

行政院原子能委員會
委託研究計畫研究報告

(小型垂直軸風力機氣動力噪音研究)
(Aeroacoustics Research for a Small Wind Turbine)

計畫編號：1032001INER038

受委託機關(構)：國立清華大學

計畫主持人：馮玉明

聯絡電話：03-5725363

E-mail address：ymferng@ess.nthu.edu.tw

核研所聯絡人員：鄭景木

報告日期：103 年 11 月 25 日

目 錄

目 錄 I

中文摘要	II
ABSTRACT	III
壹、計畫緣起與目的	1
貳、研究方法與過程	7
一、理論模式與數值方法	7
參、主要發現與結論	19
一、國際 NACA-0021 流場驗證	19
二、INER 設計之垂直風機模型	27
三、結論與未來工作	36
肆、參考文獻	37

中文摘要

近年來，全球風電市場成長快速，大型風力發電以替代基載電力為主，而小型風力發電主要作為小型家用式分散電源及偏遠地區電力來源使用，未來小型風力機市場仍深具發展潛力，其中又以垂直軸風力較適合於都市之應用。因此，垂直軸風力機除了安全性能要求之外，都市應用首要考量的即是噪音問題，本研究將應用 CFD 程式，針對不同翼型、Solidity、尖端速度比等設計參數，進行垂直軸風力機噪音影響程度分析，並提出可能之改善建議，以及將成果應用於核研所 25 kW 風力發電系統。

Abstract

The wind power market has grown rapidly in recent years. Large-scale wind power system mainly depends on the substitutive base-load power, and small-scale one is utilized in the distributed power for communities and remote districts. Therefore, the market for small-scale wind power system has huge potential in the near future, especially for the vertical axis wind turbine (VAWT) using on metropolises. However, the noise generated from the wind turbine is the primary problem for the metropolises, in addition to the requirement of safety performance. In this study, Computational Fluid Dynamics (CFD) code would be employed to analyze the different airfoil profiles, solidity, ratio of the tip velocity, and so on for VAWT. Meanwhile, the efforts and improvement suggestions will be provided for developing the 25 KW VAWT of INER.

壹、計畫緣起與目的

由於傳統石化燃料蘊藏有限，且燃燒時所排放的化學物質會導致環境汙染和日趨嚴重的溫室效應，因而對地球的自然環境和生態造成不可挽回的衝擊。台灣自產之石化燃料能源貧乏，約將近 98% 以上的能源需仰賴進口，因此積極開發綠色能源為日漸重要的重要課題。以台灣地形與再生能源開發而言，離島地區整年皆受季風影響並蘊藏大量風能，而風力發電所帶來的環保效益顯為重要，以目前開發技術來說是較為可行的再生能源選項之一。藉由空氣動力學的理論應用以及風力發電機的技術發展、材料與製造技術隨著時間與科技的進步，風力發電機的性能及可靠度亦不斷的提昇，其發電成本已逐漸降低。

台灣自 50 年代發展風力發電至今已長達近 40 年，目前西部沿海和離島地區共架設 155 座風力發電機組，而澎湖的低碳島計畫則是近年頗具規模與計畫性的方案。澎湖全島擁有豐富的風力，適合做為推動風力能源應用地區。由於目前澎湖地區屬獨立供電系統，燃燒重柴油之火力發電廠，發電成本遠較台灣地區高。倘若配合風力發電併聯供電，可顯著節省發電成本，並達到節能減碳的功用。對於在地狹人稠的台灣，小風力發電機適合安裝於居家環境附近，提供家用或社區用電，故風機運轉產生噪音之問題，變成為其商業化的阻力之一。

風力發電的原理，是利用風力帶動風車轉子旋轉，將風能轉換為機械的選轉能，再帶動風力發電機發電，風車轉子包含葉片及固定葉片之軸殼，風力發電的過程，主要是利用風車葉片的空氣動力

特性產生升力帶動轉子旋轉，並透過軸系傳遞驅動發電機產生電能，因此風車葉片效率會直接影響發電系統產生電能的多寡。一般啟動風速約為 3~5m/s，於 12~15m/s 時達到額定輸出之容量，風速過高時藉由控制機構將風力發電機的輸出功率穩定再額定容量左右，避免過高的風速損壞風力發電機。

一般而言，風力發電機可分為水平軸(HAWT)及垂直軸式(VAWT)，如圖 1-1 與 1-2。水平軸風力機(Horizontal-axis wind turbine ; HAWT)的葉片旋轉主軸與地面平行，垂直軸風力機(Vertical-axis wind turbine ; VAWT)的旋轉主軸與地面垂直。水平軸風力機的優點在於，起動性能佳、振動較小，但其風能利用率較垂直軸風力發電機較差、且噪音較大，因此在設計上，結合電腦運算軟體，開發研究並如何達到減噪的效率，為水平軸發電機之主要討論議題。而垂直軸有許多設計多樣性，可細分為 Savonius、Darrieus Φ 型，及 H-rotor 型，如圖 1-3 所示。

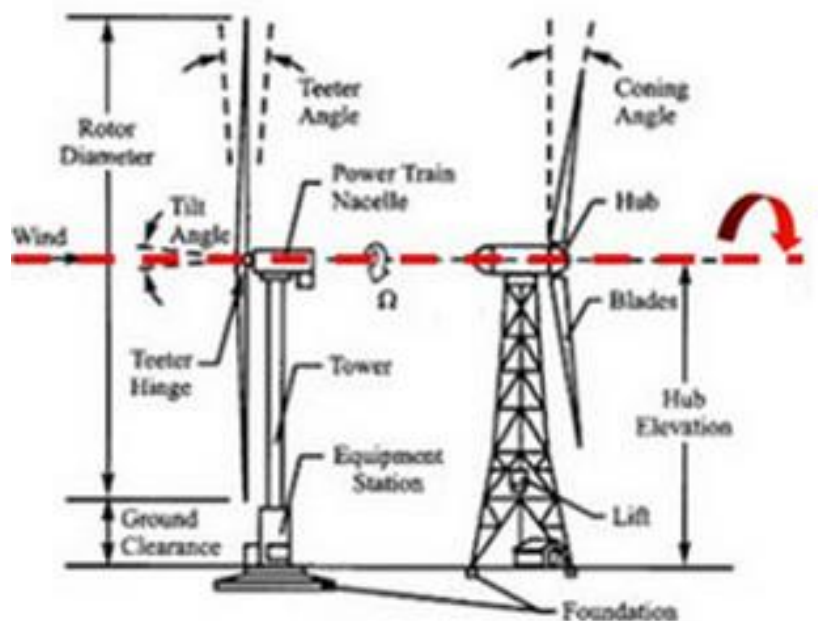


圖 1-1 HAWT 水平軸風力發電機運轉示意圖

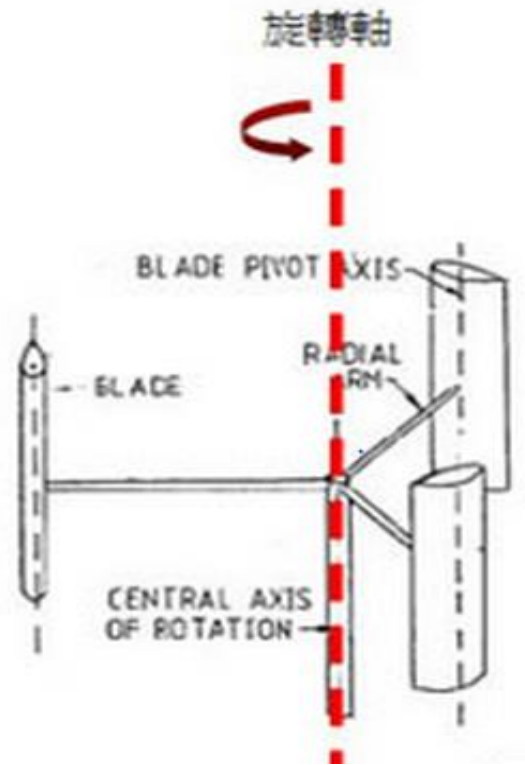


圖 1-2 VAWT 垂直軸風力發電機運轉示意圖

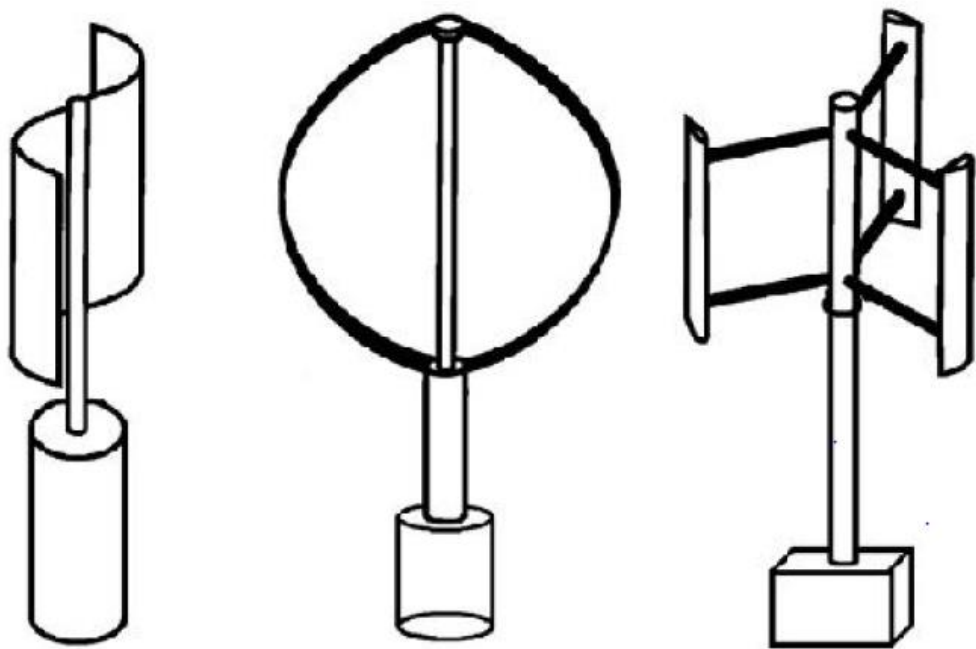


圖 1-3 不同之垂直軸發電機(Savonius、Darrieus Φ 型、H-rotor)

在流場分析方面，Tani[1]與 Hak[2]發現葉片操作在雷諾數 100,000 至 500,000 間，層流分離泡(laminar separation bubble)對於葉片邊界層與其失速特性佔有相當重要的地位。Migliore 等[3]與 Hirsch 等[4]利用空氣動力學分析葉片分別在曲線(curvilinear)與直線(rectilinear)流場下的空氣動力特性，發現在高弦長半徑比下流場曲度效應會影響葉片性能，尤其在高尖速比時。Corfeld 等人[5]利用 CFD 描述了在三維流經葉片的流場分析上會與二維的流場分析上有相當大的差異性。

在聲場分析方面，Lighthill [6]於 1952 年在英國皇家學會提出以流體力學理論推導出聲學之波動方程式，將聲源部分利用實驗或計算流體力學方法求得，這種將流場和聲場分開處理的方法，即聲學類比理論(acoustic analogy)。其後，Ffowcs Williams 和 Hawking [7]根據聲學類比理論推導 Navier-Stoke 方程式，並考慮運動固體的壁面耦合對聲音的影響，得到了 Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H)方程式，Rogers 等人[8]表示風力機噪音之來源是由機械與空氣動力所產生的，機械噪音源自於齒輪箱，而氣動噪音是因空氣通過葉片所產生之噪音，隨著風力機技術進步，不但使效率提升，同時也降低了機械噪音。Son 等人[9]以射線理論(Ray theory)為基礎對風機進行數值分析，同樣也考慮了機械噪音與氣動噪音，數值分析地面噪音

預測包括空氣吸收、地面反射與繞射現象，結果顯示機械噪音較為不重要，而地形為影響噪音的重要因素。Morris 等人[10]介紹計算氣動聲學的方法，透過 FW-H 方程式耦合模擬非定長流(unsteady flows)與輻射聲場。Sezer-Uzol 等人[11]利用有限體積法求解三維流場，其結果也表示三維之暫態結果可以應用於噪音預測。Filius [12] 等人以 FW-H 方程式為基礎對水平軸風機進行模擬分析，表示 FW-H 方程式僅考慮物體表面的單極子(monopole)與偶極子(dipole)聲源，但卻可以很準確的描述忽快忽慢的轉子之流場，結果表明風機之寬帶噪音(broadband noise)在中低頻的成分較高。Salt[13]等人研究探討風機產生之低頻與次聲(infrasound)對人耳的影響，其結果表示風機產生低頻噪音對人耳有很大的影響，而 A 加權之低頻噪音會低估對人產生的傷害。除了以 Lighthill 聲學類比方法外，也有使用 Kirchhoff 方程式、Liner Euler Equation(LEE)等方法計算聲場，Sangul-Klijn[14]等人利用 CFD 方法計算旋場暫態流場的壓力擾動，將近場壓力擾動結果帶入 Kirchhoff 方程式中計算遠場噪音，Addad 等人[15]利用商業軟體 Star-CD 計算暫態流場，利用 LEE 計算聲場，對渦流產生的機制與聲源的關係作比較，發現流場中渦流所產生的位置與聲源所產生的位置幾乎相同。

由是之故，本計畫擬運用 ANSYS FLUENT 計算流體力學(CFD)程式，結合風場模式、紊流模式以及考慮移動邊界與流體耦合的

FW-H 方程式，探討小型風力發電機之氣動力分析與噪音分布，協助上位計畫進行風機開發與設計。

貳、研究方法與過程

一、理論模式與數值方法

(一) 統御方程式(Governing Equation)

三維空氣動力數值模擬需要花大量的電腦資源與計算時間，適當簡化模型及假設條件是必要的，本文模擬所使用的基本假設如下：

1. 流體為牛頓流體。
2. 流體為不可壓縮流體。
3. 忽略重力、浮力等影響。
4. 流體在葉片上為無滑動邊界條件。
5. 假設葉片為平滑表面，忽略葉片粗糙度對流場的影響。

流體統御方程式包含連續方程式與動量方程式，對於不可壓縮的流體而言方程式如下：

連續方程式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (2-1)$$

其中， ρ 為流體的密度， \vec{U} 為流體的速度向量。

動量方程式：

$$\frac{\partial (\rho \vec{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = -\nabla P + \rho \vec{g} + \nabla \cdot (\mu \nabla \vec{U}) \quad (2-2)$$

其中， P 為流體壓力、 \vec{g} 為重力加速度、 μ 為流體黏度。

(二) 雷諾平均法(Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS)

在實際的流場及風場中，流場均屬於紊流狀態，由於紊流場在固定位置上的各種物理量均為暫態並隨著時間改變而變動，因此利用統計的源里，把紊流的流動看作由時間的平均流動與順時擾動疊加而成，將擾動項分離出來，便於分析和探討，因此，RANS-BASED並不是直接解暫態順時的 Navier-Stokes equation，而是求解時間平均的雷諾方程式，當壓力、速度(p 、 u 、 v)分別表示為平均量(\bar{p} 、 \bar{u} 、 \bar{v})、變動量(p' 、 u' 、 v')之組合時稱為雷諾平均方程式(Reynolds-Averaged Navier-Stokes,Rans)，但其造成只有三個方程式，但帶求解的未知量卻有六個，在方程式的總數少於變數的情況下，並須建立應力的表達式引入新的紊流模型，將紊流的擾動與時間平均值等關係聯繫起來。

(三) 紊流模式(Turbulence model)

為了解決雷諾應力造成方程式不封閉的問題，引入了紊流黏滯係數(turbulence viscosity)，將雷諾應力表示成紊流黏滯係數的函數，源於 Boussinseq[16]提出的渦旋黏性模式(Boussineq Eddy Viscosity Model)之假設，建立了雷諾應力相對於平均速度梯度的關係。

而紊流的現象相當複雜，若要準確的模擬其流動特性與尾流渦度，LES 在模擬上會有較佳的結果。然而，其計算所需資源龐大，

相對地計算時間亦較長。因此，如何選擇其他較為適當之紊流模型及網格分布、邊界條件，使其亦能有效且準確地預測實驗結果，為本研究之重要課題。

本研究擬使用四種不同的 RANS-based 的紊流模式(Standard k-ε、Realizable k-ε、SST k-ω、v²-f)，探討風機運轉時之流場分析模擬。這四種模式基本上係以 Standard k-ε 模式為基礎並進行延伸之紊流模式，皆為了改善邊界層網格及流體渦流特性而發展，其方程式主要如下所示。

1. Standard k-ε model:

Turbulence Kinetic:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (2-3)$$

Dissipation Rate:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (2-4)$$

2. Realizable k-ε model:

Turbulence Kinetic:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (2-5)$$

Dissipation Rate:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\epsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} C_{3\epsilon} G_b + S_\epsilon \quad (2-6)$$

3. SST k- ω model:

Turbulence Kinetic:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (2-7)$$

Specific Dissipation Rate:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (2-8)$$

4. v²-f model:

Turbulence Kinetic:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S^2 - \rho \epsilon + S_k \quad (2-9)$$

Dissipation Rate:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{T} (2\mu_t S^2 C'_{\epsilon 1} - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon) + S_\epsilon \quad (2-10)$$

v²:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{v^2}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \overline{v^2} u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j} \right] + \rho k f - 6 \rho \overline{v^2} \frac{\epsilon}{k} + S_{\overline{v^2}}$$

(2-11)

f:

$$f - L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_j^2} = \frac{(C_1 - 1)}{T} \left(\frac{2}{3} - \frac{\overline{v^2}}{k} \right) + C_2 \frac{2 \mu_t S^2}{\rho k} + \frac{5 \overline{v^2}}{T k} S_f$$

(2-12)

(四) 氣動聲學理論(Aeroacoustics)

風機葉片因風力作用而產生旋轉運動，並且造成周圍氣體分子的擾動，此現象即可產生氣動噪音。氣動聲學是氣動力學和聲學結合成的一門科學，主要是探討流體和物體的相互作用產生的聲音，1952年萊特希爾(Lighthill)對氣動聲學理論有卓越的貢獻，萊特希爾考慮將流體通過物體表面產生的紊流類比於聲場中的單極子、偶極子與四極子，並建立了聲學類比(acoustic analogy)理論並推導出方程式。

1. Lighthill 聲學類比理論(Lighthill Acoustic Analogy)

此處介紹萊特希爾方程式，Lighthill Acoustic Analogy 針對流體流過物體所產生的聲音，以流體力學之基礎方程式而發展成聲學理論，以四極子(quadrupole)描述流體流過靜止的物體所產生的紊流聲源，在自由空間條件下，針對在固體邊界不起主要作用的問題，此理論是由可壓縮流體的 Navier-Stokes 方程式所推導。

$$\frac{\partial^2(\rho - \rho_0)}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2(\rho - \rho_0) = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2-13)$$

式中 $T_{ij} = \rho v_i v_j + P_{ij} - a_0^2(\rho - \rho_0)\delta_{ij}$ 稱做(Lighthill stress tensor)。又 Lighthill 方程式與波動方程式非常接近，差別只在等號右邊所造成的非齊性項。而 Lighthill 方程式的解(Lighthill,1952)

$$\rho(\mathbf{x}, t) - \rho_0 = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int V_c \frac{T_{ij}(\bar{\mathbf{y}}, t - |\bar{\mathbf{x}} - \bar{\mathbf{y}}|/a_0)}{4\pi a_0^2 |\bar{\mathbf{x}} - \bar{\mathbf{y}}|} dV \quad (2-14)$$

其中 $\bar{\mathbf{x}}$ 為接收器的位置， $\bar{\mathbf{y}}$ 是聲源位置，定義一新函數 $\tau = t - |\bar{\mathbf{x}} - \bar{\mathbf{y}}|/a_0$ 為訊號發射時間，意旨聲源所產生的產生的聲音波會在 $|\bar{\mathbf{x}} - \bar{\mathbf{y}}|/a_0$ 秒後抵達接受器，故觀察第 t 秒時的聲壓訊號，實際上是個訊號在 τ 秒時發射出來的。

2. FfowcsWilliams-Hakings 方程式(FW-H 方程式)

Ffowcs Williams 與 Hawking 進一步考慮流體與移動中的物體間之作用，由萊特希爾的聲學理論衍生出 FW-H 方程式，此方程式適用於風機的旋轉運動。萊特希爾所推導出的理論只適用於流體通過靜止物體表面所產生的紊流，並未考慮到運動中的物體。直至 1969 年 FfowcsWilliams 與 Hawkings 特別針對流體經過移動中的物體所產生的現象，推導得到 FW-H 方程式，此理論是由萊特希爾聲學類比理論延伸而來，對於運動中物體在流體中的聲場分析能夠較準確

的描述。FW-H 方程式除了沿用萊特希爾所假設的控制體積之外，在其內部增加了一控制表面 S' 包圍分佈於移動物體表面的聲源，並令這假想的控制面以速度 v 移動。定義一新函數 $f(x,t)$ ，若是在控制表面 S' 外之情形，則 $f > 0$ ；在表面內，則 $f < 0$ ；而在表面上的情況， $f = 0$ ，如圖 2-1 所示。

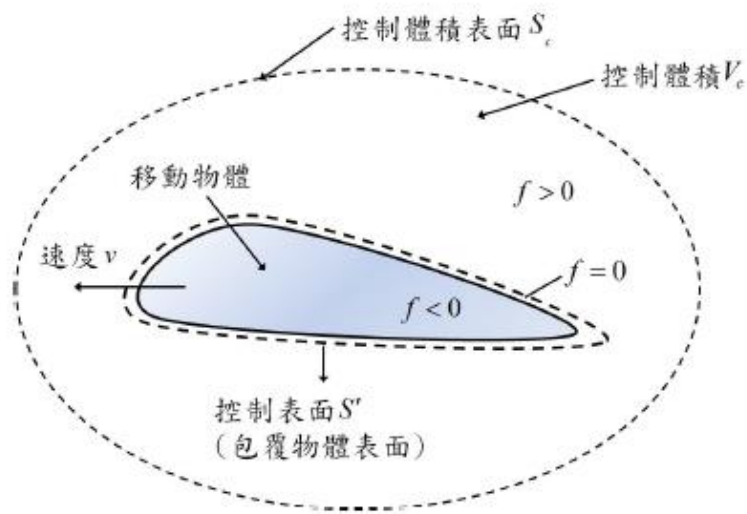


圖 2-1 FW-H 移動方程式意圖

萊特希爾所描述的四極子聲源分佈於控制體積 C_V 與控制表面 S' 之間的區域，而控制表面 S' 上分佈的聲源，則是因流體與移動物體耦合後產生的單極子與偶極子聲源。定義完聲源分佈區域之後，經由連續方程式以及流體力學 Navier-Stokes 方程式重新整理萊特希爾方程式，推導出 FW-H 方程式，方程式如下

FW-H 方程式：

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} \{ [P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n)] \delta(f) \}$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \{ [\rho_0 v_n + \rho (u_n - v_n)] \delta(f) \}$$

(2-15)

其中，

u_i = 流體速度在 x_i 方向的分量

u_n = 流體速度在法線方向的分量

v_i = 表面速度在 x_i 方向的分量

v_n = 表面速度在法線方向的分量

$\delta(f)$ 為 Dirac delta 函數

$H(f)$ 為 Heaviside 函數

$\delta(f)$ ， $H(f)$ 須滿足：

$$H(f) = 1 \quad f(x_i, t) > 0$$

$$H(f) = 0 \quad f(x_i, t) < 0$$

$$\delta(f) = \frac{\partial H(f)}{\partial f}$$

FW-H 方程式可利用自由空間的格林函數(Green's function)求解，

$$4\pi a_0^2 [\rho(x, t) - \rho_0] = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \left[\frac{T_{ij}}{r|1-M_r|} \right] dV_c - \frac{\partial}{\partial x_i} \int \left[\frac{P_{ij} n_j}{r|1-M_r|} \right] dS +$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \left[\frac{\rho_0 U_n}{r|1-M_r|} \right] dS \quad (2-16)$$

經過格林函數運算，將複雜的計算簡化成兩個面積分與一個體

積分。

其中，

$M_r = e_r \frac{v_s}{a_0}$ ，表輻射方向的馬赫數

e_r 為音源指向接收點的單位項量

v_s 是聲源傳遞速度

1- M_r 是都普勒放大因子，是聲源移動產生

J 描述動態座標和主座標的 Jacobian

$P_{ij}n_j$ 是由每單位體積表面施予流體的力

U_n 物體表面對流速度 U 的法線分量(指向流體內).

而在 FW-H 方程式之解中，觀察等式右方可發現三種聲源的來源，而其分母皆與馬赫數有關，在高馬赫數的情況下三種聲源都不可忽略。右邊第一項為對控制體積積分的萊特希爾四極子項，通常與流體通過物體而產生的紊流有關；第二項為偶極子項，與單位物體表面給予流體的力有關，即物體垂直表面方向施予流體的壓力；第三項為單極子項，和垂直物體表面的流速相關。另外由一開始假設的函數 $f(x,t)$ 可知，偶極子與單極子都分佈在控制表面 S' 上，所以積分都為對控制表面 S 上分佈區域進行面積分。

3. 聲壓函數

在 Ffowcs Williams 與 Hawkings(1969)的研究中，對於移動物體

所輻射之噪音已有明確的結果，移動物體在介質中所造成的密度波動，在位置 x 與時間 t 之狀態可表示為(2.14)式。為了提高 FW-H 方程式之可用度，一些簡化是必要的。紊流的產生除了與物體幾何形狀、流體性質有關，也與流體與物體間的相對速度有關，亦即馬赫數之影響。在低馬赫數($M < 0.3$)的情形下，物體只會對氣體產生小擾動(Hawkings and Lawson, 1974)，表示在(2.14)式中紊流產生之四極子聲源項(T_{ij})經體積分後所造成的影響與其它兩項相比甚小，故可忽略不計。

此外，(2.14)式中等號左邊為流體密度變化 $[\rho(x, t) - \rho_0]$ 而本文主要關心的是流體的壓力變化($\dot{P} = P(x, t) - P_0$)，即聲壓函數，可利用線性化後之狀態方程式，

$$\dot{P} = a_0^2 \dot{\rho} \quad (3.17)$$

即力與位移的關係相對於聲學上壓力與密度之間的關係。再將此式帶回(3.16)式，即可得聲壓函數。

$$P(x, t) - P_0 = \frac{\partial^2}{4\pi\partial x_i\partial x_j} \int \left[\frac{T_{ij}J}{r|1-M_r|} \right] dV_c - \frac{\partial}{4\pi\partial x_i} \int \left[\frac{P_{ij}n_j}{r|1-M_r|} \right] dS + \frac{\partial}{4\pi\partial t} \int \left[\frac{\rho_0 U_n}{r|1-M_r|} \right] dS \quad (3.18)$$

4. 音壓位準

聲壓的單位為 Pascal。人類聽覺範圍約為 $2 \times 10^{-5} \sim 20 \text{ Pa}$ 左右，人耳可聽頻率在 $20 \sim 20000 \text{ Hz}$ 之聲音，造成耳膜破裂的音量約為

100Pascal。為了方便起見，一般以聲壓對數形式作為表示之單位，即用音壓位準來表示音量大小，其計算式如下，

$$\text{SPL} = L_p = 10 \log \frac{P^2}{P_0^2} \quad (3.19)$$

其中 SPL 為音壓位準(dB)， P_0 為基準音壓，即為人耳能聽到的最低音壓 $2 \times 10^{-5} \text{pa}(\text{N}/\text{m}^2)$ ，P 為音壓(N/m^2)。

(五) 數值計算方法

本研究係採用計算流體力學處理器 ANSYS FLUENT Solver 以及前處理軟體 GAMBIT[17]進行模型建立與計算分析，前處理部分主要是建構幾何模型並劃分網格，再經由 FLUENT 針對求解的物理問題進行 CFD 的模擬計算。數值計算方法係採用有限體積法，將控制方程式在空間區域上進行離散，利用疊代方法求解線性代數中的未知數，並對解的收斂性進行監控，並在達到收斂後，結束疊代的過程。其求解過程如下：

- A. 假定初始壓立場。
- B. 利用壓力場求解動力方程，得到速度場。
- C. 利用速度場求解連續方程，使壓力場得到修正。
- D. 求解紊流方程式及其他物理量的方程式
- E. 判斷當前時間步上的計算是否收斂，若不收斂，返回第二步，疊代計算；若收斂，重複上述步驟，計算下一時間步的物理量。

離散控制方程後，連續與動量方程式間須建立速度與壓力的修

正關係，本研究所使用的方法為 SIMPE 法，SIMPLE 法是目前工程應用中最廣泛的一場壓力修正方程式，該方法是由 Patankar 和 Spalding[18]在 1972 年所提出，主要應用於求解不可壓縮流場的數值方法。其核心是採用猜測-修正的過程，基本思想為給定壓力場，求解離散形式的動量方程式，得到速度場，因為壓力是假定的值，因此得到的速度場一般都不滿足連續方程式的條件，因此必須對給定的壓力場進行修正。修正的原則是與修正後的壓力場相對應的速度場能滿足這一疊代層次上的連續方程是，根據這個原則，由動量方程式的離散型式所規定的壓力與速度的關係帶入連續方程式的離散形式，從而得到壓力修正方程，由壓力修正方程得出壓力修正值，接著跟續修正後的壓力場，求得新的速度場。然後檢查速度場的收斂性，若不收斂，用修正後的壓力值作為給定的壓力場，開始下一層次的計算，直到獲得收斂的解為止。

參、主要發現與結論

一、國際 NACA-0021 流場驗證

(一) 模式設定

在垂直軸小風機的驗證分析模型，採用 Darrieus H rotor 型葉片翼型之垂直軸風機，其模型外觀如圖 3-1 所示。為了簡化模型並降低計算資源，葉片支撐架之部分將不予考慮。此外，在計算全域上導入 Blockage correction factor 因子項，其定義如下：

$$\varepsilon_{sb} = 1/4 A_s / S_{domain}$$

$$\text{or } = 1/4 D_{rotor} H_{rotor} / W_{domain} H_{domain} \quad (3-1)$$

其中，

ε_{sb} =Blockage correction factor，

A_s =掃風面積，

S_{domain} =計算域面積，

W_{domain} =計算域寬度長，

H_{domain} =計算域長度長。

Blockage correction factor 的定義，係將計算域全域之寬度設為 80 個轉動直徑，根據 Bradshaw[21]之研究結果指出，垂直軸風機在

模擬方面其計算全域設置可將 Blockage correction factor 可少於 0.32%，可使由於垂直軸切線速度造成的自由流增速減少至 1%。

圖 3-1 為 3 維垂直軸模型之設置，近場部分包含葉片與支撐架設定為 Rotor，遠場部分則設置為 Farfield。此垂直軸風機的旋轉直徑為 1 m，遠場之計算域尺寸設置為 80 m，其係為一相當大之計算域。為有效節省計算資源，在遠場部分係使用較粗的非結構性網格，近壁處則採用結構性網格來預估葉片邊界的分離流現象。在 Rotor 設置方面，此垂直軸風機為三葉型 Darrieus H rotor，Rotor 區設置如圖 3-2 與圖 3-3 所示，在垂直軸葉片周圍採用結構性的網格，構成一個圓柱區域的結構性網格區，其葉片所包圍之直徑為 0.4 m，Rotor 區的直徑為 2 m。在氣動力驗證比較部分，在垂直軸風力發電機採相對攻角分布(α)分析作為驗證的氣動力參數，圖 3-4 為各係數與風機葉片的相對關係圖，而攻角計算式如下所示：

$$\alpha = \arctg \frac{U \sin \gamma}{U \cos \gamma + (-U_t)} \quad (3-2)$$

$$\gamma = \theta - \delta \quad (3-3)$$

$$\delta = \arctg \left(\frac{U_y}{U_x} \right) \quad (3-4)$$

其中，

θ = 方位角

δ = 絕對風速與自由流的夾角

γ = 絕對風速與葉片的夾角

U_x = 絕對風速在 x 方向的分量

U_y = 絕對風速在 y 軸的分量

$U_t = \omega R_{rotor}$

邊界條件設置的部分，將與 Marco[22] 等人之 CFD 分析做驗證分析比較，其運轉條件皆為自由流速 9m/s，在不同的尖端速度比(Tip Speed Ratio, TSR)下之研究，表 3-1 為不同的邊界條件設置。

其中， $TSR = \omega R_{rotor} / U_{\infty}$ 。

表 3-1 垂直軸小風機預測模擬-運轉條件

Case	Free stream velocity	
	(m/s)	TSR
Case1	9	1.44
Case2	9	2.06
Case3	9	2.66

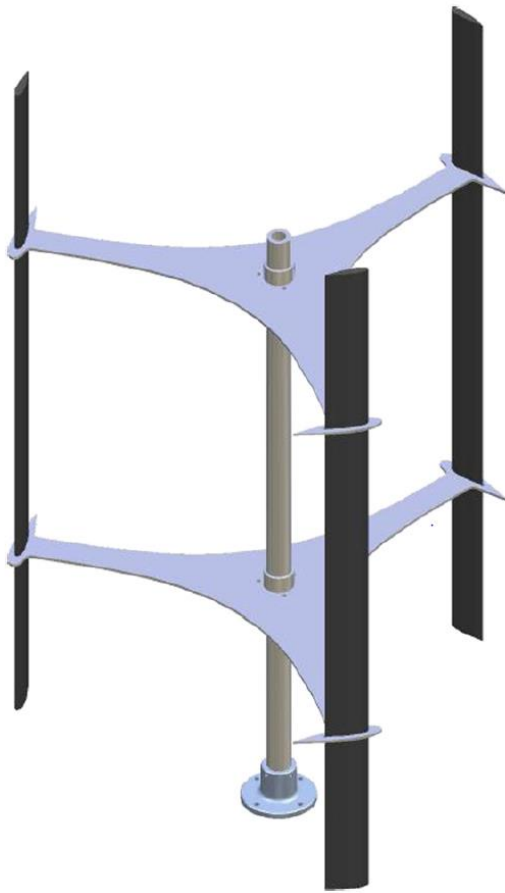


圖 3-1 垂直軸小風機驗證之模型

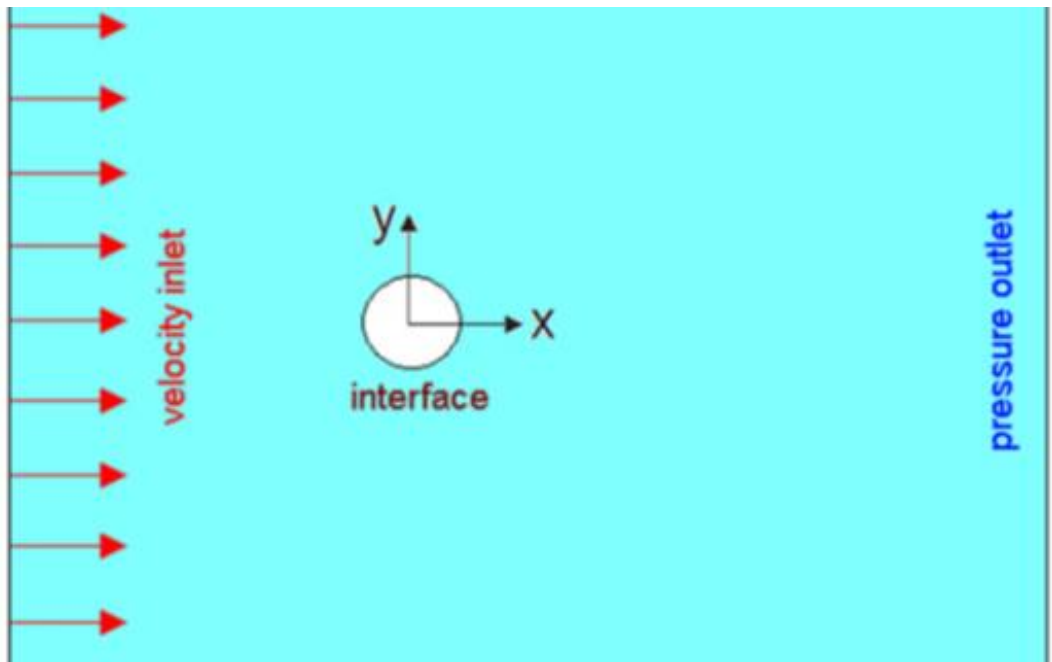


圖 3-2 垂直軸小風機驗證 3D 模型設置平面圖

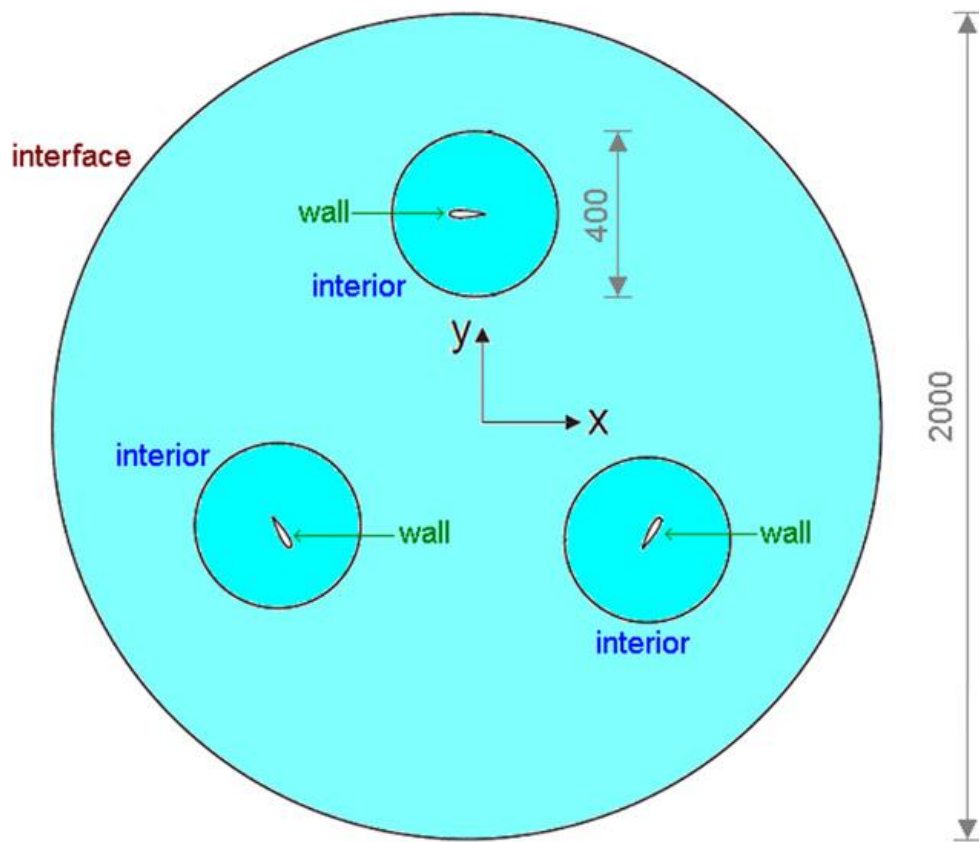


圖 3-3 垂直軸小風機轉子區分布示意圖

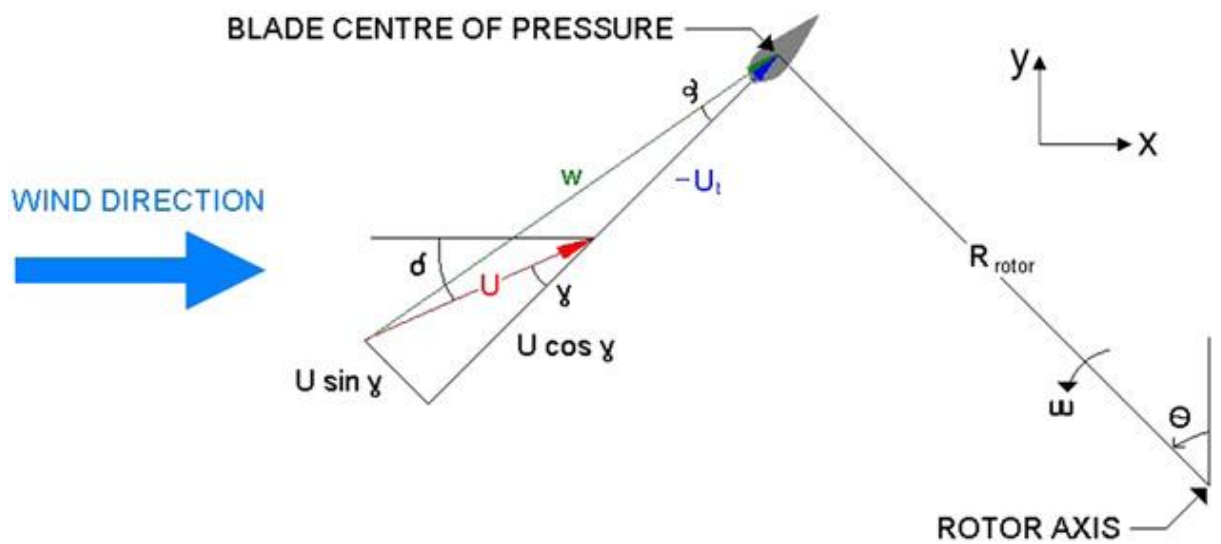


圖 3-4 攻角與其他參數與風機的示意圖

(二) 流場驗證分析

在進行 CFD 驗證之垂直軸風力發電機方面，係採用 NACA0021 之翼型，翼展長為 1.456M、Chord 長為 85.8cm，為 Darrieus H 型三葉型風機。在流場驗證部分，採攻角係數之 360 方位角上的數值做為比對，並與 Marco 等人[23]之 CFD 模擬結果做驗證比對，邊界條件為自由流速下三種不同的尖端速度比 $TSR=1.44$ 、 $TSR=2.04$ 、 $TSR=2.64$ 的運轉條件下。在紊流模式選擇上，根據前期計畫所獲得之經驗，將採用 SST k- ω 紊流模式進行驗證分析。

圖 3-5 為 $TSR=1.44$ 下，攻角與方位角之關係圖。其模擬結果與 Marco 等人[23]之結果在趨勢上與實際攻角大小值相符，只有在最大正攻角與最小負攻角上大約有較明顯的誤差值，其結果是可以接受的。究其原因可能是因為在低 TSR 運轉條件下，且功率相對較低的運轉條件，轉動矩也較低，所造成的後方擾流較不明顯，因此差異性並不明顯。

圖 3-6 為 $TSR=2.04$ 運轉條件下，攻角與方位角之關係圖。在 TSR 條件越高的情況下，轉矩與功率部分也會因而上升並直至 Betz 極限，而轉矩上升則整體攻角為下降之趨勢。分析結果顯示最大攻角值為 0.5121，在此處將會有預期最高的力矩值帶動風機葉片旋轉，其與 Marco 等人之結果誤差較來得小。而在負攻角值的分析上變動較大，最低負攻角來到 -0.32121，誤差卻也較高。其原因可能是因負攻角出現之區域為整體風機的下風處 (180~360 度)，此區域為紊流較複雜

的部份，在速度與壓力的模擬上因數值處理係以時間平均做計算，將可能會產生不準確的誤差。因此，在攻角的分析上尾流區出現的負攻角處時，其不準確度較高。

圖 3-7 為 TSR=2.64 的運轉條件下，攻角與方位角之關係圖，在 TSR 漸高的情況下，後方尾流區的影響漸增，且轉矩與功率增加下，紊流的複雜現象更為明顯。SST k- ω 紊流模式進行計算後，可發現在尾流區的部分會有所誤差，在上風處(0~180 度)誤差極小，然而在下風處(180~360 度)處，流體流經葉片形成之分離流與擾流情況較嚴重，在速度上並無法完全模擬真實的流場，因此負攻角出現的後方尾流區誤差值會較大。

在比較三種不同運轉條件下的相對攻角值後也可以發現，其趨勢是以 TSR 越高而有較低的相對攻角值，其原因可發現於相對攻角的定義上，再增加 TSR 的部分，葉片的旋轉切速度 $U_t = \omega R_{rotor}$ 會增加，而使得攻角值降低。然而以工程的角度，尋找合適且節省資源與運算時間的紊流模式是相當重要的，因此在整體的誤差上，採用 SST k- ω 紊流模式所得之計算結果是可以接受的。

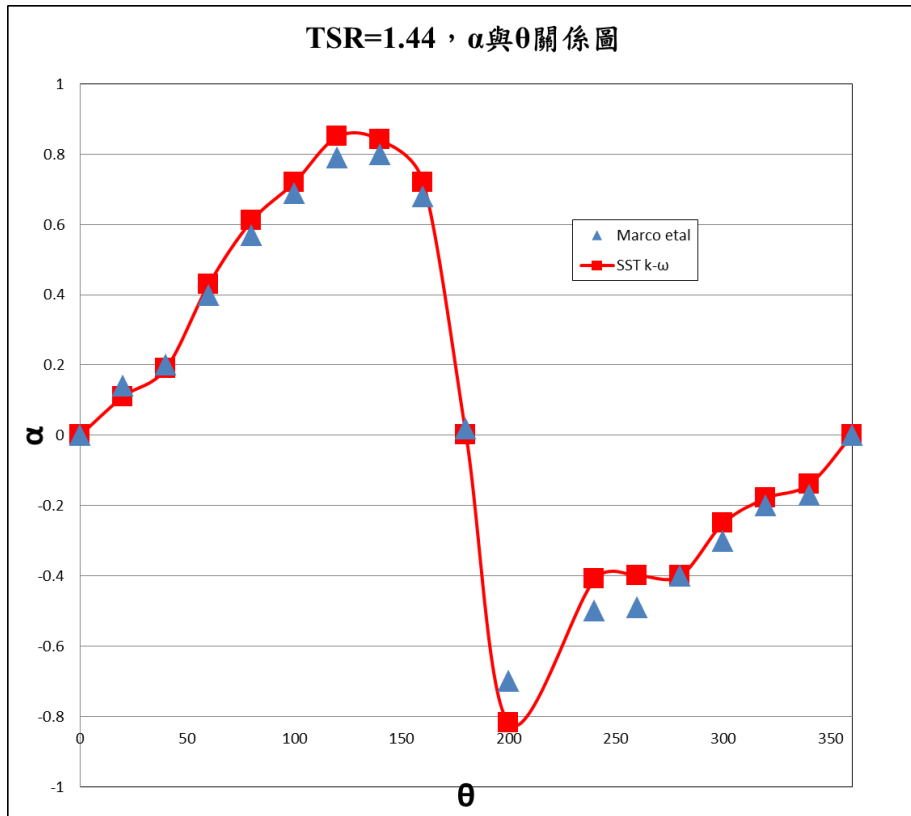


圖 3-5 TSR=1.44 下，攻角與方位角之關係圖

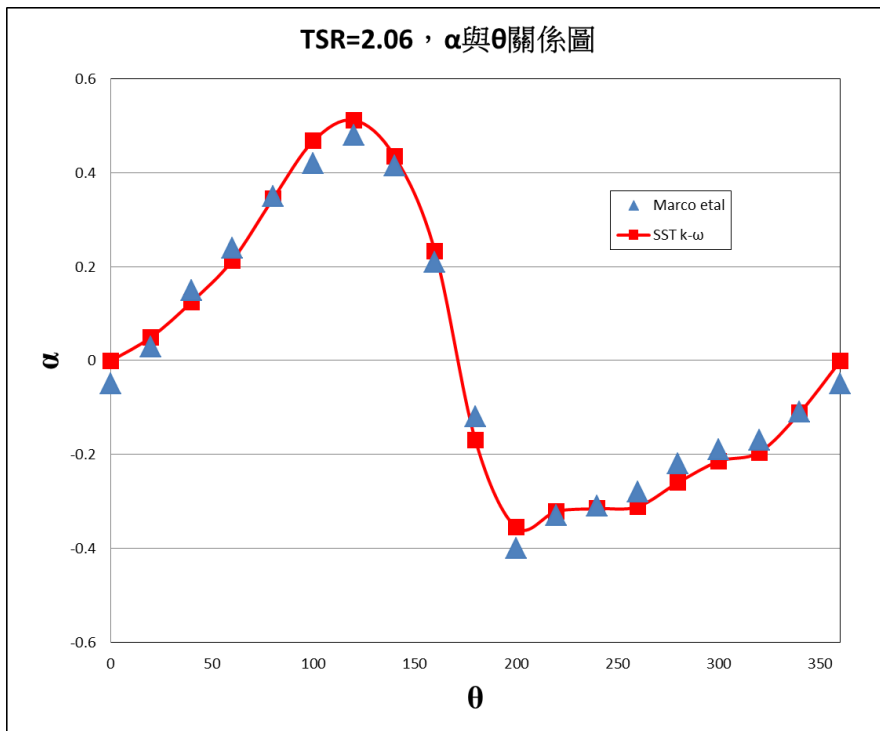


圖 3-6 TSR=2.06 下，攻角與方位角之關係圖

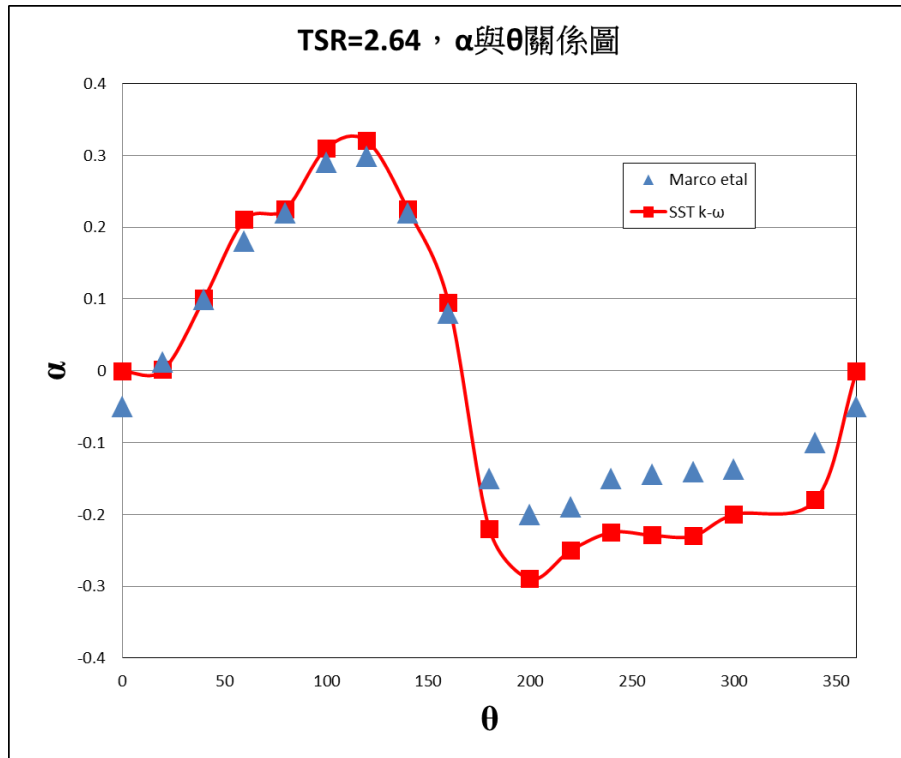


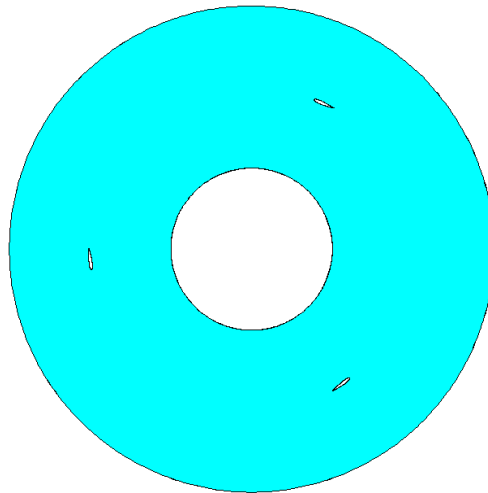
圖 3-7 TSR=2.64 下，攻角與方位角之關係圖

二、INER 設計之垂直風機模型

由所內提供之垂直風機模型資料，以 Gambit 前處理軟體進行幾何外型、邊界、網格生成之建立。此垂直軸風力發電機之旋轉半徑為 3 m，如圖 3-8 為其風機模型與如圖 3-9 為網格示意圖。在模型及網格製作上，承襲驗證分析之設計方法，將計算域分成遠場(Farfield)及旋轉區(Rotor)，風機葉片在旋轉區內，原點為風機中心點，設定風速往正 y 軸方向吹。Rotor 旋轉直徑為 9 m，Farfield 計算域的長、寬尺寸分別為 120 m 以及 144 m。同時，為了降低計算資源且不影響計算結果的情況下，將忽略支撐架部分。此外，葉片與其鄰近流場在進行網格設計時，為準確計算分離流及擾流為前提下，網格的細緻度與需求量將需要較為龐大的數量來進行計算。故在葉片壁面處使用結構性網格，以便控制邊界層厚度。並根據驗證分析的網格

分布加以改進，使近壁處之結構性網格更加進步改善處理。圖 3-9 為整體計算域之網格分布，遠場部分則可以使用較粗糙的非結構性網格來計算。此外，本研究亦採取不同的紊流模式進行分析，如何選擇正確的紊流模式及節省計算資源以達到所需的結果是相當重要的過程。表 3-2 為 垂直軸小風機之運轉條件。

Rotor 截面圖



俯視圖

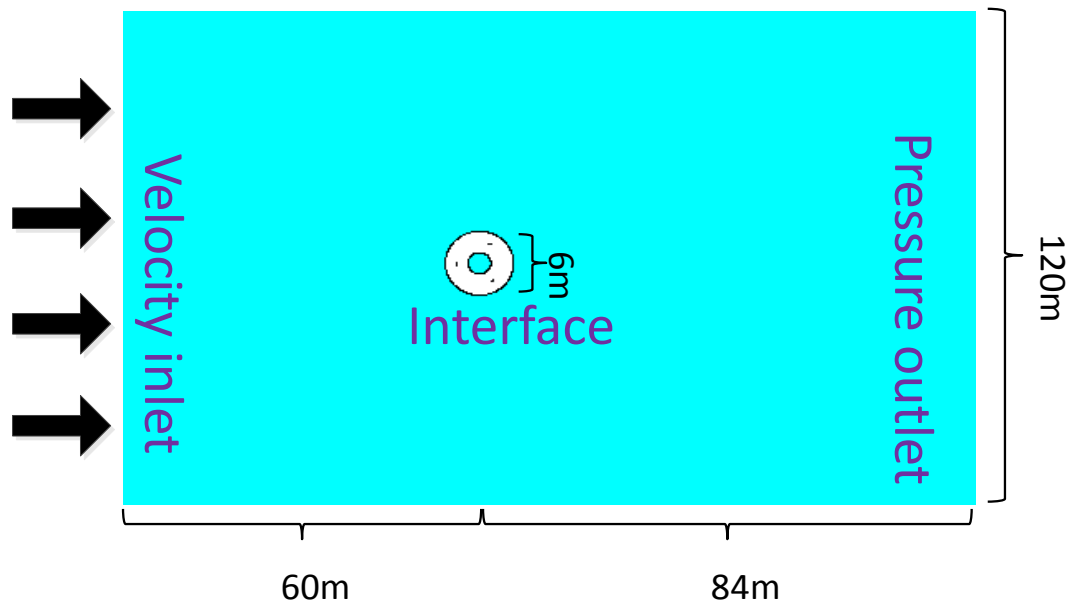


圖 3-8、INER 設計之垂直風機與計算域之示意圖

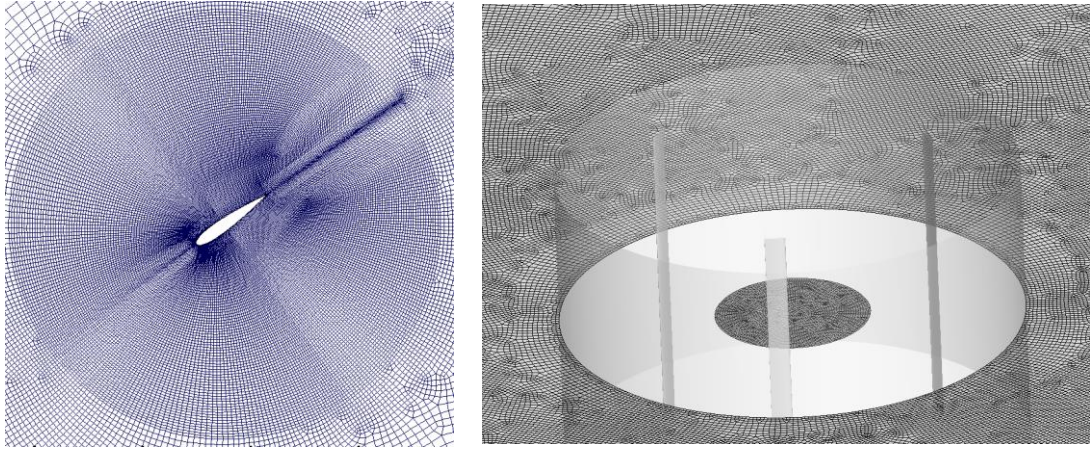


圖 3-9、INER 設計之垂直風機網格分布圖

表 3-2 垂直軸小風機運轉條件

Case	Velocity (m/s)	Pitch	Rotate speed (RPM)
Case1	6	6	44.05
Case2	12	18	59.13
Case3	18	33	60.85

(一)流場驗證分析及討論

本研究採用四種 RANS-based 的紊流模型來進行計算，其模式分別是 Spalart-Allmaras、Standard $k-\varepsilon$ 、SST $k-\omega$ 、 v^2-f ，並討論不同風速下之流場分析作比較探討。圖 3-10 為不同紊流模式下壓力係數 (Coefficient of Pressure, C_p) 值分布情形。

Standard $k-\varepsilon$ 模式為泛用型紊流模式，其適用於高雷諾數(High Reynolds Number)流動之計算分析，然而在接近壁面處其流動速度受黏滯效應影響，其流速係屬低雷諾數流動，因此需以壁面函數來處理其壁面效應。但此模式在預測分離流與渦流狀態時並未考慮流體之旋轉效應。同樣地，Realizable $k-\varepsilon$ 模式在壁面處理上亦須增加壁面函數來計算近壁處之流場。但其與 Standard $k-\varepsilon$ 模式不同之處在於，其藉由改變紊流黏滯性，以經驗方程式來增加流體之旋轉效應，因此可預期此模式在分離流現象之預測會較 Standard $k-\varepsilon$ 模式來得佳。 v^2-f 模式雖其係以 Standard $k-\varepsilon$ 模式為基礎，並另增加兩項方程式來有效處理雷諾應力(Reynolds Stresses)所產生之效應。但其在模式中已考量近壁處低雷諾數流動效應，因此並不需額外增加壁面函數來模擬。SST $k-\omega$ 模式本身已考量近壁處低雷諾數流動效應，因此其亦與 v^2-f 模式相同。由圖可發現 Standard $k-\varepsilon$ 模式與其他紊流模式僅有些許的差異，其可能之原因係風速較低的情況所造成。LES 模式在尾流之消散效應模擬上較 RANS-based 紊流模式能清楚掌握其渦流動態，然而除了尾流之模擬較不同之外，以工程應用之角度來看，影響噪音分布之聲壓模擬準確性較為重要。故以有效計算分析而言，本研究所採用之紊流模式其預測結果是可以接受的。

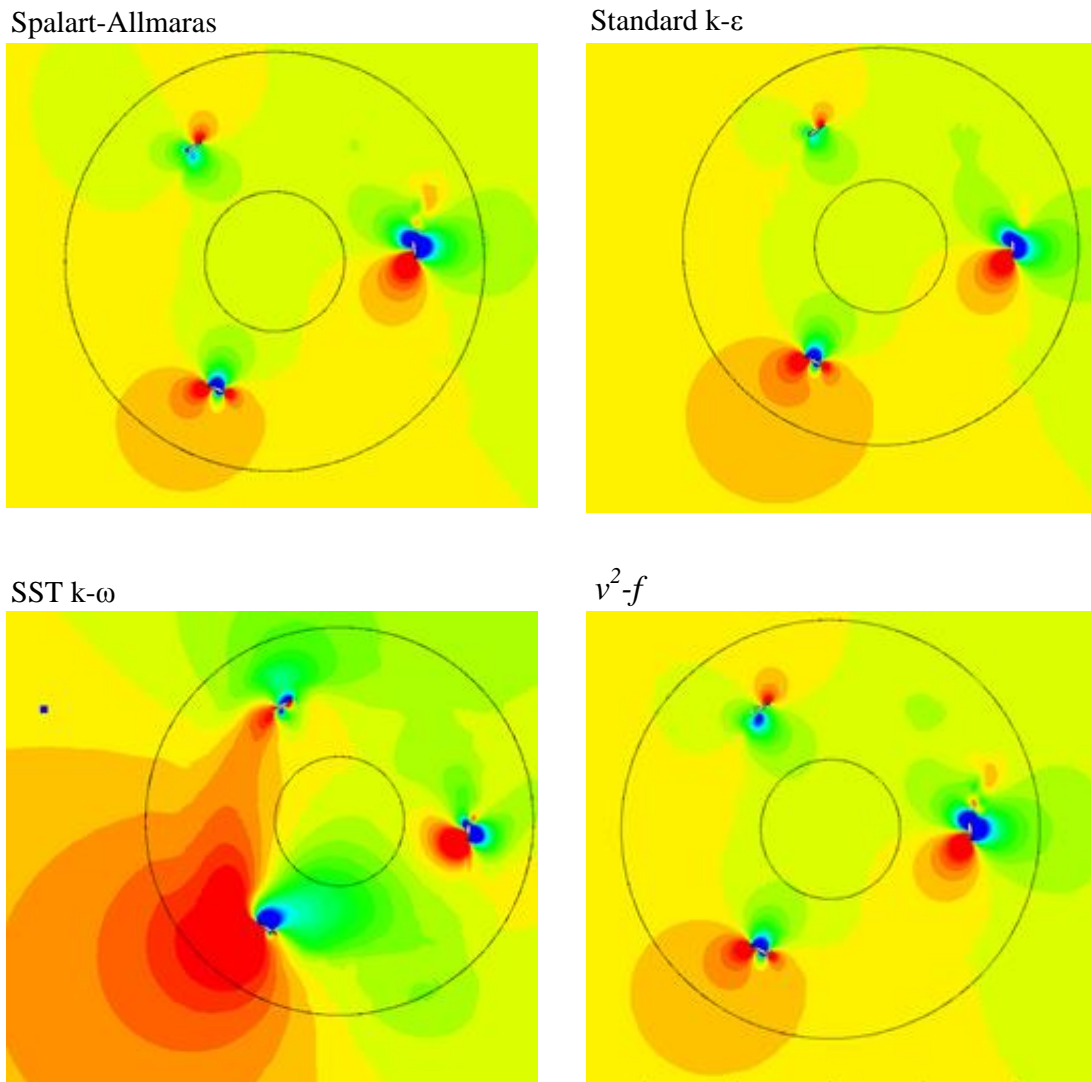


圖 3-10 不同紊流模式下 C_p 值分布

圖 3-10 可以發現，所有紊流模式之模擬結果其流體於葉片前端鈍處都有明顯較低的現象。其主要原因在於 y^+ 之值約在 30 左右。因迎風面係為 stagnation 處，若需要更為準確之模擬預測，則在近壁處之網格尺寸須使 y^+ 小於 1 以內，因此網格尺寸則必須更為細緻並採用低雷諾數紊流模式(Low Reynolds Number Turbulence model)或加強壁面處理(Enhanced Wall Treatment)方法來進行計算。若使用了壁面函數則將會無法清楚呈現近壁區之流體現象，進而導致誤差存在

甚至擴大，因此未來可以朝向使用低雷諾數的方向進行分析。此外，由圖可知 Standard k- ϵ 模式的 C_p 值明顯較低，代表其靜壓較大、速度較慢，此與速度分佈之比對下為相符合的狀態，而 v^2 - f 紊流模式於尾流的模擬部分則會與實際情況較為接近。圖 3-11 為 v^2 - f 紊流模式下，其旋轉隨不同角度之 C_p 分布，由此可以了解葉片在不同角度下之壓力分布。 v^2 - f 紊流模式雖然無法有效地模擬葉片後方的尾流區之渦流特性，但仍可模擬出較明顯之葉片後方的尾流情形，其整體趨勢仍屬合理的範圍。故由上述之比較結果得知， v^2 - f 與 SST k- ω 紊流模式不僅在進行流場模擬上則有較準確的預測結果以及適用性。

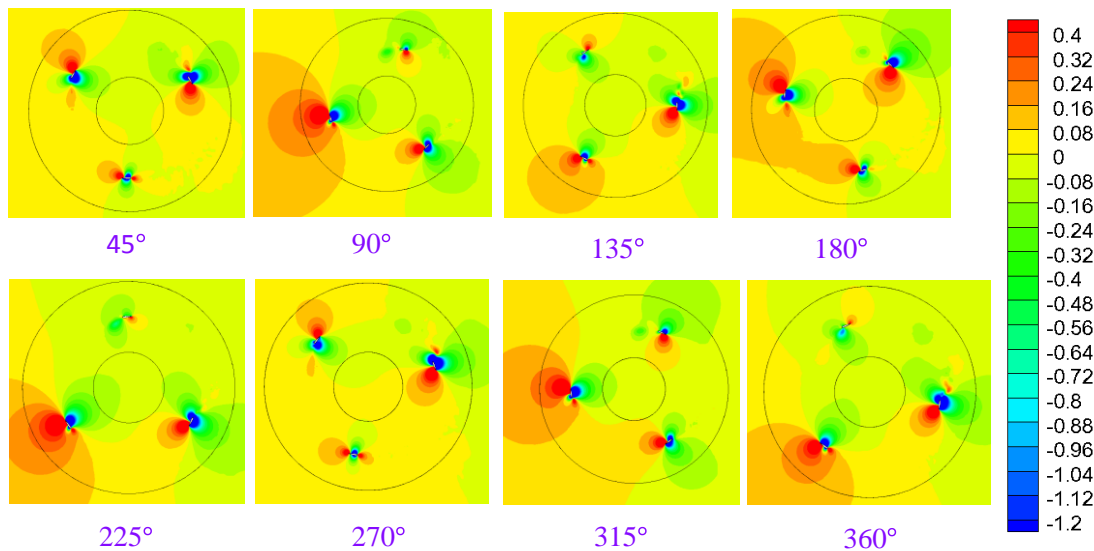


圖 3-11 v^2 - f 紊流模式在不同旋轉角度之 C_p 分布

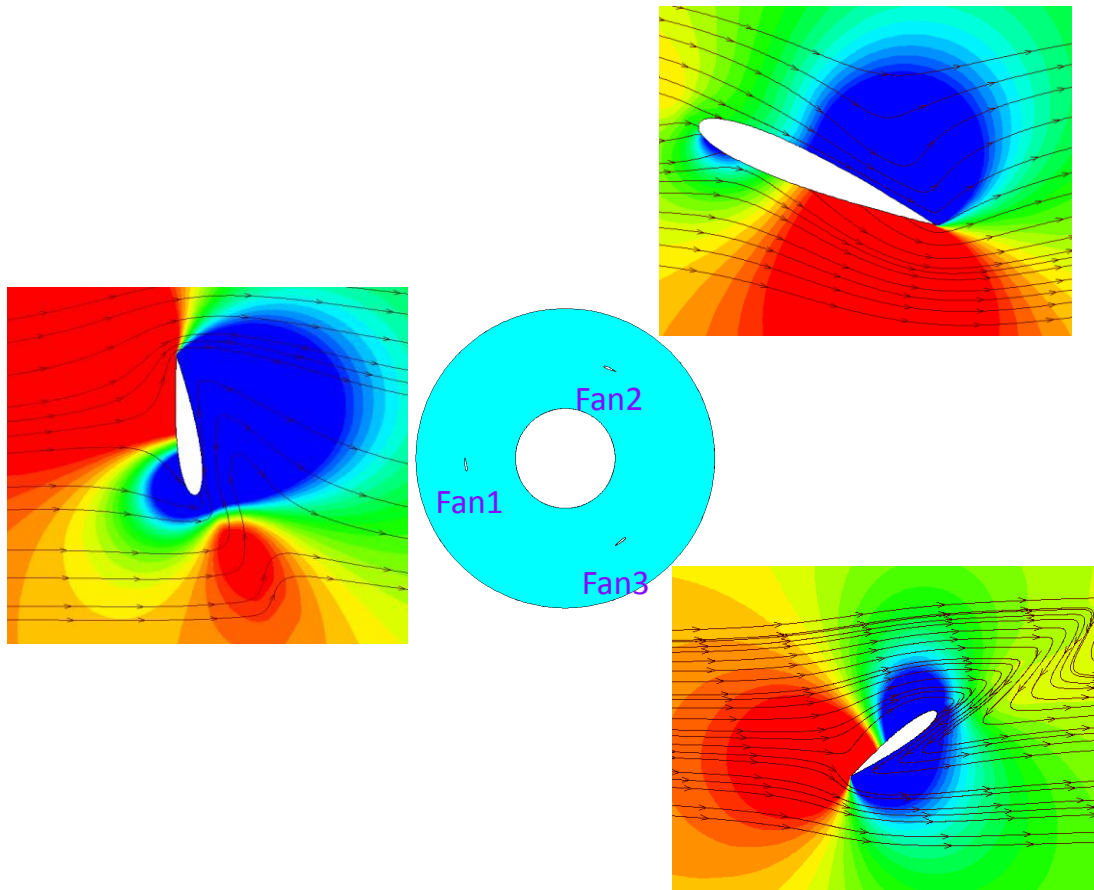


圖 3-12 SST k- ω 紊流模式於不同葉片之流場

圖 3-12 為 v^2-f 紊流模式下之流線與 C_p 分布。其結果顯示，Fan 1 因其葉片處於迎風面上，其 C_p 分布模擬結果於上下游部分有明顯地差異，亦是風機旋轉之主要推力。而其他除了 SST k- ω 紊流模式外，模擬結果之準確性與合理性與 v^2-f 紊流模式相比之下有較大的差異性。

(二)聲場驗證分析

以流場驗證分析結果討論，人耳能聽到之頻率段為20~20000HZ，而風機之氣動噪音所產生的低頻噪音段則為主要的聲噪來源。由於垂直風機不同於水平風機，其產生之噪音雖然較低，但聲場分析亦是相當重要的課題。因此，藉由先前不同紊流模式計算分析並考慮計算資源，此聲場模擬將選擇SST k- ω 紊流模式進行聲噪場預測模擬之驗證分析。

在入口之邊界條件方面，其入口風速為10 m/s，轉速為63.66rpm，TSR為2。觀測點是以垂直風機中心為原點，分別距背風面12 m(監測點1)、迎風面12 m(監測點2)以及迎風面24 m(監測點3)，作為聲噪觀測點。如圖3-13~圖3-15所示分別為監測點1~3之分析。由此圖可見，在TSR=2之運轉條件下，所關心的低頻噪音0~200Hz的分貝數平均約為15。迎風面及背風面下的噪音分貝頻率分布圖相差異性不大，使得在迎風面區跟背風面區受到風扇轉速下的影響並不大。

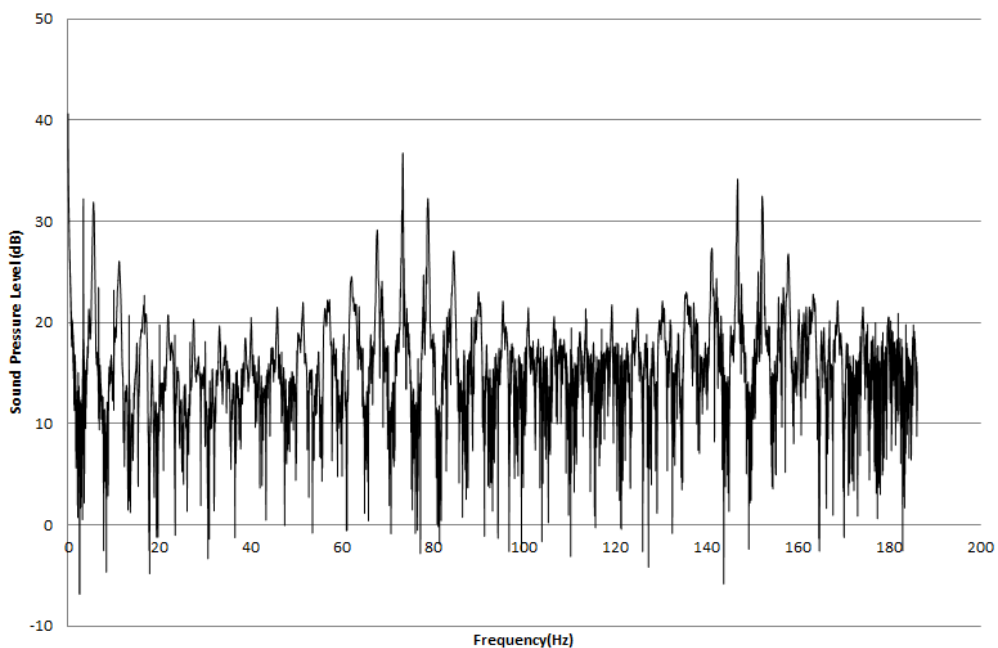


圖 3-13 距離垂直風機 12m 處之背風面監測點

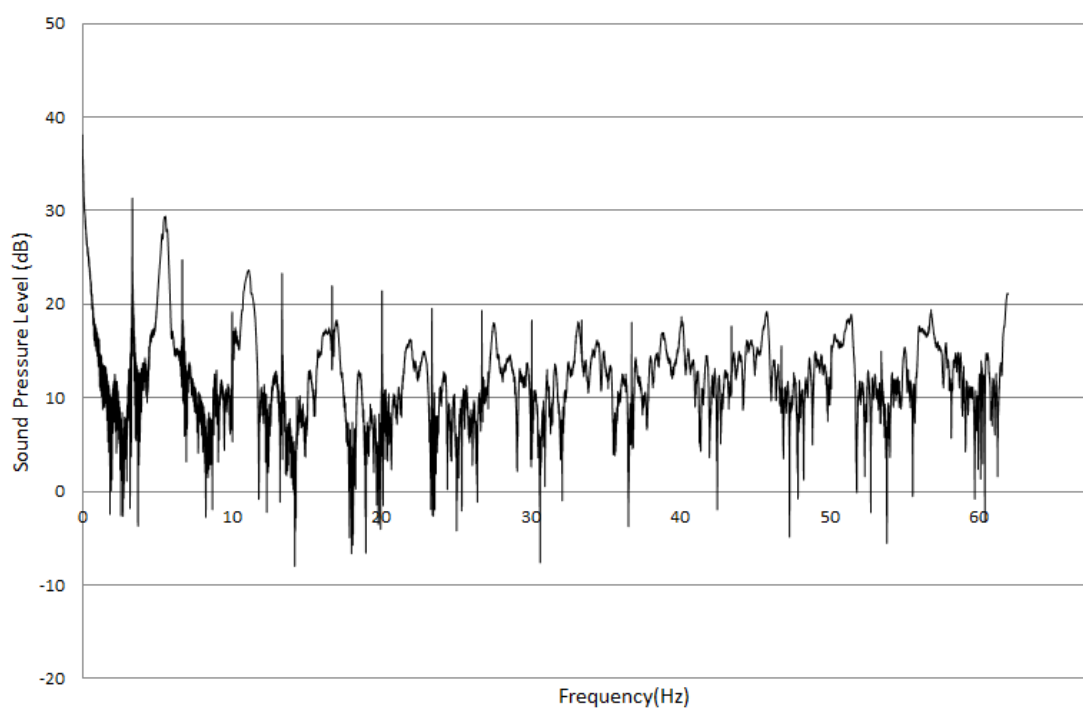


圖 3-14 距離垂直風機 12m 處之迎風面監測點

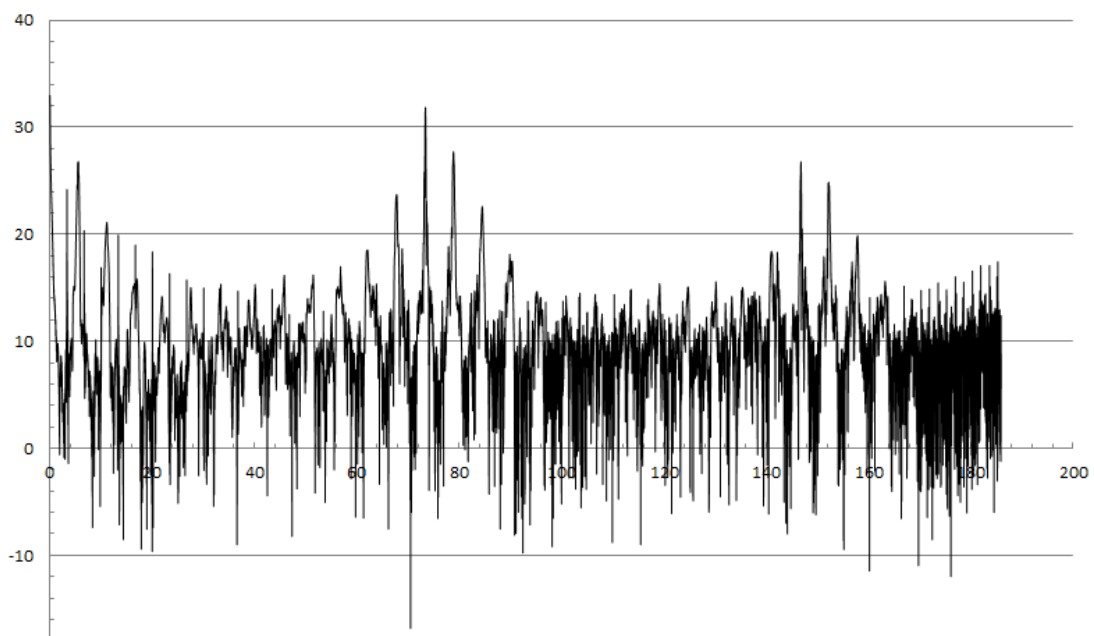


圖 3-15 距離垂直風機 24m 處之迎風面監測點

三、結論與未來工作

本研究係使用計算流體力學方式，以不同的紊流模式進行垂直風機葉片之流場驗證模擬分析。經計算結果與實驗數據比對後可發現，在以四種 RANS-based 紊流模型所分析之結果並不會有明顯的差異，其些許的差異主要是在尾流區的分佈。在壓力係數與實驗值的分析驗證下，主要差異是在分離流現象的葉片前端區，而葉片後段部分所預測之壓力係數分布與實驗值差異很小。雖不同之紊流模式所預測之現象有所不同，但整體趨勢與實驗量測值並未有明顯的差異。而 v^2-f 與 SST $k-\omega$ 兩種紊流模式，模擬分離流、尾流渦旋及整體流場之預測結果會與 LES 模式之結果與趨勢相近，並經與實驗數據相互驗證之結果，其間之差異性是可以接受的。

以工程應用分析之角度而言，採用低運算成本之紊流模式，不僅可大幅降低計算時間，並可藉由本研究結果，發展出一套風機聲噪模擬的流程，並可在未來協助上位計劃，進行風機開發的減噪模擬分析及協助開發。幾何外型對流場及氣動噪音的影響很大，本研究並未改變模型幾何外型，未來可以改變葉片形狀、葉片厚度、葉片傾斜角度，藉由改變葉片幾何外型達到降低噪音的目的。

肆、参考文献

1. M.J. Lighthill, "On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory," Proceedings of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 211, 1952, 564-587.
2. J. E. Ffowcs Williams and D. L. Hawkings, "Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion," Philosophical Transactions of Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 264, 1964, 321-342.
3. Giguere, P. and Selig, M. S., "Design of a Tapered and Twisted Blade for the NREL Combined Experiment Rotor," Nrel/sr-500-26173, NREL, April 1999.
4. Nilay Sezer-Uzol and Lyle N. Long "3-D Time-Accurate Inviscid and Viscous CFD Simulations of Wind Turbine Rotor Flow Fields," Lecture Notes in Computational Science and Engineering, Volume 67, 2009, pp 457-464.
5. N. N. Sorensen, J. A. Michelsen and S. Schreck, "Navier-stokes predictions of the NREL phase VI rotor in the NASA ames 80 ft 120 ft wind tunnel," Wind Energy, 2002(5), 2002, 151-69.
6. Hand, M., Simms, D., Fingersh, L., Jager, D., Cotrell, J., Schreck, S., and Larwood, S., "Unsteady Aerodynamics Experiment Phase VI: Wind Tunnel Test Configurations and Available Data Campaigns," Nrel/tp-500-29955, NREL, December 2001.
7. A. Tadamas and M. Zangeneh, "Numerical prediction of wind turbine noise," Renewable Energy, Vol. 36, 7, 2011, 1902-1912.
8. Chao Li a,b, Songye Zhu a,* , You-lin Xu a, Yiqing Xiao b 2.5D large eddy simulation of vertical axis wind turbine in consideration of high angle of attack flow Renewable Energy.