

96-48-7264

MOTC-IOT-95-H3DA002-1

颱風波浪頻譜形狀參數之研究 (2/4)



交通部運輸研究所
中華民國 96 年 4 月

96-48-7264

MOTC-IOT-95-H3DA002-1

颱風波浪頻譜形狀參數之研究 (2/4)

著 者：簡仲璟

交通部運輸研究所

中華民國 96 年 4 月

國家圖書館出版品預行編目資料

颱風波浪頻譜形狀參數之研究.(2/4) / 簡仲璟
著. -- 初版. -- 臺北市 : 交通部運研所,
民 96
冊 ; 公分

ISBN 978-986-00-9413-8(平裝)

1. 波動 2. 颱風

351.941

96007172

颱風波浪頻譜形狀參數之研究 (2/4)

著 者：簡仲璟

出版機關：交通部運輸研究所

地 址：臺北市敦化北路 240 號

網 址：www.ihmt.gov.tw (中文版>中心出版品)

電 話：(04) 26587176

出版年月：中華民國 96 年 4 月

印 刷 者：承亞興企業有限公司

版(刷)次冊數：初版一刷 110 冊

本書同時登載於交通部運輸研究所港灣技術研究中心網站

定 價：100 元

展 售 處：

交通部運輸研究所運輸資訊組•電話：(02)23496880

國家書坊臺視總店：臺北市八德路 3 段 10 號 B1•電話：(02)25781515

五南文化廣場：臺中市中山路 6 號 • 電話：(04)22260330

GPN：1009600964

ISBN：978-986-00-9413-8(平裝)

著作財產權人：中華民國(代表機關：交通部運輸研究所)

本著作保留所有權利，欲利用本著作全部或部份內容者，須徵求交通部運輸研究所書面授權。

96
颱風波浪頻譜形狀參數之研究
(2/4)

交通部運輸研究

GPN : 1009600964
定價 100 元

交通部運輸研究所自行研究計畫出版品摘要表

出版品名稱：颱風波浪頻譜形狀參數之研究 (2/4)			
國際標準書號 (或叢刊號) 978-986-00-9413-8 (平裝)	政府出版品統一編號 1009600964	運輸研究所出版品編號 96-48-7264	計畫編號 95-H3DA002-1
主辦單位：港灣技術研究中心 主管：邱永芳 計劃主持人：簡仲璟 研究人員：張金機、曾相茂 聯絡電話：04-26587131 傳真號碼：04-26564415			研究期間 自 95 年 01 月 至 95 年 12 月
關鍵詞：波浪頻譜、形狀參數、頻譜動差			
摘要： 本研究對於定義波浪頻譜形狀參數有關之頻譜動差的計算方式，提出依不同參考頻率將波譜分割為高、低頻區的新構想及依主能量觀點定義頻譜形狀參數之新計算式，並檢視各階頻譜動差在高、低頻區的差異及其隨不同標準波譜(JONSWAP 或 Pierson-Moskowitz 波譜)模式參數之變化趨勢。同時根據高、低頻區之各階頻譜動差值，重新計算頻譜形狀參數，並檢討這些參數的特性及和以往計算方法所得結果的差異。			
出版日期	頁數	定價	本 出 版 品 取 得 方 式
96 年 4 月	64	100	凡屬機密性出版品均不對外公開。普通性出版品，公營、公益機關團體及學校可函洽本所免費贈閱；私人及私營機關團體可按定價價購。
機密等級： ☐ 密 ☐ 機密 ☐ 極機密 ☐ 絕對機密 (解密條件： ☐ 年 ☐ 月 ☐ 日解密， ☐ 公布後解密， ☐ 附件抽存後解密， ☐ 工作完成或會議終了時解密， ☐ 另行檢討後辦理解密) ☒ 普通			
備註：本研究之結論與建議不代表交通部之意見。			

**PUBLICATION ABSTRACTS OF RESEARCH PROJECTS
INSTITUTE OF TRANSPORTATION
MINISTRY OF TRANSPORTATION AND COMMUNICATIONS**

TITLE: Estimating Parameters of Typhoon Wave Spectra (2/4)			
ISBN (OR ISSN) 978-986-00-9413-8 (pbk)	GOVERNMENT PUBLICATIONS NUMBER 1009600964	IOT SERIAL NUMBER 96-48-7264	PROJECT NUMBER 95-H3DA002-1
DIVISION: HARBOR & MARINE TECHNOLOGY CENTER DIVISION DIRECTOR: Yung-fang Chiu PRINCIPAL INVESTIGATOR: Chung-ching Chien PROJECT STAFF: Chien-kee Chang, Hsiang-mao Tseng, PHONE: 886-4-26587131 FAX: 886-4-26564415			PROJECT PERIOD FROM January 2006 TO December 2006
KEY WORDS: Wave Spectra, Shape Parameters, Spectral Moment			
ABSTRACT: In this study, a new procedure for estimating spectral shape parameters is proposed. First, wave spectra are divided into higher and lower two frequency regions by a new frequency level. Second, a new method for calculating the shape parameters is defined by main energy region of spectra. Generally, the shape parameters of wave spectra are obtained from the moment of spectra. According to the moment of spectra at higher and lower frequency regions from different frequency levels, the shape parameters of spectra are rechecked and examined the variation trend of spectral moment, and new shape parameters are compared with the parameter of standard wave spectrum model.			
DATE OF PUBLICATION April 2007	NUMBER OF PAGES 64	PRICE 100	CLASSIFICATION ☐ RESTRICTED ☐ CONFIDENTIAL ☐ SECRET ☐ TOP SECRET ☒ UNCLASSIFIED
The views expressed in this publication are not necessarily those of the Ministry of Transportation and Communications.			

港灣環境資訊系統與數值模式應用研究

颱風波浪頻譜形狀參數之研究 (2/4)

目 錄

中文摘要	I
英文摘要	II
目 錄	III
圖 目 錄	V
表 目 錄	VII
第一章 前言	1-1
1.1 研究背景	1-1
1.2 研究目的	1-1
第二章 波譜形狀參數之應用	2-1
2.1 常用之標準波譜模式	2-1
2.2 波譜形狀參數之定義及應用	2-4
2.3 形狀參數之擬合	2-7
第三章 波譜形狀參數新計算方式與比較	3-1
3.1 波譜動差計算新構想及比較	3-1
3.2 依新動差計算之形狀參數	3-16

3.3 依主頻區能量定義之形狀參數	3-25
3.4 綜合檢討	3-37
第四章 結論與未來研究方向	4-1
4.1 結論	4-1
4.2 未來研究方向	4-2

圖目錄

圖 2-1 不同形狀參數 γ 值之通用型 JONSWAP 波譜形狀圖	2-2
圖 2-2 不同形狀參數 m 值之通用型 Pierson-Moskowitz 波譜形狀圖	2-3
圖 2-3 歐菲莉颱風波浪之波高、週期及波譜形狀參數變化	2-5
圖 2-4 奧托颱風波浪之波高、週期及波譜形狀參數變化	2-6
圖 2-5 鼻頭角波浪波譜與標準波譜模式之擬合結果	2-7
圖 3-1 參考頻率 f_b 為尖峰頻率 F_p 之頻譜分割示意圖	3-1
圖 3-2 參考頻率 f_b 為能量中心頻率 F_E 之頻譜分割示意圖	3-2
圖 3-3 以主頻區能量為考察重點參之頻譜分割示意圖	3-3
圖 3-4 多峰波譜之波譜分割之示意圖	3-4
圖 3-5 JONSWAP 波譜高、低頻區之第 0 階及第 1 階動差	3-5
圖 3-6 JONSWAP 波譜高、低頻區之第 2 階及第 4 階動差	3-6
圖 3-7 Pierson-Moskowitz 波譜高、低頻區之第 0 階及第 1 階動差	3-9
圖 3-8 Pierson-Moskowitz 波譜高、低頻區之第 2 階及第 4 階動差	3-10
圖 3-9 JONSWAP 波譜不同參考頻率之第 0 階及第 1 階動差	3-12
圖 3-10 JONSWAP 波譜不同參考頻率之第 2 階及第 4 階動差	3-13
圖 3-11 Pierson-Moskowitz 波譜不同參考頻率之第 0 階及第 1 階動差	3-14
圖 3-12 Pierson-Moskowitz 波譜不同參考頻率之第 2 階及第 4 階動差	3-15
圖 3-13 窄度參數 ν 及寬度參數 ε 隨波譜參數 γ 之變化	3-18
圖 3-14 窄度參數 ν 及寬度參數 ε 隨波譜參數 m 之變化	3-19
圖 3-15 動差無因次參數 $m_0 m_3 / m_1 m_2$ 隨波譜參數 γ 及 m 之變化	3-21
圖 3-16 動差無因次參數 $m_2 m_2 / m_1 m_3$ 隨波譜參數 γ 及 m 之變化	3-22

圖 3-17 動差無因次參數 m_2m_3/m_1m_4 隨波譜參數 γ 及 m 之變化	3-23
圖 3-18 動差無因次參數 m_3m_3/m_2m_4 隨波譜參數 γ 及 m 之變化	3-24
圖 3-19 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 γ 之變化（能量百分比上圖： 40%；下圖：50%）	3-27
圖 3-20 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 γ 之變化（能量百分比上圖： 55%；下圖：60%）	3-28
圖 3-21 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 γ 之變化（能量百分比上圖： 65%；下圖：75%）	3-29
圖 3-22 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 γ 之變化（能量百分比上圖： 85%；下圖：40%~85%）	3-27
圖 3-23 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 m 之變化（能量百分比上圖： 40%；下圖：50%）	3-31
圖 3-24 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 m 之變化（能量百分比上圖： 55%；下圖：60%）	3-32
圖 3-25 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 m 之變化（能量百分比上圖： 65%；下圖：75%）	3-33
圖 3-26 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 m 之變化（能量百分比上圖： 85%；下圖：40%~85%）	3-34
圖 3-27 不同能量百分比下 SB 參數與參數 γ 或 m 之相對誤差	3-36

表 目 錄

表 3-1 JONSWAP 波譜情況下參數 SB 之迴歸結果.....	3-35
表 3-2 Pierson-Moskowitz 波譜情況下參數 SB 之迴歸結果.....	3-36

第一章 前 言

1.1 研究背景

一般描述波浪最常見也最常使用的是統計的波高及週期。然而實際上波浪具有不規則性，因此，以單一之波高、週期大小（例如示性波高、示性週期）來描述波浪是僅就不規則的波動以統計上的觀點作處理，對於不規則之實質內涵表示是有所不足的。相較而言波浪頻譜對於波浪的不規則性則有較清楚的說明，因為由頻譜分析所得結果可以明瞭波浪在不同頻率（對應於週期）的能量（對應於波高）分佈情形。不過在實用上統計的波高、週期，因為僅以單一數值表示，所以較為方便。相對的，波譜則有一序列相對應之頻率與能量（或振幅）數值（非單一數值）表示，實用上較不方便。然而由於水面波動本身的物理特性，使得波浪之頻譜形狀具有某種程度的一致性。因此，有許多波浪之頻譜表示式被提出，例如常見之 Pierson-Moskowitz 波譜及 JONSWAP 波譜。這些波譜表示式中含有所謂之波譜形狀參數，例如主頻率、頻譜寬度、頻譜窄度、頻譜零階動差及高頻斜率等，波譜表示式即根據這些形狀參數加以定義。換言之，可由這些參數值的大小得知波譜的概略形狀，並進一步瞭解不規則波浪的成分組成。

1.2 研究目的

一般常用波譜形狀參數包括頻譜寬度、頻譜窄度及頻譜尖度等，這些參數基本上式由頻譜各階動差的無因次表示式組成。而這些波譜形狀參數在使用上仍有其缺點，例如 Rye 及 Goda 都指出波譜高頻部分，由於割棄（cut-off）的限界（ $f_{max}=1/2dt$ ，與取樣頻率有關）對高階動差造成影響，因此使得形狀參數便得不穩定，例如頻譜寬度參數即含有頻譜第 4 階動差。目前波譜動差皆以頻率為零當作動差軸進行計算，然為何以頻率為零當作動差軸？並沒有相關的說明或討論。因此

本研究第一年（94 年度）嘗試以不同的動差軸，進行實測波譜之各階頻譜動差的計算，然後根據新的頻譜動差值計算各波譜形狀參數，並與原有形狀參數作比較。藉此明瞭不同的動差軸對波譜形狀參數的影響，並作為進一步嘗試定義新的波譜形狀參數的參考。其研究成果包括：（1）頻譜動差階數愈高隨波高成長或衰退的一致性變化趨勢愈不明顯，除第 0 階動差外，低頻區之各階頻譜動差值，絕大部分皆較高頻區為小。（2）頻譜動差值主要是受高頻區影響，而低頻區的影響雖然較小，但其頻譜動差值在高階時之變化趨勢仍與波高有較明顯的一致性，而高頻區則無。（3）在波高的成長或衰退過程中，頻譜形狀之改變沒有對應之趨勢出現。但是該研究僅利用兩個颱風波浪資料進行初步分析，在統計上樣本是不足的。此外，由於實測波浪之頻譜形狀較複雜，不如理論波浪頻譜的單純與平滑。因此，造成分析結果比對上的困難。因此，本研究今年先利用已知之理論波浪波譜，例如 JONSWAP 或 Pierson-Moskowitz 波譜，在掌握頻譜形狀的情況下，重新檢視由高低頻區頻譜動差計算之頻譜形狀參數的應用情形。同時也利用波譜主要能量分割觀點定義新的形狀參數及探討其適用性。

本報告共分四章，第一章說明本計畫緣由及目的。第二章介紹常用標準波譜模式及說明波譜形狀參數的定義與應用。第三章提出波譜動差之計算新構想及形狀參數之新定義，以標準波譜模式進行波譜形狀參數的計算，並比較新舊參數間的差異，瞭解新參數應用上的可能性與限制性，同時檢討可能的改進方式。第四章根據綜合檢討結果提出結論及未來研究方向的建議。

第二章 頻譜形狀參數之應用

本章除介紹 2 種常用標準波譜模式外，對於目前常用的波譜窄度與波譜寬度兩種波譜形狀參數的定義及應用情形作分析探討，以了解這兩種形狀參數對於波譜的概略形狀的掌握情形。

2.1 常用標準波譜模式

波譜型態常與風速、吹風距離及吹風時間有關。當吹風距離短較時，風浪達到飽和所需時間也較短；當吹風距離較長時，風浪達到飽和所需時間也較長。而風速愈大達到飽和時的風浪規模也愈大。一般實驗室之風浪由於吹風距離短，達到飽和所需時間短，因此較易達到飽和狀態，故其波譜能量較集中且波譜形狀較陡峭；實際海洋上的風浪因吹風距離長，達到飽和所需時間也長，因此較不易達到飽和狀態，故其波譜能量較分散且波譜形狀較平緩。一般海洋重力波較常用的標準波譜模式有 Pierson-Moskowitz 型波譜及 JONSWAP 型波譜。其中 Pierson-Moskowitz 波譜能量較分散，波譜形狀較平緩；JONSWAP 波譜能量較集中，波譜形狀較陡峭、尖銳。依光易恆（Mitsuyasu, H.）之研究認為一般海洋上之波浪波譜大致介於此兩者之間。因此，本文參照此二種標準波譜而分別得其正規化型態之通用型標準波譜如下：

$$\frac{\phi(f)f_p}{m_0} = z\tilde{f}^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4}\tilde{f}^{-4}\right) \left\{ \gamma^{\exp[-(\tilde{f}-1)^2/2\sigma^2]} \right\} \quad (2-1)$$

(2-1)式為正規化型態之 JONSWAP 通用型標準波譜，式中

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & f \leq f_p \\ 0.09 & f > f_p \end{cases} \quad (2-2)$$

z：正規化係數如下：

$$z = 1 / \int_0^\infty \tilde{f}^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4}\tilde{f}^{-4}\right) \left\{ \gamma^{\exp[-(\tilde{f}-1)^2/2\sigma^2]} \right\} d\tilde{f} \quad (2-3)$$

γ : 波譜形狀參數

$\tilde{f}$: 無因次化頻率 ($= f/f_p$)

$$\frac{\phi(f)f_p}{m_0} = \frac{4}{\Gamma(m-1/4)} \left(\frac{m}{4}\right)^{m-1/4} \tilde{f}^{-m} \exp\left(-\frac{m}{4} \tilde{f}^{-4}\right) \quad (2-4)$$

(2-4)式為正規化型態之 Pierson-Moskowitz 通用型標準波譜，式中

m : 波譜形狀參數

Γ : Gamma 函數

圖 2-1 為不同 γ 值所畫出的通用型 JONSWAP 波譜，當 $\gamma=3.3$ 時即為一般之 JONSWAP 波譜型態； $\gamma=1.0$ 時則與一般之 Pierson-Moskowitz 波譜型態很接近。

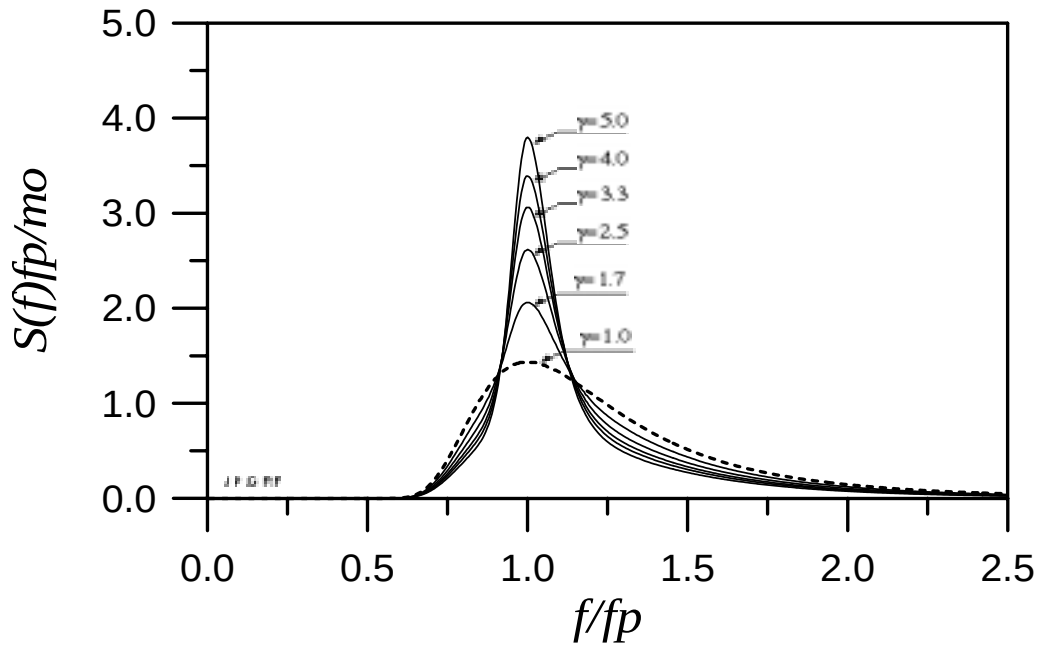


圖 2-1 不同形狀參數 γ 值之通用型 JONSWAP 波譜形狀圖

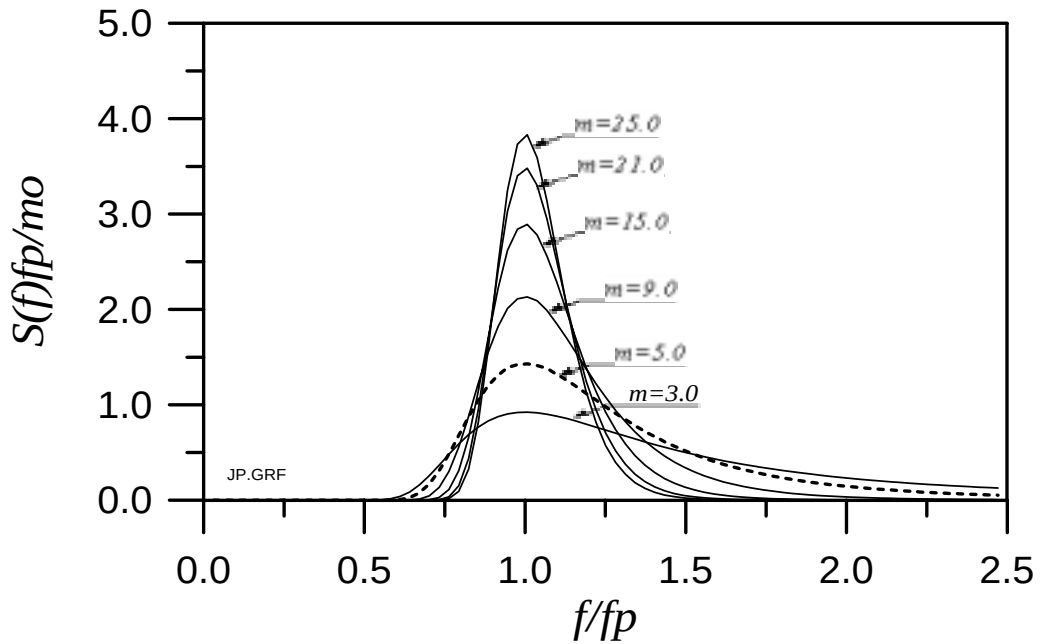


圖 2-2 不同形狀參數 m 值之通用型 Pierson-Moskowitz 波譜形狀圖

圖 2-2 為不同 m 值所畫出的通用型 Pierson-Moskowitz 波譜，當 $m=5$ ，即為一般之 Pierson-Moskowitz 波譜型態； $m=17$ 時與一般之 JONSWAP 波譜形狀很接近。由圖 2-1 及 2-2 可知隨 γ 及 m 值的改變，波譜的形狀將會不同，以 Pierson-Moskowitz 波譜為例，當 m 值愈大波譜形狀變得較尖銳，能量分布也變得較集中；反之，當 m 值愈小波譜形狀變得較平緩，能量分布也變得較分散。

波譜形狀如上述，除隨形狀參數而改變外，當未以正規化處理前也會隨主頻率（能譜值最大之對應頻率）及總能量大小而有所不同（即波譜形狀可能相似但大小及主頻率位置不同），此對頻譜形狀之比較分析上將造成不便。因此在比較前須先進行正規化處理，以消除主頻率及總能量對波譜形狀的影響。一般而言由於其他因素的影響，現場實際觀測之波譜與 Pierson-Moskowitz 或 JONSWAP 波譜相較其形狀較複雜，然為波譜形狀的方便比較及探討，本文先以正規化後較單純之 Pierson-Moskowitz 及 JONSWAP 波譜作為分析對象。

2.2 波譜形狀參數之定義及應用

對於波浪能量結構之組成，一般可藉由波譜分析所得之各頻率成分波能量大小獲得瞭解，並且也可由波譜形狀的變化得知各成份波間其能量的轉移情形。在本次研究中參考以往學者所提出的三種常見波譜形狀參數如下：

$$QP = \frac{2}{m_0} \int_0^{\infty} f S^2(f) Df \quad (2-5)$$

Longuet-Higgins(1975)所提出之波譜形狀窄度參數

$$v = \sqrt{\frac{m_0 m_2}{m_1^2}} - 1 \quad (2-6)$$

及波譜形狀寬度參數

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}} \quad (2-7)$$

上列各式中 $m_n = \int f^n S(f) df$ 為頻譜的 n 階動差 (moment)。

由以上這些參數的定義可知，他們基本上是波譜動差的無因次化組合而成。而他們對於實測波譜的形狀參數的衡量結果，可參考圖 2-3 及圖 2-4，其分別為歐菲莉及奧托颱風波浪逐筆變化圖。圖 2-3 歐菲莉颱風波浪的波高變化趨勢大致為逐筆增大，而圖 2-4 奧托颱風波浪則為先增大後再減小。從圖中發現無論是形狀窄度參數或寬度參數變化都與波高或週期沒有明顯的關聯性存在，也就是形狀參數並沒有隨波高或週期有一致性的趨勢變化。當然這樣的論述是假設在波高（或週期）增大及減小的過程中，波譜的形狀有對應上的變化，而這樣的假設是考量湧浪（swell）與風浪（wind wave）的波譜形狀應有所不同，前者因為波浪成分較單純所以波譜形狀較尖銳；而相對後者因波浪成分較複雜所以較平緩。如果這樣的假設合理，則這些形狀參數對波譜形狀的衡量結果顯然不理想。

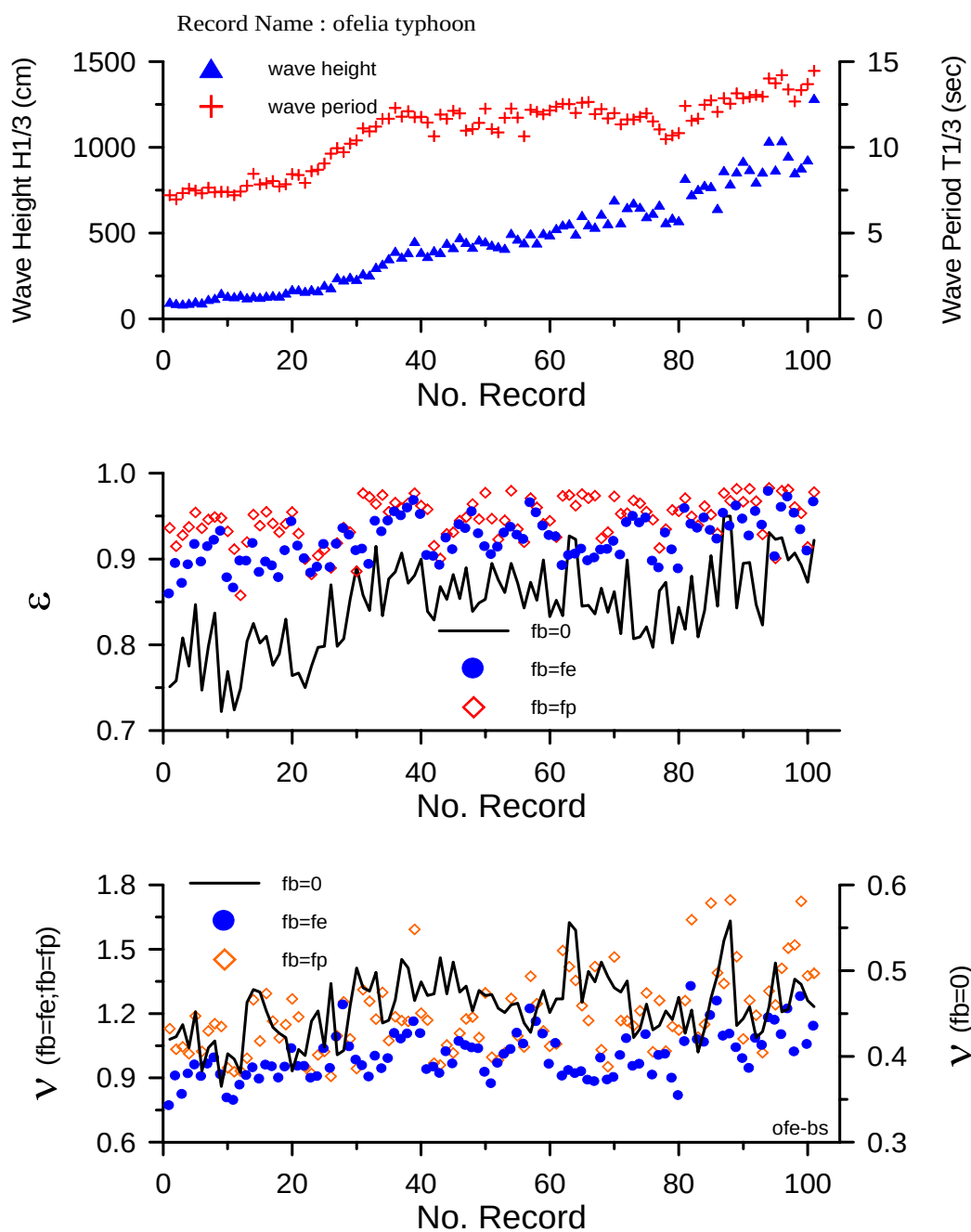


圖 2-3 歐菲莉颱風波浪之波高、週期及波譜形狀參數變化

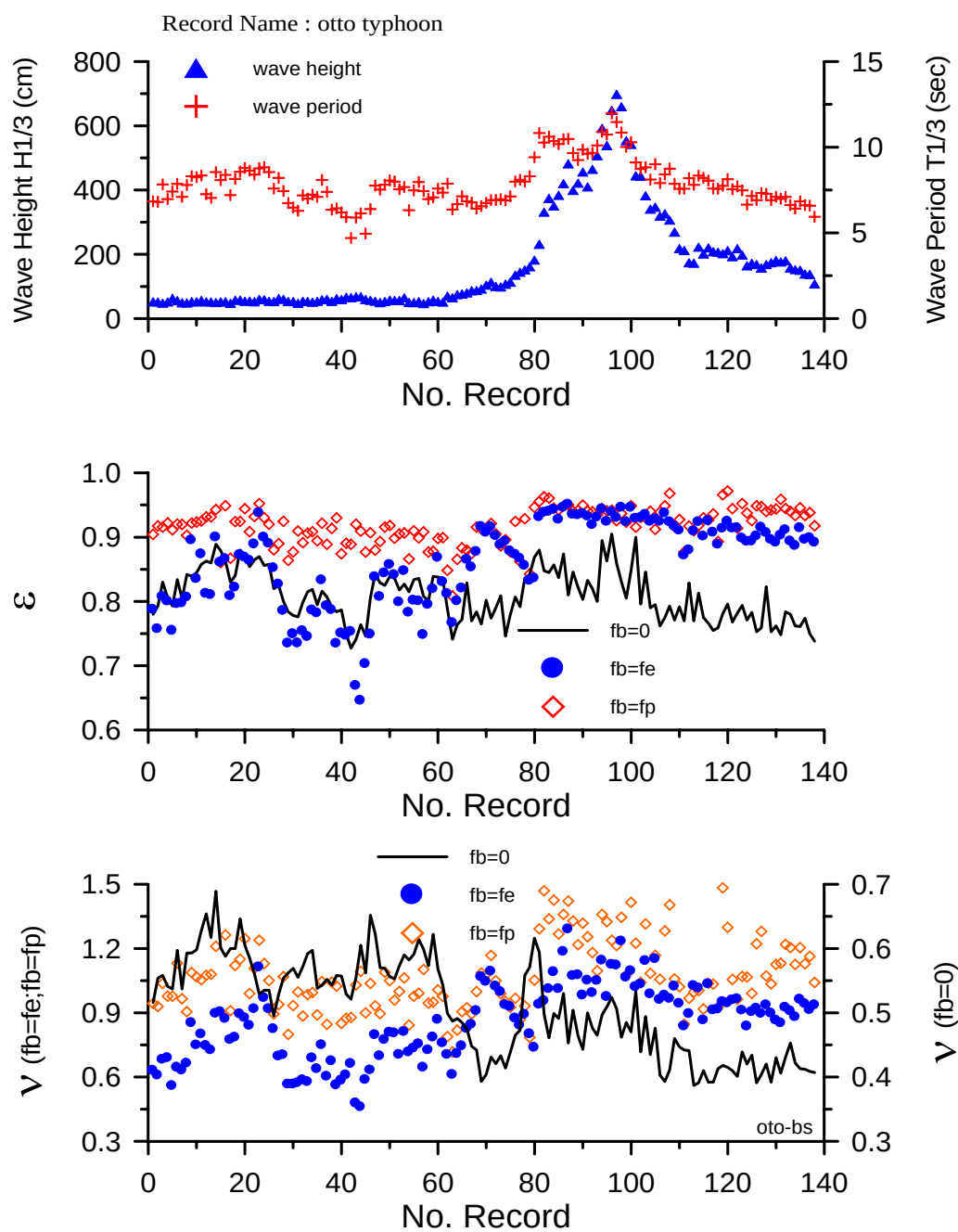


圖 2-4 奧托颱風波浪之波高、週期及波譜形狀參數變化

窄度參數與寬度參數的定義雖然不同，且由其字義檢視也屬反義字，但兩者之變化趨勢由圖 2-3 及 2-4 發現具有正相關性。換言之，窄度參數值愈大寬度參數值也愈大，也就是兩者在衡量波譜形狀上具有相同的結果。

2.3 波譜形狀參數之擬合

由圖 2-1、圖 2-2 可知改變不同的 γ 或 m 值可得不同形狀的波譜，因此若有充分的現場波浪資料，將其正規化的波譜加以疊置、比較而求出一代表性形狀，再套用(2-1)式或(2-4)式的模式，找出式的參數 γ 或 m 值，即可得適用於當地的標準波譜模式。

上述波譜形狀參數之擬合過程，基本上大多以目視法判斷正規化實測波譜與波譜模式兩者形狀最接近來決定代表性形狀參數。但正規化實測波譜形狀一般較複雜不易擬合，且用目視法處理顯得既不科學也不客觀。圖 2-5 為鼻頭角實測正規化波譜之擬合結果，圖中黑粗實線為代表性波譜模式，其與部分實測正規化波譜有明顯的形狀差異。因此正規化實測波譜如何透過相同的計算程序求出對應的 γ 或 m 值？而不是以目視法的主觀比較決定，來作為該波譜之形狀參數，是本文探討課題之一。

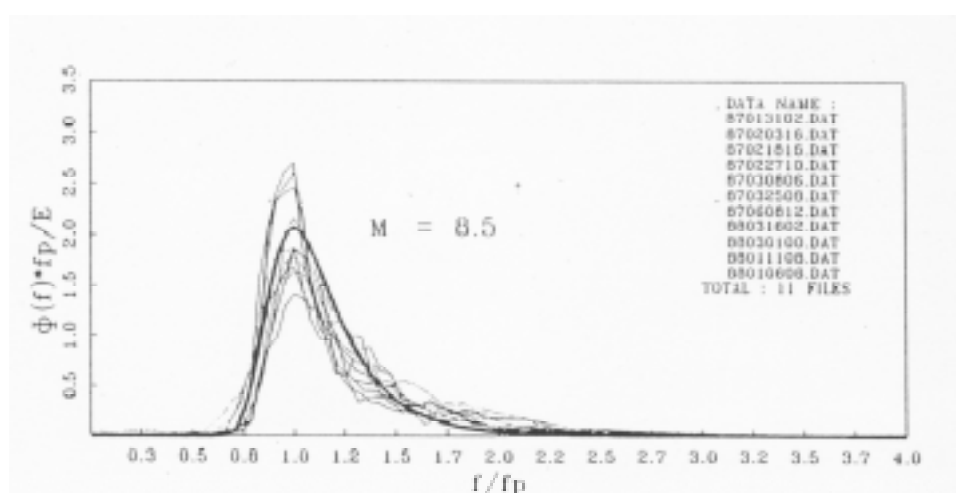


圖 2-5 鼻頭角波浪波譜與標準波譜模式之擬合結果

第三章 波譜形狀參數新計算方式與比較

本章提出由實測正規化波譜求出其相對應標準波譜模式形狀參數的 γ 及 m 值之新計算方式，並說明其構想與檢討其成果。同時也對目前一般常用之波譜形狀參數波譜寬度 ε 及波譜窄度 ν 相較於 γ 及 m 值作分析比較，以了解其是否能有效衡量波譜形狀上的變化。

3.1 波譜動差計算新構想及比較

前章介紹之三種頻譜形狀參數，由其定義可知與波譜動差有關。換言之，波譜動差的計算方法將影響波譜形狀參數值。以往波譜動差是以參考頻率 $f_b=0$ 當作計算軸處理。但為何選擇參考頻率為0？並沒有特別之依據，或許僅是考量計算的方便而已。因此本研究嘗試以不同的參考頻率值，進行波譜動差的計算，並進一步應用至波譜形狀參數。首先以波譜能量最大頻率（尖峰頻率） F_p 當作參考頻率進行各階波譜動差的計算，如圖3-1所示原波譜將區分高、低頻區域2個部分。而其各階波譜動差分別計算如下：

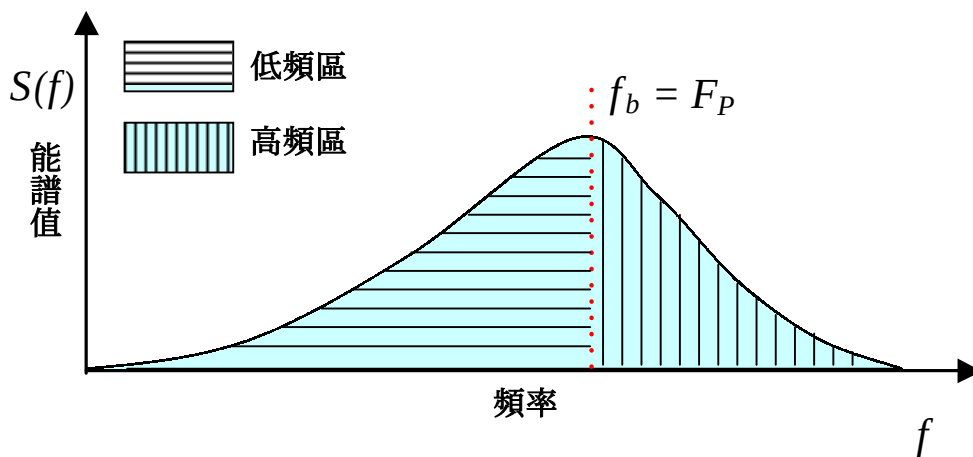


圖 3-1 參考頻率 f_b 為尖峰頻率 F_p 之頻譜分割示意圖

高頻區：

$$m_{nH} = \int_{f_p}^{+\infty} (f - f_p)^n S(f) df \quad n = 0, 1, 2, 4 \quad (3-1)$$

低頻區：

$$m_{nL} = \int_{-\infty}^{f_p} (f_p - f)^n S(f) df \quad n = 0, 1, 2, 4 \quad (3-2)$$

其次以能量中心頻率 F_E 當作參考頻率進行各階頻譜動差的計算，如圖 3-2 所示原頻譜同樣區分高、低頻區域 2 個部分。而其各階頻譜動差則分別計算如下：

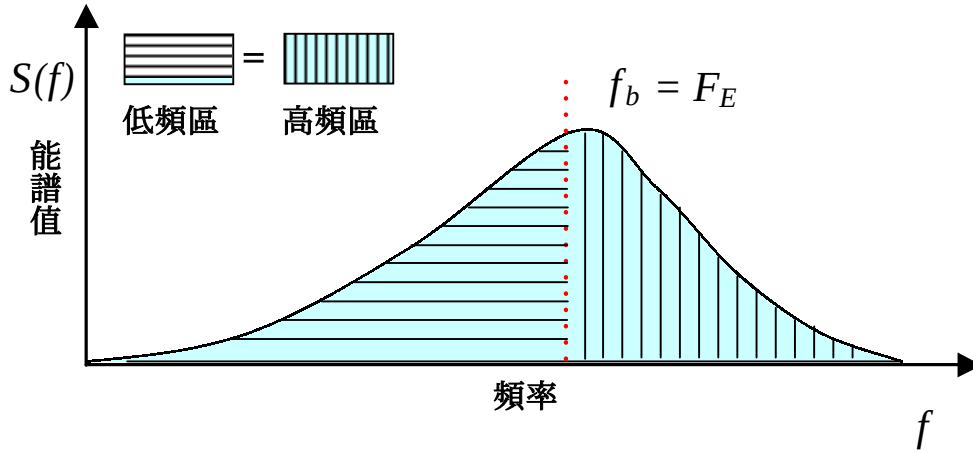


圖 3-2 參考頻率 f_b 為能量中心頻率 F_E 之頻譜分割示意圖

高頻區：

$$m_{nH} = \int_{f_E}^{+\infty} (f - f_E)^n S(f) df \quad n = 0, 1, 2, 4 \quad (3-3)$$

低頻區：

$$m_{nL} = \int_{-\infty}^{f_E} (f_E - f)^n S(f) df \quad n = 0, 1, 2, 4 \quad (3-4)$$

一般而言，頻譜之能量分佈並非以尖峰頻率作對稱分佈，因此 F_p 與 F_E 並不相等，所以不同參考頻率之高、低頻區的頻譜動差不相等，

即使是相同參考頻率也因頻譜形狀之不對稱而不相等，但參考頻率為 F_E 之 0 階動差是例外，因為由其定義可知其高、低頻區之 0 階動差必須相等（0 階動差基本上就是頻譜能量之和）。

除上述 2 種參考頻率作頻譜分割外，也可由主頻率區間（尖峰頻率附近）之能量佔全部總能量之百分比作考量。例如百分比達到某一給定值時之頻率區間，而在該區間之能量稱主頻區能量，同時也是後續頻譜動差之計算範圍；至於不在該區間之能量則稱副頻區能量，而不屬於頻譜動差之計算範圍，如圖 3-3。這樣的計算方式，主要是基於波浪能量在尖峰頻率處最大且大部分集中於此頻率附近，因此是考察重點。

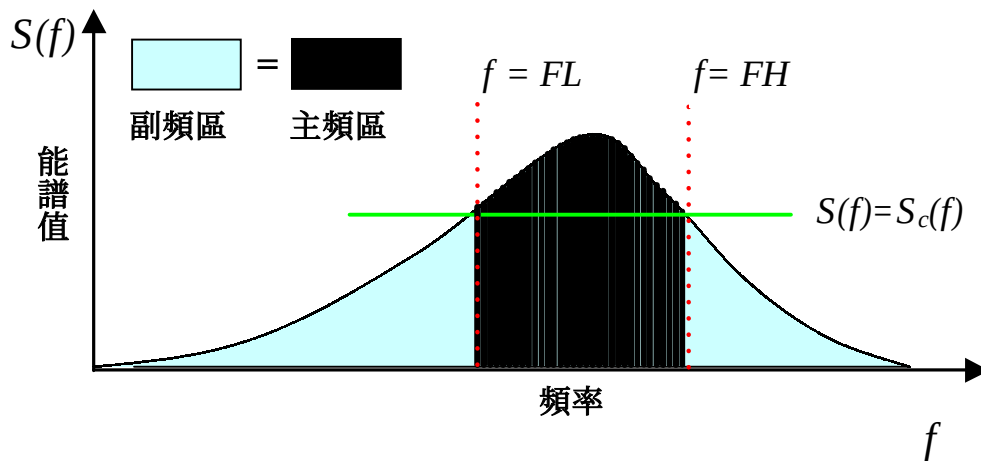


圖 3-3 以主頻區能量為考察重點參之頻譜分割示意圖

圖 3-3 中 FL 及 FH 分別為主頻區之頻率下限及上限，而主頻區之能量等於 $S_c(f)$ ，而 $S_c(f)$ 佔全部總能量之一給定百分比值。當頻譜形狀出現多峰時，如圖 3-4，本方法會有頻譜分割後主頻區不易確定之問題，其處理構想可參閱上一年度報告。

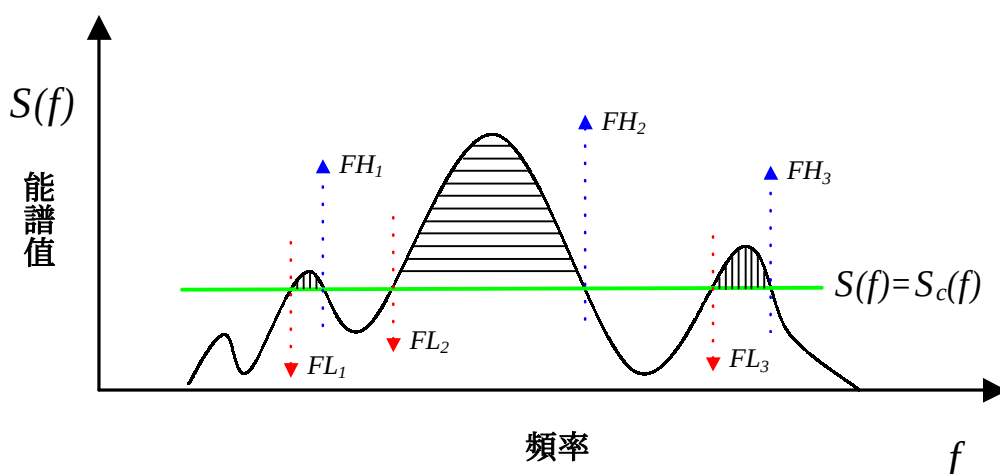


圖 3-4 多峰波譜之波譜分割之示意圖

上述 3 種新構想中，前 2 種僅是改變波譜動差計算之參考頻率，第三種則是分割出一主頻區作為有效計算區域，與前兩種考量方式並不相同。以往波譜形狀參數經常受波譜高階動差的影響，而變得不穩定，其原因為以參考頻率 $f_b=0$ 時高頻區些微的變動，因動差矩（計算頻率與參考頻率之差值）較大，故造成動差值較大的變化，其情況在愈高階愈明顯。因此本節先針對前述所提不同參考頻率（ $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ ）下之各階動差值進行計算，並與原動差值（ $f_b=0$ ）作比較。本文先以波譜形狀已知的 JONSWAP 及 Pierson-Moskowitz 波譜模式作為分析對象。一般與波譜形狀參數有關之波譜動差分別有第 0、1、2 及 4 階，其依不同參考頻率為計算軸之動差隨波譜形狀參數（ γ 及 m ）之變化情形如以下各圖。

圖 3-5 及圖 3-6 為 JONSWAP 波譜高、低頻區之各階動差隨波譜形狀參數 γ 的變化情形。圖 3-7 及圖 3-8 則為 Pierson-Moskowitz 波譜的結果。

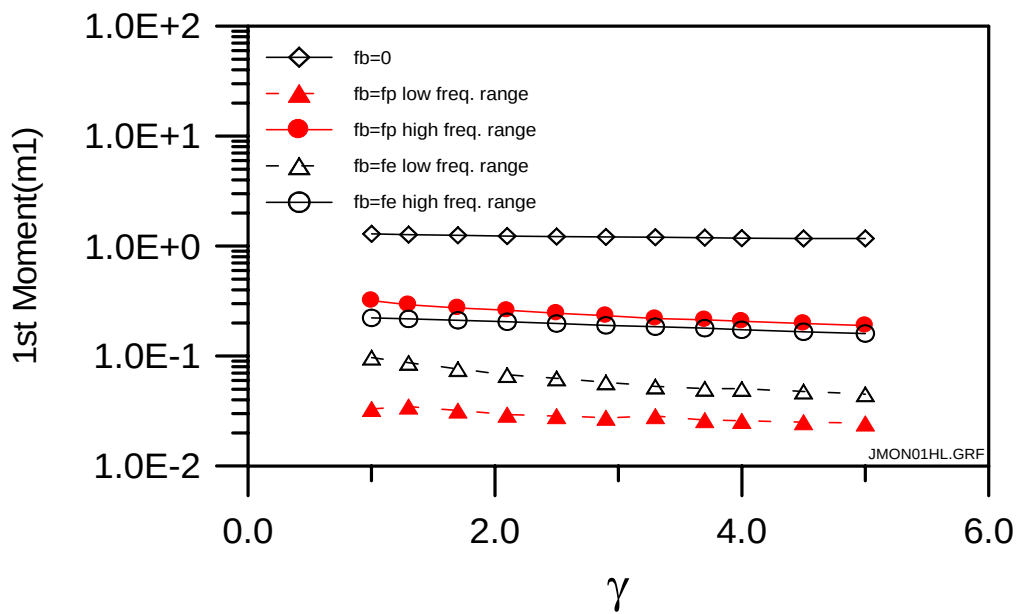
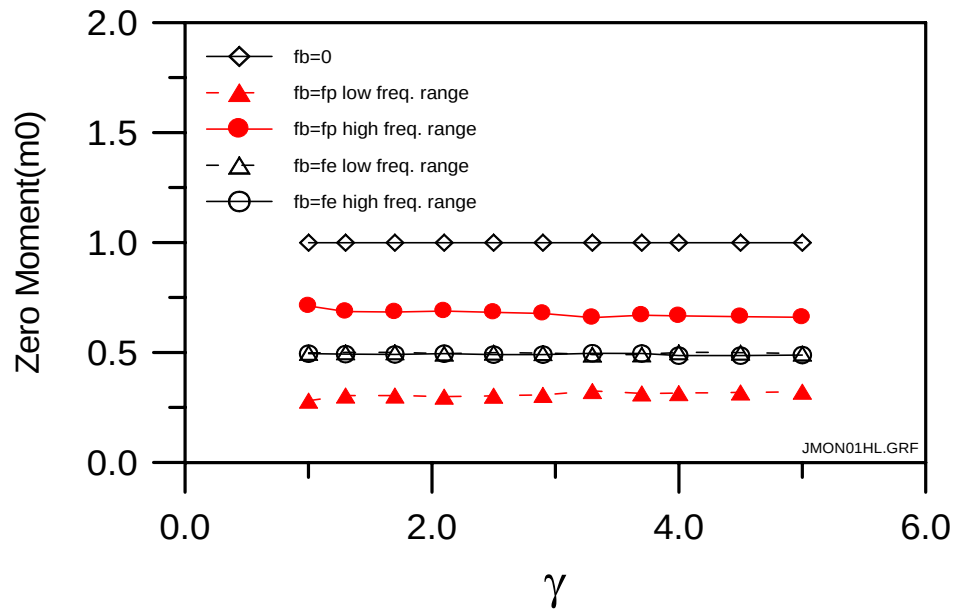


圖 3-5 JONSWAP 波譜高、低頻區之第 0 階及第 1 階動差

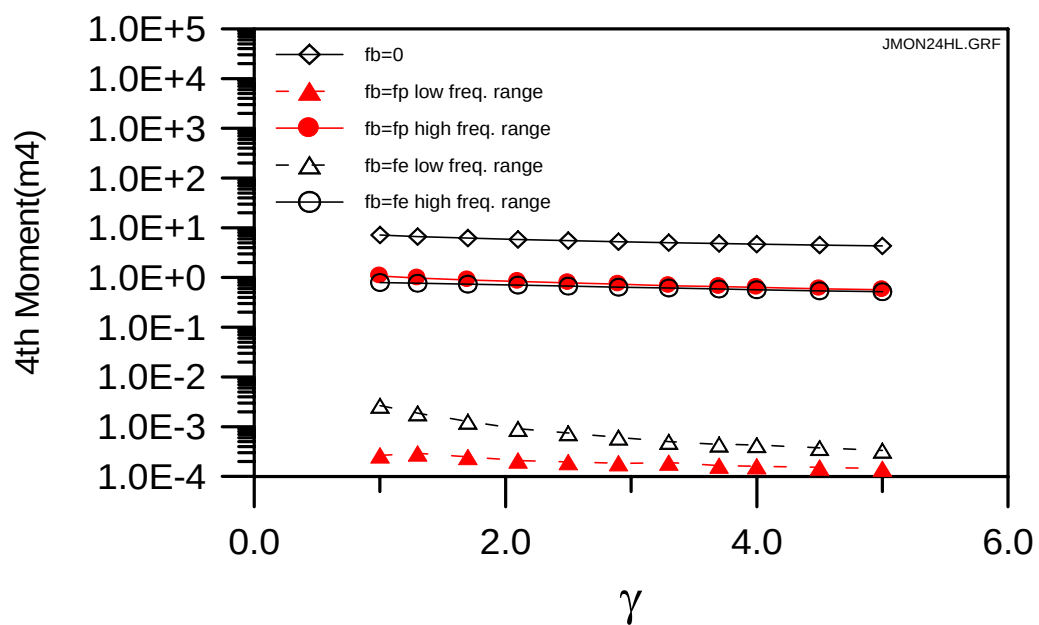
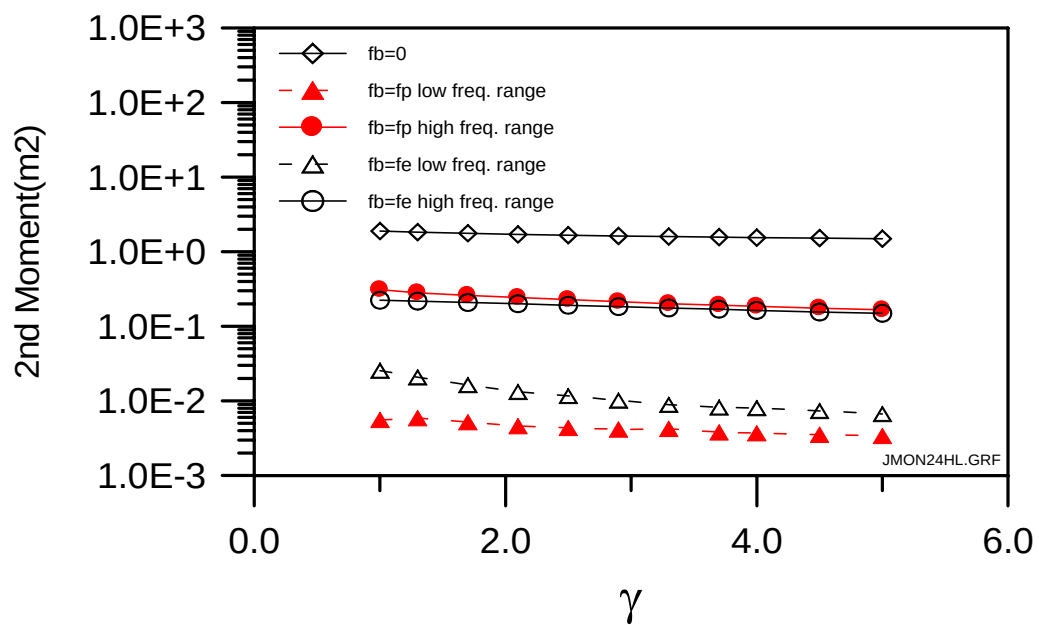


圖 3-6 JONSWAP 波譜高、低頻區之第 2 階及第 4 階動差

由圖 3-5 之上圖可發現第 0 階動差於參考頻率 $f_b=0$ 時最大且其值固定為 1 而不隨形狀參數 γ 改變，這是因為波譜已經經過正規化（總能量=1）處理。當參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時之高、低頻區動差值皆較 $f_b=0$ 小，此乃波譜分割成兩區之故，其動差值大致也不隨形狀參數 γ 改變。此外當 $f_b=F_p$ 時高頻區動差值較低頻區大，此顯示高頻區含有較大能量；而當 $f_b=F_E$ 時高、低頻區動差值相近，此乃因波譜高、低頻區是以等能量分割之故。由圖 3-5 之下圖檢視第 1 階動差於參考頻率 $f_b=0$ 時最大且其值隨形狀參數 γ 增大由 1.29 些微降至 1.17。當參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時之高、低頻區動差值皆較 $f_b=0$ 小，這是除了波譜分割成兩區外其動差矩也較小之故。此外動差值隨形狀參數 γ 增大而逐漸降低，且高頻區動差值皆較低頻區為大。參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 之高頻區動差值較相近，而低頻區動差值有較大差異，且以 $f_b=F_E$ 之動差值較大些，其原因與 F_E 較 F_p 大有關。

由圖 3-6 之上圖可發現第 2 階動差於參考頻率 $f_b=0$ 時最大且其值隨形狀參數 γ 增大由 1.89 降至 1.5。當參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時之高、低頻區動差值也皆較 $f_b=0$ 小，且隨形狀參數 γ 增大而逐漸降低，而高頻區動差值非常接近，同時也皆較低頻區為大。由圖 3-6 之下圖檢視第 4 階動差之變化趨勢發現大致與第 2 階動差結果相似。

上述是有關 JONSWAP 波譜各階高、低頻區動差的分析比較，對於 Pierson-Moskowitz 波譜則由圖 3-7 之上圖可發現，第 0 階動差於參考頻率 $f_b=0$ 時其值固定為 1 且不隨形狀參數 m 改變，其理由同前說明。當參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時之高、低頻區動差值皆較 $f_b=0$ 小，其中參考頻率 $f_b=F_E$ 其高、低頻區動差約維持定值，大致不隨形狀參數 m 改變。此外當 $f_b=F_p$ 時高頻區動差值較低頻區大，且高頻區動差值隨形狀參數 m 增大而逐漸減小；但低頻區動差值卻隨形狀參數 m 增大而逐漸增大。此顯示高頻區含有較大能量且隨形狀參數 m 增大，高、低頻區能量值愈接近。由圖 3-7 之下圖檢視第 1 階動差，發現於參考頻率 $f_b=0$ 時其值隨形狀參數 m 增大而逐漸減小，且在 m 值愈小時其減小程度愈明顯，但當 m 大於 10 時其值趨於定值。當參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時之高、

低頻區動差值皆較 $f_b=0$ 小，原因同前。此外動差值隨形狀參數 m 增大而逐漸降低，同樣在 m 值愈小時其減小程度愈明顯。高頻區動差值皆較低頻區為大，但當 m 值愈大時高、低頻區動差值愈接近。相對於 JONSWAP 波譜的分析比較結果，則沒有明顯出現這種情形。其原因為 JONSWAP 波譜及 Pierson-Moskowitz 波譜依參考頻率 $f_b=F_p$ 而言，前者高、低頻區能量的差異沒有隨形狀參數 γ 增大而改變，但後者之能量差異卻隨 m 增大而逐漸減小即高、低頻區能量愈接近。

由圖 3-8 之上圖可發現第 2 階動差於參考頻率 $f_b=0$ 時最大且其值隨形狀參數 m 增大而減小，且在 m 值愈小時其減小程度愈明顯，但當 m 大於 10 時其值趨於定值，其情況與第 1 階動差相似。當參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時之高、低頻區動差值也皆較 $f_b=0$ 小，且隨形狀參數 m 增大而逐漸降低，尤其是在小 m 值時的高頻區動差最明顯。而 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 的高頻區動差值非常接近，同時也皆較低頻區為大，但當 m 值愈大高、低頻區動差值的差異愈小。由圖 3-8 之下圖檢視第 4 階動差之變化趨勢發現大致與第 2 階動差結果相似，不過在小 m 值時的高頻區動差減小程度更明顯。值得注意的是 Pierson-Moskowitz 波譜在小 m 值時的高頻區動差明顯隨 m 值增大而減小的情況，相對應在 JONSWAP 波譜並沒有在小 γ 值時出現。

以上係針對不同的參考頻率計算所得之高、低頻區各階動差進行分析比較。但依 (2-6) 或 (2-7) 式計算波譜形狀參數時並沒有高、低動差之分。因此本文將各階頻譜動差重新定義如下：

$$m_0 = m_{0H} + m_{0L} \quad (3-5)$$

$$m_1 = (m_{1H} * m_{1L})^{1/2} \quad (3-6)$$

$$m_2 = (m_{2H} * m_{2L})^{1/2} \quad (3-7)$$

$$m_4 = (m_{4H} * m_{4L})^{1/2} \quad (3-8)$$

其中 m_{nH} 及 m_{nL} ($n=0,1,2,4$) 分別為以 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 計算所得之高、低頻區各階動差。

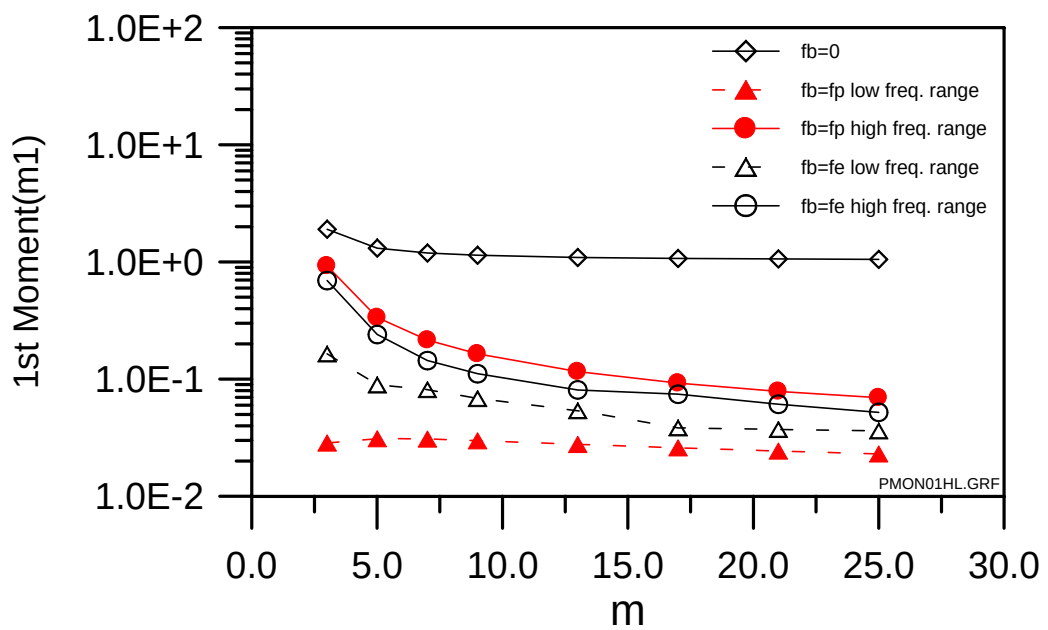
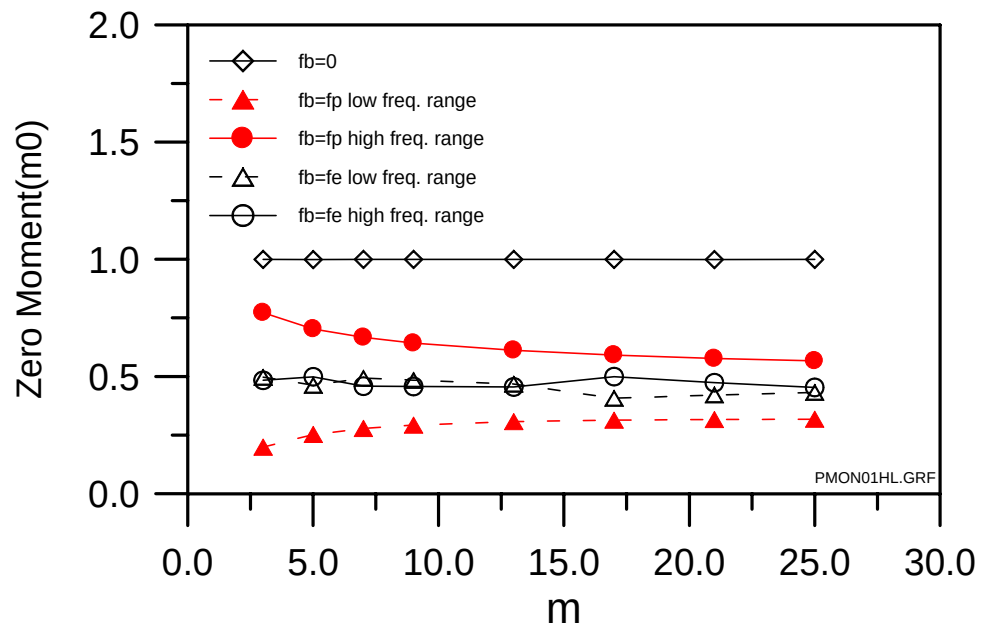


圖 3-7 Pierson-Moskowitz 波譜高、低頻區之第 0 階及第 1 階動差

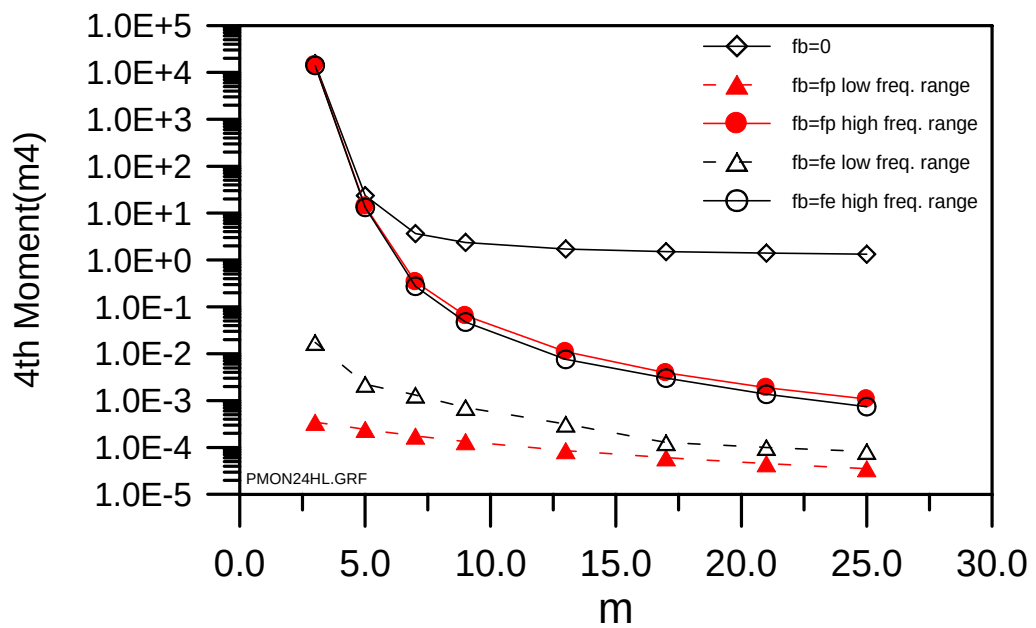
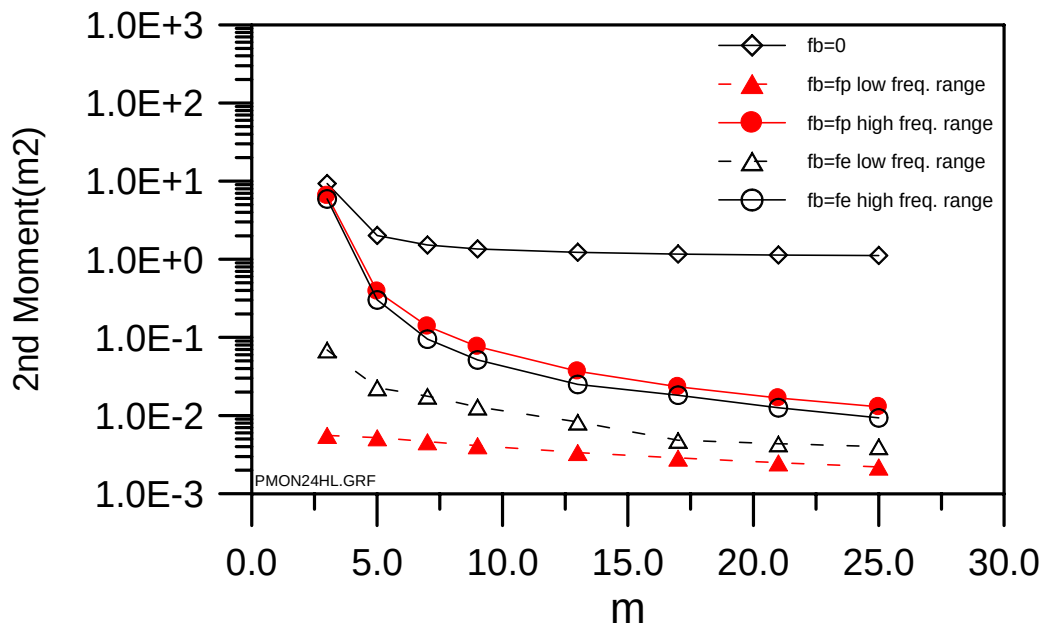


圖 3-8 Pierson-Moskowitz 波譜高、低頻區之第 2 階及第 4 階動差

重新定義之各階動差於不同參考頻率，隨波譜形狀參數之變化情形如以下各圖。圖 3-9 及圖 3-10 為 JONSWAP 波譜之各階動差隨波譜形狀參數 γ 的變化情形。圖 3-11 及圖 3-12 則為 Pierson-Moskowitz 波譜的結果。

圖 3-9 上圖顯示 JONSWAP 波譜第 0 階動差（相當於波浪總能量）於參考頻率 $f_b=0$ 時最大且其值為 1 大約為參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時動差值約 0.5 的 2 倍，其中 $f_b=F_E$ 的動差值較 $f_b=F_p$ 稍大些。無論參考頻率為何，動差值大致不隨形狀參數 γ 改變。圖 3-9 下圖顯示第 1 階動差於參考頻率 $f_b=0$ 時最大且其值大約為參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時動差值的 10 倍，其中 $f_b=F_E$ 的動差值仍較 $f_b=F_p$ 稍大些，不過 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 的動差值隨形狀參數 γ 增大而有逐漸減小的趨勢，但 $f_b=0$ 則不明顯。圖 3-10 上、下圖分別為第 2 階及第 4 階動差之結果，圖中顯示動差值之變化趨勢與第 1 階相似，同樣 $f_b=0$ 的動差值比 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 大且隨階數愈高而愈大。

圖 3-11 上圖顯示 Pierson-Moskowitz 波譜第 0 階動差於參考頻率 $f_b=0$ 時最大且其值為 1 大約為參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 時動差值約 0.5 的 2 倍，其中 $f_b=F_E$ 的動差值較 $f_b=F_p$ 稍大些，但當形狀參數 m 愈大兩者愈接近。無論參考頻率為何，動差值大致不隨形狀參數 m 改變。圖 3-11 下圖顯示第 1 階動差於參考頻率 $f_b=0$ 時最大且其值同樣大約為參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 動差值的 10 倍，其中 $f_b=F_E$ 的動差值仍較 $f_b=F_p$ 稍大些，不過 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 的動差值隨形狀參數 m 增大同樣有逐漸減小的趨勢，但隨 m 愈大趨勢愈不明顯，而 $f_b=0$ 相較更不明顯。圖 3-12 上、下圖分別為第 2 階及第 4 階動差之結果，圖中顯示動差值與第 1 階相似為隨形狀參數 m 增大同樣有逐漸減小的趨勢，但隨 m 愈大趨勢愈不明顯。

綜合而言，無論以參考頻率 $f_b=F_p$ 或 $f_b=F_E$ 計算所得之各階波譜動差，隨波譜形狀參數 γ 或 m 的變化趨勢，基本上與參考頻率 $f_b=0$ 相似，只是趨勢較明顯而已。此外 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 的動差值與 $f_b=0$ 相較皆隨動差階數愈高而愈小。

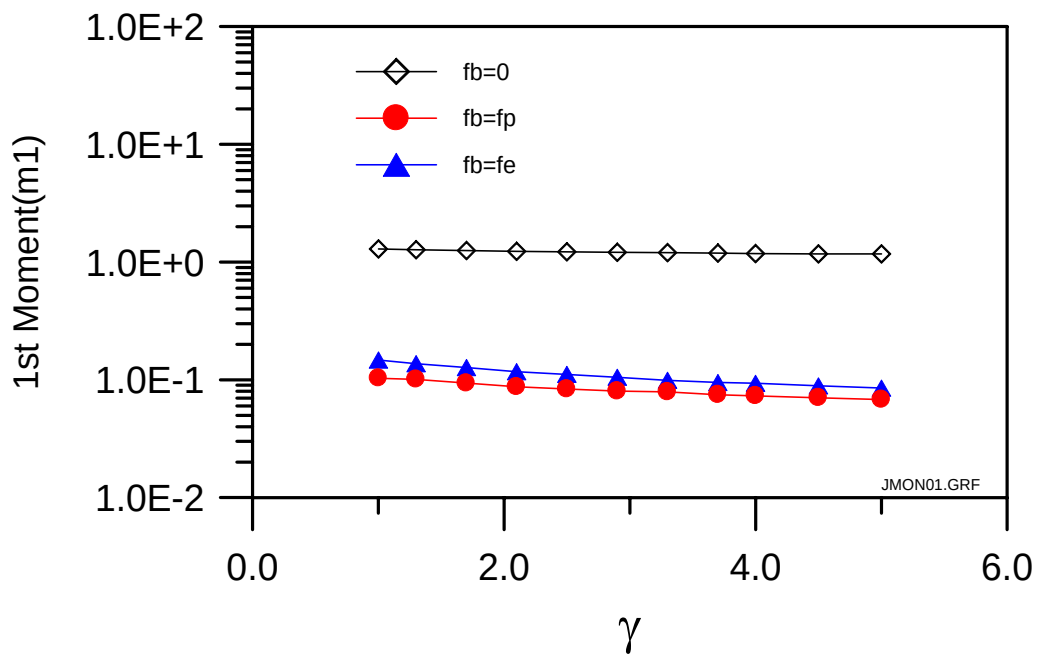
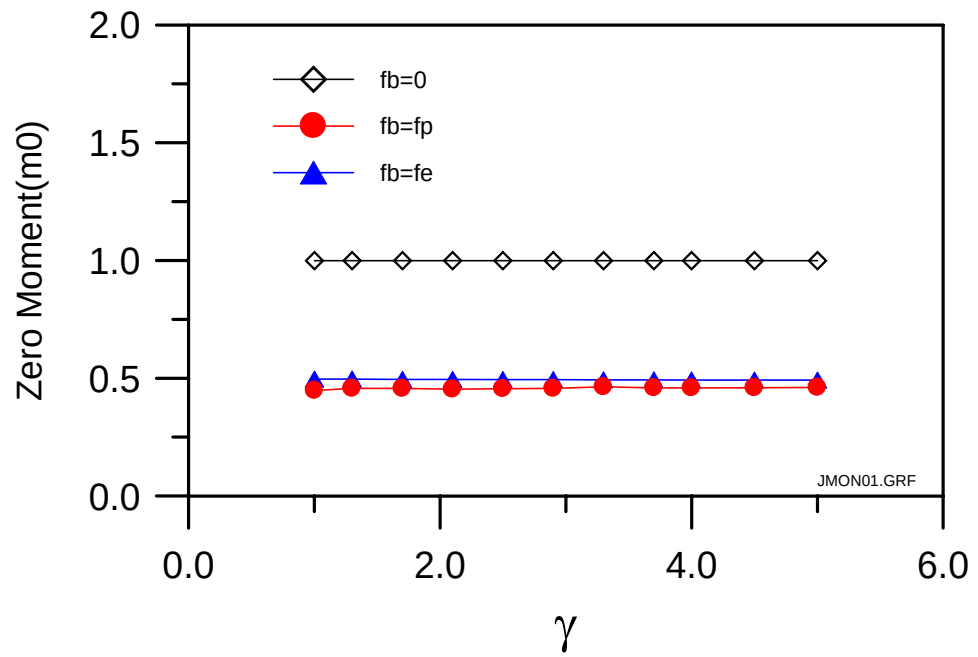


圖 3-9 JONSWAP 波譜不同參考頻率之第 0 階及第 1 階動差

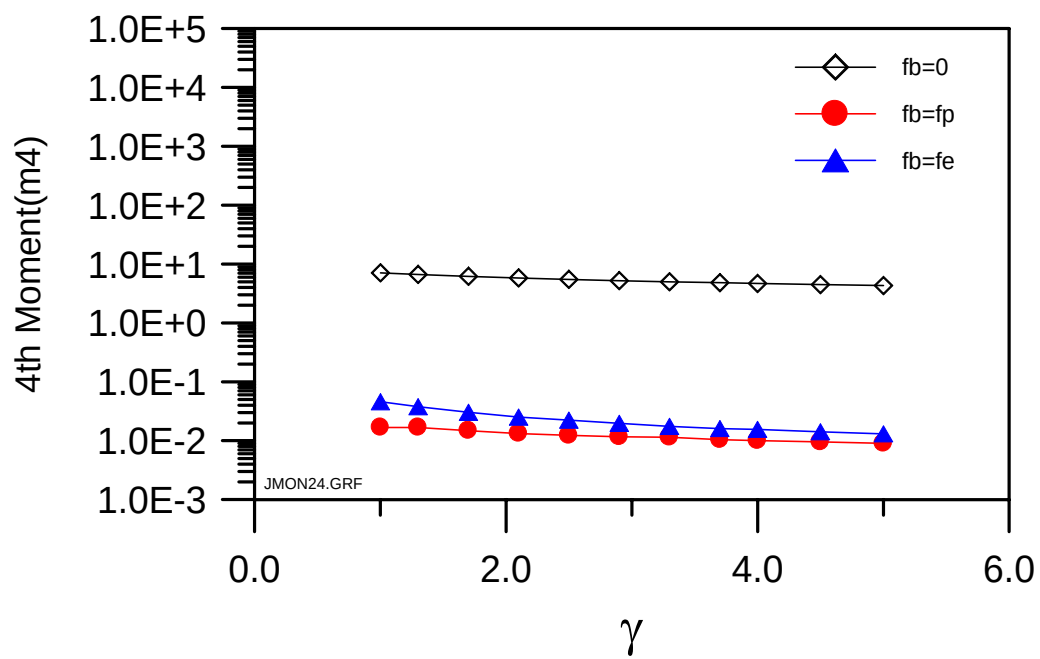
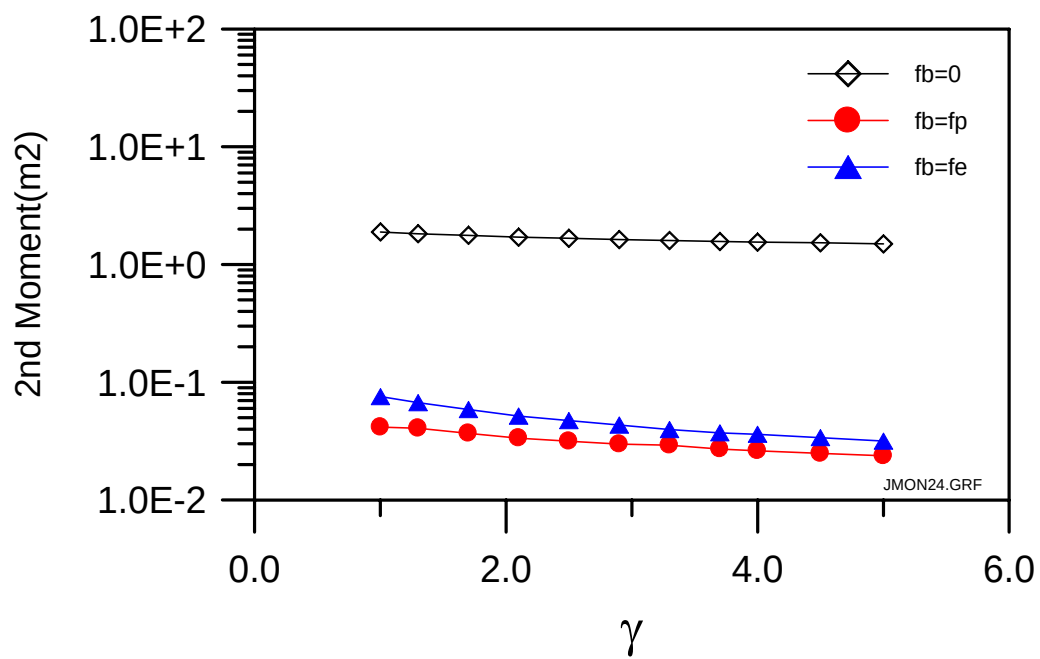


圖 3-10 JONSWAP 波譜不同參考頻率之第 2 階及第 4 階動差

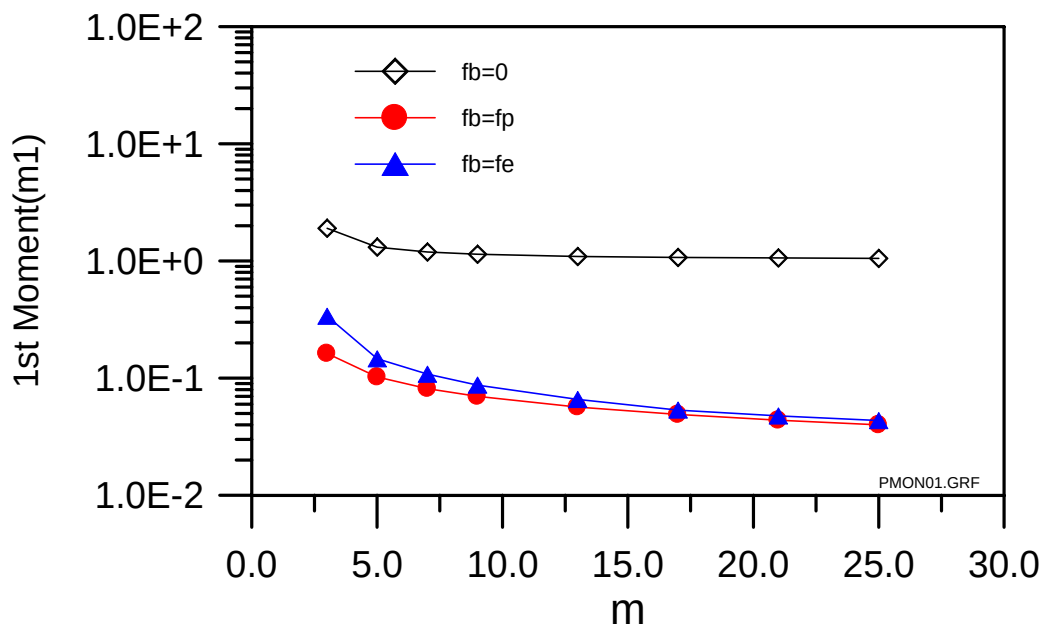
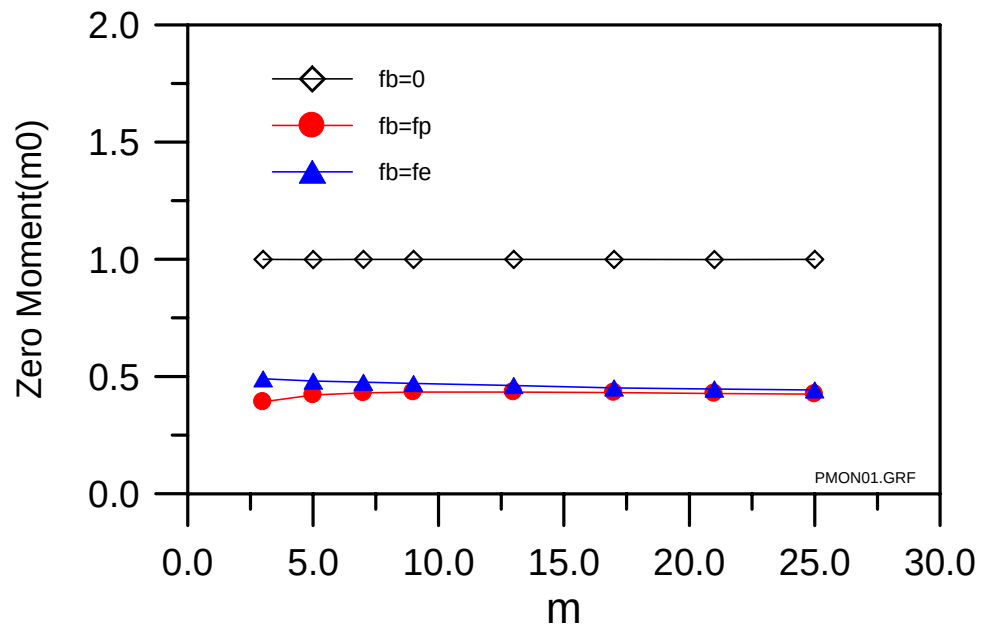


圖 3-11 Pierson-Moskowitz 波譜不同參考頻率之第 0 階及第 1 階動差

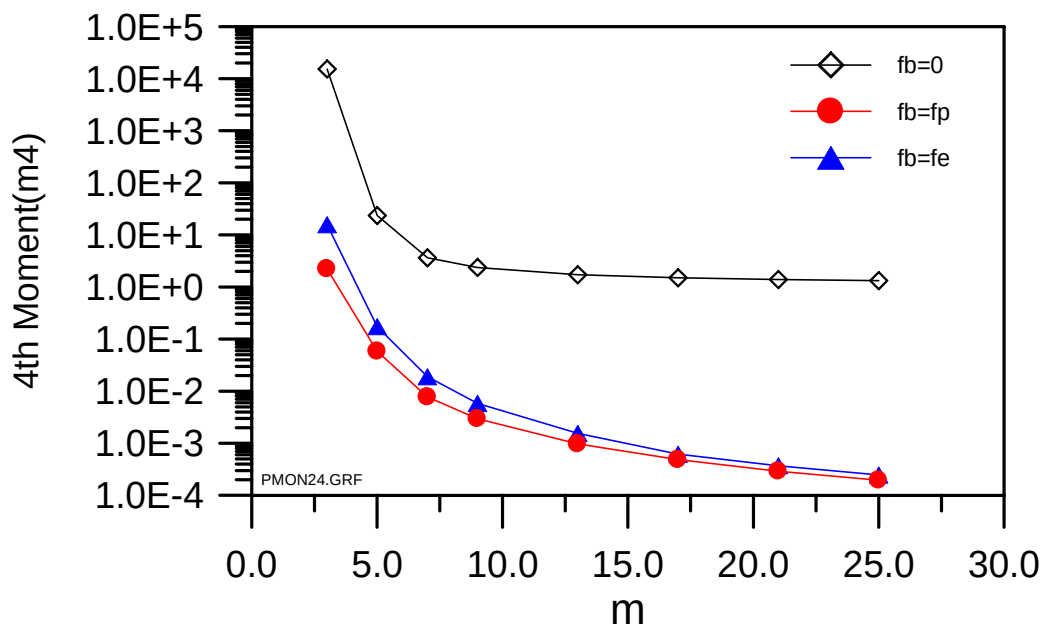
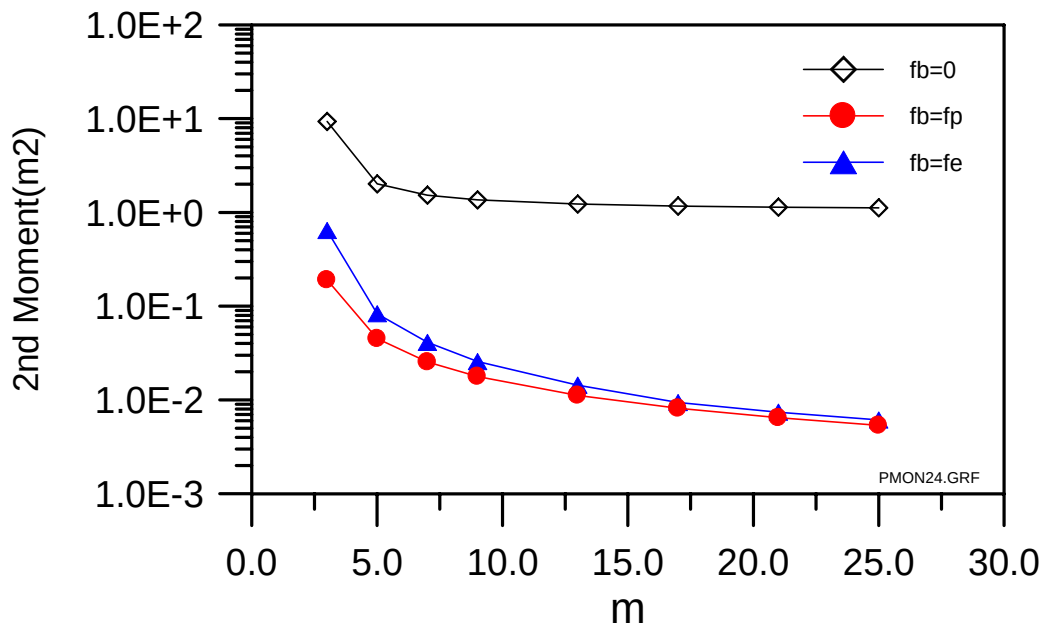


圖 3-12 Pierson-Moskowitz 波譜不同參考頻率之第 2 階及第 4 階動差

3.2 依新動差計算之形狀參數

上節已對不同參考頻率之各階波譜新動差值作分析比較，本節將探討利用新動差值代入 (2-6) 及 (2-7) 式以求得新波譜形狀參數寬度參數 ε 及窄度參數 ν 。同時 (2-5) 式 Goda 所提出波譜形狀參數 QP 也一併作比較。圖 3-13 及圖 3-14 分別為 JONSWAP 及 Pierson-Moskowitz 波譜之波譜寬度參數 ε 及窄度參數 ν 隨波譜參數 γ 或 m 的變化趨勢。

由圖 3-13 上圖發現依參考頻率 $f_b=0$ 計算動差之舊窄度參數 ν 並沒有明顯隨波譜參數 γ 增大而增大或減小，而是大約維持一固定值（略有減小趨勢）。此顯示以往的窄度參數未能有效衡量波譜形狀的變化。而依參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 計算動差之新窄度參數 ν 及 QP 值皆隨波譜參數 γ 增大而增大，此顯示新的窄度參數及 QP 皆可以顯現波譜形狀的變化。不過再仔細檢視其數值大小的變化，發現大約是介於 0.8~1.2 左右（ QP 值則介於 2~4），與波譜參數 γ 介於 1~5 相較不一致。換言之，無法由新窄度參數 ν 及 QP 值直接替換 (2-1) 式中之波譜參數 γ 值。圖 3-13 下圖顯示依參考頻率 $f_b=0$ 計算動差之舊寬度參數 ε 同樣沒有明顯隨波譜參數 γ 增大而增大或減小，也是大約維持一固定值（略有減小趨勢）。此顯示以往的寬度參數 ε 也未能有效衡量波譜形狀的變化。而依參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 計算動差之新寬度參數 ε 隨波譜參數 γ 的增大也略有增大趨勢。不過仔細檢視其數值大小的變化，發現大約是介於 0.86~0.92，同樣與波譜參數 γ 介於 1~5 相較不一致，因此也不適合直接代替 (2-1) 式中之波譜參數 γ 值。

對於 Pierson-Moskowitz 波譜的分析情況由圖 3-14 上圖發現依參考頻率 $f_b=0$ 計算動差之舊窄度參數 ν 隨波譜參數 m 的增大而減小並趨近於定值，換言之，其變化趨勢與波譜參數 m 不相同。此外也與 JONSWAP 波譜的分析結果明顯不同。而依參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 計算動差之新窄度參數 ν 也是相同情形。因此無論新、舊窄度參數 ν 皆無法直接替換 (2-4) 式中之波譜參數 m 值。但是參數 QP 值隨波譜參數 m 增大而增大，似乎可作為衡量波譜形狀的參數。但其數值僅大約介於 1.2~5.5 與

波譜參數 m 介於 3.0~25.0 相較不一致，因此也不適合直接代替 (2-4) 式中之波譜參數 m 值。圖 3-14 下圖顯示依參考頻率 $f_b=0$ 計算動差之舊寬度參數 ε 及依參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 計算動差之新寬度參數 ε ，皆隨波譜參數 m 增大而減小並趨近於定值，同樣也與 JONSWAP 波譜的分析結果明顯不同。仔細檢視舊寬度參數 ε 數值大約是介於 0.24~1.0；而新寬度參數 ε 則是介於 0.65~0.98，與波譜參數 m 介於 3.0~25.0 相較明顯有差異，因此無論新、舊寬度參數 ε 也都無法直接替換 (2-4) 式中之波譜參數 m 值。

綜合而言，在 JONSWAP 波譜的情況，新、舊窄度參數 ν 及寬度參數 ε ，依其數值分佈範圍及隨波譜參數 γ 之變化趨勢檢視，皆不適合直接代替 (2-1) 式中之波譜參數 γ 值。對於 Pierson-Moskowitz 波譜的情況，無論新、舊窄度參數 ν 及寬度參數 ε ，同樣也皆無法直接替換 (2-4) 式中之波譜參數 m 值。值得注意的是新窄度參數 ν 及新寬度參數 ε 隨波譜參數 m 的變化趨勢與隨波譜參數 γ 完全不同，此表示新參數對於波譜形狀的衡量在不同波譜的情況無法獲得一致性的結果。因此以不同參考頻率計算動差而求得之新窄度參數 ν 及新寬度參數 ε 仍無法直接取代波譜參數 γ 及 m 。

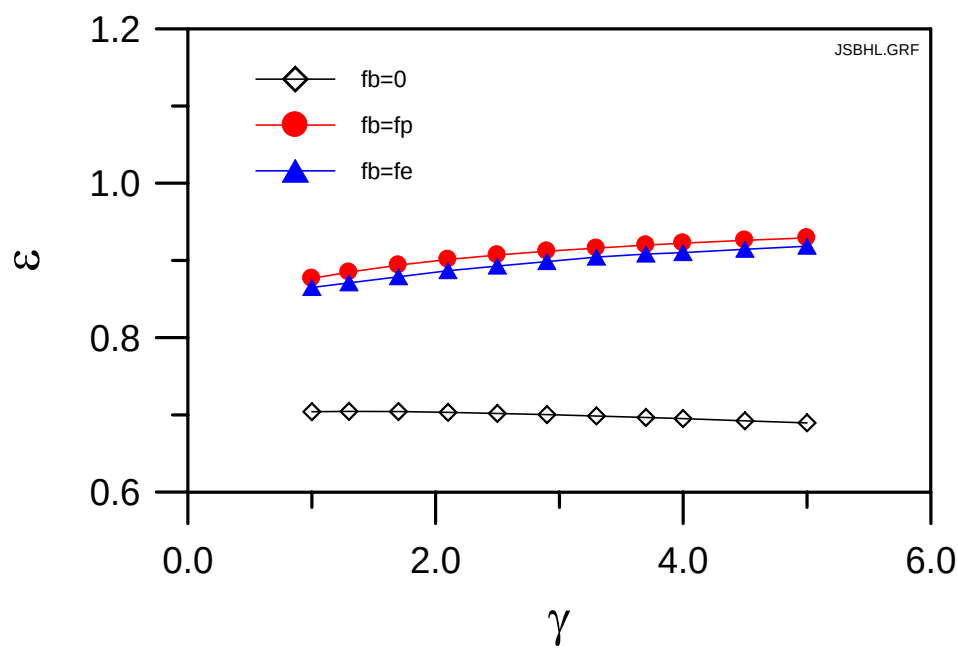
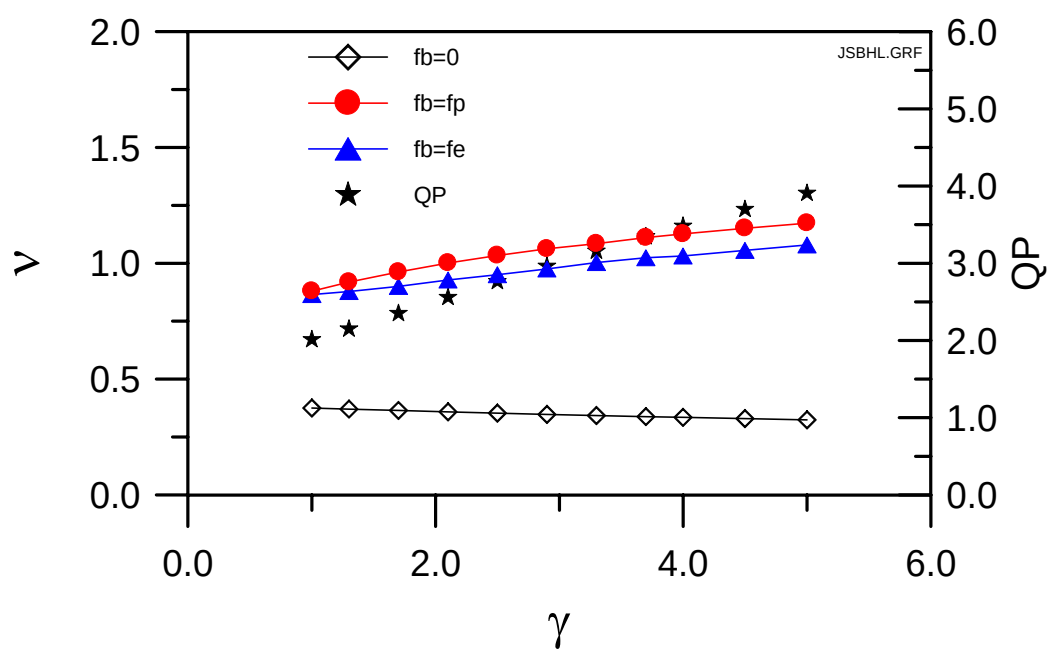


圖 3-13 窄度參數 ν 及寬度參數 ε 隨波譜參數 γ 之變化

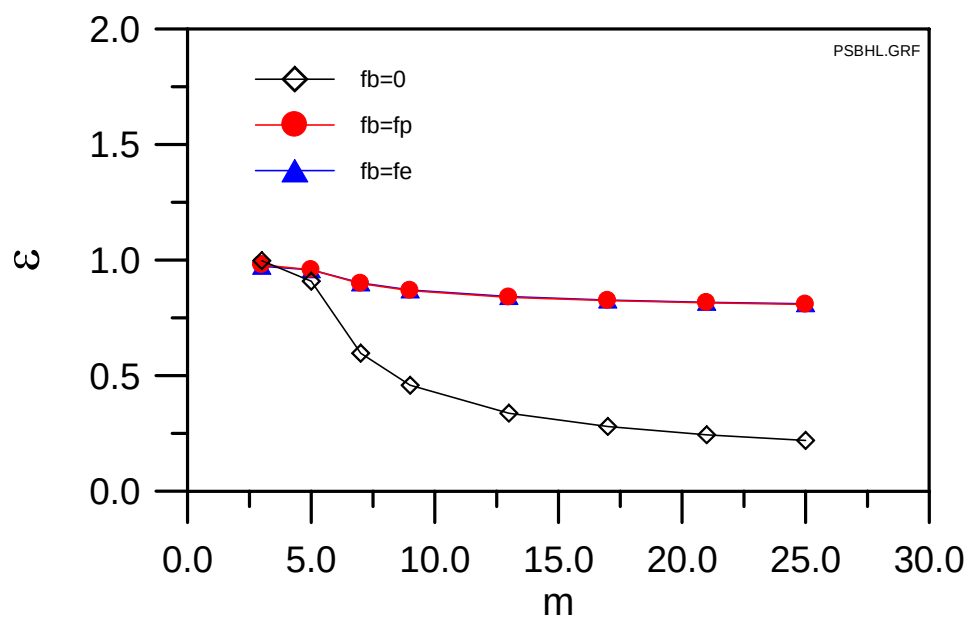
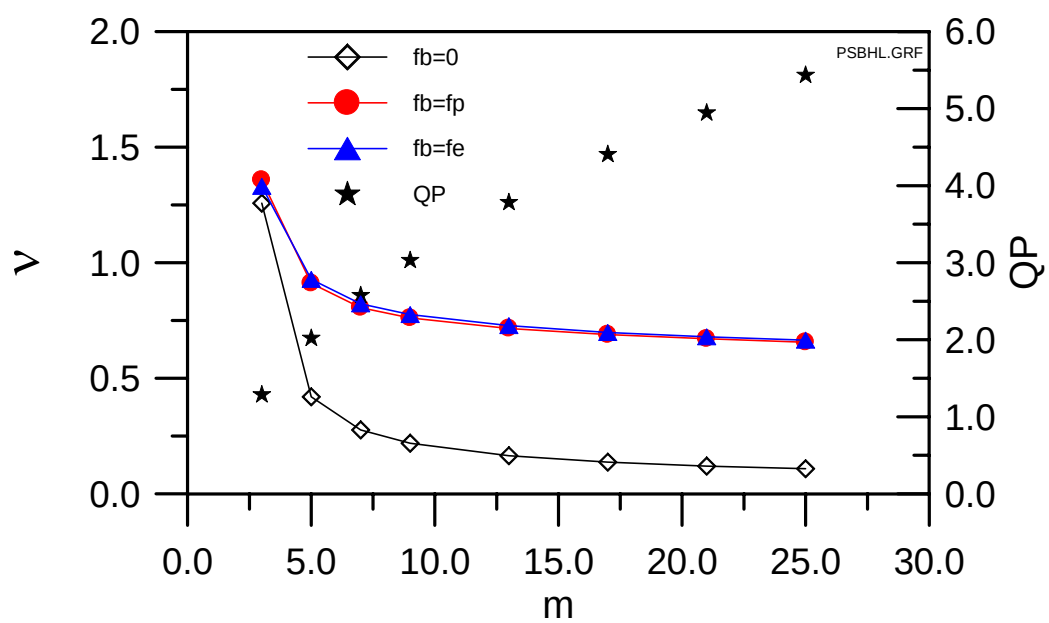


圖 3-14 窄度參數 ν 及寬度參數 ε 隨波譜參數 m 之變化

上述係依新動差計算方式求得各階動差後，代入原波譜形狀參數計算式 (2-6) 窄度參數 ν 及 (2-7) 寬度參數 ε ，並檢討其是否能反應出波譜形狀的變化？經由前述的分析比較發現其結果並不理想。基於原波譜形狀參數是波譜動差之無因次組合，因此本文嘗試以其他新的動差無因次組合，來探討新波譜形狀參數的可行性。

圖 3-15~圖 3-18 為各新動差無因次參數隨波譜參數 γ 及 m 之變化情形。圖 3-15 上圖為 m_0m_3/m_1m_2 新動差無因次參數隨波譜參數 γ 之變化。由圖中發現該參數值隨 γ 之增大而增大，檢視參數值之分部範圍大約介於 2.3~3.7，與波譜參數 γ 介於 1~5 相較不一致。因此，雖然該參數的變化趨勢與波譜參數 γ 一致，但因數值大小不相吻合，故不能直接當作波譜形狀參數，必須再作修正。圖 3-15 下圖為 m_0m_3/m_1m_2 隨波譜參數 m 之變化。圖中顯示該參數值隨 m 之增大由 6.8 逐漸減小並趨於約 2.0 之定值，此不僅變化趨勢不一致；數值大小也不相符，故也不能直接當作波譜形狀參數。更值得注意的是無因次參數 m_0m_3/m_1m_2 隨 JONSWAP 波譜參數 γ 與隨 Pierson-Moskowitz 波譜參數 m 之變化並不一致，此顯示該參數對於波譜形狀的衡量存有不確定性。因此，無因次參數 m_0m_3/m_1m_2 無法當作波譜形狀參數。

圖 3-16 上圖為 m_2m_2/m_1m_3 無因次參數隨波譜參數 γ 之變化。由圖中發現該參數值隨 γ 之增大而減小，參數值之分部範圍大約介於 0.65~0.72。由數值變化趨勢及分佈範圍檢視，本參數不能直接當作波譜形狀參數，必須再作修正。圖 3-16 上圖為 m_2m_2/m_1m_3 無因次參數隨波譜參數 m 之變化。圖中顯示該參數值隨 m 之增大由 0.42 逐漸增大並趨於約 0.78 之定值。與上圖相較其變化趨勢也不一致，因此同樣也有波譜形狀衡量的不確定性問題。所以 m_2m_2/m_1m_3 也無法當作波譜形狀參數。圖 3-17 及圖 3-18 分別為 m_2m_3/m_1m_4 及 m_3m_3/m_2m_4 無因次參數隨不同波譜參數之變化情形。檢視這些參數值之分佈範圍及隨波譜參數變化趨勢，發現也是有波譜形狀衡量的不確定性問題。尤其在 Pierson-Moskowitz 波譜情況下，參數值隨波譜參數 m 之變化出現不穩定情形，所以 m_2m_3/m_1m_4 及 m_3m_3/m_2m_4 也無法當作波譜形狀參數。

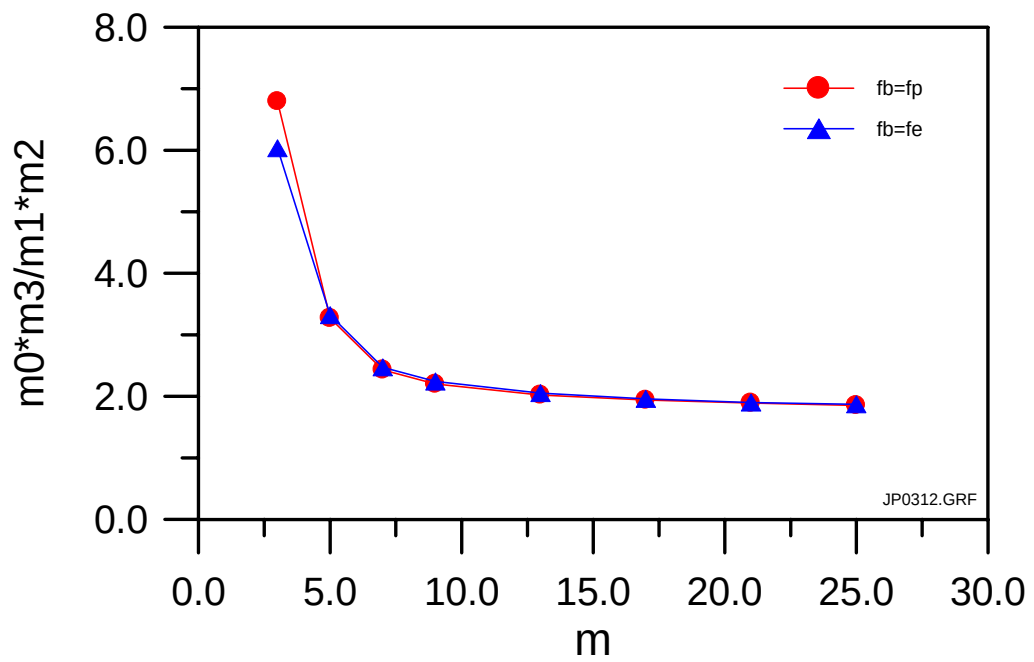
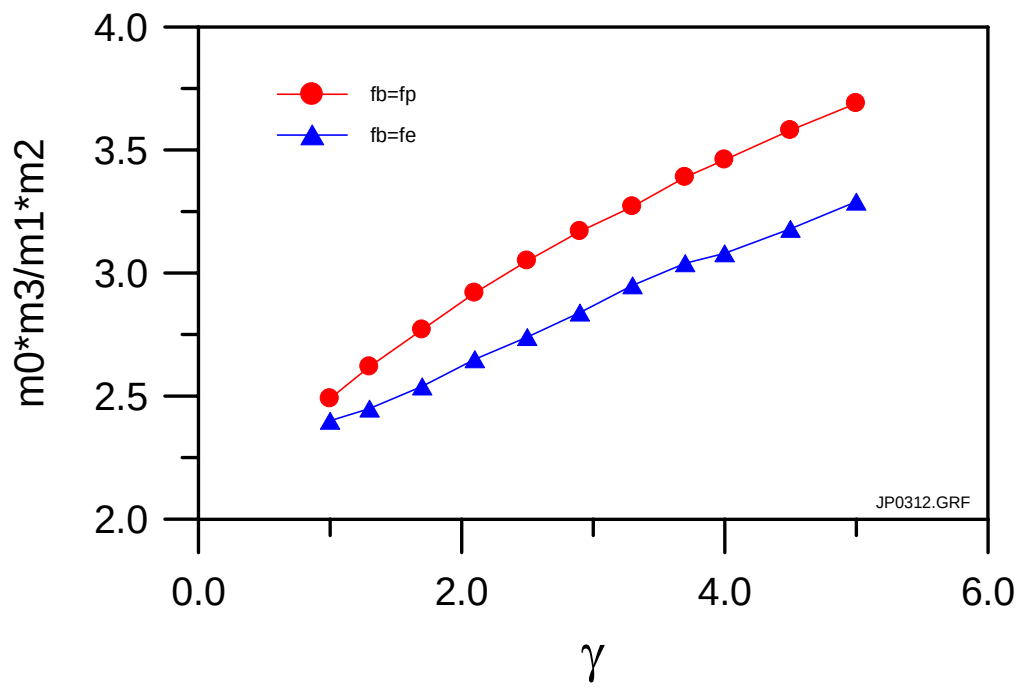


圖 3-15 動差無因次參數 $m_0 m_3 / m_1 m_2$ 隨波譜參數 γ 及 m 之變化

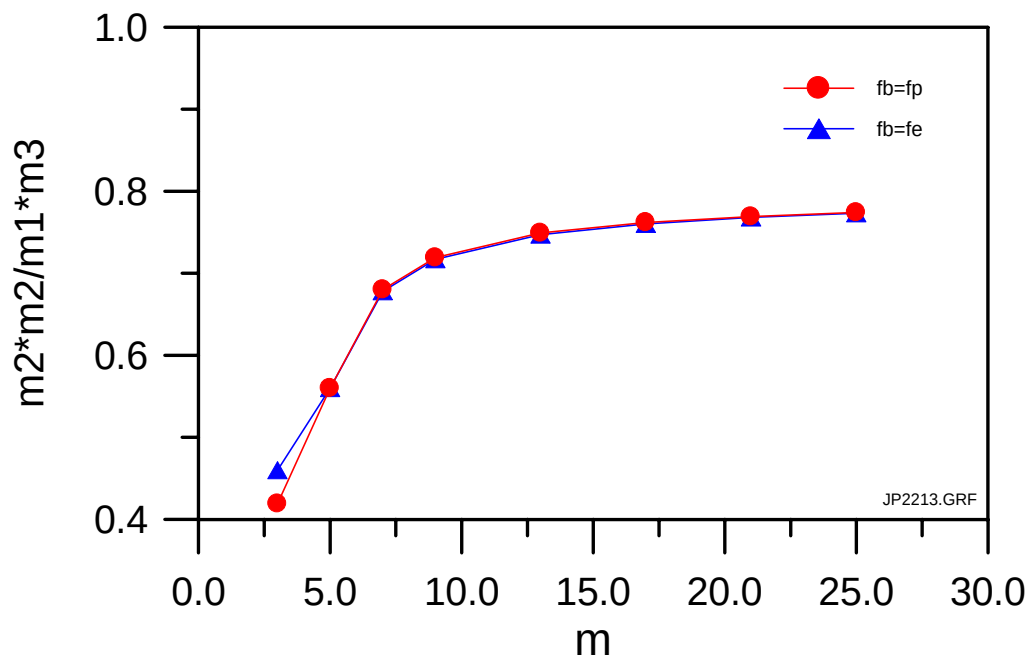
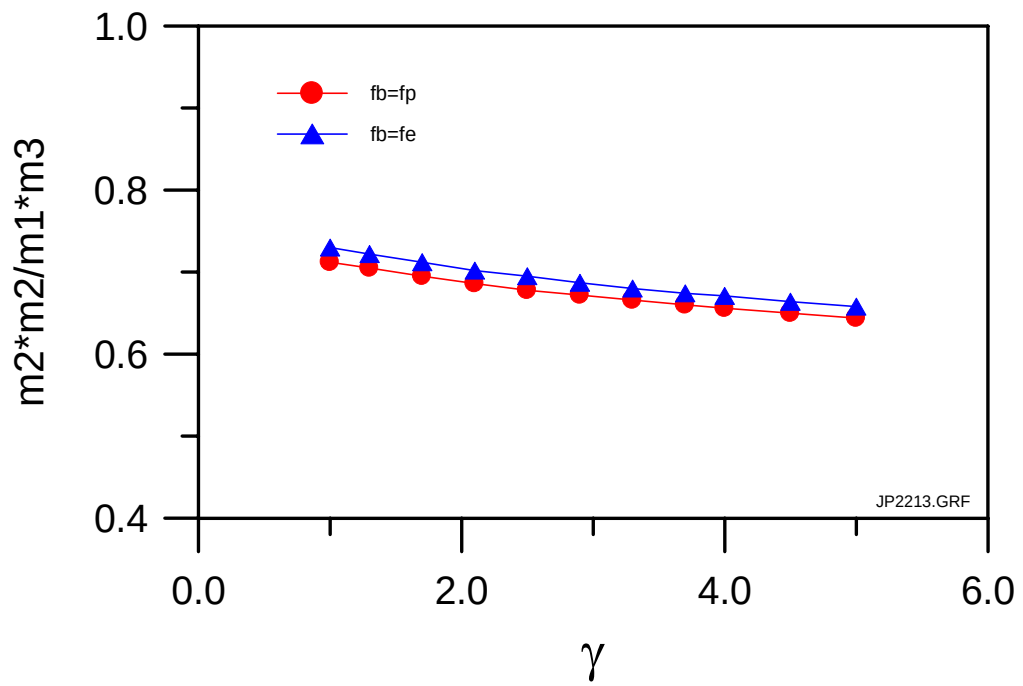


圖 3-16 動差無因次參數 $m_2^2/m_1 m_3$ 隨波譜參數 γ 及 m 之變化

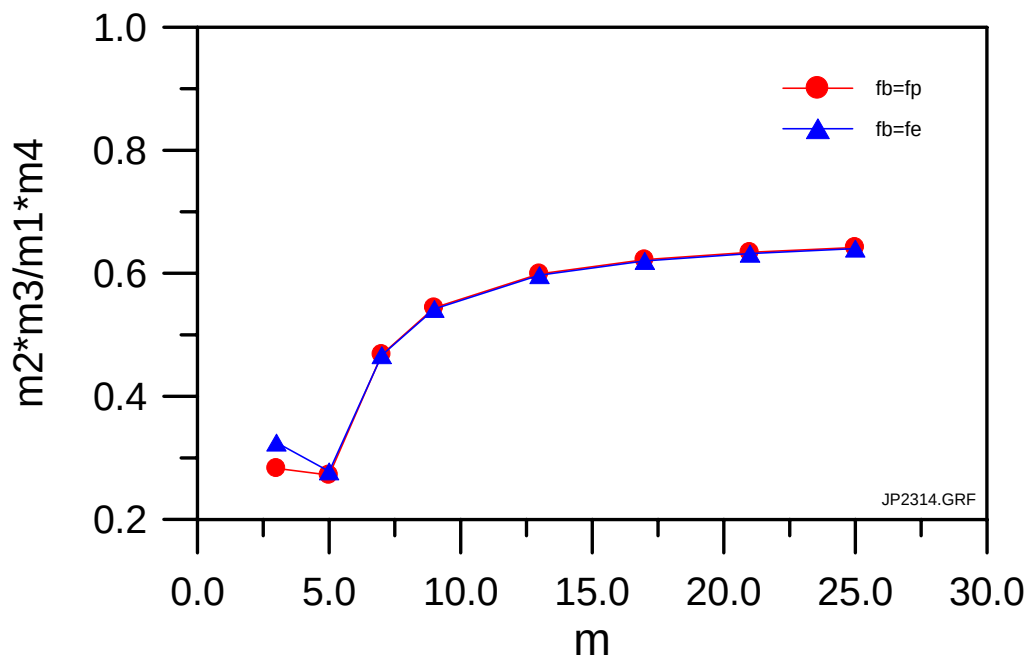
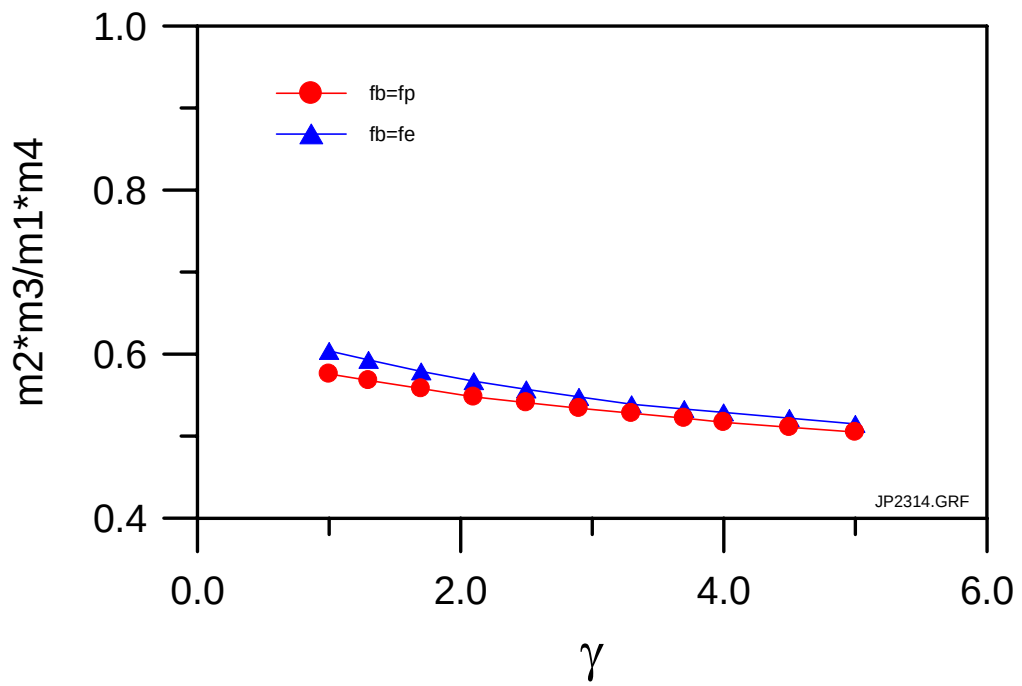


圖 3-17 動差無因次參數 $m_2 m_3 / m_1 m_4$ 隨波譜參數 γ 及 m 之變化

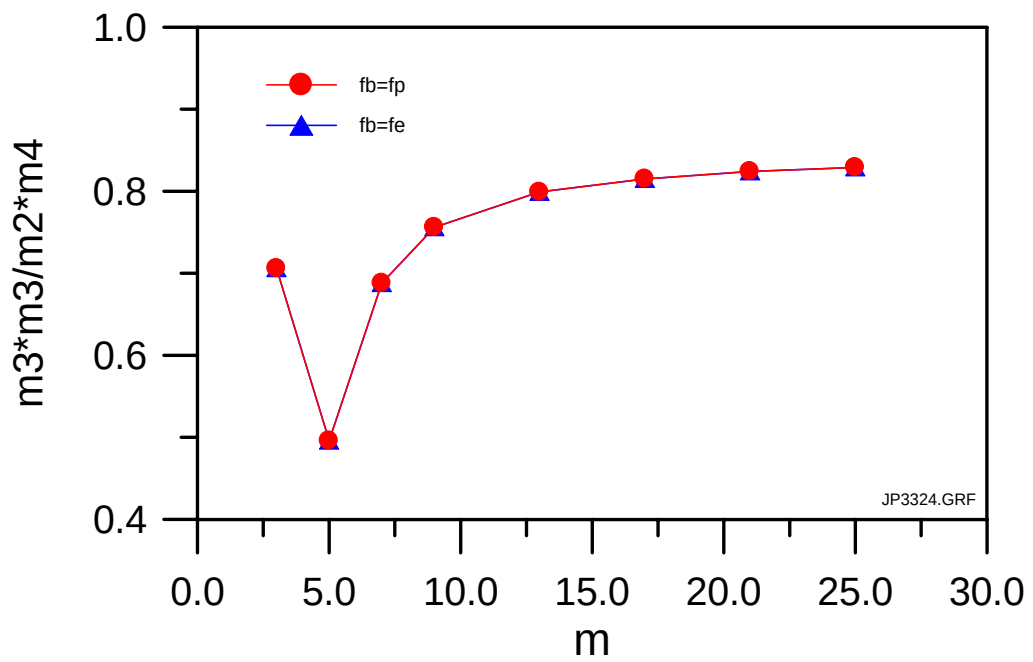
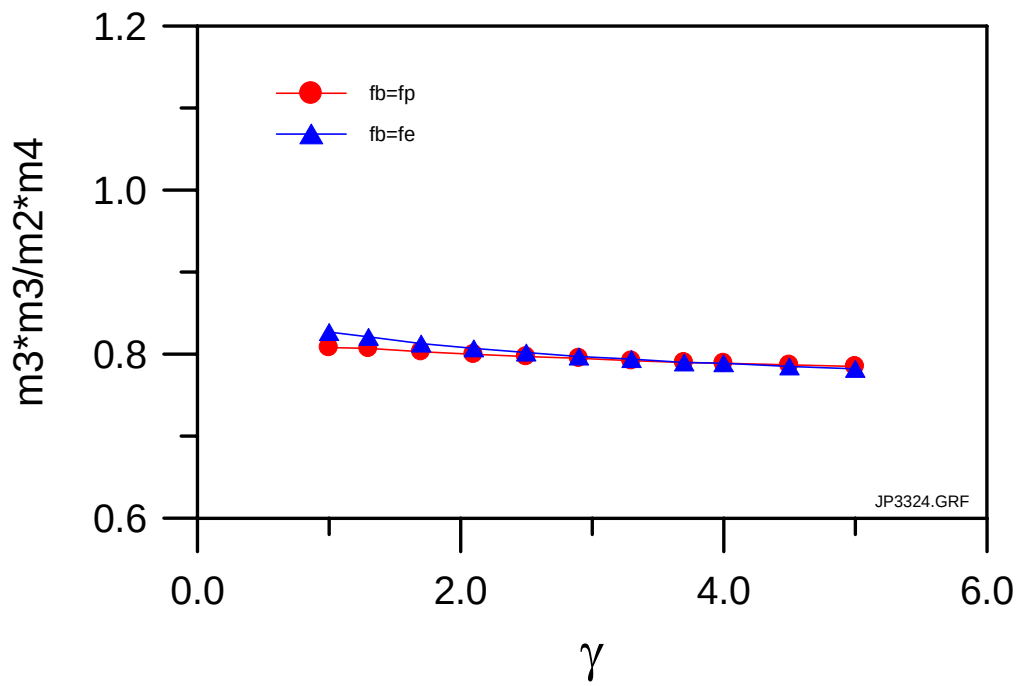


圖 3-18 動差無因次參數 $m_3 m_3 / m_2 m_4$ 隨波譜參數 γ 及 m 之變化

3.3 依主頻區能量定義之形狀參數

由以上分析結果顯示，不僅原波譜寬度及窄度參數，本文由改變參考頻率之新動差所得之新波譜寬度及窄度參數，或者由動差無因次新組合參數，都無法確切反應出波譜形狀的變化。換言之，這些參數無法直接取代（2-1）式波譜參數 γ 及（2-4）式波譜參數 m 。因此本節將由主頻區能量定義新的波譜形狀參數。

依圖 3-3 所示主頻區範圍，檢視圖 2-1 及圖 2-2 波譜形狀隨波譜參數 γ 或 m 而改變的情形，發現當波譜參數值愈大，主頻區頻率範圍愈小，能量密度最大值愈大；反之波譜參數值愈小，主頻區頻率範圍愈大，能量密度最大值愈小。由於主頻區頻率範圍屬頻率軸上的變化，而能量密度最大值則屬能量軸上的變化，因此本文定義兩個新無因次參數如下：

$$S=S(f_p)/S_c \quad (3-9)$$

$S(f_p)$ ：主頻率之能量密度

S_c ：主頻區之能量基準(如圖 3-3 所示)

$$B=(f_{\max}-f_{\min})/(f_H-f_L) \quad (3-10)$$

$f_{\max}$ ：頻率軸之最大值

$f_{\min}$ ：頻率軸之最小值

f_H ：主頻區頻率最大值

f_L ：主頻區頻率最小值

基本上無因次參數 S 與波譜形狀之尖銳程度有關，因為當主頻區能量密度值在某一基準之上時，隨波譜形狀參數 γ 或 m 愈大 $S(f_p)$ 值也愈大，而參數 S 也愈大，故可視為波譜尖度參數。主頻區之能量基準 S_c 係以主頻區能量總和佔全部頻區總能量之百分比而定，在本文設定為 40%、50%、55%、60%、65%、75% 及 85% 等 7 種百分比。

無因次參數 B 則與波譜形狀之寬度程度有關，因為當主頻區能量密度值在某一基準之上時，隨波譜形狀參數 γ 或 m 愈大，主頻區頻率範圍愈小即 f_H-f_L 值愈小，因而參數 B 愈大，故可視為波譜寬度參數。

為了方便與已知的波譜形狀參數 γ 或 m 作比較，本文將上述兩種無因次參數結合為一新無因次參數如下：

$$SB=S*B \quad (3-11)$$

SB 參數在不同能量基準下，隨波譜形狀參數 γ 增大的變化情形如圖 3-19~圖 3-22；而隨波譜形狀參數 m 增大的變化情形則如圖 3-23~圖 3-26 中之虛菱形圖記。圖中顯示 SB 參數雖然隨參數 γ 增大而增大，但其數值明顯較參數 γ 數值小很多，且 γ 參數值愈大其差異愈大，因此不能直接作為波譜形狀參數，必須再作修正。 SB 參數雖然也隨參數 m 增大而增大，但其數值仍較參數 m 數值為小，尤其當 m 參數值愈大其差異愈大，因此同樣不能直接作為波譜形狀參數，也必須再作修正。

由於上述之 SB 參數不能直接作為波譜形狀參數，因此本文將其作如下之修正：

$$SB=a*(S*B)^b \quad (3-12)$$

式中 a 、 b 為代定係數，可將 (3-12) 式改寫為 (3-13) 式，再利用最小二乘法求得。

$$\log(SB)=\log(a)+b\log(S*B) \quad (3-13)$$

依 (3-13) 式所求得之新 SB 參數在不同能量基準下，隨波譜形狀參數的變化情形，如圖 3-19~圖 3-26 中之實圓形圖記。圖中顯示修正後之新 SB 參數值非常接近波譜形狀參數 γ 或 m 之數值，因此新 SB 參數可以直接作為波譜形狀參數。換言之，若有一實測正規化波譜，經由上述計算過程求得新 SB 參數值代入 (2-1) 式或 (2-4) 式，即可得該波譜對應之正規化 JONSWAP 波譜或 Pierson-Moskowitz 波譜，而完成波譜擬合過程。

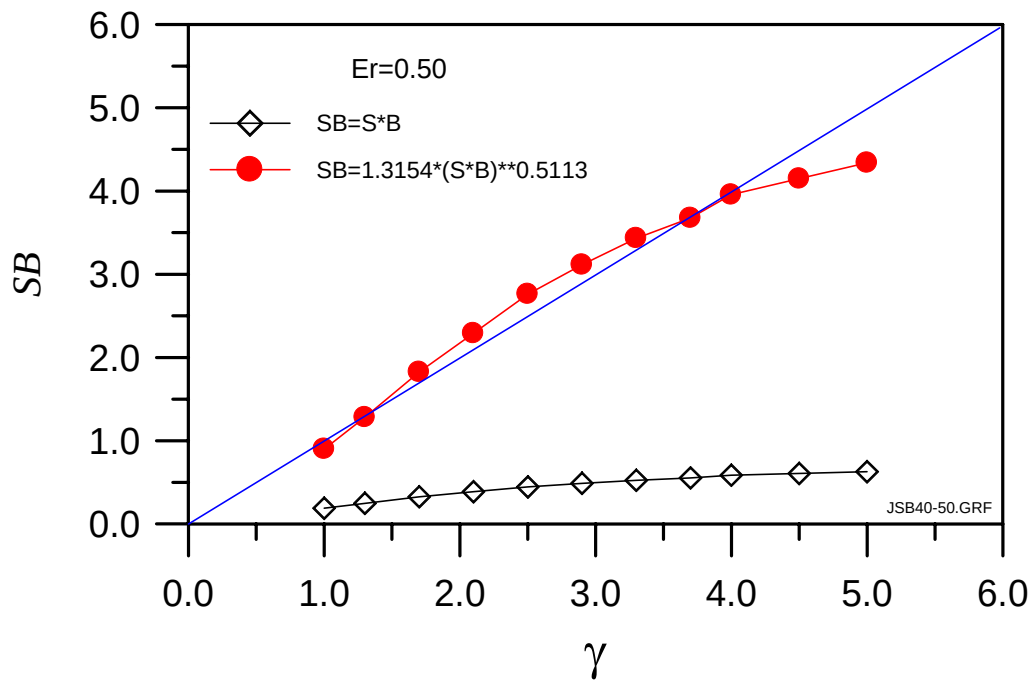
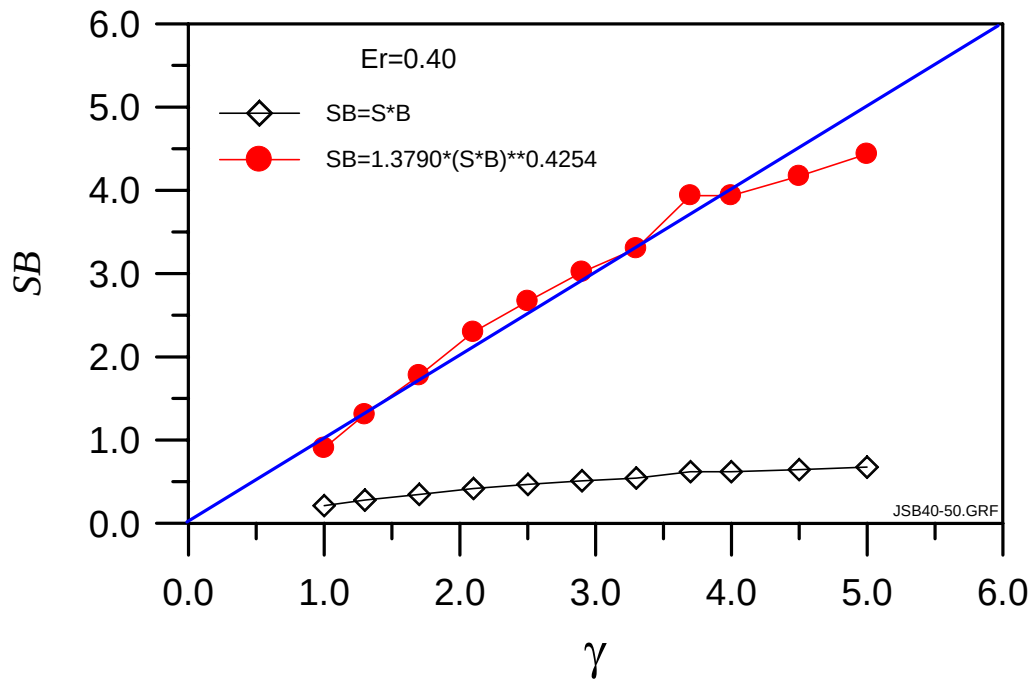


圖 3-19 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 γ 之變化

(能量百分比上圖：40%；下圖：50%)

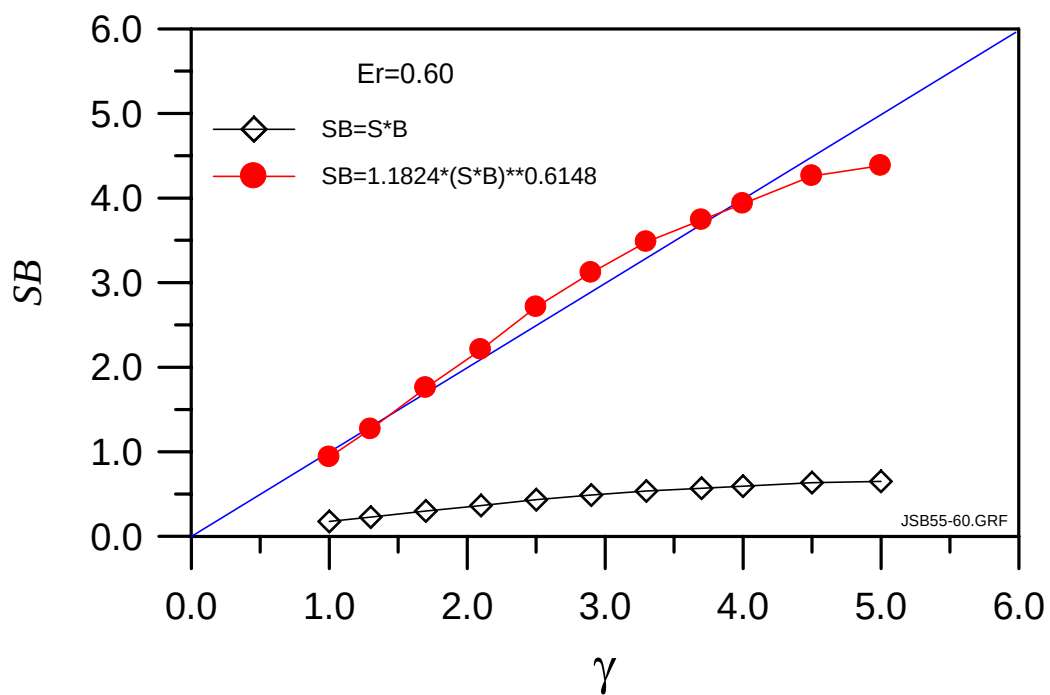
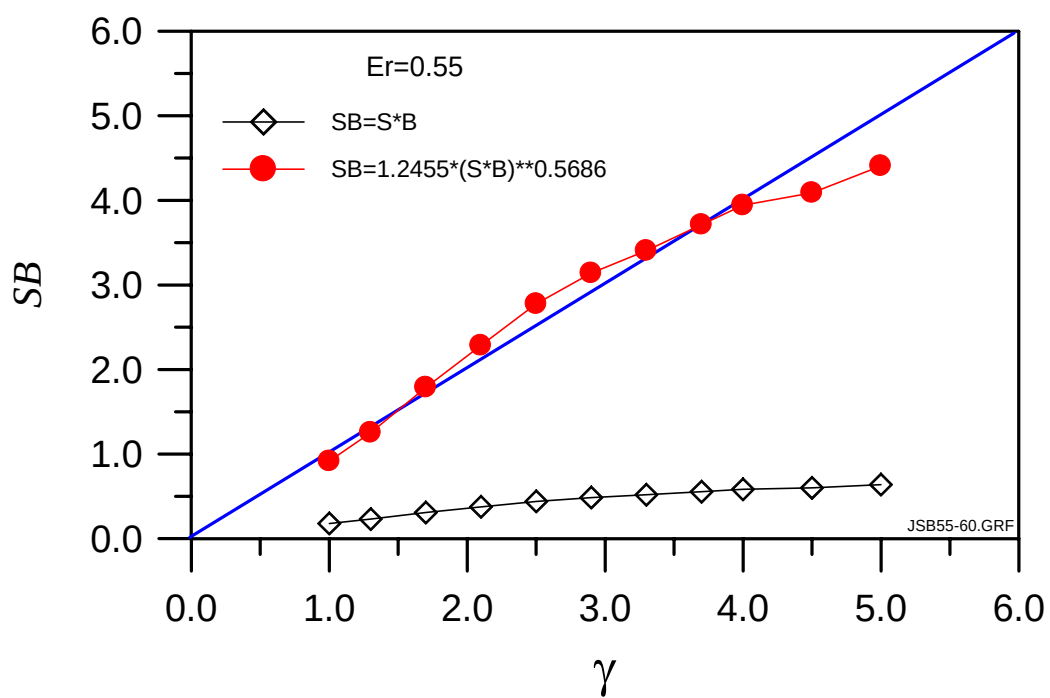


圖 3-20 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 γ 之變化

(能量百分比上圖：55%；下圖：60%)

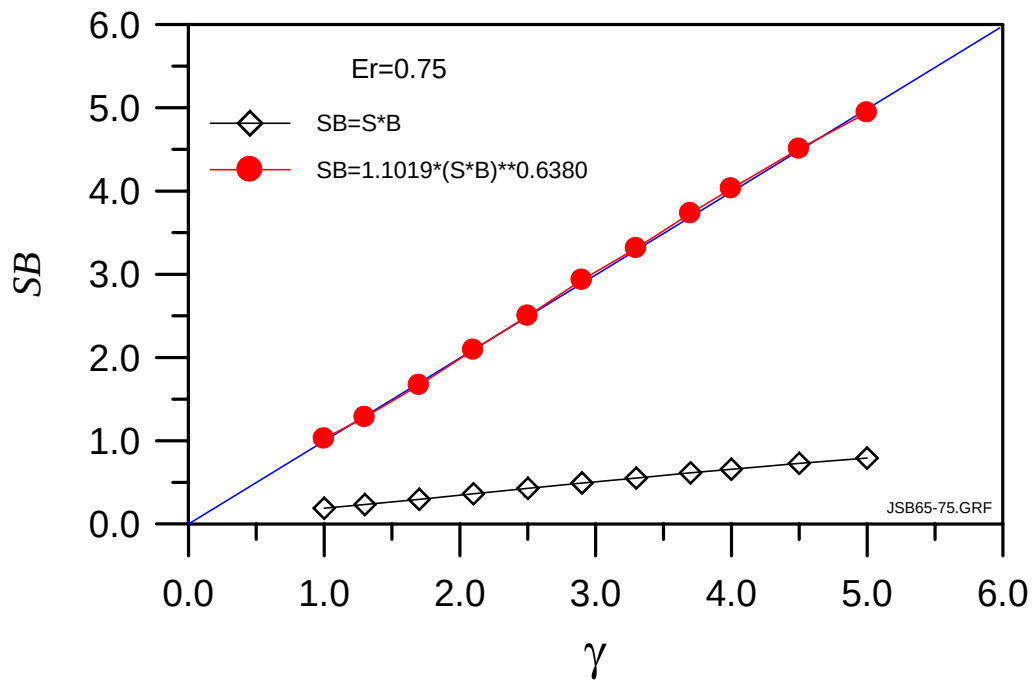
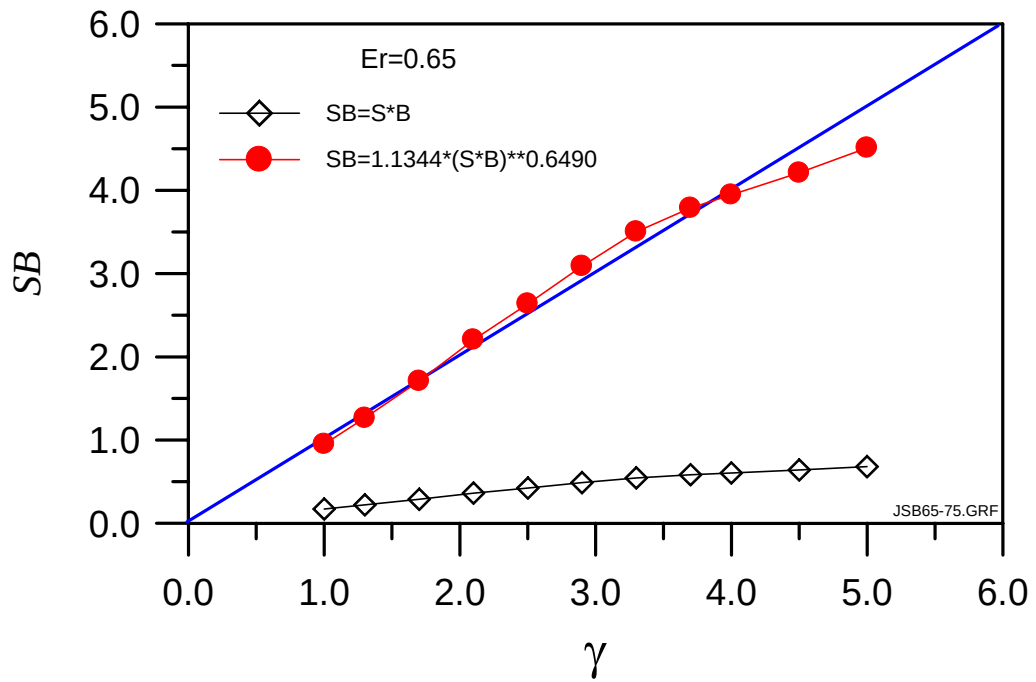


圖 3-21 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 γ 之變化

(能量百分比上圖：65%；下圖：75%)

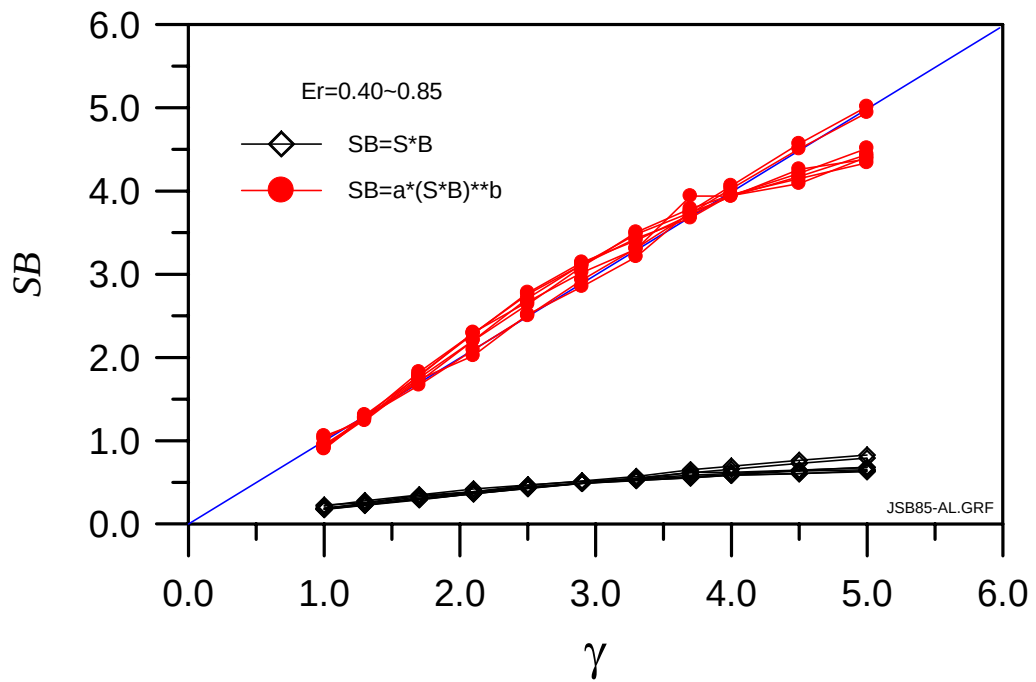
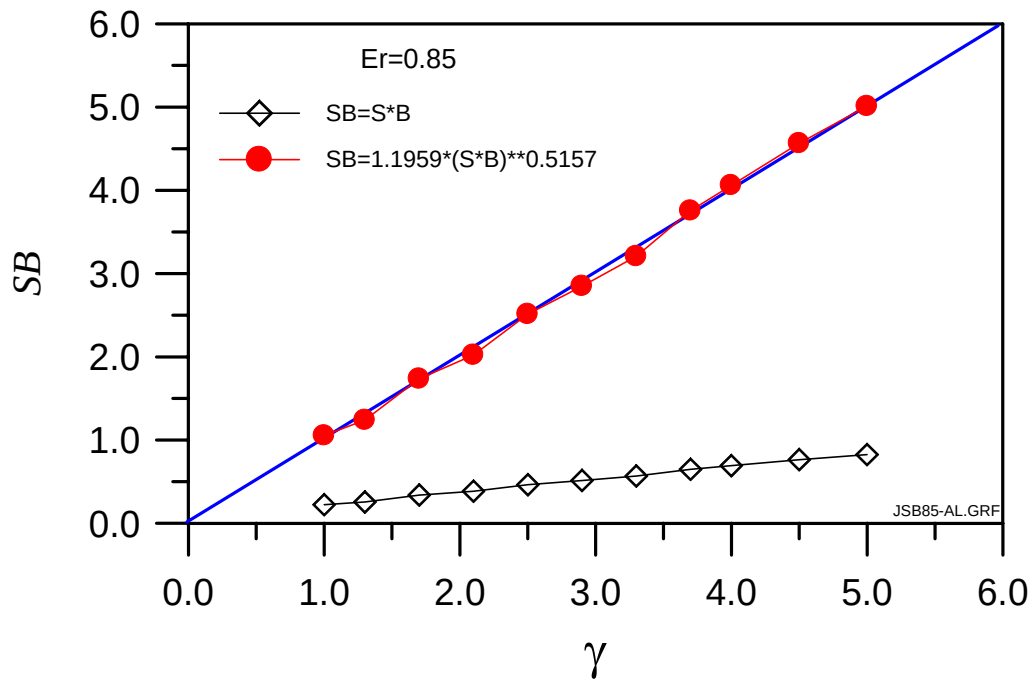


圖 3-22 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 γ 之變化

(能量百分比上圖：85%；下圖：40%~85%)

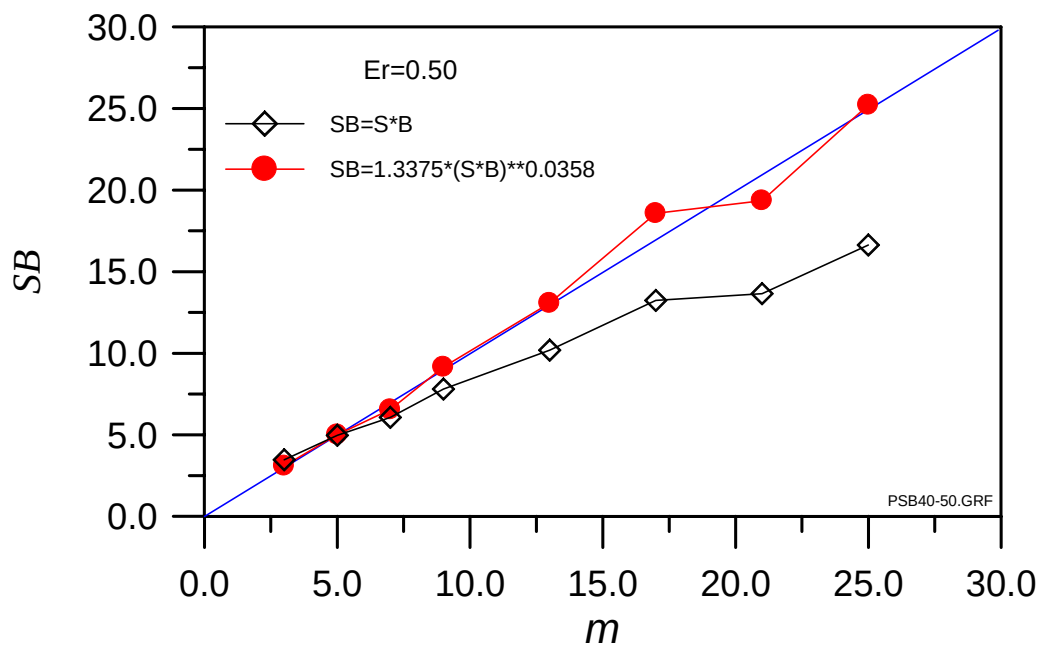
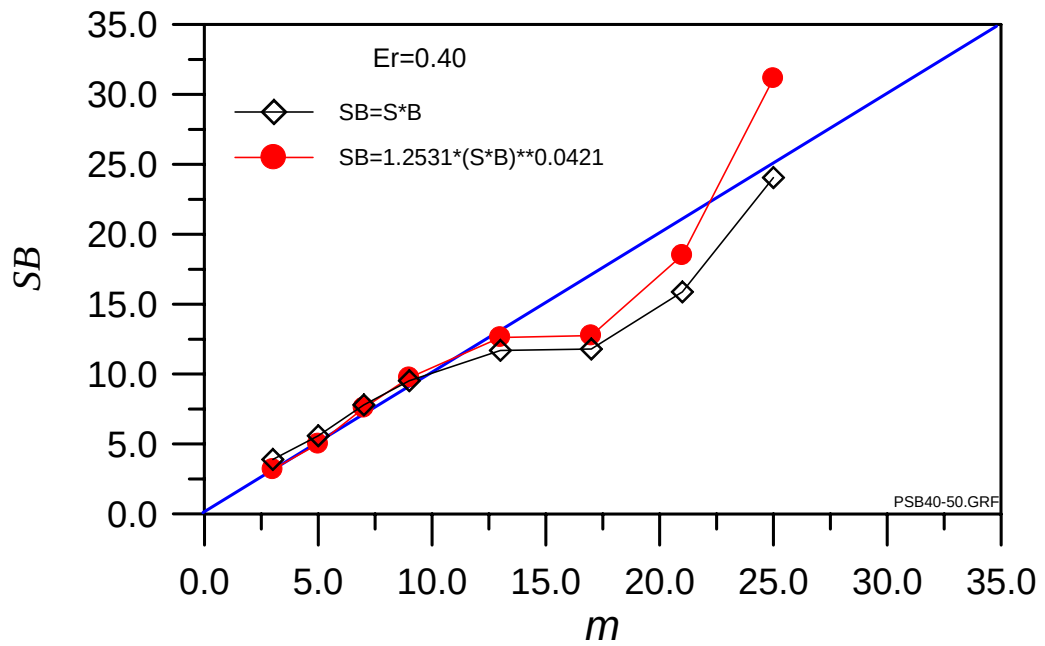


圖 3-23 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 m 之變化

(能量百分比上圖：40%；下圖：50%)

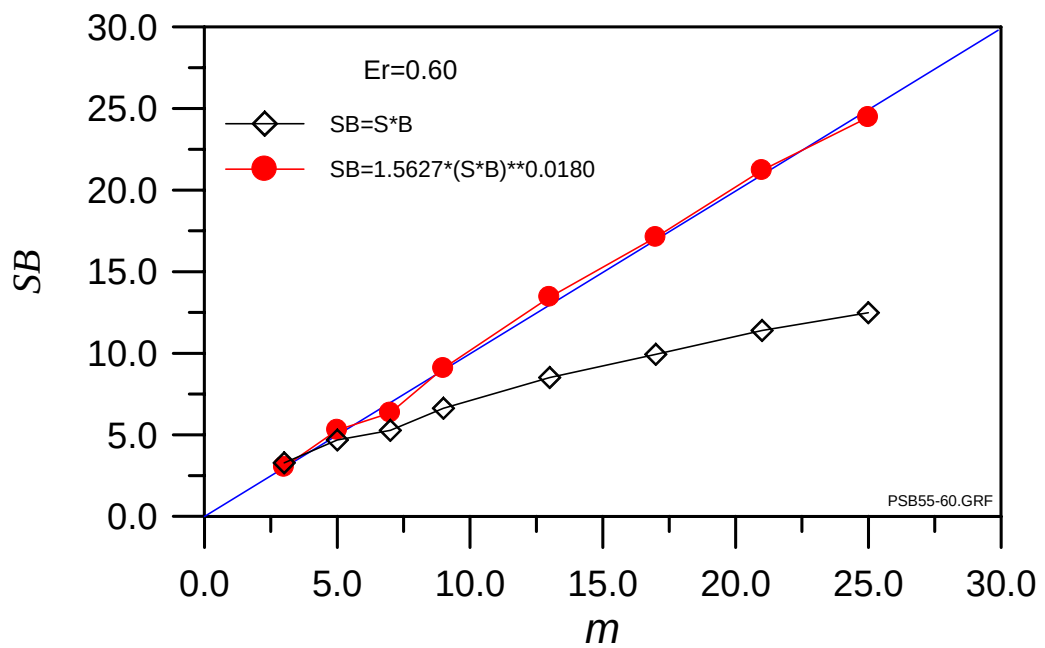
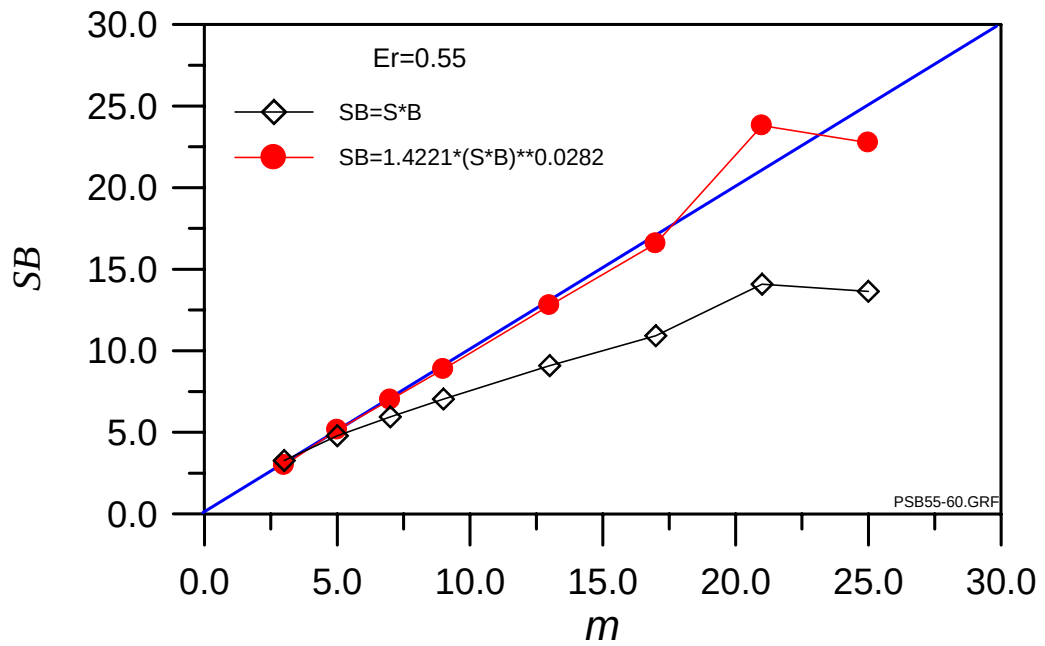


圖 3-24 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 m 之變化

(能量百分比上圖：55%；下圖：60%)

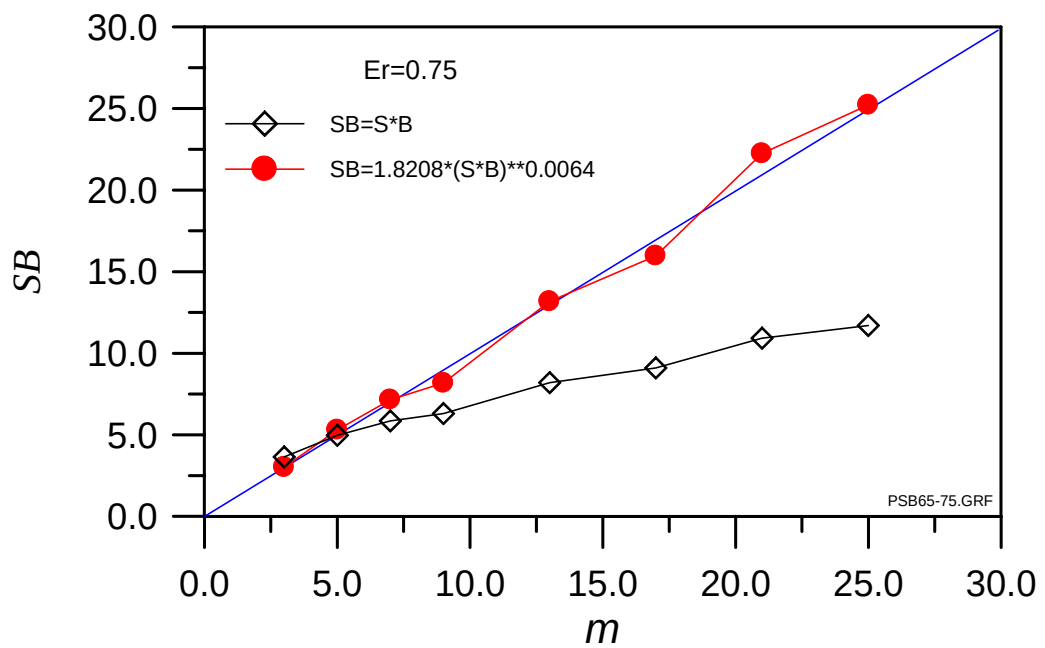
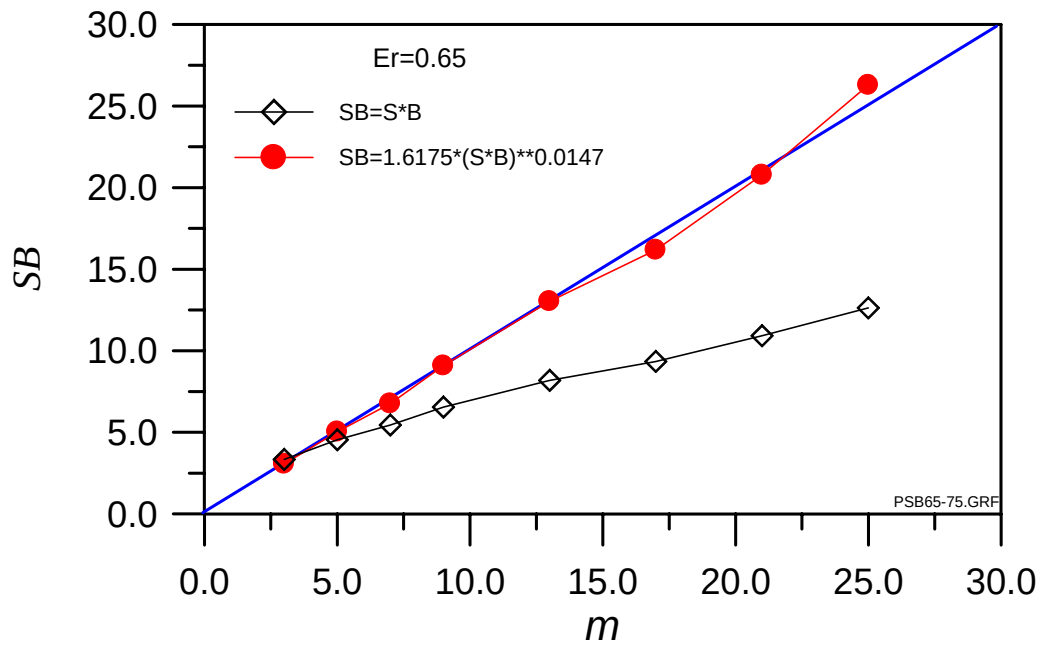


圖 3-25 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 m 之變化

(能量百分比上圖：65%；下圖：75%)

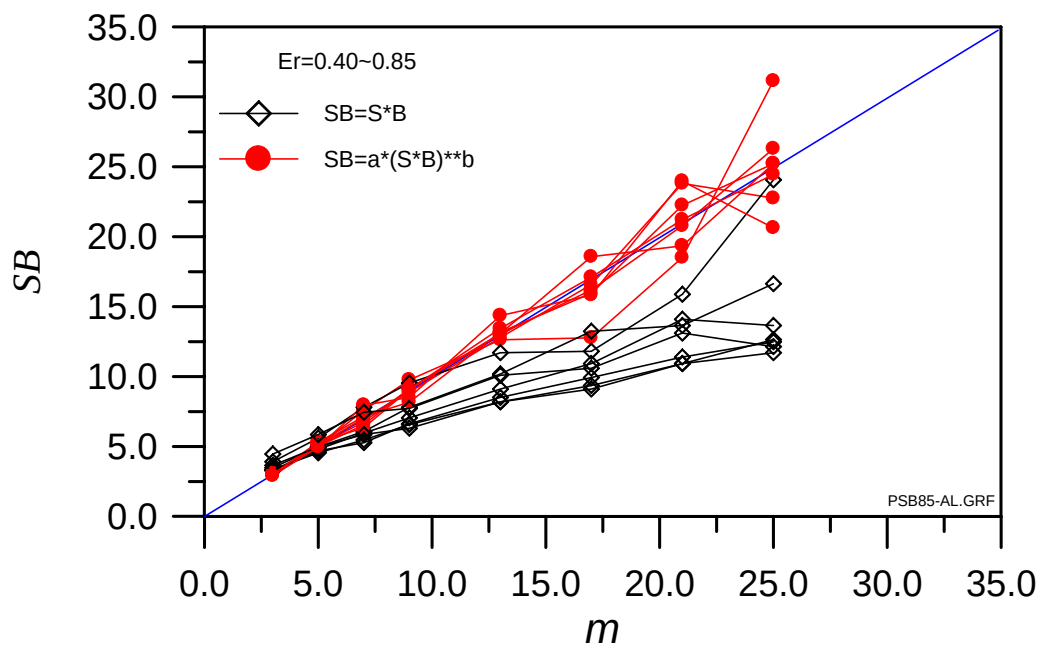
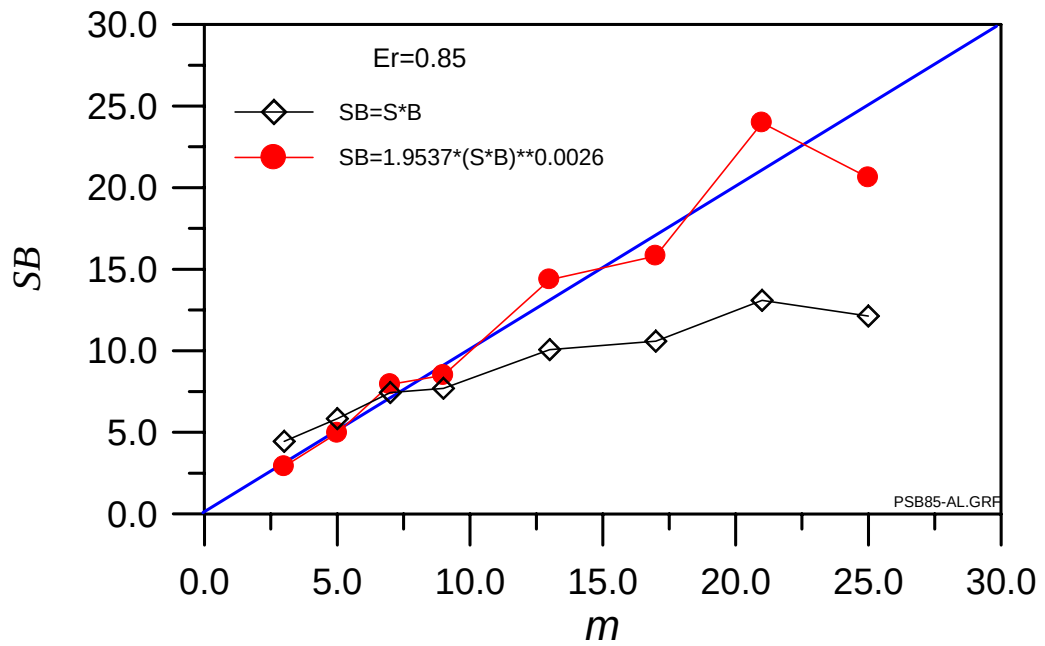


圖 3-26 無因次化 SB 參數隨波譜形狀參數 m 之變化

(能量百分比上圖：85%；下圖：40%~85%)

無論由圖 3-19~圖 3-22 之 JONSWAP 波譜或圖 3-23~圖 3-26 之 Pierson-Moskowitz 波譜情況皆顯示 (3-13) 式中之 a、b 待定係數隨不同能量百分比基準而不同，也就是不同能量百分比基準會有不同迴歸結果。究竟何種能量百分比會有最佳迴歸結果？本文以 SB 參數與參數 γ 或 m 之相對誤差百分比來檢視如下式：

$$ERR = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|SB_i - m_i|}{m_i} \times 100\% \quad (3-14)$$

$$ERR = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|SB_i - \gamma_i|}{\gamma_i} \times 100\% \quad (3-15)$$

不同能量百分比下之待定係數 a、b 及相對誤差值，經整理後列於表 3-1 及表 3-2 中，並繪製如圖 3-27

表 3-1 JONSWAP 波譜情況下參數 SB 之迴歸結果

能量百分比%	待定係數 a	待定係數 b	相對百分誤差%
40	1.3790	0.4254	5.618
50	1.3154	0.5113	6.611
55	1.2455	0.5686	6.457
60	1.1824	0.6148	5.388
65	1.1344	0.6490	4.640
70	1.1030	0.6583	2.740
75	1.1019	0.6380	0.947
85	1.1959	0.5157	2.364

表 3-2 Pierson-Moskowitz 波譜情況下參數 SB 之迴歸結果

能量百分比%	待定係數 a	待定係數 b	相對百分誤差%
40	1.2531	0.0421	10.954
50	1.3375	0.0358	3.739
55	1.4221	0.0282	3.905
60	1.5627	0.0180	2.964
65	1.6175	0.0147	2.317
70	1.6691	0.0123	6.069
75	1.8208	0.0064	3.952
85	1.9537	0.0026	8.973

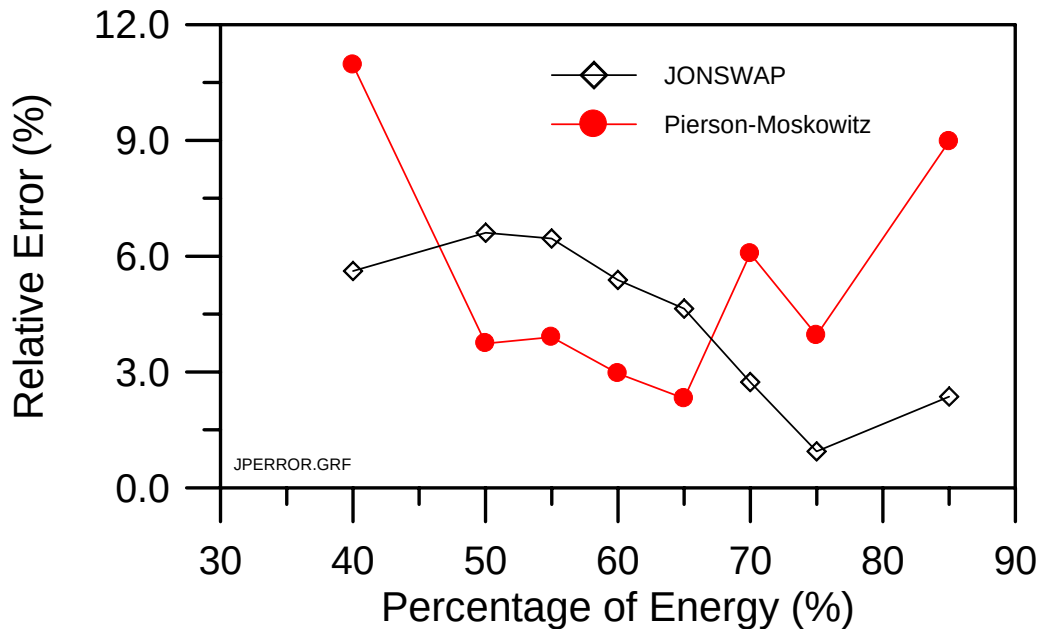


圖 3-27 不同能量百分比下 SB 參數與參數 γ 或 m 之相對誤差

由表 3-1 及表 3-2 或圖 3-27 檢視在不同百分比之能量基準下，SB 參數與波譜形狀參數 γ 或 m 之相對誤差大致不超過 10%，若以 65% 能量基準而言，其相對誤差不超過 5%，故本文建議採用此一基準。以 JONSWAP 波譜而言 $SB=1.1344(S*B)^{0.649}$ ，若以 Pierson-Moskowitz 波譜而言則 $SB=1.6175(S*B)^{0.0147}$ 。

3.4 綜合檢討

本章提出以不同參考頻率值 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ （原參考頻率 $f_b=0$ ），進行波譜各階動差的計算，並進一步應用至波譜形狀參數計算的新構想。然後利用已知波譜形狀參數 γ 之 JONSWAP 正規化波譜及波譜形狀參數 m 之 Pierson-Moskowitz 正規化波譜，來檢視分別由新動差及原動差所定義之新、舊波譜窄度 ν 及寬度 ε 參數值是否和已知參數 γ 及 m 數值一致？經分析比較後發現新、舊波譜窄度及寬度參數都無法得到理想結果，其原因除數值分佈範圍不一致外，最主要的是新、舊窄度參數 ν 及新、舊寬度參數 ε 隨波譜參數 m 的變化趨勢與隨波譜參數 γ 完全不同，此表示新參數對於波譜形狀的衡量在不同波譜的情況無法獲得一致性的結果。因此無論以不同參考頻率或原參考頻率計算動差而求得之新、舊窄度參數 ν 及新、舊寬度參數 ε 仍無法直接取代波譜參數 γ 及 m 。換言之，若有一實測正規化波譜，經由上述計算過程所求得之新、舊波譜窄度 ν 及寬度 ε 參數無法代入（2-1）式或（2-4）式，而可得該波譜對應之正規化 JONSWAP 波譜或 Pierson-Moskowitz 波譜。

不過本文以主頻區能量基準觀點所定義之參數 SB 經適當修正後其數值和已知參數 γ 及 m 數值相當一致，若以 65% 能量基準而言，其相對誤差不超過 5%。因此，若有一實測正規化波譜，以求得該波譜之參數 SB 代入（2-1）式或（2-4）式，而可得該波譜對應之正規化 JONSWAP 波譜或 Pierson-Moskowitz 波譜，而完成波譜擬合過程。換言之，本文所提出之（3-12）式 SB 參數可直接作為波譜形狀參數。而式中待定係數 a 及 b 於 JONSWAP 波譜分別為 1.1344 及 0.649；於 Pierson-Moskowitz 波譜則分別為 1.6175 及 0.0147。

第四章 結論與後續課題

本研究對於定義波浪頻譜形狀參數有關之頻譜動差的計算方式，提出依不同參考頻率將頻譜分割為高、低頻區的新構想，而檢視各階頻譜動差在高、低頻區的差異。並由這些動差組合之無因次參數檢視其隨已知波譜參數 γ 之 JONSWAP 波譜及參數 m 之 Pierson-Moskowitz 波譜的變化趨勢。此外，另根據主頻區能量觀點，提出波譜形狀參數之新計算方法，並檢討其衡量波譜形狀的效能，同時和以往常用之計算方法所得的結果進行比較。

4.1 結論

以往由參考頻率 $f_b=0$ 計算所得之波譜動差值，無法瞭解其主要是受高頻區或低頻區影響。但採用參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 之高、低頻區的分割方法後，發現波譜動差值主要是受高頻區影響，因為高頻區動差值明顯較低頻區為較大。不過其差異隨波譜參數 γ 及 m 之增大而減小，尤其是在 Pierson-Moskowitz 波譜的高階動差。以參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 計算所得之高頻區各階動差值非常接近（ $f_b=F_p$ 稍大些），低頻區則以 $f_b=F_E$ 較大。

高、低頻區之各階動差經無因次整合後，以參考頻率 $f_b=F_p$ 及 $f_b=F_E$ 計算所得之各階新動差隨波譜參數 γ 及 m 之變化趨勢與參考頻率 $f_b=0$ 相似，但其值皆較參考頻率 $f_b=0$ 計算者為小。此外 JONSWAP 波譜的新動差隨波譜參數 γ 之變化趨勢與 Pierson-Moskowitz 波譜不同，尤其在高階時愈明顯。

以新、舊動差參數分別定義之新、舊波譜形狀參數寬度參數 ε 及窄度參數 ν ，無論在 JONSWAP 或 Pierson-Moskowitz 波譜情況，皆不適合直接代替波譜參數 γ 值或 m 值。因為新、舊窄度參數 ν 及寬度參數 ε 隨波譜參數 m 的變化趨勢與隨波譜參數 γ 完全不同，此表示新參數對於波譜形狀的衡量在不同波譜的情況無法獲得一致性的結果。

其他新動差無因次組合如 m_0m_3/m_1m_2 、 m_2m_2/m_1m_3 、 m_2m_3/m_1m_4 及 m_3m_3/m_2m_4 等隨 JONSWAP 波譜參數 γ 與隨 Pierson-Moskowitz 波譜參數 m 之變化並不一致。此顯示這些參數對於波譜形狀的衡量存有不確定性，因此也不適合當作波譜形狀參數。

本文依主頻區能量觀點所定義之新 SB 參數值非常接近波譜形狀參數 γ 或 m 之數值，若以主頻區能量佔全部能量之 65% 基準而言，其相對誤差不超過 5%，因此新 SB 參數可以直接作為波譜形狀參數。換言之，若有一實測正規化波譜，以新 SB 參數值代入 (2-1) 式或 (2-4) 式，即可得該波譜對應之正規化 JONSWAP 波譜或 Pierson-Moskowitz 波譜，而完成波譜擬合過程。

4.2 後續課題

本文先利用 JONSWAP 及 Pierson-Moskowitz 兩個正規化標準波譜模式，在已知其波譜參數 γ 及 m 的情況下，檢視波譜形狀參數的合適性。後續將依主頻區能量觀點所定義之新 SB 參數應用至實測波譜，以進一步檢視其適用性。檢視方法可由實測波浪波譜正規化後與依新參數 SB 所推估之 JONSWAP 或 Pierson-Moskowitz 正規化波譜進行差異分析。

一般實測波譜形狀較複雜，即使正規化處理後仍無法如 JONSWAP 或 Pierson-Moskowitz 正規化波譜單純，例如經常有多峰頻的情形出現，造成計算新 SB 參數時之困惱。此部分在上一年度已有初步解決構想，後續將依該構想撰寫計算程式。

本文所提新 SB 參數基本上是由與波譜尖銳程度有關之無因次參數 S 及波譜寬度程度有關之無因次參數 B 合併而成，如 $SB=a*(S*B)^b$ 所示，其中 a 、 b 為待定係數。後續將考慮不合併而以 $SB=a*S^{b1}*B^{b2}$ 表示，其中 a 、 $b1$ 、 $b2$ 為待定係數，可由二自變數之最小平方法求得。

一般尖峰頻率與能量中心頻率並不一定相等，兩者之間有一差

值，而此差值的變化與波浪的成長及衰退之間是否有關？另外高、低頻區之頻譜動差比值變化是否也與波浪的成長及衰退有關？這也都是後續可嘗試探討的課題。