韓國海岸・海洋工學會誌
第2巻 第2號, pp. 83~95, 1990年 6月

不規則波浪의 系統的 取扱手法
Systematic Approach for Predicting Irregular Wave Transformation

權 正 坤*
Jung Gon Kwon*

要 旨: 現在 海岸工學에 있어서 不規則波浪을 表現하는 方法으로서 스펙트럼解析法과 波別解析法이 있다. 그 中, 스펙트럼解析法은 水深이 깊고 入射波浪의 分散性이 큰 領域에, 波別解析法은 水深이 얕고 非線形性이 强한 領域 및 碎波와 같은 不連續現象을 取扱할 경우에 各各 適用되어진다. 그러므로 現地 不規則波浪場을 系統的으로 取扱하기 위해서는 어느 水深領域에서 스펙트럼解析으로부터 波別解析으로 轉移해야 할 것인가에 대한 硏究가 必要하게 된다.

本 硏究는 現地 不規則波浪의 傳播에 의한 變形을 系統的으로 取扱할 수 있는 具體的인 方法을 確立하기 위해서 행한 一連의 硏究로서 入射波浪의 方向分散이 없는 2次元 不規則播의 淺水 碎波에 대한 實驗을 행하여 스펙트럼解析法의 適用限界, 스펙트럼에서 推定되어지는 波高, 週期의 結合確率分布, 不規則波의 淺水, 碎波變形에 대한 波別解析法의 適用限界 等에 대해서 檢討한 것이다.

Abstract□It can be assumed that the ocean waves consist of many independent pure sinusoidal components which progress in arbitrary directions. To analyze irregular sea waves, both the spectrum method and the individual wave method have been used. The spectral approach is valid in the region where the water depth is deep and the linear property of velocity distribution is predominent, while the individual wave analysis method in the region where the water depth is shallow and the wave nonlinearity is significant.

Therefore, to investigate the irregular wave transformation from the deep water to the shallow water region, it is necessary to relate the frequency spectrum which is estimated by the spectrum analysis method to the joint probability distribution of wave height, period and direction affected by the boundary condition of the individual wave analysis method. It also becomes important to define the region where both methods can be applied.

This study is a part of investigation to establish a systematic approach for analyzing the irregular wave transformation. The region where the spectral approach can be applied is discussed by carring out the experiments on the irreglar wave transformation in the two-dimensional wave tank together with the numerical simulation. The applicability of the individual wave analysis method for predicting irregular wave transformation including wave shoaling and breaking and the relation between frequency spectrum and joint probability distribution of wave height and period are also investigated through the laboratory experiment and numerical simuanltion.

1. 緖 論

現在 海岸工學에 있어서의 不規則波浪을 表現하는 方法으로서 크게 分類하자면 스펙트럼 解析法(周波數, 혹은 方向 스펙트럼) 및 波別解析法이 있다. 스펙트럼 解析法은 水位變動을 振幅, 周波数 및 波向이 각각 다른 無数한 成分波가 *radom*位相으로서 중첩되어 있는 것으로 假定하여, 各 成分波의 에너지가 周波数, 波数, 혹은 波向에 어떠한 형태로 分布하고 있는가를 表現한 것으로서, 水深이 깊고 分散性이 큰 波浪場에 適用되어지고 있다. 反面에 波別解析法은 水位變動記錄을 上向通過(zero-up-crossing) 方法 等으로 分割해서, 個個波를 定義해 그들의 波高 및 週期의 分布特性을 調査하거나 혹은 個個波를 波高와 週期가 同等한 規

*日本 TETRAPOD 株式會社 應用水理硏究所(Nippon Tetrapod Co., Ltd, Applied Hydraulic Laboratory, Tsuchiura 300, Japan)

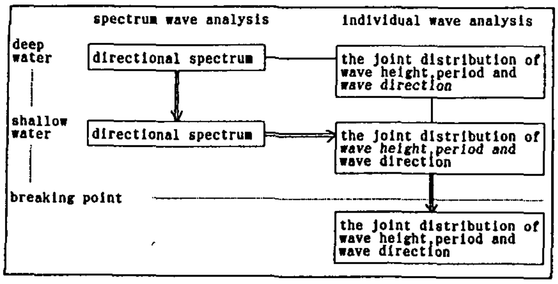


Fig. 1. General flow chart for analyzing irregular wave.

則波로서 간주하여 波의 變形을 調査하는 方法이고, 水深이 얕고 非線形性이 卓越한 領域 및 碎波와 같은 不連續現象을 취급하는 경우에 있어서 적용되어지고 있다. 그러므로 Fig.1에서 表示한 흐름처럼, 스펙트럼 解析法과 波別解析法을 接續시켜서, 深海域에서부터 淺海域까지 不規則波浪變形場을 系統的으로 취급할 수 있는 硏究가 必要하다.

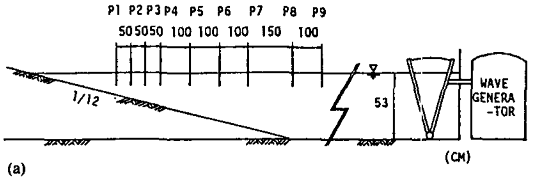
Fig.1에 나타나 있는 흐름 中, 深海域에서부터 淺海域에 이르는 方向分散을 포함한 스펙트럼의 變形豫測에 대해서는 이미 에너지 平衡方程式(Karlsson, 1969)에 근거를 둔 數値解析法이 提案(丸山 等, 1983)되어져 있고 또한 淺海域에 있어서의 2次元的인 淺水, 碎波變形에 대해서도 波別解析法을 適用한 解析法(Mase and Iwagaki, 1982)이 提案되어져 있다. 그러나 前者의 경우 數値計算을 행할 때 必要하게 되는 방향 스펙트럼의 合理的인 分割方法, 後者의 경우 波別解析法의 基本이 되는 波別解析되어진 個個波의 物理的 意味 等, 解明해야 할 問題點이 산적되어져 있다.

또한 스펙트럼 解析法과 波別解析法을 接續시키기 위해서는 주어진 任意의 方向 스펙트럼에서 波別解析法의 入力條件으로서 必要하게 되는 波高, 週期, 波向의 出現確率結合分布를 추정할 수 있는 硏究가 必要하게 된다.

이 점에 대해서는 이미 Longuet-Higgins(1957), 水口(1984) 等에 의해서 스펙트럼에서 波高・週期의 確率結合分布를 求하는 方法이 提案되어 있으나 入射波浪의 方向分散性은 考慮되어 있지 않다.

또한 Fig.1의 흐름에 의해서 系統的으로 現地不規則波浪을 取扱하기 위해서는 어느 地點에서 스펙트럼 解析으로부터 波別解析으로 移行해야 하는지 즉, 스펙트럼 解析法의 適用限界도 明確히 해 둘 必要가 있다.

本 硏究는 上述한 問題點을 解明해서 現地不規則波浪의 傳播에 의한 變形을 系統的으로 取扱하는 具體的인 方法을 確立하기 위한 일련의 硏究로서 入射波浪의 方向分散이 생기지 않는 2次元不規則波浪의 淺水碎波變形에 관한 實驗을 행하여 스펙트럼 解析法의 適用限界, 스펙트럼에서 推定되어지는 波高, 週期의 確率結合分布, 不規則波의 淺水, 碎波變形에 대한 波別解析法의 適用限界 等에 대해서 검토한 것이다.



(a)

wave goge	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8	P9
depth (cm)	6.0	9.0	13.0	15.0	22.0	31.0	43.0	53.0	53.0

(b)

Case	T_{RMS} (sec)	$T_{1/3}$(sec)	H_{RMS}(cm)	$H_{1/3}$(cm)	Measured time
I	1.25	1.33	6.7	9.3	25 (min)
II	1.24	1.33	7.9	11.0	35 (min)
III	1.29	1.34	9.7	13.5	25 (min)
IV	1.24	1.33	7.0	9.8	25 (min)

Fig. 2. Experiment set up and characteristics of experimental waves.

2. 不規則波의 2次元 淺水 碎波變形에 대한 水槽實驗의 槪要

本 實驗에 있어서는 Fig.2에서 表示한 것처럼 길이 17.5 cm, 幅 1.0 m, 높이 1.5 m의 2次元造波水槽를 使用했고, 水槽의 海底傾斜는 1/12이다. 不規則波의 發生은 水槽의 一端에 設置되어져 있는 不規則造波板에 의해서 Bretschneider型 스펙트럼 信號를 入力시킴으로써 이루어졌고, 測定은 各 水深(P1～P9)에 設置되어 있는 容量式波高計에 의해서 25～30分 程度 波浪特性이 다른 네 가지 경우로 나뉘어 행하여 졌다. 또한, 本 實驗에 있어서의 P9 地點의 不規則波의 諸元은 Fig.2 (b)에 表示되어 있다.

解析方法은 9台의 波高計에서 얻어지는 아날로그 資料(analogue data)를 資料記錄器(data recorder)에 收錄하여, 測定時間間隔(sampling time) 0.05 sec로서, DR 2000에 의해서 A・D 變換을 행했다. 그리고 얻어진 數値(digital) 時系列 資料에 대해서 大型計算機를 使用하여 各種 統計量의 計算을 행했다.

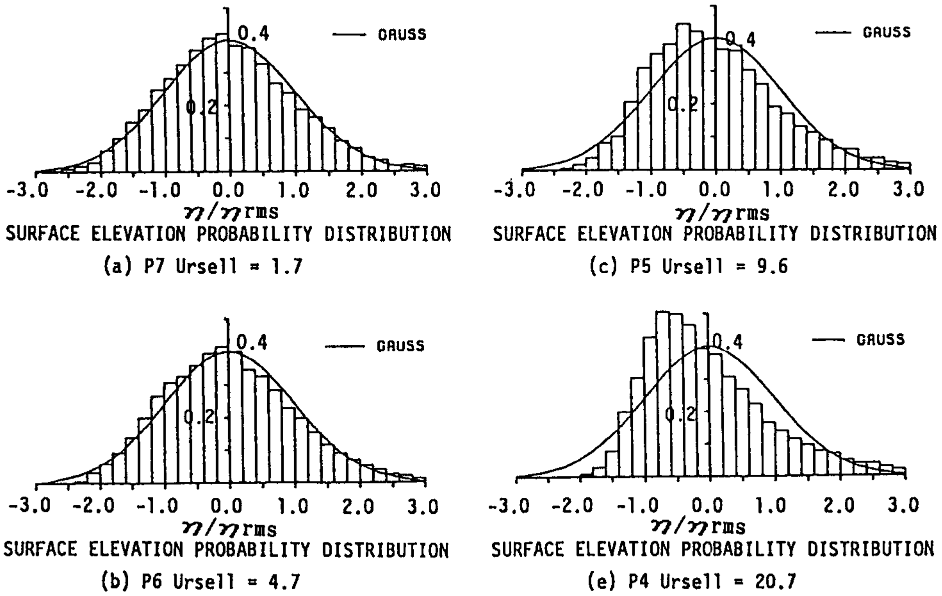


Fig. 3. Transformation of probability distribution of surface elevation.

3. 스펙트럼 解析의 適用限界

不規則波浪場을 系統的으로 取扱하기 위해서는 上述한 바와 같이 스펙트럼 解析法과 波別解析法을 接續시킬 必要가 있다. 여기에서 問題가 되는 것은 스펙트럼 解析法에서 波別解析法으로 移行할 경우 接續條件과 接續方法을 어떻게 決定해야 하는가 하는 점이다. 接續條件으로서는 스펙트럼 解析의 適用限界가 생각되어지지만, 여기에 대해서도 非線形性에 대한 波浪의 力學的 構造가 明確히 밝혀져 있지 않는 現在에 있어서는 不明確한 點이 많다. 이와 같은 스펙트럼 解析의 適用限界는 線形波動論의 適用限界이고, 이 適用限界를 어떠한 係数(parameter)로서 規定할 것인가 하는 점도 매우 重要한 問題이기 때문에 本 研究에 있어서는 波形傾斜 相對 水深의 比, 즉 線形性과 分散性 比의 物理的 意味를 가지는 Ursell 数를 利用하여 明確히 하고자 한다. 適用限界의 Ursell 数는 周波数 스펙트럼과 水深에서 얻어지는 값($U_{r\eta}=\sqrt{m_o}\cdot L_p^2/d^3$; L_p : 周波数 스펙트럼의 尖頭 成分波의 波長, d : 水深, m_o : 스펙트럼의 零次 모멘트)을 使用한다.

3.1 水位出現確率에서 보여지는 스펙트럼 解析法의 適用限界

不規則波浪의 統計理論의 基礎가 되는 것은 中心極限定理이다. 먼저 中心極限定理가 成立되기 위해서는 不規則波浪의 成分波가 獨立的이고 位相이 *random*하고 개개의 成分波가 全體에 대해서 同等히 寄與한다는 條件을 滿足해야 한다. 즉 多数의 成分波로서 合成되어 있는 現地波浪은 統計的 獨立性을 파괴하는 非線形 相互作用이 存在하지 않는 한 海面의 水位變動 出現頻度는 Gauss 分布를 한다.

Fig.3은 Uresll 数의 增大에 의한 水位出現確率을 나타낸 것이고, 橫軸은 水位變動을 水位의 自乘平均 제곱根(root mean square) 값으로 無次元化한 것이다. Fig.3에서 보여지는 바와 같이, 水深이 얕아지고 Ursell 数가 增大함에 따라서 水位의 出現頻度는 그림 中의 實線으로 表示한 Gauss 分布로부터 變動이 크게 되어 $\eta>0$의 出現頻度가 減少하고, $\eta<0$의 出現頻度가 增加한다. 그 理由는 入射波浪이 淺水變形을 함으로서, 波動에 內存하는 非線形性의 影響에 의해서, 波峰이 날카롭게 되고, 波谷이 더욱 평탄하게 되어지기 때문이다.

Fig.4는 各 水深別 位相分布를 나타낸 것이다. 그림에서 보여지는 것처럼 位相에 대해서는 어느 地點에 있어서도 *random*性은 保證되어지기 때문에 水位出現確率의 Gauss 分布로부터의 이탈은 成分波의 獨立性이 상실된 결과(예를 들면, 非線形性에 의한 周波数間의 干涉)로서 豫測되어진다. 그러므로, 水位出現確率分布

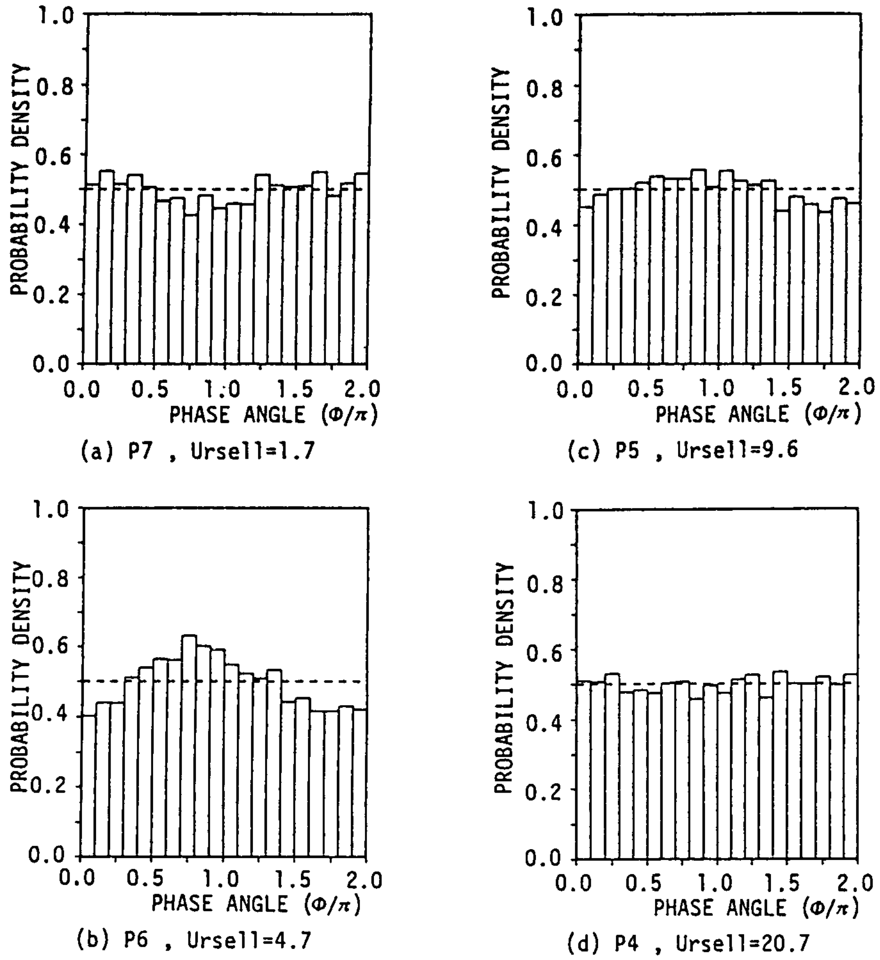


Fig. 4. Transformation of wave phase distribution.

의 Gauss 分布로부터의 이탈과 非線形性은 一對一로 對應하는 것을 알 수 있고, 水位出現確率의 Gauss 分布로부터의 分散을 表示하는 계수인 歪度(skewness), 尖度(kurtosis)를 調査하면, 또 하나의 스펙트럼 解析의 適用限界를 判斷하는 基準이 얻어진다.

$$\bar{\eta}=\frac{1}{\mathrm{N}}\sum_{i=1}^{N}\eta_i \tag{1}$$

$$\eta_{rms}=\left(\frac{1}{\mathrm{N}}\sum_{i=1}^{N}(\eta_i-\bar{\eta})^2\right)^{1/2} \tag{2}$$

$$\text{Skewness}:\sqrt{\beta_1}=\frac{1}{\eta_{rms}^3}\frac{1}{\mathrm{N}}\sum_{i=1}^{N}(\eta_i-\bar{\eta})^3 \tag{3}$$

$$\text{Kurtosis}:\beta_2=\frac{1}{\eta_{rms}^4}\frac{1}{\mathrm{N}}\sum_{i=1}^{N}(\eta_i-\bar{\eta})^4 \tag{4}$$

式 (3)의 歪度는 波形 上, 下의 非對稱性을 나타내는 係数(parameter)로서, 正의 값을 가지면 η의 正側에 비뚤어진 分布를 한다. 式 (4)의 尖度는 η의 度数分布에 대한 尖頭(peak)의 날카로움을 나타내는 係数이다. 波浪의 形狀에 대해서 解析上 η가 正規分布에 따른다고 假定할 경우에 있어서는 歪度, 尖度의 값은 0.0 및 3.0이 된다.

Fig.5, 6은 Fig.2에서 表示한 경우(4)의 室內實驗 資料에 의해서 얻어진 歪度, 尖度와 Ursell 数와의 關係를 나타내고 있다. Fig.5를 보면, Ursell 数가 5.0 以下에 있어서는 歪度의 값은 거의 0.2~0.4 程度이지만 Ursell 数가 5.0의 값을 境界値로서 急激히 상승하며 이는 Gauss 分布를 나타내는 0.0으로부터 크게 벗어나는 것을 알 수 있다. 동시에 Fig.6의 尖度에서도 보여지는

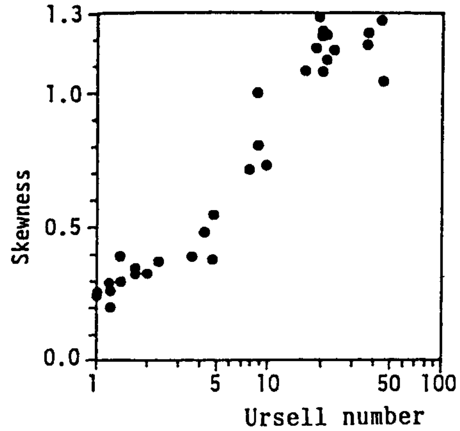


Fig. 5. Relation between skewness and Ursell number.

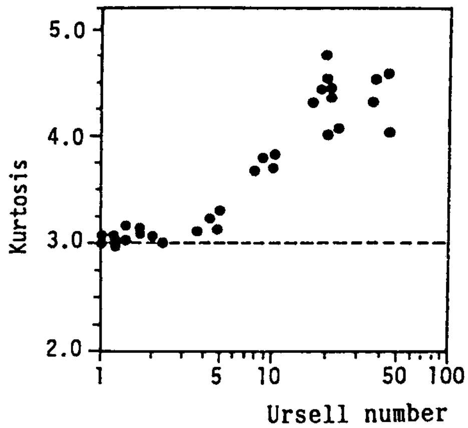


Fig. 6. Relation between kurtosis and Ursell number.

바와 같이 Ursell 数가 5.0 以下에 있어서는 Gauss 分布를 나타내는 3.0을 취하고 있지만 그 以上의 값에 있어서는 急激히 3.0에서부터 멀어지는 것을 알 수 있다. 그러므로 Ursell 数가 5.0을 境界値로서 急激히 非線形性이 강해지고 있다는 것을 알 수 있기 때문에 水位出現確率에서 보여진 스펙트럼 解析의 適用限界는 Ursell 数가 5.0 以下의 領域이다.

3.2 Power 比에 의한 스펙트럼 解析法의 適用限界

方向分散없이 傳播하는 power spectrum의 各 成分波의 에너지는 波浪場이 線形이면 微小振幅波理論에 의해서 推定할 수 있다. 이 점에 대해서 加藤・鶴谷(1974)는 波浪과 흐름이 共存하는 곳에서의 成分波의 傳播速度에 대한 研究를 행한 결과, power 스펙트럼의 尖頭 周波数領域 成分波의 傳播速度는 微小振幅波理論에 의한 理論値와 同等하거나 약간 큰 값을 나타내지만, 尖頭 周波数보다도 高周波数領域 成分波의 波速은 理論値에 比해서 매우 큰 값을 나타낸다고 報告하였다.

또한, 光易・亨(1976)은 深海域에서의 不規則波浪의 傳播에 대한 檢討를 행한 결과, power 스펙트럼의 에너지가 大部分 포함되어 있는 尖頭 周波数附近에서는, 成分波의 波速은 理論値와 거의 비슷하다는 結果를 얻었고, 尖頭 周波数帶에서는 近似的으로 微小振幅波理이 成立하는 領域이라고 報告하고 있다. 그러므로 本 研究에 있어서도 上述한 종래의 研究에 근거를 두고, 尖頭 周波数附近의 成分波의 에너지에 주목하여 power比에 대한 考察을 행하고자 한다.

Fig. 7은 本 実験(CASE IV)의 各地點에 있어서, 直接測定에 의한 스펙트럼($S_m(f)$)과 P9點에서 測定되어진 深海에서의 스펙트럼 形狀에 線形應答함수를 곱해서 얻어지는 스펙트럼($S_p(f)$)의 power比($S_m(f)/S_p(f)$)를 나타낸 것이다. 이 때의 尖頭周波數는 0.74 Hz이다. 그림에서 明白히 보여지는 바와 같이 P7, P6 地點까지는 f>0.6 Hz에 있어서 $S_m(f)/S_p(f)$는 거의 1.0의 값을 보여주고 있지만, P5~P2와 같이 水深이 얕아짐에 따라서 f>0.6 Hz에 있어서의 $S_m(f)/S_p(f)$의 값은 1.0 以下가 된다. 그러므로 스펙트럼 解析은 P6, P5 程度까지 適用할 수 있다는 것을 알 수 있다. 그리고 P6, P5 地點에 있어서의 Ursell數는 各各 3.6, 7.7이다.

또한 f<0.6 Hz의 領域에 있어서 1.0보다도 큰 값이 보여지는 것은 深海인 P9 地點에 있어서의 스펙트럼 形狀은 거의 에너지를 가지지 않는 反面, P4, P3와 같은 碎波帶附近에 있어서는 스펙트럼의 低周波數側에의 에너지의 移行現像, 혹은 水槽固有의 振動에 의해서 低周波數領域에 어느 程度 에너지를 가지기 때문이다. 이러한 性質은 線形應答함수를 適用하는 한 表現되어질 수 없다.

Fig. 8은 CASE I~IV에 있어서 上述한 바와 같은 計算을 행하여 Ursell數와 各各의 尖頭周波數(f_p)에 있어의 $S_m(f_p)/S_p(f_p)$의 關係를 나타낸 것이다. 그림에서 보여지는 바와 같이 Ursell數가 5.0 以下에 있어서의 Power比는 0.9~1.0 程度이고, 5.0 以上에 있어서는 急激히 Power比가 低下하는 것을 알 수 있다. 그러므로 尖頭周波數에 대한 Power比의 適用限界도 또한 Ur-

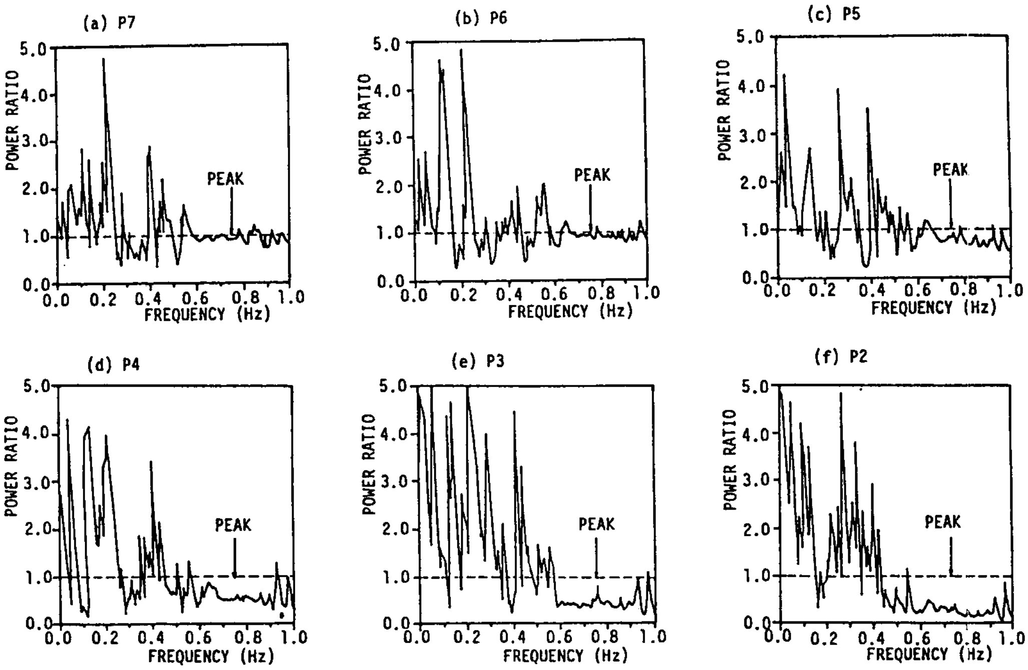


Fig. 7. Transformation of power ratio.

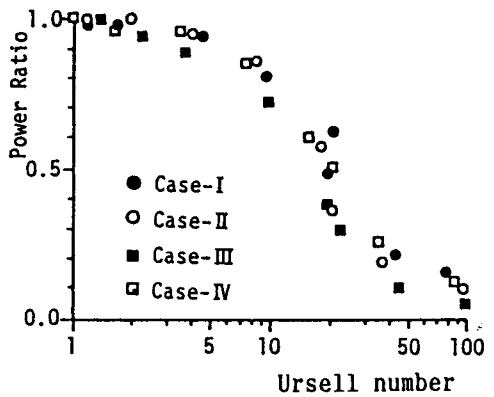


Fig. 8. Relation between power ratio at the peak frequency and Ursell number.

sell數 5.0 以下가 適用限界라고 判斷되어진다. 그리고 cross-spectrum 解析(coherence, phase)에 의한 適用限界에 대한 結果(權, 1987)는 本 研究에서 논의하지 않았지만 power比에 의한 結果와 동일한 結果를 얻었다.

Spectrum band-width parameter(ν)는 Ursell數에 대한 變化가 일정하지 않기 때문에 非線形性의 判斷指標로서는 적절하지 않다(權, 1986).

4. 不規則波의 淺水, 波變形에 대한 波別解析法의 適用性

波別解析法과 동등히 不規則波浪의 解析法으로 利用되어지고 있는 것은 이 方法으로 定義한 波高 및 週期의 頻度分布가 어떤 일정한 特性을 지니고 있기 때문이다. 즉 波高 및 週期의 確率結合分布를 定義할 수 있기 때문이다. 그러므로 波別解析法은 單純히 不規則波形을 세분화하여 波를 定義하는 것 뿐만 아니라, 確率分布를 考慮해서 不規則波 全體의 諸特性을 推定하는 方法으로 생각되어진다. 本 研究는 종래의 研究成果에 근거를 두고 波高 및 週期의 基本的인 分布特性을 調査한 후 波別解析되어진 個個波의 淺水 碎波變形에 대한 波別解析法의 適用性에 대해서 檢討를 한다.

4.1 代表波高의 淺水變形에 대한 波別解析法의 適用性

Fig. 9는 本 水槽實驗에서 얻어진 4가지 경우의 有義波高 및 平均波高의 實驗結果 및 計算結果를 比較한 것이고, 여기서 縱軸과 橫軸은 深海有義波高로서 無

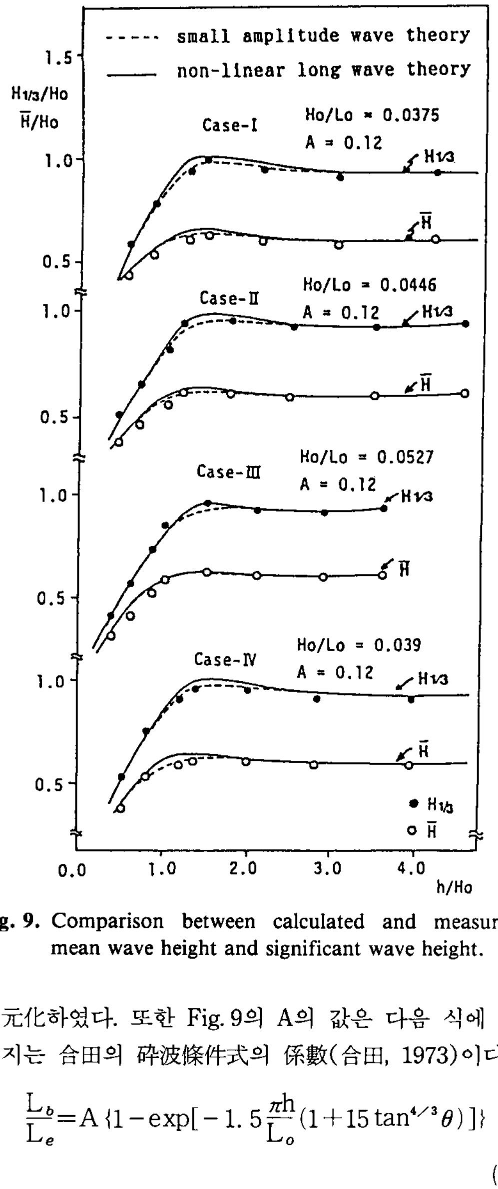


Fig. 9. Comparison between calculated and measured mean wave height and significant wave height.

次元化하였다. 또한 Fig. 9의 A의 값은 다음 식에 보여지는 合田의 碎波條件式의 係數(合田, 1973)이다.

$$\frac{L_b}{L_e}=A\{1-\exp[-1.5\frac{\pi h}{L_o}(1+15\tan^{4/3}\theta)]\} \tag{5}$$

여기에서 $\tan\theta$는 海底傾斜, L_o는 個個波의 深海에서의 波長이다. 이 係數 A의 값은 規則波에 대해서는 一般的으로 0.17의 값을 취하고 있지만, 不規則波의 個個波에 대해서는 0.17보다도 작다는 것이 Sawaragi (1981), 岩垣(1981) 等에 의해서 報告되어져 있기 때문에 本 計算에 있어서는 0.12를 줌으로써 個個波의 計算을 행했다. 또한 碎波前의 計算結果는 首藤(1974)의 非線形長波理論에 의한 것과 微小振幅波理論에 의한 2가지 方法을 表示하고 있다. 그림에서 보여지는 바와 같이 全경우에 있어서, 實驗結果 및 計算結果는 잘 一致하고 있고, 碎波前의 波高變化에 대해서는, case－III의 深海波形傾斜가 가장 큰 경우를 除外하고, 有限振幅性을 考慮한 경우의 計算結果가 약간 過大評價되기 때문에, 微小振幅波理論을 適用하는 것이 타당하다는 것을 알 수 있다. 그리고 碎波後의 有義波高의 變化에 대해서는 良好한 結果를 보여주고 있지만 平均波高에 대해서는 計算結果가 약간 큰 값을 취하다는 것을 알 수 있다.

4.2 波高分布

波高分布에 대한 基礎理論은 Rice(1955)에 의해서 提案되어져 있다. 에너지가 周波數의 좁은 범위내에 集中해 있는 narrow band-width freguency spectrum을 假定하면 波高는 다음과 같은 Rayleigh 分布를 한다.

$$P(R)dR=\frac{R}{m_o}\exp[-\frac{R^2}{2m_o}]dR \tag{6}$$

여기서 R : 振幅

Fig. 10은 CASE-I의 波別解析法에 의한 淺水, 碎波變形 數値모형의 波高의 頻度分布에 대한 實驗結果와 計算結果(그림 中의 點線)를 나타내고 있다.

計算結果는 4.1에서 考察한 것처럼 碎波前의 代表波高는 有限振幅性을 考慮하면 약간 큰 값을 취하는 것을 알았기 때문에, 微小振幅波理論을 使用했다. 그림으로부터 碎波後의 P2 地點까지는 實驗結果와 計算結果는 잘 一致하고 있지만 P1 地點에서의 計算結果는 平均波高附近에서 돌출한 分布가 되어서 實驗結果와 잘 一致하지 않다는 것을 알 수 있다. 그 理由는 Surf beat라고 하는 長週期 變動成分의 影響을 받고 있기 때문이라고 생각된다. 그리고 그림 중의 實線은 式 (6)의 Rayleigh 分布를 나타낸 것이고, P3, P2, P1의 碎波後의 個個波의 波高는 강한 非線形性의 影響에 의해서 Rayleigh 分布를 이루지 않는다.

4.3 週期分布

Longuet-Higgins는 波高와 週期의 結合確率分布에 대한 理論式을 다음과 같이 定義하고 있다.

$$P(x,\tau)=\frac{dR}{dx}\left|\frac{d\dot{\phi}}{d\tau}\right|P(R,\dot{\phi})$$

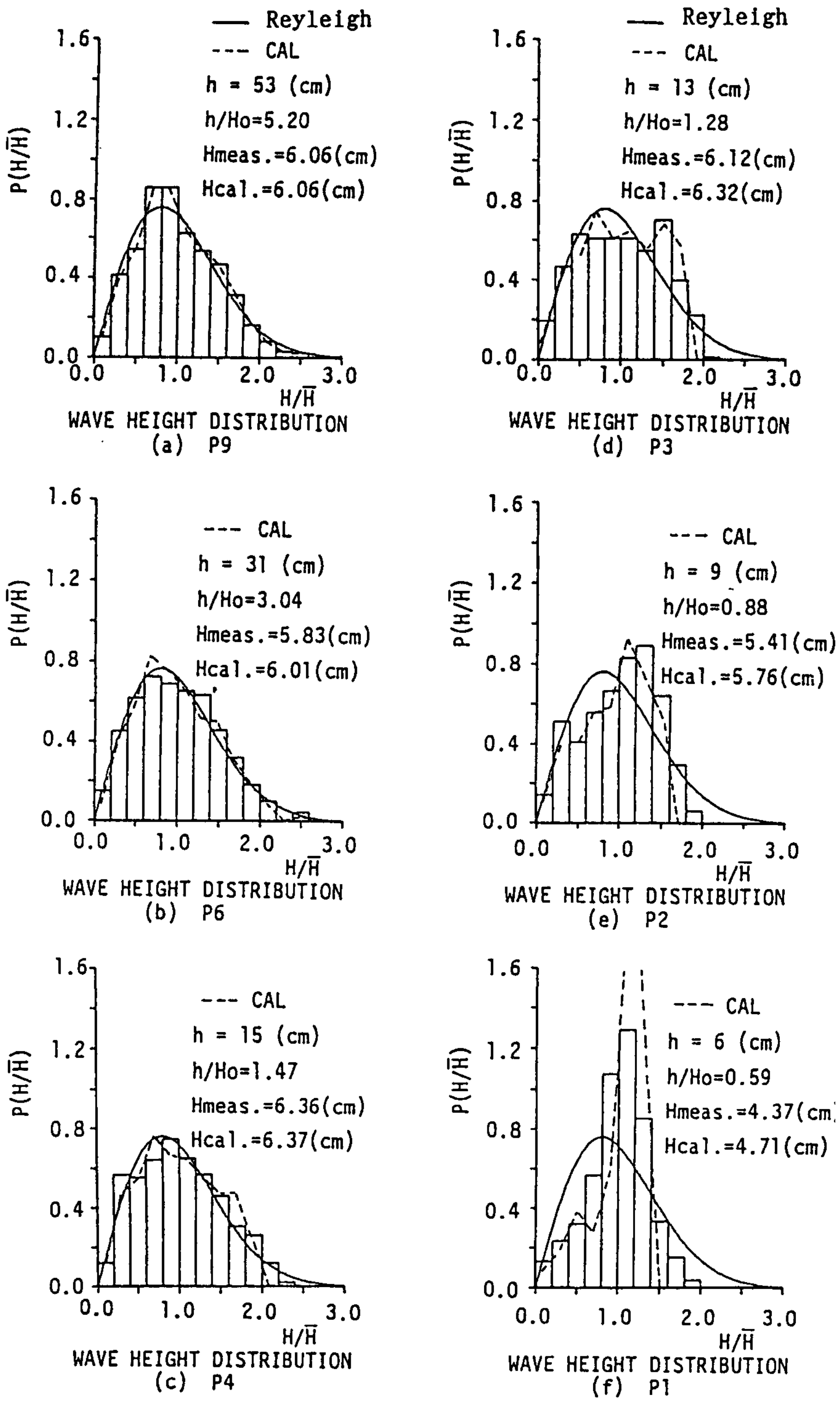


Fig. 10. Comparison between calculated and measured wave height distribution (CASE-I).

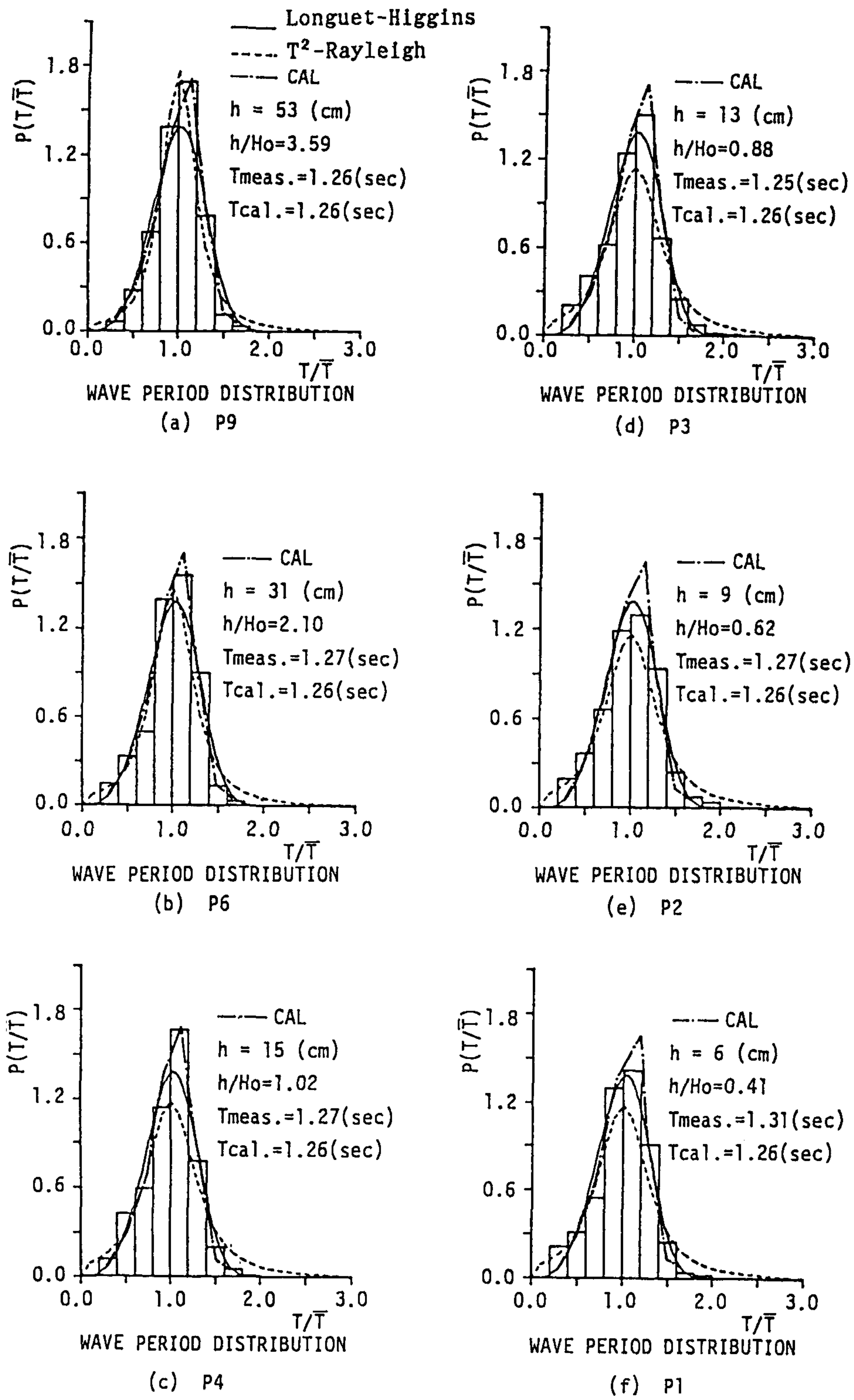


Fig. 11. Comparison between calculated and measured wave period distribution (CASE-I).

$$= \frac{\pi x^2}{4\nu} \exp\{-\frac{\pi}{4} x^2 (1 + \frac{(\tau-1)^2}{\nu^2})\} \qquad (7)$$

여기에서 $\dot{\phi} = d\phi/dt$, $x = H/\bar{H}$, $\tau = T/\bar{T}$

式 (7)의 $P(x, \tau)$를 τ에 대해서 $-\infty \sim \infty$ 積分을 하면 (2)에서 說明한 波高分布가 얻어진다. 그리고 동일한 手法으로 式 (7)의 x에 대해서 $0 \sim +\infty$ 積分하면 週期分布가 다음과 같이 얻어진다.

$$P(\tau) = \int_0^\infty P(x, \tau) dx = \frac{\nu^2}{2[\nu^2 + (\tau-1)^2]^{3/2}} \quad (8)$$

윗식에서 얻어진 週期의 確率分布는 $\tau > 0$의 範圍에 있어서도 값을 가지지만 스펙트럼의 band-width parameter ν가 충분히 작을 경우 $\tau > 0$의 範圍의 確率密度는 작아진다. 또한 式 (8)은 $\tau = 1.0$에서 最大確率分布를 나타내고, $\tau = 1.0$의 軸에 대해서 對稱的인 分布形狀이 된다. 이 分布는 나불(swell)性의 波에 대해서 거의 成立하지만, 나불 및 周波가 重疊하는 경우에 있어서는 週期의 分布幅이 넓어지기 때문에 式(8)은 適用하기 힘들다. 그리고, 最高波, 1/10 最大波, 有義波 等의 各 週期는 波高와의 關聯으로 定義되어지는 量이기 때문에, 週期 그 自體에 대한 分布와 直接的으로 關係하지 않는다. 이와 같은 代表波의 週期에 關係하는 것은 다음 式에서 표시하는 波浪의 波高와 週期의 相關關係이다.

$$r(H, T) = \frac{1}{\sigma_h \sigma_T} \frac{1}{N_o} \sum_{i=1}^{N_o} (H_i - \bar{H})(T_i - \bar{T}) \qquad (9)$$

여기서 N_o는 波群에 있어서의 波의 個數이다. 이 相關關係 r에 대해서 Ursell數에 대한 各 경우 r(H, T)의 값을 推定하여 考察했지만, 이들 값이 0.4~0.6을 나타내고 있기 때문에 波高 및 週期의 相關이 어느 程度 週期分布에 影響을 미치는가는 明確히 할 수가 없었다.

Fig. 11은 CASE-I의 波別解析法에 의한 週期頻度分布의 計算結果(Fig. 11의 一點鎖線) 및 實驗結果를 比較한 것이다. 波別解析法에 의한 計算結果는 어느 地點에 있어서도 深海에서 주어진 週期分布와 동일하다. 이 그림으로부터 週期分布에 대해서는 計算値와 實驗結果는 잘 一致하기 때문에(즉, 個個波의 週期는 保存되어진다) 波別解析法은 適當한 解析方法이라고 할 수 있다. 그리고 그림 中의 實線은 式 (18)의 Longuet-Higgins에 의한 週期確率分布, 點線은 式 (10)으로 表現되어지는 Bretschneider에 의한 T^2-Rayleigh 分布를 表示하고 있지만 方向分散을 가지지 않는 不規則波浪場에 있어서는 Longuet-Higgins의 分布가 T^2-Rayleigh 分布보다도 推定精度가 나은 것을 알 수 있다.

$$P(T)dT = 2.7 (\frac{T}{\bar{T}})^3 \exp[-0.675 (\frac{T}{\bar{T}})^4] \frac{dT}{\bar{T}} \qquad (10)$$

Fig. 12는 CASE-I의 波別解析法에 의한 波高, 週期의 結合分布의 計算結果 및 實驗結果를 比較한 것이다. 그림 中의 數値는 實測波數를 나타내고 計算値는 等出現波數를 연결한 實線으로 表示되어져 있다. 그림에서 보여지는 바와 같이 어느 水深에 있어서도 計算値 및 實驗値는 잘 一致하고 있기 때문에 個個波에 대한 波別解析法의 適用性을 確認할 수가 있다.

5. 스펙트럼과 波高, 週期의 結合分布의 接續

3節과 4節에 있어서는 2次元 不規則波浪의 取扱方法中 스펙트럼解析法은 水深이 깊고 方向分散性이 큰 領域에서 使用되어지고, 波別解析法은 水深이 얕고 非線形性이 强한 領域에서 各各 適用한다는 것을 明確히 했다. 그러므로 深海域에서 淺海域까지의 不規則波浪을 系統的으로 取扱하기 위해서는 Fig. 1에서 보여진 바와 같이 스펙트럼解析法과 波別解析法을 適當한 條件下에서 接續시킬 必要가 있다. 接續條件의 한 가지는 스펙트럼解析의 適用限界가 생각되어지지만 3節의 考察에서 深海의 power spectrum이 주어져 있을 때, 線形應答함수를 使用하여 推定할 경우에 있어서는 Ursell數가 5.0 地點까지 可能하다는 것을 實驗的으로 明白히 했다. 그러므로 兩者를 接續시키는 方法으로서 power spectrum을 入力條件으로 波高, 週期의 結合確率分布를 推定할 수 있다면 二次元 波浪 變形場을 系統的으로 解析할 수 있다. 그리고 接續方法으로서 現在 스펙트럼모멘트를 使用한 波高, 週期의 結合確率分布(關本 등, 1984 ; Longuet-Higgins, 1957) 혹은 wide band-width 波浪場에도 推定할 수 있다고 하는 結合確率分布 等이 提案(水口 등, 1984)되어져 있다. 여기에서는 spectrum band-width parameter(ν) 에 근거를 둔 Longuet-Higgins 및 narrow band-width의 假定을 포함하고 있지 않은 水口에 의한 推定方法을 利用해서 各各의 推定精度에 대한 檢討를 행한다. 本 研究에서 행한 實驗波浪의 ν값은 거의 0.3~0.4이기

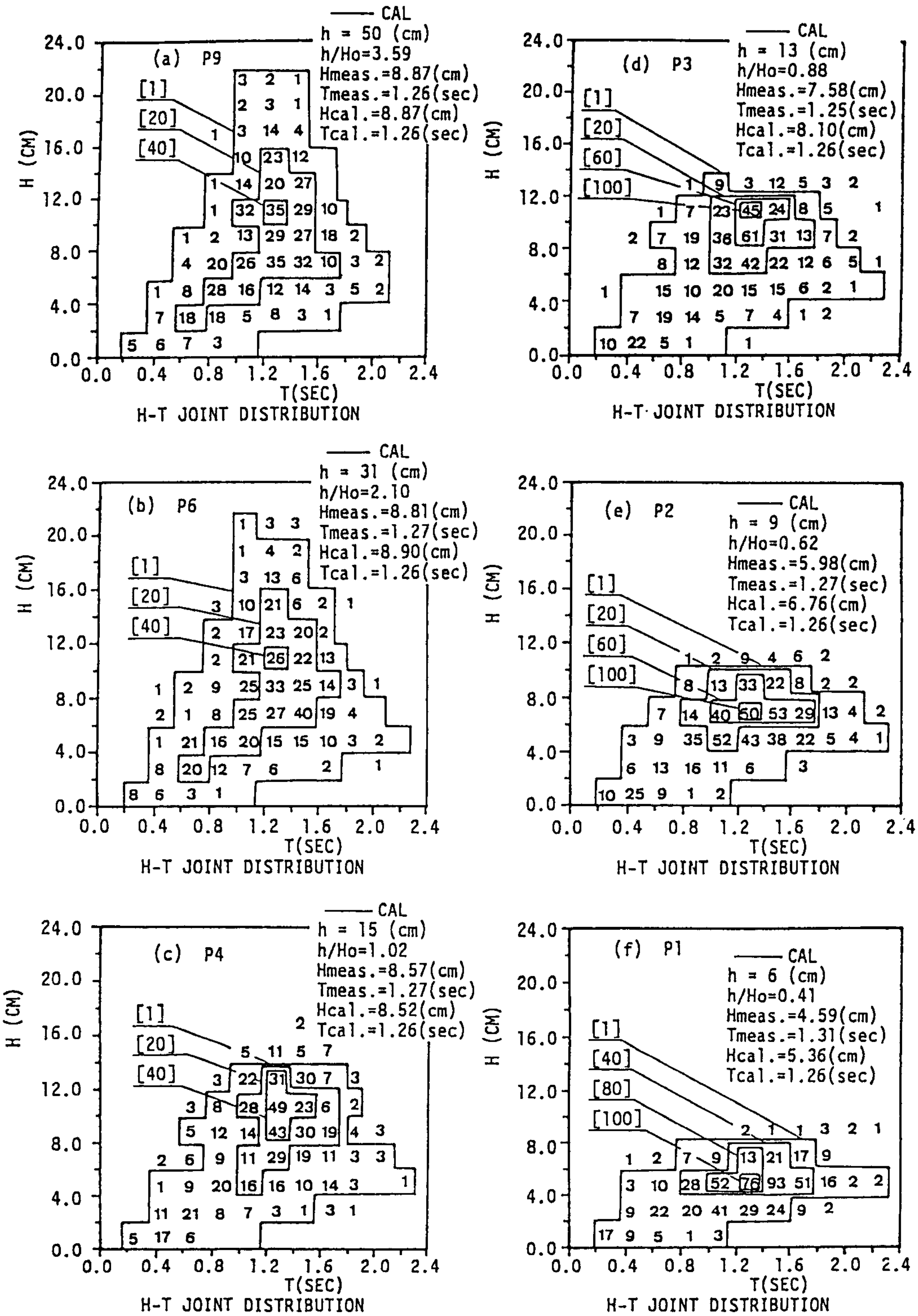


Fig. 12. Comparison between calculated and measured wave height and period distribution (CASE-1).

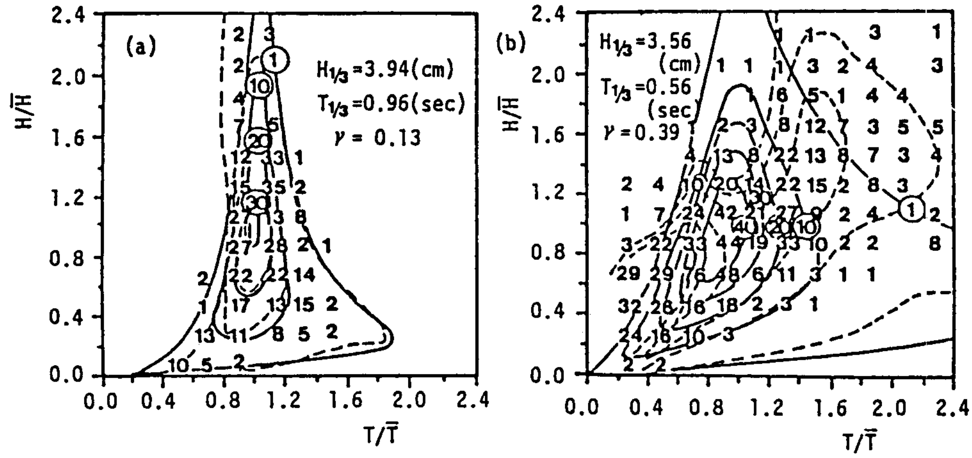


Fig. 13. Estimation of wave height-period joint distribution from simulated frequency spectrum with different v. (—— Longuet-Higgins -----Mizuguchi).

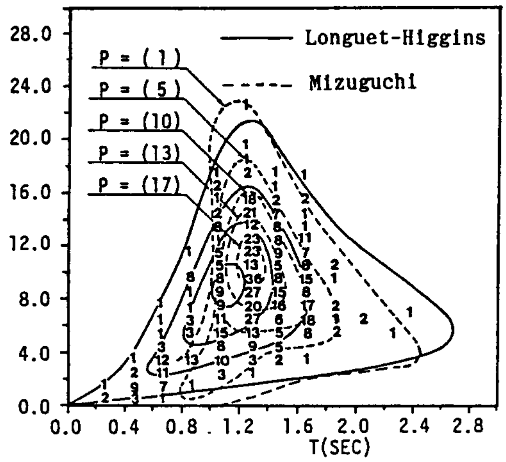


Fig. 14. Estimation of wave height-period joint distribution from measured frequency spectrum with different v.

때문에 그들의 大小에 의한 推定精度의 詳細한 檢討를 할 수 없다. 그러므로 spectrum band-width가 다른 數値 시뮤레이션波를 作成해서 比較, 檢討한 것이 Fig. 13의 (a), (b)이다.

그림에서 보여지는 바와 같이 Longuet-Higgins의 理論은 ν가 작은(Fig. 13(a)) narrow band-width 波浪場에 있어서는 波高와 週期의 綜合分布形狀을 잘 表現하고 있으나, 그 以上의 wide band-width(Fig. 13(b))에서는 推定精度가 양호하지 않다. 이것은 Longuet-Higgins의 理論에 있어서는 包絡波形의 振幅函數에서 波高를, 位相函數에서 週期를 定義하고 있지만 包絡波形이라는 假定은 narrow band-width frequency spectrum이 포함되어져 있기 때문에, wide band-width의 경우는 適用하기 힘들기 때문이다.

反面에 wide band-width에도 適用할 수 있다고 하는 水口의 理論은 wide band-width(Fig. 13(b))에 있어서 Lonuet-Higgins의 理論보다 약간 推定精度가 양호한 分布形狀을 보여주고 있지만, $T/\bar{T}$ ($\bar{T}$: 平均週期)가 0.4 以下인 領域에서는 相關行列式(水口 등, 1984)이 發散해 버린다. 또한 水位의 Gauss 分布 假定에 의해서 水位가 正規分布를 이루지 않으면 分布形狀이 넓어져 버리는 問題點이 있다.

Fig. 14는 CASE-III의 P7 地點(ν=0.3)에 있어서의 波高, 週期의 結合確率分布를 보여지고 있다. 그림 中 實線은 Longuet-Higgins, 點線은 水口의 理論曲線을 各各 表示하고 있고 兩者는 實驗結果와 비교적 잘 一致하고 있다.

6. 結 論

本 硏究는 2次元 水理實驗에 근거를 두고 스펙트럼解析法 및 波別解析法에 의한 淺水, 碎波變形에 대해서 考察하여, 2次元 不規則波浪場을 系統的으로 取扱하는 計算手法의 妥當性에 대해서 考察했다. 그 結果 다음과 같은 結論을 얻었다.

(1) 스펙트럼解析法의 適用限界는 스펙트럼의 尖頭周波數附近의 周波數帶에 있어서 coherence-power比가 比較的 安定하여 1.0에 가깝고 位相函數에 顯著한

線形理論으로부터의 誤差가 생기지 않는 領域, 즉 Ursell数가 5.0 以下의 領域이다.

(2) 淺海域에서의 不規則波浪場의 淺水, 碎波變形 豫測 모형 中, 波別解析法은 特히 수심이 얕은 領域에 있어서의 波高 및 週期를 精度높게 推定할 수 있다는 것을 明確히 했다.

(3) 스펙트럼解析法과 波別解析法의 接續으로서 水口, Longuet-Higgins의 波高 및 週期의 確率結合分布에 대해서 考察한 結果 spectrum band-width가 좁은 波浪場에 있어서 그들의 理論은 推定精度가 높다. 그러나 波浪이 wide band-width를 가질 경우에 있어서는, 水口의 理論이 推定精度가 양호하지만 實際의 計算에 있어서는 週期가 작은 領域에 있어서의 相關行列 값이 작아지기 때문에 推定精度가 나쁘게 되는 問題點이 남아 있다.

辭 謝

本 研究는 著者가 大阪大學 大學院에서 행한 博士論文의 일부분을 발췌한 것인 바 本 研究를 수행하는데 있어서 指導해 주신 樺木 亨 教授, 出口一郎 助教授에게 깊은 辭意를 表한다.

参考文獻

Karlsson, T., 1969. Refraction of continuous ocean wave spectra, *J. of Waterways and Harbors Division,* Proc. ASCE, Vol. 95, No. WW4: 437-448.

Longuet-Higgins, M.S., 1957. The statistical analysis of a random, moving surface, *Phil, Trans. Roy. Soc. London,* Ser. A(966), **249:** 321-387.

Mase, H. and Iwagaki, Y., 1982. Wave height distributions and wave grouping in surf zone, Proc. 18th Coastal Eng. Conf.: 58-76.

Sawaragi, T. and Iwata, K., 1981. Experimental study on irregular wave deformation due to depth-controlled wave breaking, Proc. deformation due to depth-controlled wave breaking, Proc. Hydrodynamics in Ocean Eng., Norwegian Inst. Tech.: 166-182.

Rice, S. O., 1955. 雜音解釋(宮脇一男, 他譯), 電氣書院.

丸山康樹・平口博丸・鹿島遼一, 1983. 不規則波に対する屈折計算法の適用性, 電力研究所報告 研究報告, 383034.

關本恒浩・水口 優, 1984. 不規則波浪場の統計的解釋手法の提案, 第31回海岸 工學講演會論文集：143-147.

權 正坤, 1987. 沿岸流速に及ばす入射波浪の不規則派生び方向分散性の影響について, 大阪大學土木工學科修士論文.

權 正坤・樺木 亨・出口一郎, 1986. 人工リーフ海浜及び自然浜場における不規則波の變形に關する現地觀測, 土木學會關西支部年講概要：II-101 1-2.

加藤 始・鶴谷 廣一, 1974. 風波の成分波の波速について, 第21回海岸工學 講演會論文集：255-259.

光易 恒・享 一羽, 1976. 減衰領域における風波の研究一成分波の波速について, 第23會海岸工學講演會論文集；323-328.

合田良實, 1973. 防波堤の設計波壓に關する研究, 港灣技術研究所報告, 第12巻 第3號；31-69.

岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛, 1981. 不規則波の浅水變形モデルについて, 第28回海岸工學講演會論文集；104-108.

水藤伸夫, 1974. 非線形長波の變形-水路幅, 水深の變化する場合, 第21回海岸工學講演會論文集.

渡邊 晃・川原俊郎, 1984. 不規則波のスペクトルと波高, 周期の關係, 第31回海岸工學講演會論文；153-157.