

(f)

Fig. 2.13 (a)~(h) Transient motions after a breaking of a mooring line

ID No.14, draft=38.5cm, in head seas(1.0Hz)

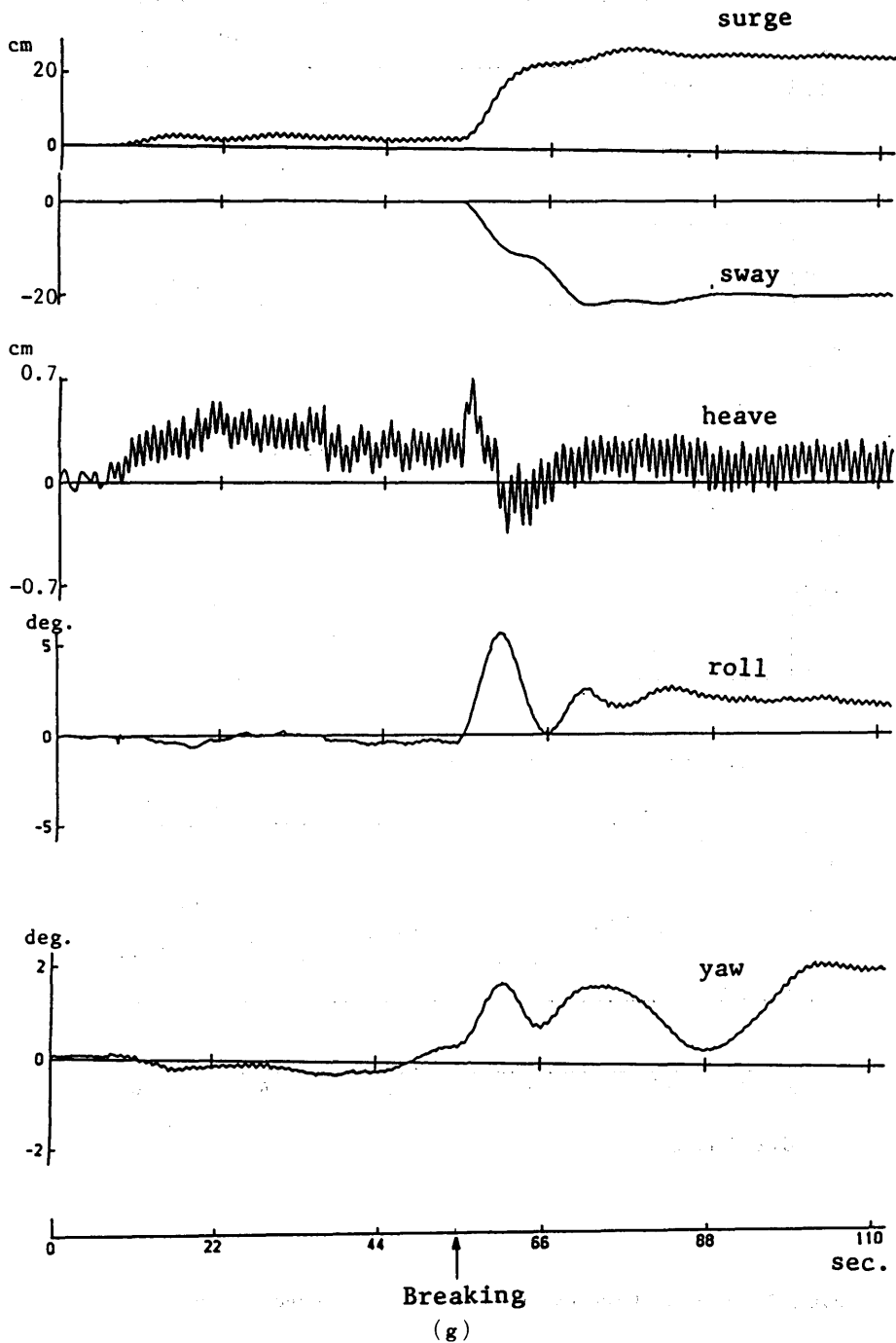


Fig. 2.13 (a)~(h) Transient motions after a breaking of mooring line

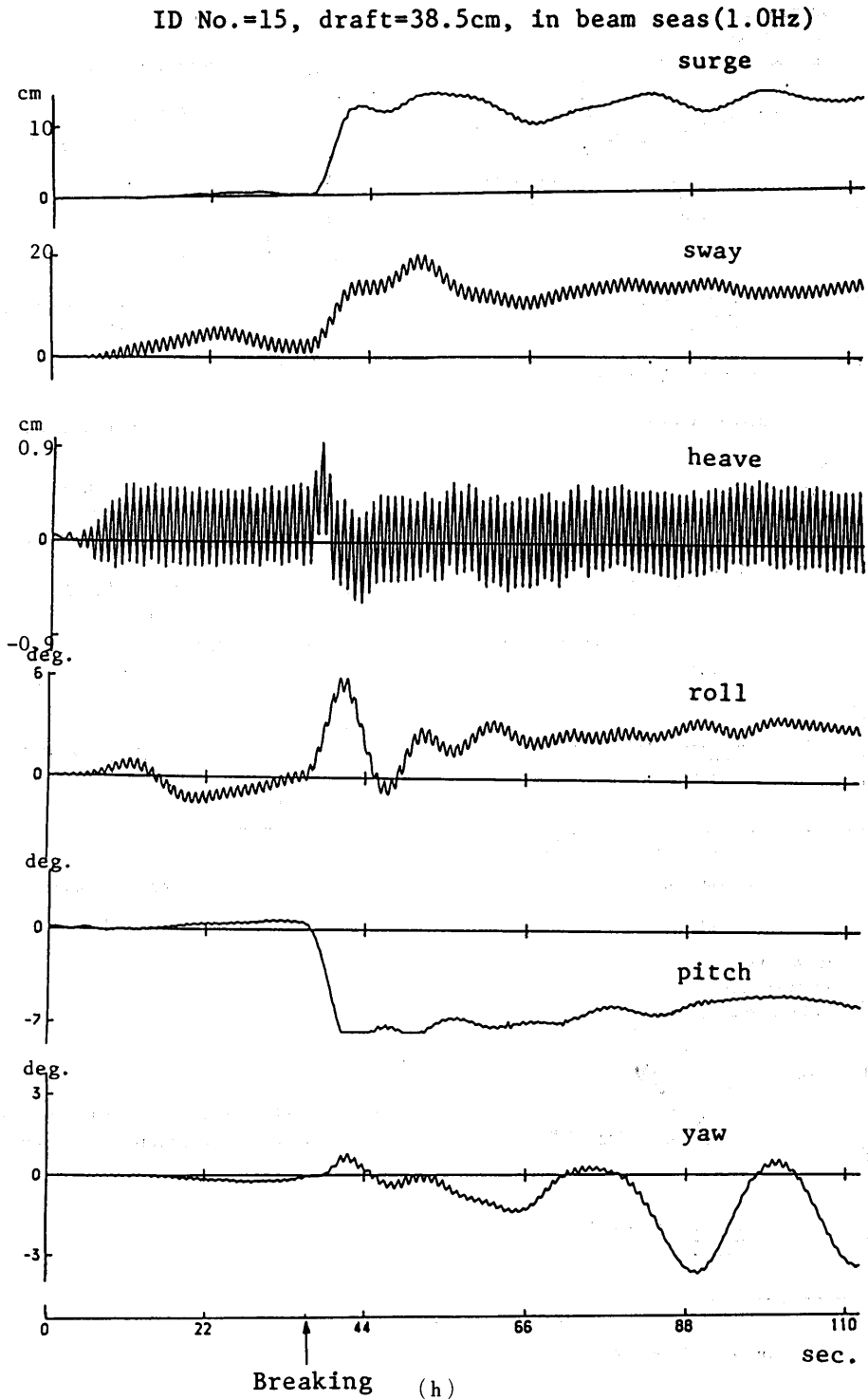
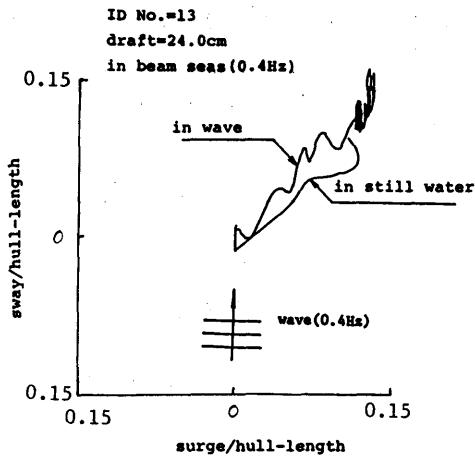
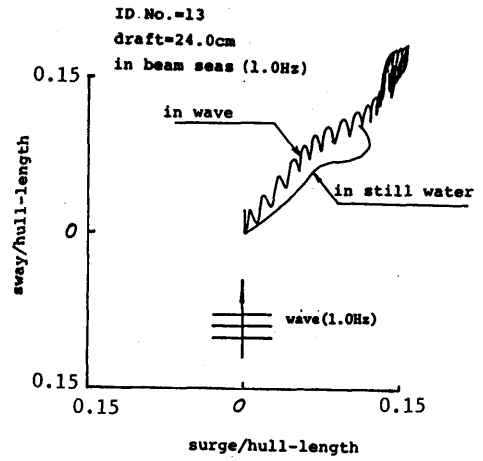


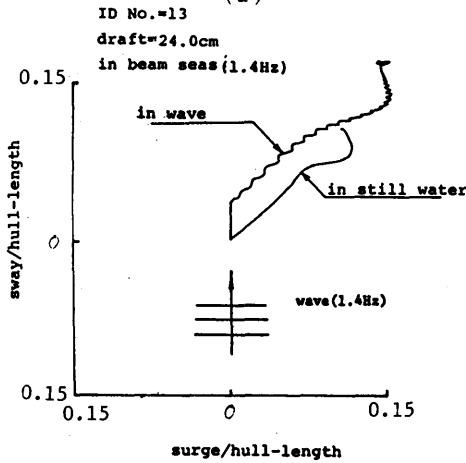
Fig. 2.13 (a)~(h) Transient motions after a breaking of a mooring line



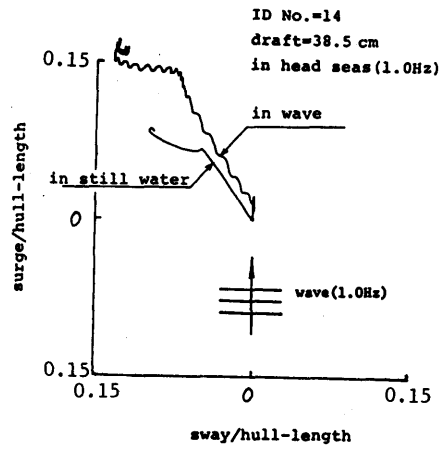
(a)



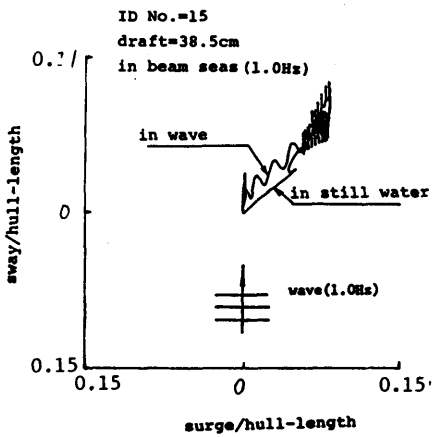
(b)



(c)



(d)



(e)

Fig. 2.14 Trajectories of a semisubmersible in a horizontal plane after a breaking of a mooring line

に基く復原モーメントはレバー（復原艇）が重心の位置によって変化するため、浮体の幾何形状と共に、重心位置にも大きく依存する。従って、同じ形状のセミサブリグでも重心の位置によっては、係留ライン破断後の過渡運動時に大角度の roll, pitch をひきおこす場合があり、静的な力の釣合いのみでは予測しえない危険な状態が存在することがある。

Heave も過渡運動時に静的釣合い位置よりも大きな変位を行うが、単位上下方向変位あたりの復原力が大きいため過渡運動時の最大変位は小さく、安全性にとっては問題にならない。

Fig. 2.14 (a)~(e)には、係留ライン破断後のセミサブリグの水平面内の運動の軌跡を示す。水平面内の移動量は surge, sway 方向共に浮体長さ (2m) の15%程度であり、また波浪中においては静水中の場合に比して波の漂流力のため2~3割大きく変位する。更に、Fig. 2.13 の sway, surge の記録にも見られるように動的影響によるオーバーシュートはほとんどなく、時間経過後の最終的な位置が最大移動量となる。時間経過後の最終的な釣合い位置は係留系の変位一反力特性に依存するため、本実験における結果が直ちに実際の場合に適用できるとは必ずしもいえないが、通常のスラック係留であればおよそこの程度の水平面内の移動 (excursion) を行うものと判断される。

Fig. 2.15 (a)~(d)には破断後の運動に影響をあたえると思われる各種パラメータを変化させて、係留ライン破断後の過渡運動を比較したものを示す。各状態におけるパラメータの値をまとめて Table 2.4 に示す。各種条件の主な違いは排水量、喫水、係留ラインの単位長さあたり重量である。静水中におけるライン破断後の過渡応答について、Fig. 2.15 (a) は係留ラインの単位長さあたり重量が軽くなる (実線と破線) と yaw はなかなか減衰しないことを示している。排水量、喫水による過渡運動の違い (実線と一点鎖線) は roll にはあまりみられないが、排水量と喫水が大きくなると yaw の振動はなかなか減衰しない。また復原性にとって重要な破断後の最初のオーバーシュート時の最大変位はいずれの場合もほぼ同じとなっている。

波の影響を示す Fig. 2.15 (b), (c)では、波浪中におけるライン破断後の長周期動揺の周期は静水中の場合と異なり、また波漂流力によって波浪中における最終的な傾きと静水中の傾きとは異なる。また、Fig. 2.15 (d)には波浪中で係留ラインを適当な時期に破断させた後の過渡運動を同じ状態で2回計測し比較したも

のであるが、破断時の波の位相の影響は漂流力の大きい場合 (1.0Hz) に顕著であり、破断後の応答を把握するためには破断時の浮体と波の位相の相対位置も種々変化させて実験する必要性が認められる。

Table 2.4 Particulars of the model in the experiments on mooring line breakings

ID No.	displacement (kg)	draft (cm)	weight of a mooring line in water (kg/cm)	initial tension (kg)
12	166.5	24.0	0.100	0.345
				0.352
7	166.0	24.0	0.148	0.467
				0.464
14	189.0	38.5	0.100	0.253
				0.300
				horizontal
				vertical

Fig. 2.16 (a)~(f)には縦波中で係留ライン破断後に残された係留ラインに加わる張力の計測値の時刻歴を示した。実験時の波高はすべて約10cmである。Line 1は波上側に残された1本のラインを示し、Line 2は波下側のラインを示す。4隅にとりつけた4本のラインのうち波上側にとりつけた1本の係留ラインが切れた場合、残りの3本が荷重を再分配してうけもつことになるが、もっとも大きな荷重が働くのは波上側に残された1本であると考えられる。図に示すように波上側の係留ラインには波漂流力によって既にある程度の張力が加わっており、ライン破断と共に長周期で張力が変動する。張力の最大値は最初のオーバーシュート時ではなく、数回長周期で変動した後の極大値が最大値となる。運動の記録と対照してみると最初の小さな張力変動は roll や pitch の過渡運動に基づくものであり、張力の最大値を与えるところは surge, sway, yaw などの水平面内の過渡運動により生じていると見ることができる。その絶対値は波のない場合に比して、高周波数の波浪中においてかなり大きくなる場合がありうる。本実験の結果によると、破断後には波上側の係留ラインには最大で1.5kg程度の力が働くから、初期張力の0.6kgを加えると最大張力2.1kg (実機換算260t; 波高5m) となり、各隅を2条ずつの係留ラインで係留したとして破断荷重 (350t~400t/条) に対する安全率は2.7~3.1となる。

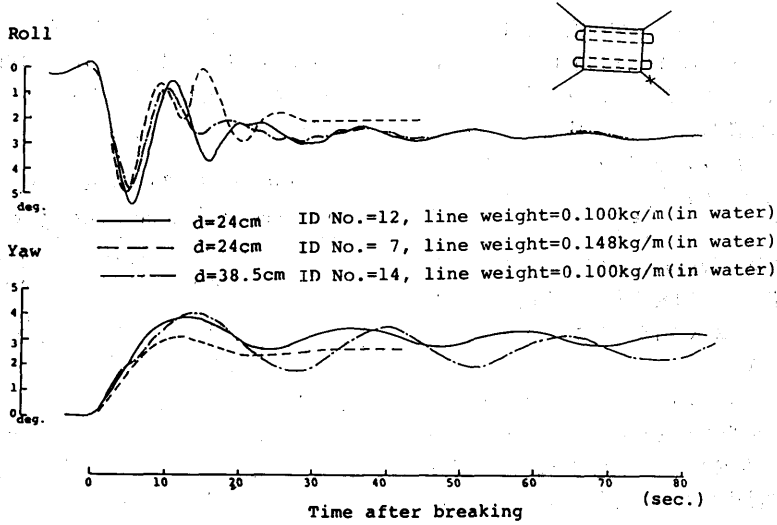


Fig. 2.15 (a) Comparisons of transient motions after a breaking of a mooring line in various conditions (in still water)

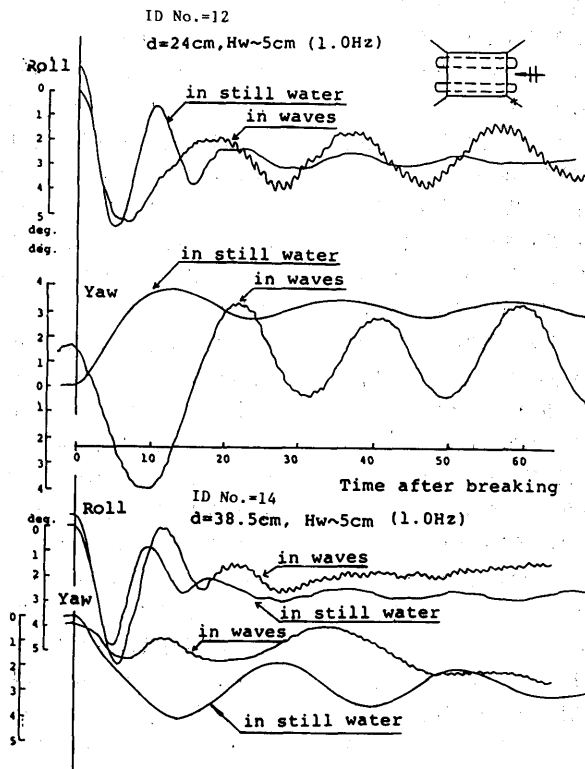


Fig. 2.15 (b) Comparisons of transient motions after a breaking of a mooring line in various conditions (in head seas)

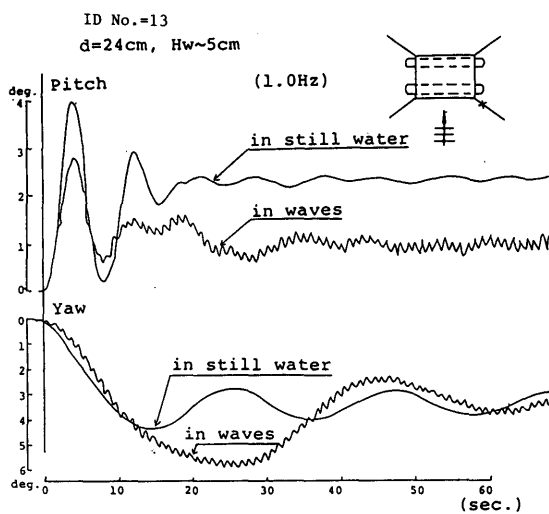


Fig. 2.15 (c) Comparisons of transient motions after a breaking of a mooring line in various conditions (in still water)

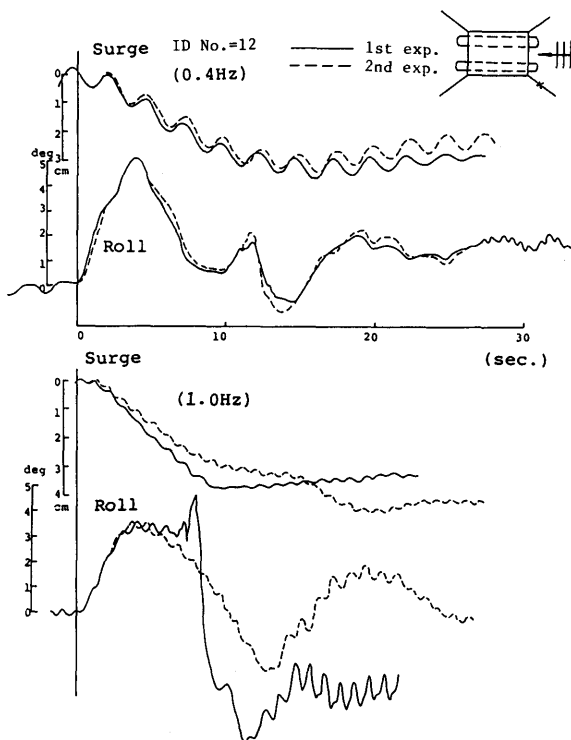


Fig. 2.15 (d) The effects of the timing of the mooring line breaking in waves on the subsequent transient motions

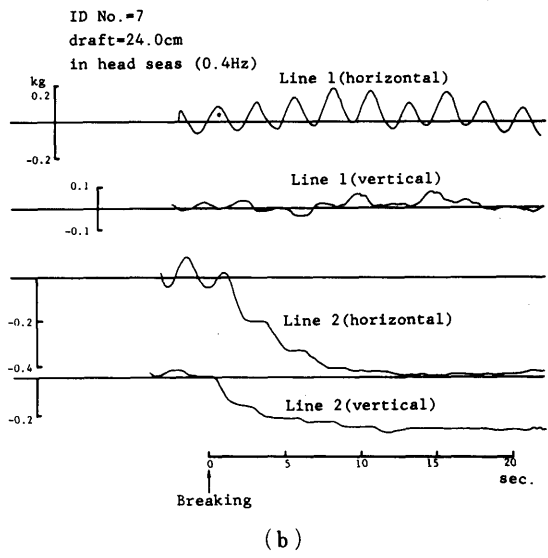
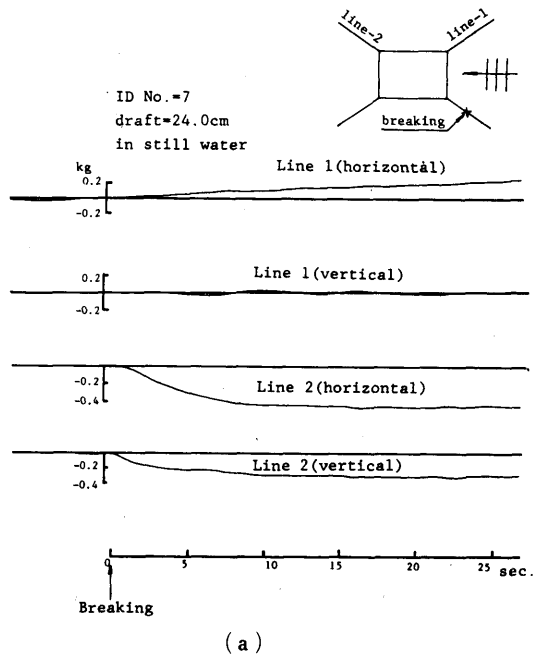


Fig. 2.16 (a)~(f) Variations with time of mooring line tensions after a breaking of a mooring line



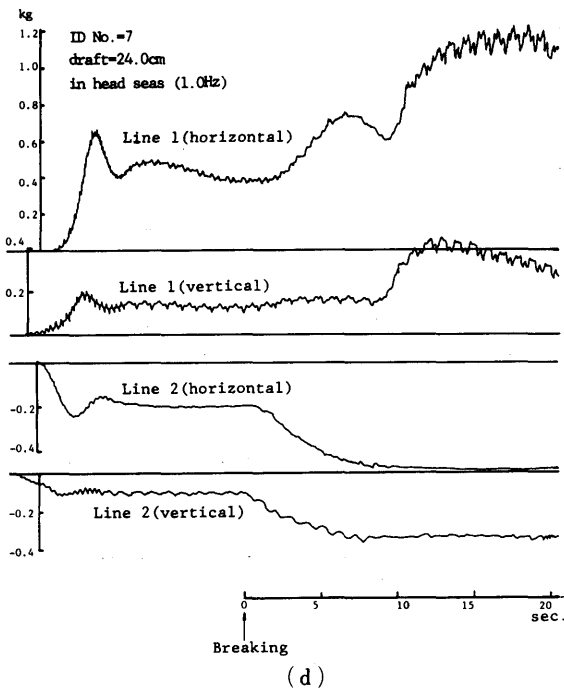
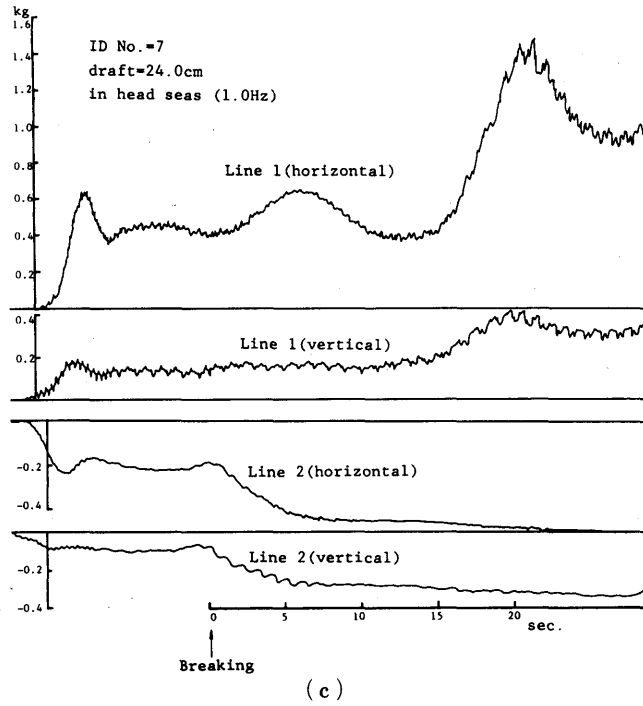
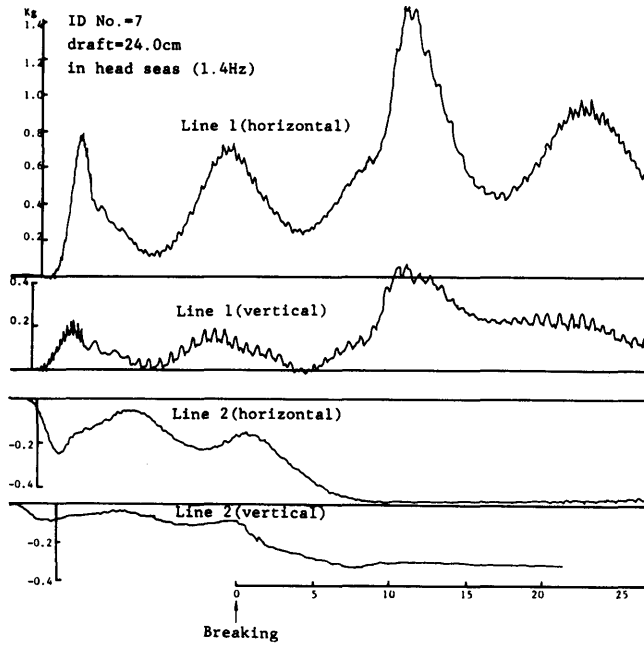
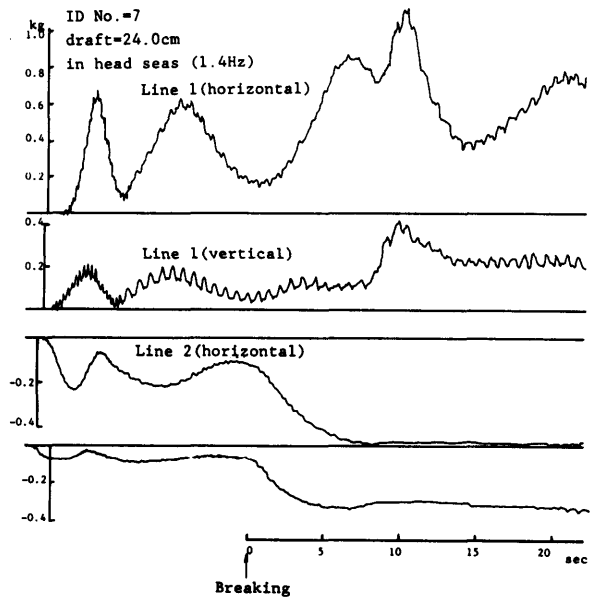


Fig. 2.16 (a)~(f) Variations with time of mooring line tensions after a breaking of a mooring line



(e)



(f)

Fig. 2.16(a)~(f) Variations with time of mooring line tensions after a breaking of a mooring line

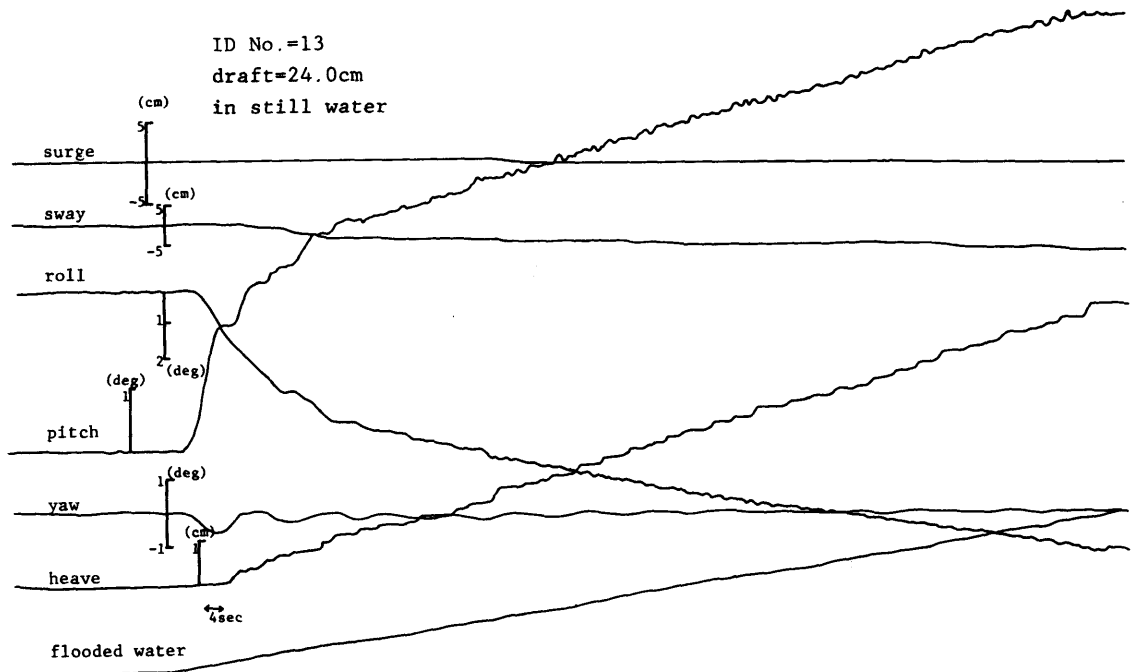


Fig. 2.17 Typical variations with time of 6-degrees-of-freedom of motions during the flooding in a lowerhull

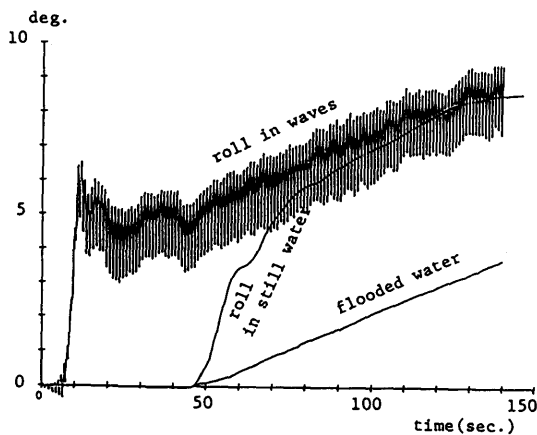


Fig. 2.18 Comparisons of roll motios during the flooding in still water and in head seas (1.0Hz)

#### 2.2.4 内部区画への浸水実験

静水中においてローハルの一区画に浸水させたときの、セミサブリグの6自由度の運動の計測例を Fig. 2.17 に示す。浸水時には係留ライン破断後の過渡応

答時に観察されたような長周期の動揺はほとんど見受けられず、浸水に伴って浮体は単調に沈下、傾斜していく。また、ローハルが水面上に露出したり、デッキの一部が水中に没するようになると水線面積が大きくなって復原力係数、モーメント係数が増すために、沈下、傾斜の速度は急激に鈍くなる。

Fig. 2.18 には静水中、及び規則波中にてローハルの一区画に浸水させたときの、セミサブリグの横揺れの計測例を示す。波浪中においては波による水平、上下方向の定常力のために、浸水が開始する前からかなり定常傾斜 (steady tilt) を行うが、浸水がはじまりある程度時間が経過すれば波浪中の傾斜と静水中の傾斜との差はあまりみられなくなることがわかる。

浸水時に動的な過渡現象が観察されないのは、浸水率 (単位時間あたりの浸水量) に比べて浮体の慣性が大きいためである。通常考えられる浸水時にはこのような条件が満たされるから、その挙動は準静的な現象として扱える。

### 2.2.5 静水中における自由動揺実験

静水中における自由動揺実験は、理論的に推定することが困難な渦の生成に基づく減衰力を実験的に調べる目的で行った。波浪中における減衰力係数は、静水中のものに比して大きいという報告もある<sup>20)</sup>が波浪中における自由動揺実験は実施していない。

実験の解析は次の方法によった。即ち、自由動揺時の浮体の運動方程式を

$$(M+m)\ddot{x} + N\dot{x} + kx = 0 \quad (2.1)$$

( $m$ : 付加質量,  $N$ : 減衰係数,  $k$ : 復原力係数) と仮定すると、その解は

$$x = C \cdot e^{-\alpha t} \cos(\sqrt{\omega_s^2 - \alpha^2} t) \\ (\alpha \equiv N/2(M+m), \omega_s^2 \equiv k/(M+m)) \quad (2.2)$$

となる。従って、実験において得られた自由動揺の波形の山、谷の振幅を Fig. 2.19 に示すように定義すると

$$n_i = C e^{-\alpha t_i} \\ n_{i+1} = C e^{-\alpha(t_i + \frac{\pi}{\omega_s})} \quad (2.3)$$

従って、

$$n_{i+1} = n_i e^{-\frac{\alpha \pi}{\omega_s}}$$

となり、Fig. 2.20 に示すように  $n_i$  に対して  $n_{i+1}$  をプロットしたときの傾き  $A (= \tan \theta)$  より

$$\alpha = -\frac{\omega_s}{\pi} \ln A \quad (2.5)$$

$$N = 2\alpha(M+m)$$

と等価線形減衰係数を求めることができる。この方法では減衰力は動揺速度に比例するとしているが、速度の2乗に比例する減衰力までを考慮した次の運動方程式を仮定し

$$(M+m)\ddot{x} + N\dot{x} + \frac{1}{2}\rho S C_D |\dot{x}| \dot{x} + kx = 0 \quad (2.6)$$

あるいは

$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \beta|\dot{x}|\dot{x} + \omega_s^2 x = 0 \quad (2.7)$$

$\alpha, \beta$  をいわゆる減減曲線からもとめることもできる<sup>20)</sup>。このようにして求めた減衰係数を、各実験状態と共にまとめて Table 2.5 に示す。実験は一例を除いてすべて係留状態で自由動揺実験を行った。セミサブブリグの自由動揺は、特に周期の長い surge, sway, roll, pitch については復原力が小さいためにすぐに減衰してしまい多くのデータを取得するのが困難であるため

得られた減衰係数にばらつきがみられる。特に減減曲線から2次の減衰係数  $\beta$  を求めることは、実際上困難であり、表中には比較的データのまとまっているとみられる数例の上下揺れについてのみ解析したものを示した。また、いわゆる抗力係数  $C_D$  も  $\beta$  から求められるのであわせて示し、更に初期変位を  $a$  としたとき  $2\pi a/B$  ( $B$ : ローハルの幅) にて定義される  $K_C$  数も参考のため示した。 $\beta$  については、同じ状態で繰り返して行った実験から得られた値にかなりの差がみられるなど精度上問題があるが、喫水の浅い場合には大きくなるということはいえそうである。逆に、 $\alpha$  については喫水による差は明瞭ではないが、ポテンシャル理論より求められる造波減衰係数よりかなり大きな値であり、(2.6)式のようなモデル化をした場合には速度に比例した減衰力にも渦の影響が含まれることがわかる。

表中では一例について無係留状態と係留状態を比較しているが、係留の影響は固有周期を短くし、減衰係数を増大させるが、その差はいずれも1%程度である。

なお、固有周期を理論的に推定するためには特に付加質量または付加慣性モーメントを正しく評価することが必要であるが、そのためにはいわゆる Hooft 法では不十分であり、Fig. 2.8 で示したように部材間の流体力学的干渉を考慮した計算をすることが必要となる。

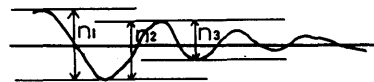


Fig. 2.19 Definition of  $n_i$

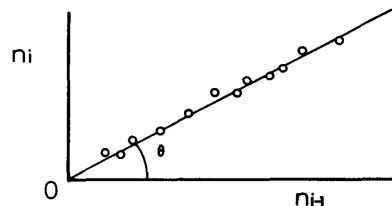


Fig. 2.20 Analysis of damping coefficients

Table 2.5 Natural frequencies and damping coefficients  
obtained from the free oscillation tests

ID No.	喫水 (m)	排水量 (kg)	GM <sub>t</sub> (m)	GM <sub>r</sub> (m)	固有周期 (sec)						減衰係数 $\alpha$ (sec <sup>-1</sup> ) (2.5 式)						減衰係数 (減減曲線より)			Kc
					surge	sway	heave	roll	pitch	yaw	surge	sway	heave	roll	pitch	yaw	$\alpha$ (sec <sup>-1</sup> )	$\beta$ (m <sup>-1</sup> )	C <sub>D</sub>	
																	heave			
1,2	0.440	197.0	0.044	0.051	16.1	19.9	3.34 3.36	6.98	7.01				0.0335 0.0645	0.0780	0.130		0.0247	1.45	0.55	0.34
3,4	0.440	197.0	0.020	0.024	18.6	24.1	3.32 3.33	9.72	9.00				0.0526 0.0504	0.0419	0.0621					
5,6	0.240	166.0	0.038	0.019	13.8	17.3	3.28 3.29	11.7	8.80		0.0906	0.0803	0.0447 0.0616	0.162	0.0684		0.0247	11.3 5.42	3.60 1.73	0.35 0.60
7,8	0.240	166.0	0.042	0.019	15.4	18.4	3.21 3.21	11.7	7.38		0.0950		0.0544 0.0610	0.307	0.136			11.2	3.59	0.77
9	0.240	166.0		0.003		12.8	3.22	24.5				0.132	0.0608							
14,15	0.385	189.0	0.011	0.019			3.24	16.8	21.1	19.7			0.104	0.124	0.0664	0.0221	0.0899 0.1162	1.28 0.56	0.47 0.20	1.06 1.17
18	0.385	189.0	(0.014)	(0.020)			3.32 (3.35)						0.0632 (0.0627)							

( ) : no mooring

### 3. 動的復原性のパラメトリックスタディ

#### 3.1 パラメトリックスタディの目的

前章では、セミサブリグの復原性に及ぼす動的な力の影響を各種のシミュレーション実験により観察し考察を行った。これらの動的現象の理論的な推定は次章で示すように大規模な数値シミュレーションによって可能である。しかしながら動的復原性に及ぼす可能性のあるパラメータは非常に多く、それらのすべての組み合わせについて大規模な数値計算を行うことは得策ではない。従って本章では損傷後の過渡運動に影響を及ぼすと考えられる各種パラメータの影響につき、比較的簡単な理論モデルを用いて定性的ではあるが解析的な考察を行う。

#### 3.2 力のモデル化

損傷時の過渡運動を理論的に考察するために、まず次のような簡単な一次元の運動方程式を考える。

$$m(t) \frac{d^2x}{dt^2} + k(t)x = F(t) \quad (3.1)$$

ここで、 $m(t)$  はセミサブリグの付加質量をも含んだ質量あるいは慣性モーメント、 $k(t)$  は復原力係数、 $F(t)$  は外力、モーメントを表す。実際の運動は6自由度の運動であり、減衰力なども作用するが、まず運動の定性的な傾向を把握するために(3.1)式にて考察する。

考える損傷の形態としては様々なものがあるが、それらは数学的には損傷による力、モーメントのバランスの変化として抽象化できる。即ち、損傷は(3.1)式の $F(t)$ によって特徴づけられるが、 $F(t)$ の具体的な形としては大別して次に示す3つのものが考えられ、その変化の様子はFig. 3.1に示すようになる。

$$F(t) = a\delta(t) \quad (\text{impulsive force}) \quad (3.2)$$

$$= aH(t) \quad (\text{suddenly changing force}) \quad (3.3)$$

$$= at \quad (\text{accumulative force}) \quad (3.4)$$

$$\text{for } t > 0$$

$$= 0 \quad \text{for } t \leq 0$$

ここで、 $\delta(t)$ 、 $H(t)$  は各々 Dirac のデルタ関数、Heaviside のステップ関数である。他の物体との衝突などは impulsive force で表され、係留ライン破断、荷くずれ、構造破損による浮力部の脱落などは suddenly changing force に属する。さらに、浸水は accumulative force にて抽象化される。パラスト水

が急激にではなく、徐々に移動するような場合は suddenly changing force と accumulative force の組み合わせで Fig. 3.2 のような形となる。(3.1)式の各係数  $m(t)$ 、 $k(t)$  が時間によらない定数ならば(3.2)~(3.4)式にて表される $F(t)$ に対応する(3.1)式の解は解析に求められ

$$x(t) = A \sin(\omega t) \quad \text{for (3.2)} \quad (3.5)$$

$$= A \cos(\omega t) \quad \text{for (3.3)} \quad (3.6)$$

$$= At + B \sin(\omega t) \quad \text{for (3.4)} \quad (3.7)$$

$$(t > 0)$$

ここで、 $A$ 、 $B$  は初期条件によって決まる定数である。

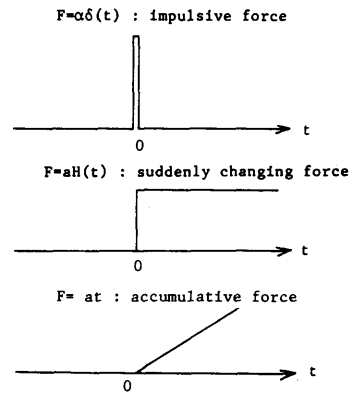


Fig. 3.1 Modelling of forces due to damages

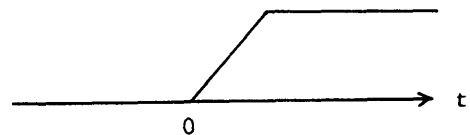


Fig. 3.2 Modelling of a force due to ballast-water transfer

#### 3.3 初期条件のモデル化

損傷を数学的に記述し、その解を求めるためには力のモデル化と共に初期条件も各損傷に応じて適当に設置する必要がある。(3.2)式にて表される $F(t)$ に対応する初期条件は次のようになる。

まず、(3.1)式の両辺を $t$ について $-\epsilon \sim \epsilon$ の範囲

で積分すると

$$\int_{-\epsilon}^{\epsilon} m \ddot{x} dt + \int_{-\epsilon}^{\epsilon} kx dt = \int_{-\epsilon}^{\epsilon} a \delta(t) dt$$

$$m \dot{x}(\epsilon) - m \dot{x}(-\epsilon) + 0 + (\epsilon^2) \dot{x}(\epsilon) = a \quad (3.8)$$

損傷前は静止しているとして  $\dot{x}(-\epsilon) = 0$  より

$$\dot{x}(\epsilon) \sim \dot{x}(0) = a/m, \quad x(0) \sim x(\epsilon) - \epsilon \dot{x}(\epsilon) = 0 \quad (\epsilon)$$

$$(3.9)$$

従って、初期条件は

$$x(0) = 0$$

$$\dot{x}(0) = a/m \quad (3.10)$$

となる。

次に  $F(t)$  が (3.3) 式にて表される場合には

$X = \dot{x}$  とおくと

$$m \ddot{X} + kX = a \delta(t) \quad (3.11)$$

(3.11) 式は (3.2) 式と同じ形であるから初期条件は (3.10) 式により

$$X(0) = 0, \quad \dot{X}(0) = a/m \quad (3.12)$$

即ち

$$\dot{x}(0) = 0, \quad \ddot{x}(0) = a/m \quad (3.13)$$

あるいは、損傷がおこってから時間経過後の静的釣合い位置を変位の零点にとると ( $x(\infty) = 0$ )

$$x(0) = -a/k \quad (3.14)$$

となり

$$x(0) = -a/k$$

$$\dot{x}(0) = 0 \quad (3.15)$$

を初期条件とすることもできる。(3.5), (3.6) 式の  $A$  が各々  $a/m$ ,  $a/k$  に対応する。従って、損傷の大きさは  $a$  にて表され、それに応じて損傷後の運動振幅も決まる。

以上、外力が (3.2), (3.3) 式のように  $t=0$  にて急激に変化する場合には、それらの外力に応じて初期条件が決まったが、外力が (3.4) 式にて表される浸水などの場合には初期条件は外力によっては規定されない。

### 3.4 運動方程式

(3.1) 式では理論的考察を容易にするために、簡単な一次元の運動方程式を考えたがもっと一般的な式は次のようになる。

即ち、一般に物体の挙動を記述する運動方程式は

$$\frac{d}{dt}(Mv) = F \quad (3.16)$$

ここで、 $M$ : 物体の質量,  $v$ : 物体の速度,  $F$ : 外力  
(3.16) 式は

$$v \frac{dM}{dt} + M \frac{dv}{dt} = F \quad (3.17)$$

となる。セミサブリグの運動を考えると、浸水などにより質量が変化する場合には左辺第一項は 0 とならない。(3.17) 式で

$$v = \dot{x} \quad (3.18)$$

( $x$ : セミサブリグの変位,  $\dot{x} = dx/dt$ )

とかくと

$$\dot{x} \frac{dM}{dt} + M \ddot{x} = F \quad (3.19)$$

セミサブリグに加わる外力としては種々のものが考え得るが、そのうちで浮体まわりの流体の変動圧力に起因するものを  $F_0$  とすると

$$F_0 = \iint -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} n_j dS \quad (3.20)$$

ここで

$\rho$ : 流体密度,  $n_j$ : 考えている運動方向への物体表面単位法線ベクトル (物体から流体への方向を正とする) の方向余弦

$\phi$  は浮体まわりの流場を表す速度ポテンシャルで、その求め方は線形理論の範囲で既に確立されている。

$\phi$  が求められると浮体変位の時刻歴は Appendix-1 に示すように次の運動方程式を解くことにより求められる。

$$\sum_{j=1}^6 [(M_{k_j} + m_{k_j}) \ddot{x}_j(t) + \int_0^t K_{k_j}(t-\tau) \dot{x}_j(\tau) d\tau$$

$$+ \dot{x}_j \frac{dM_{k_j}}{dt} + \frac{1}{2} \rho S C_D |\dot{x}_j| \dot{x}_j + C_{k_j} x_j] = F_k(t)$$

$$(k=1, 2, \dots, 6) \quad (3.21)$$

ここで、 $M_{k_j}$ : 浮体の質量,  $m_{k_j}$ : 付加質量,  $K_{k_j}$ : メモリー影響関数,  $C_{k_j}$ : 復原力係数,  $C_D$ : 抗力係数,  $F_k$ : 波, 風, 潮流などによる環境外力

### 3.5 パラメトリックスタディ

原理的にいえば、(3.21) 式で示した運動方程式を解くことによりセミサブリグの挙動を推定できる。しかしながら、すべての項を厳密に取り扱おうとすると計算量が非常に大きくなり、更に各項の厳密な取り扱い方も確立していないものも多い。従って、大型計算機を用いて (3.21) 式を数値的に解いて変位の時刻歴を求める方法については Appendix-1 で述べることとし、本節ではセミサブリグの損傷後の挙動を簡単なモデルを用いて理論的に考察することにより、各種パラメータの影響を調べる。

一般に三次元浮体では、(3.21) 式においてメモリー影響関数  $K_{k_j}(t)$  は時間  $t$  と共に急激に減衰するから、簡単のため (3.21) 式の第 2 項を次のように近似する。

$$\int_0^t K_{kj}(t-\tau)\dot{x}(\tau)d\tau \sim K_{kj}(0)\dot{x}(t) \quad (3.22)$$

更に、大変位に伴う流体力の非線形性、復原力の非線形性は無視して、(3.21)式中の  $m_{kj}$ ,  $K_{kj}$ ,  $C_{kj}$  は変位  $x_j$  によらず一定とする。

このような仮定のもとで、1次元の運動方程式 (3.21) 式を考えると次式で表される。

$$(M+m)\ddot{x} + K(0)\dot{x} + \frac{1}{2}\rho S C_D |\dot{x}| \dot{x} + Cx = f \cos \omega t + f_a \quad (3.23)$$

ただし、規則波中の挙動を考えるものとして、右辺の外力項としては、波と同じ周期で変動する波力  $f \cos \omega t$  と、時間によって変動しない定常力  $f_a$  を考慮する。(3.23) 式は、規格化した形で次のようにも書ける。

$$\ddot{x} + 2\alpha \dot{x} + \eta |\dot{x}| \dot{x} + \omega_n^2 x = f' \cos \omega t + f_a' \quad (3.24)$$

ここで

$$2\alpha \equiv K(0)/(M+m), \quad \eta \equiv \frac{1}{2}\rho S C_D/(M+m) \\ \omega_n^2 \equiv C/(M+m), \quad f' \equiv f/(M+m), \quad f_a' \equiv f_a/(M+m) \quad (3.25)$$

Fig. 3.3 には規則波中におけるセミサブリグの係留ライン破断後の過渡運動の計測例を示すが、この図にみられるように、通常、波の中で何らかの損傷を受けた後のセミサブリグの挙動は、波と同じ周期 ( $2\pi/\omega$ ) で運動する成分と、各運動モードの固有周期 ( $2\pi/\omega_n$ ) で運動する成分より成る。

即ち

$$x = x_h(t_h) + x_i(t_i) \quad (3.26)$$

ここで

$$t_h \equiv \omega t, \quad t_i \equiv \omega_n t \quad (3.27)$$

(3.26) 式に対して、変位を次のように無次元化する。

$$x_h^* \equiv x_h/\zeta_a \\ x_i^* \equiv x_i/L \quad (3.28)$$

ここで、

$\zeta_a$  は入射波振幅、 $L$  はセミサブリグの代表寸法である。

波と同じ周期で変動する変位成分  $x_h$  は波振幅  $\zeta_a$  と同程度のオーダーであるから、

$$x_h^* \sim 0(1) \quad (3.29)$$

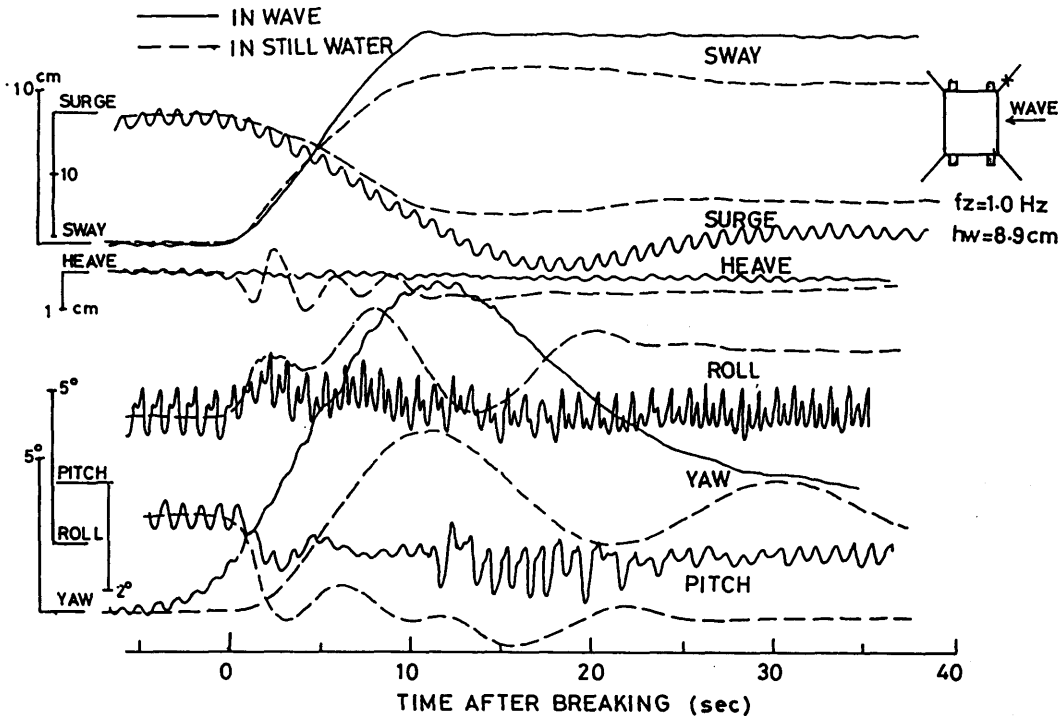


Fig. 3.3 Comparisons of transient motions after a breaking of a mooring line in still water and in waves



長周期で変動する成分は、損傷時 ( $t=0$ ) における初期条件によって決まるが、通常考える損傷に対しては、

$$x_i^* \sim 0 \quad (1) \quad (3.30)$$

となる。

$$\epsilon \equiv \omega_n / \omega, \quad \beta \equiv \zeta_a / L \quad (3.31)$$

なる無次元パラメータを用いて、(3.24)式を無次元化した形でかくと

$$\begin{aligned} & \left( \beta \frac{d^2 x_h^*}{dt_h^2} + \epsilon^2 \frac{d^2 x_i^*}{dt_i^2} \right) + \left( \frac{2\alpha}{\omega} \beta \frac{dx_h^*}{dt_h} + \frac{2\alpha}{\omega_n} \epsilon^2 \frac{dx_i^*}{dt_i} \right) \\ & + \eta L \left( \beta \frac{dx_h^*}{dt_h} + \epsilon \frac{dx_i^*}{dt_i} \right) \left| \beta \frac{dx_h^*}{dt_h} + \epsilon \frac{dx_i^*}{dt_i} \right| \\ & + \epsilon^2 (\beta x_h^* + x_i^*) = \frac{f}{(M+m)\omega^2 L} \cos t_h + \frac{\epsilon^2 f_a}{(M+m)\omega_n^2 L} \end{aligned} \quad (3.32)$$

となる。

(3.32)式より、運動方程式における各項の大きさを比較できる。

$\epsilon$  の大きさは、通常のセミサブリグでは

$$\begin{aligned} \epsilon & \sim 5 \times 10^{-2} \quad \text{for surge, sway, yaw} \\ & \sim 5 \times 10^{-1} \quad \text{for heave} \\ & \sim 1 \times 10^{-1} \sim 1 \times 10^{-2} \quad \text{for roll, pitch} \end{aligned} \quad (3.33)$$

程度の値となる。

surge, sway, yaw, heave に対する  $\epsilon$  は、浮体の幾何学形状と、係留系によって決定されるが、roll, pitch に対する  $\epsilon$  は、重心位置によっても変化する。(3.32)式の各項の大きさは、 $\epsilon$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\eta$  等のパラメータによって決定されるが、たとえば

$$\beta \sim 0 (\epsilon), \quad \eta L \sim 0 (1), \quad \frac{2\alpha}{\omega} \sim 0 (\epsilon) \quad (3.34)$$

として、更に、

$$f / (M+m)\omega^2 L \sim 0 (\epsilon), \quad \epsilon^2 f_a / (M+m)\omega_n^2 L \sim 0 (\epsilon^2) \quad (3.35)$$

とすると

[ $\epsilon$  の 1 次の項]

$$\frac{d^2 x_h^*}{dt_h^2} = \frac{f}{(M+m)\omega^2 L} \cos t_h \quad (3.36)$$

$$\rightarrow x_h^* = -\frac{f}{(M+m)\omega^2 L} \cos t_h \quad (3.37)$$

[ $\epsilon$  の 2 次の項]

$$\epsilon^2 \frac{d^2 x_i^*}{dt_i^2} + \left( \frac{2\alpha}{\omega} \beta \frac{dx_h^*}{dt_h} + \frac{2\alpha}{\omega_n} \epsilon^2 \frac{dx_i^*}{dt_i} \right)$$

$$\begin{aligned} & + \eta L \left( \beta \frac{dx_h^*}{dt_h} + \epsilon \frac{dx_i^*}{dt_i} \right) \left| \beta \frac{dx_h^*}{dt_h} + \epsilon \frac{dx_i^*}{dt_i} \right| + \epsilon^2 x_i^* \\ & = \frac{\epsilon^2 f_a}{(M+m)\omega_n^2 L} \end{aligned} \quad (3.38)$$

(3.38)式の解を解析的に求めることは困難であるが、減衰力を無視すると

$$\frac{d^2 x_i^*}{dt_i^2} + x_i^* = \frac{f_a}{(M+m)\omega_n^2 L} \quad (3.39)$$

となり

$$x_i^* = A \cos t_i + B \sin t_i + \frac{f_a}{(M+m)\omega_n^2 L} \quad (3.40)$$

と求められる。

即ち、波と同じ周期で変動する成分  $x_h^*$  と、長周期で変動する成分  $x_i^*$  は、減衰力を無視すると  $\epsilon$  の 1 次のオーダーまでは各々独立した運動方程式 (3.36), (3.39)式を満たし、その解は解析的に求められて、(3.37), (3.40)式で表される。(3.37), (3.40)式より、波と同じ周期で変動する運動に対する減衰力、復原力の影響は小さく、長周期で変動する成分は、波漂流力により一定量シフトした位置を中心として自由動揺することがわかる。 $x_h^*$  と  $x_i^*$  との連成は減衰力に表れる。

波がないときの運動方程式は

[ $\epsilon$  の 2 次の項]

$$\epsilon^2 \frac{d^2 x_i^*}{dt_i^2} + \frac{2\alpha}{\omega_n} \epsilon^2 \frac{dx_i^*}{dt_i} + \eta L \epsilon^2 \frac{dx_i^*}{dt_i} \left| \frac{dx_i^*}{dt_i} \right| + \epsilon^2 x_i^* = 0 \quad (3.41)$$

となり、減衰力を無視すると、(3.41)式の解は、

$$x_i^* = A \cos t_i + B \sin t_i \quad (3.42)$$

となり、(3.40)式と比較して、波の中の長周期の過渡運動は波のないときの運動に漂流力によるシフト量を加え合わせたものとなるようにみえる。しかしながら、実際には、復原力特性が変位に対して非線形なので、(3.23)式における復原力係数  $C$  が波のない場合と、波の中で定期的にシフトしている場合とで異なるため、(3.40)式と (3.42)式とでは、 $t_i$  が異なり、振動周期が異なる。

上述の議論は各パラメータの大きさを (3.34), (3.35) 式のように仮定したとき成立するもので、 $\epsilon$  はロール、ピッチについては広い範囲で変化しうるし、また、(3.35)式の波力の大きさも海象条件によって変化する。そのような場合には、 $x_i^*$  と  $x_h^*$  の連成は減衰力だけにとどまらないことになる。

波のない場合の、損傷時の過渡運動を (3.23) 式を使って更に詳しく考察する。

波のない時の過渡運動を記述する運動方程式は

$$(M+m) \frac{d^2 x}{dt^2} + K(0) \frac{dx}{dt} + \frac{1}{2} \rho S C_D \left| \frac{dx}{dt} \right| \frac{dx}{dt} + Cx = F \quad (3.43)$$

とかける。

損傷後の過渡運動を考えると外力  $F$  は, (3.2) ~ (3.4) にて与えられる。

係留ライン破断後の運動を考察することとして, 次のような理論モデルを考える。

即ち,  $t=0$  において Fig. 3.4 に示すようなバネ一質点系のうちバネ 1 のバネ定数が  $k_1$  から  $k_2$  に突然変化した後の運動を考える。ここで, バネ 0 は静水圧による復原力係数, バネ 1 は係留系による復原力係数に対応する。従って,  $t=0$  における係留系の一部破断はバネ 1 の  $t=0$  におけるバネ定数の変化として表されると考える。

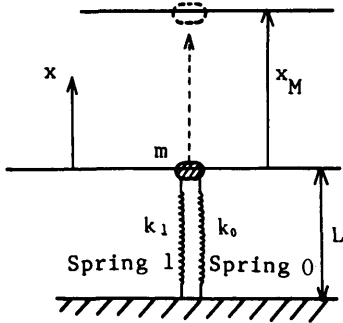


Fig. 3.4 Theoretical model for vertical motions after a breaking of a mooring line

バネ 0, 1 の自然長を各々  $l_0, l_1$  とすると,  $t > 0$  における運動方程式は

$$(M+m) \ddot{x} + K(0) \dot{x} + \frac{1}{2} \rho S C_D |\dot{x}| \dot{x} + k_0(L+x-l_0) + k_2(L+x-l_1) = -mg \quad (3.44)$$

あるいは

$$(M+m) \ddot{x} + K(0) \dot{x} + \frac{1}{2} \rho S C_D |\dot{x}| \dot{x} + (k_0+k_2)x = -mg + k_0(l_0-L) + k_2(l_1-L) \quad (3.45)$$

初期条件は,  $t=0$  における位置を  $x=0$  としている

(562)

から (3.15) 式より

$$x(0) = 0, \quad \dot{x}(0) = 0 \quad (3.46)$$

となる。

$C_D = 0$  のとき, (3.46) の条件のもとで (3.45) 式を解くとその解は

$$x = \frac{mg - k_0(l_0 - L) - k_2(l_1 - L)}{k_0 + k_2} e^{-\alpha t} \cos(\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} t) + \frac{-mg + k_0(l_0 - L) + k_2(l_1 - L)}{k_0 + k_2} \quad (3.47)$$

ここで

$$\alpha \equiv K(0)/2(M+m), \quad \omega_0^2 \equiv (k_0 + k_2)/(M+m) \quad (3.48)$$

(3.47) 式にて表される過渡変位  $x$  の時刻歴の概略図を Fig. 3.5 に示す。

セミサブリグの安全性の観点からは第二章で述べたように, 損傷後の過渡運動時の最大変位, 傾斜が重要となる。過渡運動時の変位が (3.47) 式にて与えられるとき, 最大変位  $x_M$  は損傷後の最初のオーバーシュート時に実現され

$$x_M = x_0(1 + e^{-\alpha t_0}) \quad (t_0 = \pi/\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}) \quad (3.49)$$

となる。ここで  $x_0$  は

$$x_0 = \frac{-mg + k_0(l_0 - L) + k_2(l_1 - L)}{k_0 + k_2} \quad (3.50)$$

であり損傷後の静的釣合い変位を表す。即ち, 損傷後の過渡運動時には動的影響により最大変位は静的釣合い変位の  $x_M/x_0$  倍になりうる。

$$x_M/x_0 = 1 + e^{-\alpha t_0} \quad (3.51)$$

従って, 過渡運動時の最大変位には減衰力が大きく影響しその推定が重要なことがわかる。

$\alpha = 0, C_D = 0$  のときは,  $x_M/x_0 = 2$  となる。

あるいはエネルギーの関係から

$$E_0 = E_1 + W \quad (3.52)$$

ここで

$E_0$ :  $t=0$  における力学的エネルギー

$E_1$ :  $t=t_0$  における力学的エネルギー

$W$ :  $t=0 \sim t_0$  の間に浮体がなした仕事であり

$$E_0 = \frac{1}{2} k_0 (l_0 - L)^2 + \frac{1}{2} k_2 (l_1 - L)^2$$

$$E_1 = \frac{1}{2} k_0 (l_0 - L - x_M)^2 + \frac{1}{2} k_2 (l_1 - L - x_M)^2 + mg x_M$$

$$W = \int_0^{t_0} K(0) \dot{x}^2 dt \quad (3.53)$$

であるから, (3.52)式より

$$\frac{1}{2} k_0 (l_0 - L)^2 + \frac{1}{2} k_2 (l_1 - L)^2 = \frac{1}{2} k_0 (l_0 - L - x_M)^2$$

$$+ \frac{1}{2} k_2 (l_1 - L - x_M)^2 + mg x_M + \int_0^{t_0} K(0) \dot{x}^2 dt \quad (3.54)$$

(3.54)式から  $x_M$  を求めるには,  $\dot{x}$  の時刻歴が必要であり, 一般には  $x_M$  の陽な式は求められないが  $\alpha = 0$

のときは

$$x_M \left\{ \frac{1}{2} (k_0 + k_2) x_M - k_0 (l_0 - L) - k_2 (l_1 - L) + mg \right\} = 0$$

(3.55)

即ち,

$$x_M = 2x_0$$

となる。

$\alpha > 0$  のときは,

$$\int_0^{t_0} K(0) \dot{x}^2 dt > 0 \quad (3.56)$$

だから, 一般に

$$x_M < 2x_0 \quad (3.57)$$

となる。

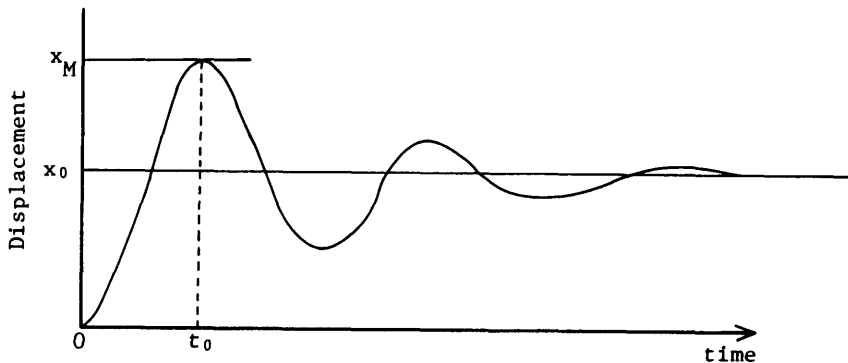


Fig. 3.5 Typical transient motions after a breaking of a mooring line

以上の関係を, 変位—復原力曲線を用いて示すと, Fig. 3.6 のようになる。Fig. 3.6 で, 面積  $A =$  面積  $E + C + B + D$  であり,  $C, B, D$  の部分が各々減衰力, 重力, バネ 1 により消費されるエネルギーである。

以上の議論では, 復原力として係留系によるものと, 静水圧によるものを考え, 変位の方向も鉛直方向として, 重力の影響も考慮した。従ってこのモデルは係留ライン破断後の heave, roll, pitch の運動に対応するものである。

次に, 係留ライン破断後の水平面内の運動, 即ち surge, sway, yaw の運動を考慮するために, Fig. 3.7 に示す様なモデルを考え,  $t=0$  においてバネ 1 の定数が  $k_1$  から  $k_2$  ( $k_2 < k_1$ ) に変化した後の質点の挙動を考える。水平面内の運動に対しては静水圧による復原力

は働かないから, Fig. 3.4 のバネ 0 に対するものは考えない。

2本のバネ 1, 2 の自然長を  $l_1$  とすると  $t > 0$  における運動方程式は  $C_0 = 0$  として

$$(M+m)\ddot{x} + K(0)\dot{x} + k_2(L+x-l_1) - k_1(L-x-l_1) = 0 \quad (3.58)$$

初期条件  $x(0) = 0, \dot{x}(0) = 0$  のもとに (3.58) 式を解くと,

$$x = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} (L - l_1) e^{-\alpha t} \cos(\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} t) + \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} (L - l_1) \quad (3.59)$$

$$(\alpha \equiv K(0)/2(M+m), \omega_0^2 \equiv (k_1 + k_2)/(M+m))$$

となる。

静的釣合い位置  $x_0$  は、

$$x_0 = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} (L - l_1) \quad (3.60)$$

だから、

$$x = x_0 (1 - e^{-\alpha t} \cos \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} t) \quad (3.61)$$

従って、 $x$  の最大値  $x_M$  は、

$$x_M = x_0 (1 + e^{-\alpha t_0})$$

$$(t_0 = \pi / \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}) \quad (3.62)$$

となる。

この場合も、減衰係数  $\alpha$  が 0 ならば、

$$x_M = 2x_0 \quad (3.63)$$

となる。

更に、エネルギーの関係から

$$\frac{1}{2} k_1 (l_1 - L)^2 + \frac{1}{2} k_2 (l_1 - L)^2$$

$$= \frac{1}{2} k_1 (l_1 - L + x_M)^2 + \frac{1}{2} k_2 (l_1 - L + x_M)^2 + \int_0^{t_0} K(0) \dot{x}^2 dt \quad (3.64)$$

$\alpha = 0$  のときは

$$x_M \left\{ \frac{1}{2} (k_1 + k_2) x_M - k_1 (L - l_1) + k_2 (L - l_1) \right\} = 0 \quad (3.65)$$

となって、

$$x_M = 2x_0 \quad (3.66)$$

が得られる。

一般に  $\alpha > 0$  のときは、

$$x_M < 2x_0 \quad (3.67)$$

となる。

セミサブリグを対象とすると、水平面内運動に対する復原力は、係留系によるものだけであり、heave, roll, pitch に対する復原力に比べて小さく、従って、固有周期が長くなる。よって、(3.62) 式の  $t_0$  は一般に heave, roll, pitch に比して大きくなり、係留ライン破断後の水平面内運動がオーバーシュートして最大値に達するまでの時間は鉛直面内運動 (heave, roll, pitch) に比較して長くなるのがわかる。(3.47) (3.61) 式は Fig. 2.13 にて示した計測例を定性的に説明する。ただし、計測例においては surge, sway の運動について静的釣合い変位  $x_0$  を越えるような変位がみられないが、これは最大値に到達するまでの時間が長いから、その間に減衰力等によりエネルギーを散逸してしまうためと考えられる。

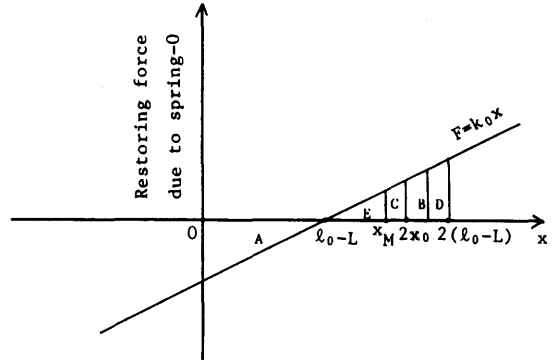


Fig. 3.6 Energy relationship before and after a breaking of a mooring line

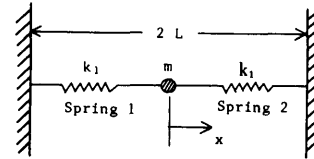


Fig. 3.7 Theoretical model for horizontal motions after a breaking of a mooring line

セミサブリグにおいては、復原力は、静水圧に起因するもの、係留系に起因するもの共に、変位の一次関数ではなく、変位に関して非線形な形となるのが一般的である。

従ってより厳密な運動方程式は、

$$(M + m) \ddot{x} + K(0) \dot{x} + f(x) = F \quad (3.68)$$

となる。 $f(x)$  が  $x$  に関して非線形な関数である場合、その解は解析的に求められないことが多い。復原力が変位  $x$  に関して非線形な関数である場合にも前述のエネルギーと仕事の関係は成立する。

即ち、Fig. 3.8 に示すような復原力—変位特性を有するセミサブリグの損傷前の変位を零とし、損傷後の静的釣合い位置を  $x_0$  としたとき、

$t_0$  : 損傷後、最大変位に至るまでの時間

C :  $t = 0 \sim t_0$  の間に減衰力によって散逸されるエネルギー

D: 破断したライン以外の係留ラインのポテンシャルエネルギー (弾性エネルギー) の増加

E:  $t=0 \sim t_0$  の間のセミサブリグの重心の鉛直方向の移動によるポテンシャルエネルギーの増加  
 とすると, Fig. 3.8 における面積 (エネルギー) A から (C+D+E) の面積を差し引いた残りが, セミサブリグを変位, 傾斜させるのに使われる仕事量になる。従って, 係留ライン破断前の復原力-変位曲線を使って, 面積の関係から  $x_M$  が Fig. 3.8 のように書ける。

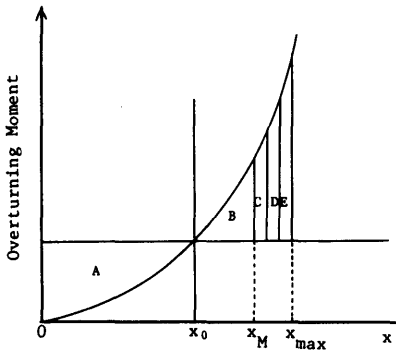


Fig. 3.8 Energy relationship before and after a breaking of a mooring line (under nonlinear restoring force)

ただし, D, E は  $x_M$  に, C は変位の時刻歴に依存するから, 図より  $x_M$  が求められるわけではないが,  $x_M$  のとりうる最大値は, Fig. 3.8 の  $x_{max}$  であり, また, C, D, E の面積は A の面積のたかだか 1~2 割程度であろうから,  $x_M$  の概略は Fig. 3.8 より求められることになる。

代表的なセミサブリグを考え, 長さ L, 幅 B とする。4 隅を係留されているものとする, 各隅の係留ライン群の張力 T は, リグの排水量を W として,

$$T/W \sim 1/400 \quad (3.69)$$

程度である。このとき, ある一隅の係留ライン (群) が破断したとすると, 静的釣合い傾斜角  $\theta_0$  (pitch),  $\varphi_0$  (roll) は,

$$\theta_0 \sim \frac{T \cdot L/2}{W \cdot GM_t}$$

$$\varphi_0 \sim \frac{T \cdot B/2}{W \cdot GM_t} \quad (3.70)$$

ここで,  $L=100m, B=80m, GM_t=GM_r=1m$  として,  $T/W$  は (3.69) 式の値を用いると,

$$\theta_0 \sim 7 \text{ deg}, \varphi_0 \sim 6 \text{ deg} \quad (3.71)$$

となり

$$\theta_M \sim 2 \theta_0 / (1 + \Delta), \varphi_M \sim 2 \varphi_0 / (1 + \Delta) \quad (3.72)$$

と推定できる。 $\Delta$  は, Fig. 3.8 の (C+D+E)/B を表す量で,  $\Delta \sim 0.2$  とすると,

$$\theta_M \sim 11.5 \text{ deg}, \varphi_M \sim 10.0 \text{ deg} \quad (3.73)$$

となって係留破断時の最大傾斜の概略値が得られる。

以上の考察は, 損傷による力の変化が (3.3) 式のようにステップ関数で表される場合, 即ち, 係留ライン破断, 荷崩れ, 構造破損による浮力部の脱落などの損傷後の運動に適用できる。

他の物体との衝突など, 力の変化が (3.2) 式で表されるように, インパルス的な場合にも, Fig. 3.4, Fig. 3.7 に示したモデルを用いて考察できる。ただし, この場合は, バネ定数は変化せず初期条件 (3.10) 式のもとに運動方程式を解くことになる。 $t=0$  における初速度,  $t>0$  における最大変位  $x_M$  は衝突時に受ける力積に比例する。

この場合も, Fig. 3.8 と同様なエネルギーと仕事の関係が成り立つ。即ち, Fig. 3.9 に示すように, 復原力-変位曲線で,

$$A + C = \frac{1}{2} M v(0)^2 \quad (3.74)$$

(M: 浮体の質量,  $v(0)$ : 初速度)

となる  $x_{max}$  が, 減衰力を無視したときの最大変位で, 図中の  $x_M$  が減衰力を考慮したときの最大変位となる。ただし, この場合には, 静的釣合い位置は  $t < 0$  における位置と一致するから, Fig. 3.8 における D, E は零で,  $x_0$  も零となる。

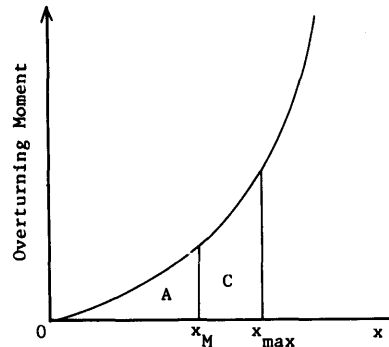


Fig. 3.9 Energy relationship after a collision

最後に、浸水の場合は、外力は (3.4) 式のように時間と共に増加する。更に、浮体の質量も浸水と共に変化することを考慮すると (3.21) 式より運動方程式は、

$$(M+m+at) \frac{d^2x}{dt^2} + (K(0)+\alpha) \frac{dx}{dt} + Cx = At \quad (3.75)$$

と書ける。

ここで、 $\alpha$  は浸水率で、浸水による単位時間あたりの浮体の質量の増加を表し、 $A$  は単位時間あたりの浸水重量である。

(3.75) 式の特解は

$$x = \frac{A}{C} \left\{ t - \frac{1}{C} (K(0)+\alpha) \right\} \quad (3.76)$$

となり、一般解は

$$x = x_1(t) + \frac{A}{C} \left\{ t - \frac{1}{C} (K(0)+\alpha) \right\} \quad (3.77)$$

と書ける。 $x_1(t)$  が浸水時の動的な力の過渡運動への影響を表す項で

$$\begin{aligned} x_1(t) = & C_1 \left( t + \frac{M+m}{\alpha} \right)^{\kappa(0)/\alpha} (1-\beta) \left\{ \frac{1}{1-\beta} \right. \\ & \left. - \frac{\gamma \left( t + \frac{M+m}{\alpha} \right)}{1! (1-\beta) (2-\beta)} + \dots \right\} \\ & + C_2 \left\{ 1 - \frac{\gamma \left( t + \frac{M+m}{\alpha} \right)}{1! \cdot \beta} + \frac{\gamma^2 \left( t + \frac{M+m}{\alpha} \right)^2}{2! \cdot \beta (1+\beta)} + \dots \right\} \end{aligned} \quad (3.78)$$

である。

ここで、

$$\gamma \equiv C/\alpha, \quad \beta \equiv 1 + K(0)/\alpha \quad (3.79)$$

であり、 $C_1, C_2$  は初期条件により決定される。

浸水率が非常に小さい場合 ( $\alpha \sim 0$ ) には、 $x_1(t) \sim 0$  で動的影響がなくなって、浸水時の運動は (3.77) 式の第 2, 3 項のみで表され、浸水と共に変位が単調に増加することになる。

### 3.6 波の影響

損傷後のセミサブリグの挙動に及ぼす波の影響を調べるため、Fig. 3.4 に示したモデルにて、規則波中で係留ラインを破断した場合を考える。

運動方程式は、(3.44) 式に対応して

$$\begin{aligned} (M+m)\ddot{x} + K(0)\dot{x} + \frac{1}{2} \rho S C_D |\dot{x}| \dot{x} + k_0(L+x-l_0) \\ + k_2(L+x-l_1) = -mg + f \sin \omega t \end{aligned} \quad (3.80)$$

となる。ここで、右辺の  $f \sin \omega t$  が波による力を表す。

(3.80) 式の解は、 $x(0) = 0, \dot{x}(0) = 0$  とすると

$$\begin{aligned} x = x_0 \{ 1 - e^{-\alpha t} \cos(\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} t) \} + A \sin(\omega t - \phi) \\ (\alpha \equiv K(0)/2(M+m), \quad \omega_0^2 \equiv (k_0 + k_2)/(M+m)) \end{aligned} \quad (3.81)$$

ここで、 $x_0$  は損傷後の静的釣合い変位であり、

$$A = \frac{f}{\sqrt{\alpha^2 \omega^2 + (\omega^2 - \omega_0^2)^2}}$$

$$\tan \phi = -\alpha/\omega \quad (3.82)$$

である。

(3.81) 式によれば、損傷後の運動は、長周期の自由動揺に、波と同じ周期で変動する成分が単純に重畳された形となっている。従って、損傷後の過渡運動中の最大変位  $x_M$  はたかだか、

$$x_M = x_0(1 + e^{-\alpha t_0}) + A \quad (3.83)$$

となる。

実際には、波浪中では定常漂流力のため、損傷前の係留ラインの初期張力、従って係留ライン破断によって開放されるエネルギーの量が静水中の場合と異なり、また非線形な復原力特性のため、(3.80) 式におけるバネ定数  $k_0, k_2$  も静水中におけるものと異なる。更に、別な形の波の影響としては、(3.38) 式で示したように、波の中と静水中での減衰力のちがいも考えられる。

波浪中における浸水の場合の運動方程式は、(3.23) 式に対応して

$$\begin{aligned} (M+m+at) \frac{d^2x}{dt^2} + (K(0)+\alpha) \frac{dx}{dt} + Cx \\ = At + f \sin \omega t \end{aligned} \quad (3.84)$$

となる。

(3.84) 式の解は、

$$x = x_{1P}(t) + \frac{A}{C} \left\{ t - \frac{1}{C} (K(0)+\alpha) \right\} \quad (3.85)$$

と書ける。

ここで、(3.78) 式の  $x_1$  を

$$x_1(t) = C_1 x_{11} + C_2 x_{12} \quad (3.86)$$

と表わしたとき、 $x_{1P}(t)$  は

$$x_{1P}(t) = C_1 x_{11} + C_2 x_{12} + x_{10} \quad (3.87)$$

となる。

$x_{10}$  は、

$$\begin{aligned} x_{10} = & -x_{11} \int_0^t \frac{S}{W(x_{11}, x_{12})} x_{12} dt \\ & + x_{12} \int_0^t \frac{S}{W(x_{11}, x_{12})} x_{11} dt \end{aligned} \quad (3.88)$$

与えられる。

ここで、 $W(x_{11}, x_{12})$  はロンスキアンで、 $S$  は、

$$S(t) \equiv f \sin \omega t / (M+m+at) \quad (3.89)$$

である。

結局 (3.84) 式の解は、

$$x = x_{10} + C_1 x_{11} + C_2 x_{12} + \frac{A}{C} \left\{ t - \frac{1}{C} (K(0) + \alpha) \right\} \quad (3.90)$$

となる。(3.90) 式の右辺第一項が波と同じ周期で変動する成分を表す。(3.90) 式はみかけ上は、静水中における解 (3.78) に、波と同じ周期で変動する成分  $x_{1p}$  が単純に重畳された形となっているが、係留ライン破断の場合に述べたように、波による定常漂流力のため、 $t=0$  (浸水開始時) における復原力係数  $C$  が静水中の場合と異なる。しかし、浸水の場合は、いずれにしても時間の経過と共に傾斜し、それによる復原力係数の変化が支配的となり、波の影響は目立たなくなる。

### 3.7 過渡運動に影響を与えるその他の要因

#### 3.7.1 非線形性

セミサブブリグの損傷後の過渡運動は大変位、長周期運動であるために、厳密に言えば、流体力、復原力、外力等の変位に対する非線形性を考慮する必要がある。しかしながら、セミサブブリグの復原性の観点からは、これらの非線形性は、通常ブリグの傾斜、変位を妨げる方向に作用する。たとえば、粘性抗力は速度と同じ位相をもち、復原力モーメントは、傾斜に伴って急激に大きくなる。

流体力の非線形性については、その非線形性のためにセミサブブリグの運動が大きく変化するとは考えにくい。計算にてその現象を実証するには、時々刻々の流体力の変化を考慮しつつ運動のタイムヒストリーを求める必要があり、計算量は膨大で、これまでこのような計算を行った例はみあたらない。

外力の非線形性の一つとして、波による定常力がある。即ち、2ローハルで構成されるセミサブブリグでは、傾斜によって各ローハルの没水深度が異なると、波によって各ローハルに加わる上下方向の定常力の差によって定常な転倒モーメントを生ずる。この現象は *steady tilt* として知られている。*Steady tilt* といえは通常 *roll* 方向の定常傾斜を意味するが、今回の実験によれば、縦波中において *pitch* 方向の定常傾斜も顕著であった。

更に、変動波力についてもローハル等の没水部の深度が傾斜により浅くなると、線形理論にては推定精度が悪くなる。

流体力や波力の非線形性は、復原性のみならず、運動や強度などの面でも重要であるので、各々独立した項目として盛んに研究が行われており、すぐに解決で

きる問題ではない。しかしながら、セミサブブリグの復原性の問題に限れば、流体力、復原力、外力の非線形性のうち重要なものは復原力であり、復原力については、係留系によるもの、静水圧によるもの共に、時間領域での運動計算において各時間ステップ毎にその変化を計算することは、それほど時間のかかることではない。

#### 3.7.2 連成運動

3.5の理論的考察においては、1自由度変位モデルを用いたが、実際のセミサブブリグでは6自由度の運動を考慮する必要がある、しかも損傷により大変位、大傾斜を行うと、6自由度の運動すべてがお互いに連成しあうことになる。Fig. 2.12 にて示した横波中浸水時における縦揺れはその典型的な例である。

#### 3.7.3 同調現象

セミサブブリグに限らず、構造物の設計にあたっては、外力と何らかの同調現象がおこる可能性を排除することが重要な項目の一つとなる。セミサブブリグは、*heave, roll, pitch* の固有周期が通常実海域に出現する波の周期よりかなり大きくなるように設計されているため、非損傷時 (*intact condition*) に同調現象があまり問題になることはない。しかしながら、係留ラインの破断等の損傷を受けて大傾斜を行うと復原力の非線形性のために、外力の周期の1/2, 1/3で同調のおこる可能性が現れる。

他のタイプの同調現象として、浸水区画の自由水のスロッシング現象がある。

いずれにしても、運動方程式の上では、復原力が非線形な場合や、自由水がある場合には、同調現象がおこりうるが、実験ではそのような現象は観察されていない。

以上セミサブブリグに係留ライン破断や、浸水などの損傷がおこった場合の過渡応答について論じてきたが、パラメトリックスタディの結果得られた結論のうち主なるものを列挙すると次のようになる。

(1) セミサブブリグが、係留ライン破断、荷くずれ、浮力部材の脱落、あるいは衝突などの損傷をうけて、力、モーメントのバランスが急激にくずれた後の過渡運動には、動的影響が顕著であり、浮体は自由動揺を行った後徐々に静的釣合い位置に収束する。このときの過渡運動時の挙動に影響を及ぼすパラメーターは種々考えうるが、復原力の影響がもっとも大きく、挙動の推定にあたっては時々刻々の浮体の姿勢、位置に対する復原力を正しく与える必要がある。

(2) 過渡運動時の最大変位、傾斜は、セミサブリグの安全性に対して重要な項目であるが、その絶対値は、復原力と共に、減衰力にも大きく影響される。過渡運動は長周期運動を含むので、減衰力のうち、粘性抗力に基づくものの推定が重要である。

(3) 浸水などのように、重量物、あるいは力が徐々に累積して加わる場合、動的影響による振動的な過渡運動は小さく、浸水が進行しているときのセミサブリグの変位、傾斜は静的な釣合いだけによってほぼ決まってしまう。従って、波浪中において浸水する場合には、静水中における浸水時の挙動を平均位置として、そのまわりに波と同じ周期で変動する挙動を示す。

#### 4. 動的現象のシミュレーション計算及び実験との比較

第2章で実験例を示したような動的挙動は、第3章で示したように解析的にある程度定性的な予測ができ、復原性能の考察のためにはこのような解析的な取り扱い是有用である。しかしながら、与えられた外乱に対する浮体の3次元的な挙動を定量的に精度よく推定するためには、セミサブリグのような複雑な幾何学的形状をもつ物体では数値計算に頼らざるを得ない。

セミサブリグの損傷を想定したシミュレーション計算例は少ないが、Moncarz<sup>24)</sup>らは浸水時の計算を行い、Matsuura<sup>25)</sup>らは浸水、走錨、係留ライン破断などのシ

ミュレーション計算を行っている。また Naess<sup>26)</sup>らは浸水、バラストウェイト移動、係留ライン破断、SR 192研究部会<sup>17)</sup>、Paulling<sup>ら</sup><sup>28)</sup>は浸水のシミュレーション計算を行っている。更に、Morch<sup>27)</sup>らは実機での係留ライン破断実験を行って、長周期運動時の減衰係数の検討を行っている。

本研究においては、時間領域におけるセミサブリグの挙動に関して、実用的に可能な範囲でなるべく精度のよいシミュレーションプログラムを開発することの方針で、動的復原性評価プログラムの開発を行った<sup>28)</sup>。計算法及びプログラムの詳細は Appendix-1 で述べることにし、本章では、シミュレーション計算結果と実験結果との比較例を示す。なお、シミュレーション計算を行う際に必要となるメモリー影響関数はセミサブリグ全体をパネルに分割し特異点分布法により計算したが、その結果は Appendix-1 に示す。

##### 自由動揺

Fig. 4.1 (a),(b)は係留時のセミサブリグの上下揺れ、船首揺れの自由動揺のシミュレーション計算を行った結果を示したものである。減衰力としては (A. 1.22) 式にて示したように速度の2乗に比例する項を考慮した。抗力係数  $C_D$  としては Table 2.5 より喫水 38.5cm では 0.5 程度であると推定されるが、シミュレーション計算によると実験結果に比べて減衰がかなり

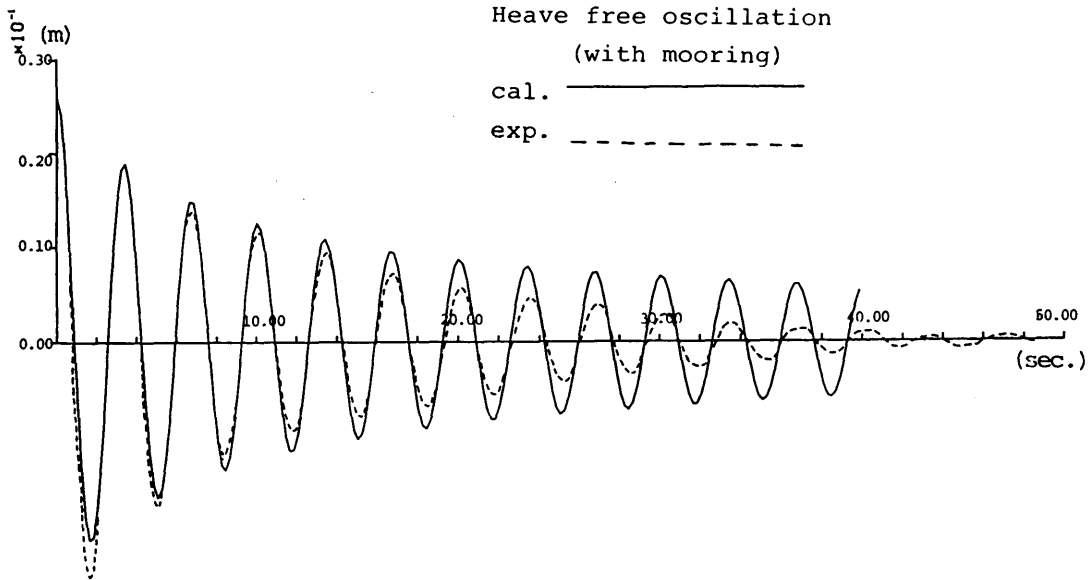
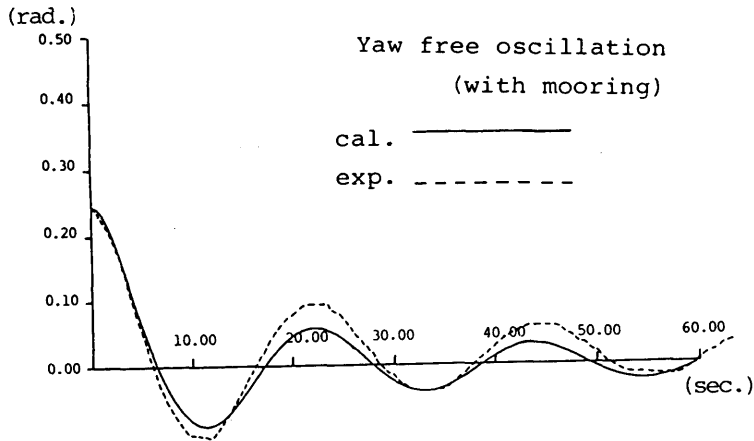


Fig. 4.1 (a) Theoretical simulation of a free oscillation (heave)





(b) Theoretical simulation of a free oscillation (yaw)

小さいという結果が得られた。従って、Fig. 4.1(a), (b)に示した計算結果は実験結果にあうように $C_D=5.5$ として計算したものである。しかしながら、上下揺れの場合には振幅の小さいところで依然として実験の方が早く減衰し、定量的にかなり大きな差がみられる。これは、2.2.5節でも述べたように速度の2乗に比例した減衰力以外に、速度に比例した減衰力もポテンシャル理論に基づく造波減衰力に比べてかなり大きくなるためであると考えられる。固有周期については、計算値と実験値とはよく一致している。

Fig. 4.2は静水圧に基づく復原力として、非線形な復原力を考慮した場合と線形な復原力のみを考慮した場合の自由縦揺れのシミュレーション結果を比較したものである。このように復原力の非線形性を考慮して動的挙動の時刻歴を計算することは比較的簡単である。

#### 係留ライン破断

Fig. 4.3は係留ライン破断後の過渡運動のシミュレーション計算結果を実験値と比較したものである。実験値との一致はよいとはいえないが、roll, pitch, yawについては定量的にもかなり実験値を説明しうる結果が得られている。このような長周期の運動は浮体に働く流体力が小さいため、精度よく推定することは困難であり、理論モデル、数値計算法などを更に検討することが必要である。

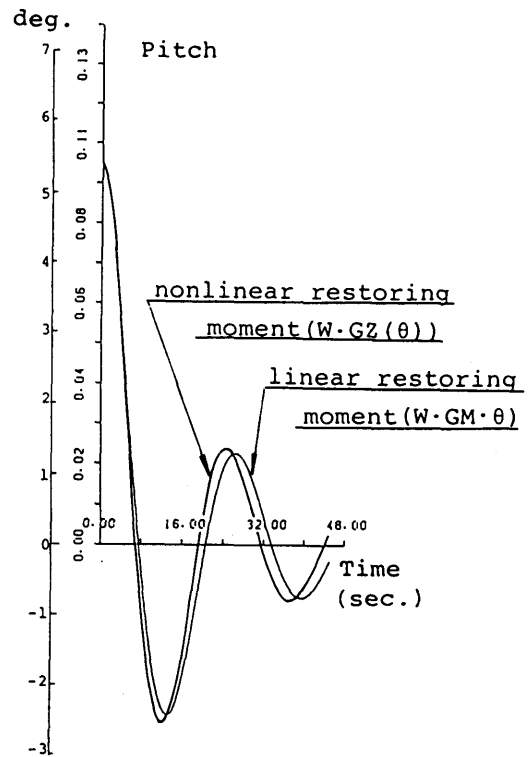


Fig. 4.2 Theoretical simulation of a free oscillation under nonlinear restoring forces

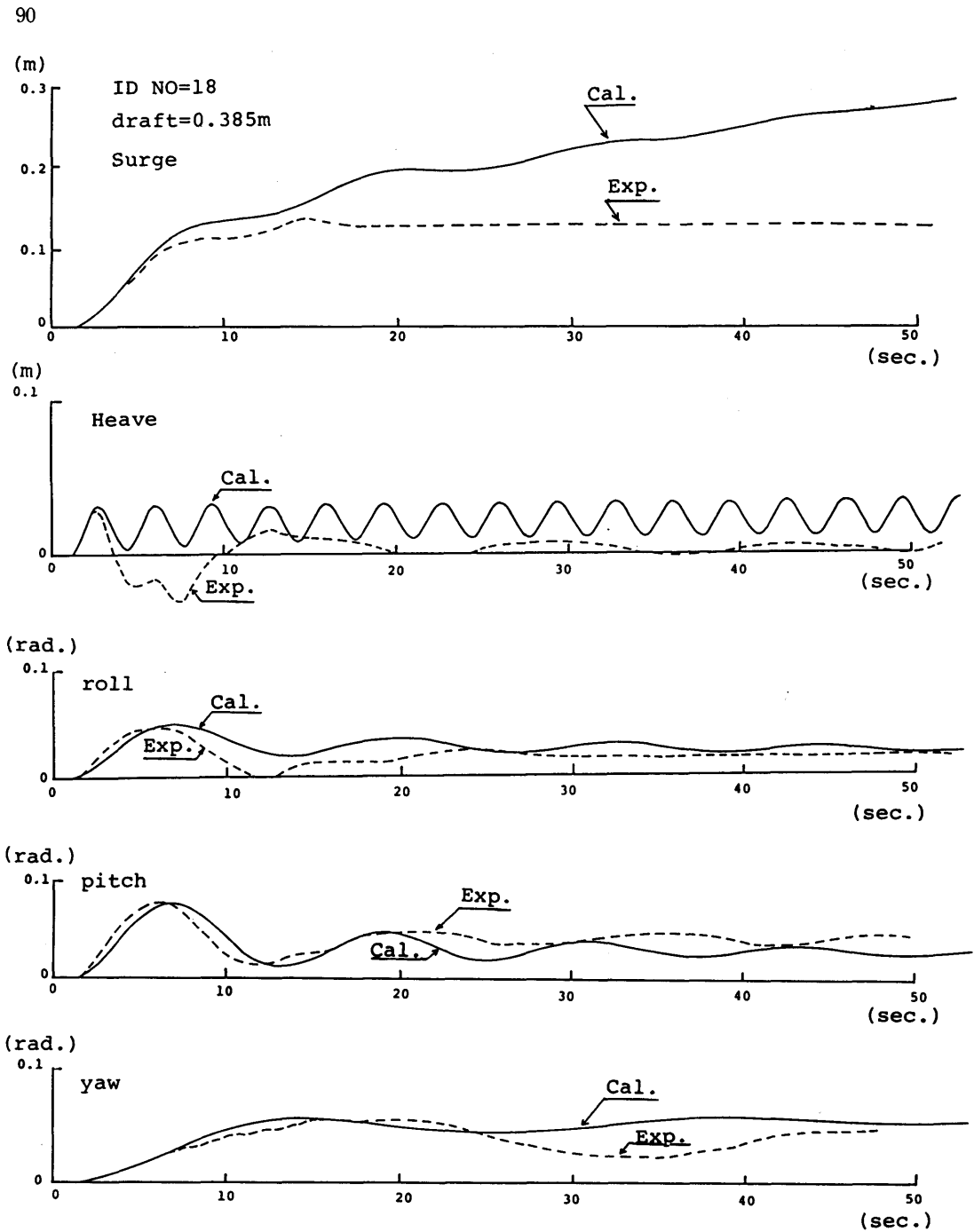


Fig. 4.3 Theoretical simulation of transient motions after a breaking of a mooring line

### 浸水

Fig. 4.4 はローハルの一区画へ浸水させた時のトリムの増加をシミュレーション計算したものである。浸水時の挙動は準静的な取り扱いが可能であることを述べたが、動的影響を忠実に考慮した計算にてもそのことが示されている。

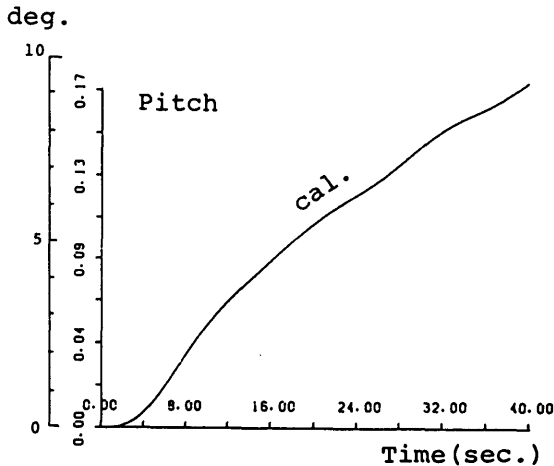


Fig. 4.4 Theoretical simulation of pitch motions during a flooding

### 傾斜時の波浪中動揺

Fig. 4.5 は波浪（規則波）中における動揺（pitch）を計算したものであり、直立時及び何らかの原因である転倒モーメント（0.22kg-m）が加わった場合の両方について計算を行っている。このような計算によって得られた縦揺れ振幅と傾斜との関係を示したものが Fig. 4.6 であり、傾斜と共に縦揺れ応答が大きくなり、2.2.2にて述べた結果をシミュレーション計算によっても説明できることがわかる。

以上、ここに示した結果は Appendix-1 で述べた動的復原性評価プログラムの機能の一部だけを用いてセミサブリグの動的挙動を検討したものであるが、実験との一致度は十分とはいえず、更に検討を加えて別の機会にその結果を報告する予定である。

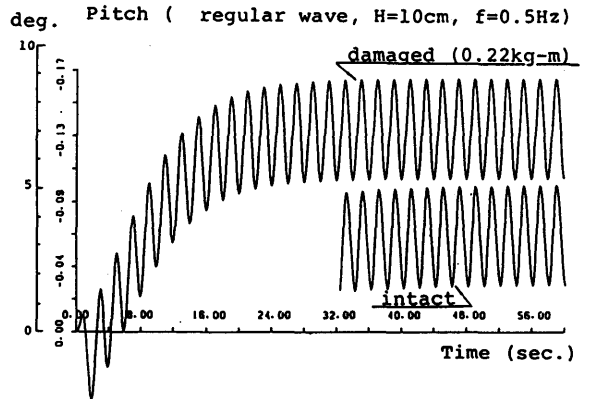


Fig. 4.5 Theoretical simulation of pitch motions in regular waves

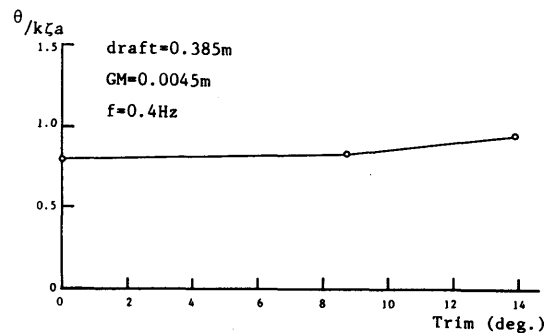


Fig. 4.6 The increase of pitch responses in waves due to inclinations (calculation)

## 5. 転覆のシナリオ

本章では、半潜水型石油掘削リグの復原性に関する研究のまとめとして、セミサブリグの転覆の可能性、安全性の考え方について考察を行う。

セミサブリグの非損傷時の復原力曲線は、たとえば本実験に用いたモデル（draft=0.385m）では Fig. 5.1 の如くなる。Fig. 5.1 に示したものは特殊なものではなく、通常のセミサブリグの復原力曲線の典型例であると考えられるが、セミサブリグが静的に転覆するためには図に示したように Mmax 以上の転倒モーメントが加わる必要がある。この最大モーメントは

GMや喫水によってあまり変化せず (transit 状態などを除く), このモデルでは 50kg-m (実機で 312,500 t-m) 程度である。しかしながら浸水以外の原因によって静的にこのような大きな転倒モーメントが働くことは考えられず, また損傷に伴う動的影響を考えると, 本論文で示したように動的影響による傾斜は静的

傾斜のたかだか 2 倍程度であるから, 単独の損傷によって一時的にでも Fig. 5.1 に示した  $\theta_{max}$  をこえるような現象は考えられない。従って, セミサブリグが転覆するとしたら必ず浸水を伴うはずであり, 転覆する場合のシナリオは次のようなものになると予測される。

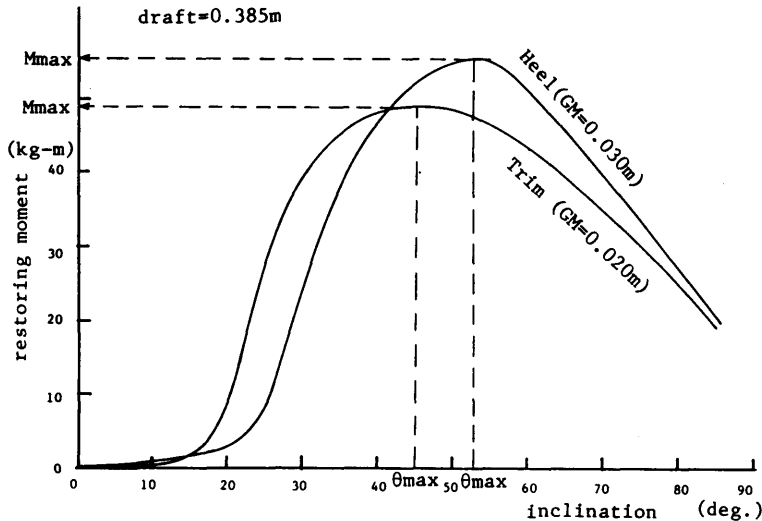


Fig. 5.1 Restoring moment characteristics of the semisubmersible model

#### 転覆のシナリオの例

Fig. 5.2において,

$\theta_1$ : 開口部 1 からの downflooding angle

$\theta_2$ : 開口部 2 からの downflooding angle

$\theta_3$ : 開口部 3 からの downflooding angle

①: 非損傷時の復原力曲線

②: 開口部 1 から浸水したときの最終的な復原力曲線

③: 開口部 1, 2 から浸水したときの最終的な復原力曲線

④: 開口部 1, 2, 3 から浸水したときの最終的な復原力曲線

とすると

転覆のシナリオは

(1) 何らかの原因による転倒モーメントあるいは動的影響により  $\theta_1$  以上傾斜して開口部 1 より浸水

(2) 浸水が進行して  $\alpha$  まで傾斜

(3) 何らかの原因による転倒モーメント  $M_2$  あるいは動的影響により  $\theta_2$  以上傾斜して開口部 2 より浸水

(4) 浸水が進行し, 開口部からも浸水がはじまり

(5) 更に浸水が進行して転覆に至る。

となる。

下線を引いた何らかの原因にあてはまるものが浸水以外の原因, 即ち波, 潮流などによる傾斜, あるいは係留ライン破断, 衝突, バラスト水移動などの各種損傷による傾斜などである。Ocean Ranger の場合はコラム部に設けられていた電気系統制御室の窓が破れて浸水して, 電気系統が冠水, ショートし, バラスト水が思いがけない方向に移動したことが発端とされており, A. Kielland は 5 本のコラムを連結する水平ブレースのうちの 1 本が構造破損し, その結果コラムの一つが脱落したことがきっかけとなった。

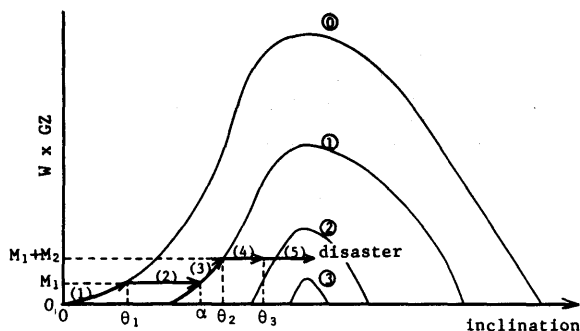


Fig. 5.2 Schematic description of the scenario of the capsizing of a semisubmersible

以下に、本実験に用いた2ローハル8コラムのセミサブリグを対象として、転覆の可能性を検討した例を示す。

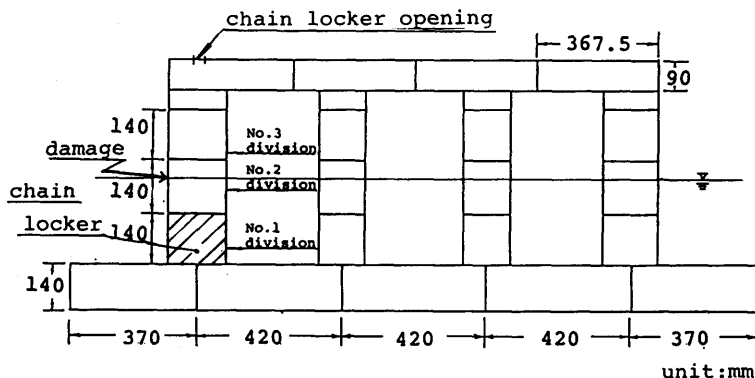
Fig. 5.3 (a)に示すようにコラムは水平の水密隔壁により3つの区画に分割されているものとし、水線と交差するコラム部が他船との衝突等により損傷をうけて浸水がはじまったとする。通常各区画は更に垂直隔壁によって仕切られているから、浸水量はFig. 5.3 (a)に示すコラム第2区画 (No. 2 division) の容量の20%とする。GMは実機相当で1mとする。次にこの浸水により傾いた状態で、波、風、潮流あるいは係留ライン破断、バラスト水移動などの損傷に伴う過渡運動、海水打ち込み等によって更に傾斜してデッキ上の

chain locker opening より左右両舷のチェーンロッカー (コラムの第3区画) へ浸水が開始するものとする。チェーンロッカーの容量は第3区画全体の容量の70%とする。次に、チェーンロッカーへの浸水によって傾斜が更に進行しデッキへの浸水が開始するものとする。

これらの筋書きを描いたのが Fig. 5.3 (b) である。即ち、Fig. 5.3 (b) において

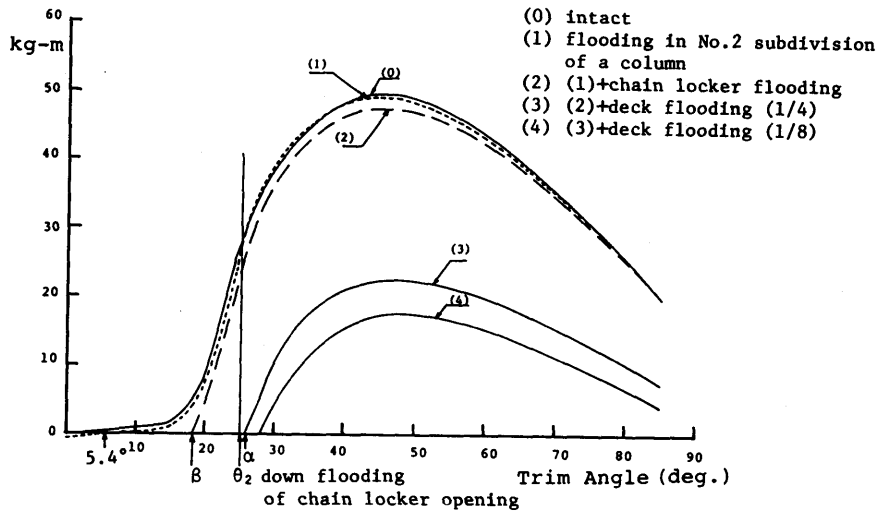
- (0): 非損傷時の復原力曲線
- (1): 第2区画へ浸水したときの復原力曲線
- (2): 更に、チェーンロッカーへ浸水したときの復原力曲線
- (3): 更に、上部デッキの1/4へ浸水したときの復原力曲線
- (4): (3)の状態に加えて、更に、上部デッキの1/8へ浸水したときの復原力曲線
- ( $\theta_2$ : chain locker opening からの downflooding angle)

浸水を受けない状態での最大復原モーメントは49 kg-m (実機 306,000t-m) であり、コラムの第2区画へ20%浸水したときの傾斜は5.4°で、また最大復原モーメントは48.7kg-mとなり浸水をうけない状態と大差ない。この状態で chain locker opening からの downflooding angle  $\theta_2$ は25°であり、静的にその角度まで傾斜するためには27.5kg-m (実機 172,000t-m) の転倒モーメントを必要とする。一時的にこのような大きな転倒モーメントが働いたり、あるいは動的影響や波の打ち込みによって chain locker opening から



(a) Floodable compartments

Fig. 5.3 Example examination of a capsizing



(b) Restoring moment characteristics under intact and damaged conditions

Fig. 5.3 Example examination of a capsizing

浸水したとして、左右両舷の chain locker に浸水すると傾斜は  $\beta(18^\circ)$  であり、デッキの水没にはなお  $20\text{kg}\cdot\text{m}$  以上の転倒モーメントを必要とする。しかしながら、この状態ではデッキが水につかるまでトリム角で  $2^\circ$ 、エアギャップで  $9\text{cm}$  (実機  $4.5\text{m}$ ) ほどの余裕がなく、波のうちこみ、波浪中の動揺、損傷による動的運動などによってデッキが頻繁に水につかる可能性は十分にある。もし、デッキが水密でなくデッキの  $1/4$  でも水がはいると復原力曲線は(3)のようになるが、それでもなお転覆までに  $20\text{kg}\cdot\text{m}$  以上の復原モーメントを必要とし、さらに以上の状態に加えてデッキ容積の  $1/8$  の量の水が浸水しても転覆に対する余剰復原モーメントは  $17.5\text{kg}\cdot\text{m}$  (実機  $110,000\text{t}\cdot\text{m}$ ) ある。

このシナリオは仮想的なものであるが、水線と交差するコラムが損傷をうけて浸水がおこることは十分ありうることである。しかし、この損傷によっても chain locker opening から浸水するまでには、角度にして  $20^\circ$ 、転倒モーメントにして  $27.5\text{kg}\cdot\text{m}$  (実機  $172,000\text{t}\cdot\text{m}$ ) を必要とし、本研究によれば単独の原因によって静的にそのような転倒モーメントがはたらいたり、動的に  $20^\circ$  もの大傾斜を行うことは考えられず、いくつかの原因が同時に、あるいは連続しておこったときのみその可能性があるといえる。更に、仮に chain locker に浸水してもデッキが水密であれば

十分に転覆に対する余剰復原力があることになる。

以上の例でもわかるように、開口部が水面近くにあるとか、デッキが水密でなく、かつ浸水しうる容積が大きいなどのことがなければ、セミサブリグが転覆に至る可能性は極めて少ないといえる。実際、本研究でもデッキに相当量の浸水がなければ転覆することはなかったし、また Ocean Ranger の模型実験結果<sup>20)</sup>においてもデッキに浸水させたときのみ転覆させることができたと述べられている。

## 6. 結 言

半潜水型石油掘削船の復原性について(その1)、及び本論文においてセミサブリグの静的、動的復原性について、転倒モーメント、種々の損傷などに対する応答を各項目毎にシミュレーション実験によってその定性的な挙動を観察し、変位、傾斜の定量的な計測を行った。更に簡単な理論モデル、および大型計算機によるシミュレーション計算によって定性的、定量的な推定を行った。

転倒モーメントに対する静的な釣合い位置は、前報(その1)で示したように計算によって精度よく推定できることが実験値との比較により示された。波浪中の応答、損傷後の過渡応答などの動的な挙動については、各種パラメータの影響について比較的単純な理論