

弛緩係留された浮体の長周期動揺

運輸省港湾技術研究所 正会員 上田 茂
同 上 同 上 白石 悟
同 上 同 上 板生 考司

1. はじめに

係留チェーンなどを用いた弛緩係留系では、係留系の設計において、変動波漂流力に起因する浮体の長周期動揺とこれによる係留索の張力を予測することが重要である。本研究では、弛緩係留された直方体浮体および六角形浮体について、波漂流力、動揺数値シミュレーションで用いる減衰定数、係留系のばね定数、波高および波周期と浮体の長周期動揺との関係などについて模型実験および動揺数値シミュレーションで検討した。

2. 弛緩係留された直方体浮体の動揺¹⁾

2.1 模型実験の概要

水理模型実験は運輸省港湾技術研究所の平面水槽(20m×15m×1m)において行なった。模型浮体の諸元は、長さ 250cm、幅 50cm、型深さ 20cm、喫水 5cmである。浮体の設置水深は 30cmである。実験は浮体の長軸が波の進行方向に一致する場合(縦係留系)と、浮体の長軸が波の進行方向と直角になる場合(横係留系)の二つの配置について行なったが、ここでは、横係留系で主としてばね係留系の実験結果についてのみ示す。係留系は浮体を十分な剛性を持つワイヤロープと重錘とにより係留する重錘係留系および極めて柔らかいコイルスプリングにより係留するばね係留系の二種類とし、それぞれ、重錘重量およびばね定数を数種類変え、ばね定数(0.109~0.510 kgf/m)および波周期(0.62~2.72s)が浮体の長周期動揺に及ぼす影響を検討した。なお、以下本論文で示す諸元はすべて模型浮体の諸元とする。

2.2 係留系の特性

重錘係留系およびばね係留系の場合の波漂流力および張力の測定装置の概略を図-1に示す。ばね係留系の実験で用いたコイルスプリングの変位復元力特性を図-2に示す。図中に 7-0.5 などと表記しているが、7 はコイルスプリングの直径、0.5 は素線の直径で、単位はいずれもmmである。コイルスプリングの変位復元力特性はコイルスプリングの変形がある程度大きくなると、ほぼ所定のばね定数になるが、変形がごく小さい間はばね定数がこれよりやや大きく、非線形な特性を有する。また、実験では図-1に示すように、波上側のみにコイルスプリングを取り付けているので、浮体に作用する波漂流力が減少し、浮体が実験開始の位置から波上側に移動する場合には係留系の拘束力が働かない非対称な係留系である。

2.3 波漂流力係数

図-3はばね係留系における規則波中および不規則波中の浮体のスウェイングの時系列を示したものである。規則波中では波漂流力に起因する浮体の漂流が、不規則波中では変動波漂流力に起因する浮体の長周期動揺が見られる。図に示すように規則波中では浮体は漂流し、かつその位置で停止していたので、その位置において浮体に作用している波漂流力とコイルスプリングの張力が釣り合っているものと考え、この張力の値を波漂流力とした。したがって規則波中では、波漂流力を丸尾²⁾の理論によって算定してよいものと考えられる。図-4は、伊藤³⁾による矩形断面浮体の動揺に関する近似理論を用い波透過率を求め、丸尾の計算式で算定した波漂流力係数を実験値と比較したものである。ここで検討した浮体は、長さ L と幅 B の比は $L/B=5.0$ であるので、波漂流力係数の計算値は実験値とほぼ一致しており、横係留系においては二次元理論で波漂流力係数を算定してよいと思われる。

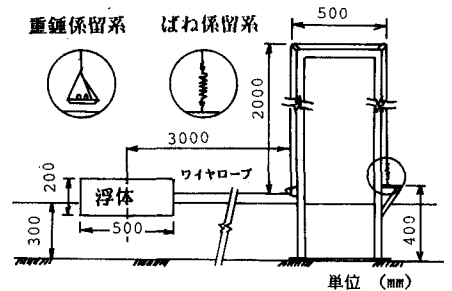


図-1 波漂流力および張力の測定装置

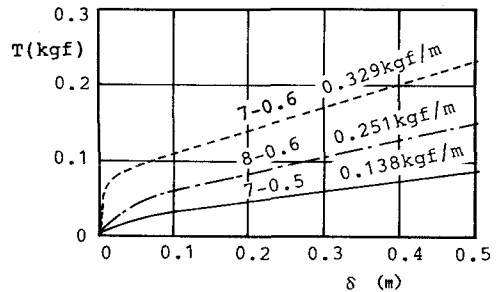


図-2 コイルスプリングの変位復元力特性

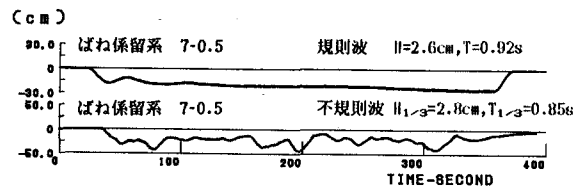


図-3 浮体動揺の時系列(スウェイング)

2. 4 変動波漂流力を考慮した数値シミュレーションの方法

不規則波中の模型実験では浮体の長周期動揺が観測されたが、これは変動波漂流力によるものと考えられるので、不規則波中の動揺数値シミュレーションにおいては変動波漂流力を考慮した。規則波中の実験結果より波漂流力は丸尾の理論に基づき計算できると考えられるので、不規則波中においては変動波漂流力は不規則波中の個々の波をそれぞれの周期と波高をもつ単一の規則波とみなし、個々の波が浮体に作用している間は一定の波漂流力が浮体に作用しているものとして、変動波漂流力の時系列をあらかじめ計算し、すでに港湾技術研究所で開発した係留浮体の動揺の数値シミュレーション手法⁴⁾の運動方程式の数値積分の各ステップに強制力として加えた。なお、動揺数値シミュレーションに用いる波力および造波抵抗力は、領域分割法⁴⁾で算定した数値（以下理論値と記述する）を用いた。

2. 5 直方体浮体の動揺に及ぼす減衰係数の影響

コイルスプリング 7-0.5（ばね定数 0.138 kgf/m）で係留される直方体浮体について、 $H_{1/3}=5.3\text{cm}$ 、 $T_{1/3}=1.25\text{s}$ および $H_{1/3}=2.8\text{cm}$ 、 $T_{1/3}=0.85\text{s}$ の条件で動揺数値シミュレーションを行なった。係留系は非対称であるが、線形係留系と仮定して算定したスウェーイングの固有周期は 33.8s である。不規則波中におけるスウェーイングの実験値の有義周期は $T_{1/3}=1.25\text{s}$ では 36.5s、 $T_{1/3}=0.85\text{s}$ では 21.9s とおおむね固有周期に近い周期で動揺している。したがって、固有周期に対する造波減衰係数の計算値を用いて数値シミュレーションを行なうほうが適切であると考えられる。しかし、造波減衰係数の計算値は周期 1s では 8.3kgfs/m、周期 3s においては 0.7 kgfs/m であり、周期が長くなるに従って、さらに小さな数値となる。浮体が長周期動揺を行なっている場合には粘性による非線形減衰力の影響が大きくなると考えられ、この影響を加味するには自由振動実験によって求めた減衰係数（以下実験値と記述する）を用いて動揺数値シミュレーションを行なうのがよいと考える。実験を行なった浮体については係留系が非対称であるため、自由振動実験を行なって減衰定数を測定してはいない。したがって、ここでは減衰係数の理論値を用いて動揺数値シミュレーションを行なう。有義波周期に対する減衰係数の理論値は $T_{1/3}=1.25\text{s}$ および 0.85s に対して、それぞれ 5.04 kgfs/m および 9.47 kgfs/m である。一方、この係留系の臨界減衰係数はそれぞれ 2.97 kgfs/m であるから、有義波周期に対する減衰係数の理論値は臨界減衰係数よりかなり大きい。しかしながら、実験結果から判断すると、減衰係数は上記の値より小さいものと考えられる。そこで、有義波周期における減衰係数を 0.33倍、0.2倍として動揺数値シミュレーションを行ない計算値と実験値を比較することにした。図-5はスウェーイングの計算値および実験値の時系列を示す。 $H_{1/3}=5.3\text{cm}$ 、 $T_{1/3}=1.25\text{s}$ では減衰係数を 1.66 kgfs/m（理論値の 0.33倍）または 1.01 kgfs/m（理論値の 0.2倍）とした場合の計算値の時系列と実験値の時系列を比較すると、周期および振幅がおおむね一致している。しかしながら、 $H_{1/3}=2.8\text{cm}$ 、 $T_{1/3}=0.85\text{s}$ では減衰係数を 3.13 kgfs/m（理論値の 0.33倍）および 1.89 kgfs/m（理論値の 0.2倍）とした場合のいずれについても計算値の振幅は実験値の振幅よりも小さく、動揺周期も異なる。 $T_{1/3}=0.85\text{s}$ に対しては減衰係数はもう少し小さいほうがよいと思われるので、さらに、減衰係数を 0.7~2.5 kgfs/m の範囲で変化させて動揺数値シミュレーションを行なった。この結果、減衰係数がおおむね 1.2 kgfs/m であれば計算値は実験値と一致するものと考えられる。この数値を減衰定数であらわすと 0.40 である。ここでは、動揺数値シミュレーションを行ない実験値と計算値を対比しスウェーイングの減衰定数を推定したが、浮体が長周期動揺を行なう場合の減衰定数についてさらに系統的な検討を行なう必要があるものと考えられる。

3. 弛緩係留された六角形浮体の動揺

3. 1 模型実験の概要

中央部に空隙を有する六角形浮体の波浪中の動揺特性を検討した。水理模型実験は運輸省第二港湾建設局の平面水槽（水槽を 25m×15m に仕切って使用）において行なった。浮体の諸元は図-6に示すが、喫水 16cm、水深 50cm の条件で実験を行なった。実物はチェーンで係留するが、模型ではコイルスプリングを用いてこの特性

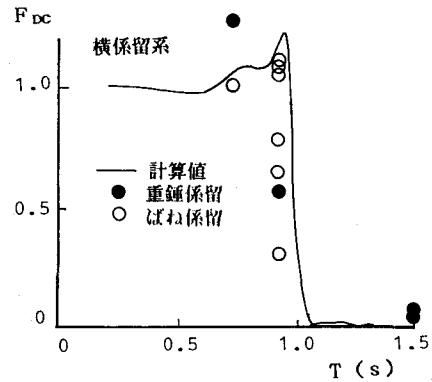


図-4 直方体浮体の波漂流力係数

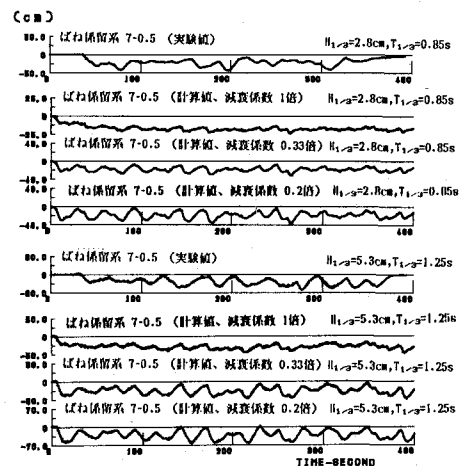


図-5 減衰定数とスウェーイングの時系列の関係

を模擬し、強弱二種類の係留系について実験を行なった。実験は規則波中および不規則波中で行なった。規則波は 0.63 から 2.21s までの 0.08s おきの各周期について波高 6cm、不規則波は 0.95、1.58、2.21s の各周期について、それぞれ有義波高 3、6、10 cm とした。また、直方体浮体の検討において、浮体の長周期動揺を検討する際には減衰定数の数値が浮体の動揺量に及ぼす影響が大きくなことが明らかとなったので、動揺実験

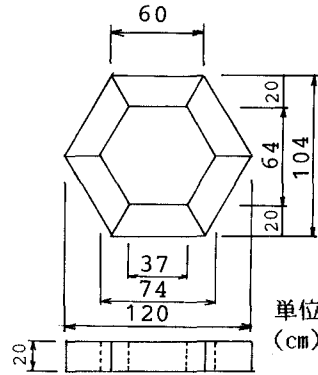


図-6 六角形浮体の形状と諸元

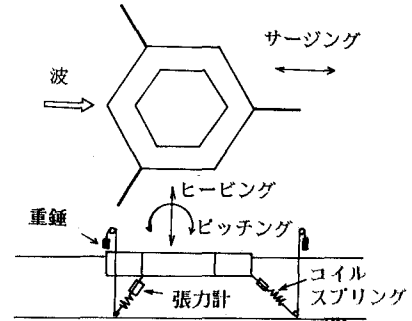


図-7 六角形浮体の係留系

に先立ち係留状態および無係留状態のそれぞれについて自由振動実験を行ない浮体の各動揺成分の減衰定数を求め、動揺数値シミュレーションに反映させることとした。

3.2 係留系の特性

図-7は六角形浮体の係留系を示す。各係留ラインにはコイルスプリングを用いている。係留系は2種としたが、本論文ではこれらを係留系Hardおよび係留系Softと記述する。それらのばね定数は、33.0 および 7.3 kgf/m、また初期張力は 0.4 および 0.25 kgfである。動揺実験に先立ち、自由振動実験を行ない浮体の水平方向の変位復元力特性、浮体および係留系の固有周期、減衰定数を調べた。

図-8は浮体のサージング方向の水平変位に関する係留系の変位復元力特性を示す。縦軸は、各コイルスプリングの張力から求めた浮体全体の水平方向の合力、また、横軸は六自由度計で計測した水平変位である。なお、固有周期および減衰定数については後述する。

3.3 波漂流力係数

六角形浮体では、直方体浮体の場合と同様に規則波中では浮体は一定量漂流し、その位置を中心に振幅が一定の動揺を行っていた。そこで、各実験ケースにおける浮体の漂流量を求め、図-8に示した水平方向の変位復元力特性を用いて浮体に作用する波漂流力を推定した。このようにして求めた波漂流力から波漂流力係数を算定し図-9に示す。さらに、同図には、六角形浮体を幅 90cm、長さ103.9 cmの直方体浮体に近似し伊藤の近似理論で波透過率を求め、丸尾の計算式で算定した波漂流力係数を示す。波周期 1.2s 以上では波漂流力係数の計算値は実験値とおおむね一致しているが、波周期 1.2s 以下では、波漂流力係数の実験値は計算値の約 0.5倍である。六角形浮体では、長さ L と幅 B の比は $L/B=1.15$ であること、また浮体中空部を有するなどの形状の影響により、二次元理論に基づいて算定した波漂流力係数の計算値は実験値と一致していない。そこで、実験値に基づき、二次元理論に基づいて算定した波漂流力係数を修正し、これを用いて動揺数値シミュレーションを行なうこととした。

3.4 減衰定数

表-1はサージング、ヒービング、ピッチングの三成分の減衰定数および固有周期を示す。また、図-10には自由振動実験で得られた減衰定数（以下実験値と記述する）と、有限要素法で算定した造波抵抗力から求めた減衰定数（以下理論値と記述する）とを比較して示す。ただし、実験値の周期は自由振動実験において測定された周期である。

表-2はサージングについて減衰定数の実験値と理論値および臨界減衰係数を示したものである。浮体の固有周期（係留系Softのとき 9.8s、係留系Hardのとき 5.2s）に対しては減衰定数の理論値は実験値に比べ極めて小さいが、この係留系の固有周期が長いことから粘性減衰の影響があるものと思われる。また、各有義波周期の減

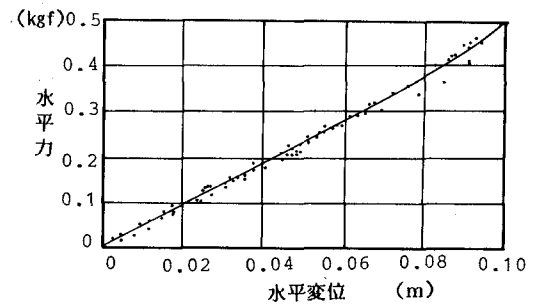


図-8 サージング方向の変位復元力特性

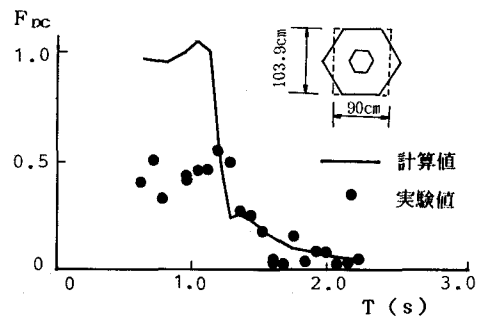


図-9 六角形浮体の波漂流力係数

表-1 六角形浮体の固有周期と減衰定数

	無係留	係留(Soft)	係留(Hard)
サージ		0.11 (9.8)	0.13 (5.2)
ヒーブ	0.063 (0.89)	0.047 (0.89)	0.036 (0.89)
ピッチ	0.074 (1.2)	0.050 (1.2)	0.039 (1.2)

()内は固有周期 (s)

表-2 サージングの減衰定数

	係留系Soft	係留系Hard
実験値	0.11	0.13
理論値 (固有周期)	4.0×10^{-4}	1.9×10^{-3}
理論値 (0.95s)	0.56	0.24
理論値 (1.58s)	0.21	0.09
理論値 (2.21s)	0.06	0.02
臨界減衰係数(kgfs/m)	16.4	47.3

減衰定数の理論値の差異が大きい。減衰定数の値が動揺数値シミュレーションの結果に及ぼす影響については後に検討する。

3.5 規則波中の動揺特性

弛緩係留された浮体は規則波中である一定の値だけ漂流し、その位置を中心にほぼ一定振幅で動揺する。そこで、この動揺振幅の実験値と波漂流力の影響を考慮せずに計算した計算値とを比較する。図-11は六角形浮体(係留系Soft)について、サージング、ヒービング、ピッチングについて動揺振幅の計算値と実験値とを示す。なお、計算は、減衰定数の理論値または実験値を用いた場合の2通り行なった。

サージング、ヒービング、ピッチングの三成分について、付加質量および減衰定数の理論値を用いた計算値は実験値とほぼ一致する。規則波中では波漂流力が一定とみなせるので、浮体は波強制力と同一の周期で動揺するため、したがって付加質量および減衰定数として各波周期に対する理論値を用いて計算することができる。ただし、ヒービングの固有周期0.89s付近については、減衰定数が0.047(実験値)のときの動揺振幅の計算値が0.019(理論値)のときの計算値よりも実験値とよく一致する。同様にピッチングの固有周期1.2s付近についても、減衰定数が0.050(実験値)のときの動揺振幅の計算値が0.028(理論値)のときの計算値よりも実験値とよく一致する。これは、固有周期に対して共振するときには減衰係数に振幅依存性があることを示唆する。

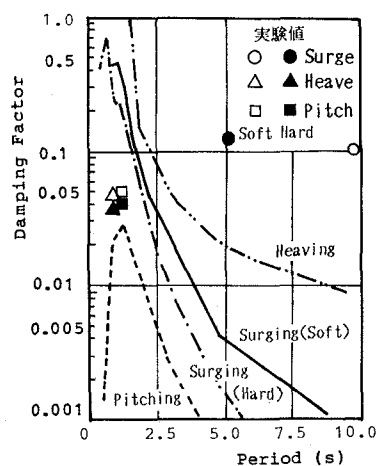


図-10 六角形浮体の減衰定数

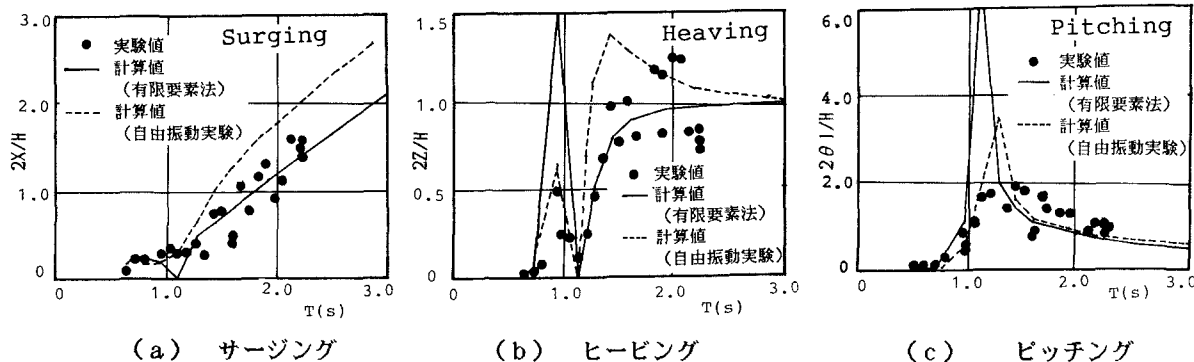


図-11 六角形浮体の規則波中の動揺振幅(係留系Soft)

3.6 不規則波中の長周期動揺と減衰定数の影響

動揺数値シミュレーションは直方体浮体の場合と同様の方法で行なった。ここでは付加質量および減衰定数の理論値および実験値を用いて計算し結果を相互に比較する。以下、係留系Hardおよび係留系Softについて、 $T_{1/3}=0.95, 1.58, 2.21s$ の各波周期のそれぞれについて、 $H_{1/3}=3, 6, 10cm$ で動揺数値シミュレーションを行なった。計算値と実験値とでは不規則波の時系列が異なるので動揺量の実験値および計算値の時系列を統計処理し最大両振幅、有義両振幅および有義周期を計算し表-3に示す。係留系Hardでは減衰定数0.13(実験値)を用いて得たサージングの動揺両振幅の計算値は波高3cmでは実験値よりも小さいが、波高10cmでは実験値よりも大きい。また、減衰定数0.24(理論値)を用いて得た動揺振幅の計算値は波高3および6cmでは実験値よりも小さいが、波高10cmでは計算値と実験値とはほぼ等しい。これに対し、係留系Softでは変動波漂流力に伴う浮体の長周期動揺が顕著であり、減衰定数0.56(理論値)を用いて得たサージングの動揺両振幅の計算値はいずれの波高に対しても実験値に比べて小さい。一方、減衰定数0.11(実験値)を用いて得た動揺両振幅の

表-3 サージングの動揺両振幅および有義周期

係留系		M	C	h	$H_{1/3}=3\text{cm}$			$H_{1/3}=6\text{cm}$			$H_{1/3}=10\text{cm}$		
					A_{max} (cm)	$A_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)	A_{max} (cm)	$A_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)	A_{max} (cm)	$A_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)
Hard	実験値	-	-	-	1.9	1.2	1.5	5.1	2.7	2.4	8.1	4.4	3.8
	計算値	18.7	11.0	0.24	1.1	0.9	2.1	3.3	2.1	3.2	7.5	5.0	4.9
	計算値	19.5	6.13	0.13	1.4	0.9	2.2	3.9	2.7	4.0	9.8	7.0	6.3
Soft	実験値	-	-	-	4.2	3.1	10.4	16.0	8.1	10.8	24.9	13.4	10.9
	計算値	18.7	11.0	0.56	1.1	0.8	2.5	3.9	2.6	6.2	11.4	7.5	9.0
	計算値	12.8	1.75	0.11	3.5	2.0	5.5	13.5	10.4	9.7	32.2	27.3	8.8

$T_{1/3}=0.95\text{s}$

単位: M(kgfs²/m), C (kgfs/m)

計算値は波高 3cm のときには実験値よりも小さいが、波高 6cm のときには計算値と実験値とはおおむね一致する。また、波高 10cm のときには計算値が実験値よりも大きくなる。自由振動実験においては初期変位を約10cmとしていたので、動揺振幅が 10cm を越える場合には減衰係数に振幅依存性があり、減衰定数が自由振動実験で得られた数値よりも大きいのではないかと考える。係留系Softにおいて減衰定数 0.56 (理論値) を用いて得た動揺両振幅の計算値は実験値より小さいこと、波高 10cm では係留系Hardにおいて減衰定数 0.24 (理論値) を用いて得た動揺両振幅の計算値が実験値とほぼ一致していることから、波高 10cm のときには減衰定数として 0.20 程度になっているものと考えられる。

図-12は係留系Softについて、サージングの最大両振幅の計算値と実験値とを比較したものである。計算は $T_{1/3}=0.95, 1.58, 2.21\text{s}$ の各波周期について、 $H_{1/3}=3, 6, 10\text{cm}$ として行なった。計算値については動揺数値シミュレーションに用いた減衰定数を図中に示している。減衰定数の理論値を用いて得た最大両振幅の計算値は実験値よりも小さく、とくに $T_{1/3}=0.95\text{s}$ においては、 $H_{1/3}=3, 6, 10\text{cm}$ に対し計算値は実験値の 0.26、0.24、0.46 倍である。これに対し減衰定数 0.11 (実験値) を用いて得た最大両振幅の計算値は実験値とほぼ一致する。以上のことから変動波漂流力に起因する浮体の長周期動揺が生ずることが予想されるときには減衰定数として理論値を用いると動揺量を過小評価する恐れがあるので、理論値より小さな値を用いる必要がある。その場合模型で自由振動実験などを行なうことができればそれから得られる減衰定数を用いるのがよい。

3. 7 係留系のばね定数、波高および周期の影響

係留系のばね定数、波高および周期がサージングの動揺量に及ぼす影響を検討する。図-13は波周期と最大両振幅の関係を示す。なお、図中には変動波漂流力が浮体の動揺に及ぼす影響を検討するために、係留系Softについて変動波漂流力を考慮せずに動揺数値シミュレーションを行なった結果についても示す。変動波漂流力を考慮した場合には係留系Hardおよび係留系Softのいずれの係留系についても最大両振幅の計算値は $H_{1/3}=3, 6, 10\text{cm}$ のいずれの条件においても実験値とよく一致する。係留系Softの場合、 $H_{1/3}=6, 10\text{cm}$ のときに $T_{1/3}=1.58\text{s}$ よりも $T_{1/3}=0.95\text{s}$ の方が最大両振幅が大きいが、 $T_{1/3}=0.95\text{s}$ では図に示すように変動波漂流力による浮体の長周期動揺が卓越しているためである。また、 $T_{1/3}=2.21\text{s}$ で最大両振幅が大きいのは、図-11(a)に示したように波強制力の影響が大きいためである。

図-14は波高とサージングの最大両振幅の関係を示す。図中には変動波漂流力を考慮せずに動揺数値シミュレーションを行なった結果についても示す。係留系Softの場合には $T_{1/3}=0.95\text{s}$ では、 $H_{1/3}=3, 6, 10\text{cm}$ の各波高に対し変動波漂流力を考慮するときとしないときの最大両振幅の比はそれぞれ 2.4、4.4、6.0 であり、変動波漂流力の影響が大きい。これに対し、係留系Hardの場合には、同じく最大両振幅の比はそれぞれ 1.2、1.5、1.9 であり、波高が 3, 6, 10cm と大きくなるに従って変動波漂流力の影響が大きくなるが、係留系Softの場合ほど波漂流力の影響が大きい。波漂流力は波高の二乗に比例し増加するが、係留系Softおよび係留系Hard のいずれの場合にも実験値の動揺両振幅は波高の二乗に比例して増加しておらず、減衰力の非線形性の影響が出ているものと思われる。し

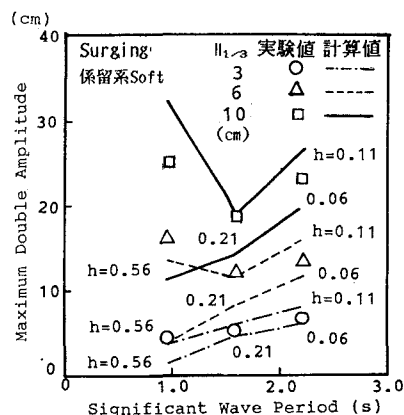


図-12 減衰定数の影響

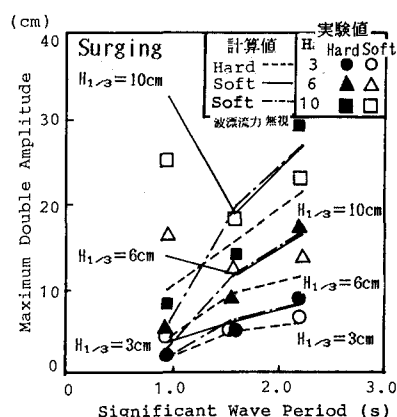


図-13 波周期の影響

かし、 $T_{1/3}=1.58\text{s}$ では、係留系HardおよびSoftの各係留系とも変動波漂流力の影響は小さく、むしろ波強制力の影響が大きいため、動揺両振幅は波高にほぼ比例して大きくなる。ここで検討した係留系Hardと係留系Softのばね定数の比は4.5であるが、係留系Hardの場合には変動波漂流力による長周期動揺が係留系Softの場合に比べかなり抑制されている。また、波高が小さいときには長周期動揺の影響が小さいことがわかる。以上のことから弛緩係留系では、浮体の利用条件を考慮し、係留系のばね定数、波周期および波高に十分留意して設計を行なうことが必要と考えられる。

4. 弛緩係留系の動揺数値シミュレーションに用いる減衰係数

以上、弛緩係留された直方体浮体および六角形浮体の変動波漂流力の作用を受け長周期動揺を起こす場合の動揺数値シミュレーション法について検討した。検討の結果、動揺数値シミュレーションを行なう際の減衰係数が計算値に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった。

ここで、減衰係数に関する検討の結果をとりまとめる。直方体浮体の

検討では減衰係数を変え動揺数値シミュレーションを行ない、減衰係数として 1.2 kgfs/m 程度を用いると計算値は実験値とほぼ一致することを明らかにした。このときの減衰定数は 0.40 (臨界減衰係数は 2.97 kgfs/m) である。六角形浮体では、減衰定数として自由振動実験で得られた数値を用いて動揺数値シミュレーションを行なったところ、計算値は実験値とよく一致した。自由振動実験で得られた減衰定数および減衰係数は、係留系Hardの場合には 0.13 および 6.13 kgfs/m (臨界減衰係数 47.3 kgfs/m)、係留系Softの場合には 0.11 および 1.75 kgfs/m (臨界減衰係数 16.4 kgfs/m) であった。直方体浮体では $L/B=5$ であるから六角形浮体に比べて減衰定数が大きいものと思われる。ここで検討した直方体浮体および六角形浮体は形状、長さとの比および質量などがかなり異なり、以上の二つの事例から、動揺数値シミュレーションに用いる減衰定数を一般的な形で与えることはいまのところ困難であるが、今後減衰定数に関して系統的な実験を行なうことが必要と考える。

5. 主要な結論

(1)規則波中の実験では、直方体浮体 ($L/B=5$) および六角形浮体 ($L/B=1.15$) はともに波漂流力に見合う量だけ移動した後、その位置を中心に波周期と同一周期で動揺することから、波漂流力が一定とみなせることが確認された。ただし、六角形浮体では、波周期 1.2s 以下では波漂流力係数の計算値は実験値のほぼ 0.5 倍であった。
(2)有限要素法で算定した六角形浮体の規則波中の動揺振幅の計算値は実験値とよく一致した。ただし、ピッチングについては減衰定数 0.028 (理論値) を用いて得た動揺振幅の計算値は固有周期 (1.2s) 付近で実験値の約 3 倍であったが、減衰定数 0.05 (実験値) を用いた計算値は実験値とほぼ一致した。

(3)不規則波中の動揺数値シミュレーションにおいては、減衰定数として有義波周期に対する理論値を用いると、長周期動揺が予測される場合には動揺を過小評価する恐れがある。しかし係留系の固有周期に対する減衰定数の理論値はかなり小さいので、これを用いると逆に動揺を過大評価する恐れがある。検討の結果、ここで用いた直方体浮体に対しては、減衰係数として 1.2 kgfs/m を用いると動揺振幅の計算値と実験値とがよく一致した。また、六角形浮体に対しては、自由振動実験から得た減衰係数を用いると同じく計算値と実験値とがよく一致することが明らかとなった。

(4)六角形浮体では、不規則波中において係留系Softで短周期波(ここでは波周期 0.95s)のときに波漂流力の影響が最も大きく、たとえばサージングの周期は固有周期 (9.8s) とほぼ等しい。一方、係留系Softで長周期波(ここでは波周期 1.58s 、 2.21s)のとき、また、係留系Hardのときには波強制力の影響が波漂流力に勝るので、浮体の動揺周期は波周期とほぼ等しくなる。

6. あとがき

本論文で示した実験結果のうち、六角形浮体の動揺実験は運輸省第二港湾建設局が実施したものである。本論文では、弛緩係留された直方体浮体および六角形浮体の長周期動揺と減衰定数の関係を考察したが、長周期動揺を精度良く予測するためには、本文中にも記したように減衰定数についてより詳細に検討する必要がある。

参考文献

- 1) 上田茂ほか: 箱型浮体に作用する波漂流力の実験的考察、港湾技研資料 No.597、1987、24p
- 2) Maruo, H.: The Drift of a Body Floating on Waves, Journal of Ship Research, Vol.4, No.3, 1960, pp.1~10
- 3) 伊藤喜行ほか: 浮防波堤の水理に関する近似理論と応用、港湾技術研究所報告, 第11巻第2号, 1972, pp.141~166
- 4) 上田茂ほか: 大型く(矩)形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究(第2報)、港湾技術研究所報告, 第19巻第3号, 1980, pp.105~143

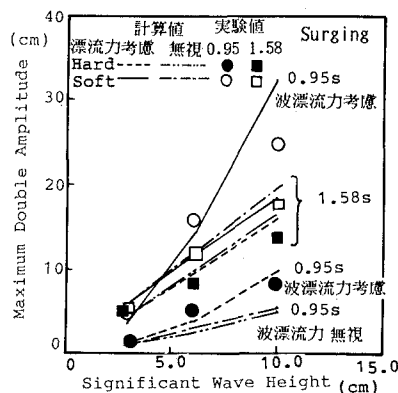


図-14 波高の影響