

現地連続観測による沖合長周期波の発達・減衰過程と 港内係留船舶の動揺

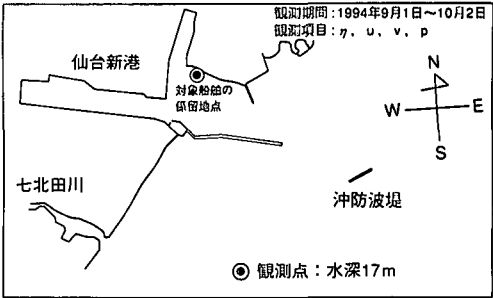
永井紀彦* ・橋本典明** ・白石 悟***
川口浩二**** ・清水勝義***** ・上野成三*****
小林昭男***** ・東江隆夫***** ・柴田孝雄*****

1. はじめに

船舶係留の可否判断は、通常、港内の波高・周期により行われている。しかし、港内の波高・周期が小さいにもかかわらず、係留船舶が動揺し荷役作業が困難になる事例が多数報告されている。また、著者らが仙台沖で行った現地観測データによると、沖合いの長周期波の発達・減衰は風波の波高と必ずしも一致しない場合が見られる(永井ら,1996)。最近の研究によると、周期が数分の長周期波が係留船舶の動揺、特にサージング、の原因であることが確認され(例えば、Nagai ら, 1994)、長周期波の発達・減衰の特性を明らかにすることが課題と言える。本研究では、台風通過後、有義波高($H_{1/3}$)の低下を確認し係留・荷役を行った時に船体の大きな動揺が観測された仙台新港における事例に着目し、沖合いで観測された連続波形記録の解析結果から長周期波の発達・減衰特性と港内係留船舶の動揺との関連を検討した。

2. 観測概要

観測地点を図一1に示す。仙台新港の沖合いで水位、水圧、水平2成分流速を約1ヵ月連続で計測した。観測の詳細は永井ら(1995, 1996)を参照されたい。対象とした船舶は、仙台新港の東北石油(株)第一棧橋で係留・荷役した26万DWTのタンカーである。この棧橋では係留モニタリングシステムが整備・運用されており(上田ら, 1994; 小林ら, 1994)、係留中の港内外波浪・船舶の動揺量・係留索張力が常時計測されている。本研究では、係留船舶が動揺した事例を含む台風9424号の海象擾乱



図一1 観測地点の概要

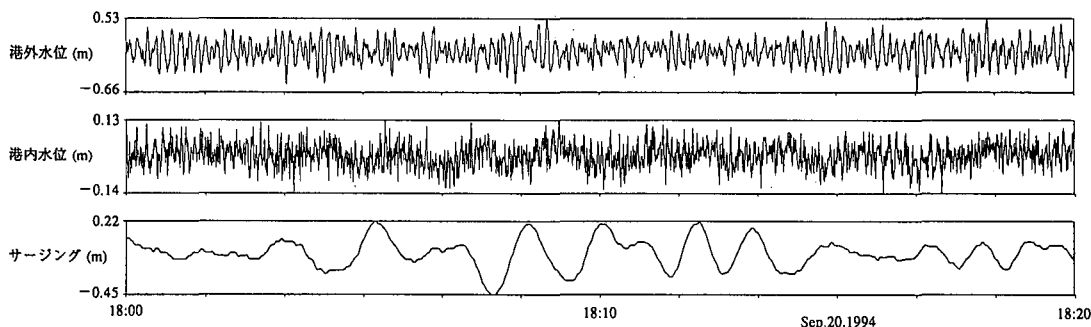
を対象に、1994年9月17日～21日のデータを解析した。

3. 係留船舶の動揺事例

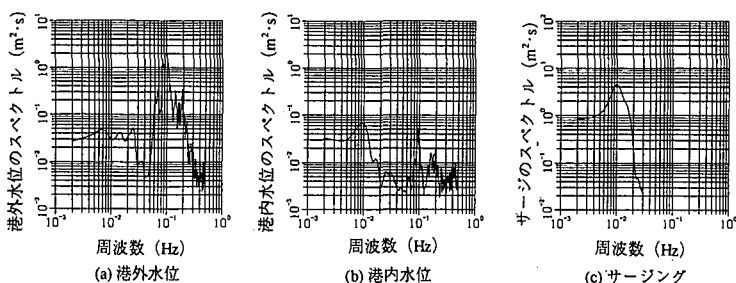
対象船舶の動揺状況をまとめる。9月17～19日は台風9424号通過に伴い高波浪となり、船舶は沖待した。台風通過後の20日7:30に有義波高の低下を確認し、係留・荷役開始の判断が行われた。同日13:30に着棧、14:20に荷役を開始した。荷役中の14時から18時の期間中にサージング振幅で約50cmの大きな動揺が発生した。結果的には安全に荷役作業が行え22:10に荷役完了した。

船舶動揺が生じた時の港内外水位、サージングの経時変化を図一2に、各々の周波数スペクトルを図一3に示す。この時の $H_{1/3}$ は、港外で約0.5m、港内で約0.15mであり、風波は十分減衰している。しかし、港内の水位には周期100秒前後の長周期変動が見られ、この変動に対応してサージングにも、振幅約0.3m、周期約100秒の変動が発生した。図一3に示す周波数スペクトルによると、周波数が0.1Hz前後の風波成分のエネルギーは港外に比べ港内で大きく低下し、防波堤による波高減衰効果が認められるのに対して、周波数が0.01Hz以下の長周期波エネルギーは港外と港内でほぼ等しく、港外の長周期波がほとんど減衰することなく港内へ進入することが分かる。また、港内波とサージングの両者のスペクトルには周波数0.01Hz付近で明確なピークが見られる。この周期は、(Nagai, 1994)が求めた仙台新港の固有周期や係留系の固有振動と一致することから、港内で副振動が発生し、さらに、係留系の固有振動が生じていると

・ 正会員	工博	運輸省港湾技術研究所水工部海象調査研究室長
・ 正会員	工博	運輸省港湾技術研究所海流型環境部水理研究室長
・ 正会員	工博	運輸省港湾技術研究所構造部海洋構造研究室長
・ 正会員	工修	運輸省港湾技術研究所水工部海象調査研究室
・ 正会員		運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所次長
・ 正会員	工修	大成建設(株)技術研究所
・ 正会員	工博	大成建設(株)技術研究所
・ 正会員	MS	大成建設(株)技術研究所
・ 正会員		東北石油(株)仙台製油所



図一 港外水位、港内水位、係留船舶のサージングの経時変化 (1994 年 9 月 20 日 18 : 00-18 : 20)



図三 港外水位、港内水位、係留船舶のサージングの周波数スペクトル (1994 年 9 月 20 日 18 : 00-18 : 20)

判断できる。

以上より、港外より来襲した長周期波の周期が港湾の副振動と係留系の両者の固有周期とほぼ一致したため、波高減衰期の比較的小さな長周期波によっても係留船舶に大きな動揺が発生したことが分かった。

4. 長周期波の発達・減衰の特性

4.1 長周期波エネルギーの発達・減衰

波浪の発達・減衰期における長周期波エネルギーと波浪諸元との関係を調べるために、沖合いで観測した $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ 、波の全エネルギー m_0 、周期 30 秒以上の長周期波エネルギー m_{0L} 、周波数スペクトルの先鋭度 Q_p 、平均分散角 θ_k の経時変化を図一4 に示す。また、同図には一方向伝播を仮定して 2 次干渉理論により風波成分から求めた拘束長周期波エネルギー m_{0L_cal} も示した (Hamada, 1965)。 Q_p と θ_k は合田 (1981, 1985) の定義に従って求めた。

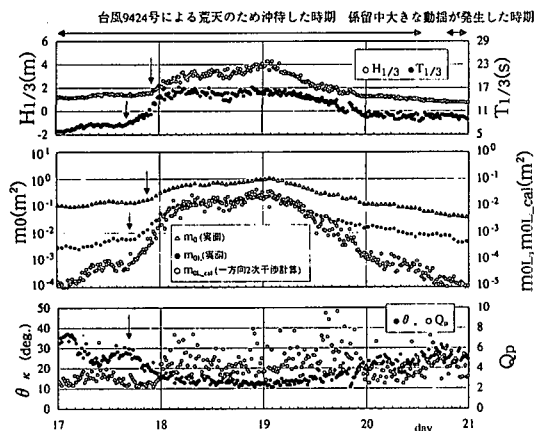
波浪発達・減衰期の長周期波の特徴として、図中の矢印で示す様に、 $H_{1/3}$ に比べて、 m_{0L} の発達が早く減衰が遅いことが上げられる。

まず、波浪発達期の長周期波と波浪諸元の関係を検討する。 $H_{1/3}$ に比べて、 $T_{1/3}$ の増大と θ_k の低下が早い。これは、台風の接近に伴いうねりが早期に来襲し、波浪の長周期化と方向集中化が生じたためである。本観測条件は 2 次干渉理論の浅海近似領域にあり、風波の波高が同

じでも風波の周期が長く方向集中度が高くなると、長周期波の波高は増大する関係にある (Sand, 1982)。よって、本観測で、 $H_{1/3}$ に比べ m_{0L} の発達が早くなった現象は、 $T_{1/3}$ の増大と θ_k の低下によって定性的に説明できる。しかし、 m_{0L} は m_{0L_cal} に比べて 1 オーダー近く大きく、波浪発達期の長周期波エネルギーを 2 次干渉理論のみでは定量的に説明できない。

次に、波浪減衰期の長周期波と波浪諸元の関係を検討する。 $H_{1/3}$ に低下に伴い、 $T_{1/3}$ の減少、 θ_k の増大が生じた。この結果、2 次干渉理論によれば、長周期波は風波の波高に比べて早く減少しなければならない。これに反して、実測の m_{0L} は $H_{1/3}$ に比べて減衰が遅くなっており、2 次干渉理論で予測される傾向と逆の結果になる。さらに、 m_{0L_cal} と m_{0L} とを比較すると、 m_{0L} は m_{0L_cal} に比べて 1~2 オーダー大きい。よって、波浪減衰期の長周期波エネルギーを 2 次干渉理論では全く説明できない。

長周期波の発達・減衰過程を定量的に調べるために、波浪の発達・ピーク・減衰期の m_{0L} と m_{0L_cal} を比較する (図一5)。波浪のピーク時以外では、 m_{0L} は m_{0L_cal} を上回り、その差は、波浪の減衰期・発達期・ピーク期の順に大きい。ここで示した理論値の長周期波エネルギー m_{0L_cal} は一方向伝播を仮定して求めたもので、現地波浪の方向分散性を無視したため、現地の拘束長周期波を過大評価していると考えられる。それにも関わらず、実測の長周期波エネルギーが m_{0L_cal} より大きくなることは、

図-4 波浪諸元と m_0 , m_{0L} の経時変化

拘束波以外の長周期の存在を示唆している。

仙台新港で係留船舶に大きな動揺が生じた9月20日は、風波の減衰期にも関わらず長周期波のエネルギーが相対的に大きい時期にあたる。よって、係留船舶の動揺は、風波が低下した後も比較的大きな長周期波が来襲したことにより引き起こされたと考える。

4.2 長周期波の波向と方向分散

長周期波の発達・減衰過程での波向特性を検討する。

まず、風波の波向指標である主波向 θ_p (Longuet-Higgins, 1956) と平均分散角 θ_k (合田, 1981) の定義をそのまま長周期波に適用し、周期30秒以上の長周期波成分から求めた長周期波の主波向 θ_{pL} 、平均分散角 θ_{kL} を求めた(図-6)。同図には、波浪の θ_p , θ_k もあわせて示した。波浪のピーク期である18日～19日前半では、 θ_p と θ_{pL} とはほぼ一致し、 θ_k と θ_{kL} は発達・減衰期に比べて低下した。よって、波浪のピーク期では、長周期波の波向きは風波とほぼ等しく、長周期波の方向集中度も風波の方向集中化に伴って高まると言える。これに対して、風波の発達(17日)・減衰期(19日後半～21日)では、 θ_{pL} は大きくばらつき安定した波向きを示さず、 θ_{kL} も増大傾向となった。よって、発達・減衰期の長周期波は卓越した波向きを持たず、方向分散性が大きいことが分かる。

次に、波浪の発達・ピーク・減衰期の方向スペクトルを調べる(図-7)。方向スペクトルは、水位・流速2成分の約1.3時間(0.5秒間隔8192データ)の連続データより拡張最大エントロピー原理法(橋本ら, 1993)を用いて推定した。波浪発達期(17日12時)では、長周期波(周波数が0.04 Hz以下)の方向スペクトルが波向きに対してほぼ一様な分布となった。これに対して、波浪ピーク期(18日12時)での長周期波の方向スペクトルは、風波の波向きと同じ方向成分と、それと180度反転した方向成分とにピークを持つ形状となった。さらに、時間が経

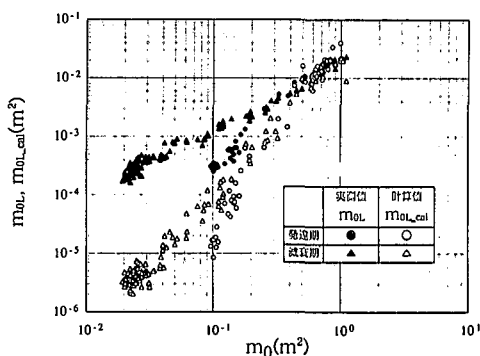
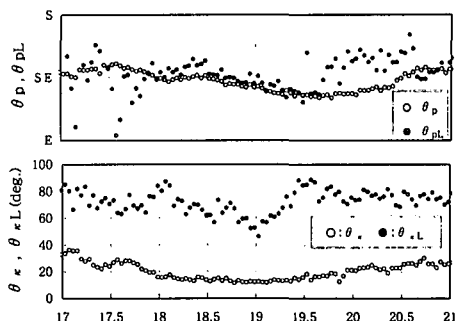
図-5 波浪発達期と減衰期の m_{0L} と m_{0L_col} の比較

図-6 風波と長周期波の波向諸元の経時変化

過した波浪減衰期(20日0時)での長周期波の方向スペクトルは、風波発達期と同様に、ほぼ一様な方向分布を示した。

波浪ピーク期の長周期波の内、風波の波向きと一致する成分は風波の非線形干渉により発生した拘束波と考えられる。風波の波向きから180度反転する長周期波は、この方向が海岸線にほぼ直角岸向きとなることから、拘束波が海岸線で反射した自由波と予想される。また、波浪の発達・減衰期の長周期波は方向集中度が急速に低下し明確な波向きを持たないことが示された。なお、長周期波の方向スペクトルの精度については、本観測が1地点の計測に限られスペクトルの分解能に限界があるため、さらに詳細な観測・解析が必要である。

4.3 長周期波の自由波成分の特性

実測された長周期波エネルギーの方向分布 S_{dl} を長周期波の拘束波エネルギーの方向分布 S_{dl_col} と比較して、その差を長周期波の自由波エネルギーとみなし、自由波の発達・減衰を調べる(図-8)。 S_d は、図-7の方向スペクトルを方向毎に全周波数について積分したものである。 S_{dl_col} は方向スペクトルからその周期30秒以下の成分を線形成分として非線形核関数(Hamada, 1965)を用いて2次干渉成分を計算し、方向毎に周期30秒以上の成分を積分したものである。すなわち、 S_{dl_col} は風波の多方向性を考慮して求めた拘束長周期波のエネルギー分布で

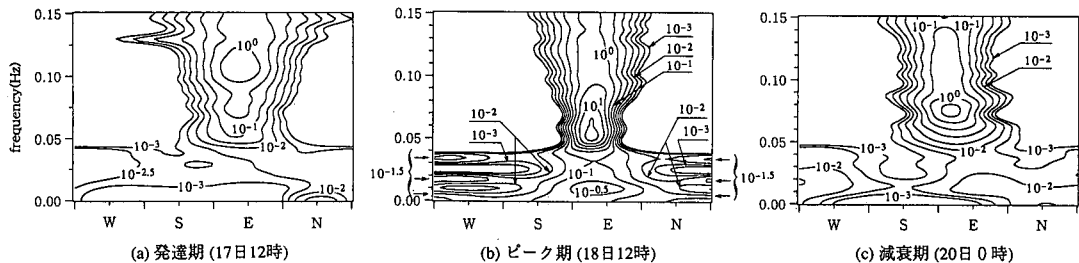


図-7 波浪の発達期・ピーク期・減衰期の方向スペクトル (コンターの値はスペクトル密度 ($\text{m}^2/\text{s}/\text{rad}$))

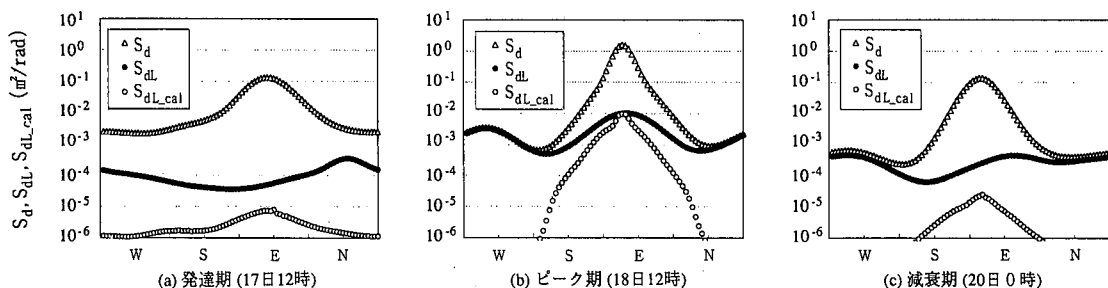


図-8 風波, 長周期波, 拘束波のエネルギーの方向分布

ある。

波浪発達期 (17 日 12 時) では, S_{dl} に占める S_{dl_cal} の割合が非常に小さく, 実測された長周期波エネルギーのほとんどが自由波成分と言える。これに対して, 波浪ピーク期 (18 日 12 時) では, 風波の波向きに等しい S_{dl} と S_{dl_cal} のエネルギーレベルがほぼ等しく, この波向きの長周期波は 2 次干渉による拘束波成分が卓越している。しかし, 風波の波向きから 180 度反転した方向では, S_{dl} がピークを持つのにに対して, S_{dl_cal} のエネルギーはほとんど存在しない。よって, この方向の長周期波は自由波であり, その進行方向からみて, 海岸線からの反射波と予想される。波浪減衰期 (20 日 0 時) では, 波浪発達期と同じく, S_{dl} に占める S_{dl_cal} の割合が非常に小さく, 実測された長周期波エネルギーのほとんどが自由波成分と言える。ただし, 減衰期の S_{dl} の全体的なエネルギーレベルは, 発達期に比べて大きく, かつ, 反射波の方向にもピークが残存する。この様子は, 波浪ピーク期の拘束波や反射波が海岸の複雑な地形により多重反射して, 長周期波のエネルギーをトラップしている可能性を示している。これは, 図-4, 5 図で先に示した様に, 波浪減衰期で, 風波に比べて, 長周期波の減衰が遅くなる理由を示していると考えられる。

永井ら (1996) は, 多方向 2 次干渉理論より求めた長周期エネルギーが実測した長周期波のエネルギーより小さくなった理由として方向スペクトルの推定精度の問題を指摘した。しかし, 今回の追加解析の結果から反射自

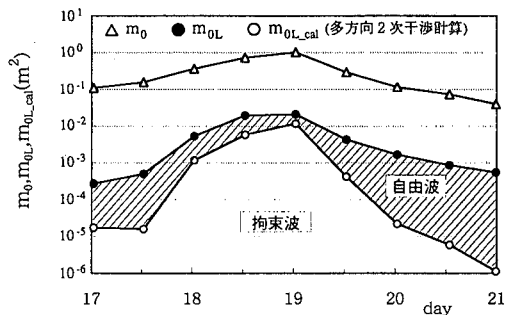


図-9 長周期波の自由波成分と拘束波成分の経時変化

由波の存在が明らかになり, 2 次干渉理論から求まる拘束波に加えて, かなりの長周期波エネルギーが自由波として存在する可能性が示された。

9 月 17 日~21 日の期間について, 実測の m_0 , m_0L と多方向波を考慮した 2 次干渉理論による拘束長周期波エネルギー m_{0L_cal} の経時変化を図-9 に示す。 m_0 が発達するにしたがって, m_0L に占める m_{0L_cal} の割合が増加し, 拘束波が卓越するのが分かる。波浪減衰期では, m_0 が低下するにしたがって, m_0L に占める m_{0L_cal} の割合が減少するものの, その減少傾向は緩やかである。すなわち, 波浪減衰期では, 自由波としての長周期波が残存する様子が良く分かる。

5. 自由長周期波の係留船舶動揺への影響

通常, 係留開始の判断は港内波浪が所要の波高・周期

表-1 計算対象時刻

		$H_{1/3}[m]$ の平均値と範囲	$T_{1/3}[s]$ の平均値と範囲
case1	9/2/0:10-1:50	1.07(1.1~1.15)	12.62(11.9~13.3)
case2	9/2/8:10-9:50	1.13(1.01~1.25)	12.87(12.5~13.1)
case3	9/17/5:50-8:10	1.24(1.17~1.33)	7.32(6.66~7.77)
case4	9/17/22:30-23:30	1.88(1.8~2.01)	13.43(12.8~14.6)
case5	9/18/23:10-19/02:50	3.97(3.54~4.28)	15.90(15.2~16.7)
case6	9/19/11:50-13:50	2.15(1.89~2.34)	13.97(13.4~14.5)
case7	9/29/14:10-16:30	1.15(1.11~1.23)	7.59(7.1~8.28)

に低下した後行われる。しかし、上記の検討から、波浪が減衰してもしばらくは長周期波が自由波となって残存する事例が指摘された。よって、波浪減衰期では、風波の波高が低下しても、相対的に大きな長周期波が来襲する可能性があり、係留船舶に大きな動揺が発生する原因となる。よって、係留可否の判断には、「時化が去っても長周期波は残る」という現象に注意する必要がある。

6. 長周期波エネルギーの変動特性

本研究を通して、長周期波エネルギーの指標として用いてきた m_{0L} の統計的な変動特性を補足する。

m_{0L} を算出するデータ長 ΔT と m_{0L} ($T=30$ 秒) の変動係数 C.V. の関係を図-10 に示す。同図には、永井ら (1996) で求めた m_{0L} を算出するカットオフ周期 T と m_{0L} ($\Delta T=20$ 分) の C.V. の関係も示す。検討したデータセットの解析区間と波浪諸量は表-1 に示す通りで、解析区間内で $H_{1/3}$, $T_{1/3}$ がほぼ定常となるものを選んだ。 m_{0L} の時系列データ算出には、まず、解析区間での非定常スペクトルを求め、次に、各スペクトルの周期が T 以上のエネルギーを積分して m_{0L} を求めた。周波数スペクトルは FFT 法により求めた。データ数を ΔT に応じて、1024, 2048, 4096 と変化させ、5 個のスペクトルの平均をとって最終的なスペクトルを求めた。

図-10 によると、データ長 ΔT が 40 分以上、また、カットオフ周期 T が 30 秒の条件で、波浪の全エネルギー m_0 (図-10(a) で $T=0$ 秒に対応) と同程度の変動係数となっており、比較的変動性が小さい安定した波浪統計量となることがわかる。以上より、長周期波の特性を適切に解析するには、少なくとも 40 分以上の連続観測データを用いた方が望ましいことが示された。

7. 結 論

連続観測結果を用いて長周期波の発達・減衰特性を検討した結果、長周期波は、風波に比べて、発達が早く減衰が遅いことが分かった。この理由として、波浪の発達・減衰期に自由長周期波が卓越する可能性を指摘した。 $H_{1/3}$ が低下した後に係留船舶が大きく動揺した仙台新港

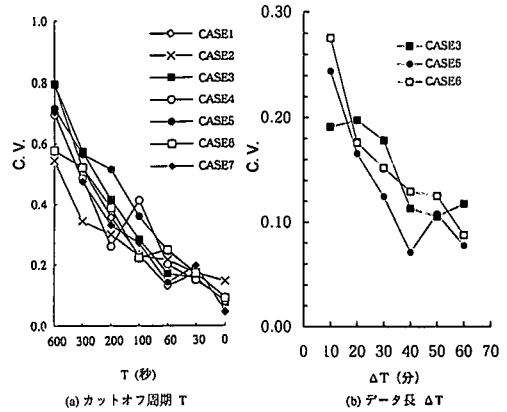


図-10 長周期エネルギーの変動係数

の事例は、波浪減衰期に残存していた自由長周期波が来襲し、かつ、その周期が港と係留系の固有振動に一致したことが原因と予想される。通常、 $H_{1/3}$, $T_{1/3}$ により行われる係留可否判断にとって、波浪発達・減衰期に長周期波の来襲する場合があることに注意が必要である。

参 考 文 献

- 上田 茂・永井紀彦・平石哲也・白石 悟・清水正巳・小林昭男 (1994): 係留船舶の動揺のリアルタイム予測システムの開発及び現地観測による評価, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 921-925.
- 合田良実 (1981): 共分散法を用いた波向推定方法の数値的検討, 港研報告, 第 20 巻, 第 3 号, pp. 53-92.
- 合田良実 (1985): 波浪の統計的性質に関する二, 三の数値的検討, 港研報告, 第 24 巻, 第 4 号, pp. 65-102.
- 小林昭男・織田幸伸・勝井秀博・清水正巳 (1994): 船舶の係留状態監視システムの開発, 大成建設技術研究所報, 第 27 号, pp. 389-392.
- 橋本典明・永井紀彦・浅井 正・菅原一晃 (1993): 海洋波の方向スペクトル推定における最大エントロピー原理法 (MEP) の拡張, 港研報告, 第 32 巻, 第 2 号, pp. 3-25.
- 永井紀彦・橋本典明・清水勝義・戸引 勲・伊藤一教・東江隆夫・小林昭男 (1995): 沖合い防波堤の反射特性に関する現地調査, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 741-745.
- 永井紀彦・橋本典明・清水勝義・平井宜典・伊藤一教・東江隆夫 (1996): 長期連続観測による沖合長周期波の変動特性, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 216-220.
- Hamada, T. (1965): The secondary interactions of surface waves, Rept. Port and Harbour Res. Inst., No. 10, pp. 28.
- Longuet-Higgins, M. S. (1956): The statistical analysis of a random moving surface, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A (1966), Vol. 249, pp. 321-387.
- Nagai, T., N. Hashimoto, T. Asai, I. Tobiki, K. Ito, T. Toue, A. Kobayashi and T. Shibata (1994): Relationship of a moored vessel in a harbour and a long wave caused by wave groups, Proc. 24th ICCE, Vol. 1, pp. 847-860.
- Sand, S. E. (1982): Long waves in directional sea, Coastal Eng., Vol. 6, pp. 195-208.