

# 琉球大学学術リポジトリ

## バリ島サヌール海岸における波浪特性

メタデータ	言語: 出版者: 琉球大学工学部 公開日: 2007-10-28 キーワード (Ja): キーワード (En): Wave statistics, Probability density function, Wave breaking, Coral beach 作成者: 筒井, 茂明, 大城, 真一, 鈴山, 勝之, Tsutsui, Shigeaki, Oshiro, Shinichi, Suzuyuma, Katsuyuki メールアドレス: 所属:
URL	<a href="http://hdl.handle.net/20.500.12000/2215">http://hdl.handle.net/20.500.12000/2215</a>

## バリ島サヌール海岸における波浪特性

筒井 茂明\* 大城 真一\*\* 鈴山 勝之\*\*

## Characteristics of Sea Waves at Sanur Coral Beach in Bali

Shigeaki TSUTSUI \* Shinichi OSHIRO \*\* Katsuyuki SUZUYAMA \*\*

## Abstract

Beach erosion is a major problem at coral beaches in Bali, Indonesia, because of the changes in natural environment and utilization of coastal areas. Survey of sea waves, as joint research works between Japan and Indonesia, was carried out at Sanur beach in Bali, to know what kinds of waves are effective for beach processes. Features of sea waves and their statistic properties, such as shape moduli of the probability density function and the correlation coefficient between wave heights and periods, are investigated by using the data measured. The results are summarized as follows:

## General features;

- (1) At Sanur beach the wave direction is unchanged throughout the year, and waves in the dry season (June to August) govern the coastal process and sand movement because of higher wave heights and longer wave periods rather than that in the wet season (December to February).
- (2) Swell with the period of about 15 seconds, though dissipated by wave breaking at the top of the coral reef, is significant among wave components penetrating onto Sanur beach.

## Wave statistic properties;

- (1) Both in and out the coral reef at high tidal level of water, the probability density function for wave heights is described with the Rayleigh distribution.
- (2) The relations among the shape modulus for wave periods, the correlation coefficient between wave heights and periods, and the spectral width parameter agree, for incident waves, with the results of Goda (1970) and Kimura (1978). Because of wave breaking, however, the shape modulus for wave periods on the coral flat takes smaller values than that for non-breaking waves, and the spectral width becomes wide.
- (3) The correlation coefficient between wave heights and periods increases with respect to the spectral width and, as it tends to unity, the shape modulus for wave periods decreases down to 2.

**Key words.** Wave statistics, Probability density function, Wave breaking, Coral beach.

## 1. 緒言

世界でも最大級の群島であるインドネシアは熱帯地方に位置し、約13,700の島々から成っている。その中で珊瑚礁で囲まれた島々の面積は約1,900,000 km<sup>2</sup>である。そこでは海岸侵食、河口閉塞、漂砂の堆積、高潮

氾濫などが水工学上の問題となっている(Syamsudin, 1993)。バリ島は図-1に見られるように、周囲をロンボク海峡、バリ海峡、インドネシア洋およびジャワ海に囲まれ、島中央には東西に連なる火山群がある。西側にある火山群(Kelataken, Merbuk, Patas)は時代が古く、ほとんどその原型をとどめていない。東側の火山

受理：1994年11月10日

土木学会第49回年次学術講演会(1994)にて一部発表

\* 工学部環境建設工学科 Dep. of Civil Engineering and Architecture, Fac. of Engineering

\*\* 大学院工学研究科建設工学専攻 Graduate Student, Civil Engineering and Architecture

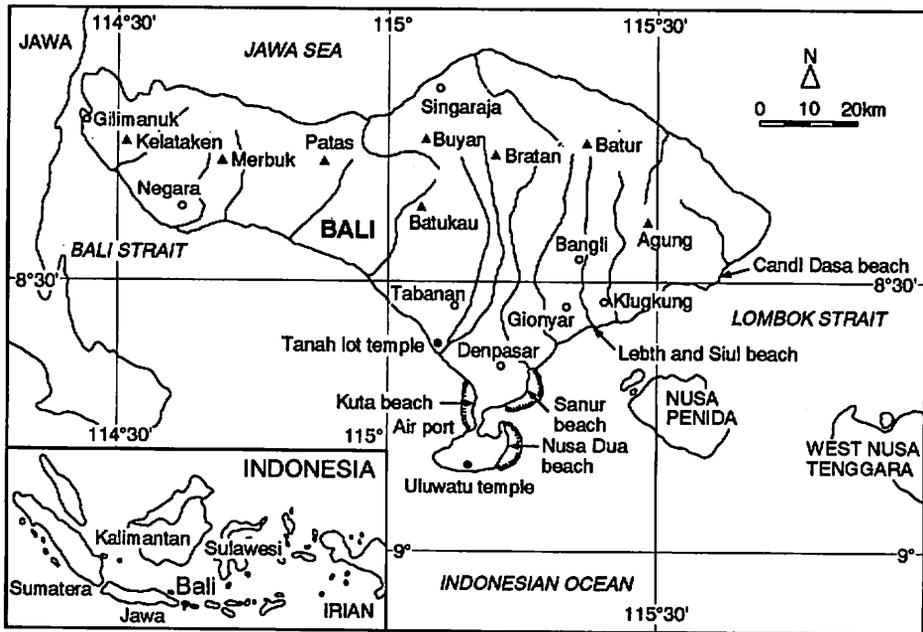


Figure 1. Bali island and coral beaches being eroded.

群(Batukau, Buyan, Bratan, Batur, Agung)は今なお円錐形の地形を保っている。中でもAgung山は活動が最も活発で、排出される火山灰等はバリ島東部の河川での流砂堆積問題を引き起こしている。一方、バリ島南部にある数多くの河川は大地に肥沃にし、海岸地域への土砂供給源となっている。下流の低平地は沖積層で、海浜および礁湖より成っている。

バリ島の海岸線の総延長は約430 kmで、特にSanur, KutaおよびNusa Dua海岸は珊瑚礁海岸であるが、海岸侵食に悩まされ、有効な漂砂対策が望まれている(谷本ら, 1989; Syamsudin, 1993)。沿岸波浪の特徴の1つは、南西諸島での波浪と同様に、波はリーフ先端部で碎波した後に岸に打ち寄せることである。これら海岸での海岸侵食とその過程に対して、自然環境と海岸地域の利用形態の変遷との関係が重要な要因であることは明らかである。この因果関係を明確にすることは、今後、他の地域の珊瑚礁海岸で発生する事象の予見に役立つはずである。そのためには、いかなる波浪がこの海岸の漂砂にとって影響が大きく危険な波であるかを特定し、その影響程度を解明することが重要である。本研究では、その第1歩として、京都大学防災研究所を中心とする海外共同研究の一環として実施されたSanur海岸での現地観測資料に基づき、そこでの不規則波浪の基本特性について述べる。

## 2. 現地観測の概要

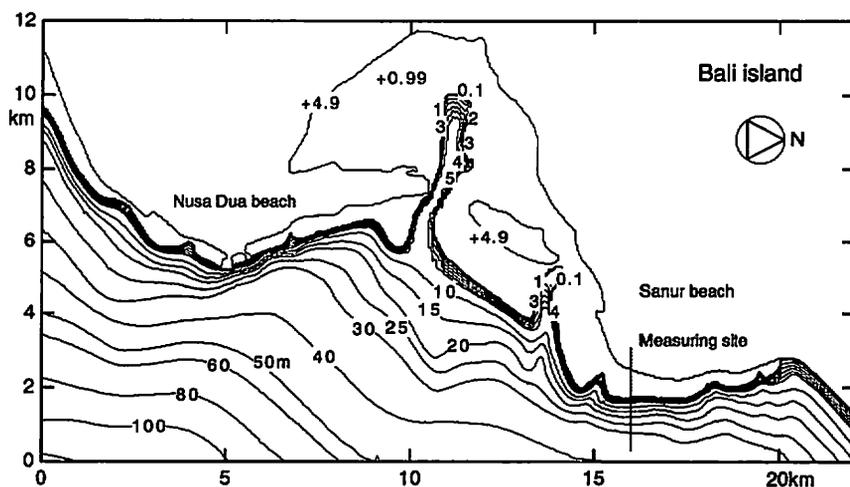
### 2.1 Sanur海岸付近の地形と波浪観測地点

図-2はSanur海岸付近の地形、波浪観測地点および海岸断面図を示している。図-2(1)に示すようにSanur海岸とNusa Dua海岸の間には礁湖が発達し、海拔は1mに満たない。Sanur海岸は長さ約7 km、幅500-800 mで、リーフの沖側は図-2(3)に示されているように海底勾配が1/20-1/50に変化する緩斜面からなるスロープ状のリーフ海岸である。この地形特性は南西諸島に見られるステップ状あるいは保礁状のリーフとは大きく異なっている。

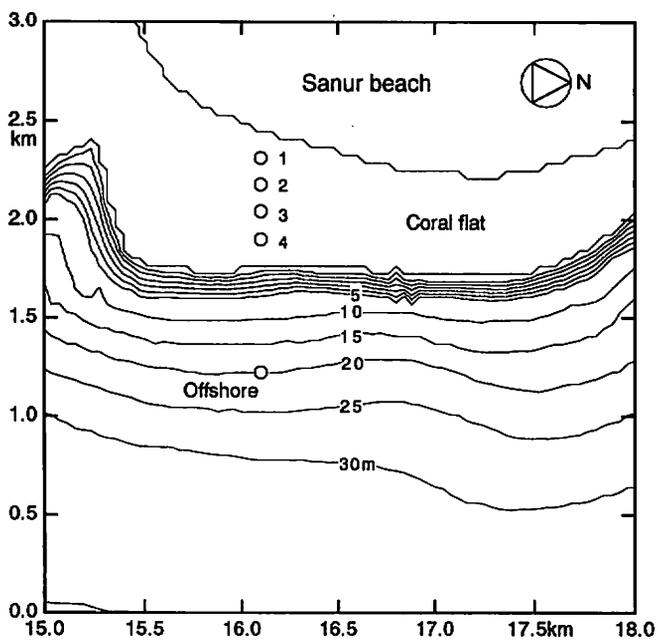
波浪観測の測線はリーフ先端部法線にほぼ直交するように設定された。測線上の波高計設置位置は、図-2(2)に○印で示すように、リーフ沖側の水深20 m地点(入射波計測用)およびリーフ上のリーフ先端部から100m間隔で4地点(岸より順にCh.1, 2, 3, 4)の計5地点である。入射波計測用には超音波波高計、リーフ上では大型の容量式波高計が用いられた。

### 2.2 観測期間

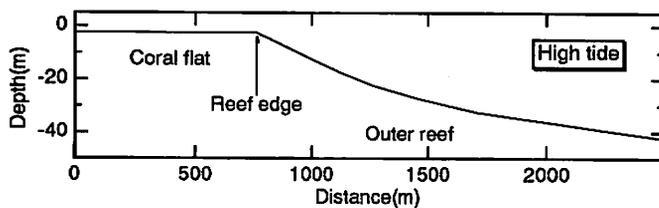
Sanur海岸における波浪条件は図-3に示す通りである。波向きは年間を通してほぼ一定であるが、乾期(6-8月)に襲来する波の最大波高 $H_{max}$ と対応する周期



(1) Bathymetry around Sanur and Nusa Dua beaches.



(2) Wave array at Sanur beach, symbolized by ○.



(3) Beach profile along the wave array line.

Figure 2. Bathymetry around Sanur beach in Bali and the wave measuring array.

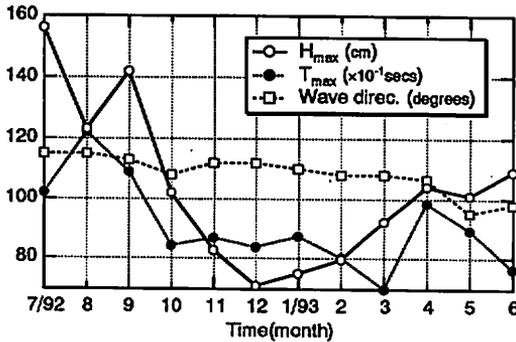


Figure 3. Seasonal variation of wave conditions at Sanur beach.

$T_{max}$ は雨期(11-3月)におけるものより大きく、海岸過程・海岸漂砂に与える影響が最も大きいと考えられる。このような条件を踏まえ、現地観測は乾期の1992年7月16-19日に平常時の海象条件下で実施された。7月16日16, 18および19時に予備観測を行い、17日11-24時、18日9時-19日1時、19日9-17時の3シリーズの観測が行われた。沖側では2時間間隔で20分間の波浪および2方向成分の流速観測が行われた。リーフ内での波浪観測資料として、1時間間隔および数時間にわたる継続測定データがあるが、本解析での資料の抽出間隔は1時間、解析データ長は20分である。なお、以下の解析では主に7月17および18日の資料を用いる。

2.3 潮位および波向

7月17-18日における潮位変化はSanur海岸近くのBenoa港での記録によると図-4に示すようになり、最大潮位は+2.3-2.5mである。なお、干潮時にはリーフは干上がり礁原が一部露出する所もあり、水深は極めて浅くなる。

図-5は沖側観測地点における超音波流速計による

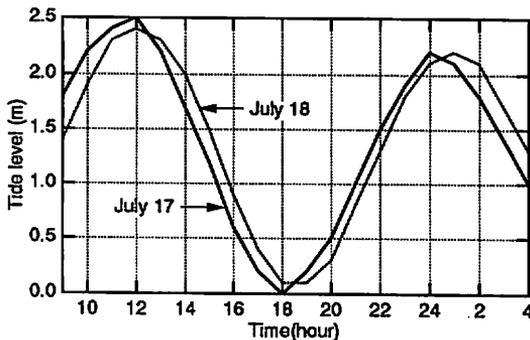


Figure 4. Tide level at Sanur beach in the period of measurements.

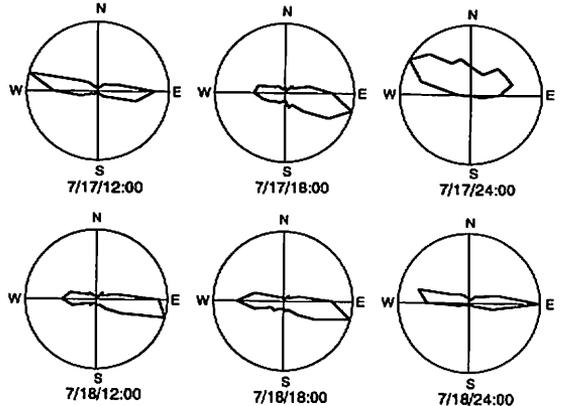


Figure 5. Vector diagram of water particle velocities at the offshore measuring site.

NSおよびEWの2方向成分より得られた流速ベクトルを満潮時(12:00, 24:00)および干潮時(18:00)について示すものである。ただし、最大流速成分を基準にした各成分の割合を表示している。干・満により流れの方向が反転しているが、ESEからWNW方向の流速成分が卓越している。したがって、沖波の入射方向はほぼESEである。Sanur海岸に対する波の屈折計算結果(Syamsudin, 1993)によると、インドネシア洋でSE方向から入射する波はSanur海岸のリーフ先端部法線に対してほぼ直角に入射することが判っている。したがって、Sanur海岸の平面地形、図-2(2)、および図-5に示した流速ベクトルとを考えあわせると、今回の観測時における沖波はリーフ先端部法線に対してほぼ直角に入射すると判断される。

3. 波浪変形特性

3.1 パワースペクトルの経時変化

7月17-18日の満潮時(12:00, 24:00)および干潮時(18:00)における波の周波数スペクトルは図-6に示す通りである。横軸は周波数 $f$ (Hz)であり、縦軸には卓越周波数が容易に判断できるように周波数 $f$ とスペクトル $S(f)$ との積が採られている(Kai, 1985)。スペクトルの計算にはFFT法(Cooley & Tukey, 1965)を用いた。水位記録のデータ・サンプリング間隔は、沖側のデータでは0.5秒、リーフ上のデータでは0.1秒である。

沖波のスペクトルは多峰型のスペクトルであり、波浪は周期が約15秒の外洋性のうねりと8秒より短い風波が重畳したものであることが判る。高エネルギーをもつ3-20秒( $0.05 < f < 0.3$ )の成分波は満潮時にはリー

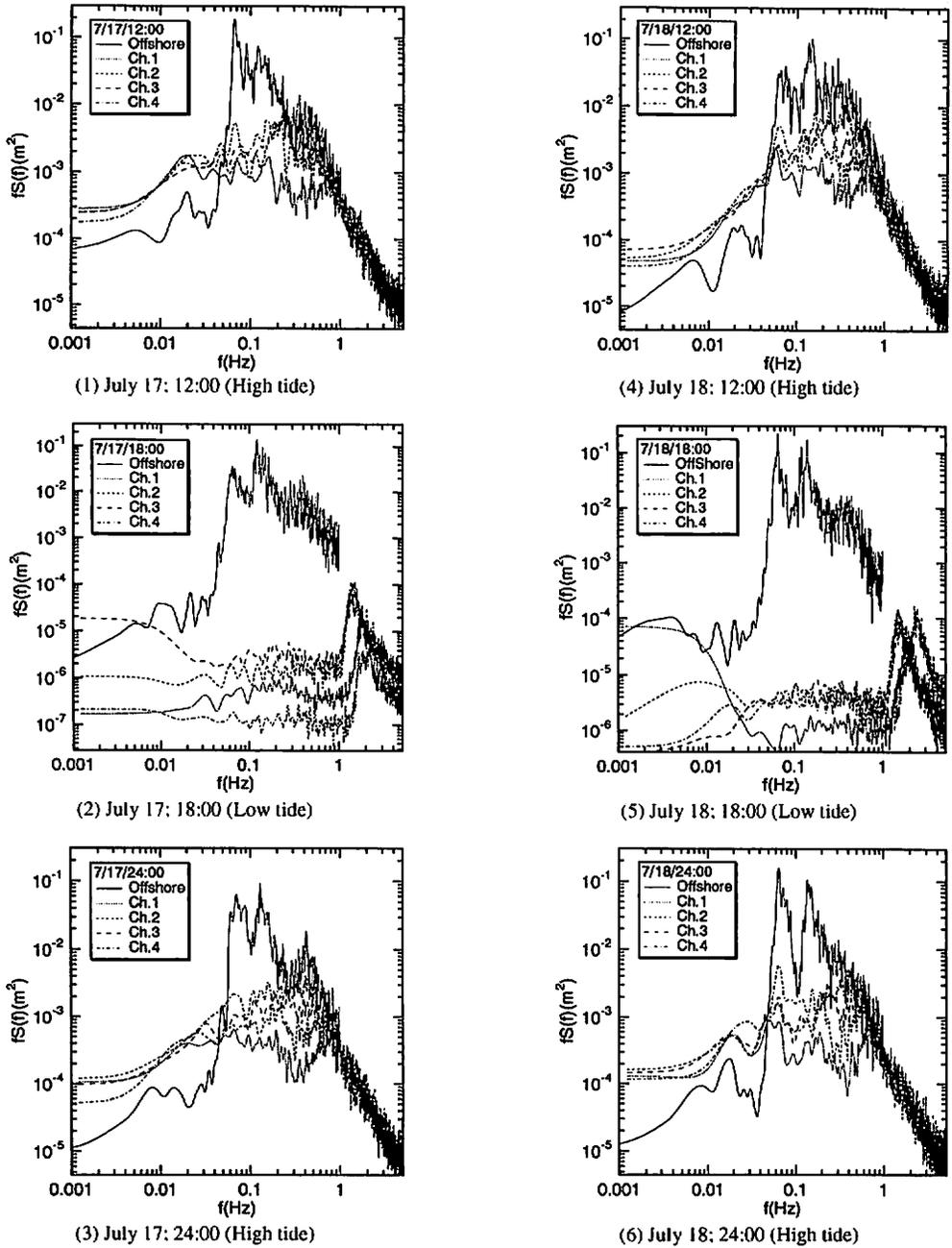


Figure 6. Frequency spectra for sea waves at high and low tidal levels of water.

フ先端部での碎波によりエネルギーの一部を失い、リーフ内では0.05Hz以下の長周期波成分が沖波に比べて明瞭に増加している。この長周期波成分の増加はリーフ内での水位上昇(Goda, 1975; 日野ら, 1989)をもたらしていると考えられる。

リーフ内でのスペクトルは扁平で、スペクトル幅が広がっている。また、周期が約15秒の外洋性のうねり成分は、図-6(6)のスペクトルに明瞭に示されているように、そのエネルギーは減衰しているもののリーフ内においてもなお有意な波浪成分となっている。

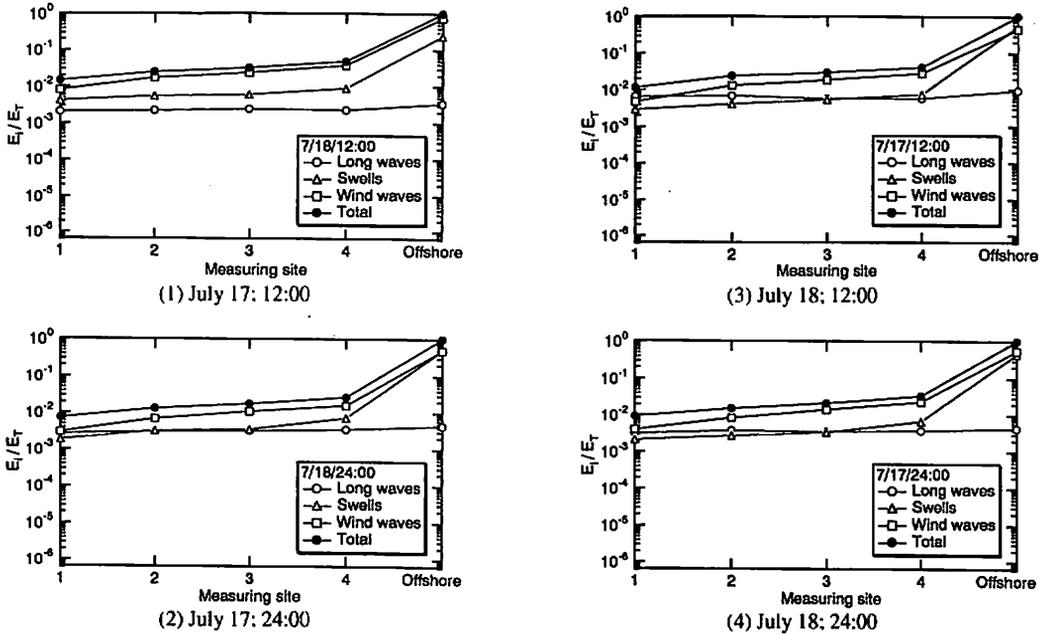


Figure 7. Wave energy dissipation on Sanur coral flat due to wave breaking and bottom friction at high tide.

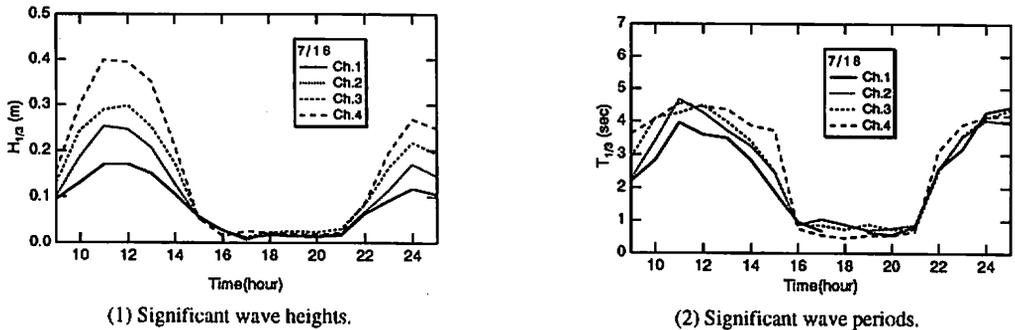


Figure 8. Time history of the significant wave height and period on Sanur coral flat (July 18).

干潮時(18:00)にはリーフ内の水深は非常に浅く、かつ、図-5に示したようにリーフ先端部から沖に向かってかなり強い戻り流れがあるため、外洋からの侵入波はほとんど無く、観測されているのはリーフ内で発生した周期が1秒以下の風波が主要な成分であって、そのエネルギーは非常に小さい。

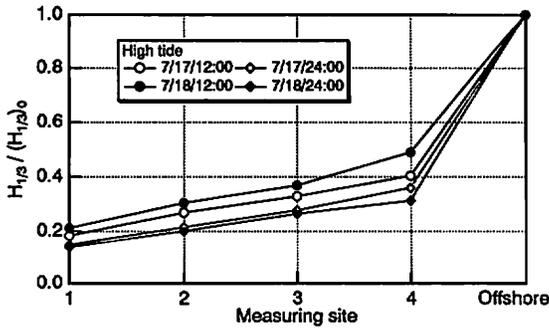
3.2 波のエネルギー減衰

図-6に示したパワースペクトルの周波数領域を長周期波 ( $f < 0.04$ ), うねり ( $0.04 < f < 0.1$ ), 風波 ( $f > 0.1$ ) の3成分に分けて、各エネルギー成分  $E_i$  の高潮位時のリーフ内外での変化を示すと図-7のようになる。横

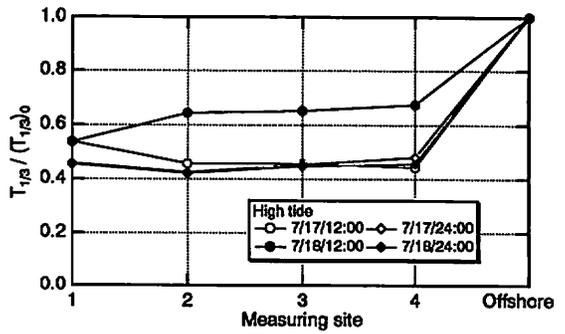
軸は波浪観測点を示し、縦軸は沖波の全エネルギー  $E_T$  による無次元量が示されている。これらの図において特徴的なことは25秒以上 ( $f < 0.04$ ) の長周期成分は全体に占める割合は小さいが、高潮位時にはリーフ内外でほぼ一定となっていることである。すなわち、長周期成分はリーフ先端部での碎波にあまり影響されないでリーフ内に浸入することを意味している。

3.3 有義波高および有義周期の変化

図-8はリーフ内での有義波高  $H_{1/3}$  と有義周期  $T_{1/3}$  の経時変化の1例を示す。当然ながら、高潮位時に高波高で長周期の波がリーフに浸入している、そこで、満



(1) Significant wave heights.



(2) Significant wave periods.

Figure 9. Changes in the significant wave height and period due to wave breaking at high tidal level of water.

潮時におけるリーフ内外の有義波高および有義周期の変化を示すと図-9のようになる。ただし、横軸は波浪観測点を示し、縦軸は沖波の諸量で無次元化した有義波高と有義周期が示されている。波高はリーフ先端部付近での碎波により急激に減少するが、リーフ内では碎波減衰および海底摩擦によりほぼ一様に減少している。一方、周期はリーフ先端部での碎波により短周期波が数多く発生するため一旦減少するが、その後リーフ内では波の再生が行われ、周期はほぼ一定となっている。有義波などの代表波を用いた波高変化の算定では通常、周期は変化しないと仮定している。しかし、碎波を伴う条件下での波浪推算においては上述の周期の変化が問題となる。

#### 4. 波浪統計

##### 4.1 波高と周期の結合確率分布

図-9に示した有義波高、周期などの不規則波浪の統計量を推算する場合には確率モデルを用いなければならない(例えば、Goda, 1975)。しかも、碎波を伴う波浪のように波高のみならず周期をも変化するときには(例えば、榎木ら, 1980; 佐藤ら, 1982)、波高と周期の変化を同時に考慮することができる確率モデルが必要となる。ここでは、木村(1978)により提案された波高と周期の結合確率分布について考える。

いま、ある基準量(平均値など)で無次元化された波高および周期をそれぞれ  $h, t$  とすると、波高と周期の結合確率分布関数  $p(h, t)$  は次式で与えられる。

$$p(h, t) = \frac{mn}{4A} h^{m-1} t^{n-1} \times \exp\left\{-\frac{1}{2A} (\phi_2 h^m + \phi_1 t^n) I_0(h^{m/2} t^{n/2} \rho)\right\} \quad (1)$$

ここに、 $A = \phi_1 \phi_2 - \rho^2$  である。上式は、波高と周期に関する形状母数  $m, n$  および波高と周期の相関に関する係数  $\rho$  を未知数とする2次元Weibull分布である。また、上式は  $h, t \geq 0$  に対するもので、 $h, t < 0$  のときは  $p(h, t) = 0$  となる。

パラメータ  $\phi_1, \phi_2$  は以下のようにして定められる。波高と周期の平均値  $\bar{h}, \bar{t}$  および自乗平均値  $h_{ms}, t_{ms}$  は、式(1)を用いると、それぞれ次式で与えられる。

$$\bar{h} = \int_0^\infty \int_0^\infty h p(h, t) dh dt = 2^{1/m} \phi_1^{1/m} \Gamma\left(\frac{m+1}{m}\right) \quad (2)$$

$$\bar{t} = \int_0^\infty \int_0^\infty t p(h, t) dh dt = 2^{1/n} \phi_2^{1/n} \Gamma\left(\frac{n+1}{n}\right) \quad (3)$$

$$h_{ms}^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty h^2 p(h, t) dh dt = 2^{2/m} \phi_1^{2/m} \Gamma\left(\frac{m+2}{m}\right) \quad (4)$$

$$t_{ms}^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty t^2 p(h, t) dh dt = 2^{2/n} \phi_2^{2/n} \Gamma\left(\frac{n+2}{n}\right) \quad (5)$$

ここに、 $\Gamma(z)$  はGamma関数である。平均値で無次元化された確率分布関数においては  $\bar{h} = \bar{t} = 1$  であるから、式(2)および(3)より  $\phi_1, \phi_2$  は次式で与えられる。

$$\phi_1 = \frac{1}{2} \left\{ \Gamma\left(\frac{m+1}{m}\right) \right\}^{-m}, \quad \phi_2 = \frac{1}{2} \left\{ \Gamma\left(\frac{n+1}{n}\right) \right\}^{-n} \quad (6)$$

また、式(4)および(5)において

$$\phi_1 = \frac{1}{2} \left\{ \Gamma\left(\frac{m+2}{m}\right) \right\}^{-m/2}, \quad \phi_2 = \frac{1}{2} \left\{ \Gamma\left(\frac{n+2}{n}\right) \right\}^{-n/2} \quad (7)$$

とすると  $h_{ms} = t_{ms} = 1$  となり、確率分布関数は自乗平均値で無次元化されたことになる。したがって、確率

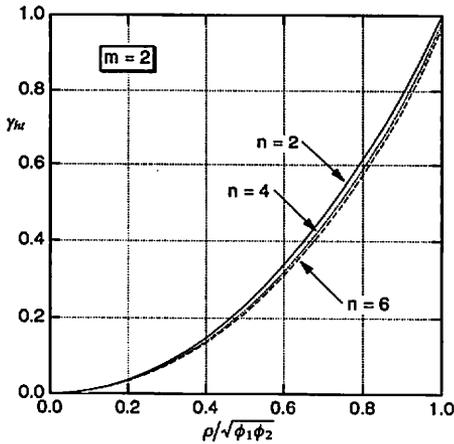


Figure 10. Variation of the correlation coefficient  $\gamma_{Ht}$  with respect to  $\rho\sqrt{\phi_1\phi_2}$ .

分布関数を正規化するために、通常、式(6)および(7)のいずれかが用いられる。

波高と周期の相関係数 $\gamma_{Ht}$ は次式で与えられる。

$$\gamma_{Ht} = \frac{\Gamma\left(\frac{m+1}{m}\right)\Gamma\left(\frac{n+1}{n}\right)\left\{F\left(-\frac{1}{m}, -\frac{1}{n}, 1; \frac{\rho^2}{\phi_1\phi_2}\right) - 1\right\}}{\sqrt{\left\{\Gamma\left(\frac{m+2}{m}\right) - \Gamma\left(\frac{m+1}{m}\right)^2\right\}\left\{\Gamma\left(\frac{n+2}{n}\right) - \Gamma\left(\frac{n+1}{n}\right)^2\right\}}}$$

(8)

ただし、 $F(a, b, c; z)$ はGaussの超幾何関数(森口ら, 1970)である。式(8)で与えられる波高と周期の相関係数 $\gamma_{Ht}$ と未知数 $\rho\sqrt{\phi_1\phi_2}$ との関係を形状母数 $m=2, n=2, 4, 6$ に対して示すと図-10のようになる。周期に関する形状母数 $n$ が小さいほど、すなわち、スペクトルのエネルギー集中度が弱くなるほど波高と周期の相関係数 $\gamma_{Ht}$ は大きくなる。相関係数が $\gamma_{Ht}=1$ となるのは $m=n, \rho\sqrt{\phi_1\phi_2}=1$ の場合のみである。

以上から、波高と周期の結合確率分布を決定するためには、形状母数 $m, n$ および相関係数 $\gamma_{Ht}$ を定める必要がある。以下では、Sanur海岸での波浪を特徴づけるこれら3特性量について述べる。

4.2 形状母数 $m, n$ および相関係数 $\gamma_{Ht}$ の変化特性

波高のみの確率分布は、式(1)を $t$ について $[0, \infty]$ で積分して求められる。すなわち、一般的には次のWeibull分布で表わされる。

$$p\left(\frac{H}{\bar{H}}\right) = \frac{\alpha}{\bar{H}} \left(\frac{H}{\bar{H}}\right)^{m-1} \exp\left\{-\alpha\left(\frac{H}{\bar{H}}\right)^m\right\}$$

(9)

ただし、 $\alpha$ は係数であり、基準量として平均波高 $\bar{H}$ が用いられている。任意の波高 $H_1$ より大きい波高をもつ波が発生する超過確率 $p_2(H_1/\bar{H})$ は

$$p_2\left(\frac{H_1}{\bar{H}}\right) = \int_{H_1/\bar{H}}^{\infty} p\left(\frac{H}{\bar{H}}\right) dH = \exp\left\{-\alpha\left(\frac{H_1}{\bar{H}}\right)^m\right\}$$

(10)

となるので、次式が得られる。

$$\log\left[\log\left\{1/p_2(H_1/\bar{H})\right\}\right] = m \log(H_1/\bar{H}) + \log(0.4343\alpha)$$

(11)

したがって、2変数 $\log(H_1/\bar{H})$ と $\log\{1/p_2(H_1/\bar{H})\}$ の関係を両対数紙上にプロットすれば、その直線の勾配として形状母数 $m$ が定められる。同様に、周期についても形状母数 $n$ を定めることができる。

波高に関する形状母数 $m$ は干・満に応じて図-11のように変化する。ただし、7月17および18日のデータが併記されている。形状母数 $m$ は高潮位時(8:00 - 14:00, 22:00 - 2:00)においては $1.5 < m < 2.5$ の範囲を変動している。これは●で示した沖側での形状母数の変動範囲とはほぼ同じである。すなわち、水深が深い場合には波高の確率分布は母数が2のRayleigh分布に近く、リーフ内外で大きな変化は生じていない。低潮位時(15:00 - 21:00)のリーフ上では $2.5 < m < 3.5$ となる。このときには図-6(2), (5)に示したように周期が1秒より短い波が卓越するスペクトルとなるため、エネルギー集中度がRayleigh分布よりも高くなり、形状母数も大きくなったものである。

同様に、高潮位時における平均波高 $\bar{H}$ 、有義波高 $H_{1/3}$ 、および1/10最大波高 $H_{1/10}$ の相互関係は、図-12

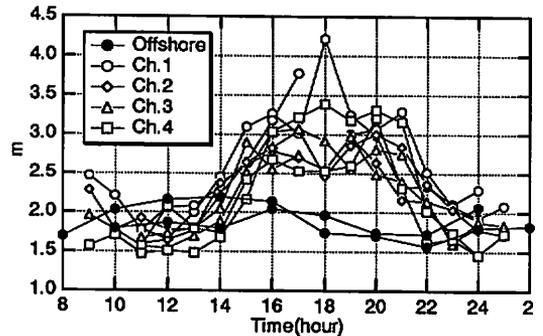
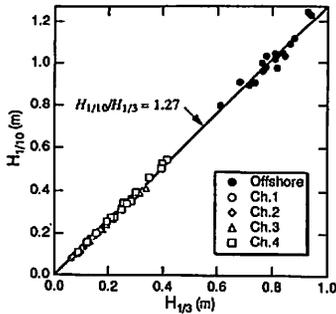
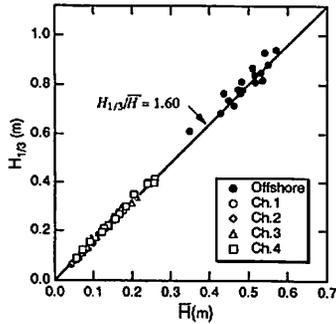


Figure 11. Time history of the shape modulus for wave heights,  $m$ .



(1)  $H_{1/10}$  against  $H_{1/3}$ .



(2)  $H_{1/3}$  against  $\bar{H}$ .

Figure 12. Relations among the representative wave heights at high tidal level of water.

に示すように、Longuet-Higgins(1952)の理論式(実線)とよく一致し、波高がRayleigh分布に従うと仮定してよいことを示唆している。

周期に関する形状母数  $n$  は干・満に応じて図-13のように変化し、リーフ内では高潮位時に  $1.2 < n < 2.1$  で、低潮位時に  $n = 3.0$  に達する。高潮位時の  $n$  の値は通常の値  $3-5$  よりかなり小さい。その原因はリーフ先端部での砕波と深い関係がある。図-6における満潮

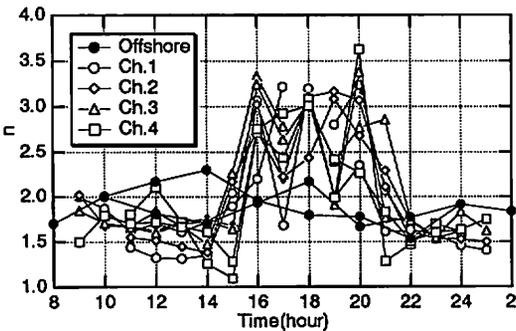


Figure 13. Time history of the shape modulus for wave periods,  $n$ .

時のスペクトルに見られるように、リーフ内では砕波によりピーク周波数付近の波のエネルギーが高・低両周波数側へ移動するため、スペクトルの形が扁平になり、形状母数  $n$  は小さくなる。●で示した沖側の母数  $n$  の値もまた小さく、 $1.7 < n < 2.3$  である。この原因は、図-6に示した沖波のスペクトルから判るように、今回の観測時にはうねりと風波が重畳しているため、単一成分から成るものよりスペクトル幅が広がっているためである。なお、沖での波浪から風波による高周波数成分を除去し形状母数  $n$  を調べた結果、 $3.5 < n < 4$  となることが確認されている。

波高と周期の相関係数  $\gamma_{Ht}$  は式

$$\gamma_{Ht} = \frac{1}{\sigma(H)\sigma(T)} \cdot \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (H_j - \bar{H})(T_j - \bar{T}) \quad (12)$$

により定義される。ただし、 $\sigma(H)$ 、 $\sigma(T)$  はそれぞれ波高  $H$  および周期  $T$  の標準偏差、 $\bar{T}$  は平均周期である。式(12)により相関係数を算定し、その変化を示すと図-14のようになる。沖側では干・満にかかわらず平均的に  $0.7 < \gamma_{Ht} < 0.9$  であるが、リーフ内においては高潮位時には  $0.4 < \gamma_{Ht} < 0.8$  であり、低潮位時には  $\gamma_{Ht} = 0.2$  にまで小さくなっている。

図-11、13および14において経時変化として示した形状母数  $m$ 、 $n$  と相関係数  $\gamma_{Ht}$  との関係調べる。まず、波高に関する形状母数  $m$  は相関係数  $\gamma_{Ht}$  により図-15に示すように変化する。図-14から判るように、 $\gamma_{Ht} > 0.5$  となる範囲が高潮位に相当する。形状母数  $m$  は高潮位時にはリーフ内外で大きな変化せず、平均的に  $m = 2$  となることが示されている。 $\gamma_{Ht} < 0.5$  となる低潮位時において形状母数  $m$  の値が大きくなっている理由は、図-11に関連して述べた通りで、そのときには相関係数は小さくなっている。なお、ステップ状リー

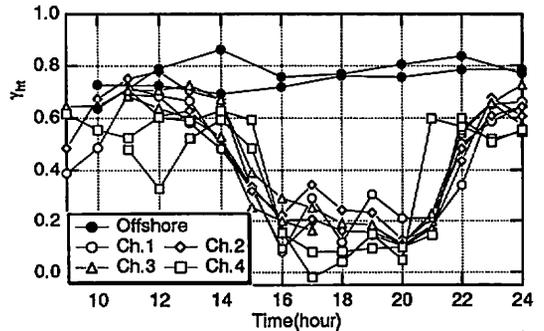


Figure 14. Time history of the correlation coefficient between wave heights and periods,  $\gamma_{Ht}$ .

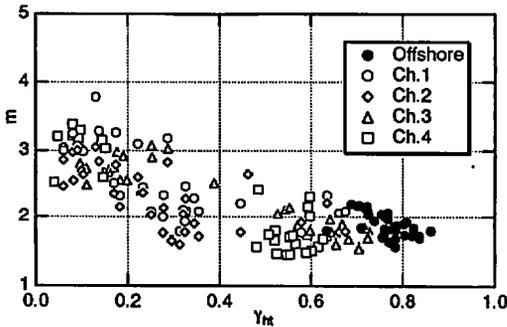


Figure 15. Relation between the shape modulus for wave heights,  $m$ , and the correlation coefficient,  $\gamma_{hr}$ .

フにおいても砕波減衰後の波の再生領域では  $m = 2$  と近似してよいことが判明している(筒井ら, 1994).

形状母数  $n$  と相関係数  $\gamma_{hr}$  との関係は図-16に示すように変化する。ただし、同図にはステップ状リーフでの実験結果(筒井ら, 1994)および木村(1978)による水平床での不規則波の実験曲線(実線)が併記されている。図-10に示したように、形状母数  $n$  が小さいほど、すなわちスペクトルの集中度が弱くなるほど相関係数  $\gamma_{hr}$  は大きくなり、相関係数  $\gamma_{hr} = 1$  となるのは  $m = n$ 、 $\rho\sqrt{N\phi_1\phi_2} = 1$  の場合のみである。図-16における木村(1978)の実験結果によると、形状母数  $n$  は波高と周期の相関係数  $\gamma_{hr}$  の増加とともに小さくなり、破線で示すように  $\gamma_{hr} \rightarrow 1$  のとき  $n = m \rightarrow 2$  となる傾向を持っており、これは理論特性と一致している。

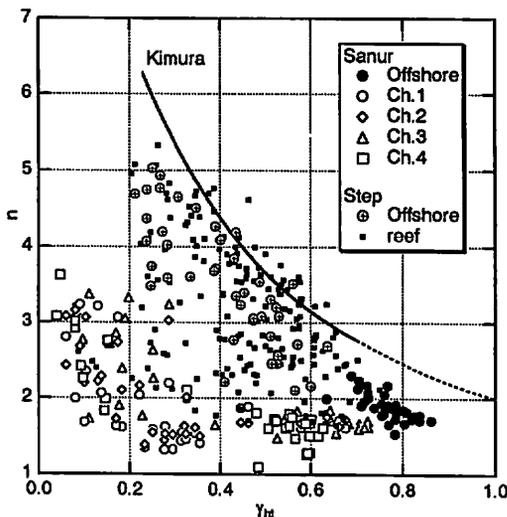


Figure 16. Relation between the shape modulus for wave periods,  $n$ , and the correlation coefficient,  $\gamma_{hr}$ .

Sanur海岸における沖側入射波浪に対する形状母数  $n$  は前述の理由により通常の値より小さくなっている。同様に、ステップ状リーフでの入射波浪に対する形状母数  $n$  はもまた木村(1978)の実験結果よりやや小さい値となっている。一方、リーフ内でのデータはSanur海岸およびステップ状リーフのいずれの場合にも木村(1978)の実験結果の下側に位置しているが、これは後者が水平床での非砕波の実験結果であるのに対し、前者は砕波の影響により形状母数  $n$  が小さくなったためである。これら入射波浪および砕波後の波浪においても、形状母数  $n$  の減少とともに相関係数は  $\gamma_{hr} \rightarrow 1$  となる傾向がよく示されている。

Sanur海岸における形状母数  $n$  の値はステップ状リーフのそれより小さくなっているが、この原因として砕波条件との関係が考えられる。ステップ状リーフでは、リーフ先端部で水深が急変するため砕波点はリーフ先端部に集中し、砕波帯幅は極めて狭い。一方、Sanur海岸での沖側リーフは、図-2(3)に示したように緩勾配(1/20 - 1/50)となっているため、不規則波浪の個々波の砕波点が異なり、砕波帯幅はステップ状リーフのものより広くなる。したがって、スペクトルの集中度が弱くなり、形状母数  $n$  の値が小さくなる。

以上の議論から判るように、砕波の影響を受けるとスペクトルが扁平になり、形状母数  $n$  が低下する。したがって、これらの波浪を取り扱う場合にはスペクトルの扁平度を考慮する必要がある。

Cartwright & Longuet-Higgins (1956) はランダム関数の極大値の確率分布を求める際に次式で定義されるスペクトル幅パラメータ  $\epsilon$  を導入した。

$$\epsilon^2 = 1 - \frac{M_2^2}{M_0 M_4}, \quad M_j = \int_0^\infty f^j S(f) df \quad (13)$$

ここに、 $M_j$  はスペクトル  $S(f)$  の  $j$  次モーメントである。また、Rice (1944) によると、長さ  $L$  の不規則波の時系列データにおける zero-up 交点の数  $N_0$  および極大点の数  $N_1$  はそれぞれ

$$N_0 = \sqrt{M_2/M_0} L, \quad N_1 = \sqrt{M_4/M_2} L \quad (14)$$

で与えられる。したがって、式(13)および(14)からスペクトル幅パラメータ  $\epsilon$  は次式で表わされる。

$$\epsilon = \sqrt{1 - (N_0/N_1)^2} \quad (15)$$

Goda (1970) は不規則波の数値シミュレーションの結果から相関係数  $\gamma_{hr}$  とスペクトル幅パラメータ  $\epsilon$  との間に明瞭な関係があることを示した。木村(1978)もまた

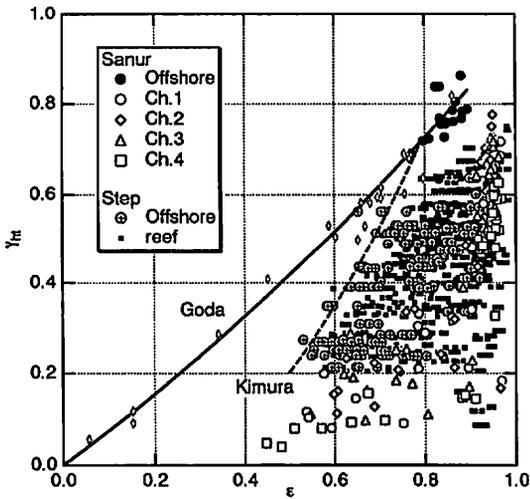


Figure 17. Relation of the correlation coefficient  $\gamma_{ht}$  to the spectral width parameter  $\epsilon$ .

水平床での不規則波のシミュレーションにより同様の結果を得ている。Sanur海岸における相関係数 $\gamma_{ht}$ とスペクトル幅パラメータ $\epsilon$ との関係およびステップ状リーフにおける実験結果(筒井ら, 1994), Goda (1970) および木村(1978)の結果をまとめると図-17のようになる。

Sanur海岸の入射波浪のスペクトル幅は $0.75 < \epsilon < 0.9$ に集中しているが、Goda (1970)および木村(1978)の実験結果とよく一致している。一方、Sanur海岸のリーフ内でのスペクトル幅パラメータは $\epsilon > 0.4$ であって、スペクトル幅は全体としてGodaおよび木村による値よりも広がっている。この現象はとりもなおさず砕波の影響を受けた結果であり、スペクトルが扁平に、すなわち、形状母数 $n$ が小さくスペクトル幅パラメータ $\epsilon$ が大きくなったものである。しかし、スペクトル幅の増加とともに相関係数 $\gamma_{ht}$ が増加する特性はGodaおよび木村の結果と同じである。高潮位時には $\gamma_{ht} > 0.5$ であるから、スペクトル幅パラメータは $\epsilon > 0.9$ であり、相関係数の変化に対してスペクトル幅パラメータの変化は小さい。

ステップ状リーフでのデータを見ると、入射波浪に対する相関係数 $\gamma_{ht}$ とスペクトル幅パラメータ $\epsilon$ との関係は木村の実験曲線のやや右側にあり、スペクトル幅パラメータ $\epsilon$ が広がっている。これに対応して図-16においては形状母数 $n$ が小さくなっていった。リーフ上でのスペクトル幅パラメータの値もまたこれら実験

曲線の値よりやや大きく、Sanur海岸での値より小さい。この理由は図-16に示した形状母数 $n$ の変化特性と同じである。

以上、Sanur海岸における形状母数 $n$ 、相関係数 $\gamma_{ht}$ 、およびスペクトル幅パラメータ $\epsilon$ の相互関係は、入射波浪に対してはGodaおよび木村の実験結果とほぼ一致し、リーフ内においては砕波の影響により形状母数 $n$ は小さく、スペクトル幅パラメータ $\epsilon$ は広がっている。

## 5. 結論

インドネシア・バリ島のSanur海岸での現地波浪特性、確率密度関数の形状母数、および波高と周期の相関係数について述べた。その結果は以下のように要約される。

波浪の一般特性：

- (1) Sanur海岸における波向きは年間を通してほぼ一定であるが、乾期(6-8月)に来襲する波浪は雨期(12-2月)におけるものより高波高、かつ長周期であって、Sanur海岸の海岸漂砂・海岸過程に与える影響が大きい。
- (2) 周期が約15秒の外洋性のうねりはそのエネルギーが減衰しているものの、リーフ内においてもなお有意な成分となっている。

確率分布特性：

- (1) Sanur海岸においても、高潮位時の水深が深い場合には、波高の確率分布はリーフ内外ともに形状母数 $m = 2$ なるRayleigh分布で近似することができる。
- (2) 周期に関する形状母数 $n$ の変化特性は入射波浪に対しては木村(1978)の実験結果とほぼ一致し、リーフ内においては、形状母数 $n$ の値はリーフ先端部での砕波の影響を受けるため非砕波の場合の値より小さく、スペクトル幅パラメータ $\epsilon$ は広がっている。
- (3) 波高と周期の相関係数 $\gamma_{ht}$ はスペクトル幅パラメータ $\epsilon$ が広くなるとともに増加し、 $\gamma_{ht} \rightarrow 1$ のとき周期に関する形状母数 $n$ は減少し、 $n \rightarrow 2$ となる。

なお、ここでは不規則波浪の特性としての波群特性および確率モデルを用いた波浪推算法について述べるができなかった。これらについては機会を改めて報告する。

## 謝 辞

本研究は京都大学防災研究所を中心とした海外共同

研究の一環として得られたインドネシア・バリ島の Sanur 海岸での現地水理観測資料に基づくものである。資料の使用許可をいただいた土屋義人京都大学名誉教授(現名城大学教授)、現地観測にたずさわられた京都大学防災研究所海岸災害部門の山下隆男、吉岡 洋、藤本繁男の諸氏、インドネシア公共事業省水資源開発研究所の A. R. Syamsudin, D. M. Sulaiman の両氏、東亜建設工業の大中 晋氏を始めとする関係各位に深甚なる謝意を表す。また、資料の解析・整理に当たっては当時琉球大学学生であった谷川幸俊(大東設計コンサルタント)、山下見三(東洋建設)の両氏から多大なご助力を賜った。ここに記して謝意を表する次第である。

#### 参 考 文 献

- 木村 晃(1978): 不規則波浪のシミュレーションと発生波の特性に関する研究, 京都大学学位論文, 136p.
- 佐藤道郎・坂井恵一・平山彰彦(1982): うねりに重なった風波の特性に関する実験的研究, 海岸工学講演会論文集, Vol.29, JSCE, pp.21-25.
- 樫木 亨・岩田好一期・石井敏之(1980): 不規則波の碎波変形に関する研究, 海岸工学講演会論文集, Vol.27, JSCE, pp.143-147.
- 谷本修志・宇田高明・桜本 弘(1989): バリ島のリーフ周りの波, 流れ, 地形変化の観測, 海岸工学論文集, Vol.36, JSCE, pp.60-64.
- 筒井茂明・鈴山勝之・座間味 健(1994): ステップ上での不規則波の碎波変形, 土木学会第49回年次学術講演会講演概要集, II-335, pp.670-671.
- 日野幹雄・仲座栄三・与儀実和(1989): リーフ地形海岸におけるBore状サーフピートに関する研究, 第36回海岸工学論文集, JSCE, pp.75-79.
- 森口繁一・宇田川 銑久・一松 信(1970): 数学公式III, 岩波全書, 岩波書店, 東京, 310p.
- Cartwright, D. E. and Longuet-Higgins, M. S. (1956): The statistical distribution of the maxima of a random function, *Pro. Roy. Soc. Lond., A*, Vol.237, pp.212-232.
- Cooley, J. W. and J. W. Tukey (1965): An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series, *Mathematics of Computation*, Vol.19, pp.297-301.
- Goda, Y. (1970): Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, *Rep. of the Port and Harbor Res. Inst.*, Vol.9, No.3, 57p.
- Goda, Y. (1975): Irregular wave deformation in the surf zone, *Coastal Eng. in Japan*, Vol.18, JSCE, pp.13-26.
- Kai, K. (1985): Spectrum climatology of the surface winds in Japan, Part I: The 40-60 day fluctuations, *Jour. Meteorological Soc. Japan*, Vol.63, pp.873-882.
- Longuet-Higgins, M. S. (1952): On the statistical distribution of height of sea waves, *Jour. Mar. Res.*, Vol.11, pp.245-266.
- Rice, S. O. (1944): *Mathematical analysis of random noise*, reprinted in *Selected Papers on Noise and Stochastic Processes*, Dover Pub., Inc., 1954, pp.133-294.
- Syamsudin, A. R. (1993): *Beach Erosion in Coral Reef Beaches and its Control*, Doctoral Dissertation at Kyoto University, 221p.