第3章　浮体に働く外力

第2章において設定された自然環境条件下における浮体の挙動並びに係留力を推定するためには，多数の要素浮体によって支持された長大な浮体に働く風荷重，波浪荷重及び潮流力などの外力を推定することが必要である。まず，既存資料及び既存技術によって可能な範囲で検討を行い，その過程で抽出された要素浮体間の相互干渉及び要素浮体数が多大であるために生ずる波浪の減衰や流れの粘性効果等に関して，風洞実験及び水槽実験を実施する。そして浮体に働く外力の特性を把握すると共に，推定手法を検証及び修正して設定された自然環境条件下における諸外力の値を推定した。

風荷重の推定に際して問題となる点を究明し，風荷重の推定精度を向上させるため，上部構造物に円柱群（15×3本）を取り付けた縮率 1/38.9 の部分模型を用いて風洞実験を実施した。その結果から円柱群に働く風荷重及びそのレイノルズ数の影響と円柱間の相互干渉等を明らかにした。さらに，縮尺 1/1,000 の全体模型の風洞実験を行ない，水平面内の3分力並びに上部構造物の上面と下面との圧力差なども計測し，風荷重の推定法を検討した。

多行多列に配置された要素浮体群に働く波強制力及び波漂流力を各要素浮体間の流体力学的な相互干渉効果及び多数の要素浮体間を進行する波の減衰効果，さらには，これらの相乗効果等を考慮して理論的に推定することは現在の技術では極めて困難である。したがって，波強制力に関しては，縮尺 1/100 の要素浮体群の模型を用いて主に波の減衰効果を，また縮尺 1/30 の模型を用いて波強制力を求めて既存の理論計算と対比し，修正法の検討を実施した。また，波漂流力に関しては，理論的推定の精度を向上させるため，後述する部分模型を用いて波漂流力の計測を行い，その結果に基づいて浮体に働く波漂流力の係数を検討した。

潮流力の推定に関しては，既存技術による推定値が手法によって大幅に値が変化するため，抗力係数について模型実験を行った。すなわち，縮尺 1/16.7 の円筒型要素浮体模型 16 本を種々に配置し，潮流力に及ぼす要素浮体間の相互干渉効果を求め，さらに縮尺 1/8.75 及び 1/3.9 の円筒型要素浮体模型を用いてレイノルズ数影響を調査した。これらの実験結果と後述の部分模型による潮流力の計測結果を用いて浮体に働く潮流力の推定法を検討した。

3.1　浮体に働く風荷重

3.1.1　既存資料による風荷重の推定

海上空港に働く風荷重を推定するに当って，海上空港を，① 上部構造物と水面との間隔が非常に狭いので，その間を風が通り抜けないとして脚部を含めて直方体構造物とした場合，② 上部構造物と水面との間にある脚部円柱群を，前後の円柱間では風が通り抜けないで左右の円柱間だけを風が通り抜けると仮定して，直方体上部構造物と脚部桁群とした場合及び ③ 上部構造物と脚部円柱群を実機に即して，脚部円柱群間を風が通り抜けると仮定して，直方体上部構造物と脚部円柱群とした場合の3種類のモデルに置換して風荷重を検討する。

（1） 抗 力 係 数

a） 直方体の抗力係数

海上空港用の浮体のように非常に平旦で，広大な表面積を有する直方体の抗力係数を直接求めるために用いられる既存の資料は皆無である。そこで，通常の推定手法は摩擦抗力と圧力抗力の両者を含めた抗力係数で抗力を論じているが，海上空港のように表面積の特に大きい場合には，抗力を圧力抗力係数と摩擦抗力係数とに分けるべきである。したがって，以下に抗力係数を圧力抗力係数と摩擦抗力係数とに分けて既存資料に基づいて次のようにして各係数を求めた。

i） 圧力抗力係数（C_{DP}）

実機の圧力抗力を直接求められる圧力抗力係数は既存資料にはないので S. F. Hoerner の資料[1]に基づいて次の手順で求める。

① 流れに直角に置かれた正方形平板について実機のレイノルズ数に対する抗力係数（C_{D11}）を図 3.1 から求める。

② 直方体の前面のアスペクト比をもつ長方形平板の抗力係数（C_{D02}）と正方形平板の抗力係数（C_{D01}）とを図 3.2 から求め，その比（$\alpha_1=C_{D02}/C_{D01}$）を求める。

③ 直方体の抗力係数（C_{D03}）と長方形平板の抗力係数（C_{D02}）との比（$\alpha_2=C_{D03}/C_{D02}$）を図 3.3 から求める。

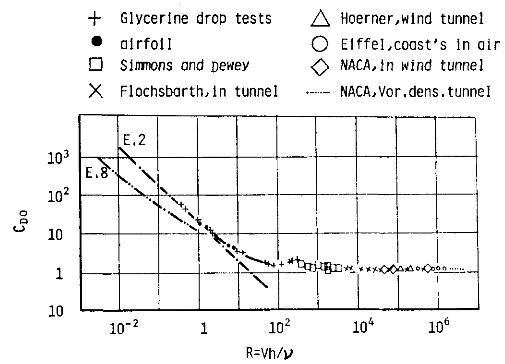

図 3.1 レイノルズ数に対する円柱と正方形平板との抗力係数

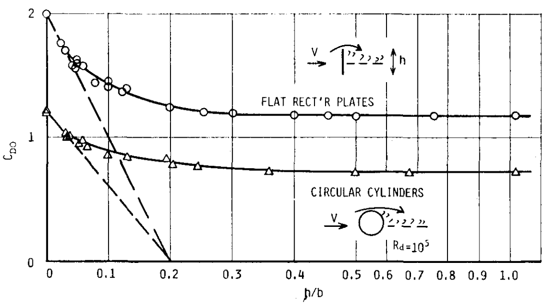

図 3.2 平板と円柱の高さ(直径)・幅比に対する抗力係数

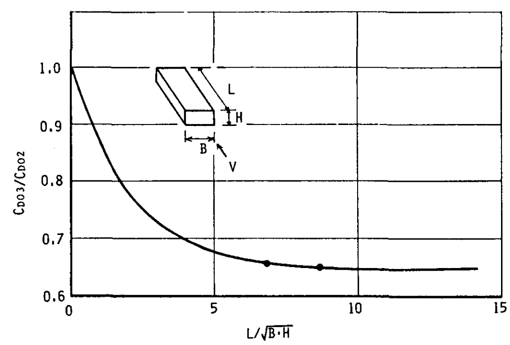

図 3.3 直方体の抗力係数と長方形平板の抗力係数の比

④ ①②③で求めた C_{D11}, α_1, α_2 を使って次式で圧力抗力係数 (C_{DP}) を求めることができる。

$$C_{DP}=C_{D11}\times\alpha_1\times\alpha_2$$

ここで C_{Dab} の Suffix a, b は次のことを意味する。

$a=0$； 模型寸法でのレイノルズ数に対応する

$a=1$； 実機寸法でのレイノルズ数に対応する

$b=1$； 正方形平板

$b=2$； 直方体の前面の形状のアスペクト比をもつ長方形平板

$b=3$； 直方体

しかしながら，海上空港は長大であるため，ここで述べた方法でも次に示すような大胆な仮定や外挿が含まれる。

① 直方体の抗力係数のレイノルズ数による変化は，流れに直角におかれた正方形平板の抗力係数のレイノルズ数による変化と同等と仮定する。

② 直方体の長さは海上空港の場合非常に長く，図3.3 でも C_{D03}/C_{D02} が 1.0 の点と図中の 2 つの黒点に対して大胆に曲線を引くと共に，横軸の方向に対して約 3 倍延長している。

そこで，海上空港の水面上を直方体構造物と仮定した場合の長さ方向（以下 X 方向と呼ぶ）と幅方向（Y 方向）の圧力抗力係数を求めると，X 方向の圧力抗力係数 (C_{DPX}) は 1.17 となり，Y 方向の圧力抗力係数 (C_{DPY}) は 1.43 となる。

ii） 摩擦抗力係数

摩擦抗力係数を検討する際には構造物表面の粗度が問題となる。そこで，一般に地表面の粗度を表わす相当砂粒直径 (K) を表 3.1 に示す。また，滑らかな表面の粗度を示す表を表 3.2 に示す。

海上空港の滑走路は，表 3.2 の Surface with asphalt-

表 3.1 平らな面の相当砂粒直径

面の種類	K (cm)
非常に滑らかな面（泥面、水面）	0.001
芝生、高さ 1 cm までの草原	0.1
粗の草原（10cm までの高さ）	0.7
密生した草原（10cm までの高さ）	2.3
粗の草原（50cm までの高さ）	5.0
密生した草原（50cm までの高さ）	9.0

表 3.2 滑らかな面の相当砂粒直径

TYPE of SURFACE	Approximate microns	Grain sized in mils
surfaces like that of a "mirror"	0	0
surface of average glass	0.1	0.004
finished and polished surfaces	0.3	0.02
aircraft-type sheet-metal surfaces	2.0	0.1
optimum paint-sprayed surfaces	5.0	0.2
planed wooden boards	15.0	0.6
paint in aircraft-mass production	20.0	1.0
steel plating (bare)	50.0	2.0
smooth cement surface	50.0	2.0
surface with asphalt type coating	100.0	4.0
dip-galvanized metal surface	150.0	6.0
incorrectly sprayed aircracft paint	200.0	8.0
natural surface of cast iron	250.0	10.0
raw wooden boards	500.0	20.0
average concrete surface	1,000.0	40.0

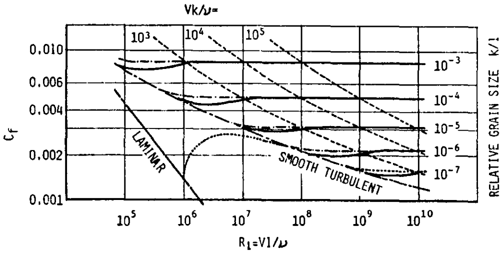

図 3.4 レイノルズ数に対する表面粗度と摩擦抗力係数

type coating に相当すると考えられるが，滑走路周辺の標示灯，標識及び滑走路外の草原等を考慮すると Average concrete surface より表 3.1 の粗の草原（10 cm までの高さ）が適当と考えられる。そして，表面粗度（$K=0.7$）が設定できれば，図 3.4 を用いて相当するレイノルズ数に対して摩擦抗力係数（C_f）が求められる。

そこで，海上空港の上部構造物を直方体構造物と仮定した場合の X 方向及び Y 方向の摩擦抗力係数（C_f）を求めると，X 方向の C_{fX} が 0.0023 となり，Y 方向の C_{fY} が 0.0030 となる。

b） 脚部円柱群の抗力係数

i） 単独円柱の抗力係数

単独円柱の抗力係数については多数の人により理論的及び実験的な調査がなされているが，ここでは最も高いレイノルズ数範囲まで実験している Roshko[3] 等の資料を図 3.5 に示す。この図から高レイノルズ数の範囲（$R_e=3\times10^6\sim10^7$）での円柱の抗力係数を求めると $C_D=0.75\sim0.85$ である。

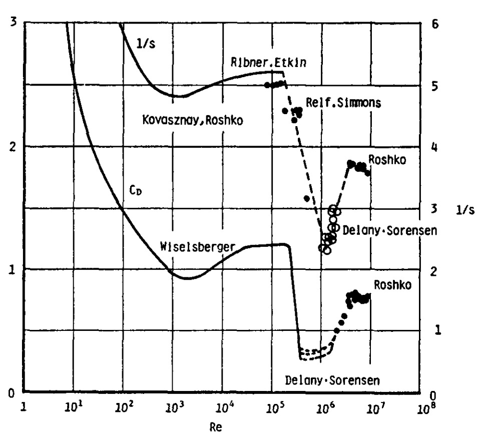

図 3.5 レイノルズ数に対する円柱の抗力係数

表 3.3 単独円柱の抗力係数

	臨界レイノルズ数以下 C_{D0}	臨界レイノルズ数以上 C_{D1}	$\alpha_0=C_{D1}/C_{D0}$
Roshko 等	1.2	0.75～0.85	0.63～0.71
土木学会	1.2	0.56～0.8	0.47～0.67
英国風荷重基準	1.2	0.8	0.67
DNV	—	0.4	—

また，一般に適用されている単独円柱の抗力係数は表 3.3 の値である。

ii） 1 行 1 列に並んだ円柱の抗力係数

直列に配置された円柱列の抗力係数については，岡島[8]や巻幡[4),9)]等によって実験結果が報告されている。それ等の資料の中から，巻幡の直列に配置された 2 本及び 4 本のパイルについてそれぞれの抗力係数を図 3.6 に示す。この図から臨界レイノルズ数以下における多列円柱の抗力係数は，1 本目が 1.15～1.2，2 本目が 0～−0.2，3 本目が 0.4～0.5 そして 4 本目が 0.55 である。

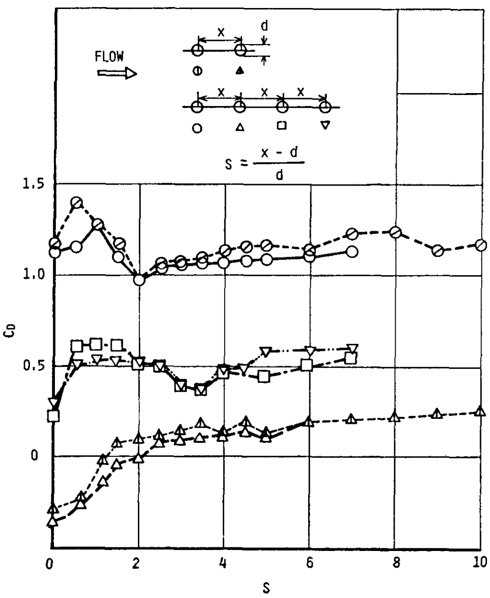

図 3.6 多列円柱の抗力係数

また，臨界レイノルズ数以上では岡島の実験があり，1 本目の抗力係数が 0.30，2 本目が 0.55 と臨界レイノルズ数以下の場合と反対に 2 本目の抗力係数の方が大きい値を示している。これについて岡島は，上流側円柱によるラミナーバブルによる抗力の減少及び上流側円柱背後の後流幅が狭くなることによる下流円柱の

抗力増大の結果であると説明している。直列円柱群の1本目の円柱の抗力係数と単独円柱のそれと比較すると臨界レイノルズ数以下ではほぼ一致しているが臨界レイノルズ数以上では，単独円柱に比べてかなり低い値になっている。

並列円柱の場合については，巻幡等[4),9)]が調べているが，その抗力係数は単独円柱のものとほとんど変らず臨界レイノルズ数以下で抗力係数は約1.2である。

iii) 多行多列円柱群の抗力係数

巻幡[4)]は，2行2列の円柱群や正三角形の頂点位置に配置された円柱群の抗力係数の干渉効果についても同時に報告しているが，これ等は両方とも臨界レイノルズ数以下の範囲における実験結果である。したがって，2次元円柱群の抗力係数を求める方法として各種文献，便覧に古くから用いられている Wallis White[10)] の方法を示す。

円柱が格子型または千鳥型に配列されている場合の抗力係数は次の様にして求められる。

円柱の直径 (d)，円柱の中心間距離 (l) 及び風速 (U) を用いると，レイノルズ数 (R_e) は $\frac{Uld}{(l-d)\nu}$ であり，第1番目の各円柱に対する抗力係数 (C_D) が $0.62R_e^{0.032}$ で，第2番目以後の各円柱に対する抗力係数 (C_D) が格子型配列の場合に $5.4/R_e^{0.22}$，千鳥型配列の場合に $7.8/R_e^{0.29}$ で表わされる。Wallis White の実験式は臨界レイノルズ数以下の実験結果から求められたものであるが，ここではあえてこの値を臨界レイノルズ数以上に適用することとする。

次に端部を有する円柱群の抗力係数を求める。有田等[11)]が2行3列の合計6本の円柱群の模型を曳航水槽で縦・横・斜めに曳航し，各円柱の抗力係数を求めた結果がある。その実験で，円柱の中心間距離と円柱直径との比が2.18の場合が今回の脚部円柱群の2.14に近い。

そこで，各円柱に番号をつけ，各流れ方向別の各円柱の抗力係数を，臨界レイノルズ数以上と以下に分けてまとめると表3.4となる。

脚部円柱群の間隔は，この実験の円柱間隔とほぼ等しいので，T 方向の結果から脚部円柱群の幅方向の抗力係数を，L 方向の結果から長さ方向の抗力係数を推定することができる。

以上の既存資料の調査結果から多行多列円柱群の抗力係数を1本目，2本目及び3本目以後に分けてまとめると表3.5のようになる。

以上の結果から脚部円柱群の抗力係数としては必ずしも条件に合ないがここでは敢えて Wallis White と有田の臨界レイノルズ数以上の結果から求めた抗力係数を用いることとする。

表 3.4 円柱群の各円柱の抗力係数

	臨界レイノルズ数以下			臨界レイノルズ数以上		
	T方向	D方向	L方向	T方向	D方向	L方向
円 柱①	0.81	1.55	1.26	0.74	0.69	0.70
円 柱②	0.81	1.55	0.02	0.74	0.69	0.05
円 柱③	0.81	1.55	0.20	0.74	0.69	0.05
円 柱④	1.26	1.23	0.20	0.74	0.69	0.70
円 柱⑤	1.26	1.23	0.20	0.74	0.69	0.05
円 柱⑥	1.26	1.55	0.51	0.74	0.69	0.05

表 3.5 多列多行の円柱群の抗力係数

臨界レイノルズ数	方法		抗力係数 C_D		
			1本目	2本目	3本目以上
以下	有田等	長さ方向	1.26	0.81	—
		幅方向	1.26	0.20	0.51
以上	WALLIS.WHITE 格子		1.07	0.13	0.13
	有田等	長さ方向	0.74	0.74	—
		幅方向	0.70	0.05	0.05

(2) 風荷重の推定

海上空港の主要目及び風速は次に示す値であるとして風荷重を推定する。

上部構造物；長さ 5000 m，幅 840 m，厚さ 10.5 m
水面上脚部；長さ (箱型底面より水面まで) 5.0 m
直径 7.0 m
中心間距離 15.0 m
喫水 6.5 m
風速 通常時最大 25 m/s
異常時最大 50 m/s

a) 直方体構造物と仮定した場合

圧力抗力係数は，X 方向を 1.17 とし，Y 方向を 1.43 とする。

また，摩擦抗力係数は，X 方向を 0.0023 とし，Y 方向を 0.0030 とする。そして，直方体構造物の風荷重を推定した結果を表3.6に示す。

表 3.6 直方体構造物の風荷重

(ton)

状態 / 方向 / 成分力	通常時		異常時	
	X方向	Y方向	X方向	Y方向
圧力抗力	595	4,329	2,380	17,316
摩擦抗力	361	509	1,443	2,034
合計抗力	956	4,838	3,823	19,350
摩擦/抗力	0.61	0.12	0.61	0.12

b) 直方体上部構造物と脚部桁群と仮定した場合

直方体上部構造物の圧力抗力係数は，X 方向が 1.21，Y 方向が 1.40 である。

摩擦抵抗係数については上面に対しては前述の値を用いるが直方体下面及び脚部桁の側面については上面のようには凹凸がないのでそれを考慮して表 3.2 の Surface with asphalt-type coating の粗度とし，摩擦係数を図 3.4 より読みとると，X 方向が通常時で 0.0012，異常時で 0.0011 となり，Y 方向が通常時で 0.0015，異常時で 0.0014 となる。

脚部桁の個々の圧力抗力係数は直方体の値をアスペクト比及び平板と直方体との比修正を行い 0.76 とする。

表 3.7 直方体上部構造物と脚部円柱群の風荷重

(ton)

種類 ＼ 状態・方向		通常時 X方向	通常時 Y方向	異常時 X方向	異常時 Y方向
直方体上部構造物	圧力抗力	417	2,871	1,668	11,484
	上面摩擦抗力	361	509	1,443	2,034
	下面摩擦抗力	105	133	386	498
	合計	883	3,513	3,497	14,016
脚部円柱群	圧力抗力	58	346	233	1,384
	摩擦抗力	131	161	480	601
	合計	189	507	718	1,985
総合計		1,072	4,020	4,210	16,001

以上の各係数を用いて風荷重を推算した結果を表 3.7 に示す。なお，上部構造物の下面の摩擦力の計算をする際には脚部桁群の面積を除いて求める。

c) 直方体上部構造物と脚部円柱群と仮定した場合

直方体上部構造物の各抗力については，上部構造物の下面と脚部円柱群に働く風荷重以外は前述した手法と同じとする。上部構造物の下面の摩擦抗力は脚部円柱群の面積を除いた面積とする。

表 3.8 脚部円柱群と総合計風荷重

(ton)

状態・方向		通常時 X方向	通常時 Y方向	異常時 X方向	異常時 Y方向	備考
有田等	第1行目	54	319	216	1,276	CD = 0.70
	第2行目以後	1,271	1,252	5,024	5,084	CD2-n = 0.05
	合計	1,325	1,571	5,300	6,284	
総合計		2,266	5,155	9,010	20,564	
WALLIS WHITE	第1行目	82	487	334	1,985	CD = 1.07 (通) CD = 1.09 (異)
	第2行目以後	3,304	3,255	12,201	12,019	CD2-n = 0.13 CD2-n = 0.12
	合計	3,386	3,742	12,535	14,004	
総合計		4,327	7,326	16,245	28,284	

脚部円柱群の風荷重を有田等及び Wallis White の手法で推算した結果を表 3.8 に示す。

以上，海上空港に働く風荷重を 3 種類のモデルについて推算した結果を総括して表 3.9 にまとめる。

表 3.9 風荷重の推定値

(ton)

状態・方向		通常時 X方向	通常時 Y方向	異常時 X方向	異常時 Y方向
正方体構造物		965	4,838	3,823	19,350
直方体上部構造物と脚部桁群		1,072	4,020	4,210	16,001
直方体上部構造物と脚部円柱群	有田等	2,266	5,155	9,010	20,564
	WALLIS WHITE	4,327	7,326	16,245	28,284

(3) 既存資料に基づく風荷重の推定結果に対する考察

表 3.9 の異常時における風荷重の推定結果を各推定法で比較すると非常に大きな相異が現われている。この相違が生じた原因は以下に述べることに起因していると考えられる。

まず，全体を直方体構造物と考えた場合，① 相対的に非常に平たいこと，② 非常に長い構造物であるために，抗力係数を推定する際に極端な外挿や大胆な仮定をしなければならなかったためである。

次に，海面と上部構造物との間を風が通り抜けると仮定した場合，③ 実際には風が全部通り抜けるのか，一部途中から外側へ逃げるのかの判断ができないこと，④ ある一定風速で通り抜けるとしても脚部構造物と脚部円柱群との干渉をどのように考えるかについての資料が皆無であること等から，何れの推定法が最も信頼性あるかを決定することができない。

その他，浮体全体が境界層内に入る場合や，風向が斜めの場合の風荷重やモーメント及び浮体上の構築物の風荷重も知る必要がある。

以上の問題点を解明すると共に風荷重の推定精度を向上させるためには，風洞実験による調査が必要であるといえる。

3.1.2 模型による風洞実験

模型による風洞実験は，部分模型と全体模型について行ない，その成果を図 3.7 に示すように全体浮体に働く風荷重の推定精度向上に活用する。

(1) 部分模型による風洞実験

部分模型による風洞実験においては脚部円柱群の抗力に及ぼすレイノルズ数の影響及び円柱間の相互干渉効果を明らかにすることを目的として行った。

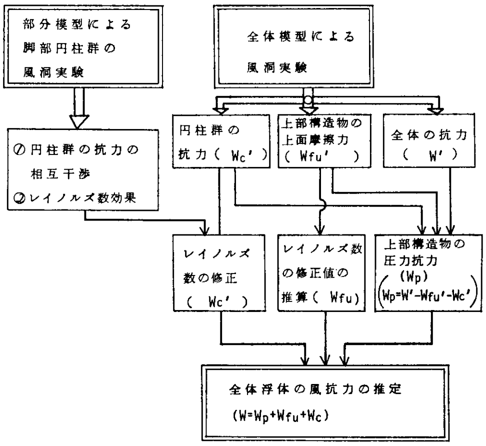

図 3.7 風抗力の推定手順

a) 実験装置及び実験方法

i) 使用風洞及び気流条件

実験は日本鋼管（株）技術研究所のゲッチンゲン型構造物用風洞（測定部が 2m×3m×15m）を使用した。この風洞における模型の上流端における平均風速及び乱れの強さの分布を図 3.8 に示す。

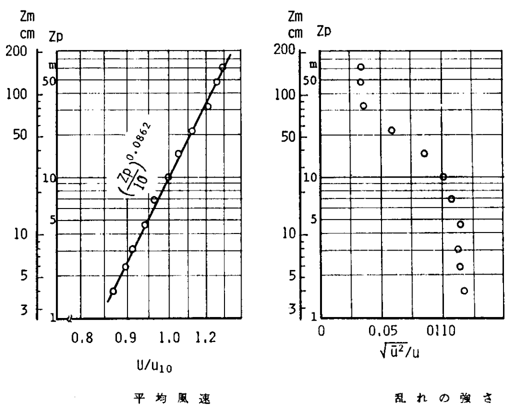

図 3.8 模型の上流端における平均風速と乱れの強さの鉛直分布

ii) 実験用部分模型

風洞の能力と寸法及び一様流中の単独円柱の臨界レイノルズ数等を勘案して，縮尺を 1/38.89 とし，3 列×15 行=45 本の要素浮体群の水面上の部分を模型化した。さらに側壁影響を除くために，両側に 1 列×15 行の要素浮体群をダミーとして配置した。風洞用の部分模型の概要を図 3.9 に示す。この図の上図は，模型の断面図で，脚部と上部構造物とは分割している。下

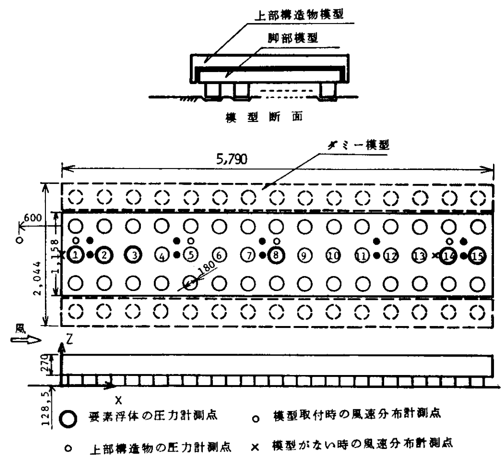

図 3.9 模型の概要図

図は部分模型の平面図である。なお，図中には圧力計測及び風速計測点も示す。

iii) 計 測 項 目

計測項目は次の通りである。

① 模型に働く抗力は，上部構造物と脚部円柱群とに分けて計測した。

② 要素浮体の表面圧力は，主要な 6 本の要素浮体（No. 1, 2, 3, 8, 14, 15）について高さ方向の中央の円周で表面圧力を，15° 間隔で計測した。

③ 上部構造物の上面と下面の圧力は，図 3.9 に示すように上面で 5 点，下面で 10 点において平均圧力を計測した。

④ 風速分布は定温度型熱線流速計（I 型プローブ使用）を用い，上部構造物上方の境界層及び水面上の脚部円柱群間の空間における平均風速及び乱れの強さの鉛直分布を計測した。

⑤ 基準風速は，風洞床面上 1.5m の位置に設置したピトー管の差圧から一般流速 U_∞ を求め，これから模型のない場合の風速の鉛直分布の測定結果を用いて実機で水面上 10m の高さに相当する位置での風速 U_{10} を算出し，これを基準風速とした。なお $U_\infty/U_{10}=1.164$ である。

計測結果は次に示すように無次元化した。

圧力係数; $C_P=(P-P_S)/q$

抗力係数; $C_D=D/(q\cdot A)$ または $C_D'=D/(q\cdot d\cdot h)$

ただし，P: 圧力計測値

P_S: 一般流静圧（ピトー管位置）

D: 抗力計測値

A: 投影面積（上部構造物と脚部円柱群

の合計）

q ： 基準動圧$\left(=\frac{1}{2}\rho U_{10}^2\right)$

d ： 一本の要素浮体直径

ρ ： 空気密度

h ： 一本の要素浮体高さ

C_D' は，一本の要素浮体に働く抗力に着目する場合に使用した。

b) 実験結果及び考察

i) 要素浮体表面の圧力分布

No. 1 要素浮体についての表面圧力の円周方向分布を図 3.10 に示す。この図から，風速の増加に伴なって剥離点が僅かに後方に移動しており，一様流中の単独円柱の場合と同じ傾向を示している。他の要素浮体の圧力分布も定性的な傾向はほとんど同様であるが，全周圧の平均値は上流から下流に行くに従って徐々に低下しており，上部構造物の下面と水面との間では，流れ方向に大きな圧力勾配があることが判明した。

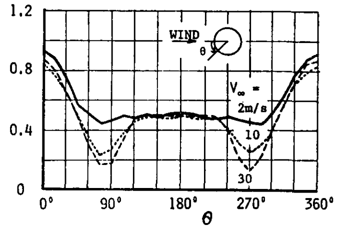

図 3.10 No. 1 要素浮体に働く表面圧力分布

ii) 要素浮体の抗力係数

圧力分布の測定結果から求めた主要な要素浮体の抗力係数 (C_D') と風速との関係を図 3.11 に示す。この図から最も上流側 (No. 1) 及び下流側 (No. 15) の要素浮体に働く抗力係数は，かなり明確にレイノルズ数の影響が現われており，臨界点は大略 $U_{10}=4\,\mathrm{m/s}$ 前後と判断される。No. 1 要素浮体に働く抗力係数は，レイノルズ数の低下とともに抗力係数が増加しており，一様流中の単独円柱と同様な傾向を示している。しかしながら，臨界点は著しく低く，他の要素浮体からの干渉や接近流の乱れ等が影響しているものと推定される。

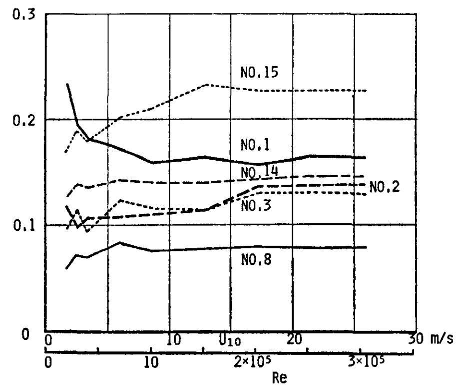

図 3.11 レイノルズ数に対する各要素浮体の抗力係数

一方，No. 15 の要素浮体では，逆にレイノルズ数の低下とともに抗力係数が減少する傾向を示している。この様に抗力係数が変化する原因は，主として正面側の正圧の変動によるものと思われる。なお，背圧はレイノルズ数に関係なくほぼ一定である。中間の要素浮体の抗力係数は，No. 1 及び No. 15 の要素浮体ほど明確ではないが，大略低レイノルズ数で若干低下する傾向を示している。中間の要素浮体の抗力係数が No. 1 及び No. 15 の要素浮体の抗力係数よりも低い値を示す理由は，一様流中に一列に並んだ円柱の場合と同様に層流剥離への移行に伴なう死水域の拡大が次の要素浮体の前面圧力を低下させているものと考えられる。No. 1 と No. 2 以下の要素浮体の抗力係数に対するレイノルズ数の影響は相殺する方向にあるので脚部円柱群全体の抗力に対するレイノルズ数の影響はさほど大きくないと予想される。

c) 要素浮体の抗力係数分布

圧力分布を計測した要素浮体は 6 本だけであるので，計測結果に運動量理論から全要素浮体の抗力係数の流れ方向の分布を推定した結果とを図 3.12 に示す。図中の実線は圧力分布から求めた実測値に対し最小自乗法によって 4 次曲線をあてはめたものであり，破線は同じく折線をあてはめたものである。階段状の 1 点鎖線は，上部構造物下面の圧力と脚部円柱間の風速の

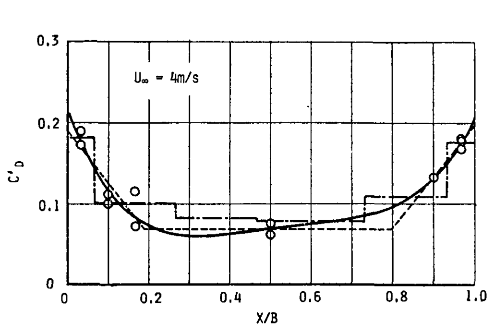

図 3.12 要素浮体の抗力係数分布

測定値から運動量理論を用いて推定した抗力係数である。これらの推定法による抗力係数の分布は，定量的にもかなり良い一致を示し，いずれも中央部ではほぼ一定値になり両端で滑らかに増加する傾向を示している。これ等から要素浮体 15 本の抗力係数の合計値を求めた結果，及びロード・セルによる計測結果を表 3.10 に示す。この表から，$U_\infty=4\mathrm{m/s}$ の場合のロード・セルによる実測値が大きめになっているが，実測データ量の不足を考慮すれば，推定した分布形が妥当であること及び各要素浮体の抗力を直接計測できない場合は運動量理論からこれを推定してもかなりの精度で推定できるといえる。

表 3.10 各種推定法による脚部円柱群の抗力係数

風 速 U_∞	4 次 曲 線	折 線	運動量確論	実 測 値
4 m/s	1.47	1.42	1.57	2.07
20 m/s	1.66	1.68	1.46	1.63

iii) 上部構造物と脚部円柱群との合計抗力

ロード・セルによって直接計測した上部構造物の抗力係数，脚部円柱群の抗力係数及びその合計値を図 3.13 及び表 3.11 に示す。これらの図表から上部構造物と脚部円柱群との投影面積の比を考慮すると脚部円柱群の抗力係数が相対的に大きいと言え，むしろ高さの比に近い。脚部円柱群の抗力係数はレイノルズ数で若干増加しているが，上部構造物の抗力はこれを相殺する傾向にあり，全体としての抗力はほとんどレイノルズ数に依存しない。本実験から得られた全体浮体の抗力係数は $C_D=1.08$ 程度であるといえる。

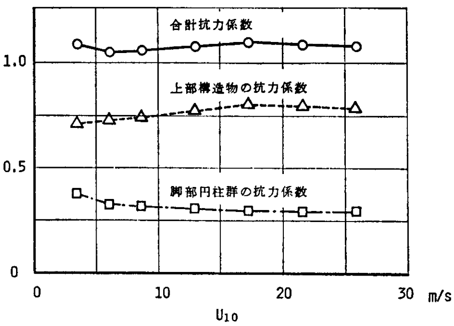

図 3.13 風速に対する抗力係数

(2) 全体模型による風洞実験

幾何学的な相似条件を忠実に守って想定した海上空港の全体模型を製作し，それを用いて種々の風速及び風向について浮体並びに浮体と構築物とに働く風荷重の特性を実験的に調べる。

a) 風洞実験の概要

本実験は，三菱重工業（株）長崎研究所の耐風拡散汎用風洞において縮尺 1/1,000 の全体模型を用いて次に示す内容について行った。

i) 海面板上における風速分布

縮尺が 1/1,000 であるために模型の高さが 15.5 mm と非常に低く，模型全体が境界層の内に入ってしまう恐れがある。そこで，気流条件を明らかにするため，模型を取り付ける前に海面板上の風速分布を調べた。

なお，風速が 6.0 及び 12.0 m/s，風軸方向に 5 点で風速分布を計測した。

ii) 全体模型に働く 3 分力

全体模型に作用する平面内 3 分力 (抗力 (F_X)，横力 (F_Y) 及び回転モーメント (M_Z)) を計測した。全体模型は，図 3.14 に示すように支持金具を介して検力器

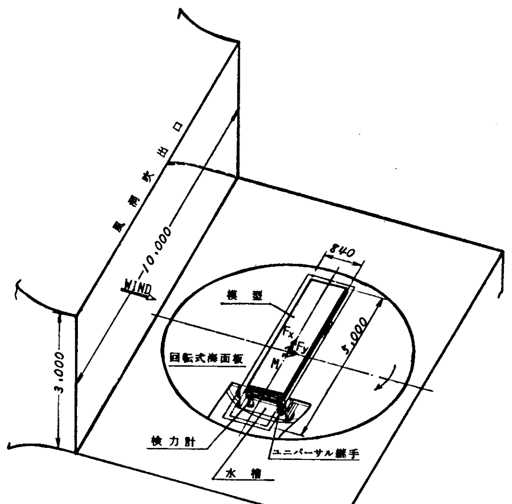

図 3.14 全体模型風洞実験概略図

表 3.11 浮体の抗力係数

風 速 U_∞(m/s)	4	7	10	15	20	25	30	平 均
上部構造物の抗力係数	0.71	0.72	0.74	0.77	0.80	0.79	0.78	0.76
脚部円柱群の抗力係数	0.38	0.32	0.32	0.31	0.30	0.29	0.30	0.32
合 計 抗 力 係 数	1.09	1.04	1.06	1.08	1.10	1.08	1.08	1.08

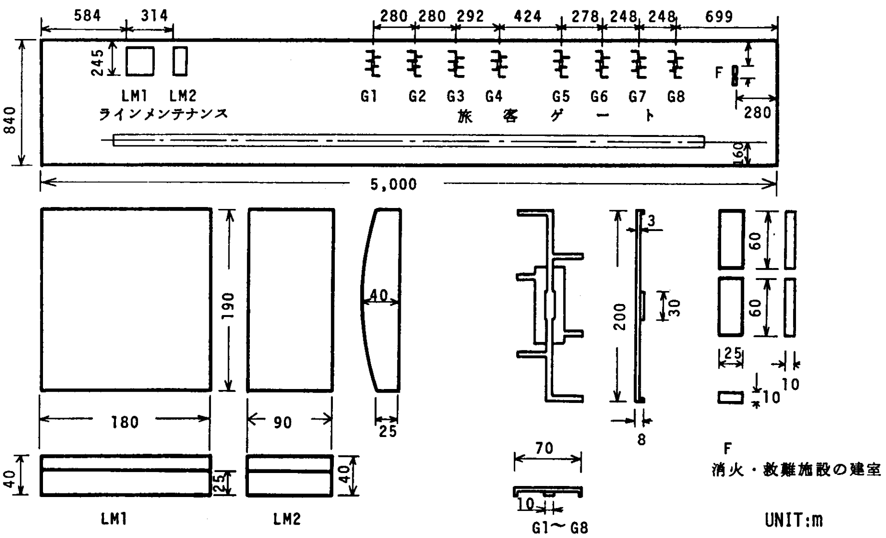

図 3.15 構築物の配置及び主要寸法

と自由継手に連絡され，これら全体が水槽内に取り付けられている。そして，水面には波が立たないようにアルミ箔を浮べてある。構築物は，図 3.15 に示す寸法及び配置であり，実験は構築物の有無について，風速が 6.0 及び 12.0m/s で風向を 0°〜90° の範囲で 15° 間隔で行った。

iii) 圧力分布

全体模型に作用する揚力の概略的な特性を調べるためと模型の上面及び下面における流れの様子を調べるために模型まわりの圧力を計測した。実験状態は，風速が 12.0m/s だけで風向が 0°, 45° 及び 90° である。

iv) 全体模型上の風速分布

模型上の流れの様子を調べることと摩擦抗力の概略値を求めるために模型上面における風速分布を計測した。実験状態は，風速が 12.0m/s だけで風向が 0° 及び 90° である。

b) 実験結果及び考察

i) 海面板上の風速分布

海面板上の境界層内風速分布の例として模型中心位置での風速分布を図 3.16 に示す。この図から，風速分布のべき指数，境界層厚さ及び 10m 相当高さの風速 (U_{10}) の変化を求めると，風速分布のべき指数は 1/7〜1/6.5 範囲であり，境界層厚さは図 3.17 から 100〜150mm 範囲（実機 100〜150m 相当）であり，U_{10} は図 3.18 から判るように余り変化していない。

これに対し，自然風の場合，べき指数は平坦な地形または，海岸で 1/10〜1/7[13] であり，境界層厚さは，300〜500m と考えられる[14),15)]。したがって，実験条

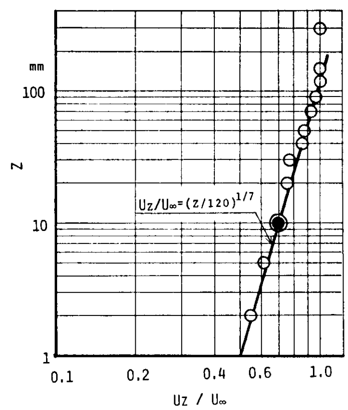

図 3.16 海面板上の風速分布（模型中心）

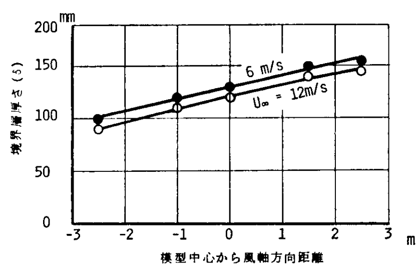

図 3.17 海面板上の境界層の厚さ

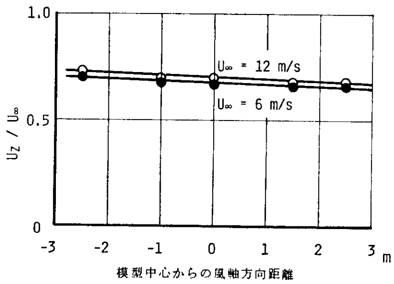

図 3.18　10m 相当高さにおける風速

件は必らずしも自然風と一致していない。しかしながら，べき指数は，本四連絡橋耐風設計指針で 1/7 が採用されていること，境界層厚さの相違は風荷重にほとんど影響がないと考えられること，及び U_{10} の変化は，変化率が小さいので風荷重への影響度は小さいと考えられること等の理由により，実験は上記の気流条件で行うこととした。

ii)　3 分力係数

構築物が無い場合に浮体に働く 3 分力及び構築物が有る場合の 3 分力は，次式で無次元化し，係数にして図 3.19 に示す。

$$C_X=\frac{F_X}{\frac{1}{2}\rho U_{10}^2 A}$$

$$C_Y=\frac{F_Y}{\frac{1}{2}\rho U_{10}^2 A}$$

$$C_{MZ}=\frac{M_Z}{\frac{1}{2}\rho U_{10}^2 A\cdot L}$$

U_{10}:　10m 相当高さ風速

A ：　$\chi=90°$ の時の受風面の投影面積

L ：　浮体の長さ

χ ：　風向

この図から，最大風荷重は構築物有無いずれの状態でも $\chi=90°$ の場合に Y 方向の力である。また，構造物が無い場合の C_Y が 1.05 であり，これは部分模型実験結果の 1.08 とよく一致している。$\chi=0°$ の X 方向の力は縦方向の受風面積で無次元化すると 3.0 となりかなり大きな値である。その原因は X 方向の場合，摩擦力が占める割合が大きいこと，並びに要素浮体の列数（風軸方向）が多いために要素浮体間を風軸方向に風が通り抜けていないためであると考えられる。

次に構築物の影響であるが，構築物による抗力増分は $\chi=0°$ の C_X で 40% 増，$\chi=90°$ の C_Y で 14% 増である。$\chi=90°$ の場合の抗力係数の増分が小さい理由は格納庫が流線形に近くなっているためであると考えられる。

iii)　圧 力 分 布

浮体の上面，下面，前面，後面及び側面の圧力分布の計測結果例を図 3.20 及び図 3.21 に示す。なお，圧力係数 (C_P) は $C_P=\dfrac{P-P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_{10}^2}$ である。この図から，$\chi=0°$ 及び 90° いずれの場合も上面の前縁付近で大きい負圧が生じており，下流に行くにつれて圧力は小さくなり，ほぼ一定になっている。これは前縁に剝離した流れが再付着し，Separation bubble となって，下流に行くに伴ない平板の境界層と同じ様な流れになったものと考えられる。下面の場合，$\chi=90°$ では前縁から後面に向かってほぼ直線的に圧力が降下しており，

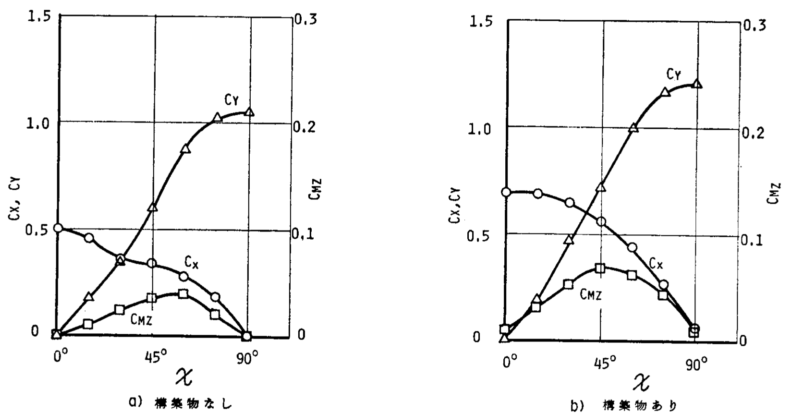

図 3.19　浮体に働く分力係数

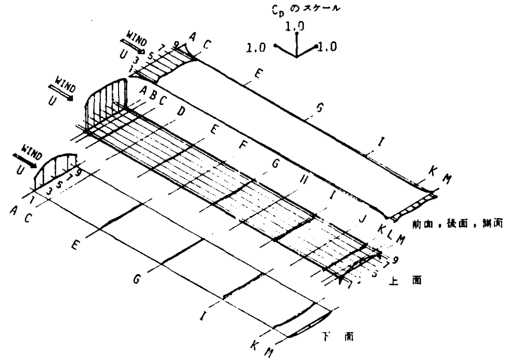

図 3.20 向い風 ($\chi=0°$) 中における浮体周りの圧力分布

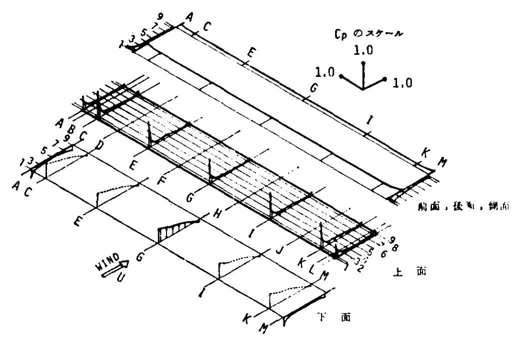

図 3.21 横風 ($\chi=90°$) 中における浮体周りの圧力分布

風が要素浮体間を通り抜けていると思われる。一方，$\chi=0°$ では前縁付近だけが圧力が高く，急に圧力が降下し，その後，圧力が零に近くなっており，この部分では風がほとんど通り抜けていないものと思われる。

iv) 浮体上の風速分布

浮体の中央断面における風速（平均風速）分布を図 3.22 及び図 3.23 に示す。この図から，前縁の浮体面

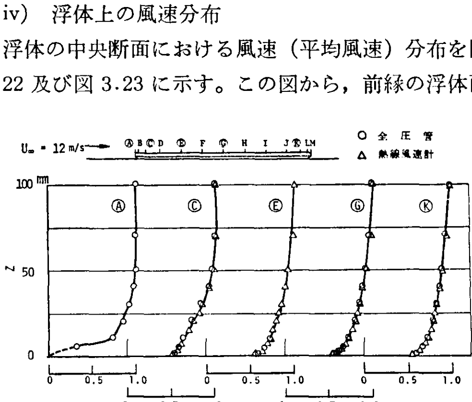

図 3.22 迎風中における浮体上の風速分布

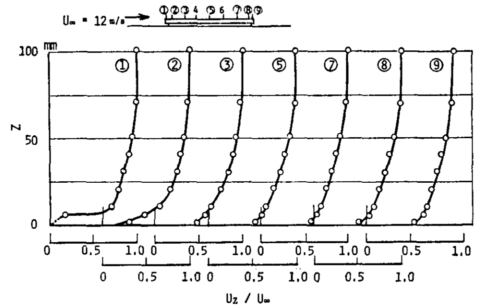

図 3.23 横風中における浮体上の風速分布

付近の風速は零に近く，separation bubble があることが判る。また，前縁付近以外の風速分布も separation bubble の影響により，多少歪んだ風速分布を示している。

次に運動量方程式により，摩擦抗力係数を次式で概算してみる。なお，計算は圧力分布がほぼ一定値をなす範囲で行った。

$$\tau_0=\rho U_\infty^2\frac{d}{dx}\int_0^\delta\left(1-\frac{U_{(z)}}{U_\infty}\right)\frac{U_{(z)}}{U_\infty}\cdot dz$$

この式の積分項は Momentum thickness (θ) であり，今回の実験値を用いて求めた結果を図 3.24 に示す。

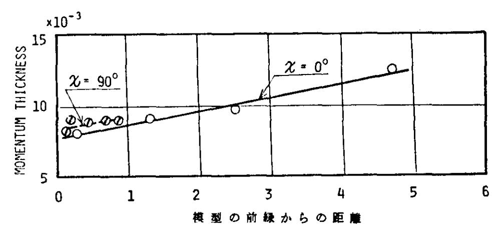

図 2.24 MOMENTUM THICKNESS

この図から，θ の変化を近似的に直線とみなし，摩擦抗力係数 (C_f) を求めると $C_f=\int_0^L\tau_0 dx\Big/\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 L=$ 0.002 となる。これに対し，平板の C_f は $\chi=0°$ ($R_e=4\times10^6$) の場合に 0.0034，$\chi=90°$ ($R_e=6.7\times10^5$) の場合に 0.0049 である。したがって，浮体上面の摩擦抗力係数は平板の値の大略 40〜60% 程度である。Bradohow-Wong[16] によれば separation bubble を含む平板の摩擦応力は separation bubble がない平板に比べかなり低下すること，並びに次項で述べるように，上記の値に圧力分布から求めた圧力抗力を加えた全抗力が検力器で計測した全抗力とほぼ一致すること等の理由により上記の摩擦抗力係数はほぼ妥当性のある値であるといえる。

c) 風抗力特性

前述の圧力分布及び風速分布から，それぞれ圧力抗力と摩擦抗力の概略値を求め，これらの和と検力器を用いて計測した抗力とを比較し，抗力の特性を調べる。

i) 圧力抗力の概算

上部構造物の圧力抗力は，前面及び後面のほぼ中央で圧力を計測しているので，上下方向の圧力分布を一様と仮定すると，幅方向には圧力がほぼ一様であるので，中央断面の前面と後面との差圧から圧力抗力係数(C_X, C_Y と同様の無次元化）を求めることが出来る。そして上部構造物の圧力抗力係数を求めると $\chi=0°$ の場合に 0.14 となり，$\chi=90°$ の場合に 0.66 となる。

要素浮体の抗力は，圧力損失から抗力を求めることができ，要素浮体の圧力抗力と摩擦抗力並びに上部構造物下面の摩擦抗力の和である。しかしながら円柱の摩擦抗力は小さく，また，上部構造物の下面では風速が小さいので上部構造物下面の摩擦抗力も小さいと考えられるので，要素浮体の抗力はほとんど圧力抗力と考えられる。そして要素浮体の圧力抗力係数を求めると $\chi=0°$ の場合に 0.06 となり，$\chi=90°$ の場合に 0.27 となる。この両者を簡単に加算することによって浮体の圧力抗力係数が求まり，$\chi=0°$ の場合に 0.2，$\chi=90°$ の場合に 0.93 となる。

ii) 摩擦抗力の概算

摩擦抗力係数は，前項で求めた値 (C_f) を C_X, C_Y と同様な無次元値換算すると 0.27 となる。

以上の結果から浮体に働く全抗力係数を求めると共に検力器で計測した実測値と比較すると次の様になる。

風向	圧力分布と風速分布からの概算値				検力計による全抗力
	圧力抗力		摩擦抗力	全抗力	
	上部構造物	要素浮体	上部構造物		
0°	0.14	0.06	0.27	0.47	0.5
90°	0.66	0.27	0.27	1.20	1.05

この結果から，概算値はほぼ検力器による実測値とよく一致し，抗力の特性がある程度把握できたといえる。

d) 揚力，縦モーメント及び横モーメント

圧力分布を積分して，揚力係数 (C_L)，縦モーメント係数 (C_{MY})，横モーメント係数 (C_{MX}) を求めた結果を図 3.25 に示す。また，異常時 ($U_{10}=50\,m/s$) での揚力，縦モーメント及び横モーメントを図 3.26 に示した。

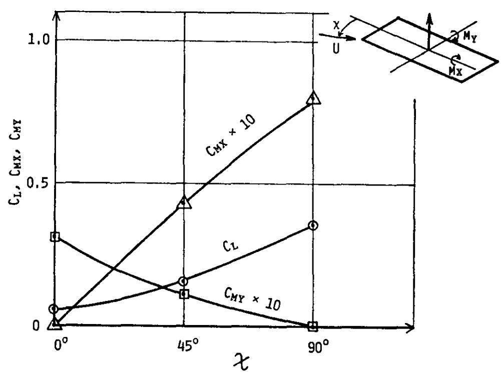

図 3.25 全体浮体の風向に対する揚力係数及び縦と横モーメント係数

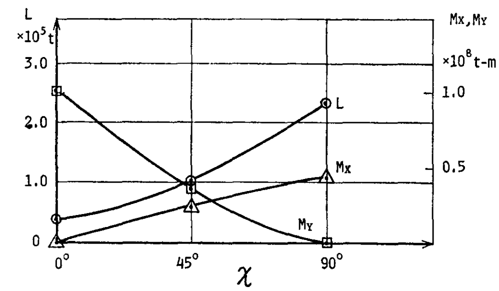

図 3.26 全体浮体の風向に対する揚力及び縦と横モーメント

なお，無次元化は次式によって行った。

$$C_L=\frac{L}{\frac{1}{2}\rho U_{10}^2 BL}$$

$$C_{MX}=\frac{M_X}{\frac{1}{2}\rho U_{10}^2 B^2 L}$$

$$C_{MY}=\frac{M_Y}{\frac{1}{2}\rho U_{10}^2 BL^2}$$

(3) 風荷重の推定法及び設定

a) 風洞実験結果と既存資料による抗力係数の検討

i) 風洞実験結果

部分模型及び全体模型による風洞実験の結果から以下の事項が解明された。

イ) 上部構造物，脚部円柱及び全体構造の圧力係数は

レイノルズ数の影響が今回の実験範囲からは余り見受けられなかった。

ロ）部分模型実験から全体抗力係数を推算すると 1.08 となり，全体模型実験では $\chi=90°$ の場合に圧力抗力係数は 0.93 である。したがって，両実験結果は，よく一致しているといえる。なお，両者の差は検出器，模型の寸法及び風速分布等の相違によるものと考えられる。

ハ）全体模型実験の鉛直方向の風速分布の結果から抗力係数の中で摩擦抗力係数が占める割合を推算した結果，平板の摩擦抗力係数の 40～60% 程度に相当している。

ニ）全体模型実験において浮体まわりの圧力分布の概要を把握する計測を行い，その結果，大略的な圧力分布を解明した。そして，それを積分すると揚力，トリムモーメント（長さ方向の傾斜モーメント）及びヒールモーメント（幅方向の傾斜モーメント）が存在することが判明した。

なお，これらの値を用いて 100 年台風時について主滑走路用浮体の浮上量，トリム及びヒール量を算定すると，円筒型要素浮体で $U_{10}=50\,\mathrm{m/s}$ の場合に端部における浮上量の最大が $\chi=30°$ の場合で約 10 cm，トリムによる端部変位量の最大が $\chi=0°$ の場合で約 33 cm，ヒールによる端部変位量の最大が $\chi=30°$ の場合で約 33 cm となると想定される。

しかしながら，本調査においては下記の理由により以後の調査検討には，揚力，トリムモーメント及びヒールモメントは省略することとする。

イ）風洞実験に使用した模型は剛体であるため，弾性体とした場合の換算が既存技術の範囲内では極めて困難である。

ロ）風洞実験では，実際海面を静水面としたが，実際海面は風にともなって波浪が発生し，海面が相当あらい表面粗度になるので，その場合の風速分布が不明確であると共に風速が相当減速されると思われるためである。

ハ）平均年間最大及び横風最大の場合には，力及びモーメントが風速の２乗に比例するので，変位量は，1/4～1/10 に減少するためである。

ニ）本調査においては端部の角を付けたままにしたが，実際に設計する段階では浮体端部を僅かに丸めるなどの対策を講ずることによって上部端部の揚力が極端に減少させられることが可能であるためである。

ii）既存資料からの推算値と実験値との比較

部分模型及び全体模型を用いた風洞実験によって得られた抗力係数と既存資料に基づいて推算した抗力係数を表 3.12 に及び表 3.13 に示す。

表 3.12 模型実験による抗力係数

風洞実験		上部構造物		脚部円柱群	合計
		圧力抗力	上面摩擦力		
部分模型		0.76		0.320	1.08
全体模型	$\chi=90^0$	0.58	0.235	0.325	1.05*
	$\chi=0^0$	0.89	1.71	0.380	2.05*

表 3.13 既存資料による抗力係数の推定値

		上部構造物の抗力		脚部円柱群	合計
X方向	直方体構造物	1.41	0.86	-	2.27
	直方体構造物＋脚部桁群	0.99	0.86	0.65	2.50
	直方体構造物 脚部円柱群	0.99	0.86	3.50（有田） 7.80(W.W)	5.35（有田） 9.65(W.W)
Y方向	直方体構造物	1.73	0.21	-	1.93
	直方体構造物＋脚部桁群	1.15	0.21	0.25	1.61
	直方体構造物＋脚部円柱群	1.15	0.21	0.70（有田） 1.47(W.W)	2.06（有田） 2.83(W.W)

なお，抗力係数は，便宜上浮体の風上側投影面積を用いている。

これらの表から，既存資料による抗力係数の推算精度を評価すると，

イ）X 方向の上部構造物の圧力抗力係数は比較的良く一致している。脚部円柱群の抗力係数は桁として考えた場合が近いが，それでも約５割増の値を示している。それは実際は風が通り抜けずに途中で外側に風が出てしまうためと考えられる。

ロ）Y 方向の上部構造物の圧力抗力係数は約２倍かそれ以上の値を設定していた。この差は大胆な外挿をせざるを得ないこと等による精度の劣化であるといえる。脚部円柱群の抗力係数は桁と考えた場合が近い値を示している。

ハ）上面摩擦抗力係数については，レイノルズ数の影響や表面粗度の影響を考慮しなければならない。表面粗度は既に前述したように相当砂粒直径（K）を 0.7 cm とし，全体模型実験で得られた平板の摩擦抗力係数の 40%～60% 程度であるということが実機の粗面やレイノルズ数範囲でも成立すると仮定して，実機の上面摩擦抗力を求めると上面摩擦抗力係数は表 3.13 の値とよく一致する。

ニ）以上の結果から海上空港を直方体上部構造物と脚部桁群と見做して風抗力を推定する方法が，X 及び Y 方向ともに最も近い値を与えることが判明した。

ホ）全体模型実験結果によると，構築物が全抗力におよぼす影響がかなり大きいといえる。

iii） 構築物の風抗力

前述のごとく構築物の風抗力が全体の風抗力に占める割合はかなり大きいので，図 3.15 に示す形状と配置で構築物の風抗力係数を既存資料から求め，実験結果と比較する。

イ）投影面積を次の様に設定する。ただし，構築物の記号は図 3.15 に従うものとする。

風向	構築物			
	$LM1$	$LM2$	$G1\sim G8$	F
0°	7,600 m²	—	750 m²×8	1,200 m²
90°	7,200 m²	3,600 m²	260 m²×8	250 m²

なお，$\chi=0°$ の場合に $LM2$ は $LM1$ に完全に隠れたために，抗力を発生させる要素とならないと仮定した。また，旅客ゲートは配置の間隔が広いので全て有効と仮定した。

ロ）各構造物の抗力係数[6]は $\chi=0°$ 及び 90° とも同じ値であると仮定して $LM1$，$LM2$ 及び F は 0.8 で $G1\sim G8$ は 1.3 であるとした。

以上の係数を用いて推算した構築物全体の抗力係数と実験結果とを比較すると次表のようになる。ただし，無次元化は構築物を除いた上流側投影面積を用いている。

風　向	構築物全体の抗力係数	
	既存資料	模型実験
0°	1.37	1.184
90°	0.18	0.154

この表から模型実験による値が小さいが，これは上部構造物の境界層の影響が入っているためとも考えられる。しかしながら，既存資料による単純な推算方法でも良い推定値を与えるといえる。

iv） 実機の抗力係数の推定法

全体模型による風洞実験によって求められた模型の抗力係数を実機の抗力係数に修正するための仮定条件を次に示す。

イ）実機の抗力係数は模型の抗力係数の中の摩擦抗力係数のみを修正する。

ロ）模型実験によって求めた上面摩擦抗力は相当平板の摩擦抗力の 40%～60% であるという関係が実機相当のレイノルズ数においても成立する。

ハ）ロ）の関係は上部構造物の上面の粗度が相対的に変化しても同じように成り立つものとする。

以上の仮定条件に基づいて抗力係数の修正手法は次式で行うこととする。

(実機の抗力係数)＝(模型の抗力係数)
　　－(平板の摩擦係数に対する割合)
　　×{(模型相当平板の摩擦係数)
　　－(実機相当平板の摩擦係数)}

上式に基づいて 3 成分抗力係数を求める式を次に示す。

$$C_X(\chi)=C_{Xm}(\chi)-a(C_{f'Xm}-C_{f'Xa})\cos\chi$$

$$C_Y(\chi)=C_{Ym}(\chi)-a(C_{f'Ym}-C_{f'Ya})\sin\chi$$

$$C_{MZ}(\chi)=C_{MZm}(\chi)\frac{C_X(\chi)\cdot\cos\chi+C_Y(\chi)\sin\chi}{C_{Xm}(\chi)\cos\chi+C_{Ym}(\chi)\sin\chi}$$

ここで，$C_X(\chi)$，$C_Y(\chi)$，$C_{MZ}(\chi)$：実機の 3 分力係数
$C_{Xm}(\chi)$，$C_{Ym}(\chi)$，$C_{MZm}(\chi)$：全体模型の 3 分力係数

$$C_{f'Xm}=\left(\frac{U_\infty}{U_{10}}\right)^2 C_{A,B}\cdot C_{fXm}\,,\quad C_{fXm}=0.0034$$

$$C_{f'Ym}=\left(\frac{U_\infty}{U_{10}}\right)^2 C_{A,B}\cdot C_{fYm}\,,\quad C_{fYm}=0.0049$$

$$C_{f'Xa}=\left(\frac{U_\infty}{U_{10}}\right)^2 C_{A,B}\cdot C_{fXa}\,,\quad C_{fXa}=0.0023$$

$$C_{f'Ya}=\left(\frac{U_\infty}{U_{10}}\right)^2 C_{A,B}\cdot C_{fYa}\,,\quad C_{fYa}=0.0030$$

$(U_\infty/U_{10})^2=2.04$

$C_A=595\,\mathrm{m}\times5{,}000\,\mathrm{m}/64{,}155\,\mathrm{m}^2=46.4$

$C_B=410\,\mathrm{m}\times4{,}000\,\mathrm{m}/51{,}310\,\mathrm{m}^2=32.0$

A： 主滑走路用浮体

B： 補助滑走路用浮体

$a=0.4\sim0.6\fallingdotseq0.5$

である。

この修正手法に基づいて実機の浮体に働く風抗力係数の 3 成分を求め，それらの係数を用いて次式によって実機の風抗力を求めた結果を図 3.27 に示す。

$\chi=0°$ 方向の風抗力

$$(F_X)=\frac{1}{2}\rho_a A\cdot U^2\cdot C_X\cdot S_F/1{,}000\ (\mathrm{t})$$

$\chi=90°$ 方向の風抗力

$$(F_Y)=\frac{1}{2}\rho_a A\cdot U^2\cdot C_Y\cdot S_F/1{,}000\ (\mathrm{t})$$

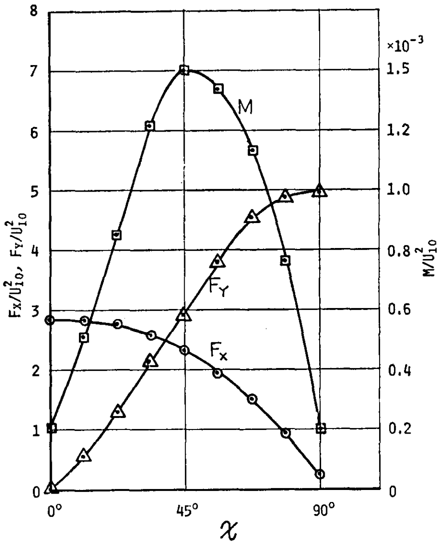

図 3.27 実機の風荷重（横造物あり）

回 転 力

$$(M_Z)=\frac{1}{2}\rho_a A\cdot l\cdot U^2 C_{MZ}\cdot S_F/1{,}000 \ (\mathrm{t\cdot m})$$

ここで，$\rho_a=0.125$, l： 浮体の長さ

U ： 10 分間平均風速

S_F： 安全係数として 1.1

A ： 浮体の側面投影面積

b) 実機の風荷重の設定

第２章において設定した自然環境条件の風について実機の浮体に働く風荷重を推定した結果を表 3.14 に示す。

表 3.14 実機の風荷重（構築物あり）

自然環境条件	成分力	風向 0°	45°	90°
N1	Fx	97	79	9
	Fy	1	100	169
	M	7×10³	47×10³	7×10³
N2	Fx	201	165	19
	Fy	3	207	351
	M	14×10³	99×10³	14×10³
N3	Fx	281	229	25
	Fy	4	287	490
	M	53×10³	358×10³	51×10³
N4	Fx	726	594	66
	Fy	10	745	1,267
	M	53×10³	358×10³	51×10³
N5	Fx	1,772	1,450	161
	Fy	25	1,819	3,093
	M	130×10³	872×10³	124×10³
F6	Fx	7,090	5,800	641
	Fy	99	7,277	12,373
	M	517×10³	3,490×10³	495×10³

3.2 浮体に働く波浪荷重

3.2.1 既存資料による波強制力及び波漂流力の推定

(1) 波強制力の推定

浮体は巨大な構造物であり，それを支持する要素浮体の数も 18,000 本以上になる。このような浮体に波が作用したときに浮体に働く波強制力を理論的に精度よく推定するためには，① 要素浮体が近接して配置されているために生ずる相互干渉の影響，② 長大な浮体を支える多数の要素浮体の間を進行する波が粘性等によって減衰することによる効果，③ これらの相乗効果等を考慮する必要があるが，これらを理論計算で考慮することは既存の技術では極めて困難である。なお，干渉効果については理論的な推定である程度可能であるが，減衰効果については既存技術では正確な推定が困難であるといえる。

これらの諸点を考慮して波強制力を推定する際には，実験的な検証を行う必要がある。しかしながら，ここでは相互干渉及び粘性影響を無視した場合の波強制力及び強制モーメントの傾向を把握するために，既存技術にて概略的な推算を実施することにした。

全体浮体に働く波強制力の推算手法は，あらかじめ 1 本の要素浮体に働く波強制力を領域分割法，または特異点分布法によって厳密に計算しておき，その結果を各要素浮体の位置に対応して波の位相をずらせて加算する方法である。以下に波強制力の推定手法を概説する。入射波の速度ポテンシャルは次式のようにおく。

$$\phi=\varphi_I e^{-i\sigma t}=\frac{g\zeta_a}{i\sigma}\cdot\frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}\exp\{ik(x\cos\chi+y\sin\chi)-\sigma t\}$$

ただし，ζ_a: 波振幅，h: 水深，$k=\frac{2\pi}{\lambda}$ （λ: 波長）

χ ： 波との出会角

g ： 重力の加速度

要素浮体は長さ方向に m 本，幅方向に n 本として $m=n=0$ の要素浮体の (x, y) 座標を $(-l_0, -b_0)$ とし，これに対する位相修正因子は次式のようにおく。

$$\alpha=e^{-ik(l_0\cos\chi+b_0\sin\chi)}$$

その結果，全体浮体に働く x, y, z 軸方向の波強制力 F_j $(j=x, y, z)$ は次式のようになる。

$$F_j=\alpha f_j\sum_{m=0}^{M}\sum_{n=0}^{N}e^{ik(ml_x\cos\chi+ml_y\sin\chi)}$$

$$=\alpha f_j\left\{\frac{1-e^{ik(M+1)l_x\cos\chi}}{1-e^{ikl_x\cos\chi}}\right\}\left\{\frac{1-e^{ik(N+1)l_y\sin\chi}}{1-e^{ikl_y\sin\chi}}\right\}$$

ただし，l_x 及び l_y は x, y 方向の要素浮体の取付間隔である。

ここで，

$$C(M,kl_x,\chi)=\left\{\frac{1-e^{i(m+1)kl_x\cos\chi}}{1-e^{ikl_x\cos\chi}}\right\}\quad \cos\chi\neq 0$$

$$=M-1\qquad \cos\chi=0$$

とすると

$$F_j=\alpha f_j C(M,kl_x,\chi)\cdot C\left(N,kl_y,\frac{\pi}{2}-\chi\right)$$

となる。x, y, z 軸まわりの波浪強制モーメントは同様な手順で

$$F_\theta=\alpha f_\theta\cdot C(M,kl_x,\chi)\cdot C(N,kl_y,\chi)-\alpha f_z$$
$$\times\frac{1}{k}\{D(M,kl_x,\chi)-kl_0C(M,kl_x,\chi)\}$$
$$\times C\left(N,kl_y,\frac{\pi}{2}-\chi\right)-F_x\cdot z_G$$

$$F_\phi=\alpha f_\phi C(M,kl_x,\chi)\cdot C\left(N,kl_y,\frac{\pi}{2}-\chi\right)$$
$$+\alpha f_z\frac{1}{k}\left\{D\left(N,kl_y,\frac{\pi}{2}-\chi\right)\right.$$
$$\left.-kb_0C\left(N,kl_y,\frac{\pi}{2}-\chi\right)\right\}\cdot C(M,kl_x,\chi)$$
$$+F_y\cdot z_G$$

$$F_\psi=\alpha f_y\cdot\frac{1}{k}\{D(M,kl_x,\chi)$$
$$-kl_0C(M,kl_x,\chi)\}\cdot C\left(N,kl_y,\frac{\pi}{2}-\chi\right)$$
$$-\alpha f_x\frac{1}{k}\left\{D\left(N,kl_y,\frac{\pi}{2}-\chi\right)\right.$$
$$\left.-kb_0C\left(N,kl_y,\frac{\pi}{2}-\chi\right)\right\}\cdot C(M,kl_x,\chi)$$

ただし，

$$D(M,kl_x,\chi)=k\cdot l_x\frac{1}{1-e^{ikl_x\cos\chi}}$$
$$\times\left\{\frac{1-e^{i(M+1)kl_x\cos\chi}}{1-e^{ikl_x\cos\chi}}e^{ikl_x\cos\chi}\right.$$
$$\left.-(M+1)e^{i(M+1)kl_x\cos\chi}\right\}$$
$$=\frac{1}{2}M\cdot(M+1)$$

$(kl_x\cos\chi=0$ のとき)

である。また，f_j $(j=x,y,z,\phi,\theta,\psi)$ は $\chi=0$ の時の要素浮体に働く強制力から求められる。

この式に基づいて円筒型の要素浮体について前後方向，上下方向及び左右方向の波強制力の数値計算を行った結果を図 3.28 から図 3.31 に示す。

これらの図から，波強制力は波周期によって激しく変動し，縦波中における波強制力が特に激しい。また，強制モーメントについても同様な傾向を示す。この様に変動が起る原因は式中の $(M+1)l_x$ が大きいため，僅かな k の変化に対して位相が大きく変動するため

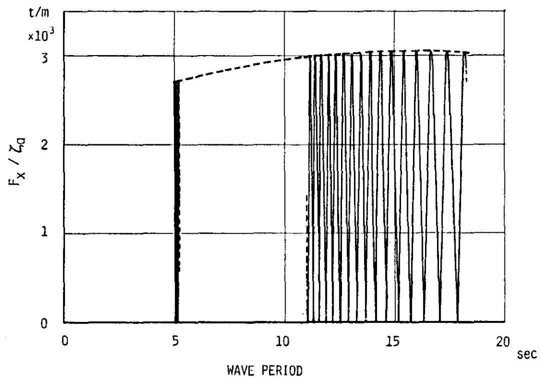

図 3.28 縦波中における前後方向強制力

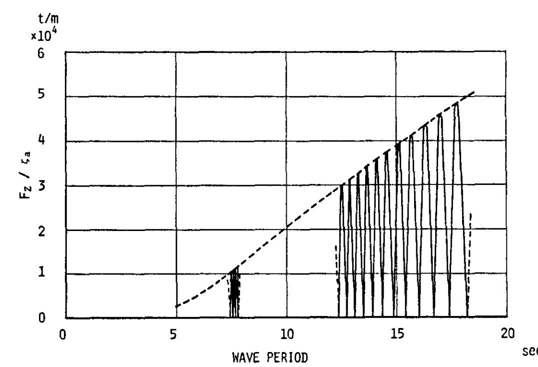

図 3.29 縦波中における上下方向強制力

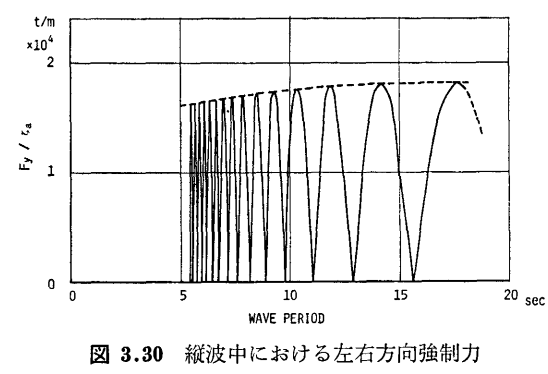

図 3.30 縦波中における左右方向強制力

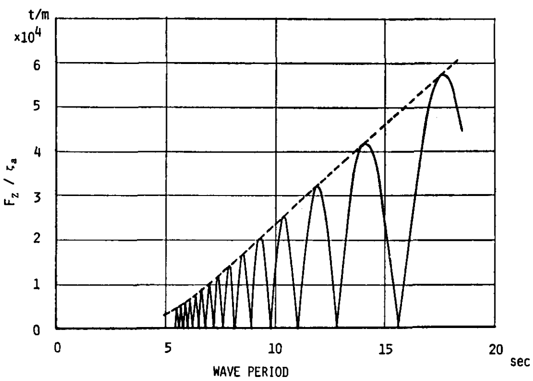

図 3.31 横波中における上下方向強制力

である。また，応答曲線のピークを連ねた包絡線を図中に破線で示すが，この包絡線は滑らかな曲線となる。この種の浮体では破線で示す曲線か，あるいは実効値的なものによって応答値を推定すべきで，特定の周期に対する値をそのまま用いると一般性を損なう危険性があるといえる。

なお，要素浮体が一定の間隔で並び，しかも完全に規則波という条件下で数値計算を行うと，波周期に対して極めて複雑な応答値が得られるが，実際海面は不規則的な波であるために，応答が平滑化されるものと予想される。

(2) 波漂流力

浮体に働く波漂流力の推定に関しても波強制力と同様な困難さがあり，最終的には実験による確認が必要である。

一般に円柱列に働く波強制力については大楠の理論[19]があり，ポテンシャル理論が有効な範囲では，大楠の手法によって推定が可能と考えられるが，パイル列の波漂流力は波周期によってかなり複雑に変動し，計算結果を直接利用するのは難かしい。そこで，ここでは単一要素浮体に働く波漂流力を求め，それをもとに全体浮体に働く波漂流力の概略値を推定することとする。

一般に入射波を受ける3次元浮体に働く波漂流力は次式で与えられる[18),20)]。

$$F_x=\frac{\rho g\zeta_a}{2\sigma}D\cdot R_eH(\chi)\cos\chi-\frac{\rho}{8\pi}D\int_0^{2\pi}|H(\theta)|^2\cos\theta d\theta$$

ただし，

$$D=\frac{(\sinh 2kh+2kh)}{(1+\cosh 2kh)}$$

$$H(\theta)=\frac{k^2}{k^2h-K^2h+K}\times\iint_s\left(\phi\frac{\partial}{\partial n}-\frac{\partial\phi}{\partial n}\right)\frac{\cosh k(\zeta+h)}{\cos kh}\times e^{ik(\xi\cos\theta+\eta\sin\theta)}ds$$

ここで，K は $\frac{\sigma^2}{g}$，s は浮体没水面，ϕ は $H(\theta)$ を定義するポテンシャルである。

ここで，簡単のため要素浮体を水面から水底まで延びた円柱で設置すると共に動揺の影響は無視出来るものとする。すなわち，固定円柱パイルに働く波漂流力を求め，これを要素浮体に働く波漂流力とする。この様な仮定による要素浮体に働く波漂流力は次式で与えられる。

$$F_x=\frac{\rho g^2\zeta_a^2}{\sigma^2}D\left[\sum_{m=0}^{\infty}A_m-(A_0A_1+B_0B_1)-\frac{1}{2}\sum_{m=1}^{\infty}(A_mA_{m+1}+B_mB_{m+1})\right]$$

ただし，

$$A_0=J'(ka)^2/(J_0'(ka)^2+N_0'(ka)^2)$$
$$A_m=2J_m'(ka)^2/(J_m'(ka)^2+N_m'(ka)^2)$$
$$B_0=-J_0'(ka)N'(ka)/(J_0'(ka)^2+N_0'(ka)^2)$$
$$B_m=-2J_m'(ka)N_m'(ka)/(J_m'(ka)^2+N_m'(ka)^2)$$

上式によって推算した結果を無次元化して波周期に対して示すと図 3.32 のようになる。この結果は，無限

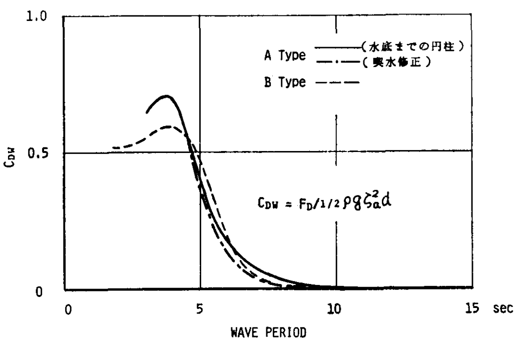

図 3.32 波漂流力係数

水深及び無限喫水の場合の Havelock の結果とほぼ一致する。

次にフーティング型要素浮体（B2 型）に作用する波漂流力を推算する手法を述べる。

まず，有限喫水の円柱に働く波漂流力は，別所[22)]の無限喫水の円柱に対する計算値を Ursell[23)] の手法で修正すると次式の関係から推算することができる。

$$F_D=\frac{1}{2}\rho g D\zeta_a^2 C_{DF}$$

$$C_{DF}(\kappa d,\kappa_D)=C_R^2(\kappa d)\cdot C_{D\infty}(\kappa D)$$

ここで，C_{DF}：有限喫水円柱の波漂流力係数

$C_{D\infty}$：無限喫水円柱の波漂流力係数[22)]

C_R ：2 次元鉛直平板による反射波と入射波との振幅比　$C_R(\kappa d=\infty)=1$

ζ_a ：入射波の振幅

κ ：波数

D ：円柱の直径

d ：円柱の喫水

つぎに，フーティング型要素浮体を円筒部とフーティング部とに分けてその各々に働く波漂流力を上述の関係式を用いて求め，それらの値を加え合せてフーティング型要素浮体に働く波漂流力を求める。その結果も図 3.32 に示す。なお，円筒型要素浮体についても同様の方法で有限喫水に修正をした値を図 3.32 に併記した。また，波漂流力係数は次式を用いて無次元化している。

$$C_{DW}=\frac{F_{DN}}{\frac{1}{2}\rho g\zeta_a^2 d}$$

この図から，波周期が 4.5 秒以下では，円筒型要素浮体の波漂流力係数が大きく，長い波に対してはフーティング型要素浮体の方が大きい値を示す。

この様にして求めた要素浮体の波漂流力を用いて全体浮体に働く波漂流力を推定する手法としては，多行多列の要素浮体群の場合入射波を受ける前方の何列かの要素浮体に働く波漂流力を加え合わせるか，あるいは距離に応じた適当な減衰因子を用いるのが一般的であろう。

そこで，波漂流力の概略値を求めるために大楠が行った 10 列までのパイルに関する計算結果を参考にして通常時の波浪条件に対しては 3 列，異常時の波浪条件に対しては波長が長くなり波が透過しやすくなるなどを考慮して 5 列までの各要素浮体に等しく波漂流力が働くものとして浮体に働く波漂流力を推定した。その結果を表 3.15 に示す。

表 3.15　主滑走路用浮体の漂流力

		縦　波 (B=840m)	横　波 (L=5000m)
通常時	波　周　期	6.5　sec	6.5　sec
	波　　　高	2.4　m	2.4　m
	要素浮体数	168　本	999　本
	漂　流　力	120　t	720　t
異常時	波　周　期	9.6　sec	9.6　sec
	波　　　高	4.6　m	4.6　m
	要素浮体数	280　本	1665 本
	漂　流　力	170　t	1,030　t

3.2.2　水槽実験による要素浮体群の波強制力

要素浮体群に作用する波強制力を精度よく推定するための基礎資料を得ることを目的として水槽実験を実施した。

(1)　水 槽 実 験

実験は，1/100 模型及び 1/30 模型の要素浮体を用いて行った。1/100 模型では波高の減衰を，1/30 模型では波強制力を調査した。

a)　1/100 模型試験

波の進行方向と平行に 2 枚の端板を水槽内に設置し，その端板間に要素浮体模型を配置した。端板の鏡像効果により要素浮体模型は，波の進行方向と直角に横無限行の配列を模擬している。

実験状態及び計測項目は次の通りである。

要素浮体の形状；円筒型（A型）

列　　数；10 列，20 列，30 列

波　　高；2.4 m 及び 4.8 m（実機相当）

水　　深；20 m（実機相当）

計 測 項 目；入射波高，透過波高，波周期及び要素浮体群全体に働く前後方向成分力

1/100 模型試験の状態，水槽に配置された端板，要素浮体模型及び 3 台の波高計の位置を図 3.33 に示す。

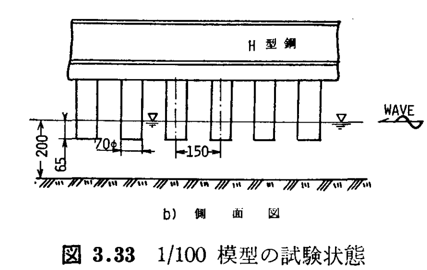

図 3.33　1/100 模型の試験状態

b) 1/30 模型試験

1/100 要素浮体模型と同様にした端板間に要素浮体を最大 10 列まで配置し，各要素浮体に作用する波強制力と要素浮体群全体に作用する波強制力を調査した。

実験状態及び計測項目は次の通りである。

要素浮体の形状；円筒型（A型）及びフーティング型（B2型）

列　　数；1列，2列，3列，5列及び 10列

波　　高；1.5m 及び 2.1m（実機相当

水　　深；20m（実機相当）

計測項目；入射波，波周期，要素浮体群全体に働く前後方向成分及び上下方向成分力並びに各要素浮体に働く3成分力（前後方向，上下方向及びモーメント）

1/30 模型試験の状態，水槽に配置された端板，浮体模型及び波高計の位置並びに浮体模型に作用する波強制力を検出するための検力計の取り付け状態等を図 3.34 に示す。

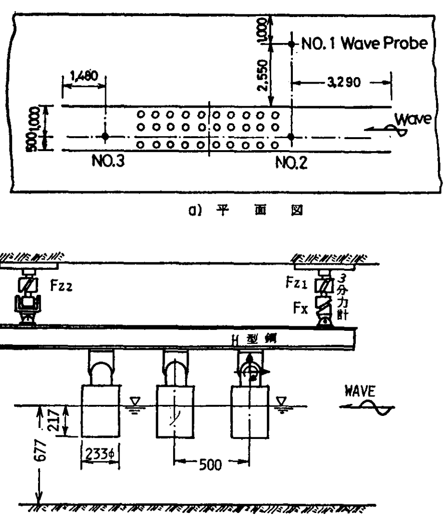

図 3.34 1/30 模型の試験状態

(2) 実験結果及び考案

a) 波の透過率

円筒型及びフーティング型要素浮体群に対する透過波高（H_I）と入射波高（H_T）との比で表わされる透過率の計測結果を図 3.35 及び図 3.36 に示す。

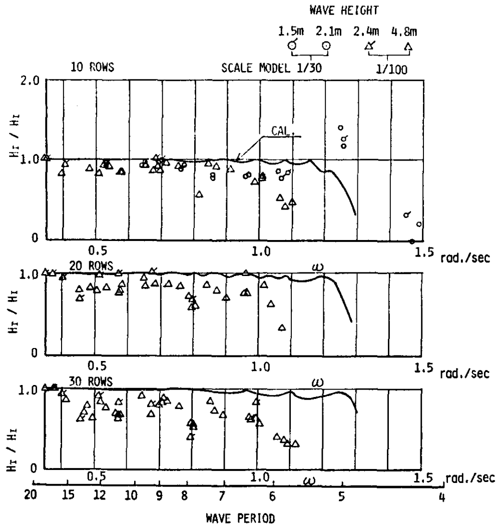

図 3.35 円筒型要素浮体群の波透過率

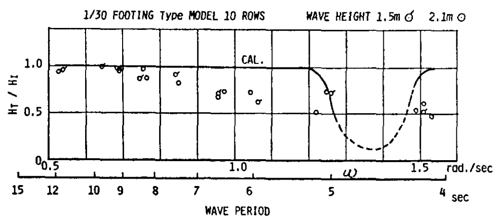

図 3.36 フーティング型要素浮体群の波透過率

これらの図から，1列の場合においては全ての円周波数範囲において理論計算結果と良く一致していたが，列数が増加するに伴って実験値が小さい値を示す傾向がある。それは入射波が透過し難いことを示している。また，理論計算結果は理論値ほど急激に減少することなく漸減する傾向がある。その相違の要因としては，粘性影響が考えられる。

波の透過率は今回実施した範囲では要素浮体の形状，模型縮尺及び波高変化等によって顕著な相違が見受けられなかった。

b) 波強制力

要素浮体模型に作用する波強制力として全体の要素浮体群に作用する波強制力と各要素浮体に作用する波強制力を計測した。全体の波強制力（F）としては，波の進行方向の一行の要素浮体群全体に働く上下方向成分力及び前後方向成分力を計測し，各要素浮体に働く波強制力（f）としては，各要素浮体に働く上下方向成分力，前後方向成分力及び縦揺れモーメントを計測し

た。なお，1/100 模型では要素浮体群全体に作用する前後方向成分力のみを計測した。計測した力の無次元化は次の通りである。

$$\text{力の無次元振幅:}\quad \frac{F_{Xa}(\text{or } f_{Xa})}{\rho g \zeta_a \nabla / d},\quad \frac{F_{Za}(\text{or } f_{Za})}{\rho g \zeta_a \nabla / d}$$

$$\text{モーメントの無次元振幅:}\quad \frac{F_{\theta a}(\text{or } f_{\theta a})}{\rho g \zeta_a \nabla}\quad \text{である。}$$

ここで，添字 X, Z, θ 及び a は，前後方向，上下方向，回転及び振幅を表わし

ρ ; 水の密度

g ; 重力加速度

ζ_a; 入射波の振幅

∇ ; 浮体排水容積

d ; 喫水

なお，モーメントは浮面心廻りである。

今回の波強制力計測実験では，要素浮体が 1 列，5 列及び 10 列の場合について行ったが，ここでは 10 列の場合についてのみ計測結果を示す。

円筒型及びフーティング型の 10 列の要素浮体群全体に働く波強制力の前後方向成分及び上下方向成分力並びにそれらの成分力と波との位相差を図 3.37 及び図 3.38 に示し，10 列の要素浮体群の 1 列目，5 列目及び 10 列目の各要素浮体に働く波強制力の前後方向成分力，上下方向成分力及び縦揺れモーメントを図 3.39 及び図 3.40 に示す。また，円筒型の 30 列の要素浮体群全体に働く波強制力の前後方向成分力を図 3.41 に示す。

なお，波と力及びモーメントとの位相差は，要素浮体群の第一列目の要素浮体の中心線に波の峰が来たと

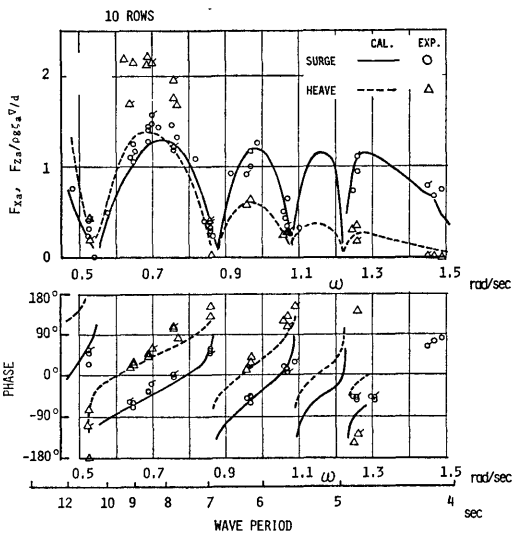

図 3.37 円筒型要素浮体群に働く前後・上下方向波強制力

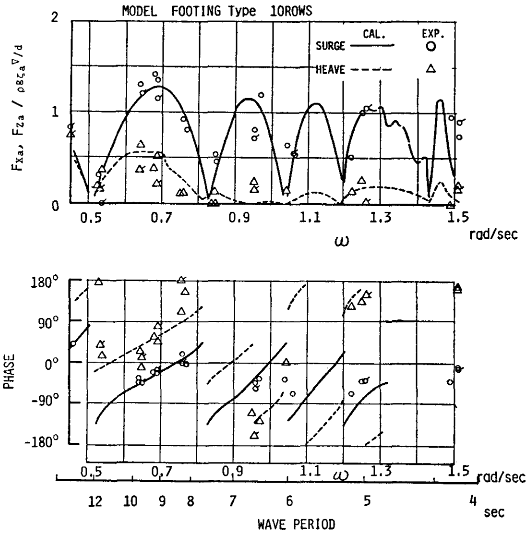

図 3.38 フーティング型要素浮体群に働く前後・上下方向波強制力

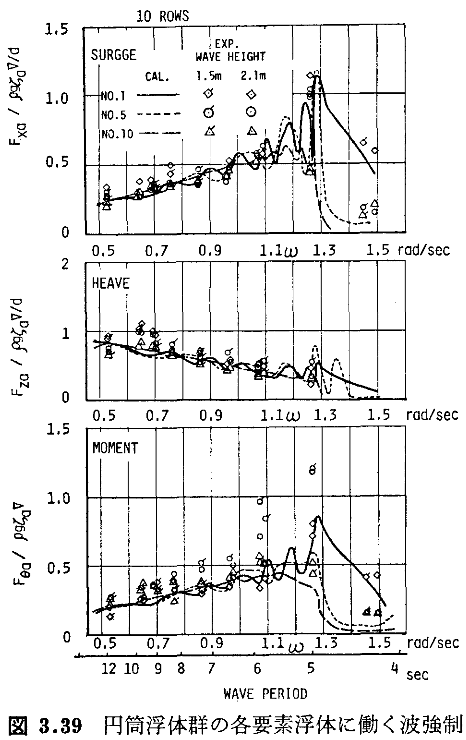

図 3.39 円筒浮体群の各要素浮体に働く波強制力

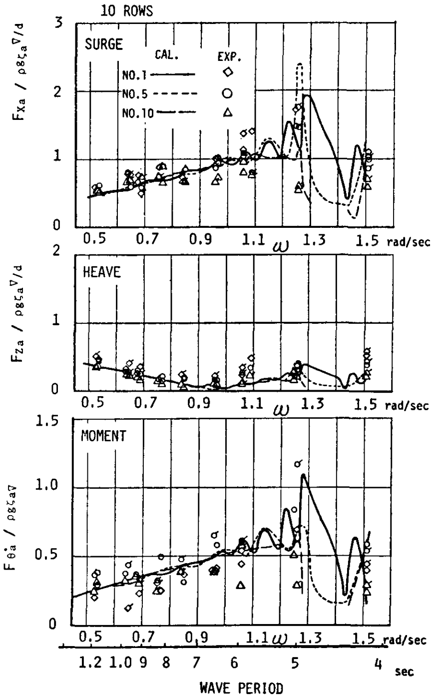

図 3.40 フーティング浮体群の各要素浮体に働く波強制力

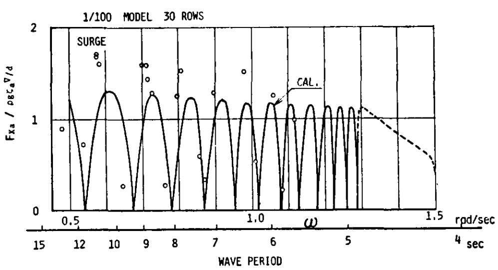

図 3.41 円筒浮体群に働く前後方向波強制力

きを基準とし，上下方向成分力は上向き，前後方向成分は後向き，モーメントは波上側が下向きの最大値までの位相差とし，位相遅れを正とした。

また，図中の実線，破線は後述する理論計算結果である。

i） 前後方向成分力

要素浮体群全体に働く前後方向成分力は，円筒型及びフーティング型要素浮体共に実験値と計算値との対応は大略一致する。しかしながら，円筒型要素浮体の場合，波の円周波数の小さい範囲で実験値が理論値より大きくなる傾向がみられる。各要素浮体に働く前後方向成分力は円周波数 ω が 1.2 rad/sec 以上になると干渉効果が顕著となり，円周波数によって変動が激しくなるが，実験値と理論値との相関は良好であるといえる。

ii） 上下方向成分力

円筒型要素浮体の上下方向成分力は，円周波数が低い所で実験値と理論値とに相違が現われる。この傾向は，要素浮体群全体及び各要素浮体とも同じであり，実験値が理論値の約 3〜5 割増となっている。

フーティング型要素浮体の上下方向成分力は，円周波数の低い範囲で理論値と実験値との一致が良好であるが，円周波数の大きい範囲 (ω>1.0 rad/sec) で実験値が幾分大きくなる傾向がある。なお，円周波数が 0.9 rad/sec 付近で波なし点が現われている。

iii） モーメント

円筒型及びフーティング型要素浮体ともに実験値と理論値との傾向は一致しているが，実験値が理論値の約 2〜5 割増となっている。この要因としては，要素浮体の下端部付近における粘性影響等がレバーが大きいために顕著に現われたものと思われる。

iv） 位 相 差

波に対する力及びモーメントの位相差について，理論値と実験値とはほぼよい一致を示している。位相差は読み及り誤差が大きく，円周波数が大きくなると，その誤差は大きくなるが，両者の傾向はよく一致し，理論計算が実験値のバラツキの平均にあるといえる。

3.2.3 波強制力の推定法及び推定

（1） 要素浮体群全体に作用する波強制力の推定

多列多行の要素浮体によって構成されている要素浮体群全体に作用する波強制力の推定について以下に述べる。

まず，波強制力に関しては各要素浮体間の流体力学的相互干渉が大きいと予想されるため，相互干渉効果を理論的及び実験的に検討し，その上で推定法を確立することが必要である。また，粘性影響も大きいと予想されるが既存技術では理論に粘性影響を考慮することができないため，実験結果に基づいて考慮することにする。

a） 相互干渉効果

波強制力に対する要素浮体の相互干渉効果を理論的及び実験的に検討する。そこで，問題を単純化し，行数が無限行で列数が N 列である要素浮体群に入射波が列方向に進む状態を仮定する。このことは前述の実験では，端板を設けてその鏡像効果を利用し，少数行

で無限行の効果を出している。

i）理論計算法

要素浮体間の流体力学的相互干渉は粘性影響を無視して，理論的に検討できる。

イ）理論の概要

要素浮体群は多列無限行の配置とし，入射波に対して要素浮体がつくる波の中で定在波の要素浮体間における干渉を無視し，発散波のみの干渉を考慮するものとする。このことは，数本の Circular Dock 等の理論計算と実験によって実用上さしつかえないことが判明している[24]。

多列無限行の要素浮体群の速度ポテンシャルは定在波の列間での干渉を無視すれば一列無限行の速度ポテンシャルを用いて大楠の方法によって求めることができる。一列無限行の速度ポテンシャルは行間の定在波の干渉を無視して，領域分割法によって求める。

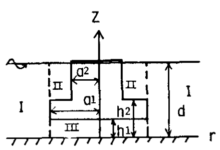

図 3.42 座標系及び分割領域

座標系及び分割領域を図 3.42 に示す。一列無限行の速度ポテンシャルは，多列無限行への拡張のため，次の Incident Wave Potential を考える。

$$\phi_i(r,\theta,z)=\zeta_a\frac{\cosh kz}{k\sinh kd}\cdot e^{ikx\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)^2}}\times\cos\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\cdot ky\right)$$

$$=\zeta_a\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m i^m J_m(kr)\frac{\cosh kz}{k\sinh kd}\times\cos(m\delta_\nu)\cos m\theta$$

ここで，$\nu=0,1,2,\cdots<\frac{kB}{2\pi}$，$\delta_\nu=\sin^{-1}\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)$

（$\nu=0$ とすると，Plane Incident Wave Potential に一致する）

ここで，ζ_a： 入射波の波振幅

k ： 入射波の波数

この時，全速度ポテンシャルは次式で与えられる。

$$\phi(r,\theta,z)=\zeta_a\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m i^m\phi_{m\nu}(r,z)\cos m\theta$$

ここで，modal solution $\phi_{m\nu}(r,z)$ は領域によって以下に示す式で与えられる。

〔Domain I〕（一列無限行の速度ポテンシャルの modal 成分）

$$\phi_{m\nu}(r,z)=\left[\{\cos(m\delta_\nu)+a_{m\nu}\}J_m(kr)-\{\cos(m\delta_\nu)+a_{m\nu}\}\frac{J_m(ka_1)}{H_m(ka_1)}H_m(kr)\right]\cdot\frac{z_k(z)}{z_k'(d)}+\sum_\alpha\{\cos(m\delta_\nu)+a_{m\nu}\}G_{m\alpha}\frac{K_m(\alpha r)}{K_m(\alpha a_1)}\cdot z_\alpha(z)$$

ここで，J_m, H_m 及び K_m は各々第1種 Bessel 関数，ハンケル関数及び第2種変形ベッセル関数を表わす。α は次式の解で，k は $\alpha=-ik$ として得られるもので $\sum_\alpha$ は初期値として $\alpha=-ik$ を含む。

$$k=\omega^2/g$$
$$k\tanh kd-k=0$$
$$\alpha\tan\alpha d+k=0$$

$z_\alpha(z)$ は正規直交完全系で，$z_k(z)$ は $\alpha=-ik$ として得られる。

$$z_k=N_k^{-1/2}\cosh kz\ ,\quad N_k=\frac{1}{2}\{1+(2kd)^{-1}\sinh 2kd\}$$

$$z_\alpha=N_\alpha^{-1/2}\cos\alpha z\ ,\quad N_\alpha=\frac{1}{2}\{1+(2\alpha d)^{-1}\sin 2\alpha d\}$$

〔Domain II〕

$$\phi_{m\nu}(r,z)=\sum_\beta F_{m\beta\nu}\times\frac{\{I_m(\beta r)-\frac{I_m'(\beta a_2)}{K_m'(\beta a_2)}K_m(\beta r)}{\{I_m(\beta a_1)-\frac{I_m'(\beta a_1)}{K_m'(\beta a_2)}K_m(\beta a_1)}\cdot z_\beta(z)$$

ここで，$F_{m\beta\nu}=\sum_\alpha L_{\alpha\beta}G_{m\alpha\nu}$

I_m は，第1種変形ベッセル関数で，β は次式の解で c は $\beta=-ic$ として得られる。$\sum_\beta$ は初期値として $\beta=-ic$ を含む。

$$c\tanh c(d-h_2)-\kappa=0$$
$$\beta\tan\beta(d-h_2)+\kappa=0$$

$z_c(z)$, $z_\beta(z)$ は正規直交完全系で次式で得られる。

$$z_c=N_c^{-1/2}\cosh c(z-h_2)\ ,$$
$$N_c=\frac{1}{2}[1+\{2c(d-h_2)\}^{-1}\sinh 2c(d-h_2)]$$
$$z_\beta=N_\beta^{-1/2}\cos\beta(z-h_2)\ ,$$
$$N_\beta=\frac{1}{2}[1+\{2\beta(d-h_2)\}^{-1}\sin 2\beta(d-h_2)]$$

ここで，$L_{\alpha\beta}=\frac{1}{d-h_2}\int_{h_2}^{d}z_\alpha(z)\cdot z_\beta(z)dz$

$$L_{k\beta}=\frac{1}{d-h_2}N_k^{-1/2}N_\beta^{-1/2}\frac{1}{h^2+\beta^2}(-k\sinh kh_2)$$

$$L_{\alpha\beta}=\frac{1}{d-h_2}N_\alpha^{-1/2}N_\beta^{-1/2}\frac{1}{\alpha^2-\beta^2}(-\alpha\sin\alpha h_2)$$

$$L_{\alpha c}=\frac{1}{d-h_2}N_\alpha^{-1/2}N_c^{-1/2}\frac{1}{\alpha^2+c^2}(-\alpha\sin\alpha h_2)$$

$$L_{kc}=\frac{1}{d-h_2}N_k^{-1/2}N_c^{-1/2}\frac{1}{k^2-c^2}(-k\sinh kh_2)$$

〔Domain III〕

$$\psi_{m\nu}(r,z)=F_{m0\nu}\left(\frac{r}{a_1}\right)^w+\sum_{n=1}^{\infty}\varepsilon_n F_{mn\nu}\frac{I_m(n\pi r/h_1)}{I_m(n\pi a_1/h_1)}\times\cos(n\pi z/h_1)$$

ここで，

$$F_{mn\nu}=\sum_\alpha M_{n\alpha}G_{m\alpha\nu}$$

ここで，

$$M_{n\alpha}=\frac{1}{h_1}\int_0^{k_1}z_\alpha(z)\cos\left(\frac{n\pi z}{h_1}\right)dz$$

$$M_{n\alpha}=\frac{(-1)^n}{\alpha^2h_1{}^2-n^2\pi^2}N_\alpha^{-1/2}\alpha h_1\sin\alpha h_1$$

$$M_{nk}=\frac{(-1)^n}{k^2h_1{}^2+n^2\pi^2}N_k^{-1/2}kh_1\sinh kh_1$$

未知数 $a_{m\nu}$ は次式によって決定される。

$$a_{m\nu}=\sum_{n=0}^{\infty}\{\cos(n\delta_\nu)+a_{n\nu}\}\cdot\left[\frac{\varepsilon_n}{2}\{1+(-1)^{m+n}\}\times\frac{\{-J_n(ka_1)+G_{nk}z_k'(d)\}}{H_n(ka_1)}\sum_{q=1}^{\infty}\{H_{n+m}(qkB)+H_{n-m}(qkB)\}\right]$$

ここで $G_{m\alpha\nu}$ は次式により決定される値である。

$$F_m\cdot\delta_{k\alpha^*}=\sum_\alpha G_{m\alpha}\left[S_m(\alpha a_1)\delta_{\alpha\alpha^*}+\sum_\beta L_{\alpha\beta}L_{\alpha^*\beta}\left(\frac{d-h_2}{d}\right)g_m(\beta a_1)+\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n M_{n\alpha}M_{n\alpha^*}\left(\frac{h_1}{d}\right)h_m\left(\frac{n\pi a_1}{h_1}\right)\right]$$

ここで

$$F_m=\frac{2i}{\pi H_m(ka_1)z_k'(d)}$$

$$S_m(x)=xK_m'(x)/K_m(x)$$

$$g_m(x)=-x\cdot\frac{\left\{I_m'(x)-\dfrac{I_m'(\beta a_2)}{K_m'(\beta a_2)}K_m'(x)\right\}}{\left\{I_m(x)-\dfrac{I_m'(\beta a_2)}{K_m'(\beta a_2)}\cdot K_m(x)\right\}}$$

$$h_m(x)=-xI_m'(x)/I_m(x)$$

$\lim_{x\to 0}h_m(x)=-m$ ，　$\delta_{k\alpha^*}$: クロネッカーデルタ

以上で1列無限行の速度ポテンシャルが求められる。

そこで大楠の方法によって多列無限行の速度ポテンシャルを求めることができる。

x の座標原点を1列目の要素浮体中央として，i 列の要素浮体群の反射波特性マトリックスの漸化式は次式で与えられる。

$$\bar{R}_{\Sigma i}=[T_{\Sigma i}(\tau,\nu)\cdot e^{ikp^{**}\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\tau}{kB}\right)^2}}\cdot e^{ikp\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)^2}}\times[R_i(\tau,\nu)e^{ikp^*\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)^2}}]\cdot\bar{S}+\bar{T}_{\Sigma i-1}+\bar{R}_{\Sigma i-1}$$

i 列の要素浮体群の透過波特性マトリックスの漸化式は次式で与えられる。

$$\bar{T}_{\Sigma i}=[T_i(\tau,\nu)e^{-ikp^*\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\tau}{kB}\right)^2}}]\times[S(\tau,\nu)e^{ikp^*\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\tau}{kB}\right)^2}}]\cdot\bar{T}_{\Sigma i-1}$$

ここで，$i=2\sim N$

$\bar{S}=\bar{E}+\bar{B}+\bar{B}^2+\bar{B}^3+\cdots$，　E; 単位マトリックス

$$\bar{B}=[R_{\Sigma i-1}(\tau,\nu)e^{ikp\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)^2}}]\times[R_i(\tau,\nu)e^{ikp\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)^2}}]$$

$p^*=p(i-1)$，$p^{**}=p(i-2)$，i; 整数

$R_i(\tau,\nu)$:　i 列目の要素浮体群（一列無限行）の反射波特性マトリックスの要素

$T_i(\tau,\nu)$:　i 列目の要素浮体群（一列無限行）の透過波特性マトリックスの要素

$i-1$ 列目から i 列目に向う進行波特性列ベクトル $\bar{P}_j{}^+$，i 列目から $i-1$ 列目に向う後退波列ベクトル $\bar{D}_j{}^+$ は次式で与えられる。但し，座標 x の原点は i 列目の要素浮体中央である。

$$\bar{P}_j{}^+=\left[\sum_{\nu=0}^{\nu<\frac{kB}{2\pi}}e^{ikp^*\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\tau}{kB}\right)^2}}\cdot S(\tau,\nu)\times\cdot T_{\Sigma i-1}(\nu,0)\right]$$

$$\bar{D}_j{}^+=[R_{\Sigma N+1-i}(\tau,\nu)\cdot e^{ikp^*\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)^2}}]\times\left[\sum_{\nu=0}^{\nu<\frac{kB}{2\pi}}S(\tau,\nu)T_{\Sigma i-1}(\nu,0)\right]$$

ここで，$\bar{S}=\bar{E}+\bar{B}+\bar{B}^2+\bar{B}^3+\cdots$

$$\bar{B}=[R_{\Sigma i-1}(\tau,\nu)e^{ikp\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)^2}}]\times[R_{\Sigma N+1-i}(\tau,\nu)e^{ikp\sqrt{1-\left(\frac{2\pi\nu}{kB}\right)^2}}]$$

$$p^*=p\cdot(i-1)$$

進行波特性列ベクトル及び後退波特性列ベクトルを用いると，対応する進行波及び後退波の振幅の無次元値

は，次式で与えられる。

ζ_{pi}： $i-1\sim i$ 列目間での進行波の無次元振幅（ζ_a で無次元化）

ζ_{di}： $i-1\sim i$ 列目間での後退波の無次元振幅（ζ_a で無次元化）

$$\zeta_{pi}=\left[\cos\left(\frac{2\pi\tau}{kB}\cdot ky\right)e^{ikx\sqrt{1-(\frac{2\pi\tau}{kB})^2}}\right]'\cdot\bar{P}_i^+\cdot e^{-i\sigma t}$$

$$\zeta_{di}=\left[\cos\left(\frac{2\pi\tau}{kB}\cdot ky\right)e^{-ikx\sqrt{1-(\frac{2\pi\tau}{kB})^2}}\right]'\cdot\bar{D}_i^+e^{-i\sigma t}$$

$$\zeta_{pi}=|\zeta_{pi}|e^{i\delta_p}\cdot e^{-i\sigma t}$$

$$\zeta_{di}=|\zeta_{di}|e^{i\delta_d}\cdot e^{-i\sigma t}$$

$'$ は転置ベクトルを示す。

そして，多列無限行の速度ポテンシャルは，一列無限行の速度ポテンシャル $\phi_{m\nu}(r,z)$ を用いて次式で表わされる。

$$\Phi(r,\theta,z)=\zeta_0\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m i^w\Psi_{m\nu}(r,z)\cos m\theta e^{-i\sigma t}$$

$$\Psi_{m\nu}(r,z)=\sum_{t=0}^{\tau<\frac{kB}{2\pi}}\phi_{m\tau}\left\{P_i^+(\tau)+(-1)^m e^{ikp\sqrt{1-(\frac{2\pi\tau}{kB})^2}}\cdot D_{i+1}^+\right\}+\frac{z_k(z)}{z_k'(d)}$$

上式の速度ポテンシャルが求まればベルヌーイの式に代入して圧力を求め，浮体の静止時の浸水面で積分すれば波強制力を求めることができる。

ロ）理論計算値結果

前述の理論に基づいて，フーティング型要素浮体群全体に作用する波強制力を計算し，5 列及び 10 列の要素浮体群の場合を 1 行分だけ図 3.43 及び図 3.44 に実線で示す。

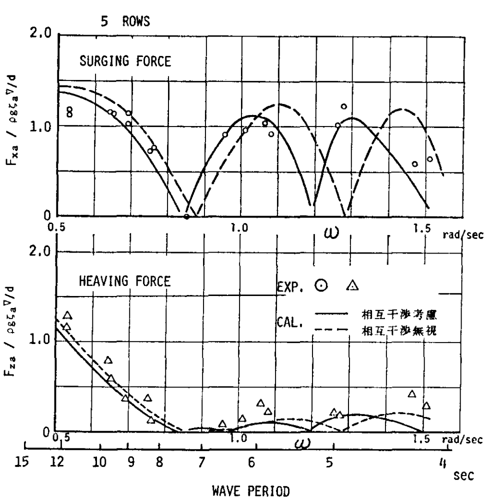

図 3.43 フーティング型浮体群に働く波強制力

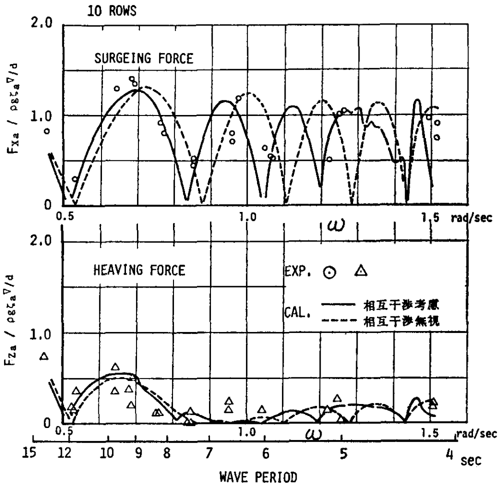

図 3.44 フーティング型浮体群に働く波強制力

また，図中には破線で相互干渉を考慮しない場合の計算値を示してあり，その差が相互干渉効果であるといえる。この図から相互干渉効果によって一方の山付近が他方の谷になる等，相互干渉効果は大きいといえるが，波強制力は振動的に変化しているので，その包絡線はほぼ一致しているといえる。

ii）理論計算値と実験値との比較

既に理論値と実験値との比較は 3.2.2 において詳述したが，ここではフーティング型の要素浮体に関して 5 列及び 10 列の場合について波強制力の理論値と実験値とを比較した結果が図 3.43 及び図 3.44 である。この図から，理論値と実験値との一致性は，相互干渉効果を考慮した計算値（実線）の方が，考慮しない計算値（破線）よりもやや良好であるといえる。しかしながら，前述したごとくいずれも包絡線で波強制力を見る限りにおいては，両者が良く一致しているといえる。

したがって，全体浮体に作用する波強制力については，多数列（300 列程度）の場合についても，理論計算でも相当よい精度で推定可能であるといえる。

b）波強制力の推定

前項までに検討して来た全体浮体に働く波強制力の推定法を用いて，以下に本調査に用いる波強制力の推定法について述べると共に推定値を図示する。

① 実際の要素浮体群は，前述したように要素浮体

が単純な配置でなく，行数や列数ともに有限な２次元配列であり，かつ，斜め波も扱う必要がある。この様な場合の波強制力を実効値で見れば相互干渉を考慮しない計算値と干渉を考慮した計算値とが大差なく，そして，実験値と大略一致していることから，相互干渉を考慮しない理論計算が２次元配列及び斜め波の場合も適用できる点を考慮し，本調査に用いる波強制力の推定法としては相互干渉を考慮しない計算値を採用する。このことは，干渉を考慮しないということではなく，全体浮体に作用する波強制力に着目すると，見掛上（実効値をとれば）相互干渉を考慮してもしなくても差がないことを意味する。

まず，単独の要素浮体に作用する波強制力を領域分割法によって推算した結果を図 3.45 に示す。

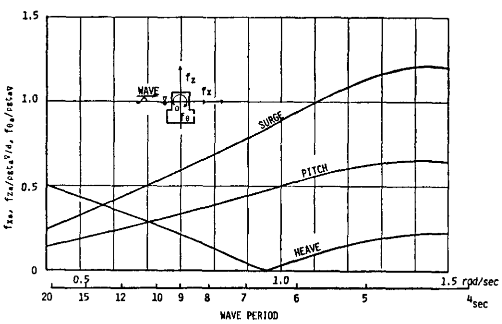

図 3.45　単独の要素浮体に働く波強制力

次に，全体浮体に作用する波強制力を以下の方法により推算する。浮体は不動とし，座標系は空間固定とする。

なお，要素浮体群は J 行 I 列とし，要素浮体の固定間隔は，行方向が B，列方向が P とする。

入射波は次式で表わされるとする。

$$\zeta=\zeta_a \cos\{\omega t-k(x\cos\chi+y\sin\chi)\}$$

ζ_a：　波振幅

ω ：　角周波数

k ：　波数

波強制力の前後方向成分力は，次式で与えられる。

$$F_x=F_{x,A}\cos(\omega t-E_x)$$
$$=\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\cos\chi\cdot f_{x,A}\cos(\omega t-\varepsilon_x-kr_{il})$$
$$=\cos\chi\cdot f_{x,A}\cdot\alpha\cdot\cos(\omega t-\varepsilon_x)$$

左右方向成分力は，次式で与えられる。

$$F_y=F_{y,A}\cos(\omega t-E_y)$$
$$=\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\{\sin\chi\cdot f_{x,A}\cdot\cos(\omega t-\varepsilon_x-kr_{ij})\}$$
$$=\sin\chi\cdot f_{x,A}\cdot\alpha\cos(\omega t-\varepsilon_x)$$

上下方向成分力は，次式で与えられる。

$$F_z=F_{z,A}\cos(\omega t-E_z)$$
$$=\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\{f_{z,A}\cos(\omega t-\varepsilon_z-kr_{ij})\}$$
$$=f_{z,A}\cdot\alpha\cdot\cos(\omega t-\varepsilon_z)$$

横揺れ方向成分力は，次式で与えられる。

$$F_\varphi=F_{\varphi,A}\cos(\omega t-E_\varphi)$$
$$=\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\{-\sin\chi\cdot f_{\theta,A}\cos(\omega t-\varepsilon_\theta-kr_{ij})$$
$$+f_{z,A}y_j\cos(\omega t-\varepsilon_z-kr_{ij})$$
$$=-\sin\chi\cdot f_{\theta,A}\cdot\alpha\cos(\omega t-\varepsilon_\theta)$$
$$+f_{z,A}\cdot\gamma\cdot\sin(\omega t-\varepsilon_z)$$

縦揺れ方向成分力は，次式で与えられる。

$$F_\theta=F_{\theta,A}\cos(\omega t-E_\theta)$$
$$=\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\{\cos\chi\cdot f_{\theta,A}\cos(\omega t-\varepsilon_\theta-kr_{ij})$$
$$-f_{z,A}x_i\cos(\omega t-\varepsilon_z-kr_{ij})\}$$
$$=\cos\chi\cdot f_{\theta,A}\cdot\alpha\cos(\omega t-\varepsilon_\theta)$$
$$-f_{z,A}\beta\cdot\sin(\omega t-\varepsilon_z)$$

船首揺れ方向成分力は，次式で与えられる。

$$F_\psi=F_{\psi,A}\cos(\omega t-E_\psi)$$
$$=\sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{J}\{f_{x,A}(x_i\sin\chi-y_j\cos\chi)$$
$$\times \mathrm{coo}(\omega t-\varepsilon_x-kr_{ij})\}$$
$$=f_{x,A}(\sin\chi\cdot\beta-\cos\chi\cdot r)\cdot\cos(\omega t-\varepsilon_x)$$

ここで，$f_{x,A}$ ，$f_{z,A}$，$f_{\theta,A}$：　単独の要素浮体に作用する波強制力の各成分力の振幅

ε_x，ε_y，ε_θ：　単独の要素浮体に作用する波強制力の各成分力の位相差

x_i：　i 列目の要素浮体の x 座標

y_j：　j 行目の要素浮体の y 座標

$r_{ij}=x_i\cos\chi+y_j\sin\chi$

$\alpha=\alpha_1\cdot\alpha_2$

$$\alpha_1=\frac{\sin\left(\dfrac{I}{2}kP\cos\chi\right)}{\sin\left(\dfrac{1}{2}kP\cos\chi\right)}$$

$$\alpha_2=\frac{\sin\left(\dfrac{J}{2}kB\sin\chi\right)}{\sin\left(\dfrac{1}{2}kB\sin\chi\right)}$$

$\beta=\beta_1\cdot\beta_2$

$$\beta_1=2P\left\{\frac{\sin\left(\frac{I+1}{2}kP\cos\chi\right)}{4\sin^2\left(\frac{1}{2}kP\cos\chi\right)}-\frac{I+1}{4}\cdot\frac{\cos\left(\frac{I}{2}kP\cos\chi\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}kP\cos\chi\right)}\right\}$$

$\beta_2=\alpha_2$

$\gamma=\gamma_1\cdot\gamma_2$

$\gamma_1=\alpha_1$

$$\gamma_2=2B\left\{\frac{\sin\left(\frac{J+1}{2}kB\sin\chi\right)}{4\sin^2\left(\frac{1}{2}kB\sin\chi\right)}-\frac{J+1}{4}\cdot\frac{\cos\left(\frac{J}{2}kB\sin\chi\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}kB\sin\chi\right)}\right\}$$

以上の式によって推算した値について，フーティング型要素浮体の場合，平均的にみて実験値の方が値がやや大きいので，次に示す修正係数を乗じる。

$F_{x,A}$ に対しては修正係数 1.1

$F_{y,A}$ 〃 1.1

$F_{z,A}$ 〃 1.2

$F_{\varphi,A}$ 〃 1.2

$F_{\theta,A}$ 〃 1.2

$F_{\psi,A}$ 〃 1.1

(2) 全体浮体に作用する波強制力は，80 列無限行の場合の前後方向成分力の計算値を図 3.46 の上図に示すと，周波数及び入射角の関数によって激しく振幅が振動的に変化していることが判る。しかしながら，実際に問題とする内容は不規則波中における挙動及び係留力の標準偏差及び最大期待値で評価することになるので，入力である波強制力については，その振幅特性を平滑化（実効値の意味で）しておくことが実際的であるといえる。

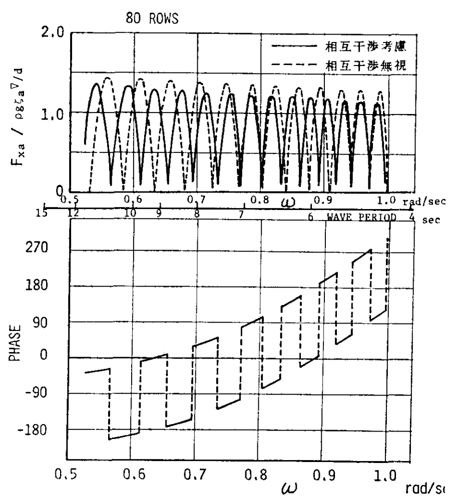

図 3.46 フーティング型浮体群に働く前後方向波強制力

一方，波強制力の位相特性の平滑化も問題となるが，位相特性は周波数及び入射角の関数で図 3.46 の下図に示すように，急激かつ跳躍的に変化するので，その平滑化を行っても無意味である。したがって，位相特性の計算値を用いないことにする。

③ 波強制力の平滑化の方法は，次式によって行う。

$$\frac{\bar{F}_k^*(\omega_0,\chi_0)}{\zeta_a}=\sqrt{\frac{1}{\Delta\omega}\int_{\omega_0-\frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0+\frac{\Delta\omega}{2}}\left\{\frac{\bar{F}_k(\omega,\chi_0)}{\zeta_a}\right\}^2 d\omega}$$

ここで，

$k=1$ (Surge) $\bar{F}_1=F_{x,A}$， $\bar{F}_1^*=F_{x,A}^*$

2 (Sway) $\bar{F}_2=F_{y,A}$， $\bar{F}_2^*=F_{y,A}^*$

3 (Heave) $\bar{F}_3=F_{z,A}$， $\bar{F}_3^*=F_{z,A}^*$

4 (Roll) $\bar{F}_4=F_{\varphi,A}$， $\bar{F}_4^*=F_{\varphi,A}^*$

5 (Pitch) $\bar{F}_5=F_{\theta,A}$， $\bar{F}_5^*=F_{\theta,A}^*$

6 (Yaw) $\bar{F}_6=F_{\psi,A}$， $\bar{F}_6^*=\bar{F}_{\psi,A}^*$

$\omega_0=0.3,\ 0.4,\ \cdots,\ 1.5\ \mathrm{sec}^{-1}$

$\Delta\omega=0.1\ \mathrm{sec}^{-1}$

$\chi_0=0,\ \frac{\pi}{16},\ \frac{\pi}{8},\ \cdots,\ \frac{\pi}{2}$

以上が本調査に用いる波強制力の推定法であり，この手法に基づいて求めたフーティング型要素浮体群（主滑走路用浮体に相当）の波強制力を図 3.47 及び図 3.48 に示す。

（2） 要素浮体群の中の一本の要素浮体に作用する波強制力の推定

N 列要素浮体群に入射波が列方向に進行する状態について考える。模型実験結果によれば，入射した波が要素浮体群を通過して行くに伴ないその振幅が減衰する。その減衰率は波周波数によって異なるが，波周波数が大きくなると減衰率が大きくなる。すなわち波振幅が小さくなる傾向があることが判明している。

一方，理論計算の場合には波の円周波数 (ω) が 0～1.2 rad/sec の範囲ではほとんど波は減衰していない。したがって，実験時の波の減衰は主として粘性によるものと考えられる。透過波の減衰の主たる原因が粘性ならば，1 つの列を通過するときの波の減衰は，どの

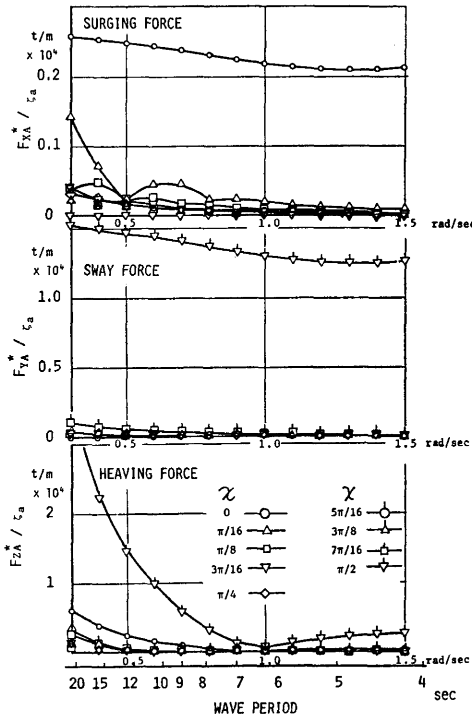

図 3.47 主滑走路用浮体に働く波強制力

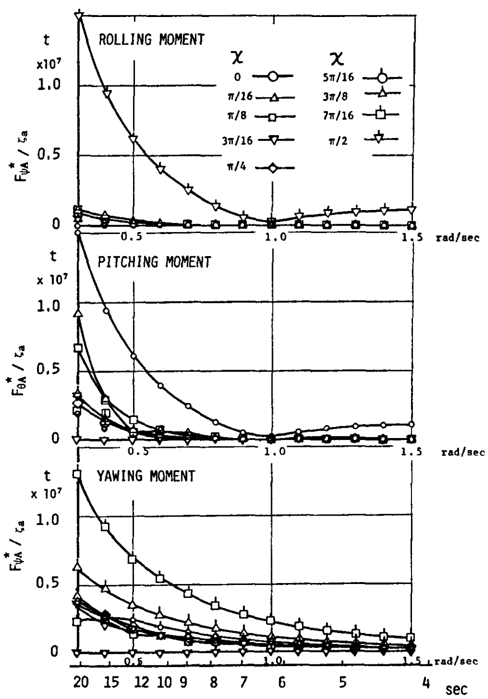

図 3.48 主滑走路用浮体に働くモーメント

列に対しても同じと考えてもほぼよいといえる。したがって，n 列目と $(n-1)$ 列目との波強制力の振幅比及び位相差は n に依らず一定であると考えられる。

また，粘性が主原因ならば模型実験の結果から実機の値を推定する場合，Reynolds 数影響が問題となる。合田や Evans によれば非定常流下の円柱の抗力係数 (C_D) は Reynolds 数 $(VD/\nu$, V: 速度, D: 直径, ν: 流体の動粘性係数) の広い範囲 $(10^4\sim10^7)$ にわたってほぼ一定の値であることを示している。したがって，要素浮体群についても模型及び実機の Reynolds 数がこの範囲内にあるので Reynolds 数影響はないといえる。

以上のことを考慮して，N 列のフーティング型要素浮体群について，要素浮体に作用する波強制力の推定法を以下に示す。

n 列目と $(n-1)$ 列目との波強制力の振幅比及び位相差は n によらず一定であると仮定すると，n 列目の要素浮体に作用する波強制力 f_{jn} $(j=1,3,5)$ は次式となる。

$$f_{jn}=f_{j1}e^{-ikx}\cdot a^{n-1}e^{-ib(n-1)}$$
$$=f_{j1}e^{-ikx}\cdot e^{-(a'+ib)(n-1)}$$

ここで，$j=1$: Surging $(f_{1n}=f_{xn})$

3: Heaving $(f_{3n}=f_{zn})$

5: Pitching $(f_{5n}=f_{\theta n})$

ω: 角周波数

k: 波数

$f_{jn}(\omega)$: n 列目の要素浮体に作用する波強制力

$f_{j1}(\omega)=\bar{f}_{j1}e^{i(\omega t-\omega j_1)}$: 1 列目の要素浮体に作用する波強制力

$\bar{f}_{j1}(\omega)$: 1 列目の要素浮体に作用する波強制力の振幅

$\varepsilon_{j1}(\omega)$: 1 列目の要素浮体に作用する波強制力の位相差

$a(\omega)$: n 列目と $(n-1)$ 列目との波強制力の振幅比

$a'=-l_n\cdot a$

$b(\omega)$: n 列目と $(n-1)$ 列目との波強制力の kx を修正した後の位相差

ただし，入射波は次式のものとする。

$$\zeta=\zeta_a e^{i(\omega t-kx)}$$

ここで，ζ_a: 波振幅

a 及び b は波の変形に関連するので surging force, heaving force 及び pitching moment に対して同一と

した。そして，1列目の要素浮体に作用する波強制力は模型実験の結果を参考に次によって与えられるとする。

$$\bar{f}_{j1}=1.15\bar{f}_{j0}$$
$$\varepsilon_{j1}=\varepsilon_{j0}$$

ここで，$\bar{f}_{j0}$： 単独の要素浮体に作用する波強制力の振幅（理論計算値）

ε_{j0}： 単独の要素浮体に作用する波強制力の位相差（理論計算値）なお，位相遅れを正とした。

これらの関係式は，多数列（300 列程度）の場合にも適用でき，また，行数が有限である2次元配列の場合も行数が多ければ適用してよいと考えられる。

10 列のフーティング型要素浮体に関する波強制力計測実験結果の第 1 列と第 10 列の波強制力の比較から，n 列目と $(n-1)$ 列目との波強制力の振幅比 $(a(\omega))$，同位相差（kx を修正した $b(\omega)$）を求めた。その結果を図 3.49 に示す。そして，$\bar{f}_{j0}$ は図 3.45 ($\bar{f}_{10}=f_{x,A}$,

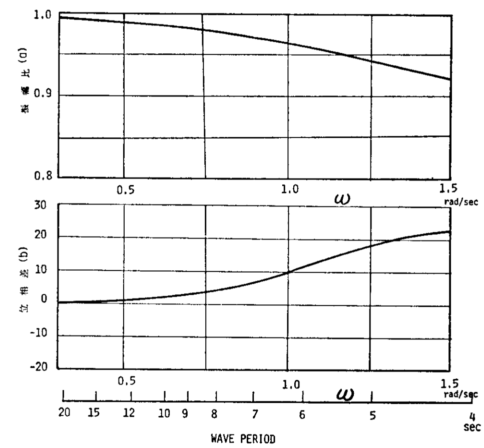

図 3.49 n 列目と $n-1$ 列目との波強制力の振幅比及び位相差

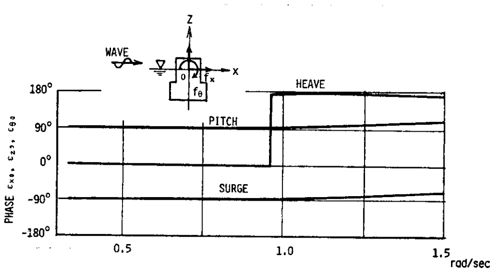

図 3.50 単独の要素浮体に働く波強制力の位相差

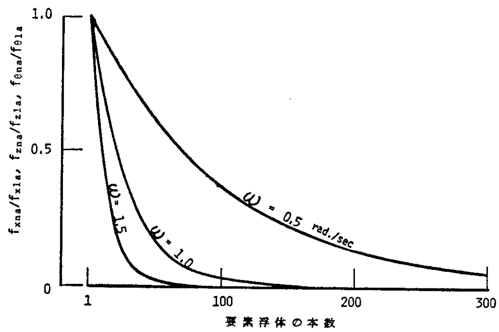

図 3.51 n 列目と 1 列目との要素浮体に働く波強制力の振幅比

$\bar{f}_{30}=f_{z,A}$, $\bar{f}_{50}=f_{\theta,A}$) に示し，$\varepsilon_{j0}$ を図 3.50 ($\varepsilon_{10}=\varepsilon_{x0}$, $\varepsilon_{30}=\varepsilon_{z0}$, $\varepsilon_{50}=\varepsilon_{\theta0}$) に示す。また，$n$ 列目と 1 列目との要素浮体に働く波強制力の振幅 ($\bar{f}_{jn}$) の変化を図 3.51 に示す。

3.2.4 波漂流力の推定法及び設定

既存資料によって全体浮体に働く波漂流力の推定は，通常時 ($T_W=6.5$ 秒) には 3 列，異常時 ($T_W=9.6$ 秒) には 5 列までの要素浮体にしか波漂流力が作用しないと仮定して，要素浮体単体に作用する波漂流力を定数倍して求めた。しかしながら，多数の要素浮体群からなる脚部を有する浮体の場合，各要素浮体間において複雑な流体力学的相互干渉効果や流体の粘性に基づく波の減衰効果等の影響が考えられるので，全体浮体に作用する波漂流力を要素浮体単体の波漂流力から推定することは，十分な推定精度が期待し得ないと考えられる。そこで 3 種類の大型部分浮体模型による波漂流力実験を行いその実験結果から，主滑走路用浮体に作用する波漂流力を推定することとする。

（1） 波漂流力の計測実験

波漂流力を計測する水槽実験は，3 種類の大型の部分浮体模型を用いて行った。すなわち，縮尺が 1/30.9 と 1/33.3 でフーティング型要素浮体の数が 12 行 80 列，28 行 40 列及び 7 行 42 列のものである。

（2） 波漂流力の推定法

2 次元問題では，波の透過係数 (C_T)，反射係数 (C_R) 及び波漂流力係数 (C_{DW}) の間には次の関係が一般に成り立つといわれている。

$$C_{DW}\propto C_R{}^2=1-C_T{}^2$$

そこで，横波中 ($\chi=90°$) における 7×42 列の部分浮体模型の流漂流力係数の実験値を，前述の脚部円柱群の透過係数の推算値及び実験値から，上式によって求

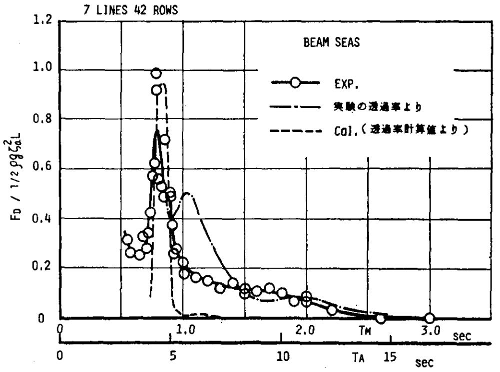

図 3.52　波漂流力係数

めた値と共に図 3.52 に示す。この図から，波漂流力実験によって求めた波漂流力係数と透過係数の実験値より推算した波漂流力係数は比較的よく一致しているが，透過係数の理論値から推定した波漂流力係数は，波周期の長い範囲でかなり過少評価となっていることが判る。したがって，脚部円柱群の透過係数は要素浮体の列数の少ない場合には理論計算で精度よく推定できるが，列数が増加すると粘性等の影響の為に推定精度は悪くなり，多数の脚部円柱群を有する浮体に作用する波漂流力は純理論的に精度よく推定することができないといえる。

一方，実験に使用した 3 種類の大型部分浮体模型は要素浮体の列数も多く，浮体空港全体の波漂流力係数を精度よく推定しうるものと考えられる。

a）横 波 状 態

横波状態（$\chi=90°$）については，浮体の縦横比が大きいので，現像を 2 次元的に考え，波方向に 7 列及び 40 列の部分模型の実験結果を横軸に波周期をとって示したものが図 3.53 である。また，図中には既存資料によって通常時（$T=6.5$ 秒）及び異常時（$T=9.6$ 秒）の入射波に対して推定した全体浮体に働く波漂流力の値も無次元化して比較の為に示してある。この図から，既存資料による浮体に働く波漂流力の推定値は，7 列の部分浮体模型の実験結果とほぼ一致しており，全体浮体（56 列）に対する推定値としては十分なものとはいえない。

そこで，図 3.53 を用いて波周期（T）が 4, 6, 8, 10 及び 12 sec に対する波漂流力係数（C_{DW}）を読み取り，列数に対して示した結果を図 3.54 に示す。この

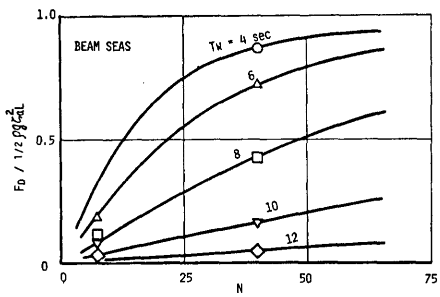

図 3.54　列数変化に対する波漂流力係数

図の実験点を通り，$\lim_{N\to\infty} C_{DW}=1.0$ になるような簡単な曲線 $C_{DW}=\dfrac{N/a}{\sqrt{(N/a)^2+1}}$ によって，横波中において浮体に働く波漂流力係数の列数に対する特性を表わすこととする。ここでは，40 列の要素浮体群の部分模型に対する実験値を通るような図 3.54 の実線で a を決定した。なお，波周期が，4, 6, 8, 10 及び 12 に対する a の値は 22.5, 38.0, 84.0, 241 及び 799 であり，この a の値を用いて列数が 27 及び 56 列に対する波漂流力係数を求め，横波状態における浮体の波漂流力係数の波周期に対する特性を図 3.55 に示すように設定した。

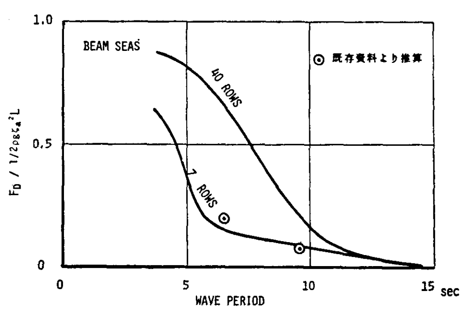

図 3.53　波周期に対する波漂流力係数

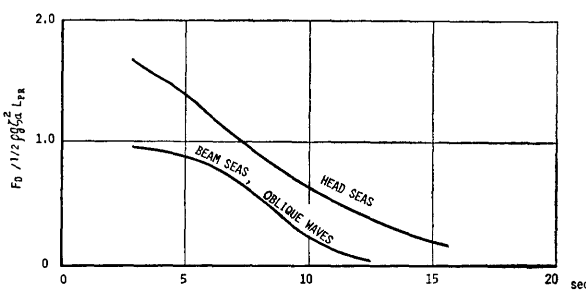

図 3.55　波漂流力係数（推定値）

b) 縦 波 状 態

縦波状態 ($\chi=0°$) における波漂流力係数は3次元影響のために係数が 1.0 を越えることもあり，部分模型の実験から全体の係数を推定することは難しい。また，縦横比が大きい場合には長さ方向に要素浮体の数を増せば係数は増加し，幅方向に要素浮体の数を増せば係数は減少することが考えられる。しかしながら，縦横比が十分大きい場合においては，縦横比が同じであれば要素浮体の数によらないと思われる。つまり部分浮体と全体浮体の波漂流力係数は等しいと考え，要素浮体が 7×42 列及び 12×80 列の2種の部分模型実験により求めた波漂流力係数の曲線から安全側に引いて，全体の波漂流力係数を求めると図 3.56 になる。

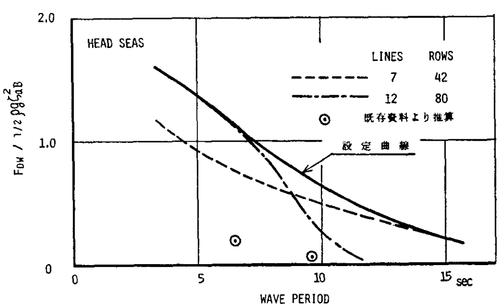

図 3.56 波漂流力係数

なお，実験に使用した2種の部分浮体と浮体の縦横比には相違があるがここでは無視した。なお，図 3.56 には既存資料による波漂流力係数の推定値を，通常時 ($T=6.5$ 秒) 及び異常時 ($T=9.6$ 秒) の波周期に対して丸印で示す。

c) 斜 波 状 態

斜波状態 ($\chi=45°$) における全体浮体の波漂流力係数は，浮体の投影幅で無次元化すれば横波状態の波漂流力係数とほぼ等しいといえる。したがって，斜波状態における波漂流力係数の推定値は，横波状態における係数を用いることとする。

以上のようにして推定した全体浮体の縦波，横波及び斜波中における波漂流力係数の曲線を図 3.55 に示す。なお，無次元化は浮体の投影幅で行なっている。

(3) 波漂流力の推定値

第2章において設定した海象条件について，全体浮体に対する波漂流力係数の値を図 3.55 から読み取り浮体の長さ及び幅方向成分の波漂流力 (F_x 及び F_y) に分けて波漂流力を推定した結果を表 3.16 に示す。

表 3.16 波漂流力の推定値

(tons)

海象条件		波の入射角 0° F_x	45° $F_x=F_y$	90° F_y
N1	累積度数率 70%	36	72	124
N2	90%	93	197	338
N3	95%	161	344	589
N4		251	562	963
N5	(年間平均最大)	707	1,636	2,802
A1	(100年台風時)	1,571	2,373	4,063

3.3 浮体に働く潮流力

浮体の水面下の要素浮体群に働く潮流力を推定するに当っては，まず，形状が単純な円筒型要素浮体について基礎的事項を検討し，つぎに，これをもとにしてフーティング型要素浮体に働く潮流力の推定を行なうこととする。

実機のレイノルズ数 (R_e) とフルード数 (F_n) は，基準長として要素浮体の水面における直径 (7m) 及び潮流速度として 0.8～2.0 ノットを考えて，$R_e \fallingdotseq 2\sim7\times10^6$ 及び $F_n=0.05\sim0.12$ とする。

3.3.1 既存資料による潮流力の推定

(1) 抗力係数について

滑面をもつ2次元円柱の抗力については既に 3.1 において調査を行ってあるため，ここでは，粗面をもつ円柱の抗力係数及び端部を有する円柱の抗力係数について調査する。

a) 粗面円柱の抗力係数

円柱粗面の粗度が大きい場合には，抗力係数がレイノルズ数によって滑面の場合と異った変化をする。そこで，要素浮体の表面が汚損した場合を検討する。

i) 単円柱の場合

円柱の表面粗度が抗力係数に及ぼす影響について，英国の風荷重基準[6] の値を図 3.57 に示す。浮体表面に 5cm 位の貝類がついたと仮定すると，その粗度 (k/D) は大略 7×10^{-3} 程度である。そこで図から表面粗度が 10^{-3} 及び 10^{-2} の場合の抗力係数を求めると各抗力係数とその変化率は表 3.17 のようになる。同様な調査結果は白橋等[28] も示しているが値はほとんど同じである。

ii) 2本円柱の場合

岡島[8] が全面粗面の直列2本円柱に対してもレイノルズ数に対応した抗力係数の変化を調べた結果を図 3.58 に示す。この場合，表面粗度 (k/D) は 9×10^{-3}