

【 論 文 】

垂直軸 Darrieus 風力 터어빈의 空氣力學的特性
解析에 관한 研究

A Study on the Analytical Methods for the Aerodynamic
Characteristics of Vertical-Axis Darrieus Wind Turbine

金 建 勳* 李 澈 珩* 李 圭 鉉**
(Kim, Keon Hoon) (Lee, Chul Hyung) (Lee, Kyu Hyun)

ABSTRACT

Performances of 3 different aerodynamic analytical models, single multiple and double multiple stream tube, for vertical axis Darrieus turbine were analyzed comparatively. From the study it has been found that the models derived from stream tube assumptions can be useful for simple prediction of basic design characteristics of Darrieus turbine. But, for a large tip speed and solidity ratios, the models has shown a certain limit in its applicability according to the formulation scheme applied.

The results have shown that for the case having large tip speed and solidity ratios the consideration due to stream conditions, such as trailing vortices or wakes, should be included for accurate prediction of the aerodynamic performances of Darrieus turbine.

記 號 說 明

A 風力터어빈의 回轉面積
A_s 微小 流管면적
a 誘導速度 干涉係數
C 날개시위 길이 (. chord)
C_d 局部 抗力係數
C_{Fy} y 방향의 推力係數
C_l 局部 揚力係數
C_m normal force coefficient
C_p 風力터어빈의 動力係數 ($=\bar{T}\Omega/\frac{1}{2}\rho V_{\infty}^3 A$)

C_{p1} 上位흐름지역의 動力係數
C_{p2} 下位흐름지역의 動力係數
C_Q 토오크계수 ($=Q/\frac{1}{2}\rho V_{\infty}^2 RA$)
C_{Q1} 上位흐름지역의 토오크계수
C_{Q2} 下位흐름지역의 토오크계수
C_T 推力계수 ($=T/\frac{1}{2}\rho V_{\infty}^2 A$)
C_t tangential force coefficient
C_y 流線方向의 空氣力係數
F_n normal force
F_t tangential force
F_y y 方向 空氣力
H 風力터어빈 높이
△h 微小流管 높이
l blade 길이

* 韓國動力資源研究所

** 正會員：韓國動力資源研究所

- N blade 갯수
- N_H 微小流管의 높이 방향 갯수
- N_Q 微小流管의 방위각 방향 갯수
- Q 토오크
- R 風力터어빈의 최대반경
- r 風力터어빈의 局部반경
- R_e Reynolds 數 ($=WC / \nu$)
- T disk 에 작용하는 推力
- V 誘導速度
- V_e 誘導 平衡速度
- V_w 後流의 誘導速度
- V_∞ 自由 흐름속도 (free stream velocity)
- V' 下位흐름지역의 유도속도
- V'' 下位흐름지역의 유도속도
- W 相對速度
- x,y,z 지표면 고정좌표계
- α 받음각 (angle of attack)
- β 접사각 (tangential angle of blade)
- ϵ error tolerance
- θ blade 方位角 (azimuth angle)
- Ω 風力터어빈의 회전속도
- λ 날개끝 速度比 ($R\Omega / V_\infty$)
- σ 回轉 面積比 (NC / R)
- ρ 空氣 密度
- ν 空氣의 동점성계수

Subscript

- i i 번째 반복계산과정

Superscript

- ($\bar{\quad}$) 평균값
- (\sim) 無次元係數
- ($'$) 下位흐름조건

1. 序 論

風力 터어빈은 바람의 방향에 대한 回轉軸의 方向에 따라 水平軸 風力 터어빈과 垂直軸

風力 터어빈으로 구분할 수 있으며, 風力 터어빈을 구동시키는 空氣力에 따라 揚力을 利用한 風力 터어빈과 抗力을 利用한 風力 터어빈으로 구분된다. 水平軸 風力 터어빈의 대표적인 例로는 프로펠러型 風力 터어빈¹⁾을 들 수 있고, 垂直軸 風力 터어빈으로는 Darrieus 型 風力 터어빈²⁾을 들 수 있으며, 이들은 모두 揚力에 의해 구동되는 風力 터어빈이다.

Darrieus 型 風力 터어빈은 프로펠러型 風力 터어빈에 비해 構造的으로 安定하고, 에너지 變換裝置가 지상에 설치되므로 維持·管理가 容易하다. 또, 風向 추적장치가 不必要하므로 시스템이 간단하게 되고, 過速時 空氣力學的으로 安定하게 되는 등의 長點으로 인하여 最近에 점차 이용범위가 확대되고 있고, 그에 따른 空氣力學的 解析 모델도 多數 出現하였다.

1974년 Templin³⁾은 Darrieus 風力 터어빈을 單一流管 (Single Streamtube) 內의 單一 disk 모델로 假定하고, 誘導速度 (induced velocity)는 터어빈의 위치에 관계없이 一定하다고 하여 터어빈의 空力特性을 豫測하였다. 또, Sullivan⁴⁾은 Templin의 모델을 利用하여 有限要素法 (F.E.M)으로 動力學的인 應력을 해석하였다. 그러나, 터어빈을 통과하는 誘導速度가 一定하다는 假定 때문에 날개끝 速度比가 작거나 回轉面積比가 작은 영역에서만 비교적 精確한 豫測이 가능하였다.

이러한 점을 補完하기 위해 Wilson⁵⁾과 Strickland⁶⁾는 空氣力學的으로 서로 干涉을 주지 않는 一連의 流管들이 터어빈을 통과하며, 각 流管內의 誘導速度가 터어빈內의 流管의 위치 (방위각, 높이)에 따라 다르다고 가정한 多流管 (multiple stream tube) 單一 disk 모델을 제시하였다. 多流管單一 disk 모델은 터어빈의 전체적인 性能豫測은 비교적 正確하지만, 터어빈 後流의 복잡한 流動現象은 만족스럽게 豫測하지 못하였다.

Paraschivoiu⁸⁾⁹⁾ 는 Lapin¹⁰⁾ 에 의해 밝혀진 tandem disk 理論을 적용하여 터어빈을 上位흐름 (upwind) 지역과 下位흐름 (downwind) 지역으로 구분된 disk로 가정한 二重多流管 (double multiple streamtube) 모델을 제시하였으며, 이 모델은 上位흐름 지역과 下位흐름 지역에서 각각 流管의 위치에 따라 誘導速度를 달리하므로 터어빈의 空氣力學的인 특성과 後流의 流動現象을 비교적 정확히 예측하였다.

本 연구에서는 空氣力學的 性能 特性의 정확도에 관심을 두고, 비교적 간단한 流管모델에 바탕을 둔 解析 理論에 대한 考察을 통해, 各 理論에 대한 效用성과 適用範圍 및 特性을 分析함으로서 垂直軸 Darrieus 風力 터어빈의 空氣力學的 性能에 대한 理解를 높일 수 있게 하였다. 또한 이의 結果로서 Darrieus 風力 터어빈 設計時의 기초 資料로서 利用될 수 있고, 綜合的인 解析理論의 分析을 통해 좀더 실제의 現象을 근접하게 豫測할 수 있는 모델의 開發이 可能하게 하였다.

2. 空氣力學的 解析 理論 및 모델

자유흐름속도 V_{∞} 가 주어질 때, 수직축 Darrieus 風力 터어빈의 解析에 利用되는 좌표계는 Fig.1-a과 같이 表示된다. 또, 터어빈의 회전애 수직인 斷面上에서 보아 방위각 (azimuth angle, θ)의 변화에 대한 받음각과 空氣力學的 힘의 관계를 Fig.1-b에 나타내고 있다.

風力 터어빈이 一定한 角速度 Ω 로 回轉한다고 하면 blade의 국부 線速度 $r\Omega$ 가 유도속도 V 보다 크게 되는 失速이전의 상태에서는 回轉 經路에 대한 揚力의 접선방향 成分에 의해 回轉力을 얻게 된다.

그러나, 유도속도 V 가 $r\Omega$ 보다 크게 되면, 받음각은 方位角과 터어빈 높이에 따라서 0°

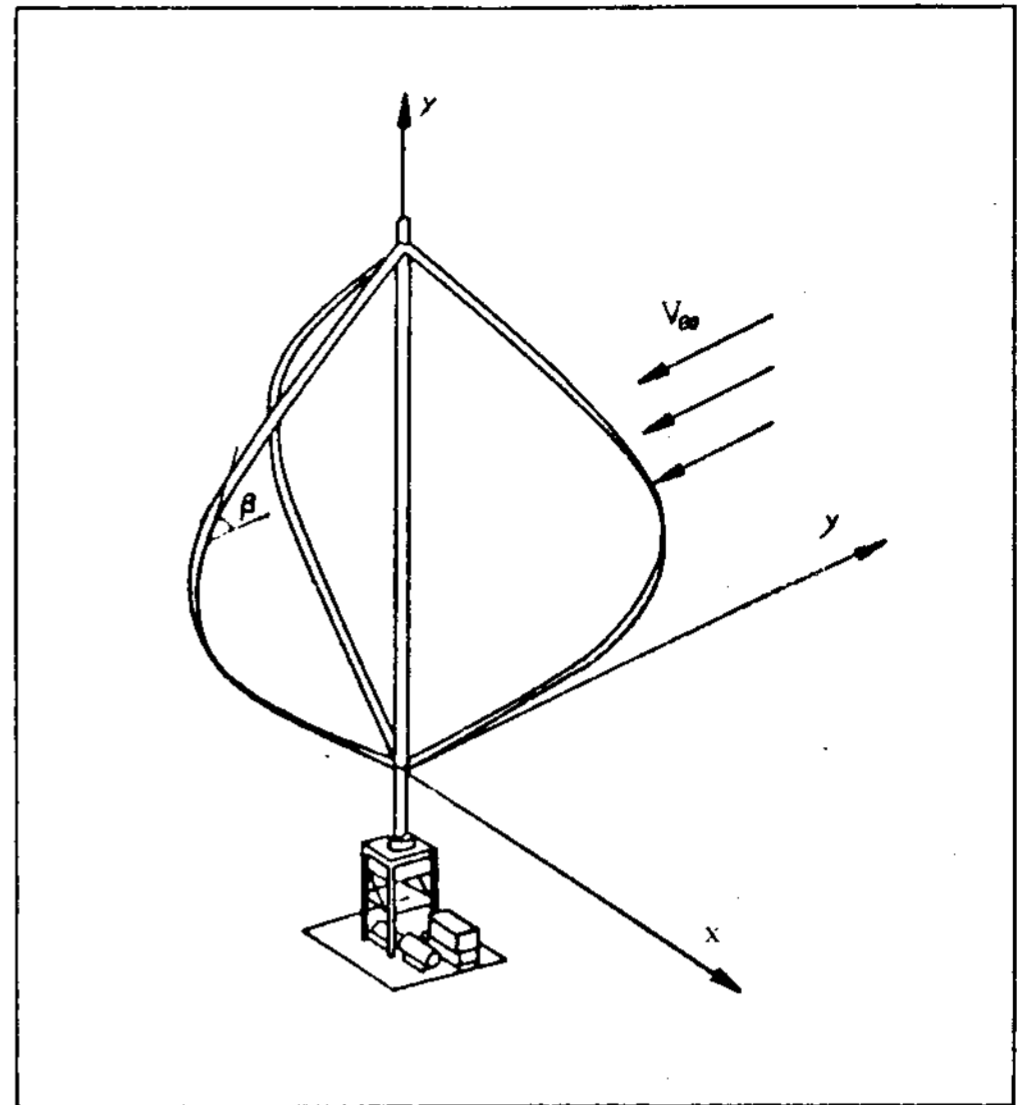


Fig.1-a Geometrical Configuration of Darrieus turbine and its Coordinate System

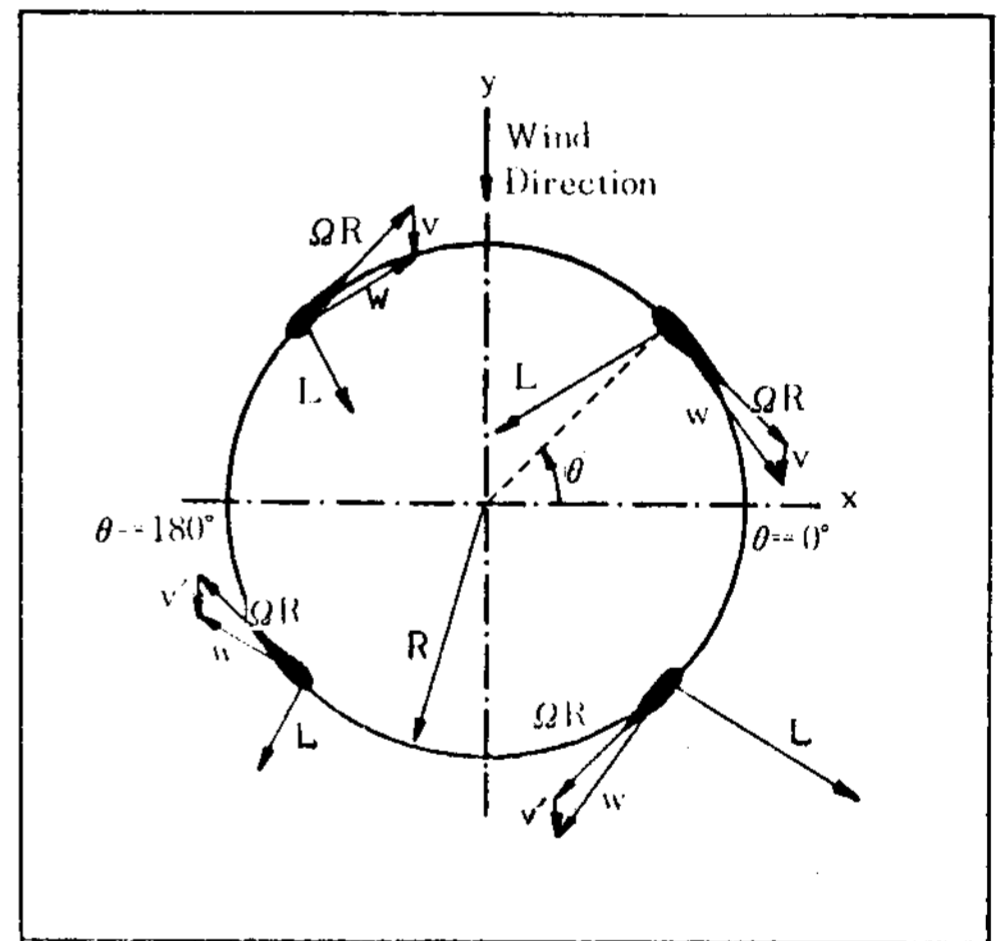


Fig. 1-b The relations between angle of attach and aerodynamic lift with the variation of azimuth angle ($r=R$)

$\sim \pm 180^\circ$ 범위에서 변하게 된다. 따라서, 局部的으로는 失速狀態가 되거나, blade의 뒷전 (trailing edge)으로부터 유도속도가 進入하게 된다.

2.1 單一流管모델

Darrieus 터어빈을 흐름 내에서 單一流管内에 위치하는 하나의 disk로 假定하는 單一流管모델을 Fig.2에 표시하였다. 자유흐름속도 V_{∞} 는 disk를 V 의 速度로 통과하며, 後流地域에서는 V_w 의 速度로 감소된다. 흐름을 非粘性 (inviscid), 非壓縮性 (incompressible), 非回轉 (irrotational), 1次元흐름으로 가정할 때 流管内의 運動量 변화는 자유흐름속도 방향의 推力 T 로 disk에 작용하게 된다.

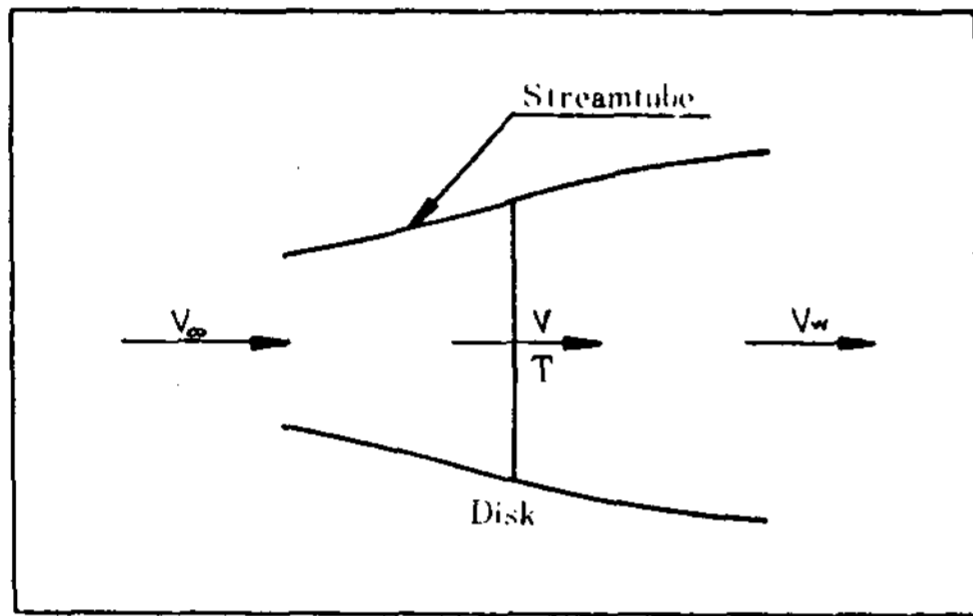


Fig. 2 Single Stream tube model

推力 T 는 流管内에 작용하는 運動량 보존의 법칙에 의해, 질량 유량 (mass flow rate) \dot{m} 와 速度의 변화로서 다음과 같이 표시된다.

$$T = \dot{m} \Delta V = \dot{m} (V_{\infty} - V_w) \dots\dots\dots (1)$$

또, Bernoulli의 식과 질량보존의 법칙에 의해 disk를 통과하는 誘導速度 V 와 정의된 간섭계수 (interference factor) a 를 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$V = \frac{V_{\infty} + V_w}{2} \dots\dots\dots (2)$$

$$a = 1 - \frac{V}{V_{\infty}} \dots\dots\dots (3)$$

따라서, 식(2), (3)을 식(1)에 代入하여 整理하면 V_{∞} 와 干涉係數만의 함수로서 推力 T 가 다음과 같이 表示된다.

$$T = 2\rho V_{\infty}^2 A a (1 - a) \dots\dots\dots (4)$$

또, 추력을 無次元化시켜서 추력계수 C_T 를 구하면 다음과 같이 表示된다.

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho V_{\infty}^2 A} = 4a(1-a) \dots\dots\dots (5)$$

다음 단계로서 날개요소理論 (blade element theory)의 解析으로 風力 터어빈의 回轉軸에 수직인 회전면에서 날개 요소에 작용하는 速度와 공기력의 관계를 Fig.3처럼 나타낼 수 있다. 날개요소의 받음각 α 와 相對速度 W 는 방위각 θ 의 함수가 되고, 따라서 blade에서 발생하는 揚力과 抗力の 크기 및 방향도 방위각 θ 에 따라 값이 변하게 된다. 날개단면의 시위선 (chord)과 相對速度 W 가 이루는 받음각 α 는 速度 삼각형에 의해 다음과 같이 표시된다.

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{V \sin \theta | \sin \beta |}{V \cos \theta + r \Omega} \dots\dots\dots (6)$$

여기서, β 는 회전자가 수평단면과 이루는 접선각이고, Ω 는 風力 터어빈의 회전 각속도이다. 또, 날개에 진입하는 상대속도 W 는 다음과 같이 表示된다.

$$W = \sqrt{(V \cos \theta + r \Omega)^2 + (V \sin \theta | \sin \beta |)^2} \dots\dots (7)$$

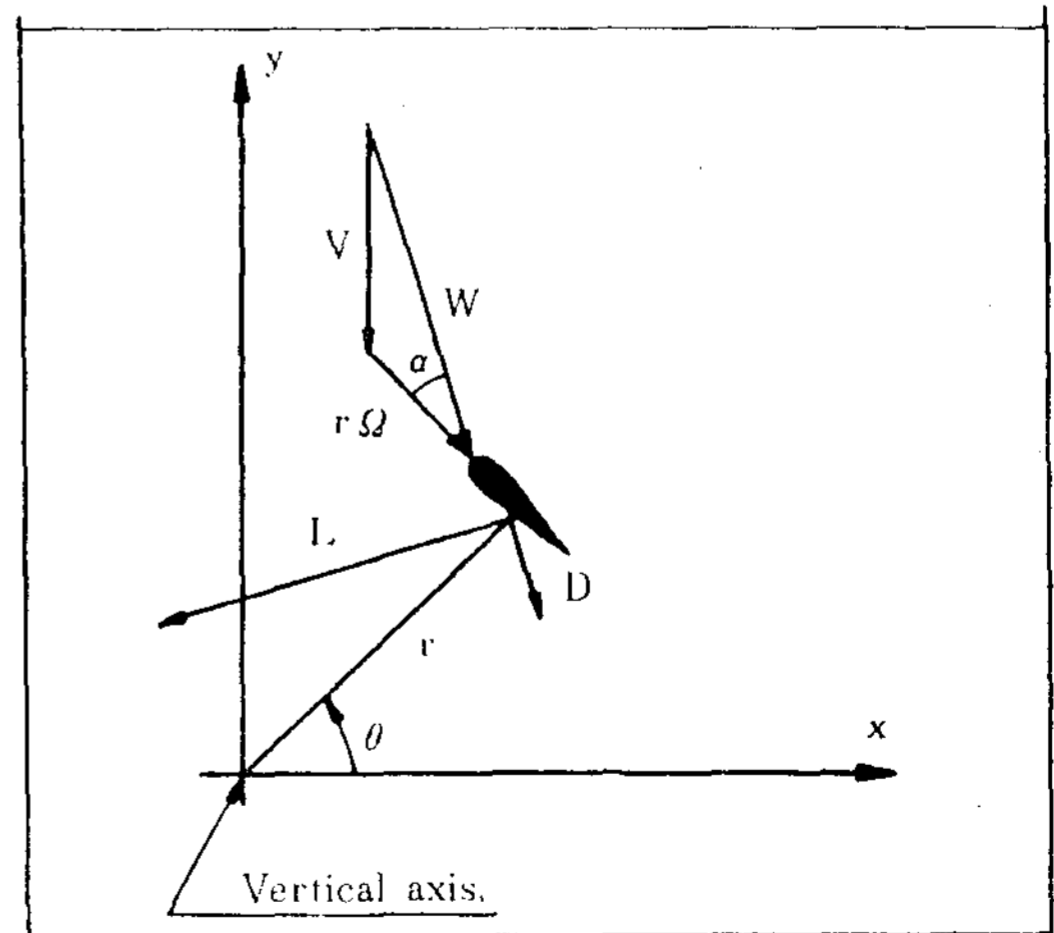


Fig. 3 The relations between relative velocities and aerodynamic forces acting on a blade element

날개요소의 揚力係數, 抗力係數를 각각 C_l , C_d 라하면 날개의 시위선에 대해 각각 수직인 방향과 접선방향의 空氣力學係數 C_n, C_t 는 다음과 같이 整理된다.

$$\begin{aligned} C_n &= C_l \cos \alpha + C_d \sin \alpha \dots\dots\dots (8) \\ C_t &= C_l \sin \alpha - C_d \cos \alpha \end{aligned}$$

또, Fig.3의 좌표계에서 流線方向의 空氣力係數 C_y 는 다음과 같이 표시된다.

$$C_y = -C_n \sin \theta |\sin \beta| + C_t \cos \theta \dots\dots\dots (9)$$

따라서, N개의 회전자를 갖고 미소 날개면적이 $Cd\theta$ 일때 유선방향의 미소 추력 dF_y 는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$\begin{aligned} dF_y &= NC_y \frac{1}{2} \rho W^2 C dl \\ &= NC_y \frac{1}{2} \rho W^2 C \frac{dz}{|\sin \beta|} \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

식(10)의 미소 추력 dF_y 를 높이에 따라 積分하고, 2π 만큼 회전했을때의 평균 추력 \bar{F}_y 를 誘導하여 無次元化시키면 다음과 같은 평균 推力係數 \bar{C}_{Fy} 를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{C}_{Fy} &= \frac{\bar{F}_y}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 A} \\ &= \frac{NC}{2\pi A} \int_0^{2\pi} \int_0^H \frac{\left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 C_y dz d\theta}{|\sin \beta|} \dots\dots (11) \end{aligned}$$

2.1.1 干涉係數 및 動力係數의 결정

운동량이론에서 얻어진 推力係數 C_T 와 날개요소이론에 의해 구해진 평균 추력계수 \bar{C}_{Fy} 는 서로 크기가 같아야 하므로 다음의 관계가 成立한다.

$$C_T = -\bar{C}_{Fy} \dots\dots\dots (12)$$

식(12)에 식(5)와 (11)을 代入하여 整理하면 다음과 같게 된다.

$$4a(1-a) = - \left(\frac{NC}{2\pi A}\right) \int_0^{2\pi} \int_0^H \frac{\left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 C_y dz d\theta}{|\sin \beta|} \dots\dots\dots (13)$$

식(13)의 우변에 식(7),(9)를 대입하게

되면 a의 복잡한 적분식의 형태가 되므로, 간섭계수 a의 解析的인 根을 구하기가 불가능하게 된다. 따라서, 數值解析的인 단일점 반복계산법(one point iteration method)¹³⁾을 利用하여 干涉係數 a의 數值解를 얻기 위해 식(13)을 다시 정리하면 다음과 같게 된다.

$$\begin{aligned} F_y^* &\equiv \frac{NC}{8\pi A} \int_0^{2\pi} \int_0^H \left\{ \left[(1-a_i) \cos \theta + \frac{r\Omega}{V_\infty} \right]^2 + \right. \\ &\quad \left. \left[(1-a_i) \sin \theta |\sin \beta| \right]^2 \right\} \\ &\quad \left\{ C_n \sin \theta - C_t \frac{\cos \theta}{|\sin \beta|} \right\} dz d\theta \\ a_{i+1} &= F_y^* + a_i^2 \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

여기서, i는 i번째의 계산과정을 나타낸다. 따라서 식(14)에 의해 주어진 기하학적 조건 Table 1과 자유흐름속도 V_∞ 에 대해 다음의 計算過程을 거쳐 干涉係數를 구하게 된다.

- a. 간섭계수 초기값 a_0 를 假定한다.
- b. 식(3)과 식(6)에 의해 유도속도 V와 받음각 α 를 計算한다.
- c. 空力係數 C_l, C_d 의 값을 정하고 식(8)에 의해 C_n, C_t 를 計算한다.
- d. 식(14)에 의해 a_{i+1} 의 값을 決定한다.
- e. $|a_{i+1} - a_i| \leq \epsilon$ 될때까지 b부터의 과정을 反復한다.

Table 1. Specifications of Darrieus Wind Turbine.

height (m), H :	2
maximum radius (m), R :	1
airfoil :	NACA 0015
shape, r/R :	sine curve
tangential angle of blade,	$\sin^{-1} \{ 1 + [R/H \cos(Z/H)]^2 \}^{-\frac{1}{2}}$
chord (m), C :	0.1
freestream velocity (m/sec), V :	10

날개요소에 작용하는 미소 토크 dQ 는 다음과 같이 表示된다.

$$dQ = C_t \frac{1}{2} \rho W^2 r C dl$$

$$= C_t \frac{1}{2} \rho W^2 r C \frac{dz}{|\sin \beta|} \dots\dots\dots (15)$$

미소 토크 dQ 를 높이에 따라 積分하고, N 개의 회전자가 2π 만큼 회전했을때의 평균 토크 \bar{Q} 에 대해 무차원화 시키면 다음과 같은 평균 토크계수 \bar{C}_Q 를 얻을 수 있다.

$$\bar{C}_Q = \frac{\sigma}{2\pi A} \int_0^{2\pi} \int_0^H \frac{\left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 C_t r dz d\theta}{|\sin \beta|} \dots\dots (16)$$

여기서, σ 는 回轉面積比로서 NC/R 로 表示된다.

또, 動力係數 C_p 는 \bar{C}_Q 와 다음과 같은 관계가 成立되므로, 식(14)에 의해 구해진 干涉係數를 대입하여 積分하면 C_p 를 얻을 수 있게 된다.

$$C_p = \lambda \bar{C}_Q \dots\dots\dots (17)$$

여기서, λ 는 날개끝 速度比로서 $R\Omega / V_\infty$ 로 표시된다.

2.1.1 空氣力學的 힘과 토크의 決定

날개의 시위선에 대해 각각 수직인 방향과 접선방향의 空力係數 C_n, C_t 에 대해 각 방향의 空氣力學的 힘의 無次元 空力係數는 다음과 같이 a 와 Q 만의 함수로서 다음과 같이 整理된다.

$$\tilde{F}_n(a, \theta) = \frac{CH}{A} \int_0^1 C_n \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \frac{dz}{|\sin \beta|}$$

$$\tilde{F}_t(a, \theta) = \frac{CH}{A} \int_0^1 C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \frac{dz}{|\sin \beta|}$$

\dots\dots\dots (18)

또, 회전자의 토크를 발생시키는 접선방향의 空氣力學係數 C_t 에 대해 無次元化된 토크係數는 a 와 θ 만의 함수로서 다음과 같이 整理된다.

$$\tilde{Q}(a, \theta) = \frac{CH}{A} \int_0^1 C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \frac{r}{R} \frac{dz}{|\sin \beta|}$$

\dots\dots\dots (19)

2.2 多流管 모델

多流管 모델은 空氣力學的으로 서로 간섭을 주지않는 작은 여러개의 流管들이 disk를 통과하며, 각 유도속도가 각기 다른 값을 갖도록 가정하여 理論的인 모델을 成立시키는 方法이다. 이 方法에서는 유도속도가 회전자내의 유관 위치에 따라 변하게 설정되며 회전축에 대한 높이 z 과 방위각 θ 의 함수가 된다. 이에 대한 모델을 Fig.4에 보이고 있다.

Fig.4에서 보는 바와 같이 미소 유관의 面積 A_s 는 다음과 같다.

$$A_s = \Delta h r \Delta \theta |\sin \theta| \dots\dots\dots (20)$$

미소 유관 면적 A_s 에 대해 식(4)를 적용하고, A_s 에 대해 無次元化 시키면 식(5)와 같은 형태로 整理된다.

多流管 모델에서의 날개 요소 이론을 적용하는데 利用되는 받음각 α , 상대속도 W 와 C_n, C_t 들은 單一流管 모델에서 유출된 식(6), (7), (8)과 식(9)와 같게 된다. 따라서, 유선방향의 推力係數 F_y 는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$F_y = NC_y \frac{1}{2} \rho W^2 C \frac{\Delta h}{|\sin \beta|} \dots\dots\dots (21)$$

推力 F_y 에 대해 $\Delta \theta / \pi$ 만큼 동안 각각의 流管을 통과하는 평균 推力 \bar{F}_y 를 구하고, 이에 대해 無次元 推力係數 \bar{C}_{Fy} 를 求하면 다음과 같게 된다.

$$\bar{C}_{Fy} = \frac{\bar{F}_y}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 A_s}$$

$$= NC_y \left(\frac{C}{r}\right) \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \frac{1}{\pi |\sin \theta| |\sin \beta|}$$

\dots\dots\dots (22)

2.2.1 干涉係數 및 動力係數의 決定

각 微小 유관내의 推力係數 C_T 와 식(22)

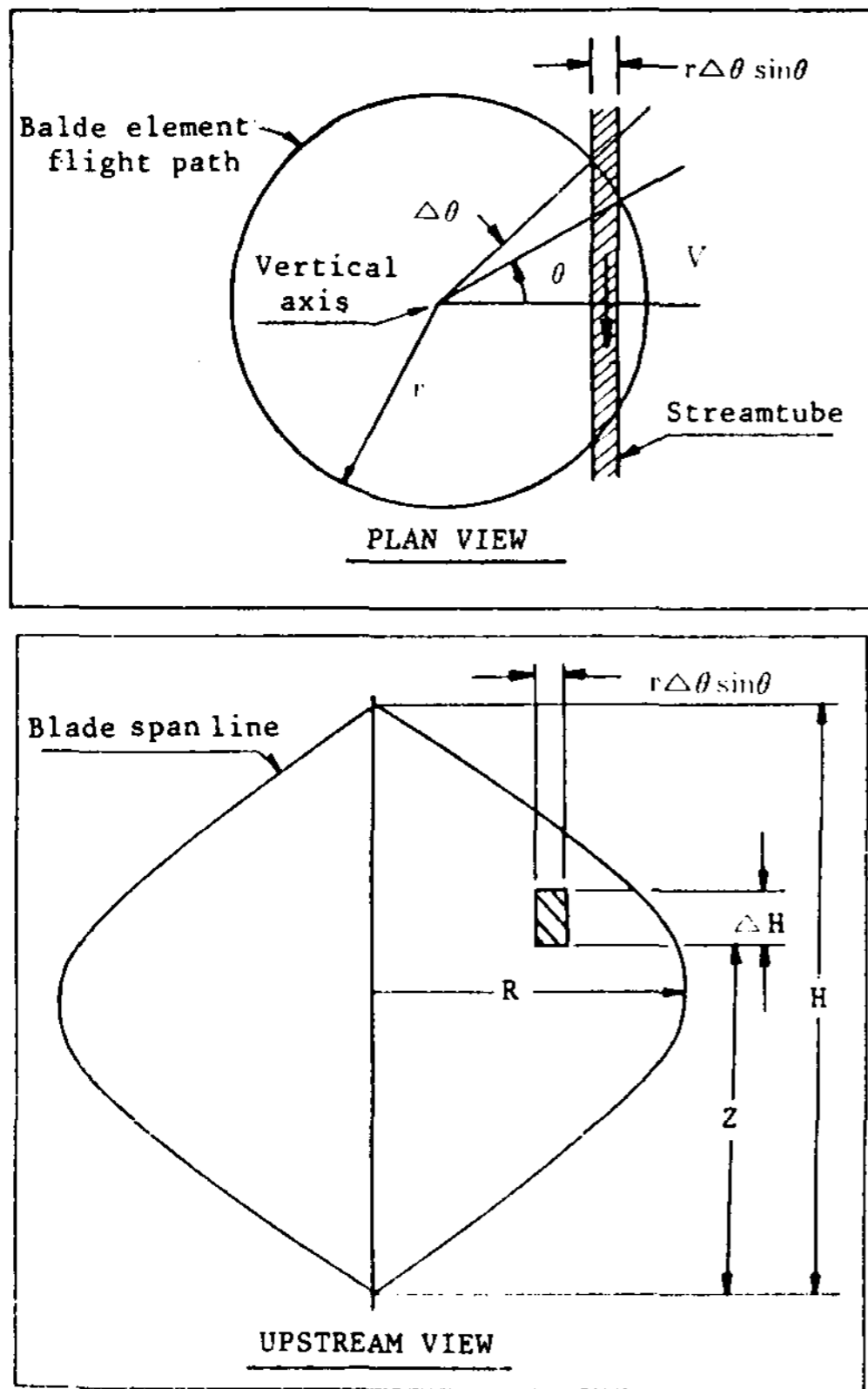


Fig. 4. Multiple Streamtube Model.

의 날개 요소 이론에 의한 推力係數 \bar{C}_{Fy} 는 같게 되는 관계에 의해 干涉係數 a의 數值 解析的인 解를 구하기 위해 식(14)와 같은 형태로 整理하면 다음과 같게 된다.

$$F_y^* \equiv \frac{NC}{4\pi r} \left\{ \left[(1-a_i) \cos\theta + \frac{r\Omega}{V_\infty} \right]^2 + \left[(1-a_i) \sin\theta |\sin\beta| \right]^2 \right\} \left\{ C_n \frac{\sin\theta}{|\sin\theta|} - C_t \frac{\cos\theta}{|\sin\theta| |\sin\beta|} \right\} a_{i+1} = F_y^* + a_i^2 \dots (23)$$

식(23)의 計算方法은 單一流管 모델에서와 同一하고, r과 θ 는 A_s 의 中間위치에서 計算을 하고, 높이와 방위각 방향의 미소유관의 갯수를 각각 N_H, N_θ 라 하면 $\Delta h = H/N_H, \Delta\theta = \pi/N_\theta$ 로 하여 計算한다.

또, 이때 作用하는 미소 토크 Q는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$Q = C_t \frac{1}{2} \rho W^2 r C \frac{\Delta h}{|\sin\beta|} \dots (24)$$

N개의 blade에서 발생하는 평균 토크 \bar{Q} 는 다음과 같게 된다.

$$\bar{Q} = \frac{N}{N_\theta} \sum_1^{N_\theta} \sum_1^{N_H} Q = \frac{N}{N_\theta} \sum_1^{N_\theta} \sum_1^{N_H} C_t \frac{1}{2} \rho W^2 r C \frac{\Delta h}{|\sin\beta|} \dots (25)$$

이를 다시 無次元化 시키고, 식(17)에 의해 求해지는 平均 토크係數 \bar{C}_Q 와 動力係數 C_p 는 각각 다음과 같이 整理된다.

$$\bar{C}_Q = \frac{\sigma}{2N_\theta} \frac{\sum_1^{N_\theta} \sum_1^{N_H} C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \frac{r}{R} \frac{1}{|\sin\beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots (26)$$

$$C_p = \frac{\sigma\lambda}{2N_\theta} \frac{\sum_1^{N_\theta} \sum_1^{N_H} C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \frac{r}{R} \frac{1}{|\sin\beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots (27)$$

2.2.2 空氣力學的 힘과 토크의 決定

Blade의 시위선에 대해 각각 수직인 방향과 접선 방향의 空力係數 C_n, C_t 에 의한 無次元 空氣力學係數는 a와 θ 만의 함수로서 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\tilde{F}_n(a, \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_n \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{C}{R}\right) \frac{1}{|\sin\beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}}$$

$$\tilde{F}_t(a, \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{C}{R}\right) \frac{1}{|\sin\beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots (28)$$

또, 토크는 a와 θ 의 함수로서 식(24)와 같이 표시되며, 이를 無次元化 시켜 다음의 無

次元 토크 係數를 얻을 수 있다.

$$\tilde{Q}(a, \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{C}{R}\right) \left(\frac{r}{R}\right) \frac{1}{|\sin\beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots\dots\dots (29)$$

2.3 二重多流管 모델

실제로 Darrieus 터빈은 회전하면서 上位 흐름지역에서 유관을 통과하고, 下位 흐름지역에서도 유관을 통과하게 된다. 이런 現象을 고려한 空力解析을 위해, 회전축의 前後에 각기

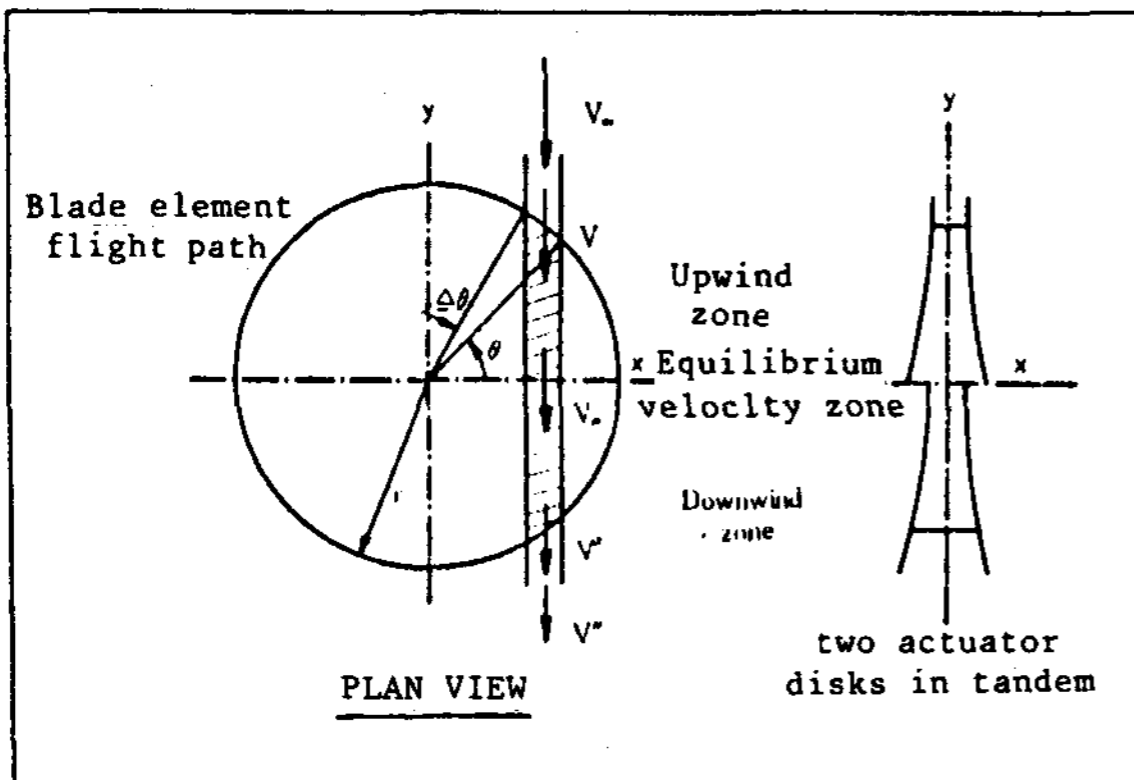


Fig.5. Double Multiple Streamtube Model

두개의 disk를 위치시키는 Tandem disk 理論을 多流管 모델에 포함시킨 것이 Fig.5에 表示되어 있는 바와 같은 二重多流管 모델이다.

上位 흐름지역의 干涉係數를 a라 하고 下位 흐름지역의 干涉係數를 a'라 할때, 식(3)과 같은 干涉係數의 定義에 의해 각 지역의 誘導速度는 다음과 같게 된다.

$$\begin{aligned} V &= V_\infty (1 - a) \\ V_e &= V_\infty (1 - 2a) \dots\dots\dots (30) \\ V' &= V_\infty (1 - 2a) (1 - a') \\ V'' &= V_\infty (1 - 2a) (1 - 2a') \end{aligned}$$

따라서, 미소 유관 면적 A_s 에 作用하는 推力 T_s 에 대한 無次元 推力係數 C_T 는

다음과 같게 된다.

上位 흐름지역 ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)
 $C_T = 4a (1 - a) \dots\dots\dots (31)$

下位 흐름지역 ($180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$)
 $C_T = 4(1 - 2a)a'(1 - a)' \dots\dots (32)$

上位 흐름지역에서의 받음각 α , 相對速度 W와 C_n, C_t 는 식(6),(7),(8) 및 (9)와 같지만, 下位 흐름지역에서는 V대신에 식(30)의 V' 를 대입하여 α', W', C_t' 를 計算한다. 따라서 유선방향의 推力 F_y 에 대해 無次元化시킨 平均 推力係數 \bar{C}_{Fy} 는 날개 要素 理論에 의해 다음과 같이 구해진다.

上位 흐름지역 ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)
 $\bar{C}_{Fy} = \frac{N}{2} C_y \left(\frac{C}{r}\right) \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \frac{1}{\pi |\sin\theta| |\sin\beta|} \dots\dots\dots (33)$

下位 흐름지역 ($180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$)
 $\bar{C}_{Fy} = \frac{N}{2} C_y' \left(\frac{C}{r}\right) \left(\frac{W'}{V_\infty}\right)^2 \frac{1}{\pi |\sin\theta| |\sin\beta|} \dots\dots\dots (34)$

2.3.1 干涉係數 및 動力係數의 決定

流動内에서 운동량 이론에 의해 구해진 推力係數는 각각 날개 요소 이론에 의해 구해진 推力係數와 같아야 하므로, 이를 만족하는 干涉係數 a와 a'를 구하기 위해 다음의 反復 計算法이 이용된다.

上位 흐름지역 ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)
 $F_y^* \equiv \frac{NC}{8\pi r} \left\{ \left[(1 - a_i) \cos\theta + \frac{r\Omega}{V_\infty} \right]^2 + \left[(1 - a_i) \sin\theta |\sin\beta| \right]^2 \right\} \left\{ C_n \frac{\sin\theta}{|\sin\theta|} - C_t \frac{\cos\theta}{|\sin\theta| |\sin\beta|} \right\}$

$a_{i+1} = F_y^* + a_i^2 \dots\dots\dots (35)$

下位 흐름지역 ($180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$)
 $F_y^* = \frac{NC}{8\pi r (1 - 2a)^2} \left\{ \left[(1 - 2a)(1 - a_i') \cos\theta + \frac{r\Omega}{V_\infty} \right]^2 + \left[(1 - 2a)(1 - a_i') \sin\theta |\sin\beta| \right]^2 \right\}$

$$\left\{ C_n' \frac{\sin \theta}{|\sin \theta|} - C_t' \frac{\cos \theta}{|\sin \theta| |\sin \beta|} \right.$$

$$a_{i'+1} = F_j^* + a_i'^2 \dots \dots \dots (36)$$

또, 無次元화된 平均 토크係數 \bar{C}_Q 는 다음과 같게 된다.

上位 흐름지역 ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)

$$\bar{C}_{Q1} = \frac{\sigma}{4N_\theta} \frac{\sum_1^{N_\theta} \sum_1^{N_H} C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{r}{R}\right) \frac{1}{|\sin \beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots \dots \dots (37)$$

下位 흐름지역 ($180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$)

$$\bar{C}_{Q2} = \frac{\sigma}{4N_\theta} \frac{\sum_1^{N_\theta} \sum_1^{N_H} C_t' \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{r}{R}\right) \frac{1}{|\sin \beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots \dots \dots (38)$$

따라서, 動力係數 C_p 는 다음의 관계에 의해 얻어질 수 있다.

$$C_p = \lambda \bar{C}_{Q1} + \lambda \bar{C}_{Q2} = C_{p1} + C_{p2} \dots \dots \dots (39)$$

2.3.2 空氣力學的 힘과 토크의 決定

시위선에 대해 각각 수직한 접선방향의 空氣力學係數 C_n, C_t 에 대해, 각 方向의 공기역학적 힘의 成分을 구하고, 無次元化 시키면 a 와 a' 와 θ 만의 함수로서 無次元 空力係數를 얻을 수 있다.

上位 흐름지역 ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)

$$\tilde{F}_n(a, \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_n \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{C_r}{R}\right) \frac{1}{|\sin \beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}}$$

$$\tilde{F}_t(a, \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{C_r}{R}\right) \frac{1}{|\sin \beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots \dots \dots (40)$$

下位 흐름지역 ($180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$)

$$\tilde{F}_n(a, a', \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_n \left(\frac{W'}{V_\infty}\right)^2 \frac{1}{|\sin \beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}}$$

$$\tilde{F}_t(a, a', \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_t \left(\frac{W'}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{C_r}{R^2}\right) \frac{1}{|\sin \beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots \dots \dots (41)$$

또, 무차원 토크係數는 다음과 같이 쓸수 있다.

上位 흐름지역 ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)

$$\bar{Q}(a, \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_t \left(\frac{W}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{C_r}{R^2}\right) \frac{1}{|\sin \beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots \dots \dots (42)$$

下位 흐름지역 ($180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$)

$$\tilde{Q}(a, a', \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sum_1^{N_H} C_t' \left(\frac{W'}{V_\infty}\right)^2 \left(\frac{C_r}{R^2}\right) \frac{1}{|\sin \beta|}}{\sum_1^{N_H} \frac{r}{R}} \dots \dots \dots (43)$$

3. 結果 및 檢討

Darrieus 風力 터어빈의 空氣力學的 特性을 豫測하기 위해 2절에 정리된 解析 모델에 대해 Table 1의 조건으로, 各各 계산을 수행하였다. 터어빈의 特性 分析에 사용된 NACA0015의 空力係數는 각 流管의 位置에 따른 局部 Reynolds 數에 대한 영향을 포함할 수 있도록 $3.6 \times 10^5 \leq Re \leq 1.0 \times 10^6$ 의 범위내에 있는 實驗資料¹²⁾를 이용하였다.

Fig.6-a 과 Fig.6-b는 날개끝 속도비 λ 는 3.5이고 回轉面積比 σ 가 各各 0.1, 0.2 인 경우의 최대 회전반경면 ($r=R$)에서의 회전자 方位角에 따른 받음각의 변화를 보이고 있다.

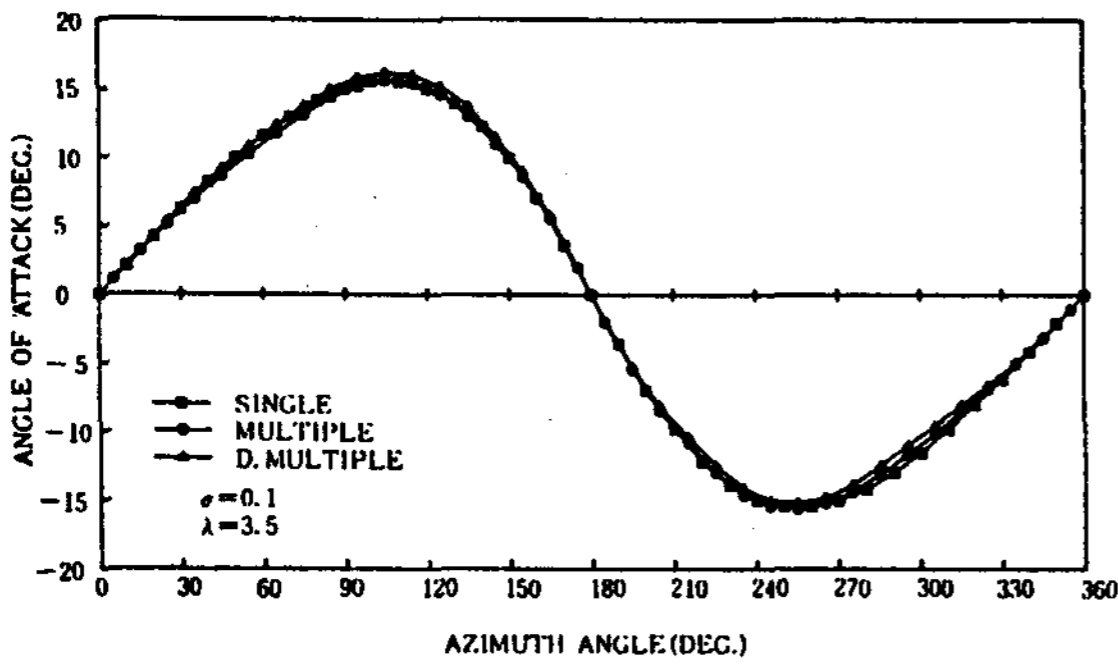


Fig. 6-a Angle of attack with blade azimuth angle at $r=R$

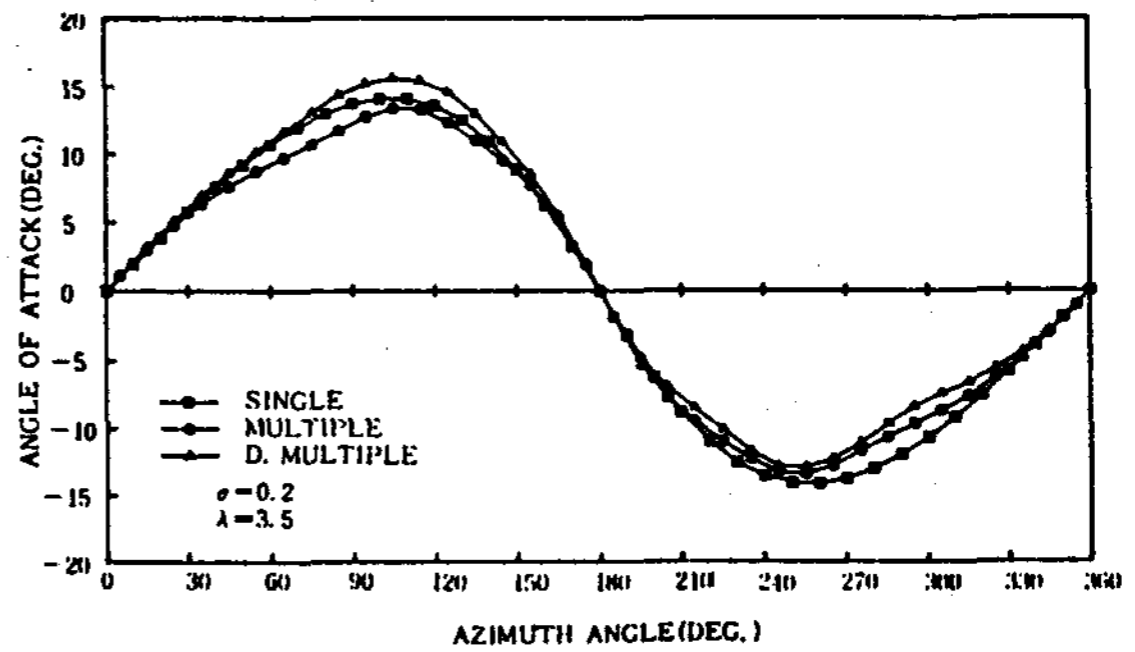


Fig. 6-b Angle of attack with blade azimuth angle at $r=R$

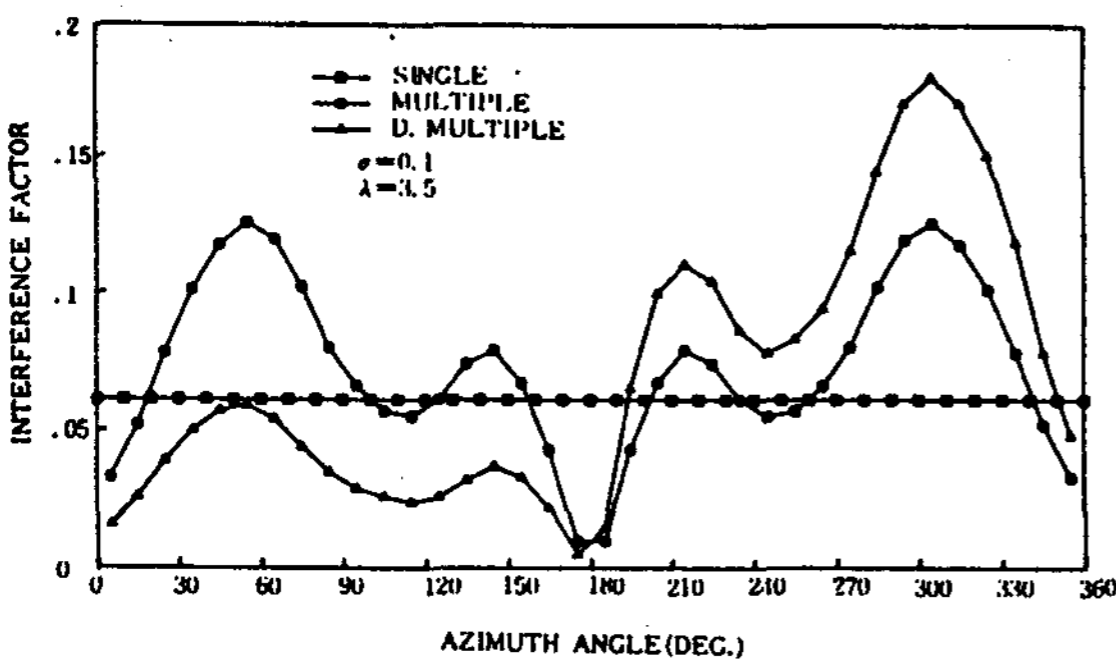


Fig. 7-a Interference factor with blade azimuth angle at $r=R$

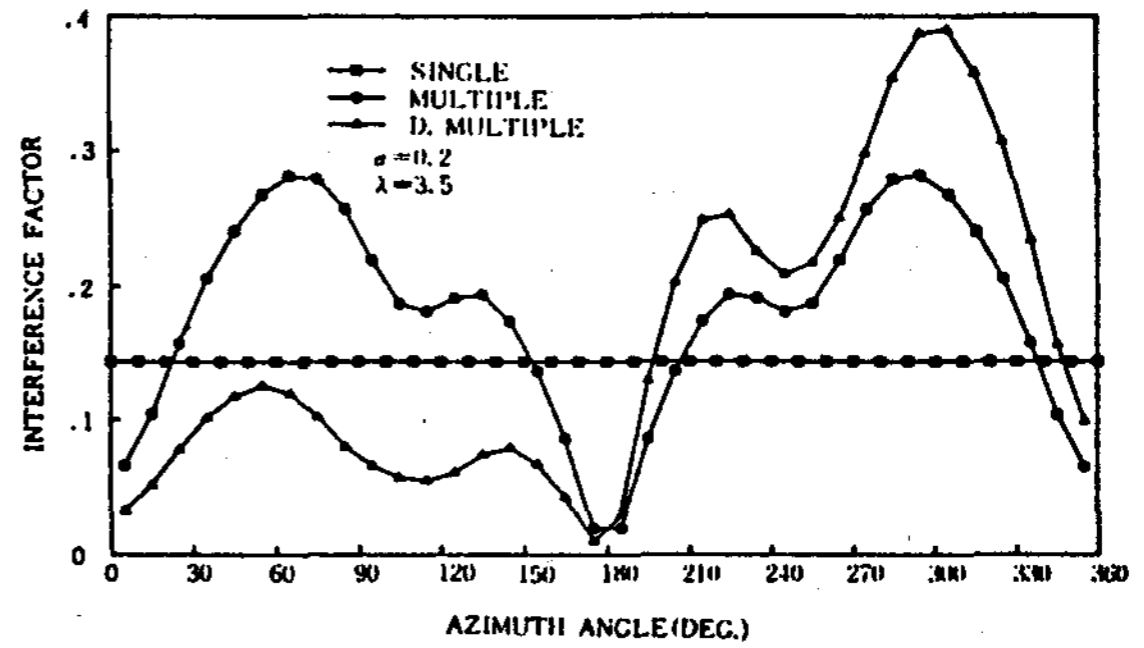


Fig. 7-b Interference factor with blade azimuth angle at $r=R$

비교적 回轉面積比 값이 작으면, 回轉子 회전속도 $r\Omega$ 에 비해 유도속도의 변화가 심하지 않게 되므로, 받음각이 거의 변형이 없는 週期的인 값을 갖지만, 回轉面積比가 커지면 예측결과와 차이가 두드러지는 부분이 발생하는데, 이부분에서 誘導速度의 변화가 심하다는 것을 간접적으로 나타내고 있다.

Fig.7-a와 Fig.7-b는 날개끝 速度比가 3.5이고 σ 가 각각 0.1, 0.2일때의 回轉子の方位角 변화에 따른 干涉係數의 변화를 보이고 있다.

單一流管 모델은 간섭계수를 一定하게 예측하지만, 多流管 모델과 二重多流管 모델은方位角에 따라 변화가 심하게 나타나고 있다.

θ 가 90° 와 120° 사이일때와 240° 와 270°

사이에서 干涉係數가 작아지고 있는데, 이 구간은 Fig.6-a와 Fig.6-b에 의해 받음각이 15° 와 -15° 내외로서 失速現象이 발생하여揚力에 의한 운동량의 변화가 적어지기 때문에 干涉係數가 작아지고 있다는 것을 表示하고 있다. 또한, 그림에서 보듯이 干涉係數의 변화는 回轉面積比 σ 가 증가할 수록 커지게 되어 이를 고려한 精巧한 해석이론이 필요하게 됨을 나타내고 있다.

Fig.8-a와 Fig.8-b에는 터빈에 作用하는 토크 係數의 변화를 각각 回轉面積比가 0.1과 0.2일때 比較하고 있다.

最大 토크 係數는 θ 가 60° 부근과 300° 부근에서 얻을 수 있고, 작은 回轉面積比에서는 비교적 일치하는 경향을 보이고 있으나, 回轉面積比가 커질 수록 각 解析方法의 결과가

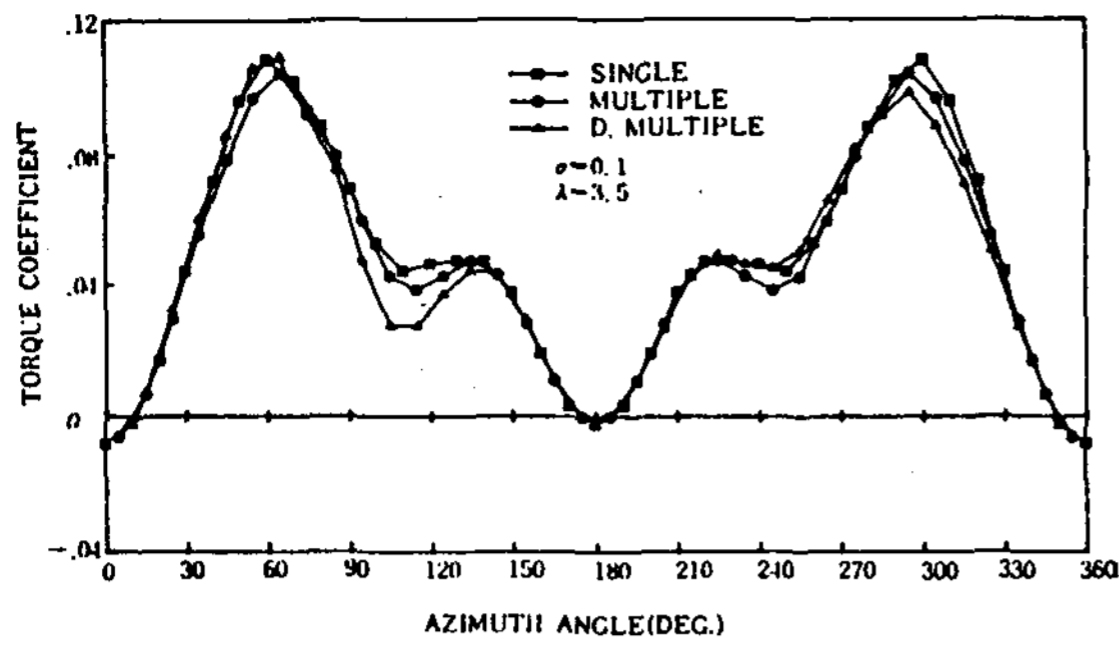


Fig. 8-a Torque coefficient with blade azimuth angle

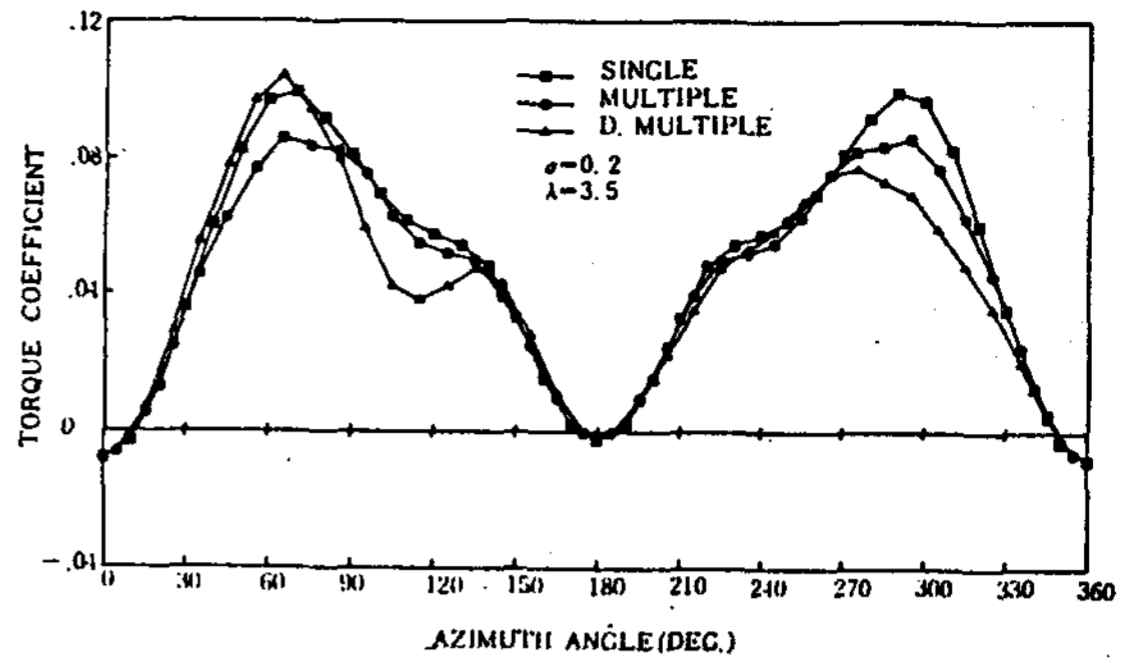


Fig. 8-b Torque coefficient with blade azimuth angle

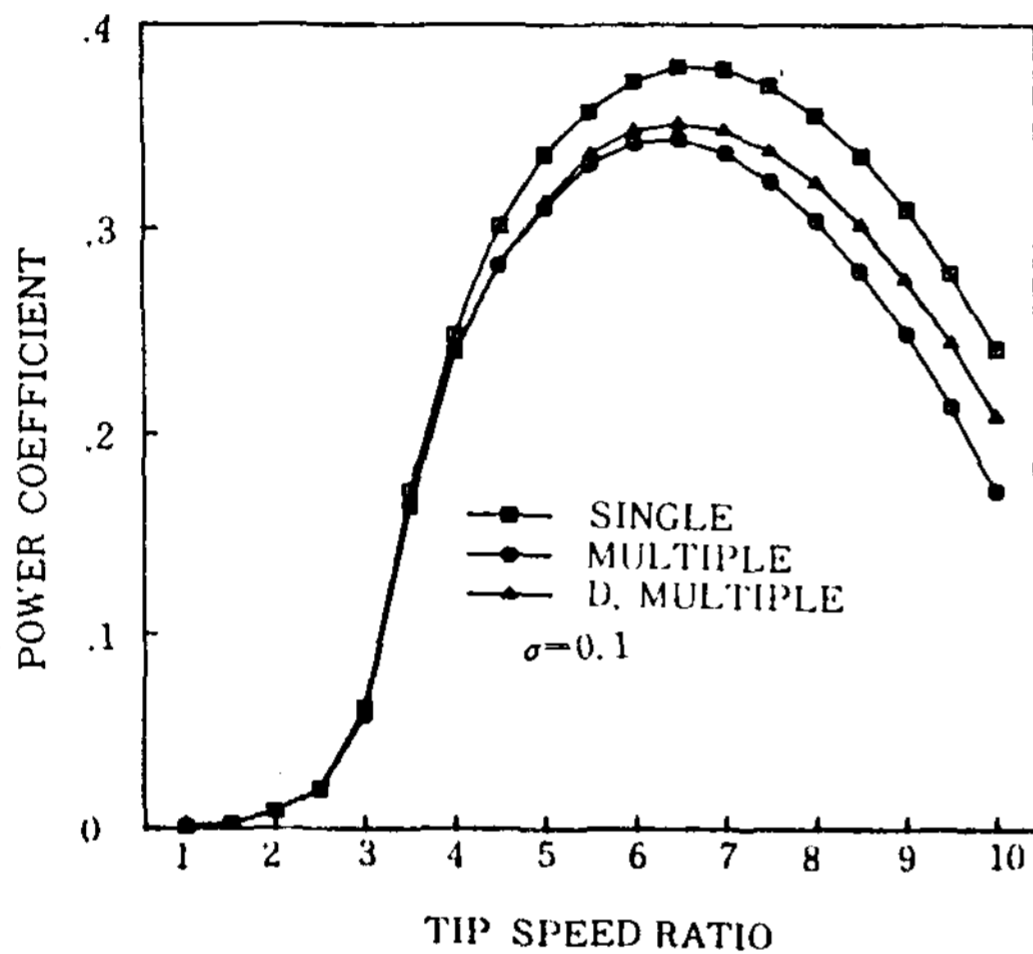


Fig. 9-a Power coefficient with tip speed ratios

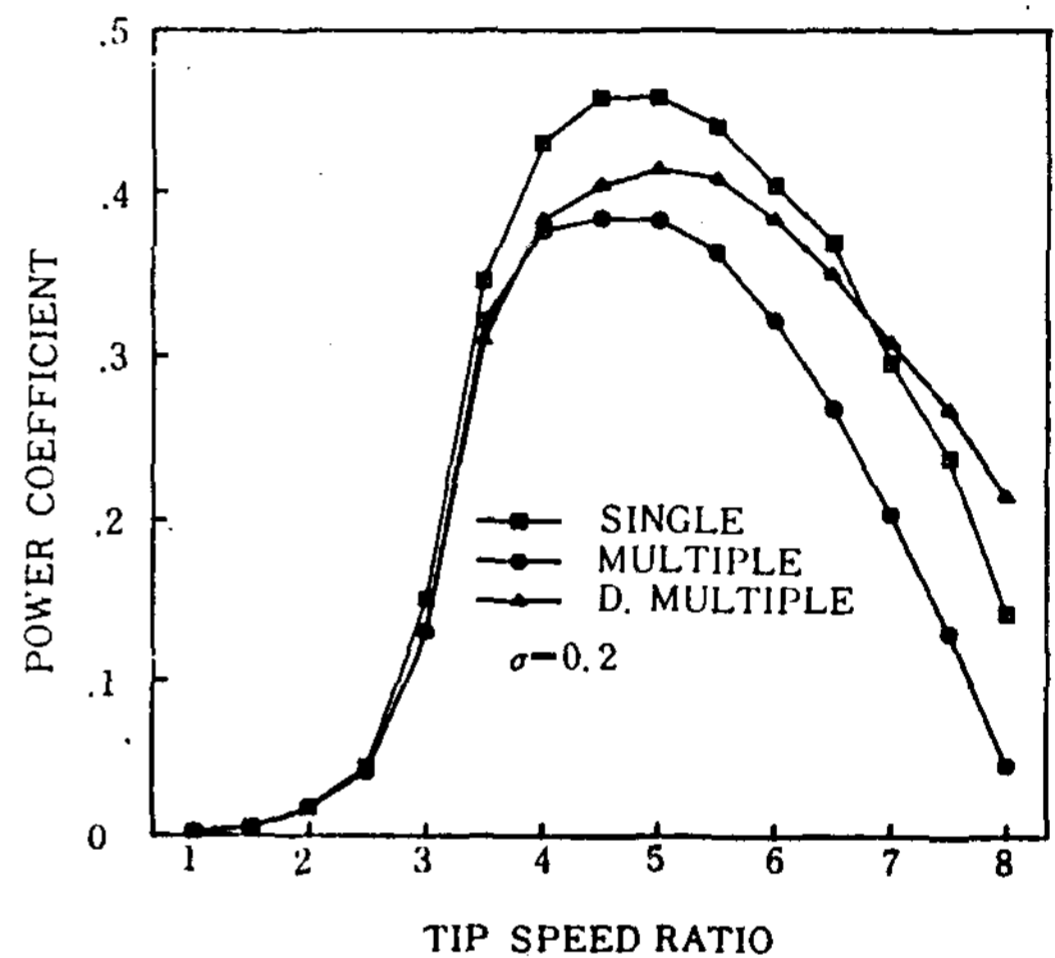


Fig. 9-b Power coefficient with tip speed ratios

차이를 보이고 있는데, 이는 干涉係數가 回轉面積比에 밀접한 영향을 받는다는 것을 나타내고 있다.

Fig.9-a와 Fig.9-b에는 각기 σ 가 0.1과 0.2일때의 Darrieus 터어빈의 날개끝 속도비에 따른 動力係數의 변화를 보이고 있다. 여기서, 動力係數는 回轉面積比와 날개끝 속도비에 밀접하게 영향받음을 뚜렷이 나타내고 있다. 回轉面積比나 날개끝 속도비가 낮으면 干涉係數의 변화를 예측하는 各理論이 비교적 타당하게 예측하므로, 動力係數 C_p 의 경향이 비슷하나, 回轉面積比가 커지거나 날개끝 속도비가 커지게 되면 動力係數를 예측한 결과에 차이를 나타내고 있다.

즉, 回轉面積比가 커지거나 날개끝 속도비가 커지면 干涉係數가 크게 변화하고, 따라서 받음각과 토오크係數의 變化가 심하게 되어 動力係數의 豫測 결과에 차이를 보이게 된다.

따라서, 이런 조건에서는 干涉係數의 變化를 잘 豫測할 수 있는 모델의 利用이 타당할 것이다.

Table 2에 각 모델별 最大 動力係數와 날개끝 속도비를 整理하였다.

4. 結 論

本 研究에서 수행된 Darrieus 터어빈의 空氣力學的 特性을 예측하기 위한 各理論모델別 解析研究 結果로서 다음과 같은 結論을 얻을 수 있었다.

1. 流管 모델은 Darrieus 터어빈의 단순

한 간이 성능예측에는 效果的으로 사용될 수 있다.

2. 誘導速度의 변화가 심하지 않은 날개끝 속도비와 回轉面積비가 작은 領域内에서는 各 모델별 전체적인 空氣力學的 특성이 거의 同一한 경향을 보이고 있다.

3. 날개끝 速度比와 回轉面積비가 큰 領域内에서는 복잡해진 誘導速度의 변화로 인해 單一流管 모델과 같은 단순한 해석방법으로는 空力特性을 잘 예측할 수 없지만, 二重多流管 모델과 같이 細部的인 흐름의 변화를 예측할 수 있는 모델이 필요하게 되며, 좀더 정확한 예측을 위해 橫軸方向의 誘導速度 등이 고려 되어 손실되는 運動量을 예측할 수 있는 모델이 開發되어야 한다.

REFERENCES

1. Koepl, G.W., "Putman's Power from the Wind," Van Nostrand Reinhold Com., 1982.
2. U.S. Patent Office, No. 1,836,018, Dec. 1931.
3. Templin, R.J., "Aerodynamic Performance Theory for the NRC Vertical-Axis Wind Turbines," NRC of Canada, Rept. LTR-LA-160, June 1974.
4. Sullivan, W.N. and Leonard, T.M., "A Computer Subroutine for Estimating Aerodynamic Blade Loads on Darrieus Vertical Axis Wind Turbines," SAND 80-2407, 1980.
5. Wilson, R.E. and Lissaman, Peter B.S., "Applied Aerodynamics of Wind Powered Machines," Oregon State University, May 1974.
6. Strickland, J.H., "Aerodynamics of the Darrieus Turbine," SAND 76-5586, 1976.
7. Durand, W.F., "Aerodynamic Theory, Vol. I," Dover Publications Inc., New York, 1963.
8. Paraschivoiu, I. and Delclaux, F., "Double Multiple Streamtube Model with Recent Improvements," Journal of Energy, Vol. 7, May-June, 1983.
9. Praschivoiu, I., "Aerodynamic Loads and Performance of the Darrieus Rotor," J. of Energy, Vol. 6, Nov. - Dec. 1982.
10. Lapin, E.E., "Theoretical Performance of Vertical Axis Wind Turbines," ASME Paper Winter Annual Meeting, Nov. - Dec. 1975.
11. Shankar, P.N., "On the Aerodynamic Performance of a Class of Vertical Shaft Windmills," Proc. R. Soc. Lond. A. 349, 1976.
12. Sheldahl, R.E. and Klimas, P.C. "Aerodynamic Characteristics of Seven Symmetrical Airfoil Section Through 180-Degree Angle of Attack for Use in Aerodynamic Analysis of Vertical Axis Wind Turbines," SAND 80-2114, Mar. 1981.
13. Atkinson, K.E., "An Introduction to Numerical Analysis," John Wiley & Sons, 1978.
14. Wilson, R.E. and Mckie, W.R., "A Comparison of Aerodynamic Analyses for the Darrieus Rotor," Second International Symposium on Wind Energy Systems, Oct., 1978.
15. Strickland, J.H., "The Darrieus Turbine: A Performance Prediction Model Using Multiple Streamtubes," SAND 75-0431, Oct. 1975.
16. Healey, J.V., "A Simple Tandem Disk Model for a Cross-Wind Machine," Wind Engineering, Vol. 6, No. 3, 1982.
17. 김건훈, 이철형, 이규현, "수직축 Darrieus 풍력 터어빈의 공력특성 분석기법에 관한 연구," "Energy R & D, Vol.9, No.2, 1987.