

AERODINÁMICA INESTACIONARIA Y NO LINEAL DE GRANDES GENERADORES EÓLICOS DE EJE HORIZONTAL

C. Gebhardt^a, S. Preidikman^{a,b} y L. Ceballos^b

^a Departamento de Estructuras. Facultad de C. E. F. y N., Universidad Nacional de Córdoba.
Tel.: 0351-4334145, Casilla de Correo 916, 5000 Córdoba, Argentina.

^b Grupo de Mecánica Aplicada. Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de Río Cuarto.
Campus Ruta Nacional 36 Km. 601, 5800 Río Cuarto, Argentina.

Email: cgebhardt@efn.uncor.edu

RESUMEN

En este trabajo se presenta una herramienta computacional para simular numéricamente el comportamiento aerodinámico de rotores de generadores eólicos de eje horizontal y gran potencia (mayor a 1 MW) cuando varían algunos de los parámetros que definen la geometría de los mismos o la dirección del viento incidente. Como ejemplo de aplicación, se estudia como varía la potencia producida en función de la dirección relativa del viento respecto al eje del rotor o de la conicidad de las palas. El rango de velocidades de operación del rotor (subsónico bajo) se conjuga con las grandes dimensiones de su geometría dando lugar a flujos incompresibles con elevados números de Reynolds. Este hecho avala la hipótesis de que los efectos viscosos son confinados únicamente, a las capas límite y las estelas vorticosas, y permite estimar las cargas aerodinámicas implementando el método de red de vórtices no-lineal e inestacionario. Los datos necesarios para llevar a cabo estas simulaciones numéricas son: i) la geometría del rotor; ii) la cinemática del rotor (modelado como una colección de cuerpos rígidos); y iii) la corriente de aire que puede variar en el tiempo, tanto en magnitud como en dirección.

Palabras claves: Generadores eólicos de eje horizontal, Aerodinámica inestacionaria, Método de red de vórtices no-lineal y no-estacionario.

INTRODUCCIÓN

En el presente trabajo se simula numéricamente el comportamiento aerodinámico del rotor de un generador eólico de eje horizontal de gran potencia. La aerodinámica asociada a este sistema de generación de energía es inherentemente no-lineal e inestacionaria debido a la presencia de condiciones ambientales complejas, vientos de amplitud y dirección cambiante, existencia de la capa límite terrestre, deformaciones estáticas, y flujos dominados por vorticidad.

El rango de velocidades de operación (subsónico bajo) se conjuga con las grandes dimensiones del equipo dando lugar a flujos incompresibles cuyos números de Reynolds son altos. Este hecho avala la hipótesis de que los efectos viscosos están confinados únicamente, a las capas límite y a las estelas vorticosas, y permite estimar las cargas aerodinámicas mediante una conocida técnica de la dinámica de fluidos: el método de red de vórtices no-lineal e inestacionario (NLUVLM).

En este esfuerzo, mediante el uso del NLUVLM se estiman, en el dominio del tiempo, las cargas aerodinámicas actuantes sobre cada pala, la distribución de vorticidad en las sábanas vorticosas adheridas, la distribución e intensidad de la vorticidad y forma de las estelas emitidas desde el borde de fuga y desde la puntera de cada una de las palas que forman el rotor. La historia del movimiento se almacena en las estelas, lo que permite contemplar los efectos aerodinámicos de tipo histerético. Además se pueden tener en cuenta todas las posibles interferencias e interacciones aerodinámicas entre palas-palas, palas-estelas, palas-cubo, cubo-estelas, y estelas-estelas.

Los datos necesarios para realizar las simulaciones numéricas son: (i) la cinemática del aerogenerador (modelado como una colección de cuerpos rígidos cuyo movimiento es conocido); y (ii) la corriente de aire que puede variar en el tiempo, tanto en magnitud como en dirección. Los datos que caracterizan el flujo incidente pueden ser de origen sintético, o bien, pueden ser obtenidos experimentalmente a partir de mediciones de campo.

MODELO MATEMÁTICO

En el modelo estudiado se considera el flujo de un fluido incompresible caracterizado por un número de Reynolds muy elevado. La ecuación gobernante es la ecuación de continuidad para flujos incompresibles e irrotacionales conocida como ecuación de Laplace:

$$\nabla^2 \varphi(\vec{R}, t) = 0 \quad (1)$$

donde $\varphi(\vec{R}, t)$ es la función potencial de velocidad válida en todo el dominio donde el fluido es irrotacional (fuera de las estelas y las capas límites). La dependencia explícita del tiempo en la ecuación de Laplace se introduce a través de las condiciones de contorno, [2, 3].

Cuando existe velocidad relativa entre el rotor y el fluido, se genera vorticidad en el seno de las capas límites. Los efectos viscosos dan origen a las capas límites. Parte de esta vorticidad es emitida desde el borde de fuga y la puntera de las palas, es transportada por el fluido, y forma las estelas. El campo de velocidades asociado con toda esta vorticidad interactúa con la llamada corriente libre: mientras las condiciones de borde de no-penetración y no-deslizamiento son satisfechas sobre las superficies sólidas generadoras de vorticidad. La vorticidad en las estelas se mueve libremente en el fluido de forma tal que no se produzcan saltos de presión a través de las estelas.

Para atacar el problema se modelan las superficies sustentadoras (palas del rotor) y las estelas como sábanas vorticosas adheridas y desprendidas, respectivamente. A través de las palas existe una discontinuidad en la componente tangencial de la velocidad relativa aire-pala, dando origen a las cargas aerodinámicas.

La ecuación que gobierna el problema es complementada con las siguientes condiciones de contorno:

- i) condición en el infinito: las perturbaciones producidas por la presencia de las superficies sólidas decaen en el infinito;
- ii) condición de no penetración: la trayectoria de las partículas de fluido es tangente a las superficies sólidas;
- iii) condición de estela libre de fuerzas: la variación de presión es continua a través de la estela;
- iv) condición de conservación de circulación: el campo de vorticidad es solenoidal [4], esto se satisface de manera automática debido a que las superficies sólidas y las estelas son modeladas como colecciones de anillos vorticosos cerrados; y
- v) condición de Kutta no-estacionaria: las estelas son emitidas de manera suave desde los bordes filosos de las palas.

En el seno del fluido el campo de vorticidad $\vec{\Omega}$ coexiste con el campo de velocidad \vec{V} , y ambos campos están relacionados cinemáticamente por la siguiente expresión:

$$\vec{\Omega} = \nabla_{\vec{R}} \times \vec{V} \quad \text{donde: } \nabla_{\vec{R}} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (2)$$

En el caso de un segmento vorticoso de longitud finita y circulación $\Gamma(t)$, la ley de Biot-Savart toma la forma:

$$\vec{V} = \frac{\Gamma(t)}{4\pi} \frac{\vec{L} \times \vec{r}_1}{|\vec{L} \times \vec{r}_1|^2} \left[\vec{L} \cdot \left(\frac{\vec{r}_1}{|\vec{r}_1|} - \frac{\vec{r}_2}{|\vec{r}_2|} \right) \right] \quad (3)$$

donde \vec{r}_1 y \vec{r}_2 son los vectores posición del punto donde se calcula la velocidad relativos a los extremos del segmento vorticoso de longitud finita, y $\vec{L} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$.

Método de Red de Vórtices Inestacionario

En el método de red de vórtices inestacionario las sábanas vorticosas son reemplazadas por una red de segmentos vorticosos de circulación $\Gamma(t)$. Para conservar la circulación se utilizan anillos vorticosos cerrados de circulación $G(t)$, donde $\Gamma(t)$ es obtenida como suma vectorial de las circulaciones de los anillos adyacentes. Para obtener los valores de $G(t)$ se utilizan las condiciones de no-penetración:

$$(\vec{V}_\infty + \vec{V}_{adherida} + \vec{V}_{estela} - \vec{V}_{cuerpo}) \cdot \hat{n} = 0 \quad (4)$$

donde $\vec{V}_{adherida}$, \vec{V}_{estela} y \vec{V}_∞ son las velocidades asociadas a las sábanas vorticosas adheridas (capas límites), las sábanas vorticosas libres (estelas), y la corriente libre, respectivamente, \vec{V}_{cuerpo} es la velocidad de la superficie del sólido, y \hat{n} es un vector normal a dicha superficie. Idealmente, es preferible satisfacer la ecuación (4) en todos los puntos de la superficie sólida. Pero debido a que se ha discretizado la superficie en un número NP de elementos, sólo es posible imponer la condición de no-penetración en un número finito de puntos, llamados puntos de control. Hay un punto de control en el centroide de los nodos de cada elemento. Para aproximar \hat{n} , en cada elemento se utiliza el producto vectorial de sus dos vectores diagonales. Cuando se resuelve la ecuación (4), la estela, la corriente libre, y el movimiento de la superficie sustentadora son conocidos; se resuelve esta ecuación para encontrar $\vec{V}_{adherida}$ que viene expresada en términos de las incógnitas $G_i(t)$ y de los coeficientes de influencia aerodinámicos A_{ij} [2, 3, 5, 6]:

$$\sum_{j=1}^{NP} A_{ij} G_j(t) = -(\vec{V}_\infty + \vec{V}_{estela} - \vec{V}_{cuerpo}) \cdot \hat{n}_i \quad i=1, 2, \dots, NP \quad (5)$$

Una vez calculadas las circulaciones $G_j(t)$ se “convectan” las estelas. Los nodos que definen los extremos de cada segmento vorticoso de las estelas son convectados con la velocidad local del fluido, y su nueva posición, $\vec{R}_{Nodo}(t + \Delta t)$, se determina de la siguiente manera [3, 5]:

$$\vec{R}_{Nodo}(t + \Delta t) = \vec{R}_{Nodo}(t) + \int_t^{t+\Delta t} \vec{V}_{Nodo}(\tau) d\tau \approx \vec{R}_{Nodo}(t) + \vec{V}_{Nodo}(t) \Delta t \quad (6)$$

donde $\vec{R}_{Nodo}(t)$ es la posición del nodo en el tiempo t y Δt es el incremento de tiempo.

Cálculo de las cargas sobre cada elemento

A continuación se considera el cálculo de las cargas aerodinámicas sobre las superficies sustentadoras. Para cada elemento, primero se debe hallar la presión en el punto de control y luego multiplicarla por el área del elemento y por el vector unitario normal. Finalmente, se suman vectorialmente las fuerzas y los momentos de dichas fuerzas sobre todos los elementos. La presión en el punto de control de cada elemento se calcula mediante la ecuación de Bernoulli para flujos inestacionarios:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\vec{V} \cdot \vec{V}}{2} + \frac{p}{\rho} = \frac{\vec{V}_\infty \cdot \vec{V}_\infty}{2} + \frac{p_\infty}{\rho} = \text{una constante} \quad (7)$$

Los detalles sobre el tratamiento de los términos de la ecuación (7) pueden consultarse en las Referencias 3 y 5.

DESCRIPCIÓN CINEMÁTICA DEL ROTOR

Para determinar las cargas actuantes sobre el rotor en cada condición de operación es necesario conocer la cinemática del mismo, ya que las fuerzas aerodinámicas dependen de la posición, la velocidad y la aceleración de cada componente del equipo.

Sistemas de coordenadas

En este trabajo el rotor es modelado como una colección de cuerpos rígidos. Para facilitar la descripción cinemática se introduce un conjunto de sistemas de referencia asociados a cada uno de los cuerpos que conforman el rotor. En la Figura 1 se muestran los sistemas de referencia utilizados: N, A, C, D y E. El sistema de referencia N = $(\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3)$ es un sistema fijo a tierra o Newtoniano. Sobre el cubo se

encuentra un sistema de referencia rotante $A=(\hat{a}_1, \hat{a}_2, \hat{a}_3)$, cuyo origen coincide con el origen de N. El cubo rota, relativo al sistema N, con una velocidad angular ${}^A\vec{\omega}^N = q_4(t)\hat{n}_1$.

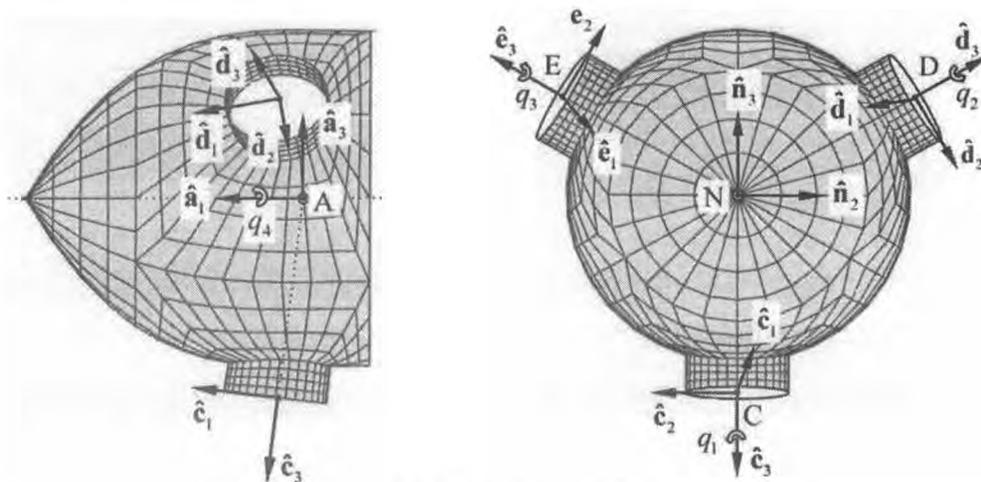


Figura 1. Sistemas de coordenadas del cubo y de las palas.

Los sistemas C, D, y E están fijos a cada pala. En la Figura 2 se muestra la pala 1 y el sistema C- $(\hat{c}_1, \hat{c}_2, \hat{c}_3)$ ubicado en el origen de la misma. La pala 1 puede cambiar su ángulo de actitud en función del tiempo. La actitud (ángulo de “pitch”) de la pala 1 consiste en una rotación de la pala alrededor del eje \hat{c}_3 . La coordenada generalizada que describe esta rotación es $q_1(t)$.

La pala 1 posee, además, una ley de distribución de alabeo geométrico representada por el ángulo γ . Este ángulo se mide respecto del plano de rotación. En la puntera de la pala el valor de γ es nulo, definiendo de esta manera una referencia para el ángulo de actitud $q_1(t)$. Las actitudes y alabeos de las palas 2 y 3 se describen de manera análoga a la utilizada para la pala 1.

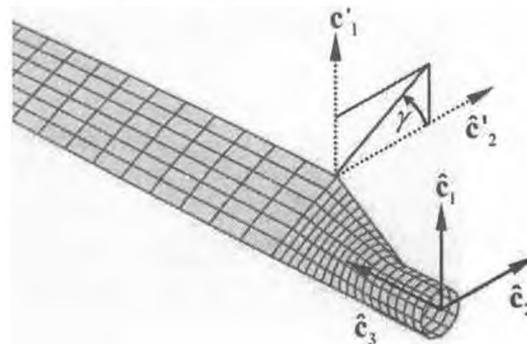


Figura 2. Sistemas de coordenadas asociados a la Pala 1.

Vectores posición y velocidad

A continuación se presentan los vectores posición y velocidad de cada componente del rotor.

Cubo: Los vectores posición y velocidad de los puntos del cubo se obtienen como sigue:

$${}^N\vec{R}_{Cubo} = [T_{NA}] {}^A\vec{r}_{Cubo} \quad {}^N\vec{V}_{Cubo} = \frac{{}^N d\vec{R}_{Cubo}}{dt} = [T_{NA}] \{ {}^N\vec{\omega}^A \times {}^A\vec{r}_{Cubo} \} \quad (8)$$

donde ${}^N\vec{R}_{Cubo}$ es el vector posición respecto del sistema N de un punto arbitrario del cubo, ${}^A\vec{r}_{Cubo}$ es el vector posición del mismo punto del cubo respecto del sistema A, $[T_{NA}]$ es la matriz de rotación que define la orientación del sistema A respecto del sistema N, ${}^N\vec{V}_{Cubo}$ es la velocidad del punto del cubo respecto del sistema N, y ${}^N\vec{\omega}^A$ es la velocidad angular del sistema A respecto del sistema N.

Pala 1: Los vectores posición y velocidad de puntos sobre la pala 1 se obtienen de la siguiente manera:

$${}^N\vec{R}_{Pala1} = [T_{NC}]^A \vec{R}_{AC} + [T_{NC}]^C \vec{r}_{Pala1} \quad {}^N\vec{V}_{Pala1} = \frac{d}{dt} \vec{R}_{Pala1} \quad {}^N\vec{V}_{Pala1} = [T_{NC}] \{ {}^N\vec{\omega}^A \times {}^A\vec{R}_{AC} \} + [T_{NC}] \{ {}^N\vec{\omega}^C \times {}^C\vec{r}_{Pala1} \} \quad (9)$$

donde ${}^N\vec{R}_{Pala1}$ es la posición de un punto arbitrario perteneciente a la pala 1, ${}^C\vec{r}_{Pala1}$ es la posición del mismo punto respecto del sistema C, $[T_{NC}]$ es la matriz de rotación que define la orientación del sistema C respecto del sistema N, ${}^N\vec{\omega}^C$ es la velocidad angular del sistema C respecto del sistema N, y ${}^N\vec{V}_{Pala1}$ es la velocidad del punto en la pala 1 respecto al sistema N.

Palas 2 y 3: Los vectores posición y velocidad de puntos sobre las palas 2 y 3 se obtienen de manera análoga a los de la pala 1.

DIRECCIÓN DEL VIENTO: INCIDENCIA SOBRE LA POTENCIA

Las condiciones ambientales en las que opera un generador eólico son complejas. La presencia de vientos de amplitud y dirección cambiante, efectos de turbulencia y de capa límite terrestre, hacen que la aerodinámica asociada a estos sistemas de generación de energía sea inherentemente no-lineal y no-estacionaria. En una primera aproximación, se adopta un perfil de viento uniforme y se desprecian los efectos de turbulencia y capa límite terrestre.

La potencia que puede generar un rotor, depende de la dirección del viento incidente. La velocidad efectiva, V_E , que percibe el rotor para la producción de potencia en el eje es la proyección de la velocidad de la corriente libre respecto al eje de rotación \hat{a}_1 , y esta dada por:

$$V_E = V_\infty \cos(\alpha) \quad (10)$$

donde α es el ángulo que forma la dirección del viento con el eje de rotación, $\hat{a}_1 \cdot \hat{a}_1 = 1$.

La potencia producida por el rotor es igual al producto del momento aerodinámico M por la velocidad angular del rotor ${}^N\vec{\omega}^A = {}^N\omega^A \hat{a}_1$, por lo tanto:

$$P = \mathbf{M} \cdot {}^N\vec{\omega}^A = q_E (L_R)^3 C_M {}^N\omega^A \quad (11)$$

donde q_E es la presión dinámica efectiva, L_R es una longitud de referencia y C_M es el coeficiente de momento aerodinámico.

Reemplazando el valor de V_E dado en (10), en la expresión de la presión dinámica efectiva se tiene

$$q_E = \frac{1}{2} \rho (V_E)^2 = \frac{1}{2} \rho (V_\infty)^2 \cos^2(\alpha) \quad (12)$$

donde se observa que la presión dinámica efectiva varía con el coseno cuadrado de α .

Reemplazando en (11) el valor de q_E dado en (12), se obtiene la ecuación (13) para el cómputo de la potencia producida. Si además se divide por el valor de la potencia cuando α es igual a cero (P_0), se obtiene una versión adimensionalizada de la potencia obtenida:

$$P = \frac{1}{2} \rho (V_\infty)^2 (L_R)^3 {}^N\omega^A C_M \cos^2(\alpha) \quad \frac{P}{P_0} = \frac{C_M(\alpha)}{C_M(0)} \cos^2(\alpha) \quad (13)$$

donde el cociente $C_M(\alpha)/C_M(0)$ es una función no lineal del ángulo α que toma un valor próximo a la unidad. Por lo tanto, en una primera aproximación, se puede estimar que la variación P/P_0 en función de α es igual a $\cos^2(\alpha)$.

INCIDENCIA DE LA CONICIDAD DE LAS PALAS

La geometría del rotor de un generador eólico se define por medio de varios parámetros. Los parámetros geométricos más importantes son: la distribución de perfiles aerodinámicos, de ahusamiento y de alabeo a lo largo de la pala, y la conicidad del rotor respecto al plano perpendicular al eje de rotación.

La conicidad de un rotor queda definida por medio del ángulo ξ , que indica el ángulo existente entre el plano perpendicular al eje de rotación y el eje longitudinal de la pala \hat{c} , ver Figura 3.

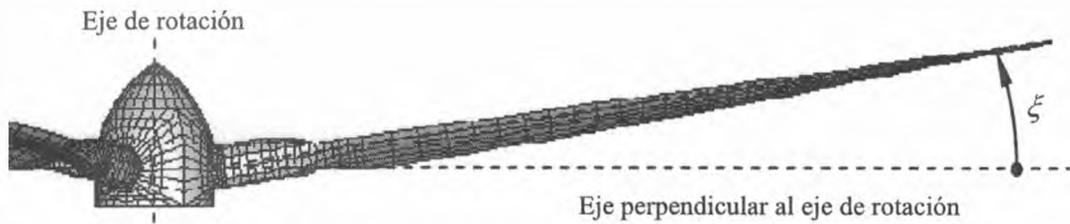


Figura 3 Ángulo de conicidad ξ de las palas un rotor.

El ángulo de conicidad permite montar el rotor más cerca de la torre, ya que aleja la zona de puntera colisiones que se podrían producir cuando las palas se flexionan por acción de las cargas aerodinámicas y pasan cerca de la torre.

Debido a que el flujo asociado a un generador eólico es altamente complejo, es importante determinar de manera cualitativa y cuantitativa como influye sobre el comportamiento aerodinámico la variación de conicidad del rotor para diferentes condiciones de viento. En el presente trabajo se estudia como incide la conicidad de las palas del rotor, pero se ignora la deformación de las palas y la interacción aerodinámica entre el rotor y la torre.

RESULTADOS

Se presentan resultados obtenidos con la herramienta computacional desarrollada. Se han considerado cuatro casos donde se ha variado la dirección del viento respecto al eje del rotor y la conicidad de las palas del rotor. En los dos primeros casos el viento tiene un perfil uniforme y una velocidad de 72 Km por hora ($V_\infty = 20$ m/s) y se aplica mediante una función escalón en $t = 0$. Se consideró un rotor de tres palas de 70 m de diámetro rotando a 12 rpm. En los tres primeros casos la conicidad del rotor es de $\xi = 7^\circ$ y en el cuarto se estudió la influencia de la conicidad en el intervalo $[-15^\circ \leq \xi \leq +15^\circ]$.

Caso 1 – Viento de frente (paralelo al eje del rotor)

Este caso corresponde a la condición de generador con viento de frente. En la **Figura 4a** se presenta una vista del rotor y la evolución de sus estelas. Es posible apreciar el enrollamiento del vórtice de puntera de cada pala; hecho que indica la existencia de fuerzas sustentadoras.

En la **Figura 5** se muestran las fuerzas (**Figuras 5a, 5b y 5c**) y los momentos aerodinámicos (**Figuras 5d, 5e y 5f**) actuantes sobre el rotor en función del ángulo de rotación. Cada columna corresponde a una dirección en el sistema N. En los gráficos correspondientes a la dirección \hat{n}_1 , se observa que las fuerzas y momentos actuantes sobre el rotor son prácticamente constantes, excepto durante un corto transitorio. La fuerza sobre el rotor en la dirección \hat{n}_1 tiene el mismo sentido que la corriente de viento y representa el empuje actuante sobre el disco. El momento en esta dirección tiene el mismo sentido que la rotación del rotor; este hecho indica que el generador está tomando energía del viento. Se observa que las componentes en las direcciones \hat{n}_2 y \hat{n}_3 de la fuerza y los momentos aerodinámico actuante sobre el rotor son nulas.

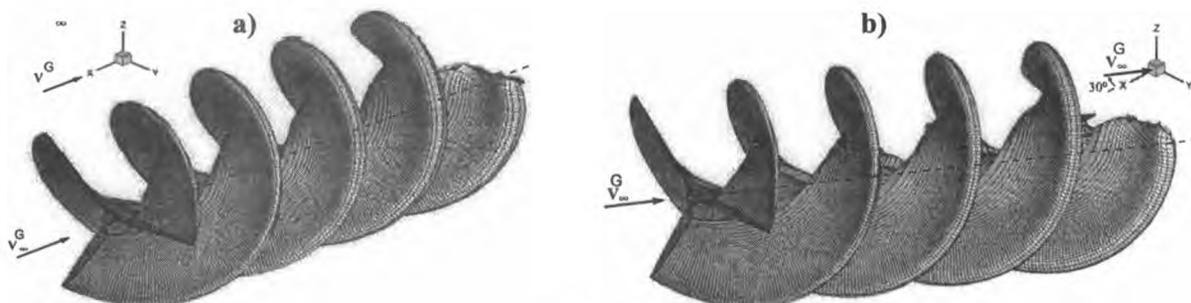


Figura 4 Rotor y estela – a) Caso 1: viento de frente, b) Caso 2: viento inclinado a 30° .

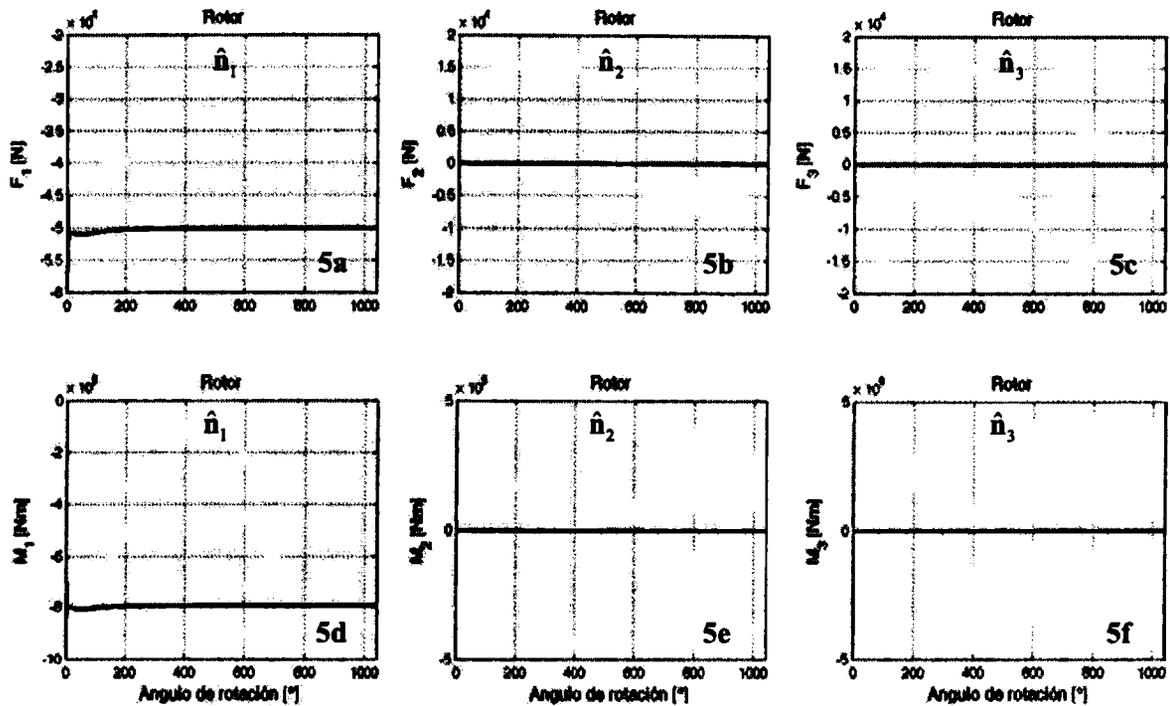


Figura 5 Fuerzas y momentos actuantes sobre el rotor. Caso 1: viento de frente.

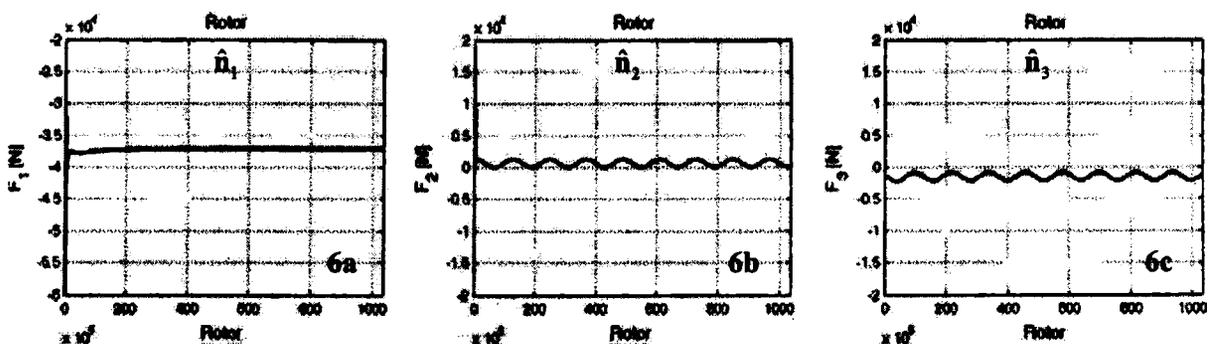
Caso 2 – Viento a 30° respecto al eje del rotor

En este caso actúa un viento horizontal pero inclinado 30° respecto del eje del rotor. En la Figura 4b se presenta una vista del rotor y sus estelas donde se observa claramente como las estelas tienden a alinearse con la dirección de la corriente libre y no con la dirección del eje del rotor.

En la Figura 6 se muestran las fuerzas (Figuras 6a, 6b y 6c) y los momentos aerodinámicos actuantes sobre el rotor (Figuras 6d, 6e y 6f) en función del ángulo de rotación. En los gráficos, correspondientes a la dirección \hat{n}_1 , se observa que la evolución temporal de la fuerza y el momento actuantes sobre el rotor alcanzan rápidamente el estado de régimen (el signo es consistente con la dirección del viento incidente y el sentido de giro del rotor).

Es importante advertir que el generador, en condición de viento inclinado, produce en el eje un par menor que el producido con un viento de frente de igual magnitud. En concordancia con la ecuación (13), en la Figura 6 se observa una reducción de potencia del orden del 27 % cuando el viento actúa con una inclinación del 30° respecto al eje de rotación del rotor.

En las Figuras 6b, 6c, 6e y 6f se observa que las cargas actuantes sobre el rotor en la dirección \hat{n}_2 y \hat{n}_3 no son nulas, quedando evidenciada, cualitativamente, la influencia de la distribución de alabeo a lo largo de las palas y del ángulo de conicidad del rotor sobre su comportamiento aerodinámico. Los estudios hasta ahora realizados no son suficientes para inferir cuantitativamente la influencia de tales parámetros geométricos sobre la aerodinámica de un rotor como el aquí estudiado.



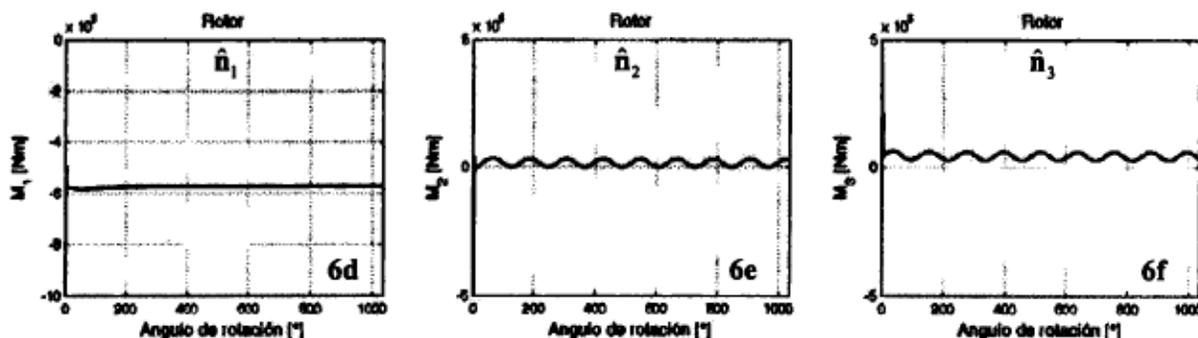


Figura 6 Fuerzas y momentos actuantes sobre el rotor. Caso 2: Viento a 30° respecto al eje del rotor.

Caso 3 – Influencia de la dirección del viento

En este caso se realizaron simulaciones variando la dirección del viento incidente respecto al eje del rotor, para una misma velocidad del viento, pero variando los valores del ángulo de incidencia α desde 0° hasta 45°, con incrementos de 5°. La potencia producida por el rotor función de α fue normalizada respecto de la potencia correspondiente a $\alpha = 0^\circ$.

Los resultado se muestran en la Figura 7, donde además fue graficada la función $\cos^2(\alpha)$ con la finalidad de mostrar la incidencia del factor $C_M(\alpha)/C_M(0)$ en la potencia adimensionalizada. Se advierte que para valores de α menores a 15°, la potencia adimensionalizada varía como $\cos^2(\alpha)$; esto significa que los efectos de las no linealidades sobre $C_M(\alpha)$ son pequeños. En cambio, para valores de α mayores a 15° los efectos no lineales comienzan a ser importantes; notar que los valores predichos por las simulaciones se separan considerablemente de la curva correspondiente a la función $\cos^2(\alpha)$.

Caso 4 – Influencia de la conicidad de las palas

En este caso se realizaron una serie de simulaciones, variando la conicidad de las palas del rotor, para una condición de viento incidente de dirección y magnitud fija, $V_\infty = 20$ m/s y $\alpha = 0^\circ$. Las simulaciones fueron realizadas para valores del ángulo ξ que van desde -15° hasta +15° con incrementos de 5°.

En la Figura 8 se muestra la variación de la potencia producida en función del ángulo de conicidad del rotor. Se observa una curva sesgada hacia la izquierda que alcanza su máximo cuando $\xi = -3,5^\circ$. Este valor carece de importancia práctica por lo comentado en la Sección 5. Cuando la conicidad es de 7°, la potencia es un 4 % menor que la correspondiente a $\xi = 0$.

La aerodinámica asociada a rotores es fuertemente dependiente de la geometría, y los resultados obtenidos en el presente caso, son solo válidos para el rotor aquí considerado, ya que no se dispone aún, de suficiente información como para emitir conclusiones de un carácter más general.

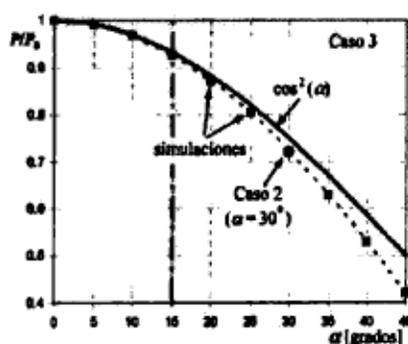


Figura 7 Influencia de la dirección del viento.

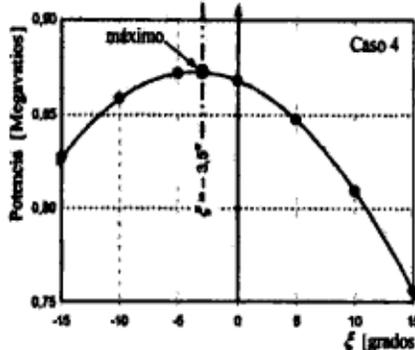


Figura 8 Potencia obtenida vs. conicidad de las palas.

CONCLUSIONES

En este trabajo se presentaron y analizaron los resultados obtenidos con una herramienta computacional que esta siendo actualmente desarrollada, y que tiene como objetivo estimar cuantitativamente la evolución temporal de las cargas aerodinámicas que actúan sobre rotores de generadores eólicos de eje horizontal y de gran potencia. La herramienta esta basada en una conocida técnica numérica de la dinámica de fluidos: el método de red de vórtices no-lineal e inestacionario.

De los resultados obtenidos de las simulaciones numéricas se pueden extraer algunas conclusiones que permiten comprender el complejo comportamiento de la aerodinámica de estos rotores. Es posible afirmar que las cargas aerodinámicas son fuertemente dependientes de la dirección de la corriente de viento, y la potencia producida se reduce cuando aumenta el ángulo de incidencia del viento.

En esta instancia ha sido posible explicar de forma cualitativa como influye la conicidad del rotor en la potencia producida, pero aún no ha sido posible explicar como la combinación de otras características geométricas del rotor (por ejemplo: las distribuciones de perfiles, y la ley de ahusamiento y de alabeo a lo largo de la pala) afectan el comportamiento aerodinámico del mismo. Tal estudio será objeto de trabajos futuros.

Si bien la herramienta aquí presentada representa un buen punto de partida para lograr la comprensión cabal del comportamiento aerodinámico de generadores eólicos de gran potencia, en el futuro será necesario llevar a cabo simulaciones que incluyan el modelo completo del aerogenerador y que, además, tengan en cuenta la dinámica estructural, los sistemas de control y las condiciones ambientales altamente complejas que tienen lugar en las zonas donde normalmente se emplazan estos equipos.

REFERENCIAS

1. E. Muljadi, C.P. Butterfield and M.L. Jul Jr.: "Effect of turbulence on power generation for variable speed wind turbines"; 1997, ASME Wind Energy Symposium, Houston, TX.
2. S. Preidikman: "Numerical simulations of interactions among aerodynamics, structural dynamics, and control systems"; 1998, Ph.D. Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg.
3. S. Preidikman y D.T. Mook: "Modelado de fenómenos aeroelásticos lineales y no-lineales: los modelos aerodinámico y estructural"; 2005, Modelización Aplicada a la Ingeniería – Vol. I, Regional Bs. As de la UTN, pp. 365-388, 2005.
4. H. Lugt: "Vortex flow in nature and technology"; 1983, John Wiley & Sons, Maryland.
5. P. Konstandinopoulos, D.T. Mook, and A.H. Nayfeh: "A numerical method for general, unsteady aerodynamics"; 1981, AIAA-81-1877, New Mexico.
6. J. Katz and A. Plotkin: "Low-speed aerodynamics"; 2001, Cambridge University Press, UK.