

國立臺灣大學工學院工程科學及海洋工程學系

碩士論文

Department of Engineering Science and Ocean Engineering

College of Engineering

National Taiwan University

Master Thesis

風浪紊流場的渦漩結構之特性

Characteristics of Vortical Structures in Numerical

Wind-Wave Turbulent Flow

王子韋

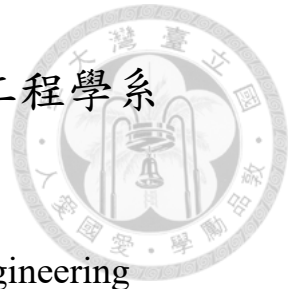
Tzu-Wei Wang

指導教授：蔡武廷 博士

Advisor: Wu-Ting Tsai, Ph.D.

中華民國 110 年 8 月

August 2021





國立臺灣大學碩士學位論文
口試委員會審定書
風浪紊流場的渦漩結構之特性
Characteristics of Vortical Structures in Numerical
Wind-Wave Turbulent Flow

本論文係王子章君（學號 R08525007）在國立臺灣大學工程科學及海洋工程學系完成之碩士學位論文，於民國 110 年 08 月 04 日承下列考試委員審查通過及口試及格，特此證明

口試委員：

鄭武元

（指導教授）

周廷序

戴藝恆

系主任

丁肇峰

致謝



時間過得很快，碩士兩年一下就過去了，在這兩年中，學到了很多，也受到很多的幫助，如果沒有他們的幫助，我可能根本無法如期畢業吧。

首先最感謝的就是我的指導教授蔡武廷老師，老師除了給予我許多研究上的建議與改進的地方外，也感謝老師對我有如此多的耐心，雖然我每次討論都會有許多考慮不周甚至是錯誤的地方，在口語表達上也常常讓老師無法了解我所要表達的意思，但老師仍然願意提供我許多幫助。而嚴謹的處世態度更是我在碩士這兩年中學到最寶貴的一課。也感謝我的口試委員周逸儒老師與戴璽恆老師願意撥空參加我的口試，並對我的論文提出寶貴的建議。

同樣也十分感謝研究室的大家，感謝冠鴻學長在我碩士這兩年無助時給予我的協助，並花時間與我討論我的研究並提供諸多改進的方向，幫助我修改論文與口試呈現的方式。感謝柏丞學長、時棣學長、立南學長、緯心學長、禮安在我的研究上與修課上所提供的幫助，使我碩一修課時跟得上課程的進度，也使我在碩一時對於未來不會感到太過徬徨，也感謝之前的學長姐們所留下來的研究成果，讓我的碩士論文研究可以順利進行。

感謝我的朋友嘉源與凱威，願意常常從基隆跑來台北陪我吃飯打屁，讓我在修課之餘，可以有地方與朋友聽我抱怨，讓我在接下來有動力去完成接下來的課程與研究。

最後感謝我的家人願意支持我，並包容我在碩士期間容易煩躁的個性，讓我可以專注於論文的進行以及課程上的學習，使我能夠順利的完成碩士學位。

摘要



本研究透過統計方法與觀察，分析一包含非線性自由液面運動的時變之風剪驅動三維紊流場，以瞭解其水下渦漩結構的特性。首先使用紊流可視化方法辨識流場中的擬序渦漩結構，定義其所在位置，並進一步透過條件平均與統計分析凸顯其分布特性，發現在流場中以準流向之渦流結構為主，且其多分布於重力波之波背，並位於水面沿流向高速條痕的兩側。而透過渦度傳輸方程式亦可為擬序渦漩結構的生成偏好提供了一種解釋：在近水面處產生沿流向之高速條痕，會產生垂直向渦度，透過沿流向速度於垂直方向的梯度之作用，將其傾斜為沿流向渦度，即擬序渦漩結構。其中這些水面沿流向之條痕的生成機制為水下的朗繆爾環流，為瞭解擬序渦流結構以及朗繆爾環流之相對位置，改良所使用的條件平均方法再次進行統計分析，並以跨流向截面流場分布同時呈現朗繆爾環流以及擬序渦流結構。結果顯示擬序渦漩結構多位於朗繆爾環流的正上方，並在條痕左右兩側出現。而另外發現流場中的雷諾應力分布與朗繆爾環流較有關聯，而與擬序渦漩結構較無相關，不同於前人的研究結果。

關鍵字：朗繆爾環流、擬序渦漩結構、條件平均法、紊流可視化、雷諾應力

Abstract



In this thesis, flow field from a numerical turbulent shear flow bounded by a fully nonlinear wavy surface is analyzed to understand the characteristics of underlying turbulent structures. The methods of vortex indicators based on the strength of vortical swirling are employed to identify the coherent vortical structures in the flow field. With the use of conditional averaging method and statistical analysis, the characteristics of these turbulent structures are revealed. It is found that the quasi-streamwise vortices are the dominant type in the identified coherent vortices, and distribute mainly at the back of gravity wave and along both sides of surface streamwise cold-fast streaks. Through the result of streamwise vorticity budget in vorticity transport equation, it offers an explanation of the preference of the distributed regions of quasi-streamwise vortices: the vertical vorticities induced by fast streaks are tilted by vertical gradient of streamwise velocity to form streamwise vorticities. The streamwise streaks are attributed to the motion of Langmuir circulations. To examine the relation in spatial distribution between Langmuir circulations and coherent vortices, a modified conditional average method is then again employed to reveal both of these vortical structures in a 2-D cross section along spanwise direction. The result shows that coherent vortices arises right above the Langmuir circulation pair, and appears on the both sides of the streak. Furthermore, it is found that the distribution of Reynolds stress is highly correlated to Langmuir circulations, instead of coherent vortices, different from the results of previous studies .

Keyword: Coherent vortical structures, Langmuir circulation, condition average, wind driven gravity wave model, Reynolds stress

目錄



口試委員會審定書	i
致謝	ii
摘要	iii
Abstract	iv
目錄	v
圖目錄	vi
表目錄	x
第一章 前言	- 1 -
1.1 研究背景	- 1 -
1.2 數值模擬介紹	- 6 -
1.3 論文架構	- 9 -
第二章 分析方法	- 10 -
2.1 紊流可視化-旋轉強度	- 10 -
2.2 條件平均	- 13 -
2.3 結構辨識法	- 14 -
2.3.1 結構辨識法-準流向結構(Quasi-streamwise vortex)	- 14 -
2.3.2 結構辨識法-馬蹄渦結構(Horsehoe vortex)	- 15 -
第三章 擬序渦漩結構(Coherent vortical structures)	- 18 -
3.1 初步觀察之結果	- 18 -
3.2 統計數據之分析	- 20 -
3.3 空間分布	- 22 -
3.4 準流向結構之分類	- 28 -
3.5 基於結構辨識的條件平均	- 31 -
第四章 朗繆爾環流(Langmuir circulation)	- 36 -
4.1 初步觀察之結果	- 36 -
4.2 基於條痕骨幹的條件平均	- 39 -
第五章 不同尺度的渦漩結構的相對位置	- 43 -
第六章 雷諾應力(Reynolds stress)	- 48 -
6.1 雷諾應力與渦漩結構	- 48 -
6.2 與擬序渦漩結構之關係	- 51 -
6.3 與朗繆爾環流之關係	- 53 -
七、結論	- 56 -
文獻參考	- 59 -
附錄一、表面張力對擬序渦漩結構之影響	- 61 -

圖目錄



圖 1.1：水槽實驗的紅外線影像，黃色箭頭為流向。[原圖來源：Guan-hung Lu et al. (2019)]	- 4 -
圖 1.2：渦漩結構與流場中的高速流體的等值面，分別套上黃色與藍色。[原圖來源：Enstad et al. (2006)].....	- 4 -
圖 1.3：擬序渦漩結構與條痕的自持機制。[原圖來源：郭時棣(2020)]。	- 5 -
圖 1.4：朗繆爾環流水下渦漩結構示意圖。[原圖來源：翁立南(2020)]。	- 5 -
圖 1.4：數值模擬示意圖。	- 8 -
圖 2.1：局部流場中流線的分佈形式。 v_r 、 v_{cr} 、 v_{ci} 為流速梯度的特徵向量。[原圖來源：Zhou et al (1999)]。	- 12 -
圖 2.2：三種出現在流場中的擬序渦漩結構的型態，將馬蹄渦結構中具有沿流向渦度(ω_x)過零點的位置稱為頭部，另一端則為尾部。	- 16 -
圖 2.3：圖(a)黑色的交叉為準流向結構(QSV)的起始點，藍線則為 λ_{ci}^2 之等值線，紅點則為結構骨幹位置在下一個截面搜尋點，圖(b)中黑點則為準流向結構(QSV)骨幹之示意圖。	- 16 -
圖 2.4：圖(a)黑色的交叉為準流向結構(QSV)的起始點，藍線則為 λ_{ci}^2 之等值線，紅點則為結構骨幹位置搜尋點，圖(b)、(c)則根據其所搜尋的部分不同有不同的搜尋位置，圖(d)中黑點則為準流向結構(QSV)骨幹之示意圖。	- 17 -
圖 3.1：瞬時流場中不同 λ_{ci}^2 的等值面的結果，圖(a)： $\lambda_{ci}^2 = 0.01$ ，圖(b)： $\lambda_{ci}^2 = 0.06$ ，圖(c)： $\lambda_{ci}^2 = 0.1$ ，等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。	- 19 -
圖 3.2：圖(a)不同結構在流場中的數量與總和，圖(b)為不同結構在流場中佔有的比例，圖(c)為 RHV 與 FHV 各自在馬蹄渦結構中佔有的比例。上述結果都為 21 個時間步階的總和。	- 21 -
圖 3.3：上圖：底圖為溫度，並利用 λ_{ci}^2 的等值面表現擬序渦漩結構的位置，圖中	



之等值面 $\lambda_{ci}^2 = 0.06$ ，等值面套色中紅、藍色分別代表 $\omega_x > 0$ 與 $\omega_x < 0$ 。

下圖：為上圖在沿流向所對應的波相。 - 25 -

圖 3.4：底圖為速度的擾動值，並利用 λ_{ci}^2 的等值面表現擬序渦旋結構的位置，
圖中之等值面 $\lambda_{ci}^2 = 0.06$ ，等值面套色中紅、藍色分別代表 $\omega_x > 0$ 與 $\omega_x < 0$ 。
..... - 25 -

圖 3.5：圖(a)、(b)、(c)分別為 FHV、RHV、QSV 在波相上的分佈。上述結果都
為 21 個時間步階與空間上 4 個波長的總和。 - 26 -

圖 3.6：圖(a)、(b)、(c)分別為 Stretching、Turning、Tilting 在波相上的分佈。
..... - 27 -

圖 3.7：圖(a)、(b)、(c)、(d)分別為 QSV 四個不同的種類之波相分佈圖。上述結
果都為 21 個時間步階與空間上 4 個波長的總和。 - 30 -

圖 3.8：上圖為使用的幾何中心做為目標點的示意圖，而下圖則為本次研究所使用
之方法的示意圖。上、下兩圖的左與中兩小圖分別為所選定的結構，黃色交
叉為該方法所選取的目標點，右圖則為條件平均之結果。[原圖來源：Kuo(2020)]
..... - 32 -

圖 3.9：順時流場中第三類 QSV 分佈的情形。底圖為 u' ，紅色線條為結構骨幹。
..... - 32 -

圖 3.10：順時流場中第四類 QSV 分佈的情形。底圖為 u' ，藍線條為結構骨幹。
..... - 33 -

圖 3.11：第三類 QSV 做條件平均後的結果，等值面 $\lambda_{ci}^2 = 0.02$ 。圖(a)之底圖為
 u' ，等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。 - 34 -

圖 3.12：第四類 QSV 做條件平均後的結果，等值面 $\lambda_{ci}^2 = 0.02$ 。圖(a)之底圖為
 u' ，等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。 - 35 -

圖 4.1：為 u' 在水面的分布，具有許多高速條痕出現，且條痕結構有強有弱。
..... - 38 -



圖 4.2 風浪紊流場的沿流向平均之結果，圖(a)、(b)、(c)分別代表流速的擾動值 u' 、 v' 、 w' 。 - 38 -

圖 4.3：利用局部最小值從溫度在水面的分佈擷取出低溫的高速條痕的骨幹位置，黑色點為骨幹位置，背景圖為溫度。 - 41 -

圖 4.4：經由取點準則所獲得的目標點，紅點為目標點的位置，背景圖為溫度，虛線為根據取樣頻率所選取的截線。 - 41 -

圖 4.5：紅點為限制條痕長度需大於 $300 x^+$ 後所獲得的目標點，背景圖為溫度。 - 41 -

圖 4.6 為使用圖 4.5 做條件平均之結果，圖(a)、圖(b)、圖(c)，圖(d) 分別為 u' 、 v' 、 w' 、 ω_x 。 - 42 -

圖 5.1：條件平均目標點選取示意圖，以 $\omega_x > 0$ 為例，紅色實線橢圓形為 $\omega_x > 0$ 之準流向結構，藍色虛線橢圓形為 $\omega_x < 0$ 之準流向結構，橘色虛線為擷取範圍，黑點與黑色方框為目標點與條痕位置，圖(A)為章節 3-5 條件平均所選取的目标點與擷取範圍，圖(B)為章節五條件平均所選取的目标點與擷取範圍。 - 45 -

圖 5.2: 紅點為利用章節 3.5 中取點準則所獲得的 $\omega_x > 0$ 之準流向結構的目標點，黑點為本章節條件平均所使用的目標點。 - 45 -

圖 5.3: 藍點為利用章節 3.5 中取點準則所獲得的 $\omega_x < 0$ 之準流向結構的目標點，黑點為本章節條件平均所使用的目標點。 - 45 -

圖 5.4：此圖為使用圖 5.2 做條件平均之結果，圖(A)、圖(B)、圖(C)，圖(D) 的底圖分別為 u' 、 v' 、 w' 、 ω_x ，圖(A)、圖(B)、圖(C)中的等值面則為 λ_{ci}^2 。等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。 - 46 -

圖 5.5：為使用圖 5.3 做條件平均之結果，圖(A)、圖(B)、圖(C)，圖(D) 的底圖分別為 u' 、 v' 、 w' 、 ω_x ，圖(A)、圖(B)、圖(C)中的等值面則為 λ_{ci}^2 。等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。 - 46 -

圖 6.1 為雷諾應力與 Q2、Q4 事件在波相上的分佈，圖(a)、(b)、(c) 分別為雷諾應力、Q2、Q4 事件。	- 50 -
圖 6.2：圖(a)、(b)、(c) 的等值線為雷諾應力，同圖 6.1(a)，底圖則分別為準流向結構(QSV)、正向馬蹄渦結構(FHV) 與 反向馬蹄渦結構(RHV)。	- 52 -
圖 6.3：底圖為圖 6.1，對應雷諾應力與 Q2、Q4 的分布，將取點範圍分別限定在 1、2 的位置。	- 54 -
圖 6.4：底圖為水面低溫條痕的位置，將章節 4-2 所得到的條痕骨幹進行分類，黑點與黃點分別對應圖 6.3 中的 1、2 區。	- 55 -
圖 6.5：為圖 6.4 分別作條件平均之結果。圖(a)、(d)為 u' ，圖(b)、(e)為 v' ，圖(c)、(f)為 w' 。第一橫行為圖 6.3 中區域 1(圖 6.4 黑點)之結果，第二橫行為圖 6.3 區域 2(圖 6.4 黃點)之結果。	- 55 -
圖 7.1：流場中水面實際的波高，單位為端牆單位(wall unit)。	- 58 -
圖 7.2:為圖 7.1 扣除其相位平均(phase average),除去重力波以外的波高變化 η' 。	- 58 -
圖 7.3：為 w' 在水面的分布，具有類似棋盤格的分布出現。	- 58 -
圖 A.1： u' 在水面上的分布。	- 62 -
圖 A.2： λ_{ci}^2 在水面上的分布。	- 62 -
圖 A.3：圖(a)不同結構在流場中的數量與總和，圖(b)為不同結構在流場中佔有的比例，圖(c)為 RHV 與 FHV 各自在馬蹄渦結構中佔有的比例。上述結果都為 21 個時間步階的總和。	- 62 -
圖 A.4：圖(a)、(b)、(c)分別為 FHV、RHV、QSV 在波相上的分佈。上述結果都為 21 個時間步階與空間上 4 個波長的總和。	- 63 -
圖 A.5：圖(a)、(b)、(c)、(d)分別為 QSV 四個不同的種類之波相分佈圖。上述結果都為 21 個時間步階與空間上 4 個波長的總和。	- 64 -

表目錄



表 3.1：為利用不同條件對 QSV 進行分類，彎曲的位置為 ω_y 較強處。.....- 29 -

第一章 前言




1.1 研究背景

在自然界中當水體受到風與波浪影響時，我們常常可以看到許多與風向平行的條痕出現，這些條痕會影響水體與空氣兩者之間的氣體通量、熱通量等，進而對氣候變化造成影響，而這些條痕的產生與水下的渦漩結構息息相關，因此透過增加對水下渦漩結構的瞭解來分析條痕的生成，而這些水體所產生的渦漩結構大小各異，有些渦漩結構可以透過肉眼觀察，有些則由於空間尺度過於細小而無法透過觀察發現其存在。當一水體受到風與波浪的同時作用時，水下會產生兩種不同的渦漩結構，分別為大尺度的朗繆爾環流(Langmuir Circulation)與小尺度的擬序渦漩結構(Coherent Vortical Structures)，兩者都會由於其渦漩結構的特性產生條痕，因此為了瞭解流場中的條痕，在本研究中將主要探討流場中上述兩種不同的渦漩結構。

除實際觀測海洋中的條痕外，(Lu, Tsai, & Jähne, 2019)中利用水槽實驗模擬一表面有波浪且受風的水體，透過紅外線影像我們同樣可以發現大小各異的條痕出現在流場中，而這些條痕同樣都是由水下的渦漩結構所造成，分別由朗繆爾環流所產生的大條痕與擬序渦漩結構所產生的小條痕，如圖 1.1。同樣的利用數值方法模擬類似的流場同樣可以模擬出水下各種不同的渦漩結構，透過分析模擬的資料發現這些渦漩結構看似如同隨機出現般無序且複雜，但諸多研究結果顯示流場中的渦漩結構並非無序，而是存在一些相同或類似的特性。這顯示了除了透過實際觀測海洋外，透過水槽實驗亦或是數值模擬同樣可以模擬出水體中的渦漩結構，而在本次研究為分析數值模擬之結果。


在數值模擬方面，首先若為了將問題簡化，或模擬高風速且波浪皆為碎波的情況時，會利用數值方法模擬一風剪驅動之水體但表面為平坦無波浪存在的情況，



而此時產生水面條痕的水下渦漩結構僅有擬序渦漩結構(Coherent Vortical Structures)，擬序渦漩結構為切紊流(shear turbulence)，因此當水體受到風剪力所影響時，不需要波浪的參與，擬序渦漩結構就會因為水體的不安定性而出現在水面下。有許多研究利用類似的數值模擬發現擬序渦漩結構出現位置具有傾向性，並非隨機分佈在流場中。(Enstad, Nagaosa, & Alendal, 2006)中指出擬序渦漩結構與流場中下沉且具有高動量的流體具有相關性，如圖 1.2。(Liu, Kermani, Shen, & Yue, 2009)利用條件平均由流場中擷取出擬序渦漩結構，並將其分為三個不同的種類。(郭時棟, 2020)也提出了水面條痕與擬序渦漩結構之間具有相依性，並提出兩者間的自持機制，如圖 1.3，並利用特定條件之條件平均擷取結構。這些研究都表明流場中的擬序渦漩結構具有一些相同的特性並在流場中表現出特定行為，並非雜亂無章的。

而當數值模式在模式表面加入波浪時，水下渦漩結構並非僅有擬序渦漩結構(Coherent Vortical Structures)，同時還會產生朗繆爾環流(Langmuir Circulation)。朗繆爾環流為風浪交互作用下所形成的大尺度渦漩結構，在實際海洋中佔有重要的地位，由於其渦漩結構的型態有助於水體在垂直方向的交換，因此也有相關學者在探討朗繆爾環流與海洋混和層之間的關係。(Langmuir, 1938)中就對朗繆爾環流做深入的觀測與實驗，作者在海上觀測到水面上有許多與風向平行的條痕出現，且會隨著風向而改變，因此提出了朗繆爾環流水下渦漩結構的假設，如圖 1.4，在近水面處兩旋轉方向相反的漩渦會形成符合區因此而產生條痕，且在沿流方向上具有較大的空間尺度，並在湖中實驗證實此假設。數值模擬方面(Kukulka, Plueddemann, Trowbridge, & Sullivan, 2010)使用大渦模擬(Large eddy simulation, LES)模擬朗繆爾環流，並利用條件平均找出朗繆爾環流的水下渦漩結構，同樣也證實了圖 1.4 中的假設。

因此當我們所模擬的水體同時受到風與波浪的影響時，就可以同時模擬出擬序渦漩結構(Coherent Vortical Structures)與朗繆爾環流(Langmuir Circulation) 兩種不



同的渦漩結構。(H. Zhou, 2000)中就提出利用數值方法模擬一風剪驅動之水體且表面有波浪存在情況已模擬出水下渦漩結構的兩種類型，而透過不同的流場可視化方法可以分別將朗繆爾環流(Langmuir Circulation)與擬序渦漩結構(Coherent Vortical Structures)繪製出來。

在本研究中使用數值方法模擬一個由風剪力驅動的自由液面紊流邊界層，同時對兩種尺度不相同的渦漩結構進行觀測與分析，將有助於對二種渦漩結構的了解以及兩者間交互作用下對流場的影響，並找出二者與水面所產生之高速條痕之間具有的相關性。

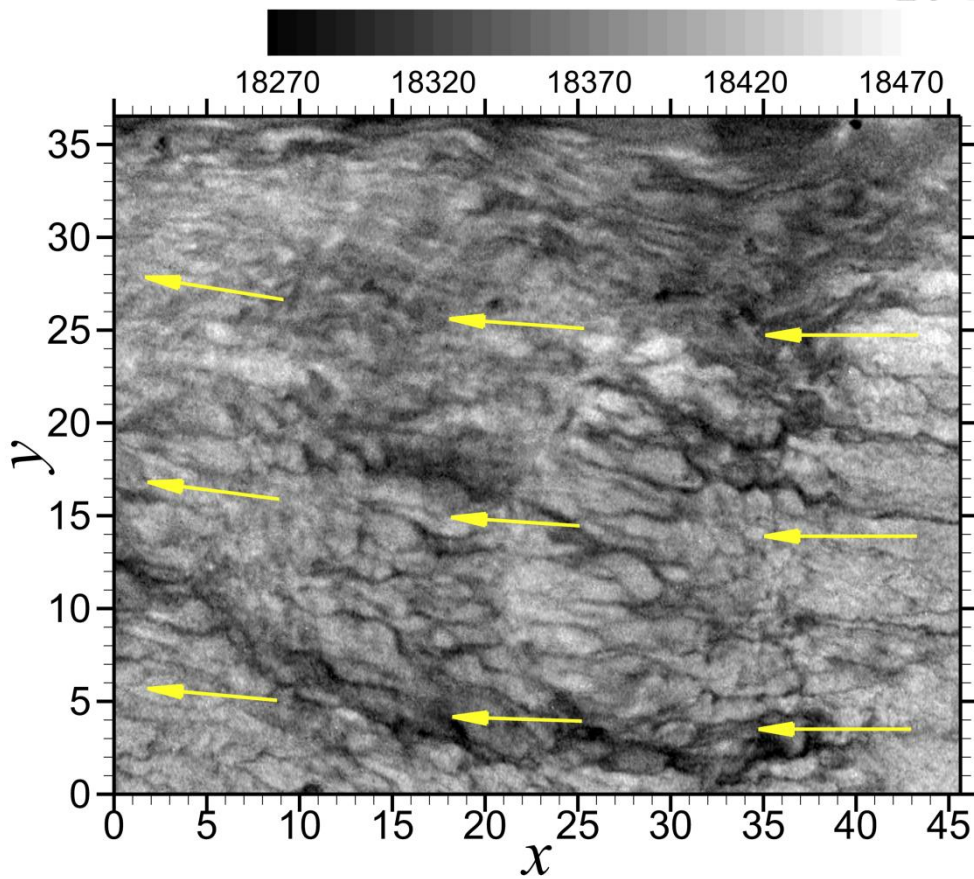


圖 1.1：水槽實驗的紅外線影像，黃色箭頭為流向。[原圖來源：Guan-hung Lu et al. (2019)]

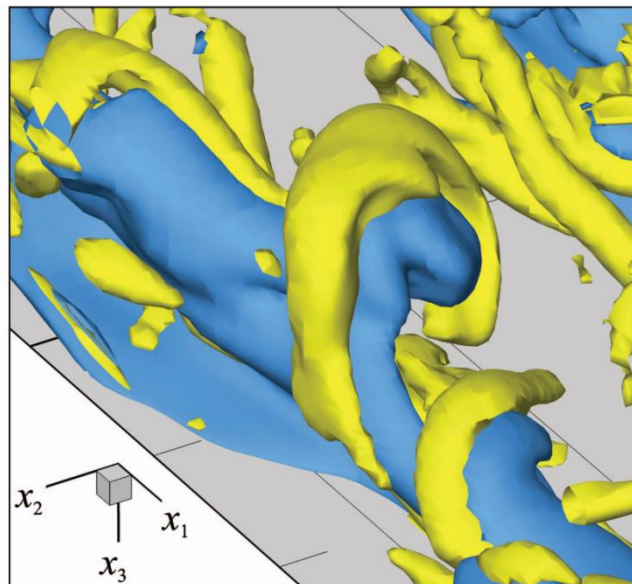


圖 1.2：渦旋結構與流場中的高速流體的等值面，分別套上黃色與藍色。[原圖來源：Enstad et al. (2006)]

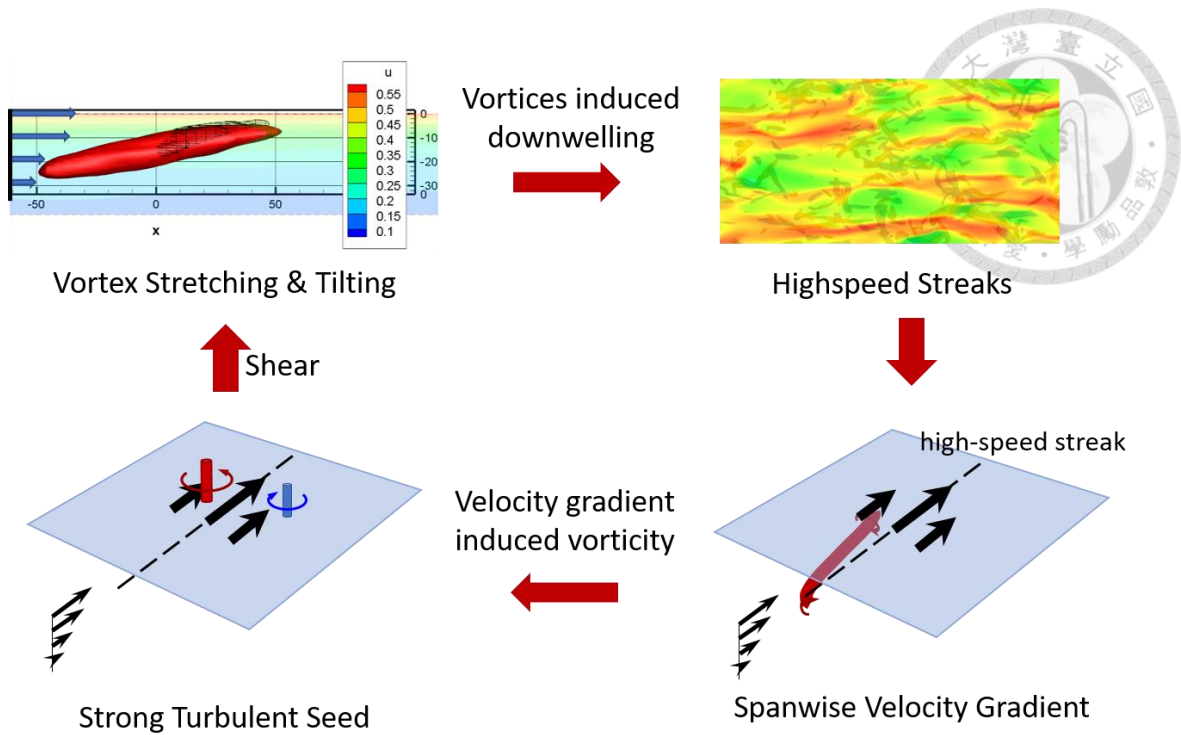


圖 1.3：擬序渦旋結構與條痕的自持機制。[原圖來源：郭時棣(2020)]。

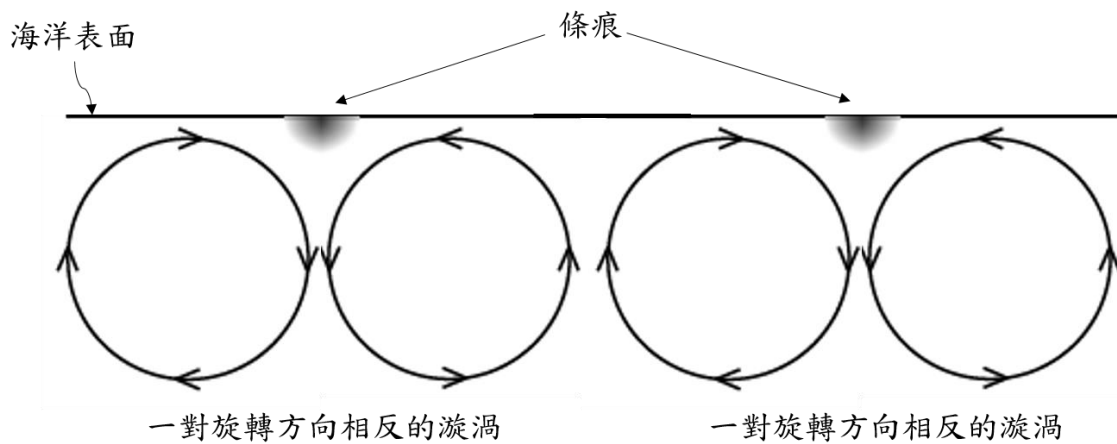


圖 1.4：朗繆爾環流水下渦旋結構示意圖。[原圖來源：翁立南(2020)]。



1.2 數值模擬介紹

我們十分好奇在風浪作用的下紊流場，在本研究分析的模式使用直接數值模擬(direct numerical simulation)以模擬出最小尺度的紊流，科莫長度尺度(Kolmogorov length scale)，與大渦模擬(Large eddy simulation)相比並不須再使用任何紊流模式作輔助。此處僅大略介紹，詳細的模擬方法請參考 (Tsai & Hung, 2007)、(Tsai, Chen, Lu, & Garbe, 2013)。

本次所分析的模式模擬一非線性自由液面運動的風驅動之三維流場，並在模式頂部施加一沿流向之剪應力模擬風對水表面所造成的摩擦速度(u_*)，模式底部則使用自由滑移邊界(free slip boundary condition)，水平方向則採用週期性的邊界條件，其中摩擦速度(u_*)定義為：

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad 1.1$$

其中 τ 是施加在模式表面的剪應力， ρ 為水的密度，本次所分析的數值模擬之結果所使用的摩擦速度為 $u_* = 0.707 \text{ cm/s}$ 。

由於本研究所使用的數值模式具有非線性自由液面，在模式表面加入重力波以模擬波的作用，因此模式表面並非為平面，在沿流向(streamwise)、展向(spanwise)與垂直方向分別對應坐標系 $\mathbf{x} = (x, y, z)$ ，為了方便計算所以對此座標系做座標轉換得到平坦無波的座標系 $\mathbf{x} = (\xi, \psi, \zeta)$ ，藉此將數據由原先不規則的物理領域轉換到規則的計算領域以方便計算，其中在本次分析的模式中，所加入的重力波之波長(λ)為 7.5 公分，波形陡度(ak)為 0.2，其中 a 為重力波之震幅， $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 為波數(wave number)。模擬範圍在沿流向(streamwise)、展向(spanwise)與垂直方向分別為 $4\lambda \times 2\lambda \times 0.8\lambda$ ，網格點的設置為 $512 \times 256 \times 129$ ，如圖 1.4，在水平方向上網格點為等間距設置，垂直方向則為不等間距，越接近水面網格點布置越密集，微分方面由於在水平方向上為週期性邊界條件因此在水平方向上的微分使用偽頻譜法(pseudo-spectral method)，垂直方向則使用有限差分法(finite-difference



method)。

在所有作圖與計算中皆使用端牆單位(wall unit)作為長度單位，其定義如下：

$$x^+ = \frac{x \cdot u_*}{\nu} \quad 1.2$$

而 u_* 為磨擦速度， ν 是動摩擦係數。

流場中的紊流結構會隨著模擬的時長而改變，因此除了對流場結構的統計外，我們著重在分析某一特定時間的瞬時流場。在本研究選擇分析的流場為 $t = 30 T_0$ 的流場，而 T_0 為時間無因次化的單位：

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega} \quad 1.3$$

其中 ω 為波頻(wave frequency)。

由於模式在表面模擬波浪的存在，因此我們在做速度的分離時並不能僅將流速分解為平均流場與擾動值(fluctuation)，需要額外提出屬於波浪所造成的流速，所以我們可以將瞬時流場的流速 $f(\xi, \psi, \zeta, t)$ 分解成 $f(\xi, \psi, \zeta, t) = \bar{f}(\xi, t) + \tilde{f}(\xi, \zeta, t) + f'(\xi, \psi, \zeta, t)$ ， f 為流速。 $\bar{f}(\zeta, t) = \langle f \rangle_{\xi\psi}(\zeta, t)$ 是 f 水平方向上， $\xi - \psi$ 截面的平均，代表平均流場的流速。 $\tilde{f}(\xi, \zeta, t) = \langle f \rangle_{\psi}(\xi, \zeta, t) - \bar{f}(\zeta, t)$ 是與波浪相關的流場，其中 $\langle f \rangle_{\psi}(\xi, \zeta, t)$ 是 f 在展向上的相位平均。 $f'(\xi, \psi, \zeta, t)$ 是流速的擾動值。在接下來的研究中，為了研究水下紊流結構的特性，因此主要關注 $f'(\xi, \psi, \zeta, t)$ 的變化。

在本次所使用的模式並未在表面加入表面張力，以避免因表面張力所產生的毛細波因紊流可視化方法而影響到對流場的觀察，且透過附錄一的結果了解表面張力對水下的擬序渦漩結構影響極小，因此在之後的分析皆使用無表面張力的模擬資料。

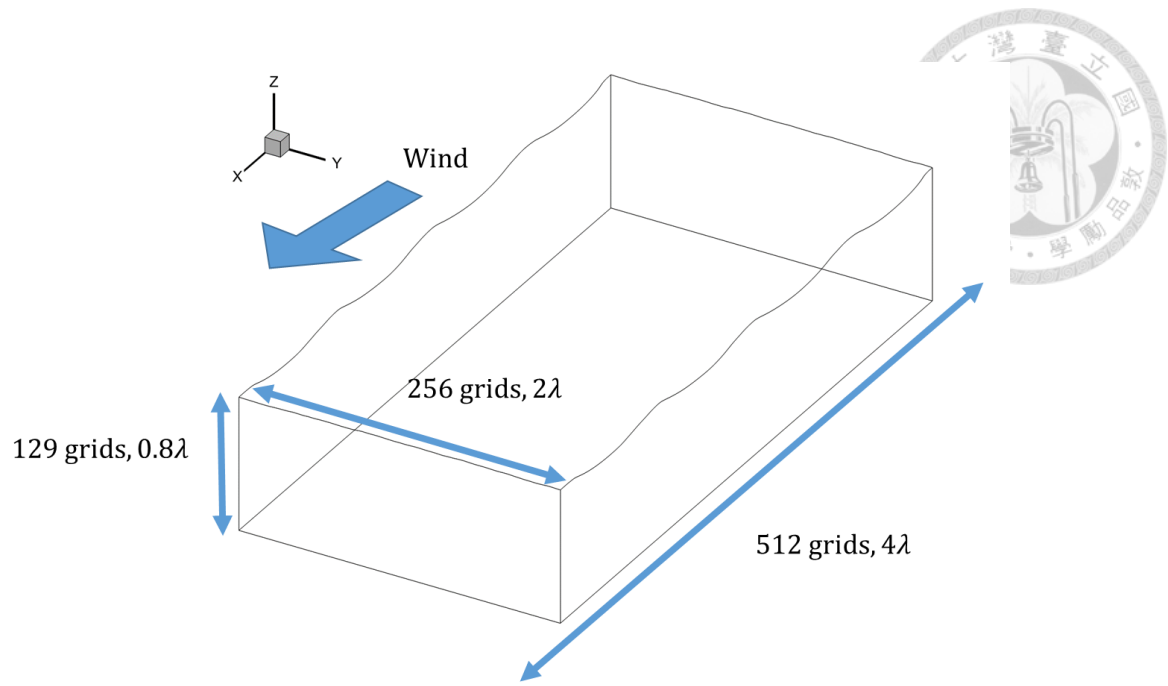


圖 1.5：數值模擬示意圖。



1.3 論文架構

透過 1-1、1-2 節的介紹，了解在本次所分析的模式資料中具有兩種主要的渦漩結構，分別為擬序渦漩結構(Coherent Vortical Structures)與朗繆爾環流(Langmuir Circulation)，兩者在空間尺度上不相同，影響的範圍也不全然相同。第二章為擷取流場渦漩結構所使用的方法。

第三章中主要透過不同方法了解流場中的擬序渦漩結構，在 3.1、3.2、3.3 節中透過直接觀察與統計的結果了解流場中擬序渦漩結構在空間分佈的傾向性。3.4 節是根據 Chen & Tsai (2020)所提出的結論對準流向結構(QSV)進行分類。3.5 節則是利用條件平均找出擬序渦漩結構特性。

第四章則是利用不同的方法去探討流場中的朗繆爾環流，在 4.1 節中利用朗繆爾環流的特性觀察朗繆爾環流，4.2 節則是利用條件平均找出朗繆爾環流。

第五章為透過特定條件的條件平均去獲得流場中兩種主要渦漩結構在空間上分佈的相對位置，以了解兩者之間的相關性。第六章則是透過流場中雷諾應力(Reynolds stress)的分布與不同的渦漩結構做比較了解雷諾應力在流場中受到的影響。

第七章則為結論。

第二章 分析方法



2.1 紊流可視化-旋轉強度

在風浪紊流場中的擬序渦旋結構(Coherent Vortical Structures)無法透過直接觀察流速的擾動值得知其位置，因此為了分辨出風浪紊流場中的擬序渦流結構，我們需要使用紊流的可視化方法去獲得擬序渦旋結構在風浪紊流場中的位置，以利我們去觀察。在(Robinson, 1991)所提到定義渦旋的方式：

“A vortex exists when instantaneous streamlines mapped onto a plane normal to the vortex core exhibit a roughly circular or spiral pattern when viewed from a reference frame moving with the center of the vortex core.”

當局部流場之流線在投影到平面後會以座標軸為中心成螺旋狀時，就可能為渦旋存在的位置。由(Chong, Perry, & Cantwell, 1990)所提出的 ” Δ ” 渦旋辨識法可以得知當流速的梯度具有一對複數共軛的特徵值時，其局部流場之流線會呈螺旋狀，以此來決定擬序渦流結構的位置。

(J. Zhou, Adrian, Balachandar, & Kendall, 1999)以 (Chong et al., 1990)所提出的 ” Δ ” 渦旋辨識法為基礎並提出一新的渦旋辨識法：旋轉強度(swirling strength) “ λ_{ci} ”。

當流速的梯度的特徵值具有共軛複數對的情況下可將流速梯度分解成：

$$\nabla \mathbf{u} = [\mathbf{v}_r \ \mathbf{v}_{cr} \ \mathbf{v}_{ci}] \begin{bmatrix} \lambda_r & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{cr} & \lambda_{ci} \\ 0 & -\lambda_{ci} & \lambda_{cr} \end{bmatrix} [\mathbf{v}_r \ \mathbf{v}_{cr} \ \mathbf{v}_{ci}]^{-1} \quad 2.1$$

其中 λ_r 、 $\lambda_{cr} \pm i\lambda_{ci}$ 為實數特徵值與一對共軛複數特徵值，對應的特徵向量為 \mathbf{v}_r 、 $\mathbf{v}_{cr} \pm i\mathbf{v}_{ci}$ 。

透過上式，若將流場之座標由原本基底向量為 $\{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}\}$ 的卡式座標轉換為其特徵向量 $\{\mathbf{v}_r \ \mathbf{v}_{cr} \ \mathbf{v}_{ci}\}$ 作為基底向量之坐標系 $\{\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3\}$ 時，可以發現其局部流場之流



線如下：

$$x_1(t) = c_r e^{\lambda_r t} \quad 2.2$$

$$x_2(t) = e^{\lambda_{cr} t} \left[c_c^{(1)} \cos(\lambda_{ci} t) + c_c^{(2)} \sin(\lambda_{ci} t) \right] \quad 2.3$$

$$x_3(t) = e^{\lambda_{cr} t} \left[c_c^{(2)} \cos(\lambda_{ci} t) - c_c^{(1)} \sin(\lambda_{ci} t) \right] \quad 2.4$$

其中 $c_c^{(1)}$ 、 $c_c^{(2)}$ 為常數。式 2.2 代表局部流場之流線沿著 \mathbf{v}_r 的方向作拉伸或壓縮，而式 2.3、2.4 則描述流場旋轉的情形，如圖 2.1，其中 λ_{ci} 則表示了該位置局部流場旋轉的強度，在原文中作者認定 $\lambda_{ci} > 0$ 即為渦漩結構，但在本研究中希望找尋強度較強的結構，因此須設定一 λ_{ci} 的閾值，並將 λ_{ci} 大於閾值的位置定義為渦漩結構可能的位置，並以此來決定擬序渦流結構的位置。

由於所辨識的擬序渦漩結構屬於小尺度的擬序渦漩結構，因此在求取 λ_{ci} 時，使用流速的擾動值(fluctuation)作為基礎，以觀察局部流場的變化。根據(Chakraborty, Balachandar, & Adrian, 2005)中方便與其他渦旋結構辨識法做比較，並更加凸顯其強弱的對比，因此在本研究中使用 λ_{ci}^2 作為擬序渦流結構的結構辨識的方式。在接下來的研究中，我們將流場中 λ_{ci}^2 大於閾值的位置定義為擬序渦流結構存在的區域，並以其等值面作為擬序渦流結構的表示方法，以代表擬序渦流結構的位置。

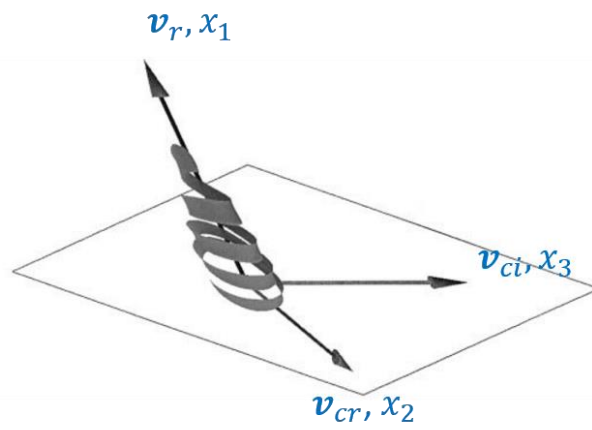


圖 2.1：局部流場中流線的分佈形式。 v_r 、 v_{cr} 、 v_{ci} 為流速梯度的特徵向量。[原圖來源：Zhou et al (1999)]。



2.2 條件平均

透過觀察，發現風浪紊流場的水下結構十分複雜且混亂，因此無法從中直接了解流場下渦漩結構的特性，而從前人的研究中得知水下渦漩結構其實具有一些共同的特性，因此可以透過條件平均的方式去獲得，並同時藉由條件平均將個別結構所具有個別的特性消弭掉，使我們能更加準確地擷取流場中的渦流結構共同的特性。

條件平均可以大致分為兩個步驟，條件取樣(conditional sampling technique)與總體平均(Ensemble average)，首先透過條件取樣將符合特定渦漩事件的位置標記為感興趣的位置，為了能夠瞭解這些事件與其所造成的影響，我們將同時擷取目標位置與目標位置附近的流場，藉此可以得到許多以這些感興趣的位置為中心的流場，最後將這些流場相加總做總體平均後獲得特定種類渦流結構共同擁有的特性。條件平均之計算如下式：

$$\bar{\mathbf{a}} = \frac{1}{N} \sum D(x, y, z) \times \bar{\mathbf{a}}\left(x + \frac{L_x}{2} : x - \frac{L_x}{2}, y + \frac{L_y}{2} : y - \frac{L_y}{2}, z + \frac{L_z}{2} : z - \frac{L_z}{2}\right) \quad 2.5$$

式 2.5 中之 $D(x, y, z)$ 若為 1 則該位置為感興趣之區域，並納入條件平均中， N 為 $D(x, y) = 1$ 的數量， L_x 、 L_y 、 L_z 為感興趣區域在三維方向的大小， $\bar{\mathbf{a}}$ 為需要作條件平均之變量。

在本模式中具有大尺度的朗繆爾環流與小尺度的擬序渦漩結構，兩者所具有的特性也不相同，為了能夠分別將兩者擷取出來而在條件取樣時使用不同的取樣方法，而兩種結構所使用的條件將在章節 3-5 與 4-2 中提出。



2.3 結構辨識法

在計算出瞬時流場中的旋轉強度(λ_{ci}^2)後，我們會發現所繪製出的擬序渦漩結構十分混亂，因此需要對其做分類與辨識。在本研究中透過兩個步驟將擬序渦漩結構分為三種主要的型態，首先繪製出 λ_{ci}^2 高於所訂定門檻值的等值面，並以此作為擬序渦漩結構所在之位置，接著可以根據這些擬序渦漩結構在空間上的幾何形狀與旋轉方向將這些擬序渦漩結構區分為以下三種主要的型態，分別為準流向結構(QSV)、正向馬蹄渦結構(FHV)與反向馬蹄渦結構(RHV)，如圖 2.2。其中準流向結構為一沿流向發展的結構，可以再根據自身旋轉的方向再區分為 $\omega_x > 0$ 的準流向結構與 $\omega_x < 0$ 的準流向結構，而正向馬蹄渦結構與反向馬蹄渦結構在幾何形狀上相同，但頭尾位置不同，都具有一對旋轉方向相反但幾何形狀類似準流向結構的尾部，與將兩尾部相連的頭部。

由於這三種型態的幾何形狀不同，所採用的結構辨識法也不相同，大致上可分為兩種，分別為準流向結構辨識法與馬蹄渦結構辨識法。

我們在上述所定義的擬序渦漩結構為 λ_{ci}^2 的等值面，在利用這些擬序渦漩結構在空間上的幾何形狀與旋轉方向將其分類後，以 λ_{ci}^2 在結構中特定位置之局部最大值來決定擬序渦漩結構之骨架位置，這樣可以使我們在定位擬序渦漩結構時可以獲得更加準確的位置，以利在作條件平均時能獲得較佳的目標點，並藉此將被辨識與分類的擬序渦漩結構由流場中區分出來，而骨幹擷取方法，我們採用(Chen, Tsai, Druzhinin, & Troitskaya, 2020)之方法於章節 2-3-1 與 2-3-2 中提出。

2.3.1 結構辨識法-準流向結構(Quasi-streamwise vortex)

圖 2.3 為定義準流向結構(QSV)骨幹的方法，透過搜尋準流向結構在最上游的 $\psi - \zeta$ 截面上紊流可視化方法(λ_{ci}^2)最大值的位置作為準流向結構骨幹的起始點 (ξ_i, ψ_j, ζ_k) ，圖 2.3 (a)中黑色交叉的位置，骨幹接下來的位置則透過搜尋與起始點相鄰之 $\psi - \zeta$ 截面上的位置 $(\xi_{i+1}, \psi_j, \zeta_{all})$ ， $(\xi_{i+1}, \psi_{j+1}, \zeta_{all})$ ， $(\xi_{i+1}, \psi_{j-1}, \zeta_{all})$ 中

λ_{ci}^2 的最大值作為接下來骨幹的位置，圖 2.3 (a)中紅點的位置，其中 ζ_{all} 代表考慮所有深度。重複上述步驟直到結構的末端(圖 2.3.(b))。

利用上述方法找出準流向結構(QSV)後，若去統計其長度分布，可發現準流向結構所具有的長度分布廣泛，且隨長度增加數量下降，因此仿效(Jeong, Hussain, Schoppa, & Kim, 1997)中給定一長度限制已淘汰較為弱小的結構與發展不完全的結構，避免統計所得到的結果無法代表準流向結構。本篇使用 $100 x^+$ 作為結構長度的限制，而這個限制大約會淘汰流場中 90% 左右的準流向結構。

2.3.2 結構辨識法-馬蹄渦結構(Horseshoe vortex)

與辨識準流向結構骨幹類似，同樣使用紊流可視化方法(λ_{ci}^2)的局部最大值作為結構的骨幹位置，由於正向馬蹄渦結構與反向馬蹄渦結構在幾何形狀相同，僅頭部與尾部位置相反，故在此處僅描述反向馬蹄渦結構的骨幹截取方式，圖 2.4 為定義馬蹄渦結構骨幹的方法。

反向馬蹄渦結構在尾部的部分具有兩條類似準流向結構的部分，其 ω_x 在 $-\psi$ 方向之部分為 $\omega_x < 0$ ，反之另一側則為 $\omega_x > 0$ ，兩條尾部在反向馬蹄渦結構的上游內彎並相接形成具有正值且較強的展向渦度(ω_y)的頭部，同時馬蹄渦結構的頭部則會因為兩個旋轉方向不同的尾部在此交會而出現 ω_x 的零交點。因此為了找出馬蹄渦結構的起始點(圖 2.4 黑色交叉處)，我們需要找出滿足 $\omega_x(\xi_i, \psi_j, \zeta_k) > 0$ ， $\omega_x(\xi_i, \psi_{j-1}, \zeta_k) < 0$ 的位置，並同時滿足該位置之 λ_{ci}^2 為局部最大值。找出起始點 (ξ_i, ψ_j, ζ_k) 後，由於結構在尾部可因旋轉方向分為兩部分，因此接下來可分為兩步驟：首先尋找 $+\psi$ 方向之部分，搜尋起始點附近的位置 $(\xi_{i+1}, \psi_j, \zeta_{all})$ ， $(\xi_i, \psi_{j+1}, \zeta_{all})$ ， $(\xi_{i+1}, \psi_{j+1}, \zeta_{all})$ 中 λ_{ci}^2 的最大值作為結構骨幹的位置，其中 ζ_{all} 代表考慮所有深度，同樣重複上述方法直到結構末端，接著尋找 $-\psi$ 方向之部分，同 $+\psi$ 方向之部分，僅搜尋位置改變為 $(\xi_{i+1}, \psi_j, \zeta_{all})$ ， $(\xi_i, \psi_{j-1}, \zeta_{all})$ ， $(\xi_{i+1}, \psi_{j-1}, \zeta_{all})$ ，最後將被認定為結構骨幹之部分相連，即可獲得反向馬蹄渦結構之骨幹。

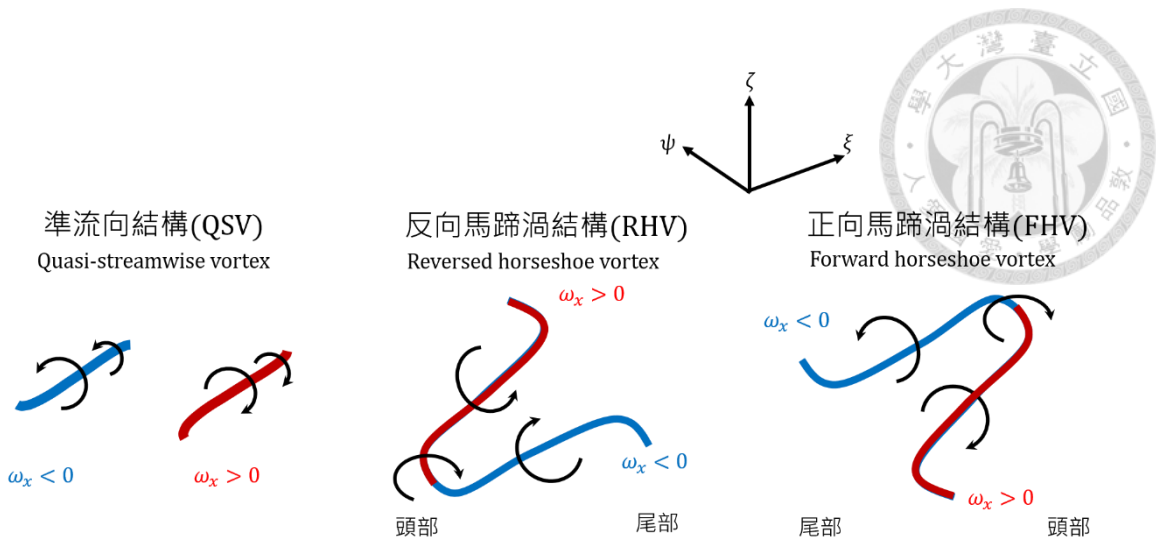


圖 2.2：三種出現在流場中的擬序渦漩結構的型態。其中將馬蹄渦結構中具有沿流向渦度(ω_x)過零點的位置稱為頭部，另一端則為尾部。

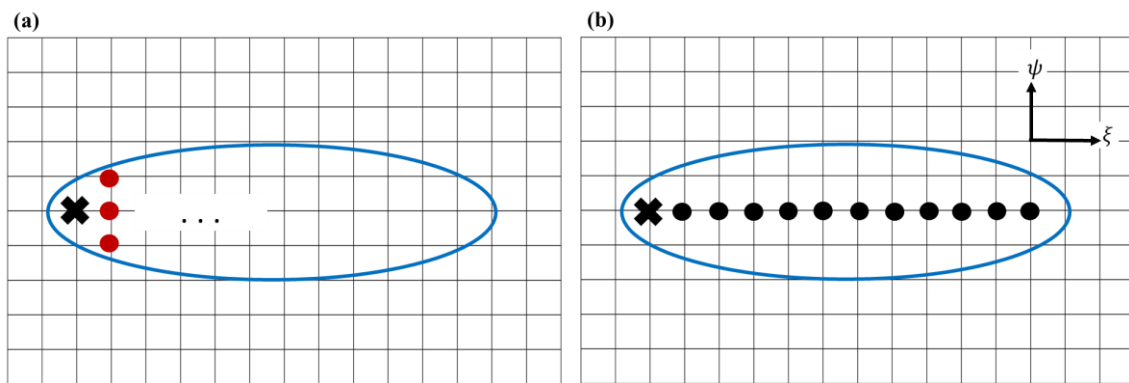


圖 2.3：圖(a)黑色的交叉為準流向結構(QSV)的起始點，藍線則為 λ_{ci}^2 之等值線，紅點則為結構骨幹位置在下一個截面搜尋點，圖(b)中黑點則為沿準向結構骨幹之示意圖。

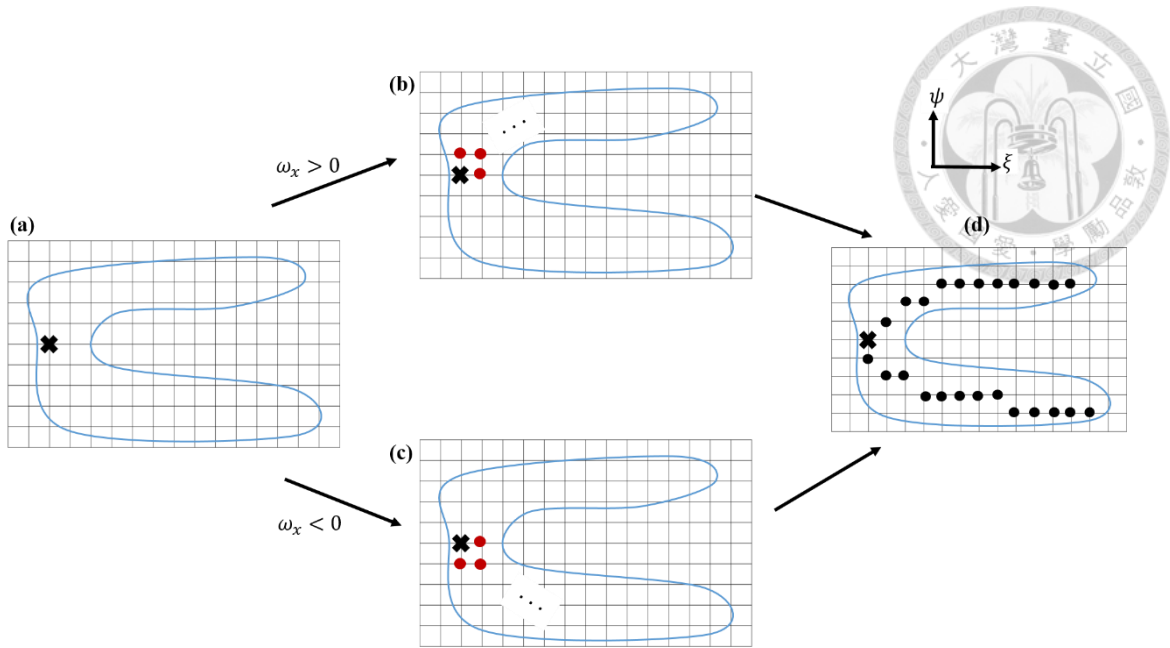
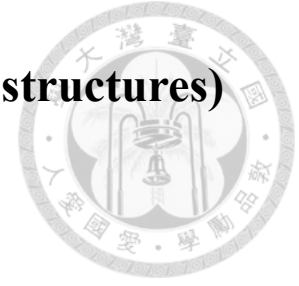


圖 2.4：圖(a)黑色的交叉為準流向結構(QSV)的起始點，藍線則為 λ_{ci}^2 之等值線，紅點則為結構骨幹位置搜尋點，圖(b)、(c)則根據其所搜尋的部分不同有不同的搜尋位置，圖(d)中黑點則為準流向結構骨幹之示意圖。

第三章 擬序渦漩結構(Coherent vortical structures)



3.1 初步觀察之結果

為了能夠在流場中更好的觀察擬序渦漩結構(Coherent vortical structures)，我們利用紊流可視化方法 λ_{ci}^2 的等值面繪製出擬序渦漩結構的位置，因此隨著給定紊流可視化方法(λ_{ci}^2)的閾值不同，擷取出來的擬序渦漩結構也不盡相同，進而影響到統計與分析的結果。

圖 3.1 分別繪製出 $\lambda_{ci}^2 = 0.01$ 、 0.06 、 0.1 的等值面，可以明顯的發現我們所繪製的擬序渦漩結構會隨著 λ_{ci}^2 閾值的改變而有不同的結果，當 $\lambda_{ci}^2 = 0.01$ 時，會因為同時繪製出強度較強與較弱的擬序渦漩結構，使的繪製出的等值面十分混亂，無法準確分離強度較強結構，原本獨立的結構也會因為閾值太小而造成各個結構被相接在一起，使統計結果無法表現出實際上流場的情況。若 λ_{ci}^2 的閾值選擇較為適當，如： $\lambda_{ci}^2 = 0.06$ 可以發現較強的結構被獨立出來，且不會有聚成一團的情形發生，透過這樣的分佈也可以大略看出結構的分布特性，如圖 3.1.(b)中擬序渦漩結構似乎會被重力波破壞其連續性，結構在波前都會有斷裂的情況發生，且結構似乎在波背出現的頻率也較高。但當 λ_{ci}^2 的閾值過大時，如 $\lambda_{ci}^2 = 0.1$ ，流場中只會留下最強的結構，或結構中最強的部分，造成結構大部分為零散且破碎的，雖然同樣可以由 λ_{ci}^2 的等值面看出一些結構分布的特性，但破碎的結構無法表現出結構真正的型態使得在結構種類的統計結果並不客觀，下面的章節會詳細解釋本研究在 λ_{ci}^2 閾值上的選擇，以確保在其後的分析在 λ_{ci}^2 改變時對分析結果不會有太大的影響。

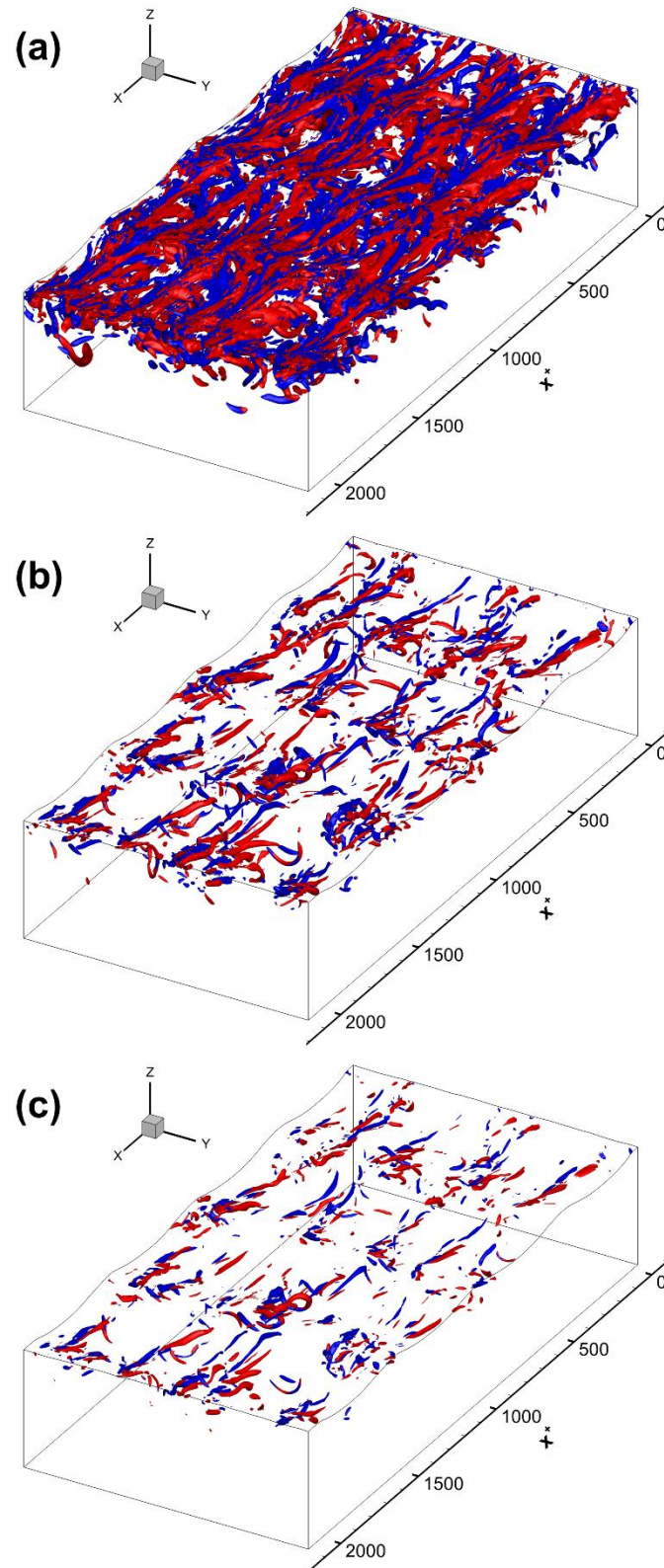


圖 3.1: 瞬時流場中不同 λ_{ci}^2 的等值面的結果, 圖(a): $\lambda_{ci}^2 = 0.01$, 圖(b): $\lambda_{ci}^2 = 0.06$, 圖(c): $\lambda_{ci}^2 = 0.1$, 等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$, 藍色為 $\omega_x < 0$ 。



3.2 統計數據之分析

章節 2-3 之結構辨識法是根據紊流可視化方法(λ_{ci}^2)的閾值為基礎，所以辨識出的結構數量與種類會因閾值不同而改變，因此我們首先需要決定紊流可視化方法(λ_{ci}^2)的閾值。首先統計流場中的擬序渦旋結構隨紊流可視化方法(λ_{ci}^2)的數量與佔比之變化，以瞬時流場中主要的擬序渦旋結構準流向結構(QSV)、反向馬蹄渦結構(RHV)、正向馬蹄渦結構(FHV) 為判斷依據，如圖 2.2。

圖 3.2 中顯示 λ_{ci}^2 對於擬序渦旋結構的種類與數量的影響。在風浪紊流場中三種主要結構的數量大致上隨著 λ_{ci}^2 的閾值上升而下降，而在 $\lambda_{ci}^2 = 0.01$ 到 0.02 時結構數量會隨 λ_{ci}^2 的閾值變大而上升應該是因為 $\lambda_{ci}^2 = 0.01$ 時 λ_{ci}^2 的太小，導致等值面皆相連在一起，因此無法準確區分出各個獨立的結構，當 $\lambda_{ci}^2 = 0.02$ 時閾值較為合適，故可以將各個獨立的結構區分出來，所以數量會上升。由圖 3.2.(a)、(b)中的藍線可觀察到準流向結構(QSV)在 $\lambda_{ci}^2 = 0.01$ 到 0.1 都主宰整個流場，且流場中大約有 90% 的擬序渦旋結構皆為準流向結構，並且隨著 λ_{ci}^2 閾值的上升，其在擬序渦旋結構中所佔的比例也會跟著上升，數量遠高於剩下的兩種馬蹄渦結構，這顯示了在受擬序渦旋結構所影響的流場當中，準流向結構(QSV)的影響力是最高的，因此本次研究會將焦點放在準流向結構上面。

而正向馬蹄渦結構(FHV)與反向馬蹄渦結構(RHV)會隨著 λ_{ci}^2 閾值的增加會出現結構數量的交叉點，正向馬蹄渦結構在 $\lambda_{ci}^2 < 0.03$ 時數量會低於反向馬蹄渦結構，當 $\lambda_{ci}^2 > 0.03$ ，其數量會高於反向馬蹄渦結構，但相比準流向結構兩者在流場中數量都非常稀少，因此推測此二種結構對流場的影響較為微弱。

隨著 λ_{ci}^2 閾值的變化，QSV、RHV、FHV 的數量與佔比都會產生變化，而其中 λ_{ci}^2 對於馬蹄渦結構(HV)的影響又更加明顯，在 $\lambda_{ci}^2 \approx 0.03$ 會發生 FHV 與 RHV 之佔比的交叉點，但在 $\lambda_{ci}^2 > 0.04$ 之後三種主要結構數量的排序與 QSV 的占比將趨於穩定，因此為了確定擬序渦旋結構在 λ_{ci}^2 閾值上升時不會因此對結構的種類占比造成影響，所以在接下來的研究我們都將選擇 $\lambda_{ci}^2 = 0.06$ 作為閾值。

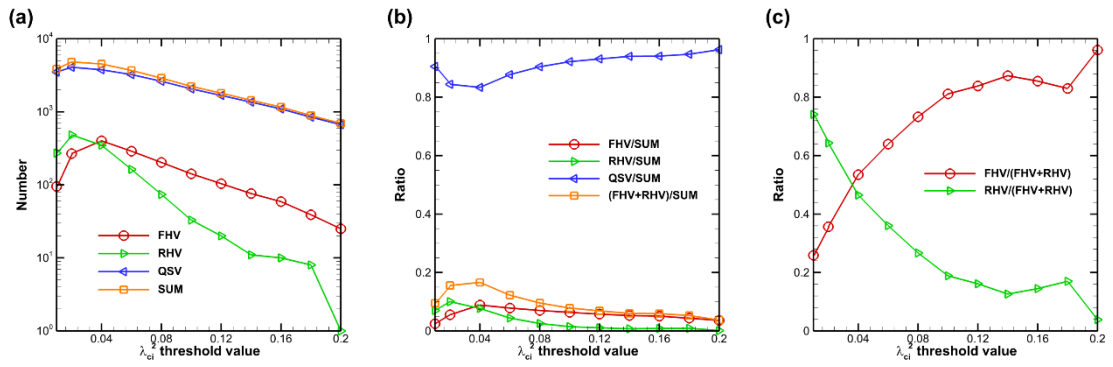


圖 3.2：圖(a)不同結構在流場中的數量與總和，圖(b)為不同結構在流場中佔有的比例，圖(c)為 RHV 與 FHV 各自在馬蹄渦結構中佔有的比例。上述結果都為 21 個時間步階的總和。



3.3 空間分布

通過決定紊流可視化方法(λ_{ci}^2)的閾值，我們可以繪製出瞬時流場中擬序渦旋結構在流場中的位置。透過圖 3.1.(b)，發現擬序渦旋結構似乎會受到重力波的影響，在波前較為破碎。接著觀察擬序渦旋結構與條痕間的關係，而在本模式中所形成的條痕為高速且低溫的條痕，因此我們將水表面的溫度套疊在圖 3.1.(b)觀察水表面形成的低溫條痕與擬序渦旋結構是否存在相關性，如圖 3.3，結果顯示水下的擬序渦旋結構都會依附於低溫條痕的附近，並根據其旋轉方向似乎有存續位置的傾向性，沿流向渦度為正($\omega_x > 0$)之結構與沿流向渦度為負($\omega_x < 0$)之結構會分別出現在低溫條痕兩側，且似乎大部分都是沿流向渦度為正($\omega_x > 0$)之結構出現在低溫條痕的 $+y$ 方向上，沿流向渦度為負($\omega_x < 0$)之結構則出現在低溫條痕的另一側；同樣地若我們將圖 3.3 中的溫度場改為沿流相速度之擾動值(u')的速度場並繪於圖 3.4，一樣可以發現擬序渦旋結構與高速條痕之間的相關性。

接著，為了驗證上述所觀察到的特性，我們需要做進一步的分析，首先波浪對於擬序渦旋結構有明顯的影響，為了揭示擬序渦旋結構受到波浪的影響後在空間上的變化，我們利用章節 2-3 的結構辨識法找出三種主要的擬序渦旋結構的骨幹，並利用骨幹位置的 λ_{ci}^2 對結構骨幹做加權以凸顯出強度較強的結構，再將加權後的結構骨幹依據其所在的波相作疊加，並繪製在圖 3.5。圖 3.5 之分布結果是根據模擬範圍內的四個重力波與不同模擬時間上的累加，以增加樣本數並確認擬序渦旋結構之分布並不會因時間而有所改變。在空間上的分布中，反向馬蹄渦結(RHV)並沒有明顯的分布傾向性，看似均勻分布在深度淺於 $200 z^+$ 的流場中，而正向馬蹄渦結構(FHV)與準流向結構(QSV)則有類似的分佈傾向，結構大多分佈在由波峰沿著波背到波谷的地方，並在越靠近水面的地方有逐漸變多的趨勢，大多分布在水下 $z^+ = -20$ 左右的深度，其中又以波背分布的結構最多，強度也最強，而在波前則幾乎沒有擬序渦旋結構的分布，與上述直接觀察流場的結果一致。

在流場中準流向結構(QSV)的數量遠超其餘二種馬蹄渦結構，因此我們對於準流

向結構(QSV)之分布較感興趣，由於準流向結構(QSV)都具有較強的準流向渦度(ω_x)，因此為了瞭解準流向結構(QSV)為何在波相上具有圖 3.5 之分佈傾向，根據 (Brooke & Hanratty, 1993) 所提出的渦度傳輸方程，以了解不同的渦度對於準流向結構(QSV)之生成是否有影響。首先我們可將沿流向渦度(ω_x)的渦度傳輸方程如下：

$$\frac{D\omega_x}{Dt} = \omega_x \frac{\partial u}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial u}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial u}{\partial z} + \nabla^2 \omega_x \quad 3.1$$

改寫為

$$\frac{D\omega_x}{Dt} = \omega_x \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} + \nabla^2 \omega_x \quad 3.2$$

其中 ω_x 為沿流向渦度， ω_y 為展向渦度， ω_z 為垂直方向上的渦度。為了能使結果更加接近在波相上的變化，我們將上式前二項中個別的后項改為在不規則物理區間的座標系上做微分以了解結構受到實際波形的影響：

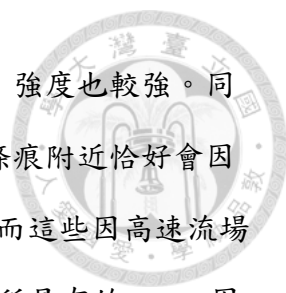
$$\frac{D\omega_x}{Dt} = \omega_x \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial \psi} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} + \nabla^2 \omega_x \quad 3.3$$

將上式等號右邊前三項做相位平均後，得到各項在波相上的分佈：

$$\frac{D\langle \text{sgn}(\omega_x) \rangle_y}{Dt} = \langle \text{sgn}(\omega_x) \omega_x \frac{\partial u}{\partial \xi} \rangle_y + \langle \text{sgn}(\omega_x) \omega_y \frac{\partial u}{\partial \psi} \rangle_y + \langle \text{sgn}(\omega_x) \omega_z \frac{\partial u}{\partial z} \rangle_y + \nabla^2 \omega_x \quad 3.4$$

其中等號右側三項分別代表對 ω_x 不同的作用，第一項為 ω_x 在沿流方向的伸展稱為 "Stretching"，第二項為 ω_y 因為流速梯度而轉向加強 ω_x 稱為 "Turning"，第三項則為 ω_z 同樣因流速梯度而傾倒進而加強 ω_x 稱為 "Tilting"，圖 3.6 為上面三者之在波相上的變化，而這三項皆與 $\text{sgn}(\omega_x)$ 作相乘，以確保三種對 ω_x 的影響無論是對 $\omega_x > 0$ 抑或是 $\omega_x < 0$ 都是加強的效應。

根據圖 3.6 的結果，三者中 Tilting 的強度明顯最強，顯示準流向結構所具有的沿流向渦度(ω_x)大多由垂直方向上的渦度(ω_z)轉變而來。Tilting 在波相上的分佈與準流向結構(QSV)類似，都是由波峰延伸到波背再到波谷，這解釋了準流向結構(QSV)在波相上的分布應該是受到 Tilting 的影響，而 stretching 同樣在波背有較強的正值，兩種效應都會使的擬序渦旋結構在波背較容易受到加強，使其能夠較



輕易地在波背的流場中存續，因此結構在波背的出現頻率較高，強度也較強。同時根據之前所觀察到的擬序渦漩結構會出現在條痕的附近，而條痕附近恰好會因其流速的變化所造成的高速流場而在條痕兩側出現極強的 ω_z ，而這些因高速流場所產生的 ω_z 在經由 Tilting 的作用下轉變為準流向結構(QSV)所具有的 ω_x ，因此解釋了擬序渦漩結構對條痕的依賴性。

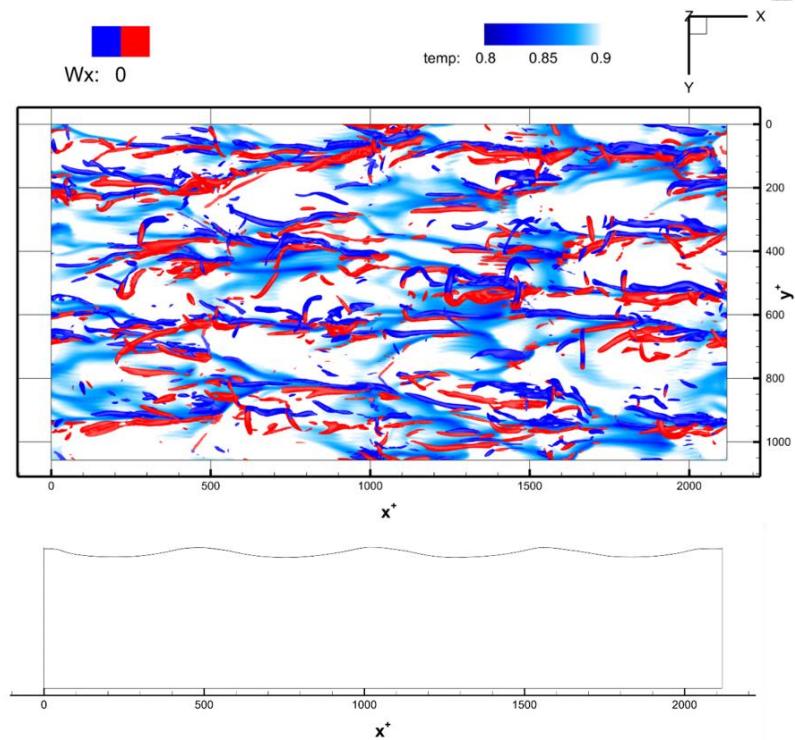


圖 3.3：上圖：底圖為溫度，並利用 λ_{ci}^2 的等值面表現擬序渦漩結構的位置，圖中之等值面 $\lambda_{ci}^2 = 0.06$ ，等值面套色中紅、藍色分別代表 $\omega_x > 0$ 與 $\omega_x < 0$ 。下圖：為上圖在沿流向所對應的波相。

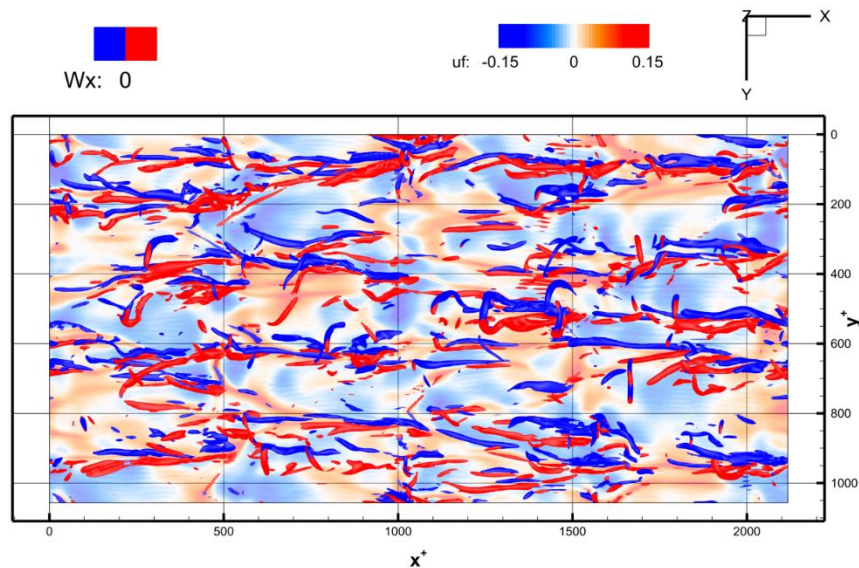


圖 3.4：底圖為速度的擾動值，並利用 λ_{ci}^2 的等值面表現擬序渦漩結構的位置，圖中之等值面 $\lambda_{ci}^2 = 0.06$ ，等值面套色中紅、藍色分別代表 $\omega_x > 0$ 與 $\omega_x < 0$ 。

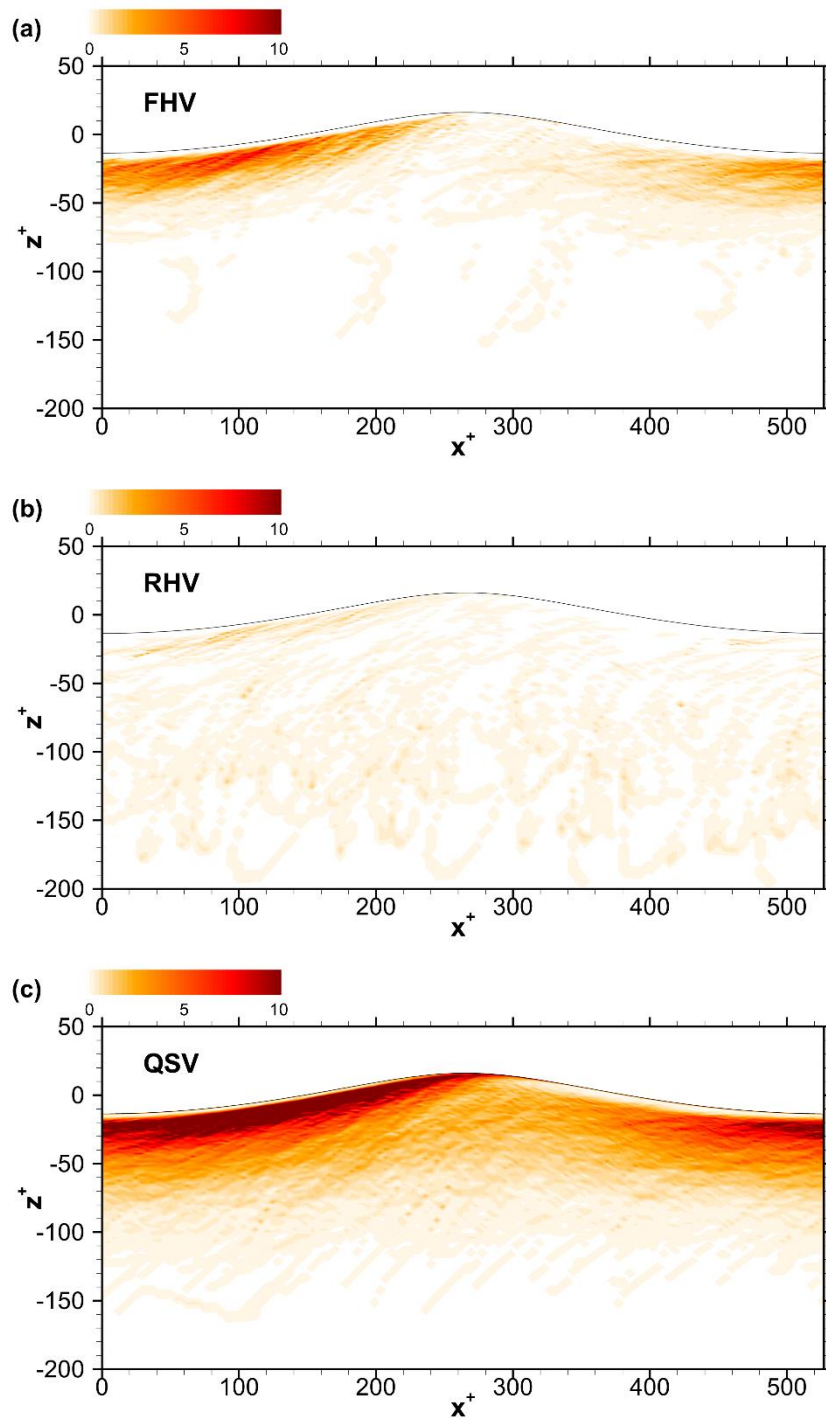
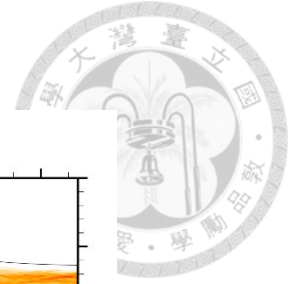


圖 3.5：圖(a)、(b)、(c)分別為 FHV、RHV、QSV 在波相上的分佈。上述結果都為 21 個時間步階與空間上 4 個波長的總和。

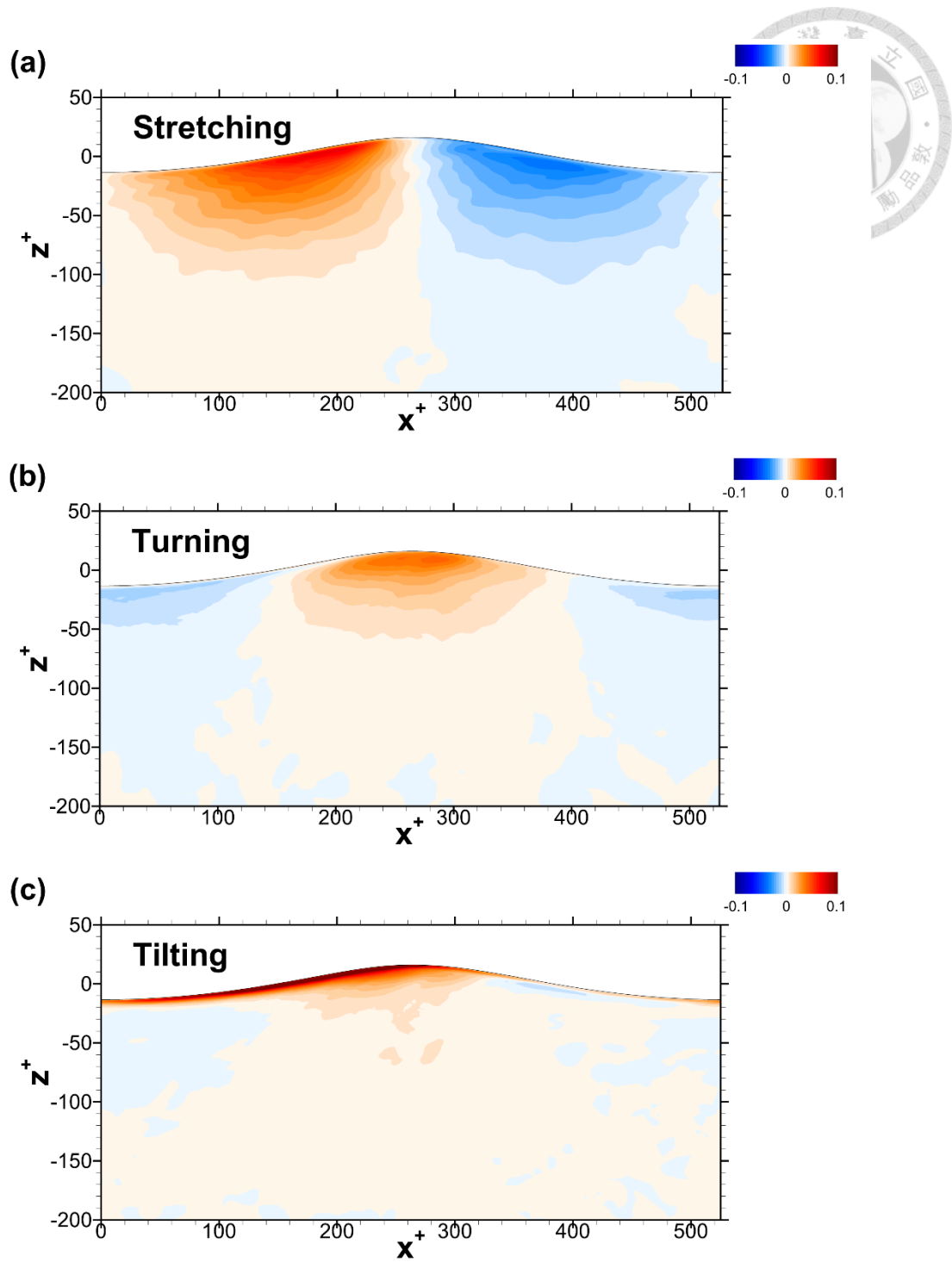


圖 3.6：圖(a)、(b)、(c)分別為 Stretching、Turning、Tilting 在波相上的分佈。



3.4 準流向結構之分類





透過章節 3-2 了解在瞬時流場中的擬序渦旋結構中，準流向結構(QSV)占了流場的大多數，而馬蹄渦結構則較少。根據(Chen et al., 2020)提出，反向馬蹄渦結構(RHV)與正向馬蹄渦結構(FHV)都會因為發育不完全或退化導致馬蹄渦結構由頭部斷開形成不完整的馬蹄渦結構，而這些由頭部斷裂的結構會因為馬蹄渦結構在尾部的幾何形狀與準流向結構(QSV)相似而被歸類為準流向結構中，因此可以將這些 QSV 根據其沿流向渦度(ω_x)與上下游處展向渦度的擾動值(ω_y')的大小可分別歸類在為表 3.1 中的四個種類。

其中種類一與種類二是由正向馬蹄渦結構(FHV)所退化而來，因此兩者在上游處的 ω_y 較強，FHV 尾部的兩部分則根據自身不同的 ω_x 分別對應種類一與種類二，相同的種類三與種類四則由反向馬蹄渦結構(RHV)退化而來，其二者下游處的 ω_y' 較強，並根據 ω_x 對應尾部的兩部分。

同圖 3.3 的繪圖方法將各種不同的 QSV 在波相上的變化繪於圖 3.7。四種 QSV 在波相上的分佈幾乎相同，都是分佈在波峰沿著波背最後到波谷的位置，同樣都是在波背存在最多且較強的結構，波前則幾乎沒有結構的出現。而在四種結構中第三種與第四種的 QSV 佔的大多數。

同樣根據(Chen et al., 2020)所提出藉由將準流向結構(QSV)依據其旋轉方向做分類，可以解釋準流向結構對於雷諾應力(Reynolds stress)的貢獻。

表 3.1：為利用不同條件對 QSV 進行分類，彎曲的位置為 ω_y 較強處。

ω_x 彎曲的位置	$\omega_x > 0$	$\omega_x < 0$
Forward	QSV-type2 	QSV-type1 
Reverse	QSV-type3 	QSV-type4 

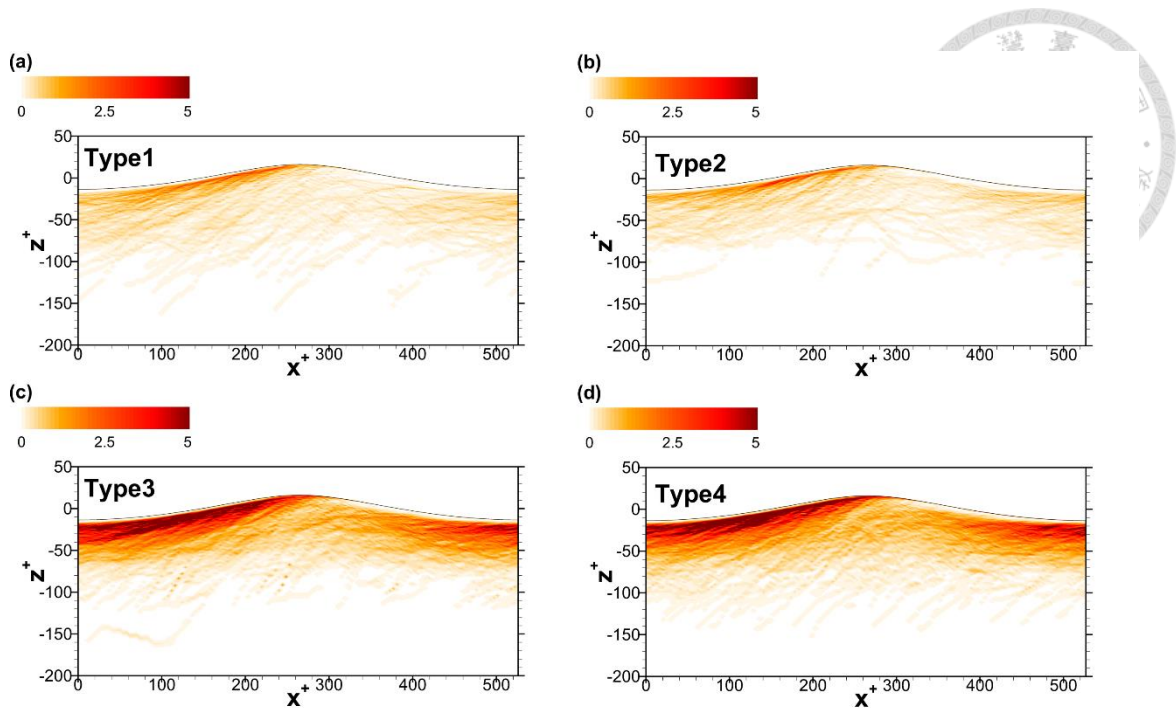


圖 3.7：圖(a)、(b)、(c)、(d)分別為 QSV 四個不同的種類之波相分佈圖。上述結果都為 21 個時間步階與空間上 4 個波長的總和。



3.5 基於結構辨識的條件平均

透過結構辨識法，我們可以獲得流場中擬序渦漩結構之骨幹與所在的位置，由章節 3-4 中得知種類三與種類四的準流向結構較多，因此接下來的分析就以種類三與種類四的準流向結構為主。我們分別將準流向結構(QSV)的第三種與第四種在水平方向上的分布位置繪於圖 3.9、3.10，此處利用速度流場標示高速條痕之位置，可以明顯發現第三類的準流向結構(QSV)似乎較容易出現在高速條痕的 $+y$ 方向上，而第四類的準流向結構(QSV)則較容易出現在高速條痕的另一側。

為了更加確定流場中的結構是否具有上述特性，因此希望透過條件平均擷取出流場中擬序渦漩結構的特性、形狀與分布傾向等，採用(郭時棣, 2020)所提出的方法，使用目標結構之骨幹與一特定深度的交點作為條件平均的目標點，而非目標結構之骨幹所包含區域的幾何中心，因此該方法所獲得的目標點只在 $x-y$ 方向作定位，可避免由於數值模式之網格點布置在垂直方向上為不等間距所造成的問題，同時此方法之條件平均的結果相較於使用目標結構骨幹的幾何中心作為目標點的結果較能表現出流場中擬序渦漩結構的型態，如圖 3.8。在本研究中，我們選用與結構相交的深度為 $z^+ = -16$ 的位置，因為此位置為準流向結構出現較多的深度。

圖 3.11、3.12 則分別為二者條件平均之結果。首先會發現大部分的結構會出現在水面附近，大約出現在 $z^+ = -20$ 左右，而第三種準流向結構(QSV)大多出現在條痕的 $+y$ 方向，相反的，第四種準流向結構(QSV)則出現在條痕的 $-y$ 方向，這可能也與條痕的特性有關，根據前面所提到的渦度傳輸方程，由垂直方向渦度 (ω_z) 去加強沿流向渦度 (ω_x) 的作用(Tilting)是最明顯的，而條痕附近所產生 ω_z 在 Tilting 的作用下較容易在條痕的 $+y$ 方向形成 $\omega_x > 0$ 的結構，相反的，則在條痕的 $-y$ 方向形成 $\omega_x < 0$ 的結構。而兩種準流向結構在垂直方向與水平方向都具有傾角，並非完全平行於風向。

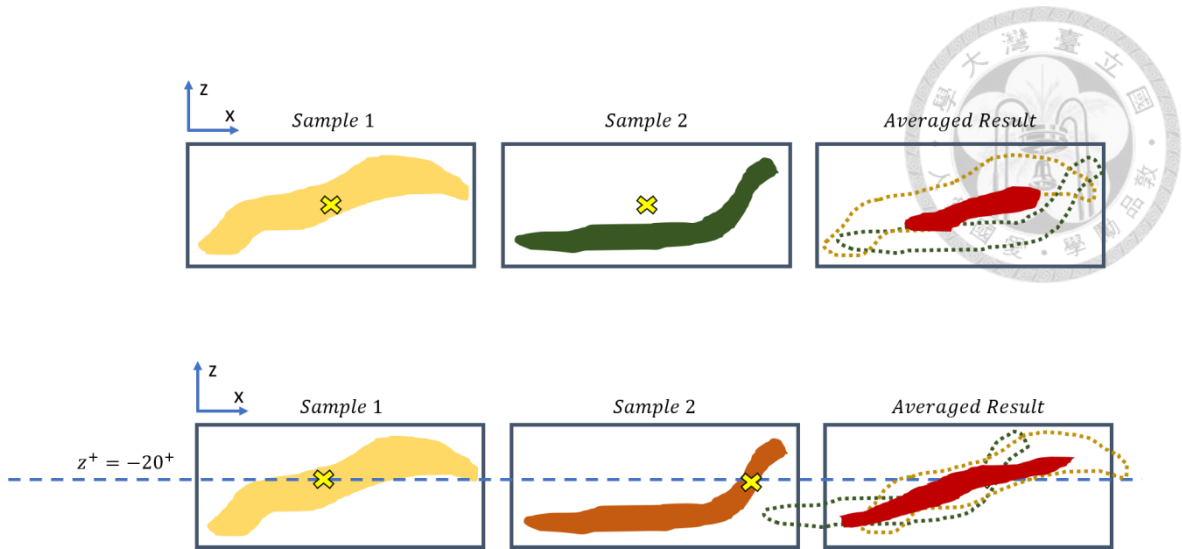


圖 3.8：上圖為使用的幾何中心做為目標點的示意圖，而下圖則為本次研究所使用之方法的示意圖。上、下兩圖的左與中兩小圖分別為所選定的結構，黃色交叉為該方法所選取的目標點，右圖則為條件平均之結果。[原圖來源：Kuo(2020)]

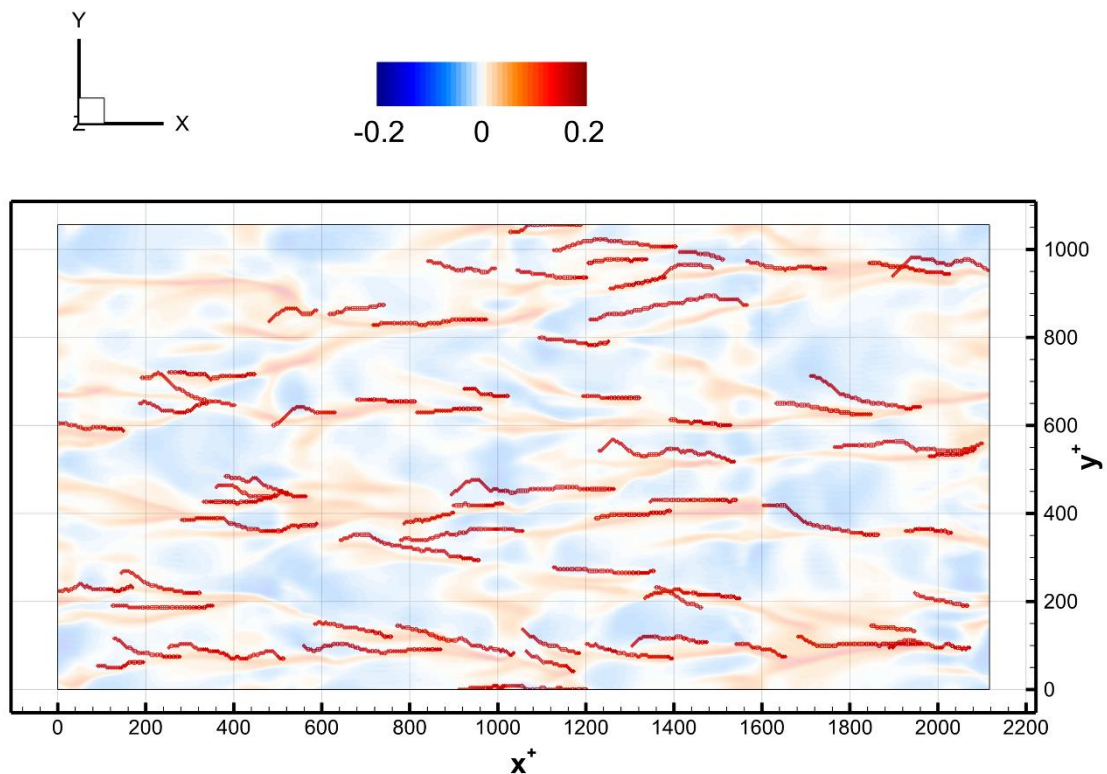


圖 3.9：順時流場中第三類 QSV 分佈的情形。底圖為 u' ，紅色線條為結構骨幹。

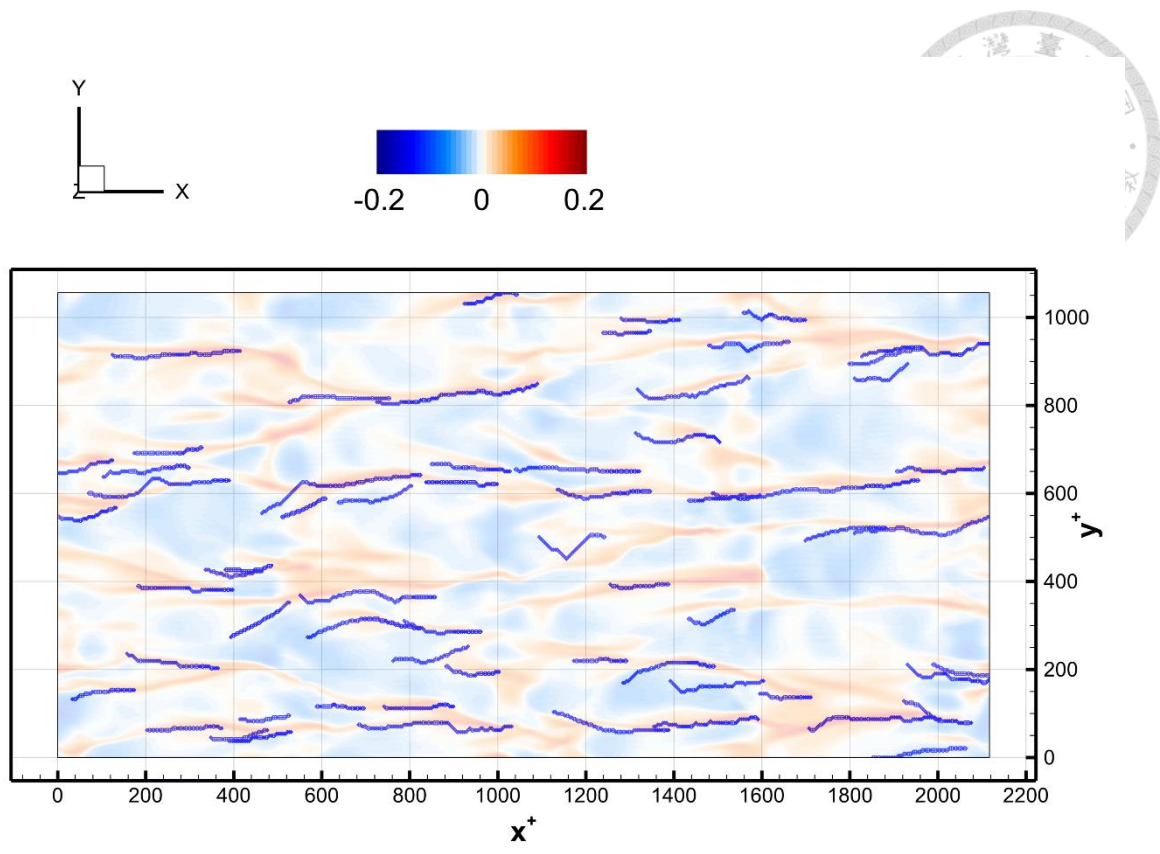


圖 3.10：順時流場中第四類 QSV 分佈的情形。底圖為 u' ，藍線條為結構骨幹。

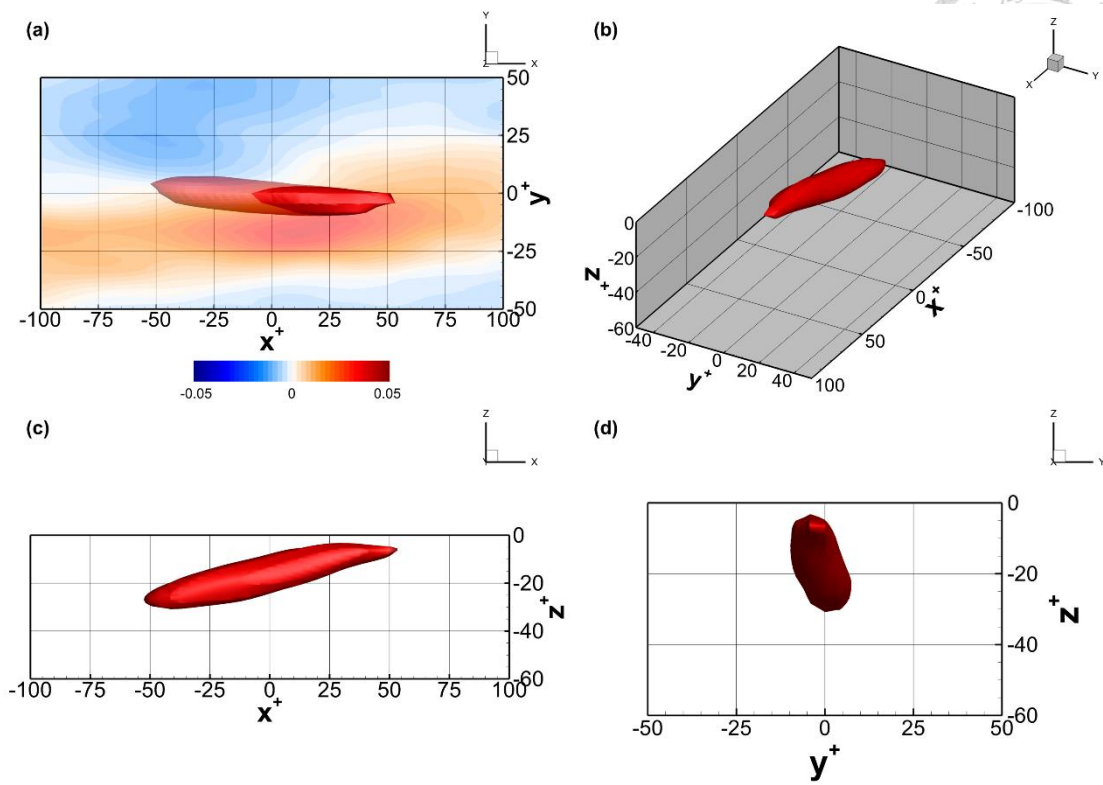


圖 3.11：第三類 QSV 做條件平均後的結果，等值面 $\lambda_{ci}^2 = 0.02$ 。圖(a)之底圖為 u' ，等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。

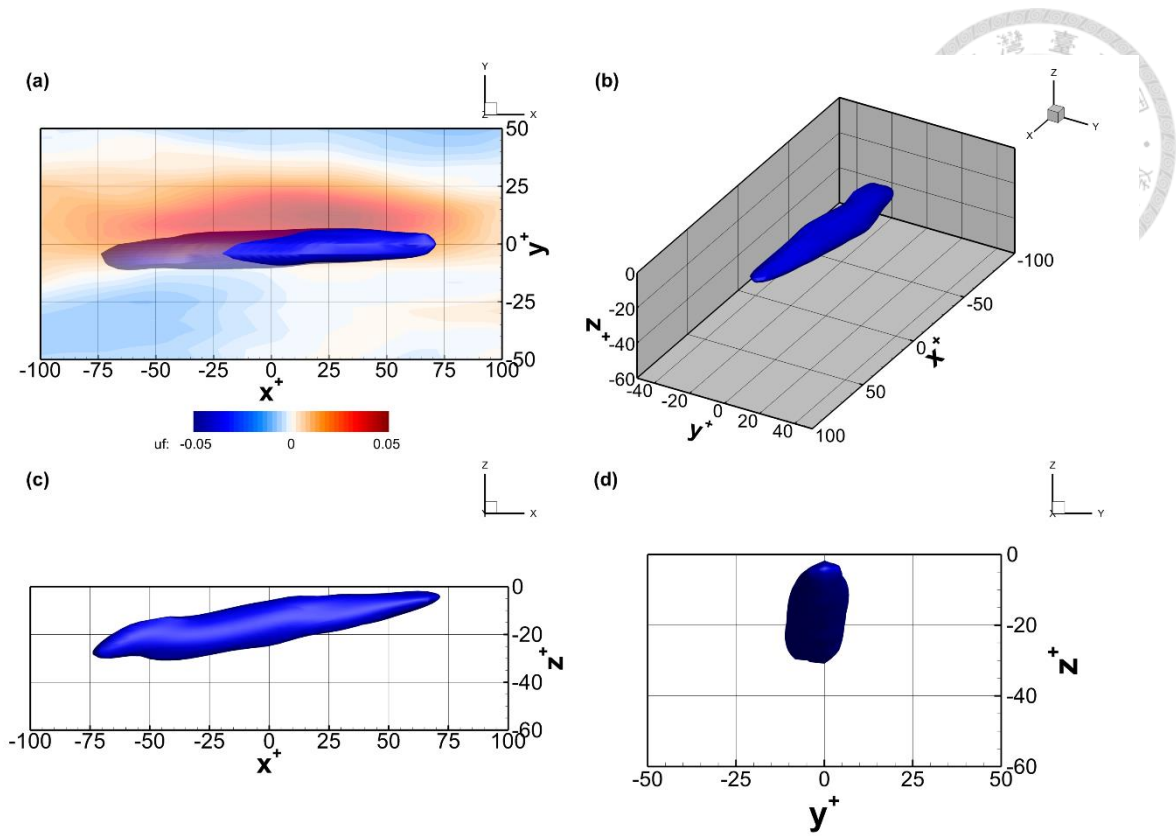


圖 3.12：第四類 QSV 做條件平均後的結果，等值面 $\lambda_{ci}^2 = 0.02$ 。圖(a)之底圖為 u' ，等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。

第四章 朗繆爾環流(Langmuir circulation)



4.1 初步觀察之結果

相較於上述所研究的擬序渦漩結構，朗繆爾環流具有較大的空間尺度，其渦漩結構造成流場的旋轉也較為微弱，因此無法利用紊流可視化方法(λ_{ci}^2)或沿流向渦度(ω_x)去標示其位置，僅能透過流速的擾動值(fluctuation)來表示。透過圖 4.1 觀察沿流向流速的擾動值(u')在水面上的分佈，可以發現有許多高速條痕出現，而透過前言可得知在實際海洋上的觀察朗繆爾環流會產生許多與風向平行的條痕，因此推斷在數值模式中水面所出現的這些高速條痕中強度較強的條痕都是由朗繆爾環流所造成的。

透過前人的研究了解到朗繆爾環流有非常大的影響範圍。在本次實驗所使用的流場中由於週期性邊界的緣故，故推估其在沿流向的長度應該會與模式的模擬範圍相同，因此可以利用沿流向平均(streamwise average)嘗試擷取朗繆爾環流的水下渦漩結構。

圖 4.2 為風浪紊流場做沿流向平均(streamwise average)之結果，透過流速擾動值得分布可以大略看出朗繆爾環流的存在，位於圖 4.2.(a)中 $y^+ = 100$ 處對應一處高速區，圖 4.2.(b)在同樣位置的水面則對應到一處幅合區，水下一定深度則對應幅散區，在圖 4.2.(c)同樣位置對應一處下沉區，且同時可以發現這些流速擾動值的特定分布所影響的深度可達 $z^+ = 200$ ，這與我們在章節三中所得到的擬序渦漩結構所出現的位置並不相同，因此推斷這些流速擾動值的特定分布並非擬序渦漩結構所造成，而是由朗繆爾環流所造成的。流速擾動值分布在 $y^+ = 360$ 、 620 、 940 中也對應到相同的情況發生，在高速條痕的位置出現下沉流，水面為幅合區，水下一定深度為幅散區，而在不同的朗繆爾環流之間，會因水面為幅散區，並因上升流將深度較深，流速較慢的水體帶往水面，而在高速條痕兩旁產生低速區，與

圖 1.3 中朗繆爾環流水下渦漩結構的實驗結果相同。

圖 4.2 之結果證實本次研究的流場中確實有朗繆爾環流的存在，且因其空間尺度確實較大，利用沿流向平均確實可以從瞬時流場中發現朗繆爾環流的存在同時也可以大略找出其水下渦漩結構之形式，但可能是受到重力波的影響導致朗繆爾環流被擾動，造成朗繆爾環流並非與風向完全平行，而會呈現蜿蜒扭曲的樣子，由圖 4.1 中的沿流向流速的擾動值(u')也可發現高速條痕也並非完全平行於風向同時各條痕間也並非獨立存在，而會因為重力波或其他原因出現分支或與其他條痕相連的情況，而上述這些情況會都導致在對流場作沿流向平均時出現問題，因此無法明確找出朗繆爾環流的特性。

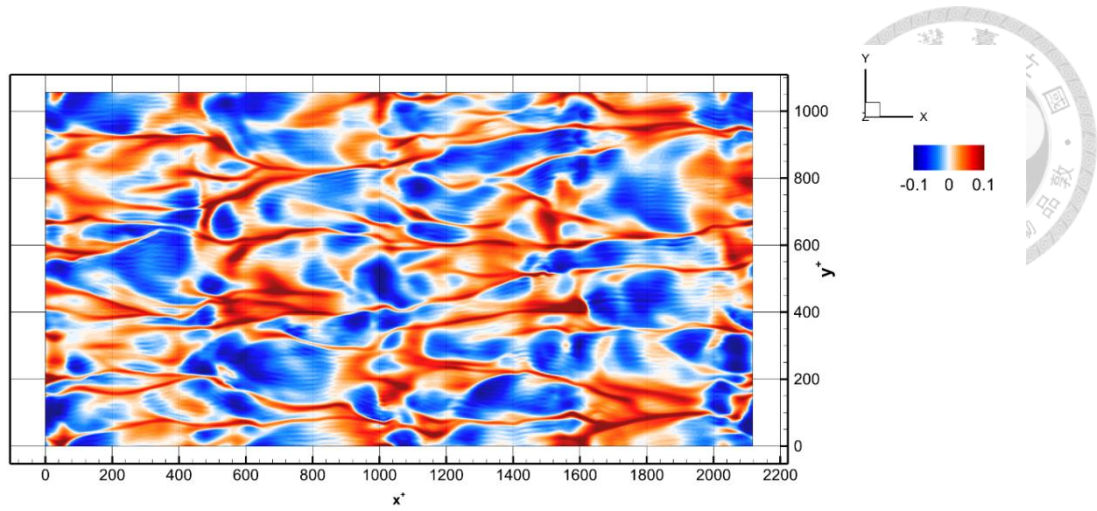


圖 4.1：為 u' 在水面的分布，具有許多高速條痕出現，且條痕結構有強有弱。

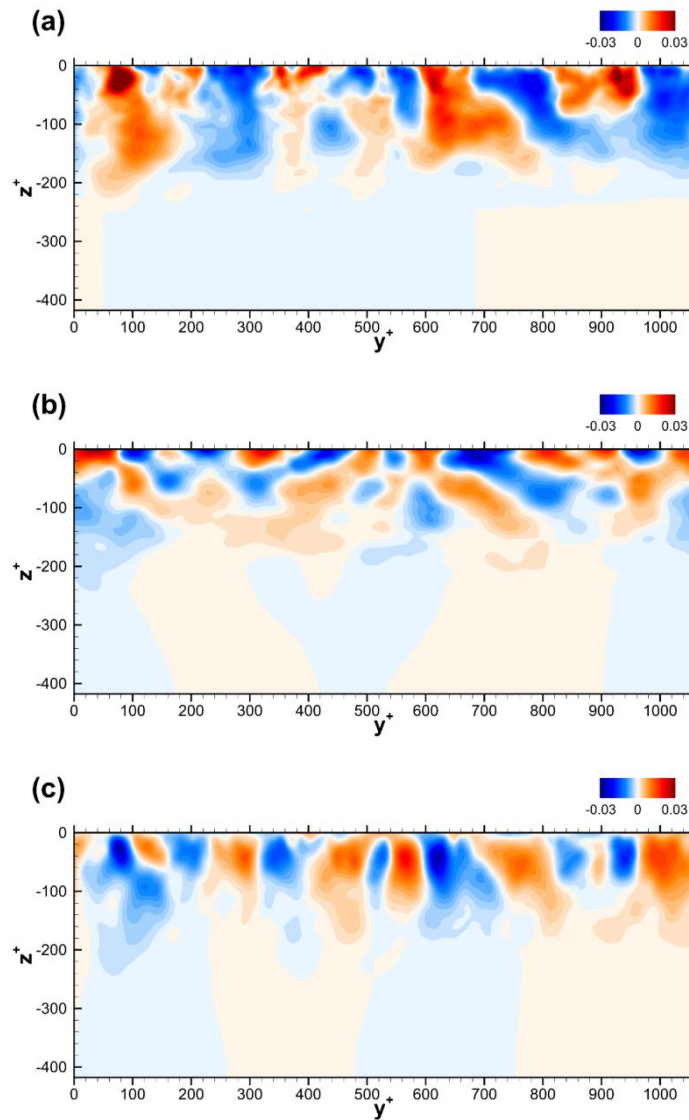


圖 4.2 風浪紊流場的沿流向平均之結果，圖(a)、(b)、(c)分別代表流速的擾動值 u' 、 v' 、 w' 。



4.2 基於條痕骨幹的條件平均

朗繆爾環流在水面會因為幅合區出現而產生沿流向之高速且低溫的條痕，透過章節 4-1 的結果可知沿流向平均可以擷取出朗繆爾環流大致的型態，但由於重力波的影響使的條痕出現蜿蜒的現象，因此為了能夠更加清楚了解朗繆爾環流在水下的結構，使用條痕做為條件平均的目標，使獲得結果不會受到條痕扭曲的影響，以此擷取出更加清楚的水下渦漩結構。

根據(Kukulka et al., 2010)、(陳世明, 2015) 中條件平均法的條件取樣，我們首先利用高斯濾波器(Gaussian filter)將溫度場中的雜訊濾除，以減少在擷取條痕時出現誤判，接著利用溫度在展向(spanwise)上的局部最小值做為條痕的骨幹位置，藉此將條痕的所在位置定義出來，而其中我們由溫度場的擾動值(h')中滿足式 4.1、4.2 的位置定義為條痕骨幹的位置：


$$h'(\xi_i, \psi_j) < h'(\xi_i, \psi_{j+1}) \quad 4.1$$

$$h'(\xi_i, \psi_j) < h'(\xi_i, \psi_{j-1}) \quad 4.2$$

其中 $h'(\xi_i, y_j)$ 代表該位置的溫度， (ξ_i, y_j) 為被定義為條痕骨幹所在的位置。如圖 4.3，而由於朗繆爾環流在沿流向有較大的尺度，因此接著設定一長度門檻值去找尋在沿流向長度較長的條痕，以擷取較可能為朗繆爾環流所造成的條痕，並同時汰除長度不足，可能為局部最小值所造成的誤判的條痕，此處使用 $300 x^+$ 作為條痕之長度限制。在本處使用溫度作為條痕骨幹的擷取基準，因為溫度所表現的條痕較為清晰。

接著為了避免過度取樣與重複取樣，所以並非將所有條痕骨幹皆加入條件平均中，為此我們根據(翁立南, 2020)的方法設定了條件平均取點的準則，首先決定取樣的頻率，並依據取樣頻率所產生的取樣位置畫出展向的虛線，而真正的取樣點為這些展向的虛線與條痕骨幹的交匯處，如圖 4.4 紅點的位置，本研究是採用 10 個網格點作為取樣頻率(虛線間格為 10 個網格點)。

圖 4.5 為條件平均之目標點，顯示所獲得的目標點皆與低溫條痕位置吻合，並選



取了流場中大多數的條痕，透過圖 4.6 之結果可以得到朗繆爾環流的水下結構，相較於沿流向平均(streamwise average)，所得到的水下渦漩結構更加清楚，可以明顯看出朗繆爾環流的渦漩結構，在條痕中心($y^+ = 0$)因為輻合區產生下沉流與沿流向的高速區，兩側則因為幅散區而形成上升流，而產生低速區，最後形成以高速條痕為中心兩個旋轉方向相反的渦旋。在影響的範圍方面，朗繆爾環流所影響的深度大約到 $z^+ = -150$ ，在展向上也是大約為 $200 y^+$ 左右，與擬序渦漩結構的影響範圍相差極大，故可以藉由此特性在分析與觀察時推斷該現象為朗繆爾環流所造成的亦或是擬序渦漩結構所造成的，同時圖 4.6 之結果也顯示在本流場中水面上所生成的條痕大多由朗繆爾環流所產生的。

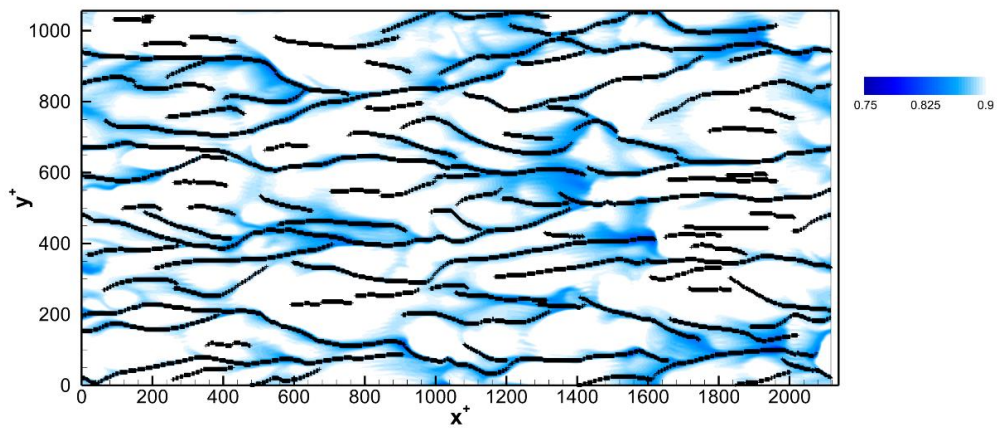


圖 4.3：利用局部最小值從溫度在水面的分佈擷取出低溫的高速條痕的骨幹位置，黑色點為骨幹位置，背景圖為溫度。

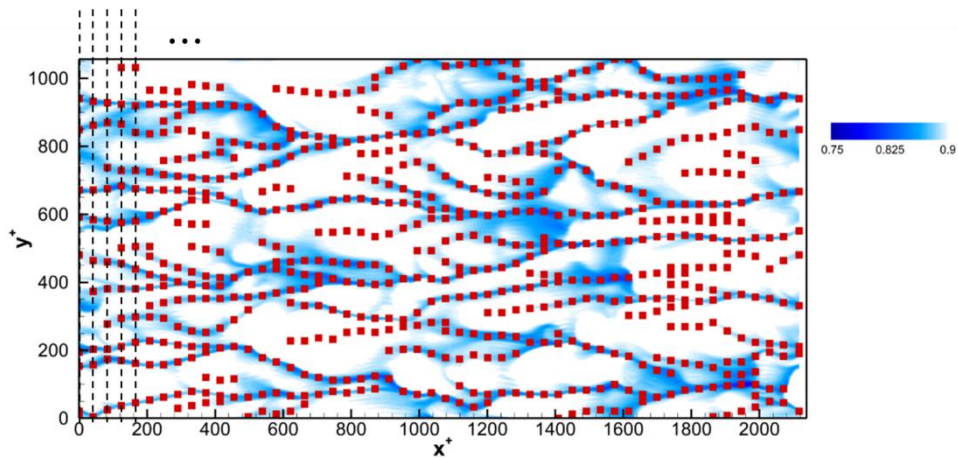


圖 4.4：經由取點準則所獲得的目標點，紅點為目標點的位置，背景圖為溫度，虛線為根據取樣頻率所選取的截線。

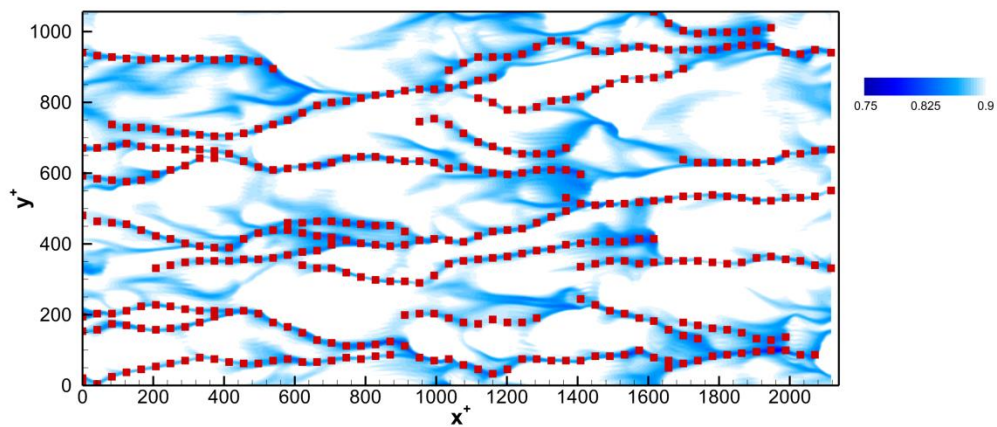


圖 4.5：紅點為限制條痕長度需大於 $300 x^+$ 後所獲得的目標點，背景圖為溫度。

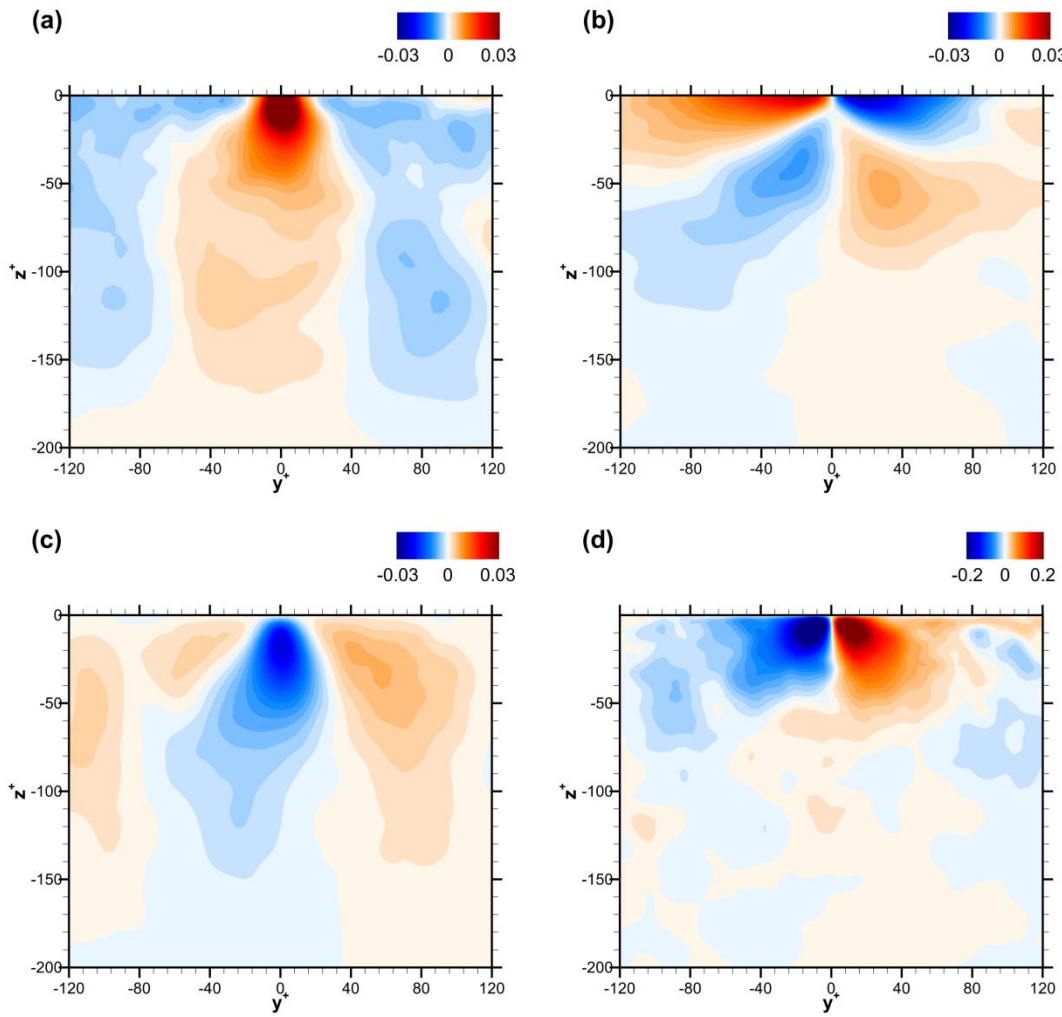
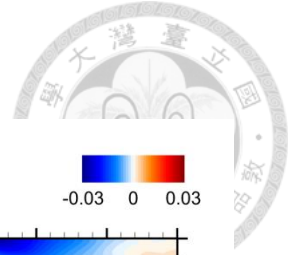


圖 4.6 為使用圖 4.5 做條件平均之結果，圖(a)、圖(b)、圖(c)，圖(d) 分別為 u' 、 v' 、 w' 、 ω_x 。

第五章 不同尺度的渦漩結構的相對位置



透過不同條件限制的條件平均，我們擷取出了風浪紊流場中不同尺度的渦漩結構，分別是小尺度的擬序渦漩結構與大尺度的朗繆爾環流，在這之中我們發現兩者在空間上具有相關性，擬序渦漩結構會出現在條痕附近，而這些條痕都是由朗繆爾環流所造成的，因此我們同樣期望能夠透過條件平均將兩者在空間上的相關性表現出來，但上述兩種條件平均的取點法都是為了找出特定渦漩結構所做出的限制，因此在條件的限制上皆以特定渦漩結構為主，若單獨使用上述條件，則在平均時，該特定渦漩結構以外的渦漩結構會因為平均而被弱化，這樣平均出來的結果將會偏袒特定的渦漩結構，使的其他類型的渦漩結構無法被表現出來，也無法準確定義出不同渦漩結構間的相對位置，因此我們需要改進條件平均所使用的取點法。

為了使條件平均後的結果可以合理的同時呈現出擬序渦漩結構與朗繆爾環流，我們必須找出了一個對兩種渦漩結構都相對公平的條件，而利用這個條件所篩選出的結構必須在自身的類型中具有較高的強度以避免在平均中被弱化。首先利用擬序渦漩結構的結構辨識法找出足夠強度的準流向結構(QSV)，並利用章結 3.5 中擷取目標點的方法獲得強度較強的擬序渦漩結構目標點的位置，同時使用章結 4.2 的方法定義出朗繆爾環流所產生之條痕骨幹的位置，接著利用擬序渦漩結構的特性，可以根據結構自身的沿流向渦度(ω_x)得知結構與條痕在水平方向上的相對位置，因此可以根據這些特性找到與強度較強的擬序渦漩結構相鄰的條痕，最後找出在展向上與擬序渦漩結構之目標點平行的條痕骨幹，並將此位置作為條件平均的目標點。

如圖 5.1.(a)中以 $\omega_x > 0$ 之準流向結構為例，使用章節 3-5 的方法在其平均範圍(橘色虛線)中會忽略圖中 $\omega_x < 0$ 之準流向結構(藍色虛線處)，因此該方法在本處

並不適用。而使用本方法如圖 5.1.(b)，在其平均範圍(橘色虛線)中除了所選取的條痕為朗繆爾環流所造成的條痕外，條痕兩側的擬序渦旋結構強度都較強且在平均時對兩側結構都相對公平，因此確保不同的渦旋結構在條件平均後不會有因平均被弱化的結構。由於準流向結構可分為 $\omega_x > 0$ 與 $\omega_x < 0$ 的結構，因此在此方法中我們將其分開來做探討，此方法的目標點分別繪於圖 5.2、.5.3，而將其條件平均之結果分別繪製在圖 5.4、5.5。

在圖 5.4、5.5 中，我們使用旋轉強度(λ_{ci}^2)的等值面來表示擬序渦旋結構，並利用紅、藍色分別代表準流向渦度(ω_x)為正與負，以描述擬序渦旋結構的旋轉方向，同時利用流速的擾動值(fluctuation)來表示朗繆爾環流的影響範圍。兩圖所呈現的結果大致相同，首先兩圖都可以看到擬序渦旋結構大多聚集在朗繆爾環流所產生的高速條痕中心的附近，出現在沿流向的高速區與垂直方向的下沉區之兩側，也顯示出擬序渦旋結構的位置根據其旋轉方向對於條痕有不同的傾向性，與章節 3-5 之結論相同， $\omega_x > 0$ 的準流向結構(QSV)大多出現在條痕的 $+y$ 方向，相反的 $\omega_x < 0$ 的準流向結構(QSV)則出現在條痕的 $-y$ 方向，而我們也可以看到圖 5.4 中 $\omega_x > 0$ 之準流向結構(QSV)較強，而圖 5.5 中則為 $\omega_x < 0$ 之準流向結構(QSV)較強，這顯示了擬序渦旋結構在流場中可能並非以一對旋轉方向相反之渦旋的形式出現在條痕的兩側。同時兩圖也可以看出擬序渦旋結構與朗繆爾環流在空間上的尺度大小也不同，影響範圍也不同，朗繆爾環流可以影響到水下 $z^+ = -150$ 處，而擬序渦旋結構則出現在接近水面處 $z^+ = -20$ ，由此也可以發現朗繆爾環流相對於擬序渦旋結構其空間尺度較大，影響的範圍也較大。

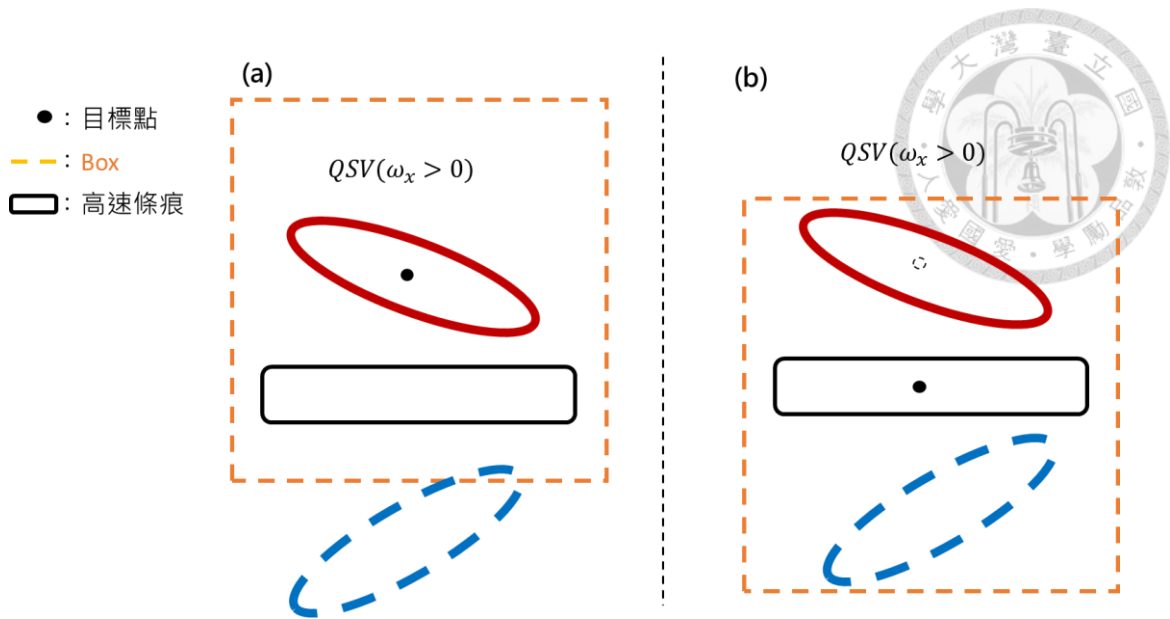


圖 5.1：條件平均目標點選取示意圖，以 $\omega_x > 0$ 為例，紅色實線橢圓形為 $\omega_x > 0$ 之準流向結構，藍色虛線橢圓形為 $\omega_x < 0$ 之準流向結構，橘色虛線為擷取範圍，黑點與黑色方框為目標點與條痕位置，圖(a)為章節 3-5 條件平均所選取的目標點與擷取範圍，圖(b)為章節五條件平均所選取的目標點與擷取範圍。

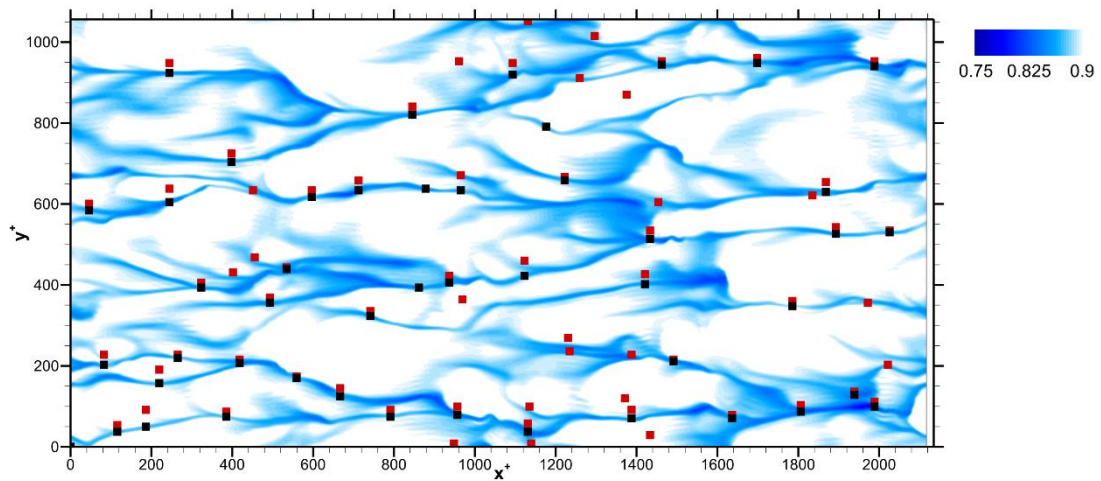


圖 5.2：紅點為利用章節 3.5 中取點準則所獲得的 $\omega_x > 0$ 之準流向結構的目標點，黑點為本章節條件平均所使用的目標點。

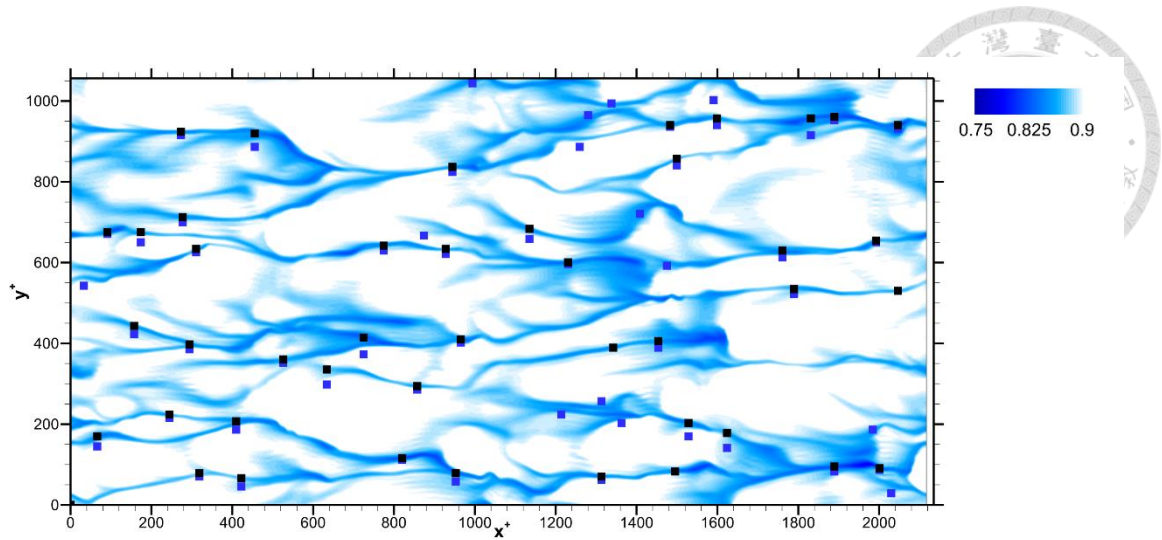


圖 5.3: 藍點為利用章節 3.5 中取點準則所獲得的 $\omega_x < 0$ 之準流向結構的目標點，黑點為本章節條件平均所使用的目標點。

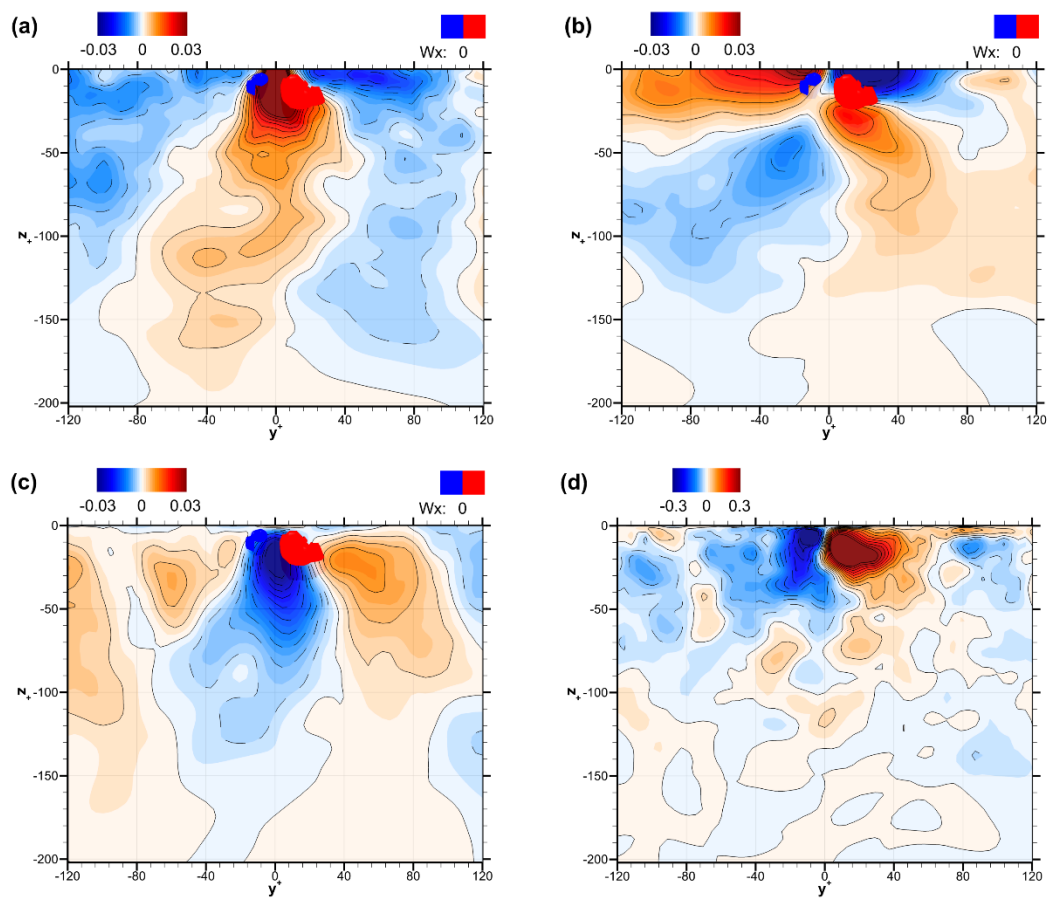


圖 5.4: 此圖為使用圖 5.2 做條件平均之結果，圖(a)、圖(b)、圖(c)，圖(d) 的底圖分別為 u' 、 v' 、 w' 、 ω_x ，圖(a)、圖(b)、圖(c)中的等值面則為 λ_{ci}^2 。等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。

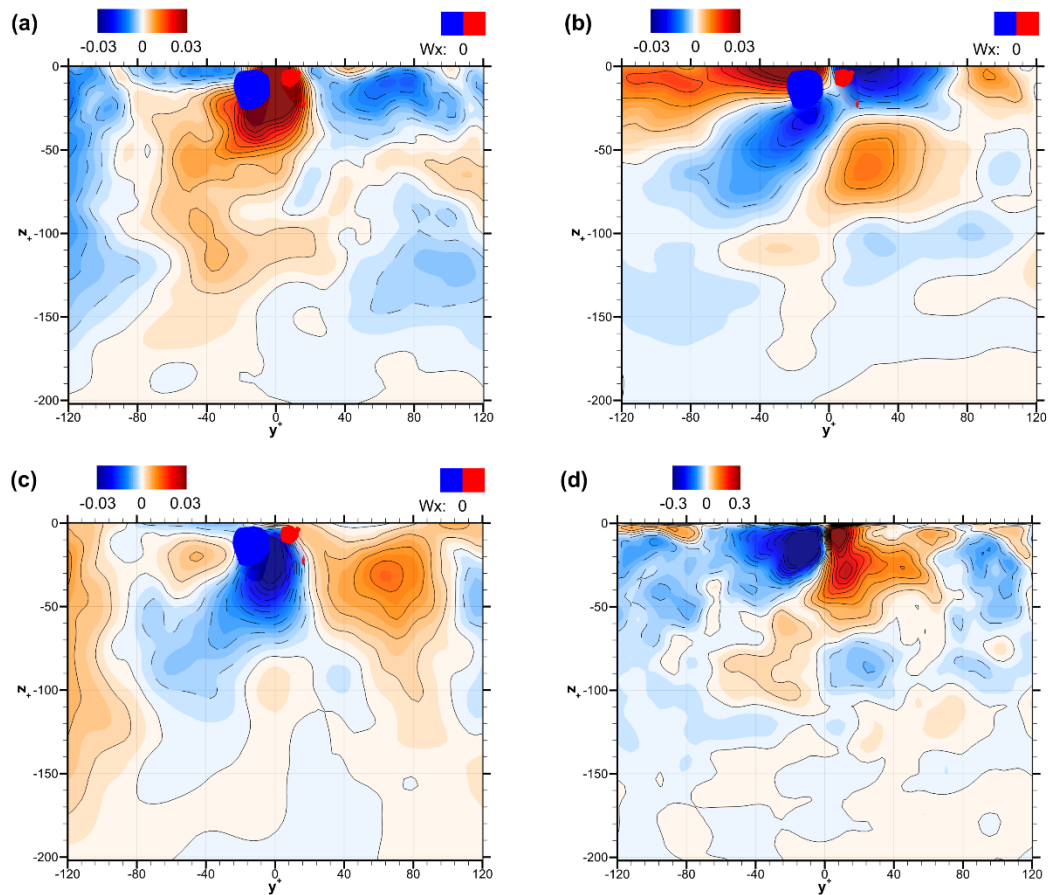


圖 5.5 為使用圖 5.3 做條件平均之結果，圖(a)、圖(b)、圖(c)，圖(d) 的底圖分別為 u' 、 v' 、 w' 、 ω_x ，圖(a)、圖(b)、圖(c)中的等值面則為 λ_{ci}^2 。等值面套色中紅色為 $\omega_x > 0$ ，藍色為 $\omega_x < 0$ 。

第六章 雷諾應力(Reynolds stress)



6.1 雷諾應力與渦漩結構

雷諾應力(Reynolds stress)為動量由平均流場轉移至紊流場的轉移率,因此當雷諾應力為正值時,紊流場的強度可能就較強,由於本研究之目標為渦漩結構,因此我們較為關心雷諾應力為正值的情況,其中雷諾應力為正值的部份又可以根據該位置的流速擾動值分為兩種不同的流場特徵,分別稱為 Q2 事件與 Q4 事件,這兩事件分別代表不同的流場資訊, Q2 代表該位置的 $u' < 0$ 、 $w' > 0$,而 Q4 則代表 $u' > 0$ 、 $w' < 0$,其中 u' 、 w' 分別代表沿流向與垂直方向流速的擾動值,而低速區與高速條痕所產生的高速流場則分別會產生上述兩種不同的流場事件。根據前人的研究,如(Robinson, 1991),在壁層流場中,雷諾應力(Reynolds stress)一直被認為與擬序渦漩結構具有極高的相關性,但在本研究所分析之流場具有兩種渦漩結構,因此接下來將分別探討二種渦漩結構與雷諾應力之關係。

透過章節三中對擬序渦漩結構的了解,正向馬蹄渦結構(FHV)會在結構的幾何中心產生較強的 Q2 事件,反向馬蹄渦結構(RHV)則會產生較強的 Q4 事件。(Chen et al., 2020)中也提到根據章節 3-4 中的分類,這些被分類準流向結構若單獨存在,也會因其頭部的展向渦度(ω_y)與尾部的沿流向渦度(ω_x)而產生 Q2 事件與 Q4 事件,根據其頭部的的位置,第一類與第二類的 QSV 皆會產生較強的 Q2 事件,而第三、四類 QSV 則產生較強的 Q4 事件。而在章節五中得知準流向結構應該會因自身旋轉方向的不同出現在條痕的兩側,因此若準流向結構(QSV)中由第一類與第二類分別出現在條痕兩側時則產生較強的 Q2 事件,若條痕兩側分別出現第三、四類的準流向結構則產生較強的 Q4 事件。

在(翁立南, 2020)中也有提到朗繆爾環流同樣會造成 Q2 與 Q4 事件,水面上,朗繆爾環流所造成的高速條痕同時會因為輻合區而產生下沉流,形成 Q4 事件,而

朗繆爾環流之間則會因為上升流出現 Q2 事件，所以朗繆爾環流同樣會對流場中的雷諾應力造成影響。

因此為了確認在本次研究之流場中的雷諾應力是否仍舊與擬序渦旋結構較為相關，將展向(spanwise)平均後的雷諾應力 $\langle -u'w' \rangle_y$ 繪製於圖 6.1。雷諾應力與 Q2、Q4 事件極值分布的位置類似，雷諾應力有三處具有極值的部分被凸顯出來，分別在波前靠近水面處、波背靠近水面處與波背 $z^+ = -50$ 處。在這三處極值中，波前靠近水面處與波背 $z^+ = -50$ 處的雷諾應力皆為正值，其中波背的分布相較於波前分布的範圍更大，波前僅有薄薄一層依附於水面，但其極值並未接觸水面，上述兩處雷諾應力極大值的位置在 Q2、Q4 事件的分布同樣也有極大值得出現；而波背靠近水面處的雷諾應力則為負值，同波前一樣依附於水面，我們同樣在(H. Zhou, 2000)的分析結果中同樣可以看到雷諾應力在波背靠近水面處出現負值的情況。

由 Q2、Q4 的組成可以得知雷諾應力中正值的部分是由上述兩者所組成，透過圖 6.1.(b)、圖 6.1.(c) 可以得知雖然在極值分布的位置中，上述兩事件與雷諾應力相同，但 Q4 事件的強度明顯較強，因此得知在本研究所分析的資料中的雷諾應力大多由 Q4 事件所引起的，推測可能與條痕所造成的高速且下沉之流場有關。

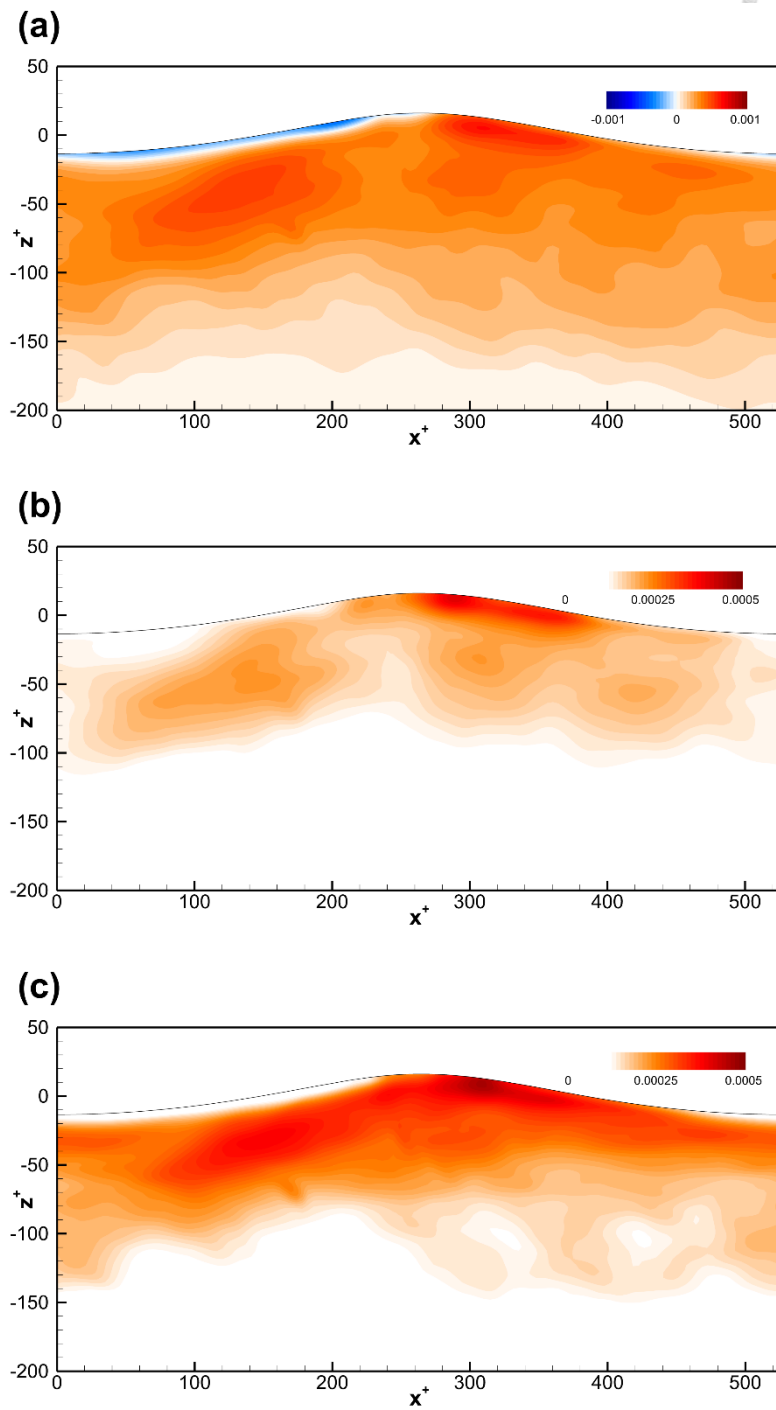


圖 6.1 為雷諾應力與 Q2、Q4 事件在波相上的分佈，圖(a)、(b)、(c) 分別為雷諾應力、Q2、Q4 事件。



6.2 與擬序渦漩結構之關係

為了確認在風浪紊流場中的雷諾應力是否與擬序渦漩結構相關，我們首先確認兩者在空間上的分佈是否具有相關性。我們將擬序渦漩結構在波相上的變化(圖 3.4.(c))與雷諾應力(圖 6.1.(a))做疊圖，繪於圖 6.2，由章節 3-2 中得知瞬時流場中的擬序渦漩結構中大多都為準流向結構(QSV)，並於章節 6-1 了解準流向結構根據其分類對於雷諾應力同樣會有影響，因此本章節同樣會將準流向結構當作我們接下來分析的主要目標。

首先可以明顯發現雷諾應力在圖 6.2 中具有兩處較明顯極大值出現，一處出現在波背，並約在 $z^+ = -50$ 處出現，另一處則出現在波前接近水面的地方。擬序渦漩結構較常出現與強度最強的地方大約出現在 $z^+ = -20$ 左右的位置，分布位置由波峰一直延伸至波谷，因此在波背的部分，兩者所分布的深度並不一致，雷諾應力極大值發生處較深，與 $z^+ = -20$ ，相差甚遠，因此推斷兩者間在波背並無明顯的相關性。而在波前的部分，雷諾應力的極值出現的位置在深度上與擬序渦漩結構一致，都分布在接近水面的位置，但透過圖 6.2 發現擬序渦漩結構在波前幾乎沒有結構的分布，因此波前的雷諾應力也與擬序渦漩結構沒有相關性。根據上述推斷，在本研究所使用的風浪紊流場裡的雷諾應力與擬序渦漩結構在空間分布上並沒有一致性，因此推斷兩者間並沒有太大的相關性。

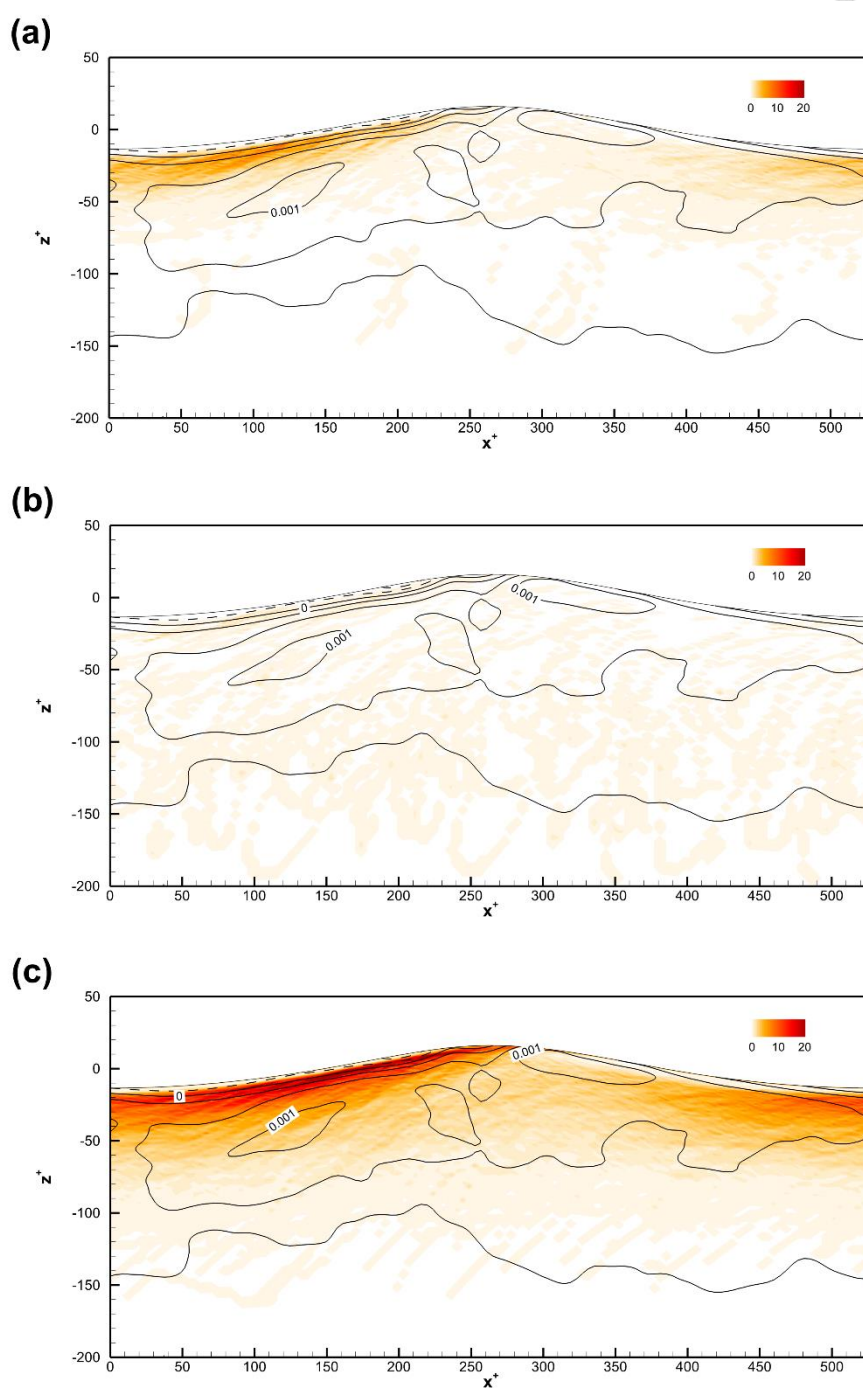
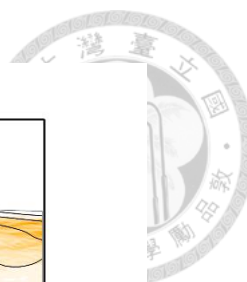


圖 6.2：圖(a)、(b)、(c) 的等值線為雷諾應力，同圖 6.1(a)，底圖則分別為準流向結構(QSV)、正向馬蹄渦結構(FHV) 與 反向馬蹄渦結構(RHV)。



6.3 與朗繆爾環流之關係

由於本流場中具有兩個不同尺度大小的渦流結構，在透過章節 6-2 得知在本流場中雷諾應力與擬序渦漩結構在空間分佈上並未重疊，因此推斷兩者並沒有直接的相關性，故推斷本流場中的雷諾應力應該與朗繆爾環流有相關。

為了能夠確認朗繆爾環流在波前與波背是否都會對雷諾應力具有影響力，因此在做條件平均的取點時先將所有目標點依據圖 6.1 中雷諾應力的極大值所在的波相(圖 6.3 中 1、2 的位置)將條痕骨幹的位置做分組，如圖 6.4，並依據章節 4-2 的方法獲得條件平均之目標點，再分別使用不同組別的目標點進行條件平均，以凸顯在特定波相下朗繆爾環流的水下渦漩結構的變化。

利用上述方法將條件平均所需使用的目標點進行分組，並分別使用不同組的目標點進行條件平均後，根據雷諾應力的計算方式 $-u'w'$ ，可以觀察朗繆爾環流在特定波相下所造成的 u' 、 w' 與雷諾應力分布的相關性。圖 6.5 為流場中流速擾動值在條件平均後的結果，其結果在波前與波背所組成的雷諾應力(Reynolds stress)的分布型態與圖 6.1 中雷諾應力之深度分布類似，在圖 6.5(d)、(f)中， u' 同樣呈現高速條痕的形式，但可以發現其在水面的強度明顯較強，而 w' 則呈現下沉流的形式，因此所組成的雷諾應力會因為 u' 在水面有極值分布而使雷諾應力在水面同樣出現一層較強的分布，且其雷諾應力較強的區域會延伸至水面下，而在波背的部分圖 6.5(a)、(c)中， u' 一樣呈現高速條痕的形式，而 w' 所表現的下沉流之極值卻出現在水下較深處，因此所組成之雷諾應力在垂直分布上會因 w' 之極值位置而使雷諾應力分布與圖 6.1 中相符，故推斷在本研究之流場中雷諾應力與朗繆爾環流較為相關。

而我們在圖 6.1(a)中有發現雷諾應力在波背靠近水面處會出現負值，推測應該與圖 6.5(c)中原本應該因為輻合區而出現下沉流的部分在水面上卻出現 $w' > 0$ ，這個不合理的情況我們在結論中有提出可能的解釋。

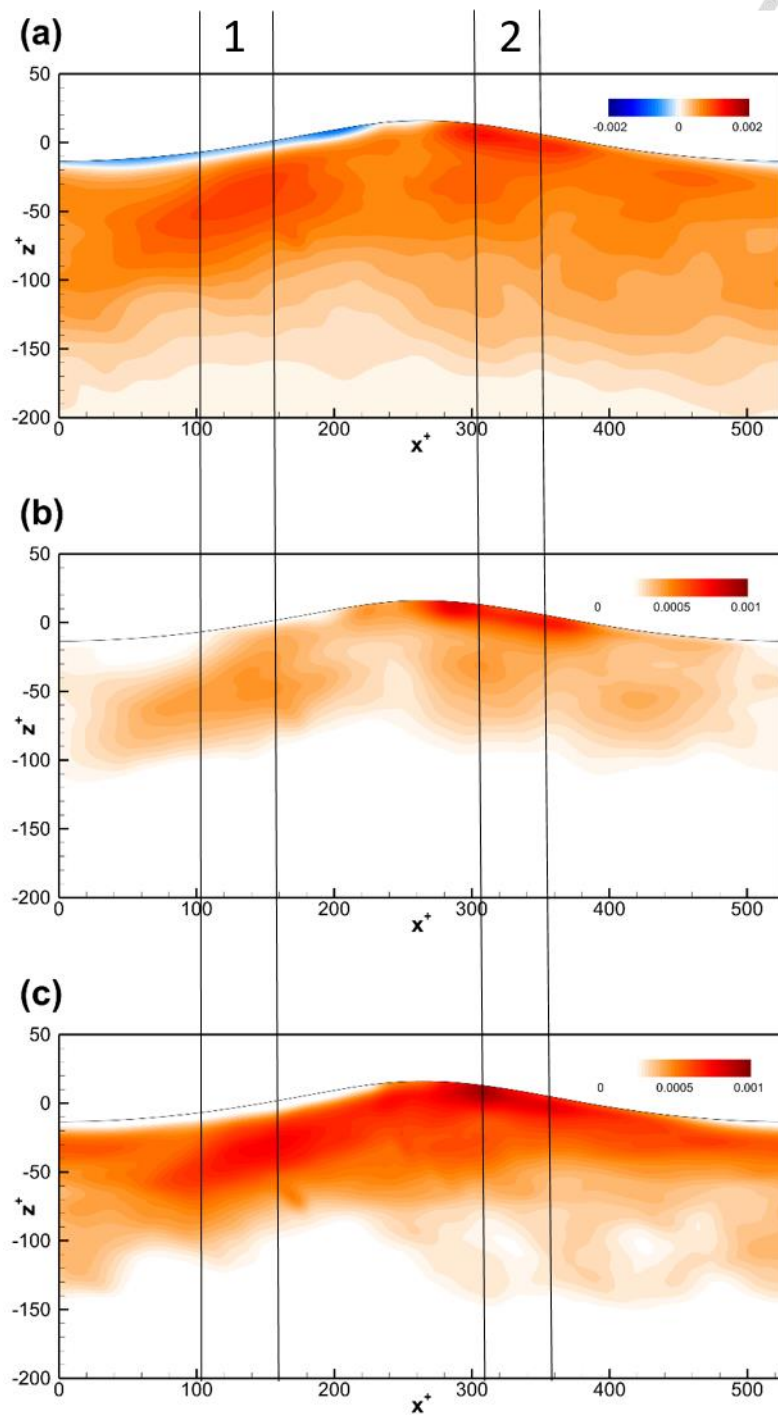


圖 6.3：底圖為圖 6.1，對應雷諾應力與 Q_2 、 Q_4 的分布，將取點範圍分別限定在 1、2 的位置。

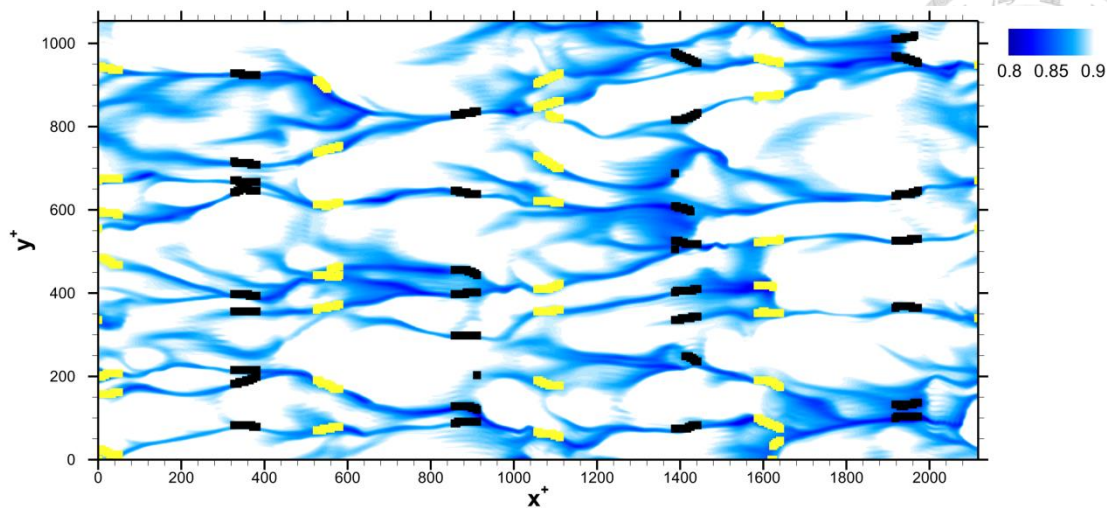


圖 6.4：底圖為水面低溫條痕的位置，將章節 4-2 所得到的條痕骨幹進行分類，黑點與黃點分別對應圖 6.3 中的 1、2 區。

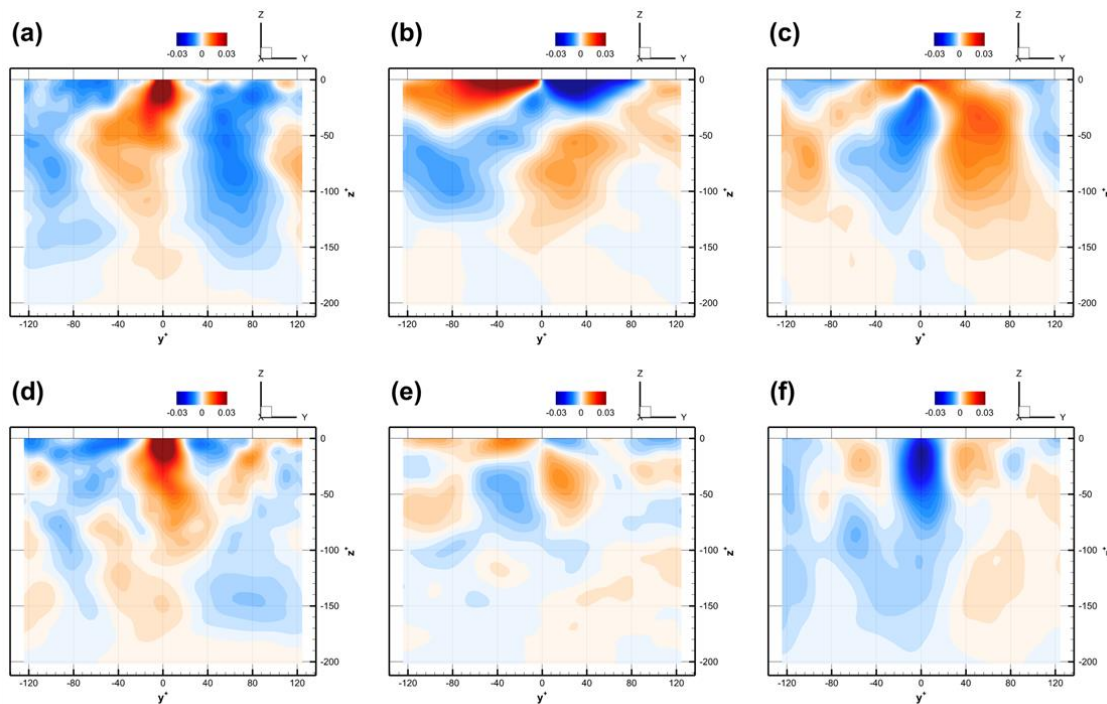


圖 6.5：為圖 6.4 分別作條件平均之結果。圖(a)、(d)為 u' ，圖(b)、(e)為 v' ，圖(c)、(f)為 w' 。第一橫行為圖 6.3 中區域 1(圖 6.4 黑點)之結果，第二橫行為圖 6.3 區域 2(圖 6.4 黃點)之結果。

七、結論



本研究利用直接數值模擬(direct numerical simulation)模擬三維的風浪紊流場，並在表面加入非線性自由液面以模擬真實海洋中波的作用，透過分析模擬所產生的流場資料可以擷取出不同的水下的渦漩結構以了解在風浪交互作用下，水下的渦漩結構會有何變化，並根據前人研究將模式中所包含兩種尺度大小完全不同的渦漩結構分別探討，以了解其特性與分布情況，並對二者之間的相關性進行分析。

在章節三中我們發現在擬序渦漩結構(Coherent vortical structure)中準流向結構(QSV)的數量佔了流場中的主導地位，同時透過統計與分析發現準流向結構(QSV)並不如大家所認為的毫無規律四散在流場中，根據渦度傳輸方程了解準流向結構(QSV)受到 Tilting 的影響大多分布在重力波的波背且靠近水面處，而波背結構的強度也較強，同時也解釋了準流向結構(QSV)對條痕的依賴性，接著利用條件平均發現準流向結構(QSV)會依據自身的旋轉方向而有不同生成位置的傾向性，當結構之沿流向渦度(ω_x)大於 0 時，結構較易生成在條痕的 $+y$ ，反之則出現在另一側。

章節四中由於我們無法透過特定的紊流可視化方法將朗繆爾環流擷取出來，因此透過章節三對擬序渦漩結構分布特性的了解與對朗繆爾環流的認識，將朗繆爾環流藉由流速的擾動值表現出來，並發現朗繆爾環流的水下渦漩結構與前人所發現的相同，都為一對旋轉方向相反的渦漩結構，同時其所能影響的深度可達到 $150 x^+$ ，相較於擬序渦漩結構所能影響的範圍，朗繆爾環流影響的深度較深，並也以此做為區分二者的主要指標。在擷取朗繆爾環流所使用的條件平均是以局部最小值定義條痕骨幹，其結果確實可以擷取出較清楚的朗繆爾環流水下渦漩結構，但透過圖 4.5 了解此方法並無法將流場中所有由朗繆爾環流所產生的條痕標記出來，因此找出最佳的條件取樣將有助於由流場中擷取朗繆爾環流。

根據章節五的結果可得知朗繆爾環流與擬序渦漩結構之間具有關聯性，雖然兩

者尺度並非相同，但透過渦度傳輸方程發現擬序渦旋結構會因為朗繆爾環流所產生的條痕所造成的垂直方向渦度(ω_z)與流場的平均流場(mean flow)作用，而使擬序渦旋結構從中獲得加強，因此擬序渦旋結構大多依附在朗繆爾環流所產生的條痕附近，並出現在高速條痕中心位置的兩側，因此推測擬序渦旋結構對朗繆爾環流可能具有極強的依賴性，擬序渦旋結構也可能從朗繆爾環流中獲得能量以達到存續的目的。

透過上述研究了解到擬序渦旋結構與朗繆爾環流都會對雷諾應力造成影響，在前人的研究中，雷諾應力(Reynolds stress)與擬序渦旋結構較為相關，但在本研究所使用的流場中發現，朗繆爾環流對於雷諾應力的影響更加明顯，與前人較為不同。

雷諾應力在波背靠近水面處有一處負值存在，懷疑可能是流場的流速在做速度分解時由於模式表面為非線性自由液面，在模式表面的展向(spanwise)水面高度並非一致，因此僅透過相位平均(phase average)只能將較為明顯的重力波所造成的流場擷取出來，而無法準確地將除重力波以外的波的流場擷取出來，這可能會使流速分離時屬於波浪的流場被放入擾動值(fluctuation)的部份，造成雷諾應力負值的出現。同時我們也發現在模式表面除了重力波之外還會出現不同方向的波使水面波形被扭曲，如圖 7.1，若觀察水面波高的擾動值(η')會出現如同棋盤格狀的分布，如圖 7.2，而垂直方向的速度擾動值(w')受其影響在靠近水面處也會出現類似棋盤格狀的分布，如圖 7.3，與沿流向的速度擾動值(u')在水表面所產生的高速條痕的分布並不相符，如圖 4.1，這也可能是造成波背雷諾應力為負值的原因。

本研究藉由流場可視化方法、不同條件限制的條件平均與資料的統計分析流場中不同尺度的渦旋結構，藉此了解流場的特性，若能夠在流場的流速分離時準確地將流場的流速區分為平均流場、波浪所造的流場、朗繆爾環流所產生的流場與流速的擾動值(fluctuation)，這樣可以更加清楚的分析流場，並且可以單獨對特定的流速分量做分析，以獲得更精確的結果。

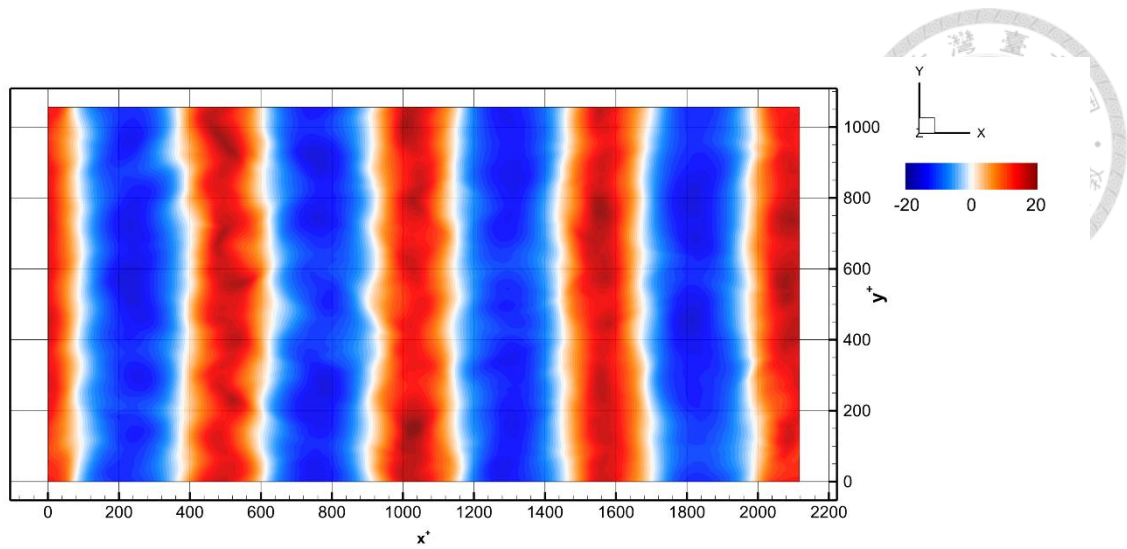


圖 7.1：流場中水面實際的波高，單位為端牆單位(wall unit)。

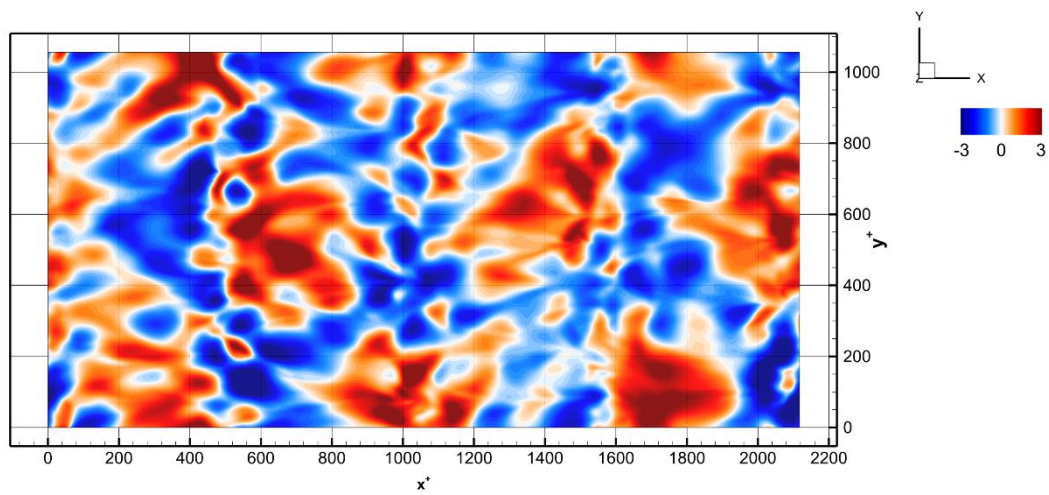


圖 7.2：為圖 7.1 扣除其相位平均(phase average)，除去重力波以外的波高變化 η' 。

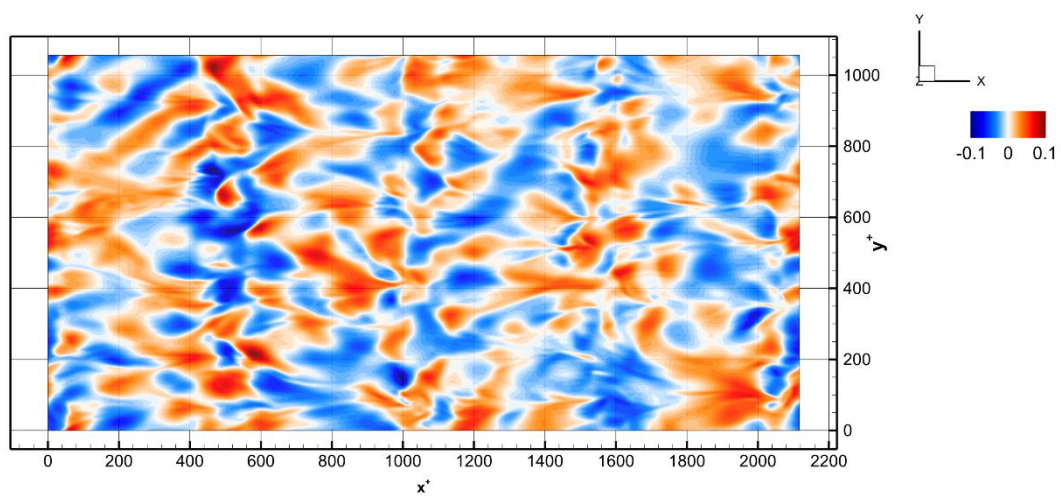



圖 7.3：為 w' 在水面的分布，具有類似棋盤格的分布出現。

文獻參考



- Brooke, J. W., & Hanratty, T. (1993). Origin of turbulence-producing eddies in a channel flow. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 5(4), 1011-1022.
- Chakraborty, P., Balachandar, S., & Adrian, R. J. (2005). On the relationships between local vortex identification schemes. *Journal of fluid mechanics*, 535, 189.
- Chen, P.-c., Tsai, W.-t., Druzhinin, O., & Troitskaya, Y. (2020). The study of a turbulent air flow over capillary-gravity water surface waves: Characteristics of coherent vortical structures. *Ocean Modelling*, 150, 101621.
- Chong, M. S., Perry, A. E., & Cantwell, B. J. (1990). A general classification of three-dimensional flow fields. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 2(5), 765-777.
- Enstad, L. I., Nagaosa, R., & Alendal, G. (2006). Low shear turbulence structures beneath stress-driven interface with neutral and stable stratification. *Physics of Fluids*, 18(5), 055106.
- Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W., & Kim, J. (1997). Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *Journal of fluid mechanics*, 332(185-214), 188.
- Kukulka, T., Plueddemann, A. J., Trowbridge, J. H., & Sullivan, P. P. (2010). Rapid mixed layer deepening by the combination of Langmuir and shear instabilities: A case study. *Journal of Physical Oceanography*, 40(11), 2381-2400.
- Langmuir, I. (1938). Surface motion of water induced by wind. *Science*, 87(2250), 119-123.
- Liu, S., Kermani, A., Shen, L., & Yue, D. K. (2009). Investigation of coupled air-water turbulent boundary layers using direct numerical simulations. *Physics of Fluids*, 21(6), 062108.

- 
- Lu, G.-h., Tsai, W.-t., & Jähne, B. (2019). Decomposing Infrared Images of Wind Waves for Quantitative Separation Into Characteristic Flow Processes. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 57(10), 8304-8316.
- Robinson, S. K. (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(1), 601-639.
- Tsai, W. t., Chen, S. m., Lu, G. h., & Garbe, C. S. (2013). Characteristics of interfacial signatures on a wind-driven gravity-capillary wave. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(4), 1715-1735.
- Tsai, W. t., & Hung, L. p. (2007). Three-dimensional modeling of small-scale processes in the upper boundary layer bounded by a dynamic ocean surface. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 112(C2).
- Zhou, H. (2000). *Numerical simulation of Langmuir circulations in a wavy domain and its comparison with the Craik-Leibovich theory*.
- Zhou, J., Adrian, R. J., Balachandar, S., & Kendall, T. (1999). Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *Journal of fluid mechanics*, 387, 353-396.
- 翁立南. (2020). 應用條件平均法擷取海洋混合層中朗繆爾環流之流場結構. (碩士). 國立臺灣大學, 台北市. Retrieved from <https://hdl.handle.net/11296/agscy5>
- 郭時棣. (2020). 風剪應力驅動紊流場表面條痕形成的自持機制. (碩士). 國立臺灣大學, 台北市. Retrieved from <https://hdl.handle.net/11296/3jd46a>
- 陳世明. (2015). 急速加深之海洋混合層中 Langmuir 環流的流場結構. (博士). 國立交通大學, 新竹市. Retrieved from <https://hdl.handle.net/11296/4fjsa4>

附錄一、表面張力對擬序渦漩結構之影響

在模擬水體的表面加入表面張力會使水體表面在波前出現許多毛細波，而這些毛細波無法透過相位平均(phase average)由流場中分離出來，因此毛細波的存在經過流速分離後期所造成的流場仍會被歸類在流速的擾動值這一項中，使水表面流速擾動值(fluctuation)出現較為急遽的變化，因此不論是直接觀察水表面的流速擾動值亦或是流場可視化(λ_{ci}^2)的結果都會因為毛細波而無法準確地確認水下渦漩結構與其所造成的影響。如圖 A.1 與 A.2，相較於圖 3.1.b 與圖 4.1 出現許多再沿著展向延伸的結構，對於直接觀察流場或統計分析都會造成很大的影響。

接著為了確認表面張力是否會對水下的擬序渦漩結構造成影響，由於表面張力影響的深度較淺，因此首先利用深度汰除可能由表面張力波所造成的誤判，接著使用章節 3-2、3-3、3-4 中的分析與統計方法去了解在有表面張力的流場中擬序渦漩結構的種類與數量的變化。圖 A.3 相比圖 3.2 整體的結構數量較少，這可能是因為表面張力會增加流場中能量的消散，但流場中的擬序渦漩結構在種類的占比上並未有太大的變化，無論流場中是否有表面張力的加入，流場中的擬序渦漩結構仍然是以準流向結構(QSV)佔了極大一部分，而兩種馬蹄渦結構則佔了較少的部分，同樣會有數量的交叉點出現。

圖 A.4 與圖 3.4 顯示表面張力並不會對擬序渦漩結構再波相上的分佈有影響，兩者的分布幾乎一樣，都是由波峰延續到波背最後到波谷，而波前則幾乎沒有結構的分布。而透過將圖 A.5 與圖 3.6 的比較也表示表面張力對於準流向結構也沒有明顯的影響，同樣都為種類三與種類四的準流向結構最多。

通過上述比較，結果顯示雖然在水面加入表面張力較符合實際水體的情況，但在加入表面張力後會造成在觀察流場較為困難，而朗繆爾環流由於尺度較大，因此推測水面影響深度較淺的毛細波並不會對其造成影響，在確認表面張力並未對流場中的擬序渦漩結構與朗繆爾環流造成影響後使用無表面張力的模式資料作分析與研究。

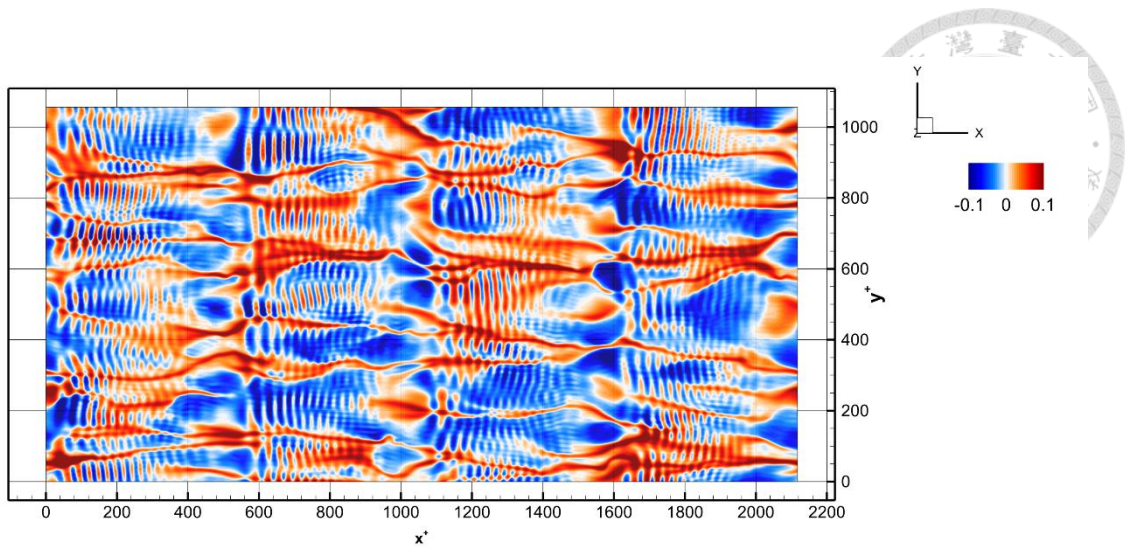


圖 A.1： u' 在水面上的分布。

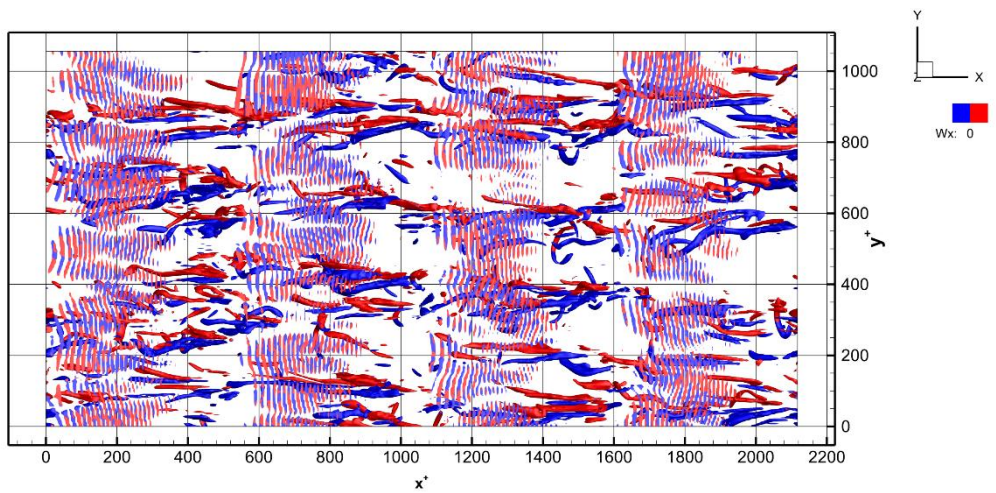


圖 A.2： λ_{ci}^2 在水面上的分布。

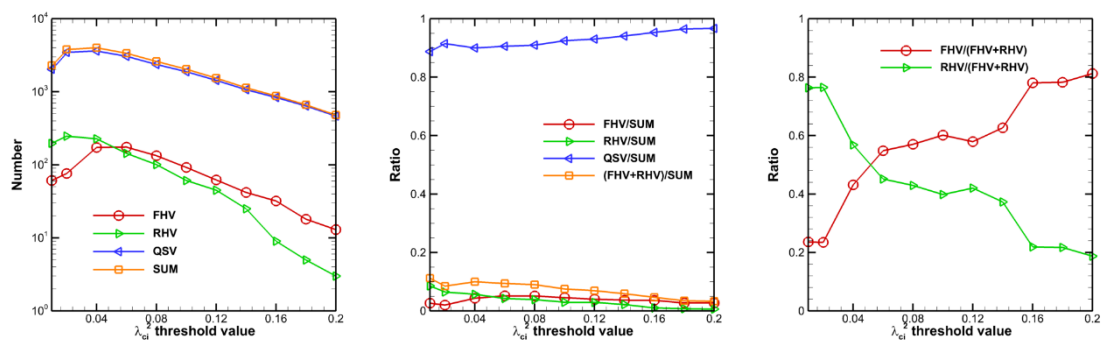


圖 A.3：圖(a)不同結構在流場中的數量與總和，圖(b)為不同結構在流場中佔有的比例，圖(c)為 RHV 與 FHV 各自在馬蹄渦結構中佔有的比例。上述結果都為 21 個時間步階的總和。

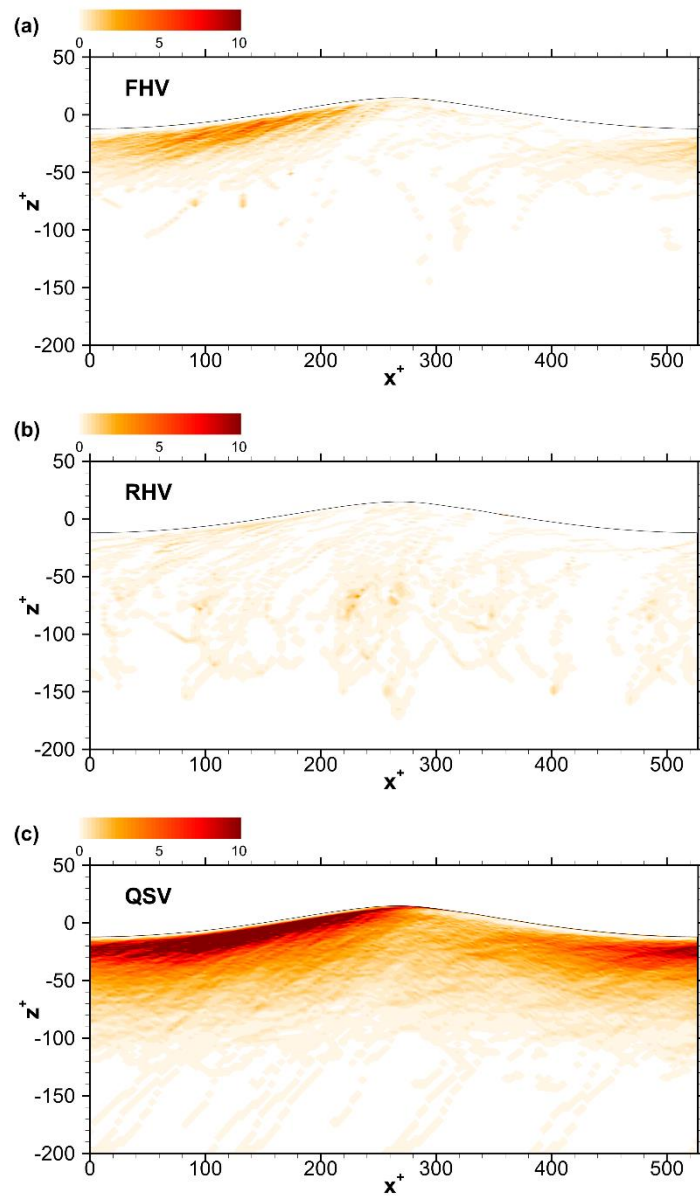


圖 A.4：圖(a)、(b)、(c)分別為 FHV、RHV、QSV 在波相上的分佈。上述結果都為 21 個時間步階與空間上 4 個波長的總和。

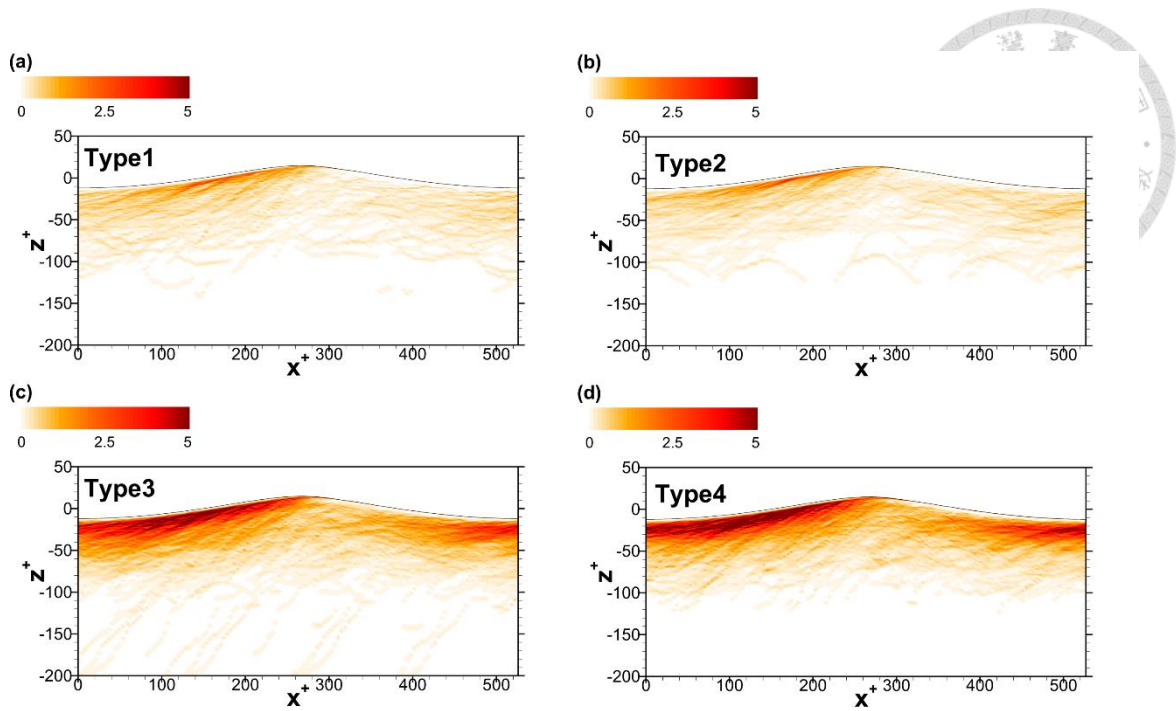


圖 A.5：圖(a)、(b)、(c)、(d)分別為 QSV 四個不同的種類之波相分佈圖。上述結果都為 21 個時間步階與空間上 4 個波長的總和。