両者とも平均風速は 0.0 m/s で最大風速が 6 m/s 程度となっている。

(b) 変動風より作成した風荷重

表-7.5 に上記の変動風を用いて算定した各計算ケースごとの風荷重の最大値, 平均値及び最小値を示す。 $y$  方向に風が吹く場合には,  $y$  方向の水平力と  $x$  軸回りの回転モーメントが浮体モデルにかかる。また空間相関あるいは風速の分布を考慮した場合には,  $z$  軸回りの回転モーメントがこれに加わる。 $x$  方向に風が吹く場合には,  $x$  方向の水平力と  $y$  軸回りの回転モーメントが浮体モデルにかかる。また  $z$  方向の風に対しては,  $z$  方向の力のみを考え, 回転モーメントは浮体モデルにかからない。

(c) 浮体モデルの動揺量とバネに生ずる反力

表-7.6 に風荷重の時系列データを用いて式(2.2)を数値積分して得られた浮体モデルの重心位置での動揺量を示す。表-7.7 にバネに生ずる変位, 表-7.8 にバネに生ずる反力を示す。大型浮体モデル及び中型浮体モデル

の場合,  $x$  方向,  $y$  方向ともに浮体モデルの左端, 中央, 右端のバネでの値である。小型浮体モデルの場合は, 両端のバネでの値である。

以上得られた結果は本来統計的に処理されねばならないものであるが, 今回は 5 分間のシミュレーション区間内での最大値あるいは最小値をそのまま表に掲げた。

7.3 計算結果の考察

(1) 浮体の諸元による影響

Davenport のパワースペクトルより作成した風荷重を用いて, 大型, 中型及び小型浮体モデルを対象としたシミュレーション計算について述べる。図-7.12 に計算ケース1の大型浮体モデルに働く  $y$  方向へかかる風荷重の変動成分を, 図-7.13 に同じく  $x$  軸回りの風荷重モーメントの変動成分を示す。図-7.12 で明らかごとく  $y$  方向の風荷重は, 平均値で 23,480 tf, 最大値で 49,390 tf である。最大値は平均値の約 2.1 倍であり, 変動成分の値はかなり大きい。この平均値は風荷重の平均値であり, 別の表現をすれば, 平均風による風荷重を示す。平均風により浮体モデルは,  $y$  方向に 11 cm 程風下に移

## 海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析

表-7.5 風荷重の値 (その 1)

(単位: tf)

ケース 番号	X (サージ成分)			Y (スウェイ成分)			Z (ヒープ成分)		
	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値
1	—	—	—	49,340	23,400	11,420	—	—	—
2	10,530	5,680	2,408	—	—	—	—	—	—
3	—	—	—	48,260	23,440	10,210	—	—	—
4	7,815	5,622	4,469	—	—	—	—	—	—
5	—	—	—	36,300	23,360	14,470	—	—	—
6	—	—	—	34,760	23,350	16,340	—	—	—
7	—	—	—	32,620	23,400	19,120	—	—	—
8	—	—	—	31,750	23,400	20,710	—	—	—
9	—	—	—	30,680	20,680	14,310	—	—	—
10	—	—	—	—	—	—	18,790	-33	-18,270
11	—	—	—	—	—	—	17,480	-20	-17,600
12	—	—	—	2,161	1,027	500	—	—	—
13	—	—	—	2,086	1,025	435	—	—	—
14	—	—	—	106	50	24	—	—	—
15	—	—	—	102	50	21	—	—	—
16	—	—	—	106	50	24	—	—	—
17	—	—	—	106	50	24	—	—	—
18	—	—	—	106	50	24	—	—	—
19	—	—	—	106	50	24	—	—	—
20	—	—	—	260	155	79	—	—	—

表-7.5 風荷重の値 (その 2)

(単位: tf・m)

ケース 番号	MX (ロール成分)			MY (ピッチ成分)			MZ (ヨウ成分)		
	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値
1	-42,500	-87,370	-183,800	—	—	—	—	—	—
2	—	—	—	84,690	45,710	19,380	—	—	—
3	-37,990	-87,220	-179,700	—	—	—	—	—	—
4	—	—	—	85,830	45,690	18,380	—	—	—
5	-53,840	-86,930	-135,100	—	—	—	13,030,000	-120,400	-16,680,000
6	-60,810	-129,300	-129,300	—	—	—	11,020,000	-64,450	-12,910,000
7	-71,130	-121,400	-121,400	—	—	—	7,583,000	-52,350	-7,880,000
8	-77,060	-118,100	-118,100	—	—	—	7,656,000	31,940	-5,269,000
9	-53,250	-114,200	-114,200	—	—	—	5,586,000	-2,694,000	-15,440,000
10	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	-1,313	-2,699	-5,678	—	—	—	—	—	—
13	-1,144	-2,693	-5,481	—	—	—	—	—	—
14	-109	-225	-472	—	—	—	—	—	—
15	-95	-224	-456	—	—	—	—	—	—
16	-109	-225	-472	—	—	—	—	—	—
17	-109	-225	-472	—	—	—	—	—	—
18	-109	-225	-472	—	—	—	—	—	—
19	-109	-525	-472	—	—	—	—	—	—
20	-208	-400	-682	—	—	—	—	—	—

清 宮 理

表-7.6 浮体重心の変位 (その 1)

(単位: m)

ケース 番 号	U(X)			V(Y)			Z(Z)		
	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値
1	—	—	—	0.349	0.110	-0.165	—	—	—
2	0.286	0.141	-0.179	—	—	—	—	—	—
3	—	—	—	0.285	0.110	-0.154	—	—	—
4	0.279	0.141	-0.162	—	—	—	—	—	—
5	—	—	—	0.264	0.109	-0.253	—	—	—
6	—	—	—	0.226	0.109	-0.169	—	—	—
7	—	—	—	0.177	0.110	-0.161	—	—	—
8	—	—	—	0.177	0.110	-0.171	—	—	—
9	—	—	—	0.201	0.097	-0.155	—	—	—
10	—	—	—	—	—	—	0.0	0.0	0.0
11	—	—	—	—	—	—	0.0	0.0	0.0
12	—	—	—	0.496	0.170	-0.355	—	—	—
13	—	—	—	0.415	0.170	-0.311	—	—	—
14	—	—	—	0.253	0.122	-0.046	—	—	—
15	—	—	—	0.260	0.122	-0.047	—	—	—
16	—	—	—	0.179	0.139	-0.018	—	—	—
17	—	—	—	0.133	0.059	-0.054	—	—	—
18	—	—	—	0.520	0.248	-0.179	—	—	—
19	—	—	—	0.756	0.504	-0.179	—	—	—
20	—	—	—	0.041	0.026	-0.011	—	—	—

表-7.6 浮体重心の変位 (その 2)

(単位: rad)

ケース 番 号	OX			OY			OZ		
	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値
1	8.1343E-6	-5.3382E-7	-1.3154E-5	—	—	—	—	—	—
2	—	—	—	0	0	0	—	—	—
3	7.7074E-6	-5.3842E-7	-1.2633E-5	—	—	—	—	—	—
4	—	—	—	0	0	0	—	—	—
5	6.5911E-6	-4.8553E-7	-1.5612E-5	—	—	—	6.4750E-5	-1.3565E-8	-7.9106E-5
6	6.9573E-6	-5.0415E-7	-1.2671E-5	—	—	—	3.6137E-5	-2.0568E-7	-3.6706E-5
7	6.7778E-6	-5.1674E-7	-1.2600E-5	—	—	—	3.2830E-5	-7.5243E-8	-3.1028E-5
8	6.8454E-6	-5.1719E-7	-1.2775E-5	—	—	—	2.2522E-5	-1.7577E-8	-2.0855E-5
9	6.1492E-6	-4.4473E-7	-1.1398E-5	—	—	—	2.8533E-5	-5.3664E-6	-4.3033E-5
10	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	1.2766E-3	-8.2041E-6	-1.0746E-3	—	—	—	—	—	—
13	1.1288E-3	-7.7289E-6	-9.5363E-4	—	—	—	—	—	—
14	6.7627E-3	-4.9041E-4	-6.1404E-3	—	—	—	—	—	—
15	6.2678E-3	-5.0000E-4	-5.2834E-3	—	—	—	—	—	—
16	5.9055E-3	-4.5574E-4	-5.0357E-3	—	—	—	—	—	—
17	2.3314E-3	-6.9891E-4	-2.7161E-3	—	—	—	—	—	—
18	1.0816E-2	-4.2656E-4	-1.0737E-2	—	—	—	—	—	—
19	5.3809E-2	2.6041E-4	-4.2628E-2	—	—	—	—	—	—
20	2.6047E-5	-1.0186E-6	-5.4208E-5	—	—	—	—	—	—



海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析

表-7.7 バネの変位 (その 1)

(単位: m)

ケース番号	左 端 の バ ネ			中 央 の バ ネ			右 端 の バ ネ		
	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値
1	0.165	-0.110	-0.349	0.165	-0.110	-0.349	0.165	-0.110	-0.349
2	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3	0.154	-0.110	-0.285	0.154	-0.110	-0.285	0.154	-0.110	-0.285
4	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5	0.295	-0.109	-0.423	0.253	-0.109	-0.264	0.267	-0.109	-0.378
6	0.177	-0.110	-0.292	0.169	-0.109	-0.226	0.162	-0.109	-0.240
7	0.185	-0.109	-0.241	0.161	-0.110	-0.177	0.151	-0.110	-0.232
8	0.170	-0.110	-0.183	0.171	-0.110	-0.177	0.171	-0.110	-0.217
9	0.178	-0.111	-0.205	0.155	-0.097	-0.201	0.132	-0.083	-0.205
10	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	0.353	-0.495	-0.495	0.353	-0.171	-0.495	0.353	-0.171	-0.495
13	0.309	-0.415	-0.415	0.309	-0.170	-0.415	0.309	-0.170	-0.415
14	0.055	-0.239	-0.279	—	—	—	0.055	-0.124	-0.279
15	0.056	-0.273	-0.273	—	—	—	0.056	-0.124	-0.273
16	0.030	-0.141	-0.184	—	—	—	0.030	-0.141	-0.184
17	0.054	-0.062	-0.141	—	—	—	0.054	-0.062	-0.141
18	0.220	-0.250	-0.567	—	—	—	0.220	-0.250	-0.567
19	0.330	-0.503	-0.930	—	—	—	0.330	-0.503	-0.930
20	-0.011	-0.026	-0.041	-0.011	-0.026	-0.041	-0.011	-0.026	-0.041

表-7.7 バネの変位 (その 2)

(単位: m)

ケース番号	左 端 の バ ネ			中 央 の バ ネ			右 端 の バ ネ		
	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値	最大値	平均値	最小値
1	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	0.286	0.141	-0.179	0.286	0.141	-0.179	0.286	0.141	-0.179
3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4	0.279	0.141	-0.162	0.279	0.141	-0.162	0.279	0.141	-0.162
5	0.024	0.0	-0.030	0.008	0.0	-0.010	0.030	0.0	-0.024
6	0.014	0.0	-0.014	0.005	0.0	-0.005	0.014	0.0	-0.014
7	0.012	0.0	-0.012	0.004	0.0	-0.004	0.012	0.0	-0.012
8	0.008	0.0	-0.008	0.003	0.0	-0.003	0.008	0.0	-0.008
9	0.011	-0.002	-0.016	0.004	-0.001	-0.005	0.016	0.002	-0.011
10	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13	—	—	—	—	—	—	—	—	—
14	—	—	—	—	—	—	—	—	—
15	—	—	—	—	—	—	—	—	—
16	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17	—	—	—	—	—	—	—	—	—
18	—	—	—	—	—	—	—	—	—
19	—	—	—	—	—	—	—	—	—
20	—	—	—	—	—	—	—	—	—

表-7.8 パネに作用する荷重

(単位: tf)

ケース番号	y 方向の左端		y 方向の中央		y 方向の右端		x 方向の左端		x 方向の中央		x 方向の右端	
	最大値	最小値	最大値	最小値	最大値	最小値	最大値	最小値	最大値	最小値	最大値	最小値
1	1,646	-3,491	1,646	-3,491	1,646	-3,491	—	—	—	—	—	—
2	—	—	—	—	—	—	2,863	-1,786	2,863	-1,786	2,863	-1,786
3	1,535	-2,846	1,535	-2,846	1,535	-2,846	—	—	—	—	—	—
4	—	—	—	—	—	—	2,793	-1,621	2,793	-1,621	2,793	-1,621
5	2,953	-4,229	2,527	-2,642	2,668	-3,781	243	-297	81	-99	297	-243
6	1,772	-2,921	1,689	-2,262	1,616	-2,402	136	-138	45	-46	138	-136
7	1,850	-2,407	1,614	-1,769	1,514	-2,323	123	-116	41	-39	116	-123
8	1,698	-1,829	1,705	-1,771	1,713	-2,165	84	-78	28	-26	78	-84
9	1,780	-2,937	1,549	-2,011	1,319	-2,046	107	-161	36	-54	161	-107
10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	707	-990	707	-990	707	-990	—	—	—	—	—	—
13	618	-829	618	-829	618	-829	—	—	—	—	—	—
14	11	-56	—	—	11	-56	—	—	—	—	—	—
15	11	-55	—	—	11	-55	—	—	—	—	—	—
16	6	-90	—	—	6	-80	—	—	—	—	—	—
17	22	-56	—	—	22	-56	—	—	—	—	—	—
18	22	-57	—	—	22	-57	—	—	—	—	—	—
19	17	-46	—	—	17	-46	—	—	—	—	—	—
20	-21	-83	-21	-83	-21	-83	—	—	—	—	—	—

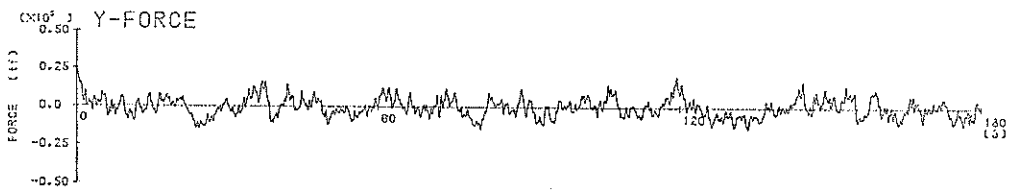


図-7.12 大型浮体モデルの y 方向の風荷重

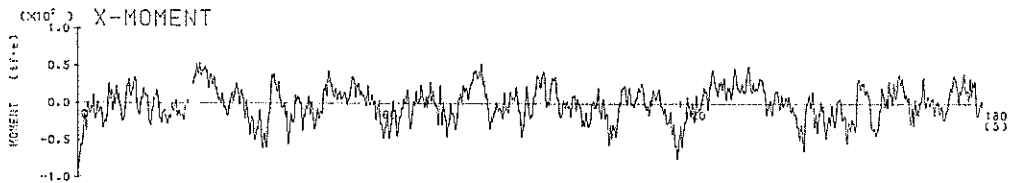


図-7.13 大型浮体モデルの x 軸回りの風荷重

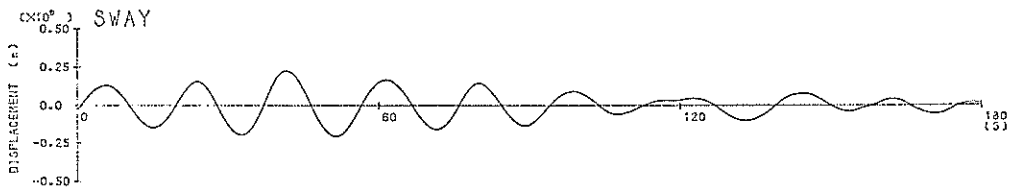


図-7.14 大型浮体モデルのスウェイ

海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析

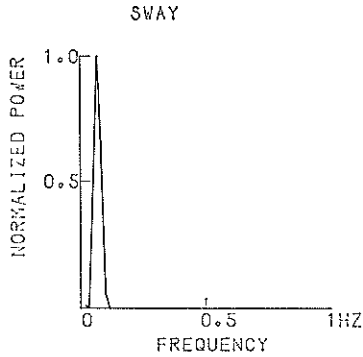


図-7.15 大型浮体モデルのスウェイのパワースペクトル

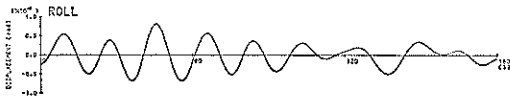


図-7.16 大型浮体モデルのロール

動し、そこを中心約 50 cm の振幅で動揺する。その動揺状況(スウェイ)を、図-7.14 に示す。動揺性状は、風速の波形と比較してきわめてなだらかで、微小変動は、全く消え失せ正弦波に近い波形をしている。図-7.15 に示すこのスウェイのパワースペクトルによると、ほぼ 15 秒の振動周期が著しく卓越していることがわかる。図-7.16 に同じくロール( $x$ 軸回りの運動)の状態を示す。ロールの最大値は  $-1.3 \times 10^{-3}$  ラジアン程度であり、その結果、扁平な浮体断面のため、浮体の端は  $\pm 5$  mm 程の上下動を起こすが、水平動は非常に小さい値となる。したがって大型浮体モデルの  $y$  方向の動揺はスウェイによるものが大半であることがわかる。一方大型浮体モデルの  $x$  方向の風荷重は、 $x$  方向の投影面積が  $y$  方向のよりも小さいので当然その値も小さい。 $x$  方向の風荷重は、平均で 5,680 tf、最大で 10,530 tf の値であり、この風荷重によるサージ( $x$ 方向の運動)の最大値は 28.6 cm 程となっている。図-7.17 にサージの状態を示すが、浮体は約 45 秒の動揺周期で動揺しており、スウェイよりかなり長い動揺周期となっている。

中型浮体モデルの  $y$  方向の風荷重の平均値は、1,027 tf、最大値は 2,161 tf である。また  $x$  軸回りの回転モーメントの平均値は、2,699 tf・m、最大値は 5,675 tf・m となっている。この風荷重によるスウェイの平均値は、17.0 cm、最大値は 49.6 cm である。図-7.18 にこのスウェイの状態を示す。動揺波形は、大型浮体モデルのと



図-7.17 大型浮体モデルのサージ

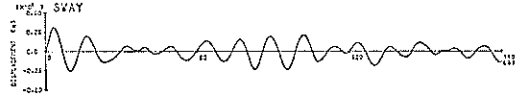


図-7.18 中型浮体モデルのスウェイ

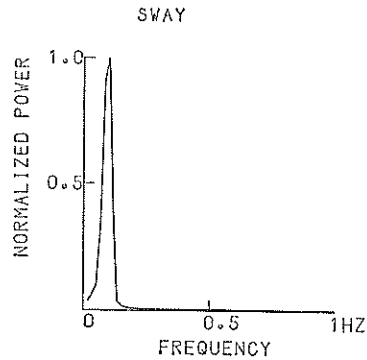


図-7.19 中型浮体モデルのスウェイのパワースペクトル

きと同様に正弦波的な形状をしている。図-7.19 に示すスウェイのパワースペクトルによると、卓越している動揺周期は約 12 秒となっている。ロールの最大値は、 $0.86 \times 10^{-3}$  ラジアンで浮体モデルの端で 4 cm 程の上下動を生じている。大型浮体モデルと同様に、スウェイが支配的となっている。

小型浮体モデルは立方体の形状であるので、スウェイとサージ、ロールとピッチが同じである。 $y$  方向の風荷重の平均値は 50 tf、最大値は 106 tf である。また  $x$  軸回りのモーメントの平均値は 225 tf・m、最大値は、472 tf・m である。図-7.20 にスウェイの状態を示す。また図-7.21 にこのスウェイのパワースペクトルを示す。スウェイの平均値は 12.2 cm、最大値は 25.3 cm である。動揺波形は、なだらかであるが、卓越する動揺周期が約 5 秒と約 15 秒と 2 つある。約 5 秒の方は、小型浮体モ



図-7.20 小型浮体モデルのスウェイ

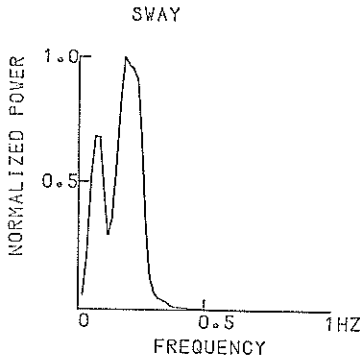


図-7.21 小型浮体モデルのスウェイの  
パワースペクトル

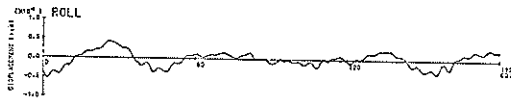


図-7.22 小型浮体モデルのロール

デルでの固有振動周期で、約 15 秒の方は、風の卓越する周期による動揺周期を示している。図-7.22 にロールの状態を示す。ロールに関しても浮体モデルの固有動揺周期の外に、風による動揺周期の長いうねりがあることがわかる。大型あるいは中型浮体モデルとは異った動揺性状を小型浮体モデルでは示すことがわかる。3 種類の浮体モデルを、それぞれ想定したバネ系で係留すれば、いずれの浮体モデルの水平方向の移動量も、想定した風に対しては平均で十数 cm、最大でも 50 cm 以内におさまる。

(2) Davenport のパワースペクトルと日野のパワースペクトルとによる動揺性状の比較

想定した風の条件に対して、図-4.2 に示すように、変動風の周期が 7 秒から 71 秒の範囲では、Davenport のパワースペクトルの値が日野のパワースペクトルの値よりも大きい。当然のことながら、この範囲内において、風荷重も Davenport のパワースペクトルを用いて作成した方が大きな値となる。そこで、両者のパワースペクトルによってどの程度の差が浮体モデルの動揺性状に生ずるか調べる。図-7.23 に日野のパワースペクトルを用いて作成した大型浮体モデルの  $y$  方向の風荷重を示す。この最大値は、48,260 tf で、Davenport のパワースペクトルから作成した風荷重 49,390 tf より 2% 小さい値である。図-7.24 にスウェイに関する日野スペクトルを用いたシミュレーションの計算結果を示す。動揺波形

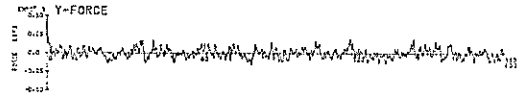


図-7.23 大型浮体モデルの  $y$  方向にかかる風荷重  
(日野のパワースペクトル)

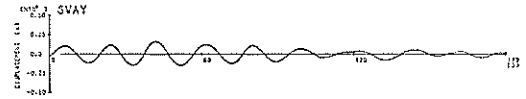


図-7.24 大型浮体モデルのスウェイ (日野のパワースペクトル)

や卓越している動揺周期は、Davenport の場合とほぼ同じであるが、スウェイの最大値は約 6 cm 程小さい。サージに関しては、Davenport のパワースペクトルの方が最大でわずか 7 cm 程日野のよりも大きい値となる。大型浮体モデルのサージの固有振動周期が 46 秒と長いため、両パワースペクトルの差は小さくなり、したがってほぼ同一の動揺量を算定したと考える。

中型浮体モデルでも、 $y$  方向の風荷重は、Davenport のパワースペクトルの方が日野のよりも若干大きい値となっている。したがってスウェイの最大値も約 8 cm 程 Davenport のパワースペクトルによる方が大きい値を与えている。

小型浮体モデルでは、 $y$  方向の風荷重は、逆に日野のパワースペクトルの方が、Davenport のよりも若干大きい値を与えるが、その差は小さく、両者はほぼ等しいとみなしてよい。またスウェイの最大値もほぼ等しい値である。以上述べたようにどの浮体モデルでも両パワースペクトルによって、風荷重の値、浮体モデルの動揺性状に顕著な差は生じていない。一般的に浮体の固有動揺周期が数秒より長い場合では、Davenport のパワースペクトルで浮体モデルの動揺性状を評価しておけば安全側となる。

(3) 風の空間変動及び平均風の平面分布形による影響

風の空間変動の性質をシミュレーション計算に取入れるため、とりあえず大型浮体モデルを  $x$  軸に沿って幾つかに等分割し、各々の区間ごとに平均風速は同じであるが、変動成分はそれぞれ独立に作用するものとして計算モデルを作成する。適切な区分数を見出すために、一応区分数として、3, 5, 10 及び 15 とし、図-7.25 にその検討結果の一つである区分数と  $y$  方向の風荷重の最大値との関係を示す。当然予想されることではあるが、

海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析

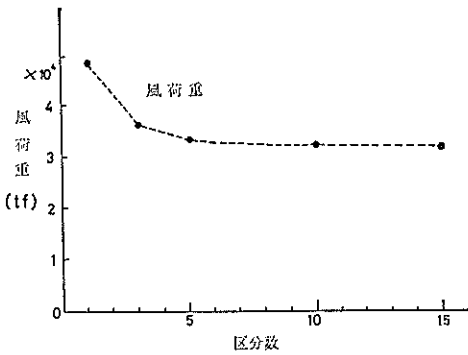


図-7.25 風荷重と区分数との関係

区分数が増加するに従って変動風荷重の平均化が進み、風荷重全体の値は低減する傾向にある。区分数が 10 のときの風荷重の最大値は、区分数が 1 のときの約 66% の値に減少する。ただし区分数が 5 以上となると、風荷重の合計値はほぼ一定の値を示している。 $y$  方向の風荷重と同様に、 $x$  軸回りのモーメントも区分数が大きくなるに従って当然その値が低減する。一方、浮体分割区間にそれぞれ独立して風の変動成分が作用するとなると、新たに  $z$  軸回りに浮体を動揺させようとする不均衡モーメントが生ずる。この  $z$  軸回りのモーメントはヨウを起こす。一連の計算においては、区分数が 3 のとき、このモーメントの値は  $1.7 \times 10^7$  tf・m と最大値を示し、区分数が増加するに従ってこの値は減少する。図-7.26 に大型浮体モデルの中央及び左端の  $y$  方向の変位の最大値と区分数との関係を示す。浮体モデルの中央の  $y$  方向の変位の最大値は、区分数が増加するに従って小さくなる。ちなみに区分数が 10 のときのこの変位の最大値は、区分数が 1 のときの約 51% の値である。一方浮体モデルの左端の変位は区分数が 3 のときに最大となる。前に

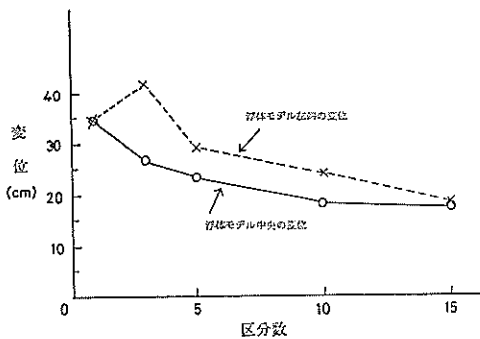


図-7.26 変位と区分数との関係

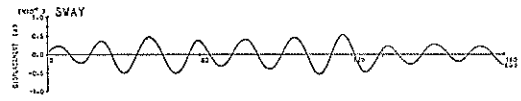


図-7.27 大型浮体モデルのスウェイ (15 区分)

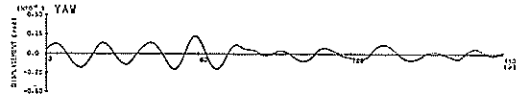
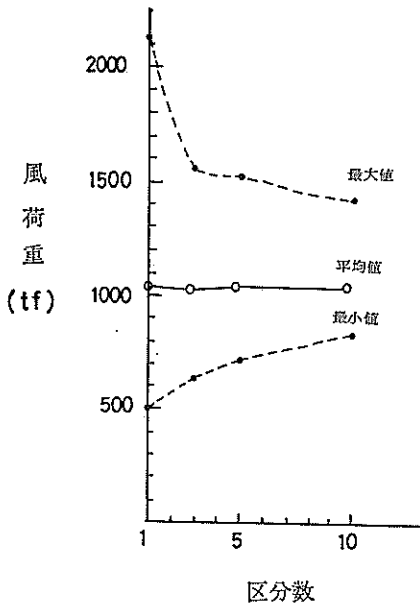


図-7.28 大型浮体モデルのヨウ (15 区分)

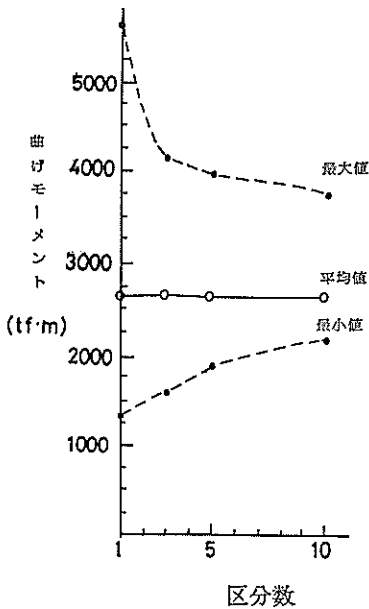
述べた様に、区分数が 3 のときに  $z$  軸回りのモーメントが最大値を示し、これにより浮体端部が中心にくらべて大きく移動するからである。しかし区分数が増加するに従ってこの不均衡モーメント自体も減少するので、浮体モデルの中央と端部の変位の値はしだいに近づく傾向がみられ、区分数が 15 のときには、中央と端部の変位の値はほぼ等しくなる。図-7.27 に区分数が 15 のときのスウェイの状態を、図-7.28 にヨウの状態を示す。スウェイでは約 17 秒、ヨウでは約 18 秒の動揺周期が卓越している。区分数が増加しても、動揺波形や振動周期はさほど変化しないことがわかる。

3. 風の基本的な性質で述べたとおり風のうずの大きさは、主風向に対して直角方向で 30~100 m 位である。したがって大型浮体モデルでは、区分数として 50 程度を設定しないと実際の風の挙動を反映できないことになるが、このようなモデルを用いると計算機でかなり膨大な演算が必要となるが、既に述べたように風の変動の効果を折込むためにはこれほどの分割を必要としない。また中型浮体モデルに関しても区分数と風荷重の関係を調べることにする。中型浮体モデルでは風のうずの大きさから勘察すると、区分数として 10 前後をとればかなり現実的な風の状態を再現することができる。図-7.29 に区分数と  $y$  方向の風荷重及び  $x$  軸回りの回転モーメントとの関係を示す。区分数が 10 の場合、 $y$  方向の風荷重の最大値は 1,420 tf である。平均値が 1,027 tf であるので、変動風の風荷重は平均風による風荷重の約 1.4 倍となる。

次に風の風速分布形による影響について述べる。全長の長い浮体モデルでは台風時に全長にわたって一定の平均風速をもった風は吹くとは限らない。台風域内の風速の分布を考えた場合、風速分布として等分布よりも台形分布の方がより実際に近い。逆に等分布と仮定すると過大な風荷重を与えることになる。今平均風速の分布形を



(a)



(b)

図-7.29 区分数と風荷重 (a) と (b)

台形と想定し、その内を5区分に分割を行い、両風速分布による浮体モデルの動揺性状の相異について調べる。大型浮体モデルの左端には平均風速が44 m/s、右端で50 m/sとなる。 $y$ 方向にかかる風荷重の平均値は、

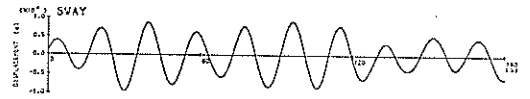


図-7.30 大型浮体モデルのスウェイ (台形分布)

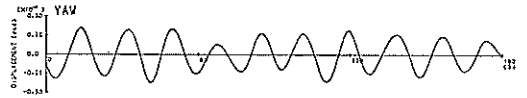


図-7.31 大型浮体モデルのヨウ (台形分布)

20,680 tf、最大値は30,680 tfとなる。平均風速が一樣である場合と比較して、この荷重の最大値は4,080 tfほど小さい値となる。一方逆に $z$ 軸回りのモーメントが $2.53 \times 10^6$  tf·mほど大きい値となる。浮体モデルの重心位置での $y$ 方向の変位の最大値は20.1 cm、平均値で9.7 cmと平均風速が一樣である場合と比較して若干小さな値となる。図-7.30に風速分布を台形とした場合のスウェイの状態を、図-7.31にヨウの状態を示す。両者ともほぼ18秒前後の振動周期で動揺していることがわかる。大型浮体モデルの左端の $y$ 方向の変位は、平均で11 cm、右端では8 cmで、平均風速が一樣である場合と比較して若干小さい値となっている。これらの計算結果から、平均風速で台形分布としても $z$ 軸回りの回転モーメントによって特別大きな変位は生じないことがわかる。図-7.32に大型浮体モデルの中央の係留パネに生ずる反力の変動成分を示す。この変動成分の波形や振動周期はスウェイと類似している。一方図-7.33に示す大型浮体モデルの右端の係留パネに生ずる反力の変動波形は、かなり乱れている。これは、端部の係留パネの反力、つまり変形は、浮体のヨウとスウェイの合成運動に支配されているからである。

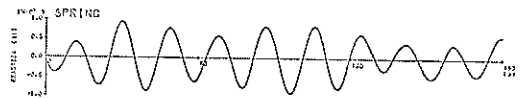


図-7.32 大型浮体モデルのパネに生ずる反力 (浮体の中央)

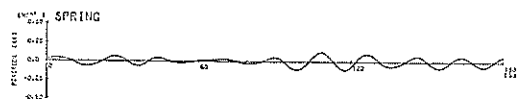


図-7.33 大型浮体モデルのパネに生ずる反力 ( $y$ 方向の左端)

海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析

(4) バネの特性による影響

小型浮体モデルを対象にバネの特性によって浮体の動揺性状がどう変化するか調べる。バネの性質として計算ケース 14 で用いたバネの値 (200 tf/m) を 1/4, 1/2 及び 2 倍に変える。ただし小型浮体モデルの付加質量係数及び減衰係数の値もバネの強さが変われば変化する。図-7.34 にバネの強さと浮体モデルの重心位置での水平変位の最大値との関係を示す。今回の検討するバネの強さの範囲内では、バネの強さと水平変位の最大値はほぼ反比例する。バネの強さを 50 tf/m とすると水平変位の

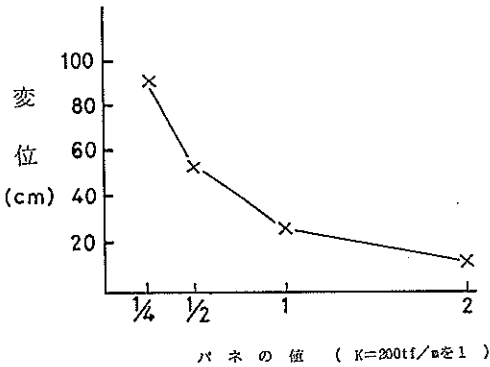


図-7.34 バネの値と変位との関係 (小型浮体モデル)

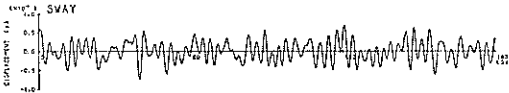


図-7.35 小型浮体モデルのスウェイ (バネの値 1/2)

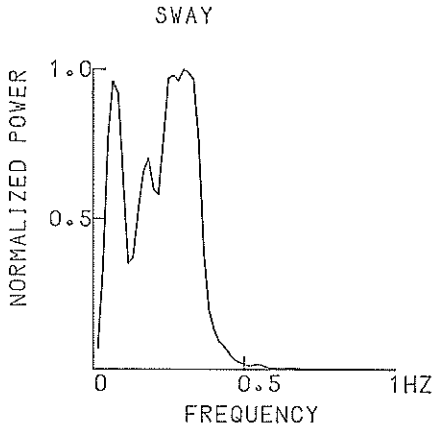


図-7.36 スウェイのパワースペクトル (小型浮体モデル, K=400 tf/m)

SWAY

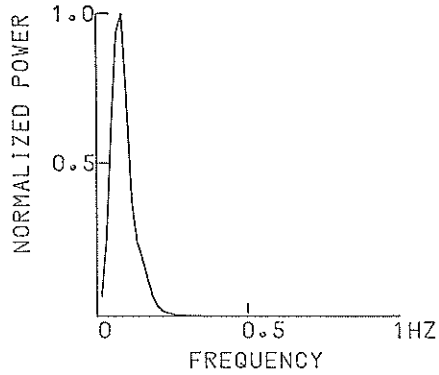


図-7.37 スウェイのパワースペクトル (小型浮体モデル, K=50 tf/m)

最大値は 94 cm とかなり大きな値となる。図-7.35 にバネの強さを 400 tf/m に設定したときのスウェイの状態を示す。約 3 秒の短い振動周期で振動している。図-7.36 にこのスウェイのパワースペクトルを示すが、約 3 秒の短い周期と、十数秒の長い周期が卓越している。一方バネの値が 50 tf/m のときのスウェイのパワースペクトルは、図-7.37 に示すとおり、十数秒の動揺周期のみ卓越している。このようにバネの値が変化すると振動の性状も異ってくる。

2. 動揺シミュレーションモデルでも述べたとおり、係留施設のバネは、通常非線型の挙動を示す。この一例として図-7.38 に示す特性のバネを用いて計算を行う。このバネを用いたモデルでは、小型モデルの重心位置での水平変位の最大値は、17.9 cm であり、弾性バネを設定したときよりも約 6 cm 程小さい値となっている。一

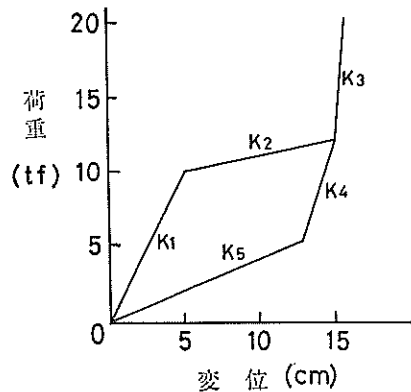


図-7.38 非線型バネ



図-7.39 バネの反力 (非線型バネ)

方バネに生ずる反力の最大値は、80 tfと逆に大きな値となる。図-7.39 にバネの反力の変動成分を示す。卓越している振動周期は約 2 秒で、弾性バネのときよりも短い振動周期となっている。バネの圧縮側では反力の最大値が図-7.38 の  $K_2$  バネの所で生じているので、反力の波形の頭が切れた状態となる。ここでは非線型バネの一例だけを取上げたが、非線型バネの性質によって浮体モデルの動揺性状はかなり変わることがわかる。

(5) 上下方向の風による影響

Busch & Panofsky のパワースペクトルより作成した上下方向の風荷重は、大型浮体モデルに関して最大値で 18,790 tf、平均値で -33 tf である。Singer, Busch & Frizzola のパワースペクトルを用いてもほぼ同程度の値の風荷重が算定される。これら上下方向の風荷重の最大値は、水平方向の風荷重と比較して 1/3 程度であり結構大きな値となる。平均値がほぼ 0 tf であるので浮体モデルは、設置位置を中心に上下に動揺することになる。しかし上下方向の風による浮体モデルの動揺振幅は、最大でも 1 mm にも満たず非常に小さな値しか生じていない。これは大型浮体モデルの復原力の値が、 $3.86 \times 10^3$  tf/m と大きいこと、ヒープの固有振動周期が 111 秒と非常に長いことが原因である。今回設定した浮体モデルでは、上下方向の風の影響を無視してもよいと考える。

(6) 実測風による浮体モデルの動揺

実測風による中型浮体モデルの動揺性状について述べる。シミュレーション計算に用いる風は、No. 1 の風の MT 局で取得した図-3.1 に示す E-W 成分である。この実測風の平均風速は 19.1 m/s、最大風速は 27.2 m/s であり、この風による  $y$  方向の風荷重の平均値は 155 tf、最大値は 260 tf である。この風荷重によって浮体モデルの重心位置に生ずる  $y$  方向変位は、平均値で 3 cm、最大値で 4 cm と比較的小さい値である。図-7.40 にスウェイの状態を示す。スウェイでは 12 秒程度の振動周

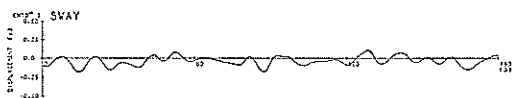


図-7.40 中型浮体モデルのスウェイ (実測風)

期が卓越しているが、図-7.18 と比較して振動波形の状態はやや乱れている。いま平均風速を 19.1 m/s、表面摩擦係数を 0.0025 として Davenport のパワースペクトルで作成した変動風では、 $y$  方向の風荷重の最大値は、320 tf、同じく変位の最大値は 7 cm である。Davenport のパワースペクトルの方が実測風よりも若干大きな動揺値を中型浮体モデルに与えたことがわかる。

結 論

ドルフィンなどの係留施設で拘束されて海面上に浮かぶ浮体が風外力を受けたとき、その動揺や係留施設に及ぼす力がどのような性状を示すか検討を行った。風は時間的かつ空間的に変動する性質を示すことが知られているが、しかしながらその性質について十分に解明されていない。とくに海上における風に関する情報は少ない。そこで大阪湾の海面上 15 m の箇所に設置した風速計で観測された、実測データの解析をまず行った。取得した記録は 3 個でいずれも平均風速が 20 m/s 前後である。解析結果は次のとおりである。

- 1) 実測データから得られた水平方向の風のパワースペクトルは、0.01 Hz から 5 Hz の周波数領域内で、Davenport あるいは日野の提案したパワースペクトルとその値及び形状ともにほぼ一致している。(図-4.3 などを参照)
- 2) 風は空気のうち通過現象として理解されているが、海上風のうち大きさ、主風向に 80~350 m、直交方向に 15~40 m、上下方向に 10 m 前後である。(表-3.1 を参照)
- 3) 海上風 (10 分間連続観測) の風向の分散はきわめて小さく、主風向に対して  $\pm 5$  度の範囲にほぼおさまる。(図-4.13 などを参照)

以上の結果などを基に浮体に作用する風外力の設定を行った。とくに風の空間相関の性質を計算モデルに導入する際、浮体の軸方向に何区分かに分割して、各区分に独立した変動風を作用させている。シミュレーション計算の対象とする浮体モデルとして、大型浮体モデル (全長 5,000 m、幅 750 m、海面上の高さ 25 m)、中型浮体モデル (全長 400 m、幅 100 m、海面上の高さ 15 m)、及び小型浮体モデル (全長 20 m、幅 20 m、海面上の高さ 17 m) の 3 種類を設定した。浮体モデルの造波抵抗力はストリップ法によって求め、浮体を剛体と仮定して得られる浮体の 6 成分の動揺に関する運動方程式を Wilson- $\theta$  法によって解いて所定の時刻歴解を得た。そ



のほか計算条件として、平均風速を 50 m/s、浮体の抗力係数を 1.2 などに設定し、パワースペクトルの種類、パネの特性などを変えて浮体の動揺やパネの挙動を調べた。これらのシミュレーション計算から次に示す主要な結果を得た。

- 4) 今回検討の対象とした浮体モデルの動揺はスウェイ（あるいはサージ）が卓越する。スウェイの固有振動数が 0.014~0.1 Hz（動揺周期 7~70 秒）の範囲内では Davenport のパワースペクトルから作成した風外力が日野のパワースペクトルよりも大きな動揺値を浮体に与える。しかし両者による動揺値及び動揺性状の差はさほど大きくない。
- 5) 風の空間変動あるいは台風時の風の風速分布形状を考慮すると、一様に風が作用すると仮定したものにくらべて風外力の値及び浮体の動揺値は、小さくなる。規模の大きい浮体では、これらを考慮しないと過大な風外力の値や動揺値を与えることになる。
- 6) 係留系のパネの非線型性が浮体の動揺値あるいは動揺波形などに与える影響は大きい。動揺シミュレーションを行う際には、係留系のモデル化を適切に行う必要がある。
- 7) 風の上下成分による浮体の動揺値は非常に小さい。通常は風の上下成分による影響を無視しても差しつかえない。
- 8) 浮体表面（水平方向）に作用する風の摩擦力の値は、今回検討した大型浮体モデルで浮体側面に作用する風抗力と比較して小さいが無視できるほどではない。しかし規模の小さい浮体では風の摩擦力による影響は小さい。

## あとがき

最近、浮体式による海洋施設の計画建設が脚光を浴びている。しかし日本にはかなりの頻度で大型の台風が来襲する。したがってこれら海洋施設が台風時に十分に安全でなければならない。本報告では、台風時にもたらされる風による浮体の動揺について検討したが、残されている課題も多い。特に波の立っている海上での風速の鉛直方向の分布、空間変動の性質など風より正確な情報を知る必要があり、海上での風の観測記録の集積が期待される。また今回検討しなかったが、浮体周辺に生ずるうずの影響、浮体端部より発生する境界層での風の性質など考慮すべき問題もある。さらに大規模な浮体では、比較的柔な構造型式が考えられ風との相互作用も将来の

課題となりうるし、また波力などを低減する目的で浮体が多列円柱群などで支持される構造型式では、更に多くの観点からの検討を要するであろう。今回検討した浮体はあくまでも仮想のモデルであり、実際に浮体を建設する際には、シミュレーション計算のみならず、風洞実験を含めてより広範囲でかつ入念な検討が不可欠となる。このように今後、解決すべき課題は多々あると思われるが、本報告がその一端を担っていれば幸いである。

## 謝辞

本報告書作成にあたって北島昭一構造部長より終始熱心な御指導をいただきました。また上田茂海洋構造研究室長、白石悟研究員及び耐風工学専門の諸先生方より、活発な討論を通じて数々の貴重な示唆をいただきました。風の実測データは、運輸省大阪航空局及び同第三港湾建設局より提供を受けたものです。ここに関係各位に深甚なる謝意を表します。

使用した計算プログラムは、海洋構造研究室と共同で整備しました。またプログラムの作成を芙蓉情報センターに一部委託しました。

プログラムの演算や図面作成の作業には、沈理構造研究室の藤沢孝夫君の手を煩わせました。ここに感謝致します。

## 参考文献

- 1) 社団法人日本造船研究協会：第 155 研究部会；巨大タンカーの係船システムの研究，昭和 52 年 3 月，pp. 262~288
- 2) 小舟浩治：浮体係留における粘性抵抗力および拘束条件の影響について，港湾技術研究所報告，第 17 巻第 4 号，1978 年 12 月，pp. 63~69
- 3) 上田 茂，白石 悟：大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究（第 2 報），港研報告予定
- 4) 高木幹雄：浅海域における船体運動について（その 1），西部造船会第 50 回例会，昭和 50 年 5 月，pp. 29~63
- 5) 井島武士，田淵幹修，湯村やす：有限水深の波による矩形断面物体の運動と波の変形，土木学会論文報告集，第 202 号，1972 年 6 月，pp. 33~48
- 6) 新井信一 他 3 名：箱型船の流体力について（第 1 報），日本造船学会論文集，第 137 号，昭和 50 年 3 月，pp. 111~119
- 7) 田才福造：船の上下揺並びに縦動揺における減衰力及び附加質量について，造船協会論文集第 105 号，昭和 34 年，pp. 47~57
- 8) W. D. Kim: On the harmonic oscillation of a rigid body on a free surface, J. Fluid Mech., Vol.

- 21, part 3, 1965, pp. 427~451
- 9) 木原 力, 森 正彦: 矩形断面浮体の波浪動揺に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第 14 卷第 2 号, 1975 年 6 月, pp. 47~77
  - 10) 岡内 功, 伊藤 學, 宮田利雄: 耐風構造, 丸蓋, 昭和 52 年, pp. 21~248
  - 11) 本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書: 土木学会・本州四国連絡橋耐風研究小委員会, 昭和 50 年 3 月, pp. 9~56
  - 12) 山元竜三郎, 光田 寧, 宮田賢二: 第二室戸台風通過時の強風の分布について, 京都防災研究所年報, 第 6 号, 昭和 38 年 7 月, pp. 113~127
  - 13) 塩谷正雄: 暴風時における突風の構造 (中間報告その 8), 本州四国連絡橋公団の依頼による研究報告, 昭和 47 年 3 月, 64 p.
  - 14) 塩谷正雄, 岩谷祥美: 強風時における変動風速の水平方向の相関, 日本大学生産工学部報告, 第 3 巻第 1 号, 1970 年 2 月, pp. 117~129
  - 15) 石崎澁雄, 光田 寧: 強風時における突風の拡がり突風率について, 京都防災研究所年報, 第 5 号 A, 昭和 37 年 3 月, pp. 135~138
  - 16) Alan G. Davenport; Gust Loading Factor, ST, ASCE, 1967 年, 6 月, pp. 11~34
  - 17) 日野幹雄: 瞬間最大値と評価時間の関係——とくに突風率について, 土木学会論文集, 第 117 号, 昭和 40 年 5 月, pp. 23~33
  - 18) 日野幹雄: スペクトル解析, 朝倉書店, 昭和 53 年, pp. 25~75
  - 19) 花房龍男: スペクトル解析の方法と気象要素のスペクトル, 気象研究ノート第 131 号, 1977 年, 60 p.
  - 20) 石崎澁雄, 光田 寧, 花房龍男: 風速変動の長周期成分について, 京都防災研究所年報, 第 11 号 A, 昭和 43 年 3 月, pp. 488~497
  - 21) 日野幹雄: 流体力学, 朝倉書店, 昭和 49 年, pp. 195~218
  - 22) 大地羊三: 電子計算機の手法とその応用, 森北出版, 1970 年, pp. 232~239
  - 23) 光田 寧: 標準計画台風について (1), 京都防災研究所年報, 第 8 号, 昭和 40 年 3 月, pp. 605~612
  - 24) 光田 寧: 標準計画台風について (2), 京都防災研究所年報, 第 9 号, 昭和 41 年 3 月, pp. 267~272
  - 25) J. C. Kaimal, J. C. Wyngaard, Y. Izumi and O. R. Cote: Spectral characteristics of surface layer turbulence, Quart, J. R. Met. Soc., 1972, pp. 563~589
  - 26) 塚本 修, 光田 寧: 強風時における風速変動の空間相関について, 京都防災研究所年報, 第 21 号 B-1, 昭和 53 年 4 月, pp. 427~436
  - 27) 提 和敏, 他 3 名: 変動風速の空間構造に関する一考察, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 昭和 51 年 10 月, pp. 757~758
  - 28) 前田潤滋, 花井正実, 牧野 稔: 線状構造物の動的風応答に及ぼす変動風速の空間構造に関する一考察, 構造物の耐風性に関する第 4 回シンポジウム論文集, 1976 年 12 月, pp. 61~68
  - 29) 前田潤滋, 他 3 名: 大気乱流構造における Karman の関係式の近似的応用, 日本建築学会九州支部研究報告, 第 22 号, 昭和 51 年 2 月, pp. 89~91
  - 30) 小林正二: 建物の周りの風圧分布の計算法, 日本建築学会論文報告集, 第 153 号, 昭和 43 年 11 月, pp. 17~23
  - 31) 亀井 勇, 松下清夫, 和泉正哲: 建築学大系 20 建築耐風, 耐雪論, 彰国社版, 1976 年, pp. 371~426
  - 32) 石崎澁雄: 耐風工学, 朝倉書店, 昭和 52 年, pp. 49~89
  - 33) 石崎澁雄, 光田 寧: 暴風時における風圧力の変動について, 日本建築学会論文報告集, 第 150 号, 昭和 43 年 8 月, pp. 33~37
  - 34) 立川正夫: 自然風中において構造物に作用する風圧力に関する実験的研究, 日本建築学会論文集, 第 159 号, 昭和 44 年 5 月
  - 35) 岡島 厚: 一様流中におかれた矩形断面構造物周りの流れ, 第 5 回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, 1978 年 12 月, pp. 177~182
  - 36) 加藤 始, 武村莞爾: 水面上の風速分布, 港湾技術研究所報告, 第 5 巻 1 号, 1966 年 1 月, 26 p.
  - 37) S. F. Höerner: Fluid Dynamic Drag, 1965 年, 2.1~5.3
  - 38) Glenn B. Woodruff, John J. Kozak; Wind Force on Structure; Fundamental Consideration, SD, ASCE, 1958 年 7 月, pp. 1709-1~1709-13
  - 39) 桂 順治: 種々の長方形断面をもつ 2 次元模型に作用する変動風圧力の測定, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 昭和 50 年 10 月, pp. 587~588
  - 40) 中村泰治, 満田武人: ある箱型構造物の空力弾性的特性について, 構造物の耐風性に関する第 2 回シンポジウム論文集, 1972 年 12 月, pp. 151~157
  - 41) 河井宏允: 乱流中におかれた 3 次元四角柱に作用する風力について, 第 5 回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, 1978 年 12 月, pp. 131~138
  - 42) 大築志夫 他 3 名: 一様中におかれた 2 次元静止矩形柱の空力 3 分力特性と圧力分布について, 第 5 回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, 1978 年 12 月, pp. 169~175
  - 43) 辻 豊治, 他 3 名: 船体に働く風圧力に関する模型実験, 船舶技術研究所報告, 第 7 巻第 5 号, pp. 209~233
  - 44) 有江幹男: 乱流境界層の中にある長方形柱周辺の流れに関する研究, 日本機械学会論文集 (第 2 部), 第 41 巻 343 号, 昭和 50 年 3 月, pp. 839~846

- 45) 水理公式集, 土木学会編, 昭和 46 年, pp. 477~478  
 46) 珠久正憲, 他 5 名: 浅海浮上式備蓄タンクの係留に関する研究, 日本造船学会論文集, 第 146 号, 昭和 54 年 11 月, pp. 257~266  
 47) Clough Penzen (大崎順彦, 他訳): 構造物の動的解析, 科学技術出版社, 昭和 53 年, pp. 271~276

付録 A Wilson-θ 法<sup>47)</sup>

二階微分方程式の数値積分法には, Newmark の β 法, Runge-Kutta-Gill 法などがある。本報告では, 数値積分を行う際の時間間隔 (Δt) を比較的長くとり, しかも精度が良いとされている Wilson-θ 法を用いる。Wilson-θ 法の計算手順は, 線型加速度法とほぼ同一である。線型加速度法では, ある時間 t 秒の次の積分を行うのに時間間隔を Δt をとるのに対して, Wilson-θ 法では θΔt (θ>1) とする。また t と t+θΔt の区間では加速度が線型に変化するとする。今式 (A.1) に示す連立二階微分方程式の解の変位を x(t), 速度を ẋ(t), 加速度を ẍ(t) と置くと, Wilson-θ 法では, x(t+θΔt) を式 (A.2) で, ẋ(t+θΔt) を式 (A.3) で求めることになる。

$$M\ddot{x}(t+\theta\Delta t)+C\dot{x}(t+\theta\Delta t)+Kx(t+\theta\Delta t)=F(t+\theta\Delta t) \quad (A.1)$$

ここで M: 質量マトリックス  
 C: 減衰マトリックス  
 K: 剛性マトリックス  
 F: 外力

$$x(t+\theta\Delta t)=x(t)+\theta\Delta t\dot{x}(t)+\frac{(\theta\Delta t)^2}{3}\ddot{x}(t)+\frac{(\theta\Delta t)^2}{6}\ddot{x}(t+\theta\Delta t) \quad (A.2)$$

$$\dot{x}(t+\theta\Delta t)=\dot{x}(t)+\theta\Delta t\frac{\ddot{x}(t)+\ddot{x}(t+\theta\Delta t)}{2} \quad (A.3)$$

ここで Wilson-θ 法の仮定により ẍ(t+Δt) を式 (A.4) より求める。

$$\frac{\ddot{x}(t+\Delta t)-\ddot{x}(t)}{\ddot{x}(t+\theta\Delta t)-\ddot{x}(t)}=\frac{1}{\theta} \quad (A.4)$$

式 (A.2), 式 (A.3) 及び式 (A.4) を式 ((A.1) に代入することにより ẍ(t+Δt) のみを未知数とする方程式を得る。この方程式を解いて一度 ẍ(t+Δt) が求めれば, x(t+Δt), ẋ(t+Δt) は式 ((A.5) 及び式 (A.6) で順次求める。この操作を繰り返すことにより, 式 (A.1) の解の時系列データを Δt 時間毎に次々と得ることが出来る。

$$x(t+\Delta t)=x(t)+\Delta t\dot{x}(t)+(\Delta t)^2\ddot{x}(t)/3+(\Delta t)^2\ddot{x}(t+\Delta t)/6 \quad (A.5)$$

$$\dot{x}(t+\Delta t)=\dot{x}(t)+\Delta t\{\ddot{x}(t)+\ddot{x}(t+\Delta t)\}/2 \quad (A.6)$$

Wilson-θ 法では, θ を 1.37 を以上にとれば, 解の無条件安定性が得られることが知られている。このことは数値積分を行う際に生じやすい。解の発散などの現象を抑えることになる。

また外力 F(t+θΔt) は, 運動方程式に直接代入せず (1-e<sup>-θ</sup>)×F(t+θΔt) の式でもって入力を行うものとする。この操作により数値積分の初期に大きな値の発生を防止する。

付録 B パワースペクトルの計算手順<sup>22)</sup>

今 Δt 時間毎に N 個の時系列データ (X<sub>i</sub>) が得られるとする。まず実測した風速の生の時系列データを式 (B.1) を用いて平滑化 (プレホワイトニング) を行う。

$$X_i'=X_i-0.6X_{i-1} \quad (B.1)$$

この新しい時系列データ (X<sub>i</sub>) の平均値 (X̄) を求め変動成分 (x<sub>i</sub>) を式 (B.2) で得る。

$$x_i=X_i'-\bar{X} \quad (B.2)$$

自己相関関数 C(τ) は, この変動成分の時系列データを用いて式 (B.3) で算定できる。

$$C(\tau)=\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N-1}x_ix_{i+\tau} \quad (r=0\sim m) \quad (B.3)$$

ここで τ: 時間遅れ (Δt×r)

m: 最大の時間遅れまでのデータ数(最大ラグ数)

自己相関関数 C(τ) を式 (B.4) で補正する。

$$C'(\tau)=C(\tau)-\frac{3}{16}\left(1-\frac{1}{N^2}-\frac{2\tau}{N}-\frac{2\tau^2}{N^2}\right)(X_I-X_B)^2 \quad (B.4)$$

$$\text{ここで } X_I=\frac{3}{N}(X'_1+X'_2+\dots+X'_N)$$

$$X_B=\frac{3}{N}(X'_{(2/3)N}+\dots+X'_N)$$

パワースペクトル P(J) は, C'(τ) の COSINE 変換により式 (B.5) で求まる。

$$P(J)=\Delta t\left\{C'(0)+2\sum_{r=1}^{m-1}C'(J)\cos\frac{r\pi}{m}+C'(m)\cos j\pi\right\} \quad (j=0\sim m) \quad (B.5)$$

生のパワースペクトル (P(J)) は, 凹凸が激しいので式 (B.6) に示す移動平均 (スペクトルウィンドー) で平滑する。

$$\left. \begin{aligned} P'(0) &= \frac{1}{2}\{P(0)+P(1)\} \\ P'(J) &= \frac{1}{4}P(J-1)+\frac{1}{2}P(J)+\frac{1}{4}P(J+1) \end{aligned} \right\} \quad (B.6)$$

$$P'(m) = \frac{1}{2} \{ P(m-1) + P(m) \}$$

当初に時系列データを平滑化したので、最後に復色(リカラー)を行って所定のパワースペクトル( $F_u(J)$ )を式(B.7)で得る。

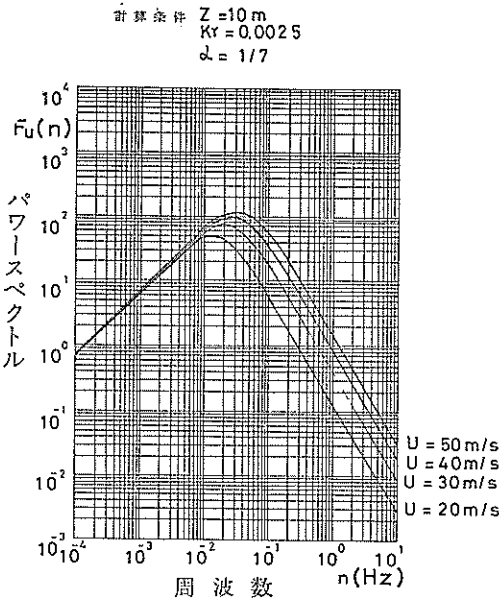
$$\left. \begin{aligned} F_u(0) &= \frac{N}{N-m} \left( 1.36 - 1.20 \cos \frac{2\pi}{6m} \right)^{-1} P'(0) \\ F_u(J) &= \left( 1.36 - 1.20 \cos \frac{2\pi j}{2m} \right)^{-1} P'(J) \\ F_u(m) &= \left\{ 1.36 - 1.20 \cos \left( 1 - \frac{1}{6m} \right) 2\pi \right\}^{-1} P'(m) \end{aligned} \right\} \quad (B.7)$$

$F_u(J)$  は周波数 ( $n_j = j/2m \Delta t$ ) に対応するパワースペクトルの値であり、周波数 0 から  $1/2\Delta t$  までの領域で  $1/2m \Delta t$  間隔でもってパワースペクトルの値を得ることになる。

付録 C Davenport のパワースペクトルと日野のパワースペクトル

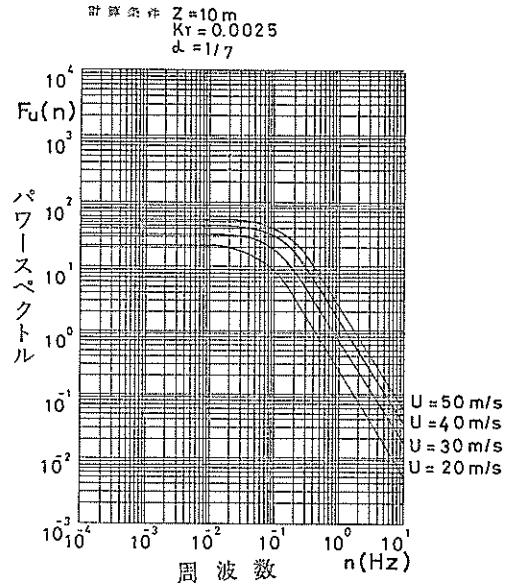
Davenport のパワースペクトルと日野のパワースペクトルの値と分布形とが、平均風速 ( $U_{10}$ )、表面摩擦係数 ( $K_r$ )、高度 ( $Z$ ) などの要因によりどの程度影響を受けるか調べる。

付図-C.1 に平均風速 ( $U_{10}$ ) を 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s 及び 50 m/s に変えた際の Davenport のパワースペクトル



付図-C.1 平均風速を変化させたときの Davenport のパワースペクトル

を示す。この際、表面摩擦係数 ( $K_r$ ) を 0.0025、高度 ( $Z$ ) を 10 m とする。付図-C.1 が示すとおり、平均風速 ( $U_{10}$ ) が大きくなるにつれ、パワースペクトルの最大値は増加し、かつその最大値を与える周波数が高い領域に移行する。また 0.01 Hz 以下の周波数領域では、平均風速 ( $U_{10}$ ) が大きくなってパワースペクトルの値は、さほど大きくならない。付図-C.2 に、同じく平均風速

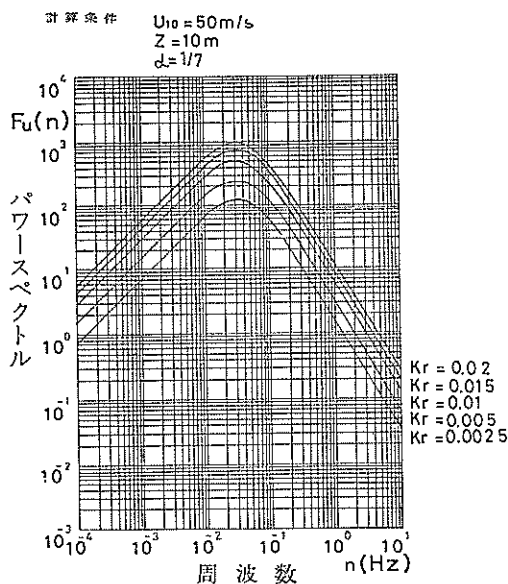


付図-C.2 平均風速を変化させたときの日野のパワースペクトル

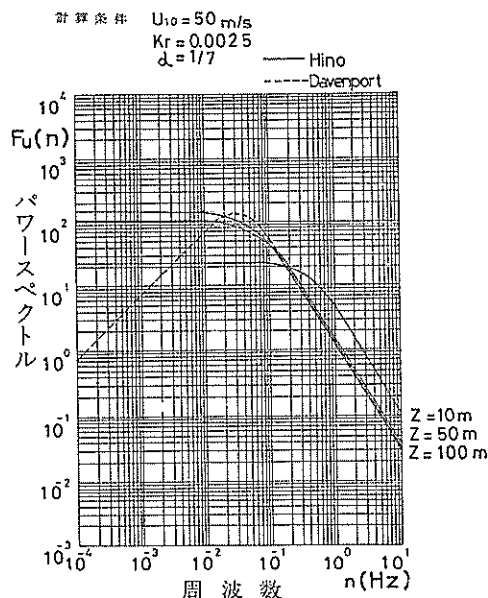
( $U_{10}$ ) を変えた際の日野のパワースペクトルを示す。日野のパワースペクトルも平均風速 ( $U_{10}$ ) が増加するにしたがって、その値も大きくなる。Davenport のパワースペクトルと異って、低い周波数領域でもパワースペクトルの値は、他の周波数領域と同様に大きくなるのがわかる。

付図-C.3 に表面摩擦係数 ( $K_r$ ) を 0.0025, 0.005, 0.01, 0.015 及び 0.02 に変えた際の Davenport のパワースペクトルを示す。本章での式 4.2 で示す Davenport のパワースペクトルの値は、表面摩擦係数 ( $K_r$ ) に比例する。またパワースペクトルの最大値を与える周波数も表面摩擦係数 ( $K_r$ ) によらず一定値であることがわかる。付図-C.4 に、同じく表面摩擦係数 ( $K_r$ ) を変えた時の日野のパワースペクトルを示す。日野のパワースペクトルの場合には、Davenport のパワースペクトルのように表面摩擦係数 ( $K_r$ ) とその値が直接比例しないが、ほぼ比例す

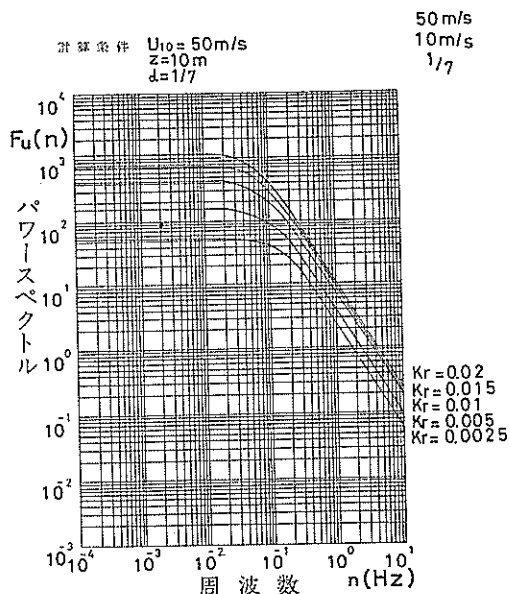
海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析



付図-C.3 表面摩擦係数を変化させたときの Davenport のパワースペクトル



付図-C.5 高度がパワースペクトルに及ぼす影響



付図-C.4 表面摩擦係数を変化させたときの日野のパワースペクトル

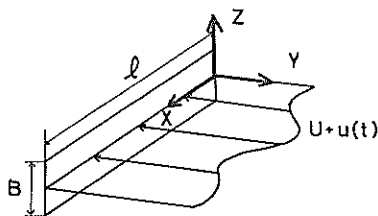
と見なして良い。

付図-C.5 に高度 ( $Z$ ) を 10 m, 50 m, 100 m に変えた際の Davenport のパワースペクトルと日野のパワース

ペクトルを示す。Davenport のパワースペクトルは、高度 ( $Z$ ) の影響を受けず、高度が変化してもその値と分布形は変わらない。一方、日野のパワースペクトルは、高度 ( $Z$ ) が高くなると、最大値は大きくなる。また最大値を与える周波数は、高度 ( $Z$ ) が高くなると低い周波数に移行する。高度 10 m と 100 m とでのパワースペクトルを比較してみると、周波数がほぼ 0.2 Hz 以上の領域では、高度が 10 m のときのパワースペクトルの値の方が 100 m のときよりも大きい値となり、0.2 Hz 以下の周波数領域では逆となることがわかる。

付録 D 水平方向に長い浮体にかかる外力のパワースペクトル<sup>13)</sup>

付図-D.1 に示すような全長  $l$ 、幅  $B$  の細長い浮体に風が当たったときの風荷重の変動について述べる。ある時刻 ( $t$ ) において、浮体側面のある点 ( $x$ ) にかかる風荷重 ( $p(x, t)$ ) は、式 (D.1) で求めることができる。



付図-D.1 水平方向に長い構造物に作用する風

$$p(x, t) = \frac{1}{2} \rho C_D B (U + u(x, t))^2$$

$$\doteq \bar{P} + \frac{2\bar{p}}{U} u(x, t) \quad (D.1)$$

ここに  $\bar{P} = \frac{1}{2} \rho C_D B U^2$

$$U = U_{10} \left( \frac{z}{10} \right)^\alpha$$

浮体全側面にかかる風荷重の合計 ( $P_0(t)$ ) は式 (D.1) を浮体の全長 ( $l$ ) で積分すれば求まる。

$$P_0(t) = \int_0^l p(x, t) dx$$

$$= \bar{P}l + \int_0^l \frac{2\bar{p}}{U} u(x, t) dt$$

$$= \bar{P}l + P(t) \quad (D.2)$$

式 (D.2) の右辺の第 2 項の変動荷重のパワースペクトル ( $F_P(n)$ ) は,  $P(t)$  をフーリエ変換して式 (D.3) のように求めることができる。

$$F_P(n) = \int_{-T}^T P(t) e^{-i2\pi n t} dt$$

$$= \frac{2\bar{p}}{U} \int_0^l \int_{-\infty}^{\infty} u(x, t) e^{-i2\pi n t} dt dx$$

$$= \frac{2\bar{p}}{U} \int_0^l F(u, n) dx \quad (D.3)$$

ここで  $F(u, n)$  は, 風速の変動成分 ( $u(x, t)$ ) をフー

リエ変換したものである。今  $F(x, n)$  の共役複素数を  $F^*(x, n)$  とすると風荷重の変動成分のパワースペクトル ( $S_P(n)$ ) は式 (D.4) で与えられる。

$$S_P(n) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left( \frac{2\bar{p}}{U} \right)^2 \int_0^l \int_0^l F(x_1, n) \cdot F^*(x_2, n) dx_1 dx_2$$

$$= \left( \frac{2\bar{p}}{U} \right)^2 \int_0^l \int_0^l F_u(n) \cdot R(\eta, n) dx_1 dx_2 \quad (D.4)$$

$R(\eta, n)$  は, 距離が  $\eta$  だけ離れた  $x_1$  点及び  $x_2$  点にかかる風速の変動成分のクロススペクトルで, 空間相関を示す。Cramer は, 本文の 5.2 の式 (5.5) に示す指数関数を用いて  $R(\eta, n)$  を設定した。この式を用いるとパワースペクトル ( $S_P(n)$ ) は式 (D.5) で与えられる。

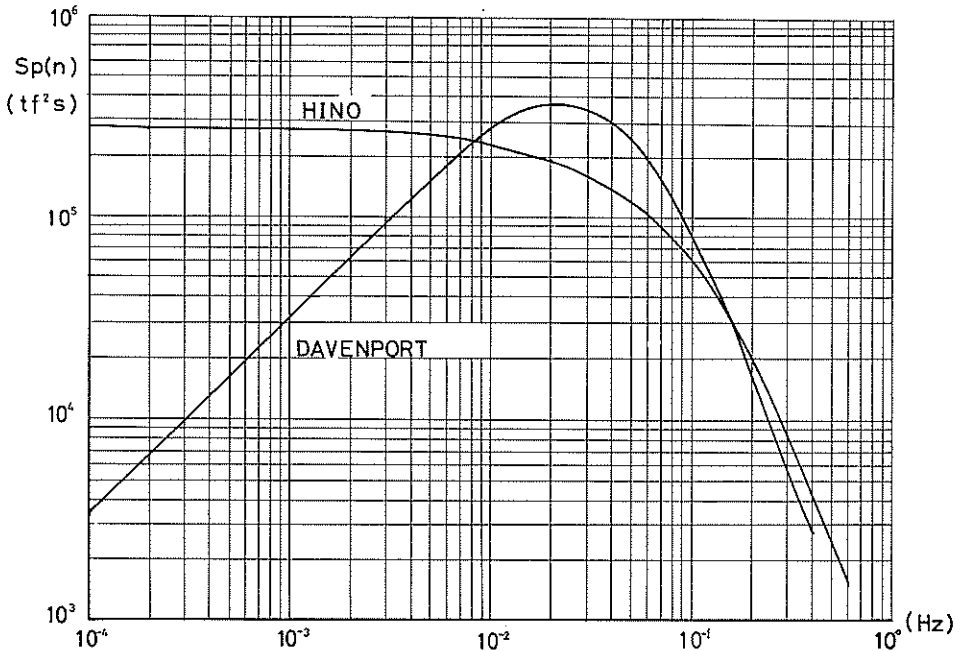
$$S_P(n) = \left( \frac{2\bar{p}}{U} \right)^2 F_u(n) \int_0^l \int_0^l \exp \left[ \frac{-kn}{U} |\eta| \right] dx_1 dx_2$$

$$= \left( \frac{2\bar{p}}{U} \right)^2 \cdot F_u(n) \cdot \frac{2}{r^2} (r-1+e^{-r}) \quad (D.5)$$

ここに  $r = kn|n|/U$  で  $F_u(n)$  は風速の変動成分のパワースペクトルである。

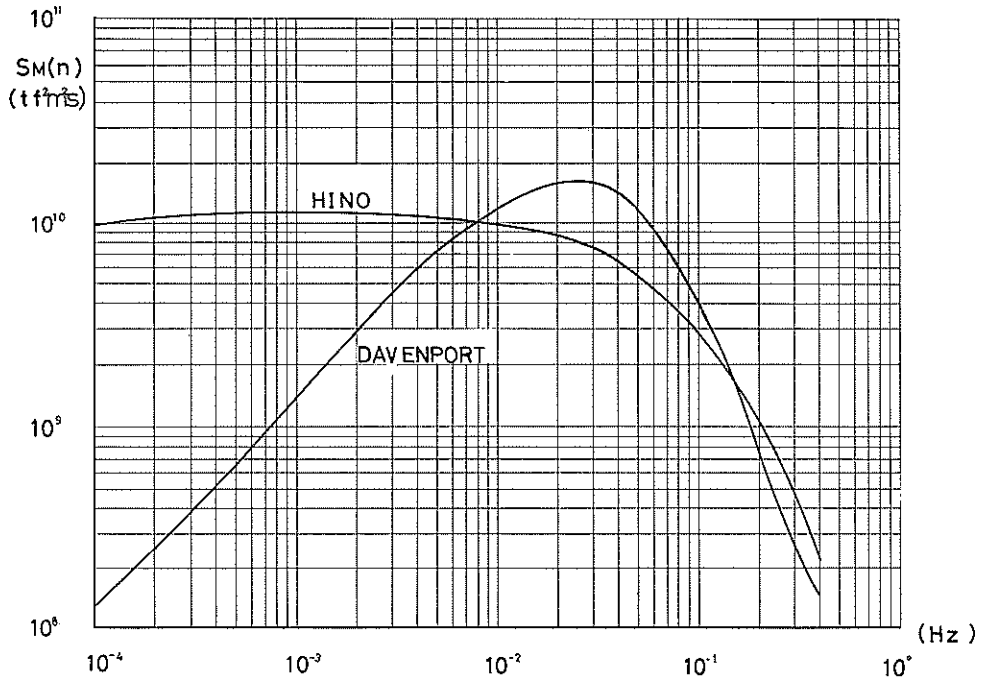
同様にして浮体に作用するモーメントのパワースペクトル ( $S_M(n)$ ) が式 (D.6) で求まる。

$$S_M(n) = \left( \frac{2\bar{p}}{U} \right)^2 \cdot F_u(n) \cdot \left[ \frac{2l^2}{3r} + \frac{l^2}{r^4} \{1 - (1+r)(2e^{-r} - 1 + r)\} \right] \quad (D.6)$$



付図-D.2 風荷重のパワースペクトル

海上風の性質とそれによる(矩)形浮体の動揺解析



付図-D.3 モーメントのパワースペクトル

今、浮体の全長 ( $l$ ) を 400 m, 水面上の高さ ( $B$ ) を 24.15 m, 平均風速 ( $U_{10}$ ) を 50 m/s, 抗力係数 ( $C_D$ ) を 1.2, べき指数 ( $\alpha$ ) を 1/7 と各々設定した際、式 (D.5) で算定される風荷重のパワースペクトルを 付図-D.2 に、式 (D.6) で算定されるモーメントのパワースペクトルを 付図-D.3 に示す。ただし風速の変動成分のパワースペクトルとして、日野の提案したパワースペクトルと

Davenport の提案したパワースペクトルの両方を用いた。付図-D.2 及び 付図-D.3 に示すとおり、周波数が約 0.008 Hz から約 0.16 Hz の領域では、Davenport のパワースペクトルが日野のパワースペクトルよりも大きな値の風荷重とモーメントを与える。他の周波数領域では、逆に日野のパワースペクトルの方が大きな値を与えることがわかる。