PROGRAMUL IDEI

# PROIECT

# MODELAREA INTARZIERII DESPRINDERII AERODINAMICE DATORITA ROTATIEI

Etapa a II a

# UN MODEL NAVIER-STOKES CVASI-TRIDIMENSIONAL PENTRU UN PROFIL AERODINAMIC ÎN ROTAȚIE

Director proiect Prof. Horia DUMITRESCU

Institutul de Statistica Matematica si Matematica Aplicata BUCURESTI

15 iulie 2008

## Etapa a II a

## UN MODEL NAVIER-STOKES CVASI-TRIDIMENSIONAL PENTRU UN PROFIL AERODINAMIC ÎN ROTAȚIE

#### **1.Introducere**

Stadiul actual al codurilor aeroelastice utilizate în prezent pentru simularea turbinelor de vânt cu ax orizontal se bazează în mare parte pe modelele aerodinamice simple ale teoriei elementului de pală și a impulsului (BEM – "Blade Element Momentum theory"). Problema generală a rotorului, care include deformații ale structurii elastice, condiții stochastice ale curgerii incidente, geometrie complicată (în măsura în care sunt prezente nacela și turnul de susținere) și o curgere cu desprindere masivă la mașinile cu pas fix este una extrem de complexă și dificilă. Aceasta face imposibilă aplicarea unor coduri de calcul mai elaborate (coduri Navier – Stokes) care sunt utilizate curent în alte aplicații aerodinamice.

Deși foarte simplă, metoda BEM furnizează predicții surprinzător de precise ale sarcinilor aerodinamice, dacă sunt utilizate caracteristici adecvate de portanță și rezistență la înaintare pentru profilele care compun pala rotorului. Întrebarea evidentă este în ce mod se obțin aceste date potrivite.

Se știe că utilizarea datelor aerodinamice bidimensionale disponibile poate conduce la discrepanțe serioase între puterea produsă și sarcinile măsurate și simulate, în special pentru turbinele de vânt controlate aerodinamic ("stall control"). Două motive sunt responsabile pentru aceasta situație :

1) incapacitatea datelor pentru profile staționare să răspundă în cazul curgerilor tranzitorii rapide și

2) absența oricărei corecții făcută de tridimensionalitatea curgerii datorită geometriei palei și rotației. Subevaluarea sistematică a sarcinilor palei în condiții critice ("stall"), când sunt utilizate date de profil bidimensionale, este atribuită în special celui de-al doilea motiv. Prin urmare, este nevoie stridentă de exprimarea unor legi de corecție adecvate pentru datele profilelor care să îmbunătățească precizia simulărilor aeroelastice.

Himmelskamp [1] a fost primul care a observat efectele tridimensionale ale rotației, găsind coeficienți de portanță de ordinul lui 3 în apropierea butucului unei pale de ventilator. Experiențe recente efectuate pentru pale de turbină de vânt de către Ronsten [2] și Bruining and all [3] au confirmat existența de valori efective ale coeficientului de portanță mai mari decât unele presupuse, în special la secțiunile interioare ale palei. Posibilitatea de investigare numerică a efectelor tridimensionale și de rotație asupra palelor de turbină de vânt este în prezent limitată la abordări cvasi-tridimensionale, întrucât calcule Navier-Stokes complet tridimensionale au început să apară în literatură relativ târziu [4].

O asemenea abordare cvasi-tridimensională, bazată pe metoda interacțiunii vâscos-nevâscos a fost introdusă de Snel and all.[5,6]. Bazat pe acest model, Snel and all a propus o lege semiempirică pentru corecția curbei de portanță bidimensională, identificând raportul dintre coarda locală și raza (c/r) ca parametrul principal al influenței secțiunii palei.

Acest rezultat a fost ulterior confirmat de Soerensen et all. [7] și Shen and Soerensen [8], care au efectuat calcule de profil utilizând un model Navier-Stokes cvasi-tridimensional, bazat pe o formulare funcție de curent-vorticitate.

Dumitrescu și Cardoș [9] au efectuat calcule de strat limită tridimensional pe o pală de turbină de vânt, sugerând că, la interiorul palei, forța Coriolis produce o structură staționară de vârtej, care poate intensifica forțele aerodinamice.

În această lucrare prezentăm un model cvasi-tridimensional, bazat pe forma variabilelor primitive a ecuațiilor Navier-Stokes în fluid incompresibil și aplicat pentru curgeri laminare și turbulente. Ipoteza de incompresibilitate este adecvată aplicațiilor inginerești de energia vântului, unde numărul Mach este limitat aproximativ la maxim 0,2. Ecuațiile modelului sunt asemănătoare sistemului Navier-Stokes bidimensional, cu excepția unei ecuații suplimentare de transport difuziv pentru componenta radială a impulsului și a doi termeni sursă care apar în ecuațiile de continuitate și de impuls axial. Toți termenii sursă sunt ponderați cu raportul (c/r) care arată că efectele tridimensionale sunt mai puternice la partea interioară a palei unde (c/r) devine relativ mai mare. În afara parametrului principal al raportului corzii locale la rază, modelul prezent introduce un al doilea parametru de importanță, unghiul local de răsucire al secțiunii palei. Ecuațiile rezultate sunt integrate numeric cu ajutorul unui cod Navier-Stokes , incompresibil, nestaționar de tip corecție de presiune. Modelul standard *k*-a al lui Wilcox [10] bazat pe condiții la limită de tip funcții la perete, este utilizat

pentru închiderea turbulenței.

În prima parte a lucrării se discută elaborarea modelului cvasi-tridimensional. În secțiunea de rezultate se discută un număr limitat de simulări de curgere laminară, cu accent deosebit pe înțelegerea mecanismului fizic de bază, care declanșează efectele tridimensionale și rotaționale. Se propun legi de corecție semiempirice, bazate pe calcule sistematice de curgere turbulentă pe profilul NACA 63-2-15, pentru coeficienții de portanță, rezistență la înaintare și moment de tangaj. În final, se prezintă un exemplu de calcul BEM al curbei de putere pentru validarea corecțiilor propuse.

### 2. Formularea matematică a modulului cvasi-tridimensional

Pentru a identifica influența efectelor tridimensionale și rotaționale asupra caracteristicilor secțiunii palei s-a elaborat un model cvasi-tridimensional simplificat. Deducerea ecuațiilor modelului urmează urmatorii pași:

**Pasul 1**: Ecuațiile Navier-Stokes în fluid incompresibil sunt scrise în formă conservativă într-un sistem de coordonate cilindrice  $(\theta, r, z)$  [11], care se rotește odată cu pala cu viteza unghiulară constantă  $\Omega$ . Axa  $\theta$  este în direcție circumferențială, axa *r* este în direcție radială (anvergura palei) și axa *z* este în direcție axială. Elementul infinitezimal de lungime în direcție circumferențială este  $ds = rd\theta$ .

Pentru simplitate ecuațiile sunt prezentate în forma curgerii laminare :

-ecuația de continuitate

$$\frac{\partial W_{\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r} \left( rW_r \right) + \frac{\partial \left( rW_z \right)}{\partial r} = 0, \tag{1}$$

-ecuația de impuls în direcție  $\theta$ ,

$$\frac{\partial W_{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{W_{\theta}^{2}}{r} + \frac{\Phi}{r} - \nu \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{W_{\theta}}{r^{2}} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[ W_{r} W_{\theta} - \nu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial (rW_{\theta})}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ W_{z} W_{\theta} - \nu \frac{\partial W_{\theta}}{\partial z} \right] = \nu \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{W_{r}}{r} \right) - 2W_{r} \left( \frac{W_{\theta}}{r} + \Omega \right),$$
(2)

-ecuația de impuls în direcție r,

$$\frac{\partial Wr}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{W_{\theta} W_{r}}{r} - v \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{W_{r}}{r^{2}} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[ W_{r}^{2} + \Phi - v \left( \frac{1}{r} \frac{\partial (rW_{r})}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left[ W_{z} W_{r} - v \frac{\partial W_{r}}{\partial z} \right] = -v \frac{2}{r^{2}} \frac{\partial W_{\theta}}{\partial \theta} - \frac{W_{r}^{2}}{r} + \frac{W_{\theta}}{r} (W_{\theta} + 2\Omega r),$$
(3)

-ecuația de impuls în direcție z,

$$\frac{\partial W_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{W_{\theta} W_z}{r} - v \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{W_z}{r^2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[ W_r W_z - v \frac{\partial W_t}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left[ W_z^2 + \Phi - v \frac{\partial W_t}{\partial t} \right] = v \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial W_z}{\partial r} \right) - \frac{W_z W_r}{r},$$
(4)

 $\vec{W}$  reprezintă vectorul vitezei relative,  $\rho$  este densitatea fluidului, p este presiunea statică și v este vâscozitatea cinematică. Se amintește că  $\vec{W} = \vec{V} - \vec{\Omega} \times \vec{r}$ , unde  $\vec{V}$  este vectorul vitezei în sistemul absolut,  $\Phi$  este un termen asemănător presiunii care include efectul forței centrifuge

$$\Phi = \frac{p}{\rho} - \frac{1}{2} (\Omega r)^2, \tag{5}$$

**Pasul 2**: Ecuațiile sunt integrate de-a lungul direcției radiale și se obțin valori medii radiale indicate cu o bară. Operatorul valorii medii definit astfel:

$$\overline{O} = \frac{1}{\Delta r} \int_{r}^{r+\Delta r} (\cdot) dr, \qquad (6)$$

Conduce la

$$\left(\frac{\overline{\partial(\cdot)}}{\partial t}\right) = \frac{\overline{\partial(\cdot)}}{\partial t}, \left(\frac{\overline{\partial(\cdot)}}{\partial \theta}\right) = \frac{\overline{\partial(\cdot)}}{\partial \theta}, \left(\frac{\overline{\partial(\cdot)}}{\partial z}\right) = \frac{\overline{\partial(\cdot)}}{\partial z},\tag{7}$$

Pasul 3: Sistemul de ecuații rezultat se supune următoarelor ipoteze :

$$\left(\frac{\overline{\partial(W_{\theta}/r)}}{\partial r}\right) = \left(\frac{\overline{\partial W_{z}}}{\partial r}\right) = \left(\frac{\overline{\partial W_{r}}}{\partial r}\right) = 0,$$

$$\left(\frac{\overline{\partial^{2}(W_{\theta}/r)}}{\partial r^{2}}\right) = \left(\frac{\overline{\partial^{2}W_{z}}}{\partial r^{2}}\right) = \left(\frac{\overline{\partial^{2}W_{r}}}{\partial r^{2}}\right) = 0,$$

$$\left(\frac{\overline{\partial(p_{r}/\rho)}}{\partial r}\right) = q \Rightarrow \left(\frac{\overline{\partial(p/\rho)}}{\partial r}\right) = q - \frac{1}{r}\left(\overline{W_{\theta}} + \Omega\overline{r}\right)^{2},$$

$$\overline{ab} \cong \overline{ab}$$
(8)

Cu alte cuvinte, s-a presupus că (1) valoarea medie a derivatelor radiale (prima și a doua) ale componentelor contravariante ale vitezei relative sunt mici și pot fi neglijate, (2) derivata radială a presiunii totale (legată de lucrul mecanic specific) este o constantă depinzând de secțiune, denumită q și (3) valorile medii. La infinit de profil vitezele sunt  $W_{\theta} - \Omega r$ ,  $W_z = cons \tan t$ ,  $W_r = 0$ , care satisfac automat ipotezele de cvasi-tridimensionalitate de mai sus. Valabilitatea acestor ipoteze în apropierea curgerii vâscoase din stratul limită va fi discutată mai departe.

**Pasul 4**: Rezultatul acestei analize constă în următorul sistem de ecuații care include ecuația de continuitate modificată (9) și ecuațiile de impuls, respectiv pe direcțiile  $\theta$ , *r* si *z* (10-12).

$$\vec{\nabla}_{2D} \cdot \vec{W}_{2D} + \frac{\overline{W}_r}{\overline{r}} = 0, \tag{9}$$

$$N_{2D}\left(\overline{W}_{\theta}\right) + \frac{\partial\overline{\Phi}}{\partial s} = -2\overline{W_r}\left(\frac{\overline{W_{\theta}}}{\overline{r}} + \Omega\right) + \frac{2}{R_e\overline{r}}\frac{\partial\overline{W_r}}{\partial s}$$
(10)

$$N_{2D}\left(\overline{W}_{r}\right) = -q + \frac{2}{\overline{r}}\left(\overline{W}_{\theta} + \Omega\overline{r}\right)^{2} - \frac{1}{R_{e}}\left[\frac{2}{\overline{r}}\frac{\partial\overline{W}_{\theta}}{\partial s} + \frac{1}{\overline{r^{2}}}\overline{W}_{r}\right]$$
(11)

$$N_{2D}\left(\overline{W}_{z}\right) + \frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \tag{12}$$

În sistemul de ecuații de mai sus indicele 2D înseamnă proprietățile echivalente bidimensionale din planul $(\theta, z)$ și N reprezintă operatorul scalar Navier- Stokes.

$$\overrightarrow{W_{2D}} \equiv \left( \overrightarrow{W_{\theta}}, \overrightarrow{W_{z}} \right), \quad \overrightarrow{\nabla_{2D}} \equiv \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \equiv \left( \frac{\partial}{\partial s}, \frac{\partial}{\partial z} \right),$$

$$\overrightarrow{\Phi} = \frac{\overrightarrow{p}}{\rho} - \frac{1}{2} \left( \Omega \overrightarrow{r} \right)^{2},$$

$$N_{2D} = \frac{\partial}{\partial t} + \overrightarrow{W_{2D}} \cdot \nabla_{2D} - \frac{1}{R_{e}} \overrightarrow{\nabla_{2D}^{2}},$$
(13)

Variabilele adimensionale prezentate în ecuațiile reduse (9-12) sunt definite

$$(r,z) \to (r,z)/C \Rightarrow \vec{\nabla}_{2D} \to \vec{\nabla}_{2D} \cdot C, t \to t \left| \overline{W_{2D}} \right|_{\infty} / C$$

$$W \to \left| \overline{W}_{2D} \right|_{\infty}, \Omega \to \left| \overline{W_{2D}} \right|_{\infty} / C, \Phi \to \Phi / \left| \overline{W_{2D}} \right|_{\infty}^{2}$$

$$(14)$$

unde *c* este coarda secțiunii locale a palei,  $R_e$  este numărul Reynolds și indicele  $\infty$  indică condițiile la infinit amonte.

Condițiile inițiale necesare pentru rezolvarea problemei cvasi-tridimensionale sunt date de ipoteza că mișcarea la infinit amonte este uniformă în sistem de referință absolut, având numai componenta axială a vitezei diferită la zero  $(V_z = W_z)$ . Pentru a compara rezultatele cvasi-tridimensionale cu cele pur bidimensionale este necesar să se formuleze condițiile inițiale cvasi-tridimensionale în sensul bidimensional. Astfel, să considerăm mișcarea în jurul unei secțiuni a palei având unghiul de răsucire  $\gamma$  (fig.1). Atunci condițiile la infinit amonte pentru viteză de translație și viteză unghiulară corespunzătoare  $\Omega$  sunt date de următoarele relații :

$$W_{\theta \infty} = \cos(\gamma + \alpha), \ W_{z \infty} = \sin(\gamma + \alpha), \ \Omega = -\frac{1}{r}(\cos \alpha + \gamma)$$



Fig. 1 - Triunghiul vitezelor în planul  $z(\theta)$ .

Acum, pentru a înțelege mai bine consecințele aproximațiilor și ipotezele modelului propus, se impune o scurtă discuție. Aceasta constă în următoarele observații:

- 1) Comparativ cu problema bidimensională, formularea cvasi-tridimensională include o ecuație suplimentară de impuls, ec (12), pentru componenta radială a vitezei și doi termeni sursă în ecuațiile de continuitate și în ecuația de impuls pe direcția  $\theta$ , care implică componenta radială a vitezei. Toți termenii suplimentari sunt afectați de factorul  $1/\gamma$  sau în mărimi dimensionale de raportul c/r. Acest fapt înseamnă că efectele cvasi-tridimensionale devin mai puternice pe măsură ce raportul c/r crește (porțiunea interioară a palei), ceea ce este în acord cu observațiile experimentale. Efectele tridimensionale și rotaționale sunt strict datorită forței Coriolis și nu forței centrifuge. Efectul acesteia din urmă este mascat de termenul de tip presiune  $\varphi$  care înlocuiește în ecuații presiunea statică. Este evident că ecuațiile (9-11) degenerează în ecuațiile Navier-Stokes bidimensionale când  $c/r \rightarrow 0$  și q = 0.
- 2) Influența unghiului de răsucire este luat în considerație în mod implicit în analiza de mai sus. Astfel,  $\gamma si \alpha \gamma$  definesc o viteză unghiulară echivalentă  $\Omega$  care afectează intensitatea termenilor sursă care apar în ecuațiile de impuls pe direcțiile circumferențială și radială.
- 3) Termenul principal de producție care apapre în ec.(12), adică primul termen din membrul drept este întotdeauna pozitiv, conducând la generalizarea unui câmp de viteze radial pozitiv (de la butuc la vârful palei). Producția este mai mare pe măsură ce c/r crește și  $W_{\theta}$  descrește.  $W_{\theta}$  ia valori mai mici în stratul limită de la perete, a cărui grosime depinde de numărul Reynolds. Astfel, este de așteptat un efect al numărului Reynolds, când curgerea se detașează și se generează viteză radială în bula de desprindere. Observațiile de mai sus implică faptul că, soluțiile bidimensională și cvasi-tridimensională sunt aproape identice , chiar la valori mari ale raportului c/r, la incidențe mici și numere Reynolds mari, unde curgerea rămâne complet atașată și stratul limită este subțire. Diferențe mai mari între cele două soluții sunt de așteptat pentru curgerile desprinse, depinzând de întinderea bulei de desprindere.
- 4) Modelul cvasi-tridimensional rezultat depinde foarte mult de ipotezele făcute. Se înțelege foarte bine că mişcarea complet tridimensională în jurul unei pale rotitoare nu satisface strict niciuna din ipotezele de mai sus în vecinătatea palei, aşa cum se arată de asemenea în calculul complet tridimensional descris mai jos. De asemenea, se înțelege că simplificările propuse nu

sunt unice. În privința aproximațiilor derivatelor radiale ale vectorului vitezei, acestea se aplică componentelor contravariante în loc de componentelor cilindrice propriu-zise, într-o încercare de a satisface cel puțin condițiile la infinit amonte.

În privinta câmpului presiunii se preferă modelarea presiunii totale în locul derivatei radiale a presiunii statice întrucât se presupune intuitiv că distributia de lucru mecanic de-a lungul palei ar afecta caracterul 3-D al curgerii. În continuare, în toate aplicațiile, parametrul de distribuție a lucrului mecanic, q, se presupune zero. Valorile pozitive ale lui q se presupun că ar reduce efectele 3-D si rotationale. Extinderea modelului pentru curgerea turbulentei este directă. Diferenta principală comparativ cu ecuatiile prezentate mai sus constă în introducerea vâscozității turbulente în termenul difuziei în operatorul Navier-Stokes 2-D, N2D. Pentru validarea ipotezelor cvasi-tridimensionale în stratul limită vâscos în vecinătatea profilului se efectuează un calcul 3-D complet pe o singură pală rotitoare închisă într-un tub cuprins între doi cilindri [9]. Pala este dreptunghiulară, nerăsucită, la un unghi de așezare zero și utilizează profilul NACA 63-415. Frontierele radiale interioară și exterioară sunt plasate la 1 și respectiv 20 lungimi de coardă de la axa de rotație. Se analizează numai secțiunea mediană a palei, adică la 10 corzi de frontierele cilindrice. Viteza incidentă  $V_z$  și viteza unghiulară  $\Omega$ sunt specificate de unghiul de incidență de  $15^{\circ}$  și numărul  $R_e = 1,55 \times 10^{\circ}$  la semianvergura palei. Modelul de turbulență utilizat este  $k - \omega SST (k - \omega cu transport de tensiuni turbulente) [10] și$ curgerea este presupusă turbulentă de la bordul de fugă. La jumătatea anvergurii curgerea arată o desprindere la bordul de fugă pornind la aproximativ 50% din coardă. În bula de desprindere viteza radială devine destul de mare, cu o valoare maximă de 0,8 din viteza locală de rotatie,  $\Omega r$  a palei. Acest calcul este limitat la ipotezele făcute asupra derivatelor radiale de ordinul întâi ale componentelor vitezei (prima ec.(8)). Din cauza incidenței ridicate în porțiunea interioară a palei, solutia nu mai este stationară și sunt calculate două reeziduuri RES1 și RES2 la un anumit moment. RES1 este reziduul pentru ecuatia de continuitate (ec.1) si RES2 este reziduul pentru ecuatia de continuitate modificată (ec.9) pentru care s-au utilizat ipotezele de cvasi-tridimensionalitate.

Pentru cercul de rază egala cu o coardă, la semi-secțiunea profilului, valoarea maximă RES1 este de 164 ori mai mare decât diferența absolută maximă dintre RES1 și RES2, ceea ce verifică ipotezele de cvasi -3D pentru derivata radială a componentei vitezei radiale.

Pentru a verifica validitatea ipotezei asupra derivatei  $\partial W_z / \partial r$ , în toate celulele de calcul în stratul limită, se calculează raportul următor  $R_1$ ,

$$R_{1} = \frac{\left|\partial W_{z} / \partial r\right|}{\left|\partial (W_{z} / r) / \partial \theta\right| + \left|\partial W_{z} / \partial r\right| + \left|\partial W_{z} / \partial z\right|},\tag{16}$$

în care numitorul este un fel de normă a gradientului local al vitezei  $W_z$ . Asemănător se calculează raportul  $R_2$  referitor la derivata  $\partial (W_{\theta} / r) / \partial r$ 

$$R_{2} = \frac{\left|\partial(W_{\theta}/r)/\partial r\right|}{\left|\partial(W_{\theta}/r)/\partial r\right| + \left|\partial(W_{\theta}/r)/\partial z\right| + \left|\partial(W_{\theta}/r^{2})/\partial \theta\right|}.$$
(17)

In sectiunea semi-anvergurii, valorile lui  $R_1$  și  $R_2$  în vecinătatea palei (în regiunea vâscoasă) sunt de 2,18×10<sup>-2</sup> și respectiv 1,85×10<sup>-2</sup>, sugerând că ipotezele cvasi-3D sunt satisfăcute în acest caz.

#### 3. Elaborarea programului de calcul

Ecuațiile modelului cvasi-3D (ec. 9-12) sunt integrate numeric cu ajutorul unui algoritm nestaționar implicit cu corecție de presiune și matrice liberă. Metoda cu corecție de presiune și matrice liberă utilizează o schemă cu gradient conjugat, care este adecvată pentru probleme cu matrice caracteristică nesimetrică. Discretizarea spațială se efectuează pe rețele structurate adoptate corpului de tip *C* folosind scheme numerice de precizie de ordinul al doilea. Pentru calculul curgerii turbulente se utilizează modelul standard k - a [9]. Modelul este prevăzut cu condiții la limita de tip funcție la perete pentru calcule cu rețea rară. Detalii ale codului 2 - D se găsesc în [14].

După ce s-a arătat printr-un calcul Navier-Stokes 3-D complet că ipotezele cvasi-3D sunt rezonabile, acum se prezintă rezultate numerice pentru curgeri laminare și turbulente utilizând metoda cvasi-3D.

Condițiile la limită utilizate în ambele cazuri sunt de tip profil izolat, adică condiții de curgere neperturbată la infinit amonte și absența efectelor de periodicitate pe interfața dintre pale. Rezultatele curgerii laminare sunt investigate în principal pentru a identifica mecanismul de declanșare a efectelor 3D și rotaționale.

*Rezultatele pentru curgerea turbulentă sunt utilizate pentru* obținerea unor legi de corecție pentru coeficientul de portanță, rezistență la înaintare și moment de tangaj al profilului NACA -2-15. Este de observat că familia de profile NACA 63-2-XX este folosită de constructorii de pale de turbine de vânt. În sfârsit, se arată că un calcul BEM utilizând formule empirice pentru a corecta datele bidimensionale ale profilului, îmbunătățește considerabil rezultatele, în special la regimul de viteză ridicată ale vântului, unde palele funcționează în regim critic. Cazul curgerilor laminare este prezentat pentru profilul NACA 0015 la un număr Reynolds de 400 și la un unghi de incidență de  $15^{0}$ . Alegerea unui număr Reynolds redus a urmărit producerea unei bule de desprindere stabile pentru simplitatea studiului. Au fost variați mai mulți parametri în timpul calculului: raportul r/c (0 ; 0,1; 0,2; 0,3) și unghiul de răsucire (0°, 10°, 20°). În toate cazurile s-a utilizat o rețea de tip C 197x51 cu 150 noduri pe profil. Distanța medie a primei linii a rețelei de la profil a fost de  $5 \times 10^{-4} C$ . În afara cazului c/r = 0, care a prezentat o ușoară nestaționaritate, toate calculele au condus la o solutie convergentă stationară, având normele rezidurilor L2 ale tuturor ecuatiilor.

reduse cu cel puțin cinci ordine de mărime, plecând de la inițializarea curentului liber. Coeficienții de portanță  $C_i$ și de rezistență la înaintare  $C_d$ , calculați (valori medii în timp, pentru soluția nestaționară) cresc cu parametrul c/r și descresc cu unghiul de răsucire mult mai mult fată de variatia liniară. Pentru cazul c/r=0,3 și răsucire  $\gamma$ =0 coeficientul de portantă aproape se dublează în comparație cu rezultatele 2-D (c/r=0). Creșterea portanței și rezistenței la înaintare se înțelege mai bine considerând fig.2 în care coeficientul presiune  $C_p$  și coeficientul de frecare la perete  $C_f$  sunt reprezentați în raport de x/c pentru diferite valori c/r și unghi de răsucire zero. Se observă că deși curgerea rămâne masiv desprinsă în toate cazurile, în realitate poziția punctului de desprindere nu este de fapt afectată de c/r, distributia pe extrados a coeficientului de presiune se deplasează rapid spre nivele inferioare (valori negative mai mari) pe măsură ce c/r crește (spre centrul de rotație). Prin urmare coeficientii de portantă și rezistentă datorită presiunii, care contribuie la rezistenta la înaintare totală, cresc. Scăderea importantă a coeficientului de presiune pe extrados poate fi după cum urmează: din reprezentarea liniilor de izoviteză W2D în fig. 3 (a,b) interpretată corespunzătoare cazurilor c/r = 0 (a) și c/r = 0.3 (b) apare evident că volumul bulei de desprindere din cazul (b) este mult redus în comparatie cu rezultatul 2-D (a).



Fig. 2- Influența raportului c/r ratio asupra (a) presiunii și (b) coeficientului de frecare la perete pentru profilul NACA 0015 în curgere laminară (Re=400,  $\alpha = 15$  grd, răsucire= 0 grd).



a)



b)



c)

Fig. 3 - Curgere laminară în jurul profilului NACA 0015, Re=400,  $\alpha = 15$  grd, răsucire= 0 grd. Liniile de contur ale intensității vitezei în plan ( $W_{2D}$ ), (**a**) curgere 2-D, (**b**) c/r=0.3 și (**c**) liniile de contur ale componentei radiale a vitezei (pasul liniilor de contur = 0.1).

În același timp o componentă radială mare a vitezei se dezvoltă în interiorul bulei de desprindere în prezența efectului 3-D. Dezvoltarea acestui câmp puternic de viteze radiale se datorește termenului de producție din ecuația impulsului în direcție radială, care devine important în prezența unei bule de desprindere. Continuitatea și bilanțul impulsului axial are ca implicație existența unei aspirații de masă din planul ( $\theta$ , *z*) pentru a compensa dezvoltarea componentei radiale.

Astfel, bula de desprindere se reduce, curgerea se concentrează pe extradosul profilului și acolo nivelul presiunii scade. Cazul curgerilor turbulente este prezentat pentru profilul NACA 63-2-15 la numărul Reynolds  $2 \times 10^6$ , care este oarecum caracteristic pentru o secțiune de pală a unei turbine de vânt. Toate calculele au fost efectuate utilizând modelul *k*- $\omega$  cu funcții la perete, presupunând condiții de curgere complet turbulentă. Au fost efectuate o serie de rulări parametrice, în funcție de raportul *c*/*r* și unghiul de răsucire arătat în tabelul 1. Se observă că au fost utilizate două grupuri de incidențe, denumite SET1 și SET2. SET1 este mai larg incluzând unghiurile de incidență de la 5° la 29° cu pași de 1°, în timp ce SET2 include valori selective concentrate pe regimul critic și post-critic. În toate cazurile s-a utilizat o rețea de tip C 197x45 cu 145 noduri pe profil.

Distanța medie a primei linii a rețelei de la profil este de 2x10 C. Pentru cazul în care c/r = 0 s-au obținut rezultate staționare corespunzătoare soluțiilor convergente, numai pentru unghiuri de incidență mai mici de  $13^0$ . Se presupune că este îndeplinit criteriul de convergența când normele rezidurilor L2 ale tuturor ecuațiilor se reduc cu patru ordine de mărime plecând de la inițializarea curgerii potențiale. La unghiuri de atac mai mari se obține o variație periodică a coeficienților sarcinilor. Coeficienții sarcinilor prezentați mai jos pentru aceste cazuri reprezintă în toate cazurile valori medii în timp. Amplitudinea oscilațiilor periodice totuși se reduce pe măsură ce raportul c/r crește. Acest fapt se datorește probabil reducerii volumului bulei de desprindere, cum s-a explicat mai înainte.

Valorile calculate ale coeficienților de portanță Cl , de rezistență la înaintare Cd și de moment de tangaj Cm, corespunzătoare cazurilor c/r = 0 (vâscos 2D) și c/r = 0,3 (vâscos 3D) sunt prezentate în funcție de unghiul de incidență, în fig. 4 pentru unghiul de răsucire zero. Valorile corespunzătoare nevâscoase sunt reprezentate pe aceeasi figură, unde indicația nevâscos la diagrama Cd corespunde valorii minime a rezistenței pentru rulările 2-D. Se observă că în cazul curbelor de portanță cvasi-3D acestea se situează între valorile corespunzătoare nevâscos și 2-D, în timp ce curbele de rezistență și de moment sunt cu mult deasupra valorilor corespunzătoare 2D.

Cum este de așteptat, diferențele dintre curba 2-D și curbele cvasi-3D sunt mai pronunțate la unghiuri de atac mai mari.





Fig. 4 - Coeficienții de încărcare 2-D și quasi-3D versus unghiul de atac (incidență), (**a**) Cl, (b) Cd și (c) Cm. Profil NACA 63-2-15,  $Re=2x10^6$ , curgere complet turbulentă, răsucire=0 grd.

# 4. Elaborarea unui model semi-empiric de proiectare pentru caracteristicile aerodinamice ale profilului în rotație.

Urmarind să deducem o lege de corecție semi-empirică pentru coeficienții de sarcină vom adopta ideea lui Snel [6] de a exprima corecția 3-D a coeficientului de portanță ca o fracțiune a diferenței  $\Delta$ Cl dintre valoarea nevâscoasă Cl,INV și valoarea 2-D, corespunzătoare Cl,2D. Rezultatele obținute pentru Cd și Cm sugerează că o lege de corecție similară poate fi utilizată de asemenea pentru efectul 3-D asupra coeficienților de rezistență de moment. În plus, influența unghiului de răsucire, absentă în analiza lui Snel ar putea fi introdusă printr-un factor al termenului  $\Delta$ Cl. Ținând seama de aceste considerații se propune o lege de corecție de forma următoare

$$C_{X,3D} = C_{X,2D} + a \left(\frac{c}{r}\right)^h \cos^n \gamma \Delta C_X; \quad X = l, d, m$$
(18)

cu

$$\Delta C_{l} = C_{l,INV} - C_{l,2D}$$

$$\Delta C_{d} = C_{d,2D} - C_{d,2D-MIN}$$

$$\Delta C_{m} = C_{m,2D} - C_{m,INV}$$
(19)

Cele trei constante ale modelului, *a*, *h* și *n* sunt calibrate aplicând bazei de date calculate un procedeu de cea mai bună aproximare. Acest procedeu conduce la următoarele numere : a=2,2; h=1; n=4.Pentru familia de profile NACA 44XX Snel a propus valorile a=3 și h=2, deși s-a recunoscut că factorul de amplificare al lui  $\Delta$ Cl este probabil dependent de tipul profilului și numărul lui Reynolds. Curbele de portanță, rezistență la înaintare și moment de tangaj, obținute din modelul de mai sus sunt comparate în fig. 4 împreună cu valorile calculate. În general, acestea sunt compatibile cu rezultatele

comparate în fig. 4 împreună cu valorile calculate. În general, acestea sunt compatibile cu rezultatele cvasi-3D. Mecanismul fizic care produce suprasarcini pe profil a fost deja discutat în paragraful anterior în legătura cu rezultatele laminare. Pentru a ilustra procesul în cazul turbulent în fig. 5 se prezintă coeficienții de presiune si de frecare la

Pentru a ilustra procesul in cazul turbulent in fig. 5 se prezinta coeficienții de presiune și de frecare la perete în funcție de x/c, calculați pentru diferite valori c/r, la incidență 15° și răsucire zero. Se observă că în partea atașată a curgerii nu există variații semnificative ale coeficientului C<sub>f</sub>, iar poziția punctului de desprindere este practic nealterată. Totuși, coeficientul de presiune pe extrados scade la nivele inferioare pe măsură ce valoarea c/r crește, mărind portanța și contribuția rezistenței de presiune din totalul rezistenței la înaintare.

Pentru a testa formulele de corecție (18) și (19) se efectuează un calcul BEM pe turbina de vânt Bonus 300 Combi cu control aerodinamic. Rotorul cuprinde trei pale de tip LM14.2 (bazate pe profilele NACA 63-4XX și NACA 63-2XX, diametrul este de 31m, cu pas zero, iar viteza unghiulară este de 31 rot/min.





Fig. 5- Influența raportului c/r asupra (a) coeficientului de presiune și (b) coeficientului de frecare la perete. Profil NACA 63-2-15,  $Re=2x10^6$ ,  $\alpha = 15$  grd, răsucire= 0 grd, curgere complet turbulentă.



Fig. 6 - Puterea electrică măsurată și calculată pentru o turbină de vânt tip "300 Combi" utilizând datele pentru un profil 2D izolat și aceleași date corectate cu efectele rotaționale 3D

Coeficienții de portanță și rezistență la înaintare 2-D măsurați pentru profilele NACA 63-415,NACA 63-418, NACA 63-421, NACA 63-212, NACA 63-215 și NACA 63-218 se găsesc în catalogul Abbott și Doenhoff [12]. În absența valorilor experimentale pentru unghiuri de incidență mai mari de 20° se folosește un procedeu de extrapolare care este standard în studiul turbinelor de vânt. S-a

presupus că toate profilele aerodinamice sunt egal încărcate la unghiuri mari de incidență și coeficienții lor de încărcare sunt cei prezentați în tabelul 2. Rezultatele modelului BEM sunt arătate în fig. 6, reprezentând curba de putere calculată cu și fără corecții. Se constată că puterea este subevaluată în comparație cu măsurătorile, când se utilizează datele corectate ale profilului 2D. Valoarea sugerată h=1 conduce la creșterea puterii la viteze mari de vânt, în timp ce pentru valoarea h=1,3 se obțin rezultate excelente. Trebuie să subliniem că rezultatele BEM depind de datele profilului și de asemenea de datele presupuse pentru regimul cu unghiuri de incidență mari. Este evident, totuși, că folosirea corecțiilor 3-D sugerate îmbunătățesc considerabil rezultatele la viteze mari ale vântului, unde curgerea este desprinsă. La regimul cu viteze de vânt mici, unde curgerea este atașată nu sunt necesare corecții.

		Tabelul 1			
	c/r=0	<i>c</i> / <i>r</i> =0.1	<i>c</i> / <i>r</i> =0.2	c/r = 0.3	
rasucire = $0^{\circ}$ 5 ° 10° 15° 20°	SET 1	SET 2	SET 2	SET 1 SET 2 SET 2 SET 2 SET 2	

SET 1:  $\alpha$  [5° – 29°, pas 1°] Re = 2 x 10<sup>6</sup>, Complet turbulent SET 2:  $\alpha$  [12°, 15°, 20°, 25°] Re = 2 x 10<sup>6</sup>, Complet turbulent

#### **5. CONCLUZII**

Modelarea Navier-Stokes descrisă este utilizată să identifice și să cuantifice influența efectelor rotaționale și tridimensionale asupra încărcării palelor turbinelor de vânt. Un model de curgere cvasi-3D este formulat și un algoritm de curgere incompresibilă 2-D, RANS a fost extins cu o ecuație de impuls simplificată în direcția radială și termeni sursă pentru a ține seama de efectele tridimensionale de rotație. Ecuațiile modelului sunt deduse din ecuațiile Navier-Stokes incompresibile exprimate într-un sistem de coordonate cilindrice, considerând valori medii radiale și făcând ipoteze compatibile pentru valorile medii ale derivatelor radiale. Scopul principal al acestui studiu constă în explicarea mecanismului fizic care determină aceste efecte și exprimarea unor legi empirice adecvate de corecție pentru coeficienții de sarcină ai profilelor care alcătuiesc palele turbinelor de vânt.

Considerații teoretice și experimentări numerice au pus în evidență cei doi parametri importanți care determină efectele tridimensionale, raportul dintre coardă și rază (c/r) și unghiul de răsucire al secțiunii palei considerate. De asemenea se pare că aceste efecte nu sunt influențate semnificativ de performanțele aerodinamice în regim de curgere atașată, în timp ce acestea joacă un rol important la unghiuri mari de incidență unde curgerea este supusă la desprindere masivă. Rezultatele prezentate pentru curgerile laminare și turbulente analizate indică faptul că atunci când curgerea se desprinde, forța Coriolis aspiră fluid din bula de desprindere și îl dirijează în direcție radială, conducând la o

reducere relativă a volumului bulei de desprindere. Reducerea volumului bulei produce o scădere a presiunii pe extradosul profilului mărind astfel încărcarea palei.

Calcule sistematice ale curgerii turbulente au fost efectuate pentru profilul NACA 63-215 la un număr Reynolds specific aplicațiiilor pentru turbine de vânt și s-au propus legi de corecție semiempirice pentru coeficienții lor de încărcare. Comparația curbelor de putere calculate și măsurate ale unei turbine de vânt controlate aerodinamic arată că legile de corecție sugerate pot îmbunătăți semnificativ precizia predicțiilor.

Totuși, informații detaliate asupra curgerii în jurul profilelor din vecinătatea centrului de rotație  $(c/r \ge 1)$  care declanșează efectele 3-D și rotaționale rămîn încă neclare fiind necesar un alt punct de vedere [13, 14].

#### Bibliografie

- 1. H.Himmelskamp ," Profile investigation on a rotating airscrew ", Ph.D.Dissertation , Göttingen , 1945.
- 2. G.Ronstenn, "Static pressure measurements on a rotating and a non-rotating 2.375m wind turbine blade Comparison with 2-D calculations ", Proc. Of the EWEC 91, Conference Amsterdam, 1991.
- 3. A. Bruining , G.J.W Van Bussel, G.P. Corten, W.A. Timmer "Pressure distribution from a wind turbine blade ; Field measurements compared to 2-D wind tunnel data ", Technical report 1W-93065R, Delft Univ. of Technology, 1993.
- 4. M.O.L. Hansen, J.N. Soerensen, J.A. Michelesen, N.N. Soerensen "A global Navier-Stokes rotor prediction model" 35 th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, AIAA Paper 97-090, 1997.
- 5. H.Snel, R. Houwink, J. Bosschers ,W.J. Piers, A. Bruining "Sectional prediction of 3-D effects for stalled flows on rotating blades and comparison with measurements," Proc. of the ECWEC 93 Conference, Travemunde, 1993.
- 6. W.Z. Shen, J.N. Soerensen,"Quasi-3D Navier Stokes model for rotating airfoil", J.Comput. Phys., 150, 1999
- 7. D.C.Wilcox "Turbulence modelling for CFD", DCW Industries Inc., 1993
- 8. R.B. Bird, W.E.Steward, E.N. Lightfoot, "Transport phenomena" Wiley , 1965
- 9. M.O.L. Hansen , N.N. Soerensen , J.N. Soerensen, J.A. Michelsen, "Extraction of light , dragand angke of attack for computed 3-D viscous flow around a rotating blade", European Wind Energy Conference, Dublin, 1997.
- 10. F.R. Menter, "Zonal two equations k-a turbulence models for aerodynamic flows", AIAA Paper 93-2906, 1993.
- 11. P. K. Chaviaropoulos, M. O. L. Hansen, "Investigating three-dimensional and rotational effects on wind turbine blades by means of a quasi- 3D Navier Stokes solver", Journal of Fluid Engineering 122, 2000.
- 12. I. H. Abbott, A. E. Doenhoff "Theory of wing sections", Dover Publications , 1959.
- 13. H. Dumitrescu, V. Cardos, "Modelling of inboard stall delay du to rotation", Journal of Physics: Conference Series 75, 2007.
- 14. H. Dumitrescu, V. Cardos "Prediction of the three-dimensional separation on a rotating blade", Int. Journal of Applied Mechanics and Engineering, 12,4, 2007.