

不規則波浪に伴う長周期波の諸研究について

A Review of the Studies on Infragravity Waves Accompanied with Random Sea Waves

合 田 良 実

Yoshimi GODA

1. はじめに

砂浜海岸で波が打ち上がるのを観察していると、何波か続けて波が高いところまで遡上していたかと思うと、やがて波が低い位置でもたもとと砕けて遡上の勢いが弱まり、しばらくするとまた波が高く遡上するようになる。これは、普通の波浪と一緒に長周期の波がやってきて平均水位が動揺するために起こる現象であり、サーフビートと呼ばれる。図-1は、新潟東海岸の水深1.6mの地点で観測した水位波形であり、沖波の有義波高は3.3mであった。周期約8秒の波浪が碎波しているが、それと同時に破線で示したように平均水位が $\pm 50\text{cm}$ 前後変動している。これがサーフビートの現象である。

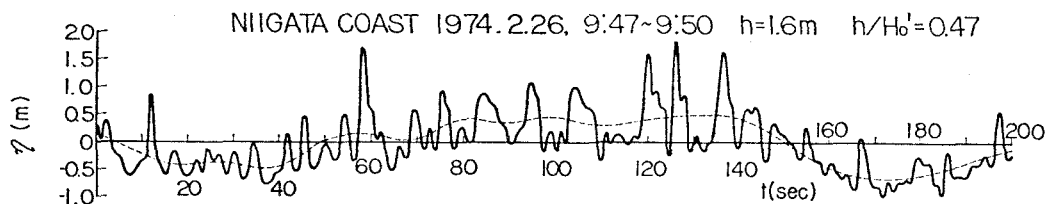
「サーフビート」の名称はMunkが1949年に与えたもので、うねり性の波がビートを打つように波高が変動し、そうしたときに平均水位の動揺が顕著に観察されるところから名付けられたものである。ただし、近年は海浜流のスペクトル構造の解明にも係わることが多いため、Infragravity wavesの名称が標準的となっている。また、わが国では「長周期波」と総称することが多い。

長周期波の現象は、後でも述べるように、港内に係留した船舶を動揺させる原因となり、沿岸砂州を形成する要因の一つであり、また海岸の前浜のバームを欠壊させる主要因であるなど、工学的に重要であることが次第に明らかになりつつある。このため近年は、長周期波に関する研究が内外で活発に進められている。昨年度の本水工研修会では、水口(1994)が長周期波の発生機構について数式を使わずに解説することを試みている。筆者も1975年に、浅海域の不規則波の碎波変形モデルを構築する際にサーフビートを取り込み、その時点での研究状況を紹介した(合田1975)。その後はあまり勉強をしないままに過ごしていたが、本年度の研修会を機会に改めて最近の研究状況について総観し、これからの研究の指針を得たいと考えた次第である。自分自身が十分に理解できていないところもあるので、文献紹介としてご利用していただければ幸いである。

2. 長周期の発生機構について

2.1 概 説

サーフビートの現象は、水圧式波高計の記録に基づいてMunk(1949)が報告した翌年には、カナダでの観測に基づいてTucker(1950)が同様の現象を報告している。また日本でも同じ年に吉田耕造が解説記事を日本海洋学会誌に載せ、八丈島その他で昔から知られた現象であることを紹介している。長周期波の発生原因としてMunkは、碎波による質量輸送が波の不規則性のために時間的に変動し、これによって汀線近くの平均水位が上下するとした。これは定性的な説明であって必ずしも正確でない。現時点で考えられている長周期波の発生機構には次のようなものがある。



図ー1 サーフビートを伴う波形記録の例 (合田 1975)

1. 不規則な波群に拘束された長周期波が存在し、これが波群とともに伝播する。
2. 波数、波向きの異なる二つの波の間に非線形共鳴の条件が整うとき、汀線に平行に伝播するエッジ波が発達する。
3. 碎波帯内でラディエーション応力が時空間的に変動することによって長周期波が励起される。
4. 不規則な波群が砂浜に遇上するときの引き波の水位が、波群の周期に応じて緩やかに変動することによって、長周期波が形成される。
5. 海岸で反射されて沖へ向かう長周期波が、海岸あるいは陸棚地形によって屈折作用を受け、沿岸域にトラップ (捕捉) される。

第1の機構は、Longuet-Higgins・Stewart (1964) がラディエーション応力の概念を案出したときに、その応用例として説明したものである。すなわち、不規則な波群の中で波高の高い部分ではラディエーション応力が相対的に大きいために水位が押し下げられ、波高の低い部分ではラディエーション応力が相対的に小さいために水位が高くなる。したがって、不規則波群の空間波形を観察すると、波形の包絡線と逆位相の平均水位の変化、すなわち長周期波が存在するはずであるとした。そして、Tucker (1950) が報告した波形の包絡線と長周期波との相関関数の変動を、このラディエーション応力の考えで説明した。こうした長周期波は不規則波群の構造に組み込まれており、波群と同一の群速度で進行する、すなわち波群に拘束された波である。このため、「波群拘束長周期波」あるいは単純に「拘束波」と呼ばれている。なお 2.2 に述べるように、この拘束波は、微小振幅の二つの線形波が同時に存在するとき、2波が単純に重ね合わさただけでは水面の境界条件が満足されず、2波が干渉しあって2次の非線形波の存在が必要となるために出現するものである。この非線形干渉を計算することによって拘束波の振幅が求められる。二つの線形波が同一方向に進行するときの解は、ラディエーション応力によって推定した結果と同一である。しかし、二つの線形波の進行方向が異なるときには、非線形干渉の綿密な計算が必要となる。

第2の機構は、Gallagher (1971) が提案したものである。エッジ波というのは、2.4 に解説するように、傾斜した海岸の海底境界条件を満足する波動の解としてとして導かれるもので、周波数と波数 (沿岸方向) の間の分散関係式が通常の一様水深部を伝播する波とは異なっている。海浜で存在し得るエッジ波の周期は一般にかなり長く、サーフビートの周期帯に適合するため、長周期波の有力な候補として長い間その実証のための努力が現地観測で続けられてきた。

第3の機構は、ラディエーション応力の性質から導かれるものである。この応力が場所的に変化していると、応力の空間的傾斜に比例した力が水面に働くことになる。時間的に一定であれば、碎波帯内の水位上昇、すなわち wave setup を引き起こす。しかし、ラディエーション応力の傾斜が時間的に変化すれば、たとえば wave setup の大きさが時間的に変化し、結果的に長周期の波が発生す

ることになる。この考え方は Symonds ほか (1982) が提示したものである。ラディエーション応力が時空間的に変化する原因として、Symonds ほかは規則波の碎波点が時間とともに振動するモデルを導入した。彼らはこれによって発生する波を Breakpoint forced long waves と呼んでおり、研究者によっては BFLW あるいは BFW の記号でこの長周期波を表記している。ただし、Symonds ほかのモデルは、この機構で発生する長周期波をできるだけ解析的な形で求めるための便法であり、周期のわずかに異なる 2 成分規則波でつくられるビート波を対象としたものであって、不規則波にはそのままの形では適用できない。また、碎波モデルとしてもきわめて簡略化されたものであって、実際の碎波現象を適切に記述したものではない。Symonds ほか (1982) の理論は、碎波帯内のラディエーション応力の時空間変動によって長周期波が発生することを例示したことに意義があり、碎波モデルそのものは参考にとどめるべきものである。

第 4 の機構は、砂浜に波が遡上するとき、波高の大きな波が先行する小さな遡上波 (Swash) に追い付いて吸収してしまい、遡上波全体としては周期が長くなる現象に関連している。この現象自体は室内実験 (間瀬 1985, など) や現地観測 (Mizuguchi 1984, など) で認められていたが、最近 Watson・Peregrin (1992) は非線形長波方程式の数値計算によって長周期波の発生を例証し、さらに水路実験で確認している (Watson ほか 1994)。

第 5 は、現地で観測していると、拘束長周期波のほかに自由波として進行する長周期波がかなりの大きさで存在することが明らかである。この自由波がどこから来たかを証明することは困難であるが、波群に拘束された長周期波が碎波帯のなかで拘束を解かれて自由波となり、海浜で反射されて沖へ向かうというのが Longuet-Higgins・Stewart (1964) の考えである。ただし、この拘束波が自由波となるメカニズムは具体的には解明されていない。沖へ向かった長周期の自由波が海岸域にトラップされるというのは、津波の全反射の現象からの類推であり、Herbers ほか (1992) などが唱えている。不規則波浪に随伴してきた長周期波のトラップ現象が観測事例によって確認されているわけではないが、常識的には納得できるメカニズムである。

以上の他に、不連続線の通過などに伴う微気圧振動によって発生する長周期波や、海底地形の凹凸によって誘発される長周期波などがある。前者は長崎湾の「あびき」を引き起こすことが知られている (Hibiya・Kajiura 1982)。ただし、こうした気圧変動によるものは周期が 10 分以上であり、ここでの対象外である。後者は理論的に面白いものの、実際にそうしたメカニズムで有意な大きさの長周期波が発生しているとは考えにくいので、本稿では取り扱わない。

2.2 波群拘束波について

有限振幅の規則波では、水面の非線形境界条件を満たすために、ストークス波理論で表されるような高次の高調波成分が随伴し、基本波と同じ速度で伝播する。波数、波向の異なる二つの水面波が重なりあった場合には、それぞれの波に固有な高調波成分が随伴するだけでなく、周波数および波数ベクトルの和および差に相当する周波数と波数ベクトルを持つ、二つの非線形干渉波が発生する。さらに、この 2 次干渉波は、基本波と再び第 3 次の干渉を行って波形の空間変化を引き起こす (Madsen ほか 1993)。不規則波の場合には、無数の成分波の二つずつの組合せについて 2 次干渉波が発生すると考えられる。

こうした不規則波の非線形干渉の理論は、まず Tick (1963) が周波数スペクトルの 2 次干渉を計算し、浜田 (1965) が若干の訂正を行った。また、Hasselmann (1962) は深海波について 3 次干渉による成分波間のエネルギー移行の理論を提示した。実際に観測された浅海域の周波数スペクトルについて、非線形成分を計算した 1 例が図-2 である (Goda 1983)。これはコスタリカのカルデラ港に

来襲した $H_{1/3} = 3.0 \text{ m}$, $T_{1/3} = 17\text{s}$ の安定したうねりのスペクトルであり、約3時間の連続記録を30分ごとに分割して求めた結果の平均である。白丸を実線で結んだ観測値に対して、繰り返しの非線形計算によってスペクトルの2次干渉成分を求めた結果が黒丸、1次の線形成分の推定結果が細実線で結んだ十字印である。2次非線形成分のうちで周波数 0.04Hz 以下のものが成分波間の周波数の差として現われる長周期波である。

一方、不規則波を級数表示したときの2次非線形成分の振幅と位相を具体的に与えたのはイギリスの水理研究所の Bowers (1976, 1977) であった。彼は、不規則波中の船舶係留の実験における長周期波の問題を解決することも目的としていた。また、デンマーク工科大学の Ottesen Hansen (1978) も、不規則波を使った水理模型実験の手法開発のなかで2次非線形干渉波の表式を与え、その性質を吟味した。この計算は各成分波が同一の方向に進行する場合のものであり、この方法で算定される不規則波中の長周期波の振幅は、Longuet-Higgins・Stewart (1964) が提示したラディエーション応力による次の計算値と一致する。

$$\zeta(x, t) = -\frac{\tilde{S}_{xx}(x, t)}{\rho[gd(x) - C_g^2(x)]} + \text{const.} \quad (1)$$

ここに、 $\zeta(x, t)$ は長周期波の水位、 $\tilde{S}_{xx}(x, t)$ はラディエーション応力の変動成分、 ρ は水の密度、 g は重力加速度、 $d(x)$ は水深、 $C_g(x)$ は群速度であり、 x は水平座標、 t は時間である。

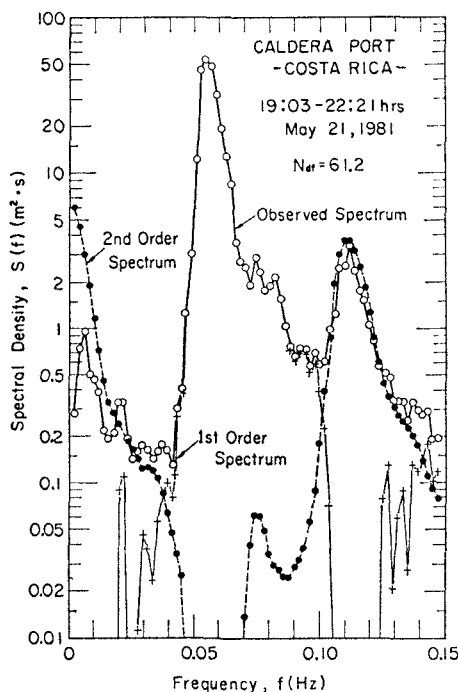


図-2 周波数スペクトル観測値に対する非線形成分の分離例 (Goda 1983)

二つの基本波の進行方向が異なる場合の2次非線形波の解は、デンマーク水理研究所の Sand (1982) によって与えられた。また、木村 (1985) も類似の計算を行い、非線形長周期波の2次元スペクトルの表式を得ている。この2次元の非線形干渉長周期波の算定式は次のように表される (Sekimoto ほか 1992)。

$$\zeta = \sum_{i-j=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{m_j=1}^{\infty} \sum_{n_j=1}^{\infty} \xi_{ij} \quad (2)$$

ここに,

$$\xi_{ij} = a_i a_j G_{\eta\xi} \cos(\Psi_i - \Psi_j) \quad (3)$$

$$G_{\eta\xi} = \frac{1}{2d} \left[\frac{G' - k_j d k_j d \cos \theta_{m_i n_j} - 16\pi^4 D_i^2 D_j^2}{4\pi^4 D_i^2 D_j^2} + 4\pi^2 (D_i^2 + D_j^2) \right] \quad (4)$$

$$G' = \frac{(D_i - D_j)[D_j(k_i^2 d - 16\pi^4 D_i^4) - D_i(k_j^2 d - 16\pi^4 D_j^4)] + 2(D_i - D_j)^2[k_i d k_j d \cos \theta_{m_i n_j} + 16\pi^4 D_i^2 D_j^2]}{(D_i - D_j)^2 k_{ij}^- d \tanh k_{ij}^- d} \quad (5)$$

$$\Psi_i = \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{x} - 2\pi f_i t + \epsilon_i \quad (6)$$

$$D_i = \sqrt{\frac{d}{g}} f_i \quad (7)$$

$$\theta_{m_i n_j} = \theta_{m_i} - \theta_{n_j}, \quad k_{ij}^- = |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j|, \quad \mathbf{k}_i = (k_i \cos \theta_{m_i}, k_i \sin \theta_{m_i}) \quad (8)$$

であり, a , k , f , θ , ϵ はそれぞれ方向不規則波中の各成分波の振幅, 波数, 周波数, 波向角, および位相角であって, 添字 i , j , m_i , n_j が成分番号を示している。なお, 成分波の波向角をすべて等しいとみると, これは一定方向に進行する不規則波であり, Ottesen Hansen (1978) の解となる。また, Okihiro ほか (1992) は Hasselmann (1962) の理論に基づいて, 関数形はやや異なるものの, 式 (2) ~ (8) と同等の計算式を示している。さらに, Herbers ほか (1994) は方向スペクトルから直接に 2 次スペクトルを求めるための計算式を提示している。

方向スペクトル波浪における 2 次非線形干渉波は, 方向分散のために長周期波の振幅が一方方向波浪の場合よりも著しく減少するのが特徴である。Sand (1982) や木村 (1985) が例示しているように, 二つの波の波向角がわずか 10° 異なるだけで, 長周期波の振幅が数分の一以下になる。図-2 のカルデラ港の周波数スペクトルで長周期波の計算値が観測値をやや上回っているのは, うねりの方向分散を無視したための過大評価の結果であろう。方向分散を考慮するならば, 観測値よりも小さな値が得られるものと思われる。同じデータについて橋本 (1990) が非線形核関数の推定を行ったときには, 観測値よりもかなり小さな推定値しか得られなかった。これは, うねりに随伴してきた拘束波は橋本の推定値のとおりであり, なんらかの自由に伝播する長周期波が拘束波に重なっていたと推測される。

2.3 斜面上の重複波について

通常の波は海岸に向かって進行し, 海岸で反射されて沖へ戻っていく。海底が角度 β で一様に傾斜しているとすると, 座標原点を汀線から沖向きにとった場合の距離 x における水深は $d = x \tan \beta$ である。長波が汀線に直角に入射して完全反射される場合には, 斜面上に重複波が形成される。Lamb (1932, §186) は振幅が微小な場合の解を与えており, それを参考にとすると水位 ζ および岸沖方向の流速 U が次のように表示される (Hotta ほか 1981)。

$$\zeta(x, t) = a J_0 \left(\frac{2\omega x}{\sqrt{gd}} \right) \cos \omega t \quad (9)$$

$$U(x) = -a \sqrt{\frac{g}{d}} J_1 \left(\frac{2\omega x}{\sqrt{gd}} \right) \sin \omega t \quad (10)$$

ここに、 J_0, J_1 は 0 次および 1 次のベッセル関数であり、 ω は角周波数 ($= 2\pi f$) である。なお、ベッセル関数の引数は $2\omega\sqrt{x/(g \tan \beta)}$ とも書き換えられる。

斜面上の重複波の節と腹は、それぞれ 0 次と 1 次のベッセル関数の零点の位置にある。岩波数学公式集 III (p.152) を参照すると、 $J_0(X)$ の零点はほぼ $X = (m - 0.24)\pi$ 、 $J_1(X)$ の零点はほぼ $X = (m + 0.24)\pi$ で与えられる。ただし、 $m = 1, 2, \dots$ である。したがって、汀線から一定の距離で水位、流速を観測したとすると、次の周波数においてはその地点が重複波の節あるいは腹となるために、水位あるいは流速の振幅が 0 となる。

$$f_m \approx \frac{m \pm 0.24 \sqrt{gd}}{4x} \quad (11)$$

ただし、複号の正符号は流速の零点、負符号は水位の零点に対応している。なお、海底が勾配の異なる二つの斜面で形成されているときの解は Hotta ほか (1981) が与えており、汀線が一定水深の壁の場合に対しては合田・水沢 (1994) が式 (11) に代わる近似式を示している。

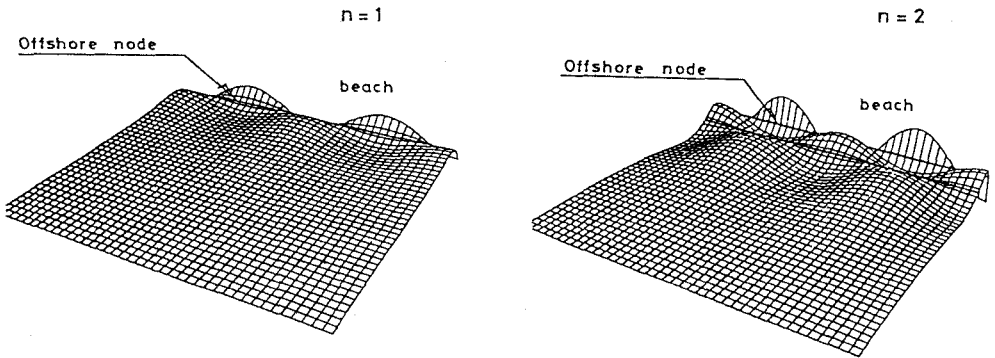


図-3 モード 1 と 2 のエッジ波の波形の立体図 (佐々木 1974 による)

なお、波が汀線に斜めに入射するときには、汀線に直角な岸沖方向成分について式 (9)、(10) が成立し、汀線に平行な沿岸方向の成分は進行波の形をとるであろう。ただし、屈折を伴う現象であり、沿岸方向の波数 k_y の定義も判然としない。こうした傾斜海岸へ斜め入射する長波については Munk ほか (1964) が取り扱っているが、やや難解である。なお、Munk ほかは斜面重複波を leaky (漏れ出し) モードの波と呼び、次節のエッジ波をトラップ・モードの波と呼んだので、これ以降の文献では leaky モードの呼称がしばしば現れる。

2.4 エッジ波について

海底が傾斜した海岸には、汀線に沿って伝播する波があり得る。波峰線は汀線に直角であり、振幅は汀線で最大で、岸から離れるにつれて指数関数的に減衰する。この波は、水域の端 (edge) を伝播するところからエッジ波と呼ばれている。図-3 は佐々木 (1974) が計算したエッジ波の波形の立体図であり、加藤 (1991) が紹介している。図中で $n = 1$ あるいは $n = 2$ と記しているのはエッジ波の節線の数を表しており、この節線の数でエッジ波のモードを区別している。エッジ波については、たとえば水口 (1979) が理論的背景を紹介しており、水位波形などの表現式は Hotta ほか (1981) や加藤 (1991) などにも記載されている。

海底が角度 β で一様に傾斜しており、微小振幅の長波近似が成立するときのエッジ波の解は Eckart (1951) が与えている。諸研究者が引用しているところによると、水位および岸沖・沿岸方向の流速は次のように表される。

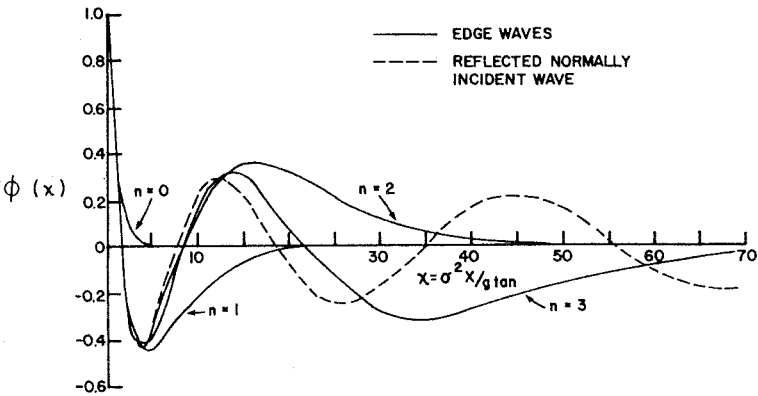
$$\zeta = a_n L_n(2\chi) e^{-\chi} \cos(ky - \omega t) \qquad \qquad \qquad : \chi = kx \tag{12}$$

$$U = \frac{a_n g k}{\omega} \frac{\partial}{\partial \chi} [L_n(2\chi) e^{-\chi}] \cos(ky - \omega t) \tag{13}$$

$$V = -\frac{a_n g k}{\omega} L_n(2\chi) e^{-\chi} \sin(ky - \omega t) \tag{14}$$

ここに、 a_n は次数 n のモードのエッジ波の汀線での振幅、 L_n は n 次のラグール多項式であり、 k は沿岸方向のエッジ波の波長を λ_n として $2\pi/\lambda_n$ で与えられる波数である。エッジ波の波長は、周波数とモードの次数によって次式のように一義的に定まることが特徴的である。

$$\omega^2 = gk(2n + 1) \tan \beta, \qquad \lambda_n = \frac{g}{2\pi f^2} (2n + 1) \tan \beta \tag{15}$$



図－4 エッジ波と汀線直角入射の重複波の岸沖方向の波形の無次元表示

図－4 は、Holman (1981) が提示した 3 次までのモードのエッジ波と、海岸に直角入射の斜面上の重複波の岸沖方向の無次元波形を示している（なお、原図は Guza 1974 によると思われる）。海底は傾斜角 β の一様斜面であり、図の横軸の σ は ω と同一である。エッジ波に対しては式 (13) の分散関係を使うと、横軸の変数は $kx(2n + 1)$ と書き換えられる。また重複波に対しては、深海波の波長 $\lambda_0 = 2\pi g/\omega^2$ の関係によって、横軸の変数が $2\pi d/\lambda_0$ と書き換えられる。一般に高次モードのエッジ波は斜面上の重複波と区別が付きにくいといわれる。

3. 長周期波の現地観測

3.1 概 説

Munk (1949) によってサーフビートの存在が定量的に認識されて以来、長周期波の実態を解明しようと世界各国で多大な努力が払われてきた。年代順にこうした現地観測の報告を整理すると表－1，2 のようになる。表－1，2 で沖浜は碎波帯の外，外浜は碎波帯内，前浜は汀線近傍を指しており、文献中の波高、水深等から適宜判断したものである。

表－１ 英文論文における長周期波の現地観測事例

著者（発表年）	主観測場所	観測計器	成果その他
Munk (1949)	南加州海岸（沖浜）	水圧計・津波計	長周期波と沖波とを関連づける
Tucker (1950)	カナダ東海岸（沖浜）	水圧式波高計	水圧包絡波形と長周期波の相関係数を計算
Suhayda (1974)	南加州海岸（沖浜）	階段式波高計	周波数スペクトルから重複波と推定
Huntley (1976)	英国海岸（沖・外浜）	電磁流速計	周波数・クロススペクトルでエッジ波と推定
Sasaki ほか（'76, '78）	阿字ヶ浦海岸（外浜）	ボール群	重複波の特性を示すがエッジ波でも説明可能
Holman (1981)	カナダ南東海岸（外浜）	電磁流速計	流速スペクトルからエッジ波が励起と推定
Hotta ほか（1981）	大洗海岸（外浜）	ボール・流速計	2次元重複波説を支持
Katoh (1981)	仙台海岸（前浜）	汀線の連続写真	遡上波先端の沿岸分布からエッジ波を証明
Huntley ほか（1981）	南加州海岸（外浜）	電磁流速計群	沿岸流速はエッジ波，岸沖流速は重複波
Huntley ほか（1984）	カナダ南東海岸（沖浜）	電磁流速計	岸沖流速は重複波が支配
Sallenger ほか（1984）	米国東海岸（沖・外浜）	移動式波高計	重複波または高次エッジ波と推定
Guza ほか（1984）	南加州海岸（沖浜）	水圧・流速計	入・反射波の分離，岸沖方向は重複波と推定
Guza ほか（1985）	南加州海岸（沖浜）	水圧・流速計	周波数スペクトルから重複波と推定
List (1986)	米国東海岸（沖・外浜）	水圧・流速計群	入・反射波分離，拘束波成分は 1/4 以上
Nelson ほか（1988）	豪州南東海岸（沖浜）	波高計 2 台	長周期波と沖波諸元の関係の経験式
Howd ほか（1990）	米国東海岸（外浜）	流速計群	入射波の方向特性により長周期波成分が変化
Nakaza ほか（1990）	沖縄海岸（リーフ）	水圧式波高計	台風時のボア状サーフビートの事例
Webb ほか（1991）	太平洋・大西洋（深海）	精密水圧計	深海域での長周期波を沿岸の波浪と関連づけ
Bowers (1992)	イギリス沿岸（沖浜）	水圧式波高計	2次元干渉波計算で拘束波と自由波の経験式
Elgar ほか（1992）	米国東海岸ほか（沖浜）	水圧式波高計群	バイスペクトルで拘束波成分を推定
Foote ほか（1992）	イギリス東海岸（沖浜）	水圧・流速計	予備観測的な成果
Herbers ほか（1992）	米国東海岸ほか（沖浜）	水圧式波高計群	自由波と拘束波の大きさを提示
Okihiro ほか（1992）	ハワイ・南加州（沖浜）	水圧式波高計群	方向スペクトル計算で拘束波の寄与分を推定
Sekimoto ほか（1992）	柏崎・大洗（沖浜）	波高計 2 台	高波時には拘束波が支配的

注：「ボール」は海中に設置したボールと海面を 16mm メモーション・カメラで撮影する方式である。

表－２ 和文論文における長周期波の現地観測事例

著者（発表年）	主観測場所	観測計器	成果その他
土屋ほか（1973）	大潟海岸（沖浜）	容量式波高計群	サーフビートの沖方向変化を報告
合田（1975）	新潟ほか（外浜）	ボール	サーフビート振幅の経験式を提案
橋本ほか（1977）	平塚海岸（沖浜）	容量式波高計	重複波とみられるが低反射率で不明確な場合あり
佐藤ほか（1980）	薩摩海岸（沖浜）	容量式波高計群	スペクトルと波形から重複波と推定
水口（1981）	大洗海岸（外浜）	ボール・流速計	岸沖方向の重複波が形成と結論
土屋ほか（1982）	大潟海岸（沖浜）	容量式波高計群	風波との時間差から陸棚上のエッジ波と推定
山口・畑田（1983）	琵琶湖岸（沖・外浜）	容量式波高計	長周期波の統計量の重回帰分析，式（16）を支持
柿沼ほか（1987）	中予海岸（沖・外浜）	水圧・流速計	長周期波の反射率が周波数に応じて減少
加藤・柳嶋（1992）	波崎海岸（前浜）	超音波式波高計	長周期波と沖波諸元との統計的關係
仲座ほか（1994）	沖縄南岸（リーフ）	水圧式波高計	リーフ外では拘束波，リーフ内では共振重複波

注：英文論文で発表済みのものは割愛した。

なお，アメリカ，カナダでの観測の大半はカリフォルニア大学スクリップス海洋研究所の系列の研究者たちが実施したものである。すなわち，Bowen は Inman 教授の指導で学位を得た後イギリス

へ渡り、Huntley と一緒にエッジ波の観測を行い、その後カナダのハリファックスのダルハウジー大学へ移って Holman を指導している。Suhayda や Guza もスクリップス出であり、Elgar は Guza の指導を受けている。学位の授与元を確認していないが、共著者名でみると Symonds は Bowen のグループであり、Herbers や Okiihiro はスクリップス研究所所属である。すなわち、20 年以上にわたって現在までも現地観測を続けている。わが国では 1970 年代から 80 年代にかけて、東京大学の系列のグループが茨城県沿岸で 10 年余にわたって観測を行ったが、研究資金制度の違いなどのために現地観測プロジェクトは承継されていない。

3.2 長周期波の発生機構解明のための観測

Munk と Tucker によって長周期波の存在が明らかにされたものの、しばらくの間は長周期波は研究者の関心と呼ばなかった。やがて 1970 年頃から、離岸流や沿岸流との関連性が注目され、アメリカや日本で観測が始められた。当初は Gallagher (1971) のエッジ波の非線形共鳴理論が拠り所とされ、現地でエッジ波を確認することに努力が注がれた。Huntley・Bowen (1973) や Huntley (1976) のイギリスでの観測が最初と思われる（水口 1979 による）。実際の海岸にエッジ波が存在することを明確に提示したのは、加藤 (Katoh 1981) と Huntley ほか (1981) の観測結果である。

加藤は、仙台新港南側の砂浜に打ち上がる波の空中写真を、高度 500m の気球を使って撮影した。約 60 分間に 66 葉撮影した写真から遡上波の先端位置を計測し、沿岸方向の遡上線の変化を経験的固有関数によって解析した。この結果から、モード 1～7 のエッジ波が沿岸方向に重複波を形成していると結論づけた。また、電磁流速計による岸沖・沿岸方向流速のクロス・スペクトルも、重複エッジ波を裏づけた。

Huntley ほか (1981) は、南カリフォルニアのスクリップス海洋研究所の棧橋の北約 4km の海浜に 2 方向電磁流速計 19 台を展開し、さらに 10 台の水圧式波高計その他も配置した。流速計は汀線に平行な延長約 520m の横軸線（水深約 0.6m）と、汀線に直角に約 220m 沖までの縦軸線の十文字に配置し、流速の周波数・波数スペクトルを最尤法で解析した。沿岸方向流速のスペクトルには、式 (15) の分散関係式を満足する曲線上にエネルギーの集中が見られ、これが沿岸に平行に進行するモード 0, 1 のエッジ波を証拠づけた。ただし、岸沖方向の流速成分はエッジ波では説明がむずかしく、近接するスクリップス海谷による重複エッジ波あるいは入射波浪による強制波の可能性があったとした。

一方、長周期波が斜面上で重複波を形成しているとの報告は、Suhayda (1974) が最初である。彼は海岸に直交する線上に配置した複数の波高計の周波数スペクトルを分析し、各地点でエネルギー密度が極小となる周波数の値を検出した。そして、式 (11) に相当する理論値との比較に基づいて斜面重複波を結論づけた。これに対して Guza (1974) はエッジ波の可能性の検討が不十分であると批判した。Suhayda は、自分は重複波が成立しているとの前提の下に観測を行ったのであり、エッジ波の検出のためには別途の計画が必要であると反論した。当時はエッジ波の検証に主力が置かれていたため、斜面重複波の追認観測はしばらく行われなかった。

しかし、わが国では橋本ほか (1977)、佐藤ほか (1980)、水口 (1981) など単発の事例ながら重複波を示唆する観測報告がなされ、特に水口は岸沖方向の重複波が存在することを明確に主張した。アメリカでは、Guza・Thornton (1984) が南カリフォルニア沿岸の 2 箇所での水位と岸沖方向流速の観測結果を整理し、斜面重複波の理論が観測成果に整合すると結論した。

1980 年代には、米国陸軍工兵隊の海岸工学研究センターが所管するノースカロライナ州ダックの現地観測施設を利用した、大規模な合同観測が DUCK82, SUPERDUCK('86) と 2 回行われ、長周

期波に関する分析が行われた (Sallenger・Holman 1984, Howd ほか 1990)。また、1990 年 9 月には長周期波の精密観測を目的として、この施設の沖合の水深 13m の地点に 24 台の水圧式波高計を沿岸・岸沖方向各 250m の範囲に配列し、1991 年 6 月までの間の 9 ヶ月にわたってデータを取得するプロジェクトが実施された。この成果は Elgar ほか (1992) や Herbers ほか (1992, 1994) が報告している。こうした諸観測は、エッジ波か重複波かの議論を脱却して、波群に随伴する拘束波の大きさを定量的に評価する方向を目指したものである。これは Ottesen Hansen (1978) や Sand (1982) によって拘束波の計算が可能になったためであろう。ハワイのオアフ島沿岸で行った Okihiro ほか (1992) の観測もまた同一の目的であった。

なお異色のものとしては、Webb ほか (1991) が実施した太平洋・大西洋沿岸の水深約 5000m の深海底での観測がある。特殊な精密水圧計で 0.01mm 単位の水圧振幅を計測したもので、風波の圧力変動は海底に達するまでに完全に減衰してしまうが、長周期波はある程度減衰しても圧力変動が海底に伝播することを利用した計画である。観測された長周期波は自由に伝播する波であって、その振幅は直上の海面の風浪とは相関性がなく、むしろ 1000km オーダーの広域の平均的な波浪状況とよく対応していた。Webb ほかはこの結果から、大洋上の長周期波は沿岸域で反射された波であろうと結論している。ただし、振幅が極めて小さいところから、エネルギーのごく一部分 (1% 以下) が沿岸から深海へ伝播すると推定している。これを受けて Herbers ほか (1992) は、沖へ向かう長周期波が陸棚上での屈折によってトラップされると述べている。先に土屋ほか (1982) は、大潟海岸で観測された長周期波が風浪から十数時間遅れてエネルギー最大となるところから、サーフビートは陸棚にトラップされたエッジ波ではないかと考察した。これも Webb ほか (1991) の報告と関係があるかもしれない。

珊瑚礁海岸では、幅の広いリーフ上で長周期波が共振現象を起こして発達する可能性がある。これについては Nakaza ほか (1990)、仲座ほか (1994) が現地観測例を報告している。

3.3 現地観測による長周期波の定量的評価

長周期波の発生機構の解明も重要であるが、実用問題では長周期波の大きさを予測したいことが少なくない。これに対しては、まず合田 (1975) が不規則波の碎波変形モデルにサーフビートの影響を取り込むために、一つの経験式を提案した。

$$H_{\zeta} = 0.04H'_0 \left/ \sqrt{\frac{H'_0}{L_0} \left(1 + \frac{d}{H'_0}\right)} \right. \quad (16)$$

ここに、 H'_0 は換算沖波有義波高、 L_0 は沖波の波長である。長周期波の有義波高 H_{ζ} は沖波の有義波高にほぼ比例するが、水深と波長によっても影響される関数形があてはめられた。この経験式は、山口・畑田 (1983) が整理した琵琶湖岸のデータでもほぼ成立した。またオーストラリアでは、Nelson ほか (1986) が特定の港の計画地点の静穏度検討の一つとして、長周期波の振幅が沖波のエネルギーのほぼ 1.77 乗に比例することを報告した。さらに、加藤 (1993) は前浜地形の侵食現象を説明するために、波崎海岸の観測栈橋の長周期波のデータを解析して理論的考察も加え、長周期波の振幅が沖波有義波高に比例するものの、その比例係数がイリバーレン数の関数であることを示した。

こうした経験的関係式に対して、最近の観測データ処理は波群拘束波の計算を行ったうえで観測値と比較する例が増えている。前節で紹介した Okihiro ほか (1992)、Herbers ほか (1994) などは、観測された方向スペクトルを用いた 2 次干渉波の計算を行い、長周期波の観測エネルギーおよび周波数スペクトルと比較している。Okihiro ほかの場合には方向分散性を無視した計算も行い、方向分散を考慮することによって拘束波としての長周期波のエネルギーが低下することを例示している。わ

が国では関本 (Sekimoto) ほか (1992) が方向スペクトルは考慮しないものの、拘束波の計算を行って観測値と対比している。さらに、Elgar ほか (1992) と Herbers ほか (1994) はバイスpekトルの計算によって拘束波の割合を推定している。

一方、イギリスの Wallingford 水理研究所の Bowers (1992) は、船舶動揺対策の資料として長周期波のデータを整理している。彼は方向分布として解析的取り扱いが容易な $\exp(-\theta^2/\theta_0^2)/(\sqrt{\pi}\theta_0)$ の関数形を仮定した。ここに、 θ_0 は方向分散の度合いを表すパラメータである。そして、周波数スペクトルには一つの標準形を仮定し、また一様水深での長波近似を用いることによって、方向スペクトルによる非線形拘束波の有義波高 $H_{\zeta, \text{dir}}$ の算定式として次式を導いた。

$$H_{\zeta, \text{dir}} = 0.0413 \left(\frac{d^{1/2}}{\theta_0 T_p} \right)^{1/2} \frac{H_s^2 T_p^2}{d^2} \quad (17)$$

ここに、 T_p は通常の波浪のスペクトルピーク周期、 H_s は波浪の有義波高である。定数の 0.0413 は $\text{m}^{3/4} \text{s}^{-3/2}$ の次元を持つ。なお、一方向不規則波であれば、非線形拘束波の有義波高は次のようになる。

$$H_{\zeta, \text{uni}} = 0.074 \frac{H_s^2 T_p^2}{d^2} \quad (18)$$

この定数 0.074 は ms^{-2} の次元を持つ。Bowers は、式 (18) に比べると、式 (17) は 1/2 程度の波高になると述べている。

Bowers は観測された長周期波が非線形拘束波と自由進行長波（彼はこれをサーフビートと呼ぶ）の和であるとし、波浪の波形と長周期波との相関係数の観測値が計算値と一致するまで繰り返し計算を行って方向分散パラメータ θ_0 を定めた。そして観測された長周期波のエネルギーから推定された非線形拘束波のエネルギーを差し引く操作によって、自由進行長波のエネルギーを推計した。この操作をイギリス沿岸の 3 港の観測データに対して行い、自由長波のエネルギー推定の経験式を次のように定めた。

$$H_{\zeta, \text{free}} = (0.0041 \sim 0.066) \frac{H_s^{1.11} T_p^{1.25}}{d^{0.15}} \quad (19)$$

式 (17) と式 (19) で試算してみると分かるように、有義波高が 3m 程度以下では自由長波が大きく、波高が大きくなると非線形拘束波が卓越する。この傾向は、Elgar ほか (1992)、Hebers ほか (1994)、Okihiro ほか (1992)、関本ほか (1992) の報告に共通である。すなわち、観測地点の波浪が小さいときには、それまでの高波によって発生した長周期波が陸棚上にトラップされるなどして残存するために、自由長波が卓越するとみられる。ただし、自由長波として残存する期間やその比率などは地点ごとに異なるものと推測されるが、それを検討するだけのデータは報告されていない。

4. 水理実験による長周期波の現象解明の試み

現地観測と並んで、水理模型実験によって長周期波の機構を解明しようとする試みも各国で行われてきた。表-3 はこれを一覧表の形でまとめたものである。

1970 年代には水口 (1979) が紹介するように、エッジ波の発生を確認するための実験がいくつか行われた。こうした実験の最後が表-3 に示した Bowen・Guza (1978) の水槽実験である。実験では、幅 15m、奥行約 11m の平面水槽内に勾配 1/8 の斜面を設け、その斜面に対して造波板（油圧駆動式）を 15.8° の角度で設置した。そして 2 成分波を造波して斜面に斜め方向から作用させ、非線形共鳴によるエッジ波を発生させたものである。この実験によって、Gallagher (1971) の理論のようにエッジ波が発達することが検証された。

一方、不規則波を使った水理実験では、波群に拘束された長周期波が造波水路内に発生する。このことは、イギリス、デンマーク、オランダなどの水理研究所では早くから知られていた。これは、港湾の静穏度をわが国のような波高分布で判定するのではなく、バース予定地点に模型船舶を係留してその動揺量で判定する手法が用いられていたことに関係する。このため、水路実験に際して長周期波をどのように適切に再現するかが問題となり、Sand (1982c) が問題の所在を論じ、Barthel ほか (1983) が造波板で自由長波が発生しないための2次補正法を提示した。Kostense (1984) が斜面の碎波帯からの長周期反射波の実験を行った際には、こうした造波2次補正だけでなく、長周期の反射波までも造波板で吸収する造波制御方式を使用した。Mansard ほか (1984) も造波2次補正を行い、反射については水路の岸側に勾配 1/30 の碎石斜面を設けることによって長周期波を有効に吸収させ、水路末端からの反射を最小に抑えて実験している。Van Leeuwen (1992) の実験は、Kostense と同じオランダで行われたので、その造波制御方式を利用している。これに対してわが国では、造波2次補正を取り入れていた実験はあまり多くない。

表－3 長周期波に関する水理実験の事例

著者（発表年）	実験施設（勾配）	実験波	成果その他
Bowen ほか (1978)	幅 15m 水槽 (1/8)	斜め 2 成分波	非線形共鳴によるエッジ波の発生を確認
木村 (1983)	長 27m 水路 (1/10,20)	不規則波	拘束波としての伝播特性と重複波形成を確認
Kostense (1984)	長 55m 水路 (1/20)	2 成分ビート波	2 次補正・反射吸収型造波，反射波計測
Mansard ほか (1984)	長 67m 水路 (0, 1/40)	不規則波	造波 2 次補正，水路端で長周期波の反射なし
喜岡ほか (1990)	長 74m 水路 (1/20)	振幅変調規則波	入射波は拘束波，反射波は自由波と推定
合田ほか (1990)	長 17m 水路 (1/20,40)	不規則波	碎波帯内での入・反射波分離計測
van Leeuwen (1992)	長 40m 水路 (1/25)	不規則波	Kostense 型造波，一様水深・斜面で計測
清水ほか (1994)	幅 30m 水槽 (地形)	一方向不規則波	八重根漁港の模型実験を現地観測と対比
出口ほか (1994)	長 27m 水路 (1/20)	2 成分ビート波	拘束波の伝播，変形，反射の基礎実験
長瀬・水口 (1994)	長 20m 水路 (1/20)	振幅変調規則波	碎波帯外縁で発生する長周期波の基礎実験
Watson ほか (1994)	長 50m 水路 (1/20)	単一群波	遡上波の吸収合併による長周期波発生を検証
岡安・松本 (1995)	長 17m 水路 (0, 1/30)	2 成分・不規則	碎波帯発生波の検出と水口モデルとの比較

注：Bowen・Guza (1978) 以前のエッジ波発生に関する実験は省略した。

Kostense (1984) の実験は、Symonds ほか (1982) が提唱した碎波点移動による長周期波の発生理論を検証し、長周期波発生メカニズムを探ることにあった。このため、波としては2成分ビート波を用い、斜面上ではなく一様水深部で波高測定を行った。その際には、入射波は波群の群速度、反射波は自由長波の波速で伝播するという前提で入・反射波を分離する計算法を開発した。Kostense は、実験結果は Symonds ほかの理論と定性的に一致すると述べている。なお、この実験結果はその後の理論モデルの検証データとしてしばしば利用されている。一方、Mansard ほか (1984) の実験は、不規則波による長周期波の特性解明の基礎データを提供することを目的としたものである。この時点では不規則波に対する理論モデルがなかったため、理論との比較はなされていない。実験は 1/40 勾配斜面と、斜面の途中から長さ約 12m の水平ステップに変えた断面との2種類行っている。この実験では、水平ステップ上で不規則波高がほぼ一定値に安定したにもかかわらず、長周期波の振幅が岸に向かって増加するという結果が示されている。この Mansard ほかの実験は、当初の目的にもかかわらず他の研究者にほとんど引用されていない。ヨーロッパでの長周期波の実験は、van Leeuwen (1992) が不規則波で行っており、Roelvink (1992, 1993) が理論の検証に利用している。ただし、原論文を入手していないので詳細は不明である。

わが国では表-3に示すように、木村(1983)をはじめとして数多くの実験が行われている。しかしながら、長周期波の伝播を水路内で確認することを目的としたものが多く、長周期波の発生機構を追求したり、数値モデルとの検証を目指したものが少ないのが残念である。水口(1994)は、長周期波の発生機構に関する Symonds ほか(1982)の理論モデルを吟味して、砕波帯付近で発生する長周期波を3種類に分類した。この水口モデルの検証は長瀬・水口(1994)と岡安・松本(1995)が行っている。数値モデル(線形長波)との比較は合田ほか(1990)が行っており、実験値との比較を図-5に示す。

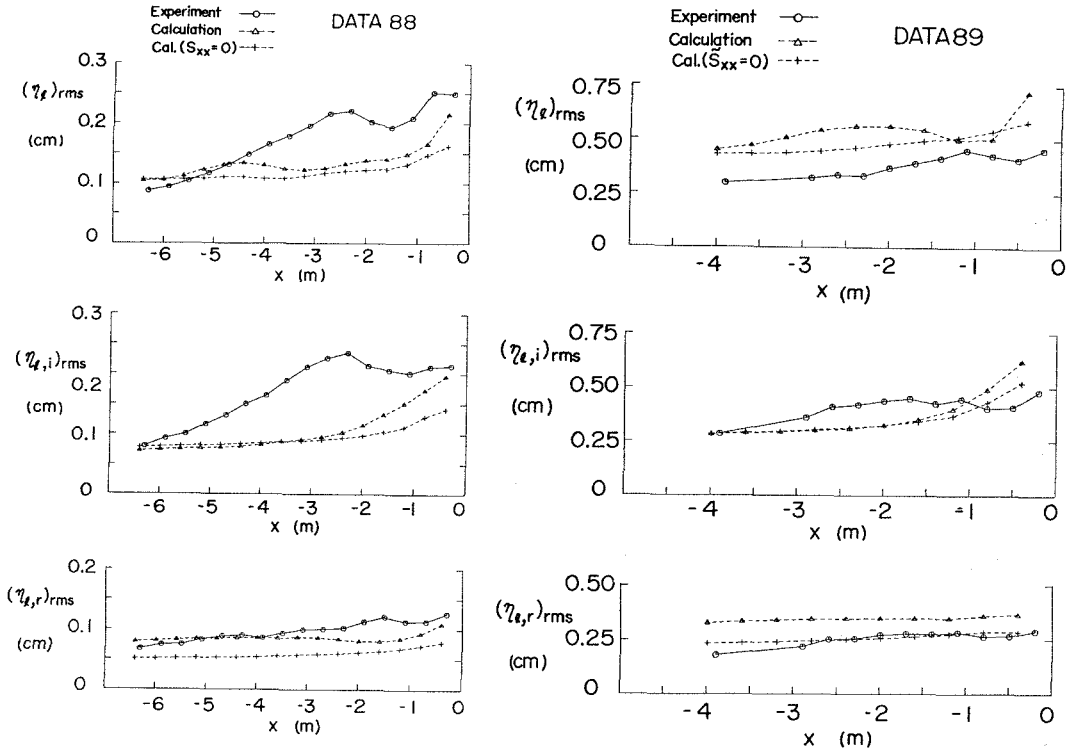


図-5 長周期波の入・反射波成分の振幅の測定値と計算値の比較(合田ほか1990)

(左側の DATA88 は 1/40 勾配斜面の実験で入射波は $H_{1/3} = 4.5 \text{ cm}$, $T_{1/3} = 0.86 \text{ s}$ である。右側の DATA89 は 1/20 勾配斜面の実験で入射波は $H_{1/3} = 8.7 \text{ cm}$, $T_{1/3} = 1.11 \text{ s}$ である。なお、上段と中段の実験値は取り違えてプロットされているので注意されたい。)

この実験では、波高と水平流速の同時計測によって入射波と反射波を線形に分離しており、それぞれの rms 値で表示している。また計算では、砕波帯内のラディエーション応力の時空間変動によって発生する長周期波を考慮した場合と、これを無視した場合 $[\text{Cal}(S_{xx} = 0)]$ の結果を示している。図の上段から、全成分、入射波成分、反射波成分を示している。この計算では、砕波帯内のラディエーション応力は反射波を増大させるものの、入射波については汀線近傍を除いては影響を与えていない。計算値は斜面上で緩やかに増大しているのに対し、実験値は斜面の途中で最大となってからやや減少している。特に DATA88 の入射波成分でこの傾向が著しい。これは砕波帯内にモデルでは取り込めなかった長周期波の発生機構が存在することを示唆していよう。また、計算による長周期波の振幅は DATA88 では実験値よりも小さく、DATA89 ではやや大きめである。また、波崎海岸の港湾技術研究所の観測栈橋で計測したデータでは、計算値が実験値を上回っていた。このときに使用した

数値モデルがまだ不完全であったためであろう。

なお、ヨーロッパでは研究としては発表されていないものの、模型実験の委託研究では平面水槽で長周期波を取り込んでいるはずである。わが国では、清水ほか(1994)が不規則波模型実験における長周期波の結果を現地観測値と比較し、かなり良い結果を得ている。

5. 長周期波の数値モデルについて

海岸工学の研究では、現地観測および水理実験と並んで理論モデルの構築とその数値計算が重要である。長周期波の発生、伝播、変形に関しては、表－4に示すような数値モデルがこれまでに発表あるいは使用されている。

表－4 長周期波の発生・伝播の数値モデル

著者（発表年）	基本式	拘束波	砕波モデル	特徴その他
Symonds ほか (1982)	線形長波	無	飽和砕波	砕波点位置の正弦的变化に対する解析解の誘導
佐藤ほか (1988)	線形長波	有	考慮せず	斜面上の底面流速変動の実験値と定性的に一致
Schäffer ('88, '93)	線形長波	有	飽和砕波	拘束波と砕波点発生の長周期波の振幅を吟味
合田ほか (1990)	線形長波	有	間瀬モデル	自らの実験値との一致は定性的
List (1992)	線形長波	有	飽和砕波	現地観測値との一致は定性的
Nakamura ほか (1992)	線形長波	無	飽和砕波	Symonds モデルに砕波点移動の時間差を導入
Roelvink ('92, '93)	非線形長波	有	確率的減衰	遡上波の移動境界処理、実験波形との対応良好
Watson ほか (1992)	非線形長波	無	ボア内在	重み付き平均フラックス法で遡上波も処理
金山ほか (1994)	ブシネスク	内在	等価渦動粘性	平面模型実験との対応は良好
山本・谷本 (1994)	線形長波	有	間瀬モデル	拘束波と砕波帯内発生波の大きさを比較計算
Madsen ほか (1994)	ブシネスク	内在	砕波ローラー	遡上域も取り込み、実験値と比較
Dodd (1994)	非線形長波	有	確率的減衰	Roelvink モデルを別手法で数値計算
Van Dongeren (1994)	非線形長波	不明	不明	乱流拡散項を導入

注：「飽和砕波」は砕波高が静水深に比例する一定とするモデルである。

表－4を一覧すると明らかなように、1992年を境としてそれまでは線形長波の連続・運動量方程式を使用していたのが、最近是非線形長波の方程式を使うように切り替わっている。また、ブシネスク方程式に基づいて方向不規則波の伝播計算を行うと、方程式自体が弱非線形性を持っているところから、長周期波も自動的に計算結果に現われてくる。ただし、計算効率としては長周期波成分だけを取り出した非線形長波方程式のほうが優れている。参考のために Roelvink (1992, 1993) の方程式系を以下に示す。

$$\frac{\partial}{\partial t} Q_t + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{Q_t^2 - Q_w^2}{h} + \frac{S_{xx}}{\rho} + \frac{1}{2} g h^2 \right] = g h \frac{\partial}{\partial x} d - \frac{\bar{\tau}_b}{\rho} \tag{20}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} h + \frac{\partial}{\partial x} Q_t = 0 \tag{21}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E + \frac{\partial}{\partial x} C_g E = -D \tag{22}$$

ここに、 h は長周期波の水位を加算した全水深、すなわち $h = d + \zeta$ 、 Q_t は底面から水面まで積分した全流量、 Q_w は波の質量輸送量であって $E/\rho C$ で与えられ（微小振幅波の水平粒子速度を波の谷から水面まで積分、あるいはストークス質量輸送の積分で求められる）、 τ_b は底面せん断力、 E は波のエ

エネルギー密度で $(1/2)\rho a^2$, C_g は群速度であり, D は碎波によるエネルギー減衰率である。これ以外の記号は、既出のものと同一である。長周期波の水位は、全水深 h の計算結果から静水深 d を差し引くことによって求められる。

Roelvink (1992, 1993) は、特殊な解法を用いて遡上波の先端が時間につれて移動する境界条件を取り込んでいる。この移動境界は Watson・Peregrine (1992) も数値計算に取り入れており、これによって引き波が長周期化することによる長周期波の発生を例示している。

数値モデルのもう一つのポイントは、碎波による波の減衰の取り込み方であり、これが適切でないと碎波帯内での長周期波の発生が的確に再現できない。最初の理論モデルを提案した Symonds ほか (1982) は、碎波帯内では波高はその場所の静水深に比例した一定値をとるものと仮定した。これは Saturated breaker (飽和碎波) の概念と呼ばれることがある。この碎波モデルでは、入射波の波群構造は碎波帯の中ではまったく消滅し、ラディエーション応力の時空間変動は各波の碎波地点の変動のみに起因することになる。こうした仮定を設けることによって解析的な取り扱いが可能になったが、実際の碎波帯内の現象は図-1 に示すように、碎波帯内でも顕著な波群構造を保持しており、長周期波の発生モデルとしては不適切である。合田ほか (1990) や山本・谷本 (1994) が使用した間瀬モデル (岩垣ほか 1981) は、不規則波中の個々の波に対して規則波の碎波減衰を適用するもので、若干は飽和碎波的な要素が残っている。これらに対して Roelvink は、同一地点でも碎波が確率的に変動することを考慮しており、モデルとしてはかなり改良されている。

しかしながら碎波は、長周期波の水位に応じて全水深が変わることによって碎波限界がそのつど変化する。図-1 にみるように、長周期波の水位が高いときには波高も大きく、長周期波の水位が低いときは波高が小さい。すなわち、碎波帯内の波高値は長周期波の水位と相互干渉を起こしている。Roelvink のモデルもこうした相互干渉までは取り込んでおらず、数値モデルとしてはまだ不完全と言わざるを得ない。

6. 長周期波の現象解明のための課題

以上に長周期波に関するこれまでの研究の概要を述べてきたが、長周期波の現象はまことに複雑であって、とても十分に解明されたとは言えない。これから解決しなければならない課題をいくつか挙げると次のとおりである。

1. 碎波減衰モデルの改良
2. 碎波帯内の増幅機構
3. 波群拘束波が拘束を解かれる機構の解明
4. 長周期波の汀線からの反射率
5. 遡上波と長周期波との関係あるいはその相互干渉
6. わが国沿岸各地の長周期波の振幅の定量的評価と陸棚でのトラップ現象の検証

第1の課題は、5. で説明したように、碎波モデルが適切でないかぎり、数値計算によって碎波帯内に発生する長周期波を再現することは不可能である。特に、碎波と長周期波の相互干渉を取り込んだモデルの構築が必要である。このためには、長周期波の問題を離れて不規則波の碎波現象のメカニズムをさらに明確にすることが必要なかもしれない。

第2の碎波帯内の増幅機構については、図-5 に見られるように、入射波そのものが碎波帯内でもかなり増幅した実験例がある。また、Mansard ほか (1984) の実験例では、斜面に続く水平ステップ

の上で波浪の rms 値がほぼ一定であるにもかかわらず、長周期波の rms 振幅が増大している。さらに、図-6 は延長 6 m の矩形ステップに不規則波を入射させたときに、ステップ上で観測された長周期波成分の有義波高値 (rms 値の 4.0 倍) を示したものである。ステップ上では明らかに長周期の

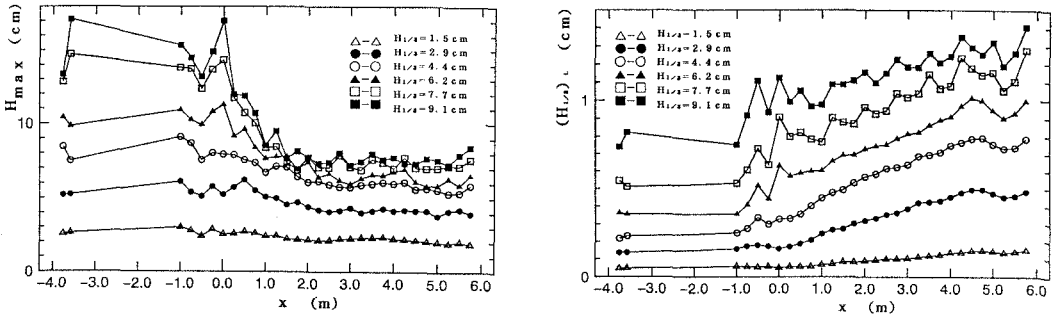


図-6 矩形ステップ上での不規則波の最高波高と長周期波の有義波高 (合田ほか 1994)
(左はステップ上の静水深 11.3 cm における最高波高 $H_{\max}$, 右は周波数 0.4 Hz 以下の長周期波成分の有義波高であり, 入射不規則波の周期は $T_{1/3} \approx 1.1$ s である。なお, ステップの始点は $x = 0.0$ m の地点にある。)

重複波が形成されていたが、図の右側に示すように長周期波成分の有義波高値はステップ上で岸側へ向かって増大している。このときステップ上の不規則波の最高波高 $H_{\max}$ はほぼ一定である。この結果は Mansard ほかの実験例と類似しており、何らかの増幅機構が働いているのではないと思われる。

第3の波群拘束波が碎波によって拘束を解かれるというのは、Longuet-Higgins・Stewart (1964) がラディエーション応力で長周期波を説明したときに行った解釈である。しかし、それがどのような物理的メカニズムによるものかは具体的に述べられていない。高度な数値モデルが開発されて計算を実行すればそうした結果がでるだけなのかもしれないが、何らかの分かりやすいメカニズムの説明がほしいところである。

第4の長周期波の反射率の課題は、理論で仮定しているような長周期波の完全反射に対する疑問である。柿沼ほか (1987) は、周波数 0.01 Hz あたりから 1.0 の反射率を下回り始め、周波数 0.04 Hz で反射率 0.6 前後にまで低下する観測データを報告している。また、図-5の実験例でも、入射波と反射波を比較すると分かるように、反射波の振幅のほうが小さい。

第5の遡上波と長周期波の関係は、Watson・Peregrine (1992) などが遡上波の重要性を示しているように、今後さらに追求する必要があるだろう。少なくとも、数値モデルの開発においては遡上波先端の移動境界を取り込む必要がある。なお、まだ規則波の段階であるが、Asano (1994) は2次元場における遡上波を取り扱っており、今後の参考になるのではないと思われる。

第6の長周期波の振幅の定量的評価は、実際上の観点からの課題である。これからの港内静穏度の検討においては、長周期波による船舶動揺の問題を避けて通ることができない。沖波の波浪条件が与えられたときに、特定地点の長周期波の大きさを推定することが必要になると思われる。また、研究的な面からは、海岸で反射された長周期波が本当に陸棚でトラップされることを確認したい。Munk ほか (1964) は観測された長周期波がトラップされたものであると結論しているが、さらに多くの観測値が望まれよう。

このほか長周期波が影響を及ぼす諸問題も多い。たとえば、沿岸流速や岸沖流速は1～数分周期で大幅に変動する。海岸の砂移動の研究では、未だに規則波を用いた研究が多く見かけられる。しかし、現実の海浜では長周期波に伴う流速変動が重要であり、これを理論や数値モデルに取り込まな

ければ現実的な海浜変形の予測は困難であろう。そもそもスクリップス海洋研究所のグループが長周期波の観測に取り組んだのも離岸流や沿岸砂州形成のメカニズムを追求するためであり、流速変動は自明のことであった。わが国でも、多段砂州の形成に長周期波が寄与する機構については Katoh (1984) が一つの理論を提出し、石川県羽咋海岸に適用している。長周期波の2次元モデルが発展すると、海浜流の変動についても研究が進むものと思われる。筆者らの数値計算（合田・水沢 1994）は未だ不完全なものであったが、こうした方向への一つの試みであった。

また、長周期波による係留船舶の動揺問題は、まず現地の実態解明が必要である。松良ほか (1994) の現地観測は、これを目指したものである。船体動揺が係留地点における不規則波群の拘束波のみによるのであれば、不規則波中の係留計算で動揺量が予測できる。しかし、関本ほか (1990) が報告しているように、防波堤の回折によって波群の拘束が解かれて自由長波となるのであれば、長周期波を入力とする係留計算が必要になる。これは第6の課題とも共通の問題である。

7. む す び

海岸工学における諸問題のなかでも、不規則波浪に伴う長周期波の問題は最も解明の難しいものの一つといえよう。何よりも、線形な成分波の間の非線形干渉によって出現する現象であり、かなりの数学的素養を要求される。水理実験によって実体に迫ろうとしても、造波の際の自由長波の発生あるいは造波板による再反射の問題があって、実験水路内に単純に波を起こして測定すればよいという訳にはいかない。また現地観測においても、長周期波のどのような特性を解明するつもりなのかを明確にしておかなければ適切な観測計画が立てられない。最近のアメリカでの観測報告を読んでいると、大変に大がかりな観測体制を組んで実行しているのに感心させられる。

わが国の海岸工学の研究においては、毎年の海岸工学論文集のページ制限のためなのか、研究の規模が矮小化しているきらいがある。長周期波の問題解明のためには、じっくりと腰を据えた研究が必要である。欧米でも優れた成果は、博士論文の研究の過程で生み出されることが多い。わが国においても、若手の研究者のなかから長周期波の困難な課題にチャレンジする人たちが出ることを期待して本稿を終える次第である。

参 考 文 献

- 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛 (1981)：不規則波の碎波変形モデルについて，第 28 回海岸工学講演会論文集，pp.104-108.
- 岡安章夫・松本輝紀 (1995)：不規則波による碎波帯内長周期波の発生及び伝播，海岸工学論文集，第 42 巻（印刷中）
- 柿沼忠男・伊福 誠・大矢佳一 (1987)：碎波帯における低周波数成分の観測研究，第 34 回海岸工学講演会論文集，pp.61-65.
- 加藤一正 (1991)：漂砂と海浜地形に及ぼす長周期波の影響に関する研究，港湾技研資料，No.713，121p.
- 加藤一正 (1993)：緩勾配海岸と急勾配海岸前浜に作用する外力の違い，海岸工学論文集，第 40 巻，pp.421-425.
- 加藤一正・中村聡志・池田直太 (1991)：波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定，港湾技術研究所報告，第 30 巻第 1 号，pp.137-163.
- 加藤一正・中村聡志・池田直太 (1991)：現地データによる長周期波発生理論の検証，海岸工学論文集，第 38 巻，pp.86-90.
- 加藤一正・柳嶋慎一 (1992)：長周期波によるバームの侵食，土木学会論文集，第 452 号/II-20，pp.41-50.
- 金山 進・清水琢三・磯部雅彦 (1994)：ブシネスク方程式を用いたサーフビート・水位上昇の平面二次元計算，海岸工学論文集，第 41 巻，pp.61-65.
- 喜岡 渉・川合正恭・田村真一 (1990)：非線形変調波に伴う長周期水位変動について，海岸工学論文集，第 37 巻，pp.91-95.

- 喜岡 渉・石原健司 (1993): 波群の屈折に伴う 2 次長周期波の伝播変形解析, 土木学会論文集, 第 467 号/II-23, pp.75-82.
- 木村 晃 (1985): 非線型長周期波の 2 次元スペクトル, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp.155-158.
- 木村 晃・朝倉一雅・瀬山 明 (1983): 浅海域における長周期水位変動の伝播特性, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp.14-147.
- 合田良実 (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.
- 合田良実・諫山太郎・佐藤慎司 (1990): 碎波帯内の長周期波の発達機構に関する実験と現地観測, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp.96-100.
- 合田良実・水沢達也 (1994): 碎波帯内の海浜流・水位の時空間変動に関する数値実験, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.346-350.
- 合田良実・Wudhipong Kittitanasuan・江指好美 (1994): 矩形ステップによる波浪の変形特性について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.646-650.
- 佐々木民雄 (1974): 海浜流の構造に関する野外的研究, 東京大学大学院工学研究科, 学位論文, 204p.
- 佐藤慎司・諫山太郎・柴山知也 (1988): 緩勾配斜面上における不規則波の底面流速変動特性に関する研究, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.78-82.
- 佐藤道郎・中村和夫・田村孝義 (1980): 碎波帯付近の波浪特性に関する現地観測, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp.124-129.
- 清水琢三・金山 進・服部 武・武藤亮介・高木伸雄・二見耕左 (1994): 漁港内の長周期水面変動と平均水位上昇に関する現地観測と水理実験, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.76-80.
- 関本恒浩・清水琢三・窪 泰浩・今井澄雄・島津昌央 (1990): 港湾内外のサーフビートの発生・伝播に関する現地調査, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp.86-90.
- 関本恒浩・清水琢三・鶴飼亮行・坂野雅人・近藤浩右 (1991): 非碎波領域におけるサーフビートに関する現地調査, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp.91-95.
- 土屋義人・山口正隆・芹沢重厚 (1973): 長大栈橋を利用した容量型波高計群による波浪観測について, 第 20 回海岸工学講演会論文集, pp.531-534.
- 土屋義人・河田恵昭・芝野照夫・山下隆男・小林証雄 (1982): 現地海岸における水面変動の時空間特性, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp.26-30.
- 出口一郎・樫木 亨・石川博英 (1994): 2 成分波に拘束された長周期波の浅水変形と Boussinesq 方程式による解析, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.66-70.
- 仲座栄三・津嘉山正光・田中 聡 (1994): リーフ海岸における波・サーフビートに関する研究, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.86-90.
- 長瀬 覚・水口 優 (1994): 碎波帯における長周期波の発生に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.91-95.
- 橋本 宏・山口 修・宇多高明・高木守夫 (1977): 平塚海岸における長周期波の現地観測, 第 24 回海岸工学講演会論文集, pp.127-131.
- 橋本典明 (1990): ベイズ型モデルを用いた海岸波浪の非線形核関数の数値的推定, 港湾技術研究所報告, 第 29 巻, 第 3 号, pp.27-56.
- 日野幹雄・仲座栄三・与那覇健次 (1988): 波群によって引き起こされる Bore 状サーフビートに関する研究, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.197-201.
- 間瀬 肇 (1985): 不規則波による遡上波のスペクトル, 土木学会論文集, 第 357 号/II-3, pp.197-205.
- 松良精三・渥美洋一・菅沼史典・宮本義憲 (1994): 波群に拘束された長周期波の港内における増幅特性と船体動揺に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.71-75.
- 水口 優 (1979): 海岸工学におけるエッジ波について, 第 15 回水工学夏期研修会講義集, B-4-1~20.
- 水口 優 (1981): 碎波帯内の流体運動に関する現地観測, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.153-158.
- 水口 優 (1992): 不規則波の遡上・越波とサーフビート, 第 28 回水工学夏期研修会講義集, B-7-1~23.
- 水口 優 (1994): 浅海域の長周期波について, 第 30 回水工学夏期研修会講義集, B-3-1~15.
- 水口 優 (1994): 波群性入射波の碎波帯付近に発生する長周期波について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.96-100.
- 山口正隆・畑田佳男 (1983): 波浪に伴う長周期波の統計的特性について, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp.148-152.
- 山本吉道・谷本勝利 (1984): 波群性に起因する長周期波に及ぼす海底勾配の影響, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.81-85.
- Asano, T. (1994): Swash motion due to obliquely incident waves, *Proc. 24th ICCE*, Paper No.158, to appear.

- Barthel, V., E.P. D. Mansard, S.E. Sand, and F.C. Vis (1983): Group-bounded long waves in physical models, *Ocean Engng.*, Vol. 10, No. 4, pp.261-294.
- Bowen, A. J. and R. T. Guza (1978): Edge waves and surf beat, *J. Geophys. Res.*, Vol. 83, No. C4, pp.1913-1920.
- Bowers, E. E. (1976): Long period oscillations of model ships subject to short wave seas, *Trans. Roy. Inst. Naval Archt.*, Vol. 118, pp.181-188.
- Bowers, E. C. (1977): Harbour resonance due to set-down beneath wave group, *J. Fluid Mech.*, Vol. 79, pp.71-92.
- Bowers, E. C. (1980): Long period disturbances due to wave groups, *Proc. 17th ICCE*, Cape Town, pp.1993-2004.
- Bowers, E. C. (1992): Low frequency waves in intermediate water depths, *Proc. 23rd ICCE*, Venice, pp.832-845.
- Dodd, N. (1994): Surf beat and its effect on the nearshore regime, *Proc. 24th ICCE*, Paper No. 228, to appear.
- Elgar, S., T. H. C. Herbers, M. Okihiro, J. Oltman-Shay, and R. T. Guza (1992): Observations of infragravity waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. C10, pp.15573-15577.
- Foote, Y., D. Huntley, M. Davidson, P. Russel, J. Hardisty, and A. Cramp (1992): Incident wave groups and long waves in the nearshore zone, *Proc. 23rd ICCE*, Venice, pp.832-845.
- Goda, Y. (1983): Analysis of wave grouping and spectra of long-travelled swell, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 22, No. 1, pp.3-41.
- Guza, R. T. (1974): Comment on 'Standing waves on beaches' by J. N. Suhayda, *J. Geophys. Res.*, Vol. 79, No. 36, pp.5671-5672: Reply p.5673.
- Guza, R. T., E. B. Thornton, and R. A. Holman (1984): Swash on steep and shallow beaches, *Proc. 19th ICCE*, Houston, pp.708-723.
- Guza, R. T. and E. B. Thornton (1985): Observation of surf beat, *J. Geophys. Res.*, Vol. 90, No. C2, pp.3161-3172.
- Hamada, T. (1965): The secondary interactions of surface waves, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, No. 10, 28p.
- Hasselmann, K. (1962): On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum, *J. Fluid Mech.*, Vol. 12, pp.481-500, Vol. 15 (1963), pp.273-281 and pp.385-398.
- Herbers, T. H. C., S. Elgar, R. T. Guza, and W. C. O'Neilly (1992): Infragravity-frequency (0.005-0.05 Hz) motions on the shelf, *Proc. 23rd ICCE*, Venice, pp.846-859.
- Herbers, T. S. C., S. Elgar, and R. T. Guza (1994): Infragravity-frequency (0.005-0.05 Hz) motions on the shelf, Part 1. Local nonlinear forcing by surface waves, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 24, No. 5, pp.917-927.
- Herbers, T. S. C., S. Elgar, and R. T. Guza (1995?): Infragravity-frequency (0.005-0.05 Hz) motions on the shelf, Part 2. Free and forced waves, *J. Phys. Oceanogr.*, to appear.
- Hibiya, T. and K. Kajiura (1981): Origin of the Abiki phenomena (a kind of seiche) in Nagasaki Bay, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 38, No. 3, pp.172-182.
- Holman, R. A. (1981): Infragravity energy in the surf zone, *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, No. C7, pp.6442-6450.
- Holman, R. A., D. A. Huntley, and A. J. Bowen (1978): Infragravity waves in storm conditions, *Proc. 16th ICCE*, Hamburg, pp.268-284.
- Holman, R., P. Howd, J. Oltman-Shay, and P. Komar (1990): *Proc. ICCE*, Delft, pp.1242-1253.
- Hotta, S., M. Mizuguchi, and M. Isobe (1981): Observations of long period waves in the surf zone, *Coastal Engng. in Japan*, Vol. 24, pp.41-76.
- Howd, P. A., J. Oltman-Shay, R. Holman, and P. D. Komar: Evolution of infragravity variance during a storm, *Proc. 22th ICCE*, Delft, pp.1118-1130.
- Huntley, D. A. (1976): Long-period waves on a natural beach, *J. Geophys. Res.*, Vol. 81, pp.6441-6449.
- Huntley, D. A. and A. J. Bowen (1973): Field observations of edge waves, *Nature*, Vol. 243, pp.160-162.
- Huntley, D. A., R. T. Guza, and E. B. Thornton (1981): Field observations of surf beat, Part 1, *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, No. C7, pp.6451-6466.
- Huntley, D. A. and C. S. Kim (1984): Is surf beat forced or free?, *Proc. 19th ICCE*, Houston, pp.871-885.
- Kostense, J. K. (1984): Measurements of surf beat and set-down beneath wave groups, *Proc. 19th ICCE*, Houston, pp.724-740.
- Katoh, K. (1981): Analysis of edge waves by means of empirical eigenfunctions, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 20, No. 3, pp.3-51.
- Katoh, K. (1984): Multiple longshore bars formed by long period standing waves, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 23, No. 3, pp.3-46.
- Lippmann, T. C. and R. A. Holman (1990): The spatial and temporal variability of sand bar morphology, *J. Geophys. Res.*, Vol. 95, No. C7, pp.11,575-11,590.
- List, J. H. (1986): Wave groupiness as a source of nearshore long waves, *Proc. 20th ICCE*, Taipei, pp.497-511.
- List, J. H. (1992a): A model for the generation of two-dimensional surf beat, *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. C4, pp.5623-5636.
- List, J. H. (1992b): Breakpoint-forced and bound long waves in the nearshore: a model comparison, *Proc. 23rd ICCE*, Venice, pp.860-873.
- Madsen, P. A. and O. R. Sorensen (1993): Bound waves and triad interactions in shallow water, *Ocean Engng.*, Vol. 20, No. 4, pp.359-388.

- Madsen, P. A., O. R. Sorensen, H. A. Schäffer, and R. Deigaard (1994): Time domain modelling of wave breaking, runnup, and surf beats, *Proc. 24th ICCE*, Paper No. 272, to appear.
- Mansard, E. P. D. and V. Barthel (1984): Shoaling properties of bounded long waves, *Proc. 19th ICCE*, Houston, pp.798-814.
- Mizuguchi, M. (1984): Swash on a natural beach, *Proc. 19th ICCE*, Houston, pp.678-694.
- Munk, W. H. (1949): Surf beats, *Trans. AGU*, Vol. 30, pp.849-854.
- Munk, W. H., F. Snodgrass, and F. Gilbert (1964): Long waves on the continental shelf: an experiment to separate trapped and leaky modes, *J. Fluid Mech.*, Vol. 20, pp.529-554.
- Nakamura, S. and K. Katoh (1992): Generation of infragravity waves in breaking process of wave groups, *Proc. 23rd ICCE*, Venice, pp.990-1003.
- Nakaza, E., S. Tsukayama, and M. Hino (1990): Bore-like surf beat on reef coasts, *Proc. ICCE*, Delft, pp.743-756.
- Nelson, R. C., P. D. Treloar, and N. V. Lawson (1988): The dependency of inshore long waves on the characteristics of offshore short waves, *Coastal Engng.*, Vol. 12, No. 3, pp.213-231.
- Okihiro, M., R. T. Guza, and R. J. Seymour (1992): Bound infragravity waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. C7, pp.11453-11469.
- Ottesen Hansen, N.-E. (1978): Long period waves in natural wave trains, *Inst. Hydrodyn. Engng., Tech. Univ. of Denmark, Prog. Rep.*, No. 46, pp.13-24.
- Roelvink, J. A. (1993): Surf beat and its effect on cross-shore profiles, *Ph. D. Thesis*, Delft Univ. of Technology.
- Roelvink, J. A., H. A. H. Petit, and J. K. Kostense (1992): Verification of a one-dimensional surfbeat model against laboratory data, *Proc. 23rd ICCE*, Venice, pp.960-973.
- Sallenger, A. H. and R. A. Holman (1984): On predicting infragravity energy in the surf zone, *Proc. 19th ICCE*, Houston, pp.1940-1951.
- Sand, S. E. (1982a): Long waves in directional seas, *Coastal Engng.*, Vol. 6, No. 3, pp.195-208.
- Sand, S. E. (1982b): Wave grouping described by bounded long waves, *Ocean Engng.*, Vol. 9, No. 6, pp.567-580.
- Sand, S. E. (1982c): Long wave problems in laboratory models, *J. Watwy., Port, Coast., & Ocn. Div., ASCE*, Vol. 98, No. WW4, pp.492-503.
- Sasaki, T., K. Horikawa, and S. Hotta (1976): Nearshore current on a gently sloping beach, *Proc. 15th ICCE*, Honolulu, pp.626-644.
- Sasaki, T. and K. Horikawa (1978): Observation of nearshore current and edge waves, *Proc. 16th ICCE*, Hamburg, pp.791-809.
- Schäffer, H. A. (1993): Infragravity waves induced by short-wave groups, *J. Fluid Mech.*, Vol. 247, pp.551-588.
- Schäffer, H. A. and Ib A. Svendsen (1988): Surf beat generation on a mild-slope beach, *Proc. ICCE*, Malaga, pp.1058-1072.
- Schäffer, H. A. and I. G. Jonsson (1990): Theory versus experiments in two-dimensional surf beat, *Proc. ICCE*, Delft, pp.1131-1143.
- Sekimoto, T., T. Shimizu, K. Kondo, and Y. Kubo (1992) Field observation of surf beats outside the surf zone, *Proc. 23rd ICCE*, Venice, pp.804-817.
- Suhayda, J. N. (1972): Experimental study of the shoaling transformation of waves on a sloping bottom, *Ph.D. Dissertation*, Scripps Inst. of Oceanogr., 106p.
- Suhayda, J. N. (1974): Standing waves on beaches, *J. Geophys. Res.*, Vol. 79, No. 21, pp.3065-3071.
- Symonds, G., D. A. Huntley, and A. J. Bowen (1982): Two-dimensional surf beat: long wave generation by a time-varying breakpoint, *J. Geophys. Res.*, Vol. 87, No. C1, pp.492-498.
- Tick, L. J. (1963): Nonlinear probability models of ocean waves, *Ocean Wave Spectra*, Prentice-Hall, Inc., pp.163-169.
- Tucker, M. J. (1950): Surf beats: Sea waves of 1 to 5 minute period, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 207, pp.565-573.
- Van Dongeren, A. R., F. E. Sancho, I. A. Svendsen, and U. Putrevu (1994): Quasi 3-D modelling of infra-gravity waves, *Proc. 24th ICCE*, Paper No. 230, to appear.
- van Leeuwen, P. J. (1992): Low frequency wave generation due to breaking wind waves, *Ph. D. Thesis*, Delft Univ. of Technology.
- van Leeuwen, P. J. and J. A. Battjes (1990): A model for surf beat, *Proc. ICCE*, Delft, pp.32-40.
- Watson, G. and D. H. Peregrine (1992): Low frequency waves in the surf zone, *Proc. ICCE*, Venice, pp.818-831.
- Watson, G., T. C. D. Barnes, and D. H. Peregrine (1994): The generation of low-frequency waves by a single wave group incident on a beach, *Proc. 24th ICCE*, Paper No. 97, to appear.
- Webb, S. C., X. Zhang, and W. Crawford (1991): Infragravity waves in the deep ocean, *J. Geophys. Res.*, Vol. 96, No. C2, pp.2723-2736.
- Yoshida, K. (1950): On the ocean wave spectrum, with special reference to the beat phenomena and the "1-3 minute waves," *J. Oceanogr. Soc. of Japan*, Vol. 6, No. 2, pp.49-56.