

港湾内外のサーフビートの発生・伝播に関する現地調査

関本恒浩*・清水琢三*・窪 泰浩**
今井澄雄**・島津昌央***

1. ま え が き

サーフビートは、周期1~2分程度の長周期の変動で、その名の示すように水深の浅いところで有意な現象であるため、これまで主として碎波帯内における特性が調べられてきた(合田, 1975; Hotta et al., 1981)。しかしながら、水深の比較的深いところにおけるサーフビートの発生・伝播といった特性については、現在のところ明確な解答は得られていない。一方、サーフビートが保留中の船舶に影響を及ぼすことが明らかにされているものの、港内におけるサーフビートの挙動についても、今のところ十分な検討は行われていない。また、実験室における現象の再現は造波機によって発生する副次的な長周期波の発生や多重反射系の形成などのため困難となっており、現象の解明は現地調査に頼らざるを得ないのが実状である。

そこで本研究では、港湾内外の十数地点において、水位変動と流速変動に関する現地調査を実施し、サーフビートの発生および港内への伝播について検討を行った。

なお、本論では周期1~2分程度の長周期成分を観測水深にかかわらず、サーフビートあるいはサーフビート成分と呼び、通常風波およびうねり成分を波浪成分と呼ぶことにする。

2. 現 地 調 査

現地調査は、1989年1月末から3月末の約2ヶ月間にわたり、東京電力株式会社柏崎刈羽原子力発電所専用港湾内外において実施した。計測器の設置位置は図-1に示す通りで、港口部(St. A, 水深13 m)と南北突堤間(St. B, 水深7.5 m)には、同期された自記式の超音波波高計と水平2成分電磁流速計を設置し、2時間間隔で約17分間の水位変動および流速変動の計測をサンプリングインターバル0.5sで行った。また、その他のSt. 1からSt. 10には容量式波高計を設置して水位変動の観

測を行った。このうちSt. 3~6では、サンプリングインターバル0.2sで2時間ごとに20分間の観測を行い、St. 1, St. 2, St. 7~10はサンプリングインターバル0.5sで調査期間中を通して連続観測を行った。

観測期間中のSt. Aにおける最大有義波は、2月3日に記録した $H_{1/3}=3.45$ m, $T_{1/3}=8.3$ sであった。その他の時化は、いずれも波高2 m程度のものが6回ほど発生したにすぎず、例年に比べ高波浪の来襲する頻度は少なかった。そこで本研究では、1号機側放水口の沖約1.5 km地点(水深15 m)において超音波波高計により観測されている定時波浪観測データのうち比較的高波浪の来襲があった1987年1月および3月のデータも解析に用いた。この時の最大有義波は $H_{1/3}=5.13$ m, $T_{1/3}=9.9$ sであり、有義波高3 m以上の時化も数回にわたり来襲した。

得られた水位変動は、スパイク状ノイズの除去を行った後、数値フィルターにより0.05 Hz以下のサーフビート成分と0.05 Hz以上の波浪成分に分離し、種々の検討に用いた。

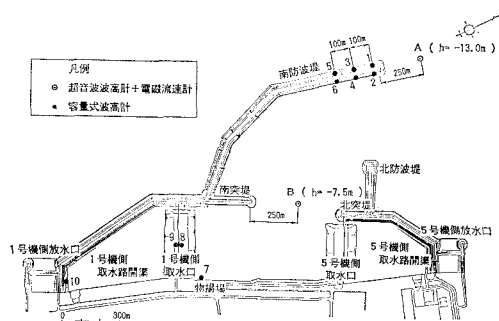


図-1 観測地点位置図

3. 港外におけるサーフビートの特性

3.1 入射波高との関係

図-2は、港外における波浪成分の波高 $H_{1/3}$ とサーフビート波高 $G_{1/3}$ とを比較したもので、(a)はSt. A(水

* 正会員 工修 五洋建設(株)土木設計部

** 正会員 東京電力(株)柏崎刈羽原子力建設所

*** 東京電力(株)柏崎刈羽原子力建設所

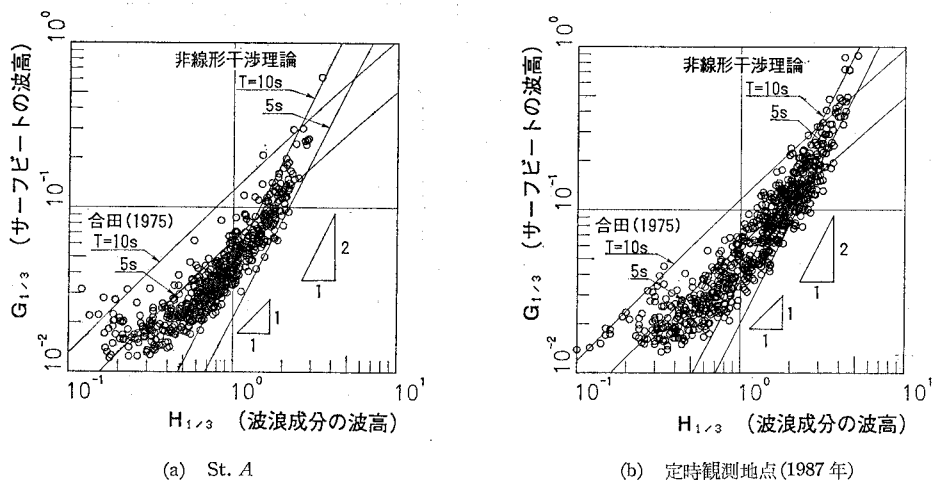


図-2 入射波高とサーフビート波高の関係

深 13 m), (b) は定時波観高測地点 (水深 15 m, 1987 年観測) のものをそれぞれ示している. 図中には合田 (1975) の実験式と 2 次の非線形干渉理論による数値シミュレーション結果を同時に示した.

数値シミュレーションは, 以下のように行った. まず, 成分波の振幅と位相を, 現地観測における波浪状況をよく表す JONSWAP スペクトルと $0 \sim 2\pi$ に一様に分布する乱数で与え, 波浪成分の時系列は逆 FFT 法で, サーフビート成分の時系列は後述する単一方向波を対象とした 2 次の非線形干渉理論でそれぞれ計算し, それぞれの有義波高を求めた. なお, 2 次の非線形波は, スペクトル形状や成分波の位相によって波形が変わるため, JONSWAP スペクトルのピークの先鋭度を表現するパラメータ γ を $1 \sim 3$ に, ピーク周波数を $0.1 \sim 0.2$ Hz に変化させるとともに, それぞれのスペクトル形状に対して位相を与える乱数を 24 通りに変えてシミュレートし, そのうち最大値と最小値を示した.

図-2 によると, 図 (a) と (b) では観測時期や観測地点が互いに異なるものの, 両者にはほぼ同様な傾向が見られる. サーフビート波高 $G_{1/3}$ は, 入射波高 $H_{1/3}$ が 1 m を超えるあたりから非常に大きくなり, 波高が 5 m に達すると, $G_{1/3}$ は $H_{1/3}$ の 20% 程度となる. また, 入射波高 $H_{1/3}$ が 1 m 以上になると, 観測値は 2 次の非線形干渉理論によるシミュレーション値とほぼ一致し, サーフビート波高 $G_{1/3}$ は入射波高 $H_{1/3}$ の 2 乗に比例していることがわかる. $H_{1/3}$ が 1 m 以下の場合, 観測データは上述の関係を満足しておらず, むしろ合田による実験式の方が, $H_{1/3}$ と $G_{1/3}$ との関係がほぼ線形であるため対応がよい. しかしながら, このことは $G_{1/3}$ が数 cm とかなり小さく, 観測時間長や計測器の分解能などの測定誤差の影響がデータに大きく反映されるためと考えられ

る.

3.2 非線形干渉理論による検討

前節では, 観測された入射波高 $H_{1/3}$ とサーフビート波高 $G_{1/3}$ の関係が, 非線形干渉理論による関係と概ね一致することを示した. そこで本節では時系列波形に着目して非線形干渉理論による検討を試みる.

Sand (1982) によれば, 2 次元の 2 次の非線形干渉による長周期波 ζ は次式で表される.

$$\zeta = \sum_{n=m=1}^{\infty} \sum_{p=n}^{\infty} \sum_{q=m}^{\infty} \xi_{nm} \dots \dots \dots (1)$$

ただし,

$$\begin{aligned} \xi_{nm} = & a_n a_m G_{\eta} \cos[\Delta \omega_{nm} t - \Delta \vec{k}_{nm} \cdot \vec{x}] \\ & + b_n b_m G_{\eta} \cos[\Delta \omega_{nm} t - \Delta \vec{k}_{nm} \cdot \vec{x}] \\ & + a_m b_n G_{\eta} \sin[\Delta \omega_{nm} t - \Delta \vec{k}_{nm} \cdot \vec{x}] \\ & - a_n b_m G_{\eta} \sin[\Delta \omega_{nm} t - \Delta \vec{k}_{nm} \cdot \vec{x}] \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

$$G_{\eta} = \left[\frac{G' h^2 - k_n h k_m h \cos \Delta \theta_{nm} - 16 \pi^4 D_n^2 D_m^2}{4 \pi^2 D_n D_m} + 4 \pi^2 (D_n^2 + D_m^2) \right] / 2h \dots \dots \dots (3)$$

$$\begin{aligned} G' h^2 = & \{ (D_n - D_m) [D_m (k_n^2 h^2 - 16 \pi^4 D_n^4) \\ & - D_n (k_m^2 h^2 - 16 \pi^4 D_m^4)] + 2 (D_n - D_m)^2 \\ & \times [k_n h k_m h \cos \Delta \theta_{nm} + 16 \pi^4 D_n^2 D_m^2] \} / \\ & \{ (D_n - D_m)^2 K h / 4 \pi^2 \} \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

$$K h = |\vec{k}_n - \vec{k}_m| h \tanh(|\vec{k}_n - \vec{k}_m| h) \dots \dots \dots (5)$$

$$m^* = f^* / f_0 \dots \dots \dots (6)$$

$$\Delta \omega_{nm} = 2\pi (f_n - f_m) \dots \dots \dots (7)$$

$$\Delta \vec{k}_{nm} = \vec{k}_n - \vec{k}_m \dots \dots \dots (8)$$

$$\Delta \theta_{nm} = \theta_{pn} - \theta_{pm} \dots \dots \dots (9)$$

$$D_m = \sqrt{h/g} f_m \dots \dots \dots (10)$$

である. ここで, h は水深, f_0 は基本周波数 ($=1/T$, T は観測時間), f^* は波浪成分の低周波数側の限界周波

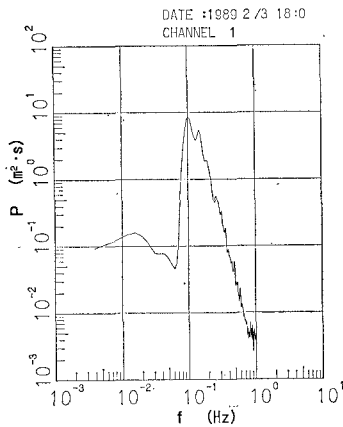


図-3 対象波浪のパワースペクトル

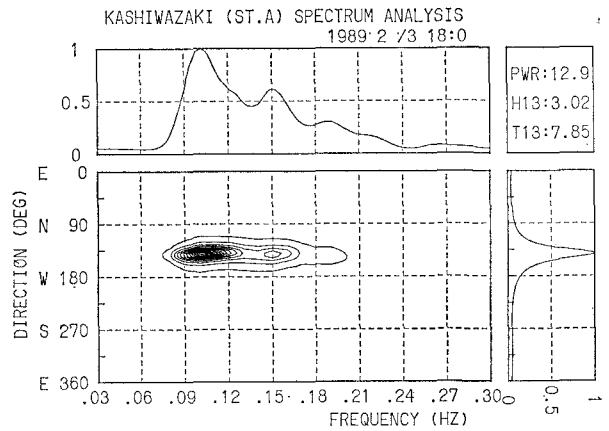


図-4 対象波浪の方向スペクトル

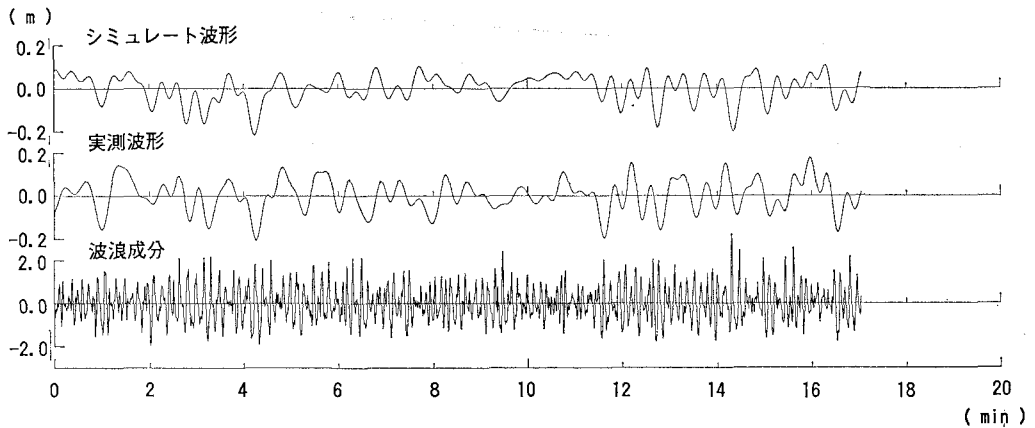


図-5 サーフビート波形の実測値と計算値の比較

数, g は重力の加速度, a_n , b_n , f_n , k_n , θ_{pn} はそれぞれ波浪成分の第 n 成分波の振幅の cosine 成分, 振幅の sine 成分, 周波数, 波数および第 n 成分波第 p 波向方向の角度であり, 矢印はベクトルを意味する。

原理的には, 不規則波浪の周波数成分と方向成分の全成分波の振幅と位相がわかれば, 非線形干渉理論により長周期波を算定することができる。しかし, 限られた計測器では, 多方向の不規則波における成分波の振幅と位相を決定することは困難であり, 有限のデータ長では成分波は離散的にしか求められず, ある周波数帯に含まれる成分波の平均的な振幅と位相がわかるだけである。ここでは, 波浪条件を限定して入射波高が比較的大きくかつ単一方向波浪に近い波を選び, FFT 法により計算される波浪成分の成分波の振幅と位相を基に, 単一方向長周期波 (式 (3), (4) 中で $\Delta\theta_{mn}=0$ とする) をシミュレートし, 実測された長周期波と比較した。

図-3 および 図-4 に, 検計を用いたデータのパワースペクトルおよび方向スペクトルを示す。この時は, 風

速 10 m/s 程度の風が 1 日以上吹き続けた後であるため, 波高はかなり大きく, パワースペクトルのバンド幅もやや広がっている。しかしながら, 方向スペクトルをみると方向集中度が高く, 比較的単一方向波に近いことがわかる。

図-5 は, サーフビートの実測値と非線形干渉理論による計算値の時系列を比較したものである。シミュレートにあたっては, 水位波形を FFT 法により周波数分解し, 各成分波の振幅と位相を求め, 0.05 Hz から 0.3 Hz までの波浪成分の成分波を用いて式 (1) により, 0 Hz から 0.05 Hz の範囲のサーフビートを計算した。図は下段より上段へ向かって実測された波浪成分, 実測されたサーフビート成分, および実測波浪成分よりシミュレートされたサーフビートをそれぞれ示す。

実測波とシミュレート波の対応は, 部分的にはあまり対応が良くないところもあるが, 全体的には両者で波形の類似する部分が多い。特に, 波浪成分の振幅の大きいところでは, シミュレート波は実測波と対応して水位の

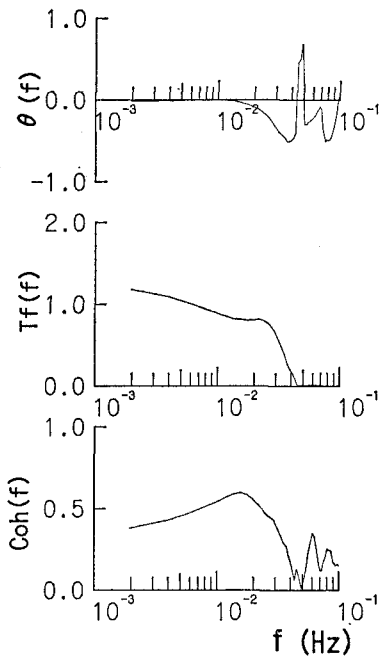


図-6 サーフビートの実測値と計算値のクロススペクトル

低下を示しており、非線形拘束波の特徴をよく表しているものと考えられる。

シミュレート波形と実測波形の類似性を客観的に評価するため、サーフビートの実測値と計算値のクロススペクトル解析を行い、両者の相関を調べた。図-6はクロススペクトル解析結果を示したもので、下段からコヒーレンス、パワーの比の平方根、位相差をそれぞれ表す。

クロススペクトル解析結果より、サーフビートのエネルギーの大きい $0.01 \sim 0.02$ Hz の周波数を中心にとみると、コヒーレンスは若干低いものの、パワーの比も 1 に近く位相差も 0 に近いことから、実測値と計算値の対応は比較的良好であることがわかる。なお、サーフビートの実測波形とシミュレート波形の相違は、①実測波浪は一方方向に近いといっても厳密には方向分散性を有すること、②計算に用いる成分波の振幅と位相についても、前述のようにある周波数帯の平均的なものであること、③計測誤差の影響も直接計算結果に影響を及ぼすこと、などが考えられる。

また、木村 (1985) あるいは Sand (1982) によると長周期波の波向は波数ベクトルの差によって決まるものであるため、波浪成分の波向よりも広い方向から伝播し、両者は無相関となる。本研究と同じデータを用いた著者ら (1990) の検討でも、サーフビート成分と波浪成分の波向にはほとんど相関がないことが示されている。

以上のことを考慮すると、水深 13 m から 15 m の地

点におけるサーフビートは、波浪成分の非線形干渉による拘束波として存在するものと考えられる。

4. 港内におけるサーフビートの特性

4.1 波高との関係

図-7は、南北突堤間 (St. B) におけるサーフビート波高 $G_{1/3}$ と伝播波高 $H_{1/3}$ の関係を示したものである。また、図中には、合田の実験式も同時に示した。

港内では、港外とは異なり、 $H_{1/3}$ と $G_{1/3}$ には明確な関係は見られない。また、港外における入射波高に対するサーフビートの波高の比よりも St. B におけるサーフビート波高と伝播波高の比の方が大きくなっている。

このことは、港内ではサーフビートが防波堤による回折により拘束を解かれ、自由波として伝播すると考えることにより説明できる。つまり、サーフビートが波浪成分と同様に自由波として回折するならば、波長の長いサーフビート成分は、波浪成分に比べて回折係数が大きくなるためである。また、サーフビートが港内において多重反射をなすことも、港内でのサーフビートの波高が増大する一因と考えられる。

また、合田の実験式は、定性的には港内の波高 $H_{1/3}$ とサーフビート波高 $G_{1/3}$ の関係を説明するようではあるが、港外に比べるとかなりばらつきが大きく、合田の実験式による港内サーフビート波高の定量的評価はむずかしい。

4.2 港内への伝播特性

3.2ではサーフビートは波浪の非線形干渉によって発生する波群に拘束された波であることを示した。拘束波は、碎波や防波堤の回折により拘束を解かれるであろうと予想はされているが (Sand, 1982)、それを確認した例はない。現地の波は方向的にも時間的にも不規則であることが、問題を難しくしている理由の一つである。そこで本観測では、防波堤背後に防波堤に沿って配置した 3

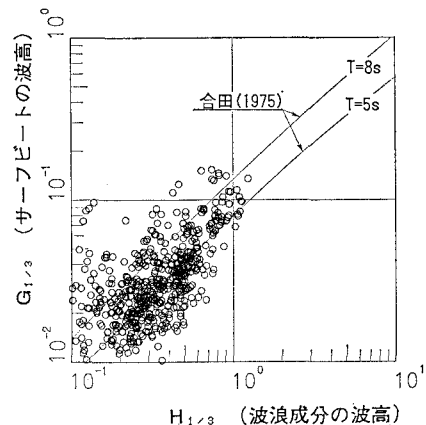


図-7 伝播波高とサーフビート波高の関係 (St. B)

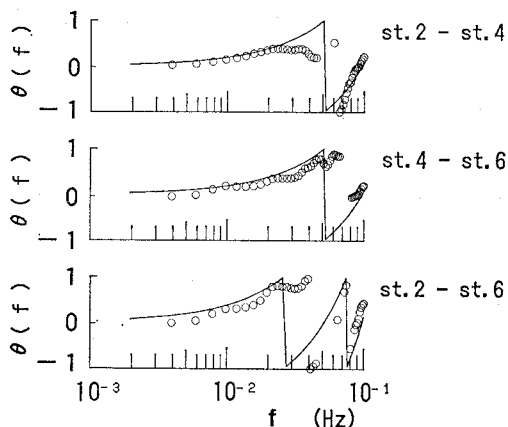


図-8 防波堤堤頭部背面における2地点間の位相差

台の容量式波高計 (St. 2, 4, 6) を用いてサーフビート成分の伝播速度を算定することを試みた。ここでは波の伝播方向が防波堤に沿う方向のみに限られているため、港内の反射の影響が小さければ波の伝播速度を適切に算定できるものと思われる。

図-8は、これを確認するため3本の容量式波高計それぞれの組合せに対するクロススペクトル解析を実施した結果の一例であり、位相差についてはコヒーレンスの2乗が0.5以上のものについて実測値を○で示しており、線形の分散関係式（微小振幅波理論）による成分波の伝播速度を用いて計算された位相差を実線で示した。

なお、このときの波浪条件は、有義波高 1.35 m, 有義波周期 7.8 s と比較的小さかった。また、波向は W 方向で方向集中度も高く、港内波はほぼすべて回折波となる条件である。このときの St. A におけるサーフビート波形と非線形干渉理論によるシミュレート波形との適合性は、入射波高が比較的小さかったため、図-5のケースほどよくなかったものの、拘束波としての特徴的な部分は適合しており、拘束波とみなすことができた。

この結果によると実測値と理論値の対応は非常に良好で、これより非線形拘束波として発生したサーフビートは、港内で拘束を解かれ、自由波として伝播することが確認された。ただし、サーフビートが拘束を解かれる理由は明確ではないが、回折による波高の急激な減少によるものと考えられる。

サーフビートは港内で、自由波として伝播するなら、通常の港内波高分布計算によって港内のサーフビートの分布が推定できるものと思われる。そこで、Green 関数法（近藤ら、1987）を用いてサーフビート成分の波高分布を計算し、実測値とを比較を行った。Green 関数法の入射波条件は、実測値を考慮してピーク周波数 0.016 Hz の Bretschneider-光易型スペクトルおよび $S_{max}=5$ の光

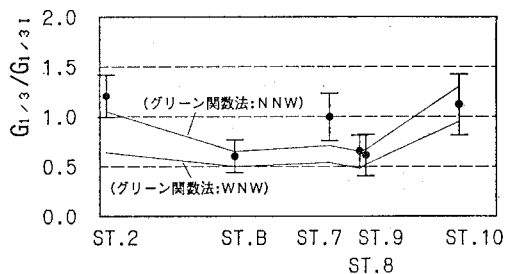


図-9 港内サーフビート波高の Green 関数法による計算値と実測値との比較

易型方向分布関数を用いた。

図-9は、横軸に港口から港内へと観測地点をとり、サーフビート波高比の実測値と計算値を比較したものである。ただし、実測値は計測の精度を考慮して、入射波高で 1 m 以上に対するものを対象とした。St. 2 あるいは St. 7 で計算値がやや過小となっているが、全体としてはほぼ妥当な結果を与えている。つまり、サーフビートは港内では自由波として伝播し、通常の港内波高分布計算法による推定ができるものと考えられる。

5. あとがき

港湾内外の波浪観測を実施して、サーフビートの発生・伝播に関する検討を行った。その結果、サーフビートは水深 13~15 m 地点では 2 次の非線形干渉による拘束波として存在している可能性が高いことを見いだした。一方、港内では拘束を解かれ自由波として伝播し、通常の港内波高分布計算法により推定可能であることを示した。しかしながら、港外において拘束波であったサーフビートが、港内で拘束を解かれる理由としては、波の回折による波高の急激な減少が考えられるが、そのメカニズムについてはここでは明確にできなかった。今後の課題である。

参考文献

- 木村晃 (1985): 非線形長周期波の 2 次元スペクトル, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 154~158.
- 近藤浩右・清水琢三・山田耕一 (1987): グリーン関数を用いた港内波方向スペクトルの計算法, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 106~110.
- 合田良實 (1975): 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 59~106.
- 関本恒浩・近藤浩右・藤谷昌弘・今井澄雄・黒田輝夫 (1990): 波群特性とサーフビートを考慮した防波堤頭部の設計波力について, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 626~630.
- Hotta, S., M. Mizuguchi and M. Isobe (1981): Observations of long period waves in the nearshore zone, Coastal Engineering in Japan, Vol. 24, pp. 41~76.
- Sand, S. E. (1982): Long waves in directional sea, Coastal Engineering, Vol. 6, pp. 195~208.