

包絡ソリトンモードによる浮体の長周期動揺解析

安田 孝志*・中嶋 規行**

1. 緒 言

大水深海域の開発・利用の進展に伴って浮遊式構造物の需要が増し、その係留安定性が重要な問題となっている。Hsu ら¹⁾によって、不規則波浪中の係留浮体に作用する変動漂流力が浮体の長周期動揺の原因であることが初めて指摘され、さらに、Pinkster²⁾によってこの長周期動揺が変動漂流力と係留浮体との共振によるものであることが示されるに及び、係留安定性に及ぼす波浪の不規則性の問題に関心が向けられるようになって来た。

一方、最近の波浪観測や非線形波動に対する研究の進展に伴って波群現象に対する認識が進み、その特性の解明が試みられる中で波群の存在が浮体の係留安定性に極めて重要であることが明らかにされて来た³⁾。こうして、波群と長周期動揺との関係に関心が寄せられるようになって来たが、現地波浪に見られる波群を直接記述出来る理論が確立されていないこともあって、従来の変動漂流力の計算法は、波群を個々波や単弦波の単なる確率の結果としてしか捉えておらず、それを力学的に捉える視点を欠いている。このため、波群の存在そのものが長周期動揺の原因であるとの認識がありながら、従来の手法は波群特性と長周期動揺との関係を適確に捉えることに成功していない。

そこで本研究では、変動漂流力の評価や係留浮体の長周期動揺解析においては波群自体を基準モードとして扱うべきであるとの立場から、波群を包絡ソリトンとして捉える著者らのこれまでの結果⁴⁾を基に、包絡ソリトンモードに基づく変動漂流力の表示式を導き、これに現地データを適用して変動漂流力を求め、従来法との比較を行うと同時に、波群特性との関係について考察する。さらに、種々の係留浮体のモデルを考え、これらの動揺シミュレーションを観測データの入力によって行い、浮体の長周期動揺特性と包絡ソリトンの統計量との関係を明らかにする。

2. 変動漂流力

2.1 変動漂流力の誘導

従来の変動漂流力の代表的な計算法としては前述の Hsu ら¹⁾および Pinkster²⁾によるものが挙げられる。前者は不規則波を半波長毎に周期 T_i および波高 H_i が変化する個々波の連なりとみなし、各個々波ごとに運動量理論によって定常漂流力

$$F_i = (\rho g / 8) C_H H_i^2 \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

を求め、その時間的な変化を変動漂流力としたものである。なお、式(1)における C_H はこのときの漂流力係数である。このように、Hsu らの方法は波別解析法を基に漂流力を評価したものと言え、適用上の制約は小さいが、 F_i が離散関数であることなどによる問題を抱えている。一方、後者は浮体の没水表面に作用する流体圧力 P を直接積分することによって求めるものであり、流体力 F を次式で定義している。

$$F = - \iint_S P n \, dS \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

ここに、 S ；瞬間的な浮体の水没表面積、および n ；単位法線ベクトル。非回転仮定の下では圧力 P は Bernoulli の定理によって浮体周りの波形 η およびこれに対応する速度ポテンシャル ϕ の関数として与えられる。Pinkster は、 F の長周期成分に着目し、 η および ϕ を狭帯域仮定の下で線形スペクトル理論によって与え、変動漂流力 $F_p(t)$ を次式のように導いている。

$$F_p(t) = \frac{1}{2} \rho g \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N a_i a_j C_{FD} \times \cos [(\omega_i - \omega_j)t + \varepsilon_i - \varepsilon_j] \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

ここに、 N ；このときの不規則波を構成するスペクトル成分の個数、 a_i 、 ω_i および ε_i ； i 番目の成分波の振幅、角周波数および位相定数、および C_{FD} ；入射波の周波数および浮体形状によって決まる漂流力係数である。狭帯域仮定の下では $\omega_i - \omega_j \approx 0$ と出来るため、式(3)は簡略化され、次式の変動漂流力の表示が導かれる。

$$F_p(t) = (\rho g / 2) C_{FD} G^2(t) \quad \cdots \cdots \cdots (4)$$

ここに、 $G(t)$ は線形狭帯域仮定の下での包絡関数である。このように、Pinkster の方法では狭帯域仮定を必須

* 正 会 員 工 博 岐阜大学助教授 工学部土木工学科

** 学生会員 岐阜大学大学院工学研究科

としてはいるものの、 $F_p(t)$ が連続関数で与えられているなどの利点を有している。しかしながら、いずれの方法も波群特性を直接評価するパラメータを含んでおらず、波群特性と浮体の長周期動揺との関係を考察するには適していないことがわかる。

そこで、著者らが試みた不規則波の包絡ソリトンモード表示を基に式(4)に対応した変動漂流力の表示を導く。波形 η および速度ポテンシャル ϕ の包絡ソリトンモード表示はそれぞれ次式のように与えられている⁴⁾。

$$\eta = \sum_{m=1}^I a_m \operatorname{sech} [\gamma_m [x/c_g - (t - \delta_m)]] \cos \theta_m \quad \dots\dots (5)$$

$$\phi = \sum_{m=1}^I (g/2\pi f_m) a_m \operatorname{sech} [\gamma_m [x/c_g - (t - \delta_m)]] \sin \theta_m \quad \dots\dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \gamma_m &= 2\pi f_m K m a_m c_{gm} (\sqrt{\beta/2\alpha})_m, \\ \theta_m &= K m x - 2\pi f_m t - \sigma_m, \\ \alpha &= (1/2)[c_g/c - (gh/c^2) \operatorname{sech}^2 Kh(1 - Kh \tanh Kh)], \\ \beta &= (\cosh 4Kh + 8 - \tanh^2 Kh)/(16 \sinh^4 Kh) \\ &\quad - (2c \cosh^2 Kh + c_g^2)/(2 \sinh^2 2Kh(gh - c_g^2)), \\ c_g &= (c/2)[1 + 2Kh/\sinh 2Kh], \\ c &= [(g/K) \tanh Kh]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (7)$$

ここに、添字 m は各波群の搬送波代表周波数を f_m とする諸量であることを示し、 I ：対象とする不規則波中の包絡ソリトン数、 K ：周波数 f_m に対応した波数、 h ：平均水深、 δ_m ：包絡ソリトンの時間軸上の波率位置を与える位相定数、 σ_m ：搬送波の位相定数、および a_m 、 Km で無次元化された包絡ソリトンの振幅である。式(5)および(6)を基に圧力 P を求め、これを式(2)に代入し、Pinkster と同様に変動漂流力 $F_s(t)$ の表示を求めれば、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} F_s(t) &= \frac{1}{2} \rho g \sum_m \sum_n a_m a_n C_{FD} \operatorname{sech} [\gamma_m (t - \delta_m)] \\ &\quad \times \operatorname{sech} [\gamma_n (t - \delta_n)] \cos (\omega_m - \omega_n) t \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (8)$$

各包絡ソリトンが漸近的に独立であるとすれば、式(8)は簡略化され、結局、包絡ソリトンモードに基づく変動漂流力の表示が次式のように導かれる。

$$\left. \begin{aligned} F_s(t) &= (\rho g/2) C_{FD} R(t)^2, \\ R(t) &= \sum_{m=1}^I a_m \operatorname{sech} [\gamma_m (t - \delta_m)] \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (9)$$

2.2 変動漂流力の特徴

ここでは、前述の式(1)の Hsu、式(4)の Pinkster および式(9)の著者らの方法によって変動漂流力を現地波浪の観測波形より計算し、これら3者の比較を行うとともに、波群特性と変動漂流力との関係について考察する。

観測記録は琵琶湖東岸の彦根沖合(1975年10月)、和歌山県御坊沖合(1979年10月)および山形県由良沖合

表-1 観測波浪の特性

Data No.	Lake of Biwa			Gobo		Yura	
	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5	No. 6	No. 7
h (m)	4.0	4.0	4.0	28.0	28.0	40.0	40.0
f_p	0.269	0.269	0.317	0.068	0.072	0.126	0.134
$S(f_p)$	0.23	0.24	0.20	12.7	9.3	5.2	3.4
μ	0.991	0.989	0.990	0.723	0.765	0.900	0.890
U_r	2.028	1.943	2.011	3.122	3.318	0.65	0.05
GF	0.337	0.396	0.398	0.444	0.546	0.352	0.384
$\bar{j}_1$	2.47	2.63	2.64	4.13	2.77	2.16	2.51
$\bar{j}_2$	5.29	5.27	5.38	8.29	5.45	4.77	5.33

(1986年1月)においてそれぞれ取得されたものであり、表-1にこれらの波浪に関する諸量を示す。表中の f_p はパワースペクトルのピーク周波数、 μ はスペクトル幅パラメータ、 U_r は Ursell 数、 GF は Groupness Factor、 $\bar{j}_1$ および $\bar{j}_2$ は平均波高 $\bar{H}$ を設定値としたときの連長および繰り返し長さの平均値である。

図-1は、上述の3者の方法によって計算した変動漂流力の比較を No. 1, 5 および 7 の観測記録に対して示したものである。なお、 C_H および C_{FD} の値は比較を容易にするため 1 とした。これから、Hsu らの方法では波群以外の小さな変動も変動漂流力に含まれているが、Pinkster や著者らの手法ではそうした変動は除かれており、波群との対応においては後者の方が優れていることがわかる。また、 μ の値が小さく、逆に GF の値が大きくなるに従って、これら3者の相違は小さくなる傾向にあるが、これは、スペクトルの帯域幅が狭くなるに従って波群の発達が顕著になり、各手法の基礎となる仮定に差がなくなることによって起きている。図-2は図-1の Pinkster および著者らによる変動漂流力のスペクトルを波形スペクトルとともに示したものであり、これからも Pinkster の手法に代わって実用に供せるものと判断される。また、波形と変動漂流力のスペクトルの明らかな相違は、変動漂流力が波形スペクトルに現れない波

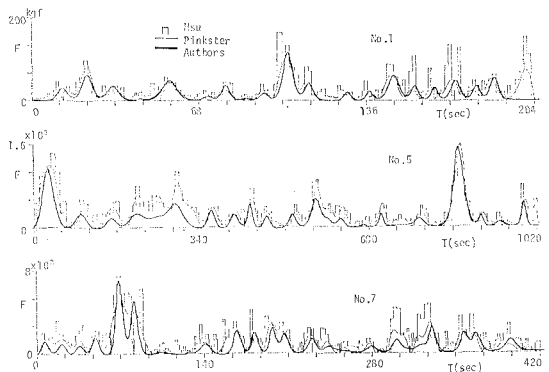


図-1 変動漂流力の時間的変化の比較

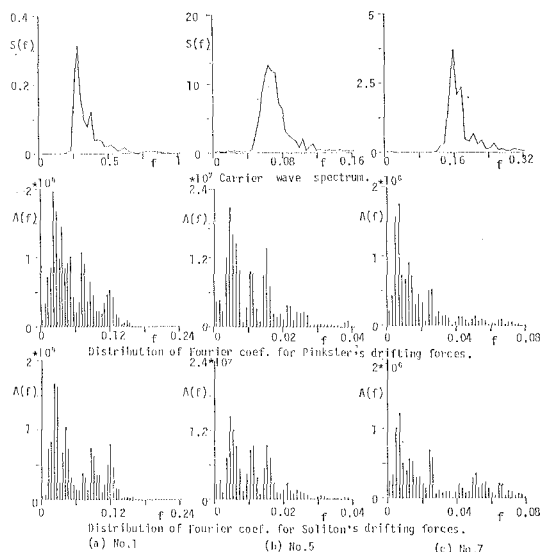


図-2 波形および変動漂流力のスペクトル

群の存在に依っていることを示している。

ついで、変動漂流力の特性をそのスペクトルのピーク周期 T_{ap} およびスペクトル幅パラメータ μ_a によって評価し、これらと

波群特性との関係について考察する。 T_{ap} や μ_a が波群の時系列特性に対応していることは前述の 図-1 から明らかであり、単なる波群指標である GF や j_1 では μ_a との関係を見出すことは出来ない。このため、波群を包絡ソリトンとして扱い、包絡ソリトンの振幅 A および間隔 T を確率変数としてこれらの変動係数 σ_A および σ_T によって波群の時系列特性を評価する。

図-3 は、 σ_A および σ_T と μ_a との関係を示したものであり、包絡ソリトンの時系列が一様になる

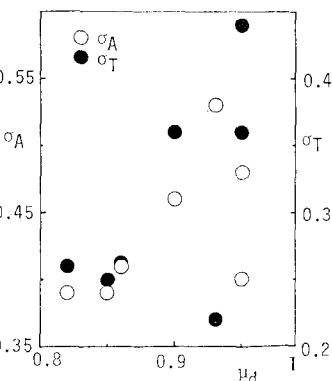


図-3 変動漂流力のスペクトル幅パラメータと包絡ソリトンの振幅および間隔の変動係数との関係

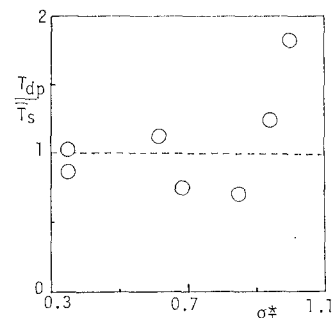


図-4 変動漂流力のピーク周期と包絡ソリトンの間隔との関係

に従って変動漂流力のスペクトルは尖鋭になって行く傾向にあることがわかる。図-4 は、包絡ソリトンの振幅の平均値 $\bar{A}$ の 1.2 倍を基準値 $A_0 (=1.2\bar{A})$ とし、 T_{ap} と A_0 以上の振幅を持つ有意な包絡ソリトンの間隔 T_s の平均値 $\bar{T}_s$ との比 $T_{ap}/\bar{T}_s$ を縦軸に、 T_s の変動係数 σ_T^* を横軸にしてこれら両者の関係を調べたものであり、 $\sigma_T^* < 0.7$ 程度であれば、変動漂流力のピーク周期 T_{ap} は上述の有意な包絡ソリトンの平均間隔にほぼ一致していることを示している。これらの結果は、変動漂流力のスペクトル特性は有意な包絡ソリトンの時系列特性によってほぼ決まることを示し、包絡ソリトンの統計量を基にした変動漂流力の評価が可能となることを示すものと言える。

3. 係留浮体の長周期動揺

3.1 応答解析法

係留浮体の長周期動揺と入射波の包絡ソリトンの時系列特性との関係について考察するため、図-5 に示すような 2 次元矩形断面モデル浮体を考え、これに前述の No. 1, 5 および 7 の現地波浪が作用した時の左右揺れのみと限定し、係留系は線形および減衰は造波抵抗のみによるとする。さらに、浮体の付加質量係数 r_a および造波減衰係数 r_b を f_p に対応した定数として扱えば、係留浮体の運動方程式は次式のようにになる。

$$M(1+r_a)\ddot{x}+r_b\dot{x}+r_c x=F_1(t)+F_2(t) \quad \dots\dots(10)$$

ここに、 M : 2 次元浮体の質量、 r_c : 復元力係数、 $F_2(t)$: 式 (9) で与えられる変動漂流力、および $F_1(t)$: 次式で表わされる搬送波による波浪強制力である。

$$F_1(t)=\rho g^2 \sum_{i=1}^M [E(\omega_i)/\omega_i^2] a_i \cos(\omega_i t + \varphi_i + \epsilon) \quad \dots\dots(11)$$

ここに、 a_i , ω_i および φ_i ; 成分波の振幅、角周波数および位相定数、 E ; 左右揺れによって生じる進行波の振幅比、および ϵ ; その位相定数である。

式 (10) の数値計算は Euler 法によって以下の条件下で行った。浮体の寸法を半幅吃水比 $b/d=1$ の下で無次元幅 $\xi=(2\pi/T_p)^2 b/g$ が 0.3, 0.4 および 0.5 となるように変化させた。なお、 ξ は深海波近似の下では深海波

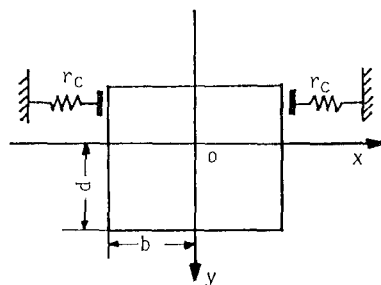


図-5 モデル浮体

の波長 L_0 に対する比 $2\pi b/L_0$ となり、漂流力係数 C_{FD} の値に影響を与える。また、 M , r_a , r_b , r_c および $\bar{A}$ の値は断面積係数を 1 としたルイスフォーム断面で近似し、その値を用いた。

3.2 波群と長周期動揺の関係

$\xi=0.4$ の下で種々の固有周期 T_n を持つモデル浮体に前述の No. 1, 5 および 7 の現地波浪を作用させた

を引き起こし、係留安定性に大きな影響を及ぼすことを示している。前述の変動漂流力と包絡ソリトンの時系列特性との関係を基に、浮体の長周期動揺の特性と包絡ソリトンの統計量との関係について考察する。

いま、浮体の動揺スペクトルの高周波側および低周波側の最大値をそれぞれ S_1 および S_2 とし、その比 $R = S_2/S_1$ なるパラメータを定義する。 $R>1$ では長周期

動揺が支配的となることを示す。図-7 は、浮体の固有周期 T_n と前述の有意な包絡ソリトンの平均間隔 $\bar{T}_s$ との比 $T_n/\bar{T}_s$ と R の関係を示したものである。これより、いずれの場合も $T_n/\bar{T}_s$ の値が 1 に近づくに従って長周期動揺が卓越して来る傾向にあることがわかる。しかしながら、No. 5 の入射波の下では、 ξ の値に関係なく $T_n/\bar{T}_s \approx 0.25$ 付近で既に R の値が 2 を越えており、長周期動揺が包絡ソリトンとの共振と無関係に卓越していると考えられるのに対し、No. 1 の入射波の下では長周期動揺は ξ の値に大きく依存し、 $\xi=0.5$ の場合には $T_n/\bar{T}_s$ が 1 近くになって漸く R の値が 2 近くになっている。このように、 $T_n/\bar{T}_s$ の値によって長周期動揺の程度を予測することは可能と考えられるが、それが包絡ソリトンとの共振に依っているのかの点については必ずしも明らかではない。そこで次式で定義されるパラメータを導入し、

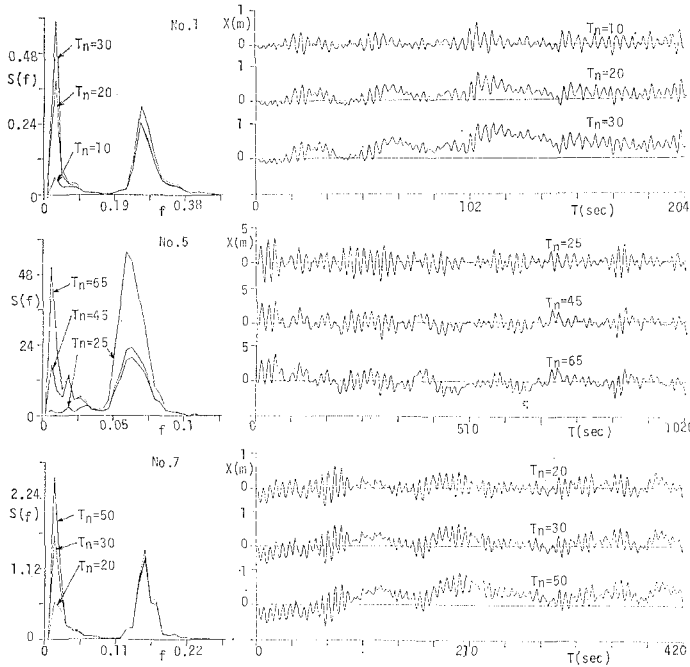


図-6 浮体の動揺とそのスペクトル

時の浮体の動揺とそのスペクトルを図-6 に示す。いずれの場合のスペクトル形も、搬送波および変動漂流力のピーク周波数付近にピークを持つ二峰型となり、浮体の固有周期が大きくなるに従って長周期動揺が顕著になって行く様子がわかる。これは、外力としての絶対値は小さい変動漂流力であっても、浮体に長周期の大きな動揺

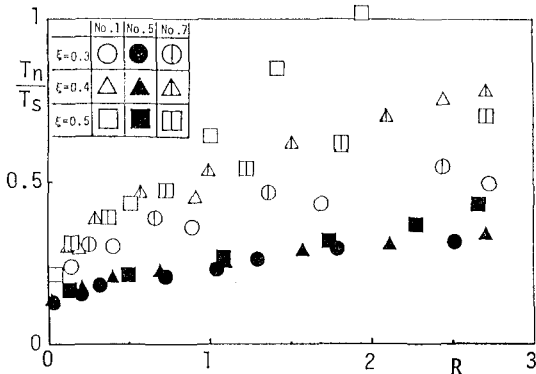


図-7 長周期動揺と包絡ソリトンの平均間隔との関係

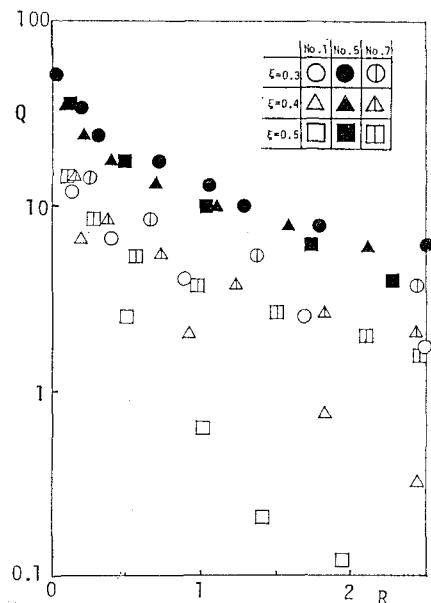


図-8 長周期動揺と包絡ソリトン間隔の関係

この点についてさらに検討する。

$$Q = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \left(1 - \frac{T_j}{T_n} \right)^2 \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 J および T_j は不規則波中の有意な包絡ソリトンの個数および時間間隔である。図-8は、 Q と R の関係を ξ をパラメータとして示したものであり、有意な包絡ソリトンの時間間隔が浮体の固有周期に接近するに従って長周期動揺が卓越し、浮体の長周期動揺が有意な包絡ソリトンの時間軸上の分布に支配されていることがわかる。また、No. 1 の入射波の下での $\xi=0.5$ の浮体の長周期動揺は明らかに包絡ソリトンとの共振に依っているのに対し、No. 5 および 7 の入射波の下ではいずれの浮体も共振状態に入る前に既に長周期動揺が卓越しており、長周期動揺が変動漂流力との共振に依らなくても卓越して来ることが明らかとなっている。これについて、搬送波の長周期成分が比較的大きい場合には、変動漂流力による共振

よりも長周期成分波による強制振動が卓越して来ると考えられる。図-9はこの点を明らかにするため、変動漂流力の平均値と波浪強制力の長周期成分の絶対値の平均値との比 $e = \bar{F}_2(t) / \bar{F}_1^*(t)$ と ξ との関係を No. 1, 5 および 7 の入射波に対して調べたものである。なお、搬

送波のピーク周期 T_p の2倍以上を長周期成分とした。これから、この比は No. 1, 7 および 5 の順に小さくなり、No. 5 および 7 の場合は単に包絡ソリトンに対応した変動漂流力との共振だけでなく、むしろ、搬送波

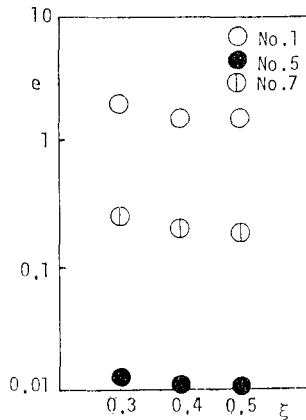


図-9 浮体寸法と漂流力比との関係

の長周期成分による強制振動により長周期動揺が支配され、これらを考慮する必要があることがわかる。

4. 結 語

波群を包絡ソリトンとして捉えることによって、これを変動漂流力の基準モードとした扱いが可能となり、長周期動揺と波群の関係を直接考察することが出来た。ここで導いた変動漂流力の表示式は少なくとも Pinkster によるものと同程度の適用性を持つものと判断され、これによって変動漂流力を評価したところ、そのスペクトル特性は一定値以上の振幅を持つ有意な包絡ソリトンの時系列特性にほぼ支配されており、有意な包絡ソリトンの統計量とスペクトルの特性量との間に一定の関係のあることが明らかとなった。さらに、係留浮体の長周期動揺は有意な包絡ソリトンの間隔が浮体の固有周期に近づくに従って卓越して来ると、波浪強制力の長周期成分が変動漂流力に対して相対的に大きくなると、これによる強制振動のため長周期動揺が卓越して来るとを見出した。

最後に、貴重な観測資料を提供頂いた海洋科学技術センターの堀田平氏に深謝の意を表明する。

参 考 文 献

- 1) Hsu, F. H.: Analysis of peak mooring force caused by slow vessel drift oscillation in random seas, 1970. OTC 1159
- 2) J. A. Pinkster: Low Frequency Phenomena Associated with Vessels Moored at Sea, Soc. of Petroleum Engineers of AIME, SPE Paper No. 4837, 1974.
- 3) Spangenberg, S.: The effect of wave grouping on slow drift oscillations of an offshore structure, Proc. Int. Symp. Ocean Eng. and Ship Handling, 1980.
- 4) 安田孝志・中嶋規行・土屋義人: 包絡ソリトンモードと不規則波浪の波群特性について, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 174~178, 1985.
- 5) J. A. Pinkster: Low Frequency Second Order Wave Exciting Forces on Floating Structures, NSNB Publication No. 650, 1980.