مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية _ سلسلة العلوم الهندسية المجلد (31) العدد (5) 2009
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Engineering Sciences Series Vol. (31) No. (5) 2009

مساهمة في دراسة تحليلية لعوم الإقلاع في طاحونة هوائية (داريوس) ذات ريش مستقيمة شاقولية وإنجاز نموذج جديد مصغر عنها.

الدكتور كميل بوراس*

(تاريخ الإيداع 30 / 8 / 2009. قُبِل للنشر في 2009/12/16)

□ ملخّص □

إن الغرض من هذه الدراسة إيجاد معادلة رياضية تحوي متحولات (إيروديناميكية) لطاحونة هوائية من نوع (داريوس) وإنجاز نموذج مصغر يسمح لنا بإجراء تجارب للحصول على نتائج مطابقة لجميع المتحولات (الإيروديناميكية) التي تخدم عمل طاحونة داريوس.

الكلمات المفتاحية : طاحونة داريوس الهوائية – ريشتان شاقوليتان.

* أستاذ مساعد– كلية الهندسة المدنية – جامعة تشرين – اللاذقية – سورية.

مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية _ سلسلة العلوم الهندسية المجلد (31) العدد (5) 2009
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Engineering Sciences Series Vol. (31) No. (5) 2009

Contribution d'étude d'une éolienne Darrieus à pales droites , analyse du couple de démarrage et réalisation d' un prototype

Dr. Camille Bouras *

(Déposé le 30 / 8 / 2009 . Accepté 16/12/2009)

□ Résumé □

L'objet de cette étude est d'établir un modèle mathématique du comportement aérodynamique d'une éolienne de type Darrieus et de réaliser un prototype permettant de faire varier les paramètres de fonctionnement en vue de son optimisation.

Mots-clés: éolienne Darrieus- deux pales.

- * **Maître de conferences- faculté de génie civil -Département de Hydraulique – Université Tichrine – Lattaquié- Syrie**

مقدمة:

إن الجريانات التي تعبر الطاحونة الهوائية نوع (داريوس) العامودية (شكل 1) تعتبر معقدة بسبب الحالات غير المستقرة للجريان، وكذلك نتيجة تداخل الجريانات بين الشفرات العامودية. إذن من الصعب الحصول على النموذج بواسطة الحساب الرياضي فقط، بل يجب أن يترافق مع دراسة تجريبية لمختلف المتحولات السابقة التي تدخل في الحساب الرياضي، ويكون لها تأثير على عمل الطاحونة. لذلك يجب الحصول على معادلة رياضية بسيطة وسهلة الحل ومطابقة للتجارب التي ندرسها.

أهمية البحث وأهدافه:

الموديل الرياضي المستخدم لأجل الجريانات العامة:

عندما يجتاز الجريان الطاحونة الهوائية من الوجه الأمامي إلى الوجه الخلفي يحصل تباطؤ في سرعة جريان الهواء القادم من بعيد، بحيث نعتبر هذه السرعة منتظمة وتساوي V_∞ وهذه التيارات الهوائية سوف تصطدم مع الريش عند دخولها الطاحونة بزاوية $\theta°$، وتخرج من الجهة الخلفية بزاوية مقدارها θ_1، وسوف نعتبر أن السرعة عند مدخل الطاحونة، وعند المنطقة u مساوية إلى V_u وكذلك السرعة عند مخرج الطاحونة، وعند النقطة d على نفس خط التيار الهوائي هي V_d. وسوف نفترض أن جميع هذه السرعات V_∞ وكذلك V_d و V_u متوازية فيما بينها. وهذه الفرضية تم التحقق منها، ومن مدى صلاحيتها في الحساب، مع نتائج تجريبية سابقة، وكذلك مع نتائج رياضية استخدمت فيها طريقة الجريانات المعقدة باستخدام المعادلات العقدية المرجع **[2]** مع ملاحظة أن هذه الفرضية لا تعتبر صالحة عند النقاط الواقعة على خط تيار هوائي $90°$ + و $90°$− والسبب في ذلك يعود إلى تأثير الشفرات على الجريان الهوائي، بحيث يشكل انقطاعاً للضغط، و تصل قيمة الضغط عند الدخول إلى P+ وبشكل مشابه تصل قيمة الضغط المقاس عند المخرج إلى قيمة معادلة إلىp- بهذه الطريقة يمكن أن يحصل لدينا تغير في اتجاه الضغط في النقاط المدروسة سابقاً (d, u) بحيث تصبح على النحو التالي $(Pa+ , Pa-, Pd +, Pd-)$ وسوف نرمز للضغط الجوي (P_o) وبين النقطتين (u, d) من خط التيار، هناك نقطة تسمى (a) نفترض أن السرعة هي V_a وموازية لجميع اتجاهات السرعة الفروضة V_u , V_d , V_∞ ومن خلال هذه الدراسة، سوف نرمز للسرعة عند مخرج الطاحونة بـ V_w الشكل (2).

طرائق البحث ومواده:

الحسابات الإيراد ديناميكية

لإيجاد المعادلة الرياضية الخاصة بعزم الإقلاع لهذا النوع من الطواحين الهوائية العامودية (داريوس) نطبق معادلة برنولي بين المقطع الأمامي البعيد عن الطاحونة، حيث سرعة الهواء فيه V_∞ وبين مقطع آخر عند مدخل الطاحونة الهوائية، وهو الواقع على محيط الأسطوانة المشكلة والناتجة عن دوران الريش العامودية، بحيث رمزنا للنقطة (u) والسرعة هنا (V_u)

$$P_a + \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 = Pu + \frac{1}{2}\rho V_u^2 \qquad (1)$$

وكذلك بين النقطة u والنقطة a

$$P_{u_-} + \frac{1}{2}\rho V_u^2 = Pa_+ + \frac{1}{2}\rho V_a^2 \qquad (2)$$

وكذلك في النقطة a النقطة (d).

$$P_a + \frac{1}{2}\rho V_a^2 = P_{d_+} + \frac{1}{2}\rho V_d^2 \qquad (3)$$

وبشكل عام المعادلة الثانية والثالثة تكتب على النحو التالي:

$$Pu_- + \frac{1}{2} PV_u^2 = P_a + \frac{1}{2}\rho V_a^2 = P_{d+} + \frac{1}{2}\rho V_d^2 \qquad (4)$$

أما تطبيق بيرنولي بين نقطة الخروج d ونقطة بعيدة عن المخرج ذات السرعة V_w تكتب على النحو التالي:

$$Pd_- + \frac{1}{2}\rho V_d^2 = Pa + \frac{1}{2}\rho V_w^2 \qquad (5)$$

ومن جهة أخرى يمكننا حساب القوة المطبقة على الريشة بطريقة القوة المطبقة على شريحة من الريشة مساحتها $d(A_u)$ من الجهة الأمامية، وذلك عند النقطة u بحيث تصبح:

$$d(F_u) = (p_u + - p_u -) d(Au) \qquad (6)$$

بالاستفادة من المعادلة (7) و (4) نحصل على:

$$dF(u) = \frac{1}{2}\rho\,(V_\infty^2 - V_a^2)\, d\,(Au) \quad (7)$$

وبطريقة مشابهة تماماً للحسابات السابقة، المطبقة على الريشة عند المدخل، يمكننا إجراء الحساب والوصول إلى نتيجة مشابهة على النحو التالي:

$$d(F_d) = (P_{d+} - P_{d-})\, d(A_d) = \frac{1}{2}\rho\,(V_a^2 - V_\infty^2)\, d\,(Ad)$$

حيث $d(Ad)$ هي مساحة جزئية من الريشة، ومن الجهة الخلفية (عند الخرج) وهاتان القوتان $d(Fu)$ و $d(Fd)$ لهما تأثير مرتبط بسرعة الهواء البعيد قبل الوصول إلى الطاحونة من الجهة الأمامية (V_∞).

وبطريقة أخرى وباستخدام معادلة أولر، يمكننا حساب القوى السابقة أي:

$$d(F_u) = q_m\,(V_\infty - V_a) \quad (9)$$

وذلك بفرض أنه لا يوجد تغير في قيمة الضغط.

q_m: تسمى الغزارة الكتلية وتكتب:

$$q_m = \rho\, V_u\, d\,(Au)$$

وبالتعويض:

$$d(F_u) = \rho\, V_u\,(V_\infty - V_a)\, d\,(Au) \quad (10)$$

وبمساواة (7) و (9) نحصل:

$$V_u = \frac{V_\infty + V_a}{2} \qquad (11)$$

ومن المعادلتين (8) و(10) نحصل على السرعة (V_d).

$$V_d = \frac{V_a + V_w}{2} \qquad (12)$$

ومن المعادلتين (11) و (12) نحصل على:

$$V_a = 2V_u - V_\infty \qquad (13)$$

$$V_w = 2\,V_d - V_a \qquad (14)$$

ومن المعادلتين (13) (14) نحصل على:

$$(V_u - V_d) = \frac{V_\infty - V_w}{2} \quad (15)$$

المعادلة (15) الأخيرة توضح أنّ نصف الفرق بين السرعة الأمامية البعيدة عن المدخل (V_∞) والسرعة الخلفية البعيدة عن الخروج هي V_W.

تساوي إلى الفرق بين سرعة الدخول (V_u) وسرعة الخروج (V_d) من الطاحونة الهوائية العامودية.

حساب مثلثات السرعة عند المدخل (u):

عند دخول التيار الهوائي ذي السرعة V_∞ إلى الريش أي (الدوار الهوائي) سوف يتعرض إلى سرعة إضافية مركبة من سرعة دوران الريش والتي تساوي $U = W\,R$ حيث W السرعة الدورانية و R هو نصف قطر الدوار، السرعة W_u السرعة النسبية للجريان الهوائي.

من الشكل (3) إذا:

$$\overrightarrow{V_u} = \overrightarrow{U} + \overrightarrow{W_u} \quad (16)$$

إذن القوة $d(F_u)$ مركبة من قوة مماسية مؤثرة وفق المحور (t) ومن قوة أخرى مؤثرة وفق المحور (n) الناظمي الشكل (3).

وهذه القوة $d(Fu)$ لها مركبتان:

1) $d(T_u)$ مركبة القوة وفق المحور (t) وتسمى قوة مماسية.

2) $d(N_a)$ مركبة القوة وفق المحور (n) وتسمى قوة ناظمية، أما المركبة المماسية $d(T_u)$ فهي الأساس في حساب عزم الإقلاع للمحرك من الشكل (3) ومن مخطط مثلثات السرعة نكتب:

$$d(F_u) = d(N_u)\cos\theta - d(T_u)\,Sin\,\theta \quad (17)$$

كما نلاحظ بأن هناك زاوية مقدارها (α_u) عند الدخول، وهي التي تمثل ميل القوة $d(F_u)$ عن وتر الشفرة الشكل (3) هذه الزاوية سوف تعمل على تحليل القوة إلى مركبتين أيضاً، الأولى مركبة قوة الرفع $d(L_u)$ وهي ناظمية على وتر الشفرة، والثانية مركبة قوة الجر $d(D_u)$ وهي موازية لوتر الشفرة، وبشكل آخر يمكننا القول بأن المركبة $d(L_u)$ والمركبة $d(D_u)$ تكونان على التوالي عامودية وموازية لمركبة السرعة النسبية (W_u) الشكل (3) وبإجراء الإسقاط للمركبة $d(T_u)$ والمركبة $d(N_u)$ على المحاور (t) و (n) نحصل على التوالي:

$$d(T_u) = d(L_n)\sin\alpha_n - d(D_m)\cos\alpha_u \quad (18)$$

$$d(N_u) = d(L_u)\cos\alpha_u + d(D_m)\sin\alpha_u \quad (19)$$

بإدخال عامل الرفع (C_{Lu}) وعامل الجر (C_{Du}) وباستخدام المعادلات العامة نحصل على:

$$d(L_u) = \frac{1}{2}\rho\,W_u^2\,.\,C.H\,.\,C_{Lu}$$

$$C_{Lu} = \frac{d(L_u)}{\frac{1}{2}\rho\,W_u^2\,.\,C\,.H} \quad (20)$$

C_{Lu} عامل الرفع و C طول وتر الشفرة، H ارتفاع الشفرة

W_u السرعة النسبية المستخدمة في الحل (مثلث السرعة).

وبنفس الطريقة يمكن حساب عامل الجر C_{Du}.

$$C_{Du} = \frac{d(D_u)}{\frac{1}{2}\rho W_u^2 \cdot C \cdot H} \qquad (21)$$

حيث $C.\ H$ هي مساحة سطح الشفرة.

ومن المعادلات (18) و (19) نحصل على ما يلي:

$$C_{(Tu)} = C_{Lu} \sin \alpha_u - C_{Du} \cos \alpha_u \qquad (22)$$

$$C_{Nu} = C_{(Lu)} \cos \alpha_u + C_{Du} \sin \alpha_u \qquad (23)$$

أيضاً:

$$d(T_u) = C_{(T_u)} \cdot \frac{\rho}{2} W_u^2 \cdot C.\ H \qquad (24)$$

$$d(N_a) = C_{(N_u)} \cdot \frac{\rho}{2} W_u^2 \cdot C.H \qquad (25)$$

إذن المعادلة (17) ومن أجل واحدة الارتفاع $(H = 1m)$ تصبح:

$$d(F_u) = \frac{1}{2}\rho W_u^2 \cdot C(C_{Nu} \cos\theta - C_{(Tu)} \sin\theta) \qquad (26)$$

ويمكننا حساب قيمة C وتر الشفرة:

$$C = \frac{2\pi R}{N} \Rightarrow 2\pi = \frac{C.N}{R}$$

لذلك نفترض وجود عدد كبير جداً من الريش ذات أوتار ضعيفة وصغيرة، بحيث تصبح القيمة $C.\ N$ محدودة.

ومن جهة أخرى يمكننا حساب $C.\ \cos\theta = d(A_u)$

$$d(A_u) = C.\cos\theta \Rightarrow C = \frac{d(A_u)}{\cos\theta}$$

بحيث تصبح قيمة $d(F_u)$ على الشكل التالي:

$$d(Fu) = \frac{1}{2}\rho\ W_u^2 \cdot \frac{d(Au)}{\cos\theta}(C_{NU} \cos\theta - C_{(Tu)} \sin\theta) \qquad (27)$$

سوف نرمز للقيمة $\frac{C.N}{R}$ بـ σ وهي قيمة دون واحدات، وكنا سابقاً كتبنا:

$$2\pi = \sigma \quad \Leftarrow 2\pi = \frac{C.N}{R} = \sigma$$

وقمسنا $2\pi = \sigma$ على 2π نحصل على $1 = \frac{\sigma}{2\pi}$ وبإضافة $\frac{\sigma}{2\pi}$ إلى المعادلة (27) تصبح على الشكل التالي:

$$d(F_u) = \frac{1}{2} S \frac{\sigma}{2\pi} W_u^2 \frac{d(Au)}{\cos\theta}(C_{Na} \cos\theta - C_{Tu} \sin\theta) \qquad (28)$$

بمقارنة العلاقات **(7)** و **(28)** وبعد الأخذ بعين الاعتبار المعادلة (13) والحل نحصل على:

$$V_u\ (V_\infty - V_u) = \frac{\sigma}{8\pi} W_u^2\ (CN_u - C_{Tu}\, tg\,\theta) \quad (29)$$

بتحويلها إلى معادلة دون أبعاد، نقسم على V_∞ ونحصل:

$$\frac{V_u}{V_\infty}\left(1-\frac{V_u}{V_\infty}\right)=\frac{\sigma}{2\pi}\left(\frac{W_u}{V_\infty}\right)^2\ (C_{Nu} - C_{Tu}\ tg\,\theta) \quad (30)$$

لأجل الوصول إلى معادلة السرعة *(V_u)* المتعلقة بمتحول واحد هو *$(\theta)°$* يجب حساب W_u كتابع مع الزاوية *$(\theta)°$* فنحصل على ذلك من مثلث السرع السابق بحيث تصبح:

$$\frac{W_u}{V_\infty}\sin\alpha_u = \frac{V_u}{V_\infty}\ \cos\ \theta \quad (31)$$

$$\frac{W_u}{V_\infty}\cos\ \alpha_u = \frac{W\,R}{V_\infty} + \frac{V_u}{V_\infty}\sin\theta = \lambda + \frac{V_u}{V_\infty}\sin\theta \quad (32)$$

بحيث نسمي النسبة بعامل السرعة:

$$\lambda = \frac{W.R}{V_\infty}$$

λ عامل السرعة

وهذا العامل له دور كبير في حسابات الطواحين الهوائية وخاصة في حساب المردود بشكل خاص.

فالمعادلات (31) و (32)هي التي تسمح بحساب النسبة $\frac{W_w}{V_\infty}$ كتابع للمتحولات التالية $\lambda,\theta,\frac{V_u}{V_\infty}$.

من أجل تيارات هوائية متناظرة بالنسبة للشفرة، وعند مدخل الطاحونة الهوائية فإن زاوية التصادم *(α_u)* لا تتجاوز **18°**.

في هذه الحالة عامل الرفع *(C_{Lu})* يمكن كتابته على الشكل التالي:

$$C_{Lu} = 2\pi \sin a_u$$

وهذه المعادلة تطبق من أجل زاوية $18° > \alpha_u$

إن عامل الجر *(C_{Du})* يبقى ضعيفاً وصغيراً مقارنةً مع عامل الرفع *(C_{Lu})* ويمكن بشكل أولي وتقريبي أن نعتبر بأنهما لا يتعلقان بزاوية التصادم *(α_u)* لذلك نكتب:

$C_{Du} = C_D =$ ثابت $= cost$

وعلينا أن نأخذ بعين الاعتبار أن α_u صغيرة وهذا يعني بأننا نستطيع تعويض $Cos\ \alpha_u = 1$

فالمعادلة(22) والمعادلة(23) تصبحان على النحو التالي:

$$C_{Tu} = 2\,\pi\,\sin^2\alpha_u - C_D \quad (33)$$

$$C_{Na} = 2\pi\sin\alpha_u\ \ \cos\ \alpha_u \quad (34)$$

كما يمكن تحديد الزاوية α_u من المعادلة (31) ونحصل عليها بدلالة $\theta°$ وقيمة $\frac{w_U}{V_\infty}$ وبحسب المعادلة (32) نجد بأنها تتعلق بـ $(\frac{V_u}{V_\infty},\theta,\lambda)$ فالمعادلة (30) تتحول إلى معادلة من الدرجة الثانية (لسهولة الحل نعتبر النسبة $(X=\frac{V_u}{V_\infty})$ وتكتب:

$$AX^2 + B\,X + C = 0 \qquad (35)$$

حيث:

$$A = \frac{1 + \dfrac{\sigma C_D}{4\pi}\, tg\ \theta}{tog\ \theta} \qquad (36)$$

$$B = \frac{\dfrac{\sigma\lambda}{4}\cos\ + \dfrac{\sigma\lambda C_D}{4\pi}\, tg\ \theta \sin\theta - 1}{tog\ \theta} \qquad (37)$$

$$C = \frac{\sigma\ C_D\ \lambda^2}{8\pi} \qquad (38)$$

وبإجراء رسم المتغيرات $\frac{V_u}{V_\infty}$, α_u بدلالة $\theta°$ (المتحولة من $(0° - 180°)$ وكذلك يتم رسم المتغيرات مع باقي المتحولات C_D , λ , σ ولأجل تبسيط الحل نعتبر وجود حالة خاصة.

حالة خاصة:

المائع المستخدم هو مائع مثالي، بموجب ذلك تصبح قيمة $C_D = 0$ وبتعويضها في المعادلات السابقة نحصل على:

$$A = \frac{1}{tg\,\theta}\ ,\ B = \frac{(\dfrac{\sigma\lambda}{4}\cos - 1)}{tog\ \theta}\ ,\ C = 0$$

المعادلة الخاصة بالمتحول $\left(\frac{V_u}{V_\infty}\right)$ تصبح:

$$AX^2 + B\,X + C = 0$$

$$\frac{X^2}{tg\,\theta} + \frac{X}{tg\,\theta}\left(\frac{\sigma\lambda}{4}\cos\theta - 1\right) = 0$$

وبحل المعادلة نحصل على قيمة:

$$\frac{(V_u)_m}{V_\infty} = 1 - \frac{\sigma\lambda}{4}\cos\theta \qquad (39)$$

هنا رمزنا للسرعة V_u بالرمز $(V_u)\ m$لأننا فرضنا أن المانع المستخدم مثالي، الشكل (4) المرفق يوضح تغيرات المتحول $\left(\frac{V_u}{V_\infty}\right)$ مع $\theta°$ من أجل قيم خاصة لكل من λ و σ ، ونحن نعلم بأن$V_{(u)}\ m$ تابع إلى مجموعة متحولات $(C_D\ ,\ \theta,\ \lambda\ ,\ \sigma)$ كما نلاحظ من هذه المخططات أن المتغيرات تعطي نتائج جيدة في جميع قيم الزوايا عدى عند القيم $+90$ و $-90°$ (لقد سبق وأن اعتبرنا هذه النقاط بالنقاط الشاذة للحل).

وكذلك تم رسم تغيرات α_n مع الزاوية $\theta°$ من أجل قيم خاصة لكل $(C_D\ ,\ \lambda\ ,\ \sigma)$ كما هو واضح على الشكل (5).

مثلث السرعة في الجهة الخلفية (عند المقطع d):

الدراسات السابقة كانت عند مقطع الدخول u حيث كانت زاوية الدخول α_u والسرعة V_u والزاوية $\theta°$ هي زاوية ميل الشفرة وعلى اتجاه المائع، أما هنا، فسنعمل بطريقة مشابهة تماماً بحيث تكون زاوية اميل $\theta_1°$ بدلاً من $\theta°$، السرعة V_d بدلاً من V_u وكذلك α_d بدلاً من α_u السرعة W_u بـ W_d بإجراء الحلول حصلنا على النتائج التالية:

$$\frac{V_d}{V_a}\left(1-\frac{V_d}{V_a}\right)=\frac{\sigma}{8\pi}\left(\frac{W_d}{V_a}\right)^2\ (C_{Nd}-C_{Td}\ tog\ \theta_1) \quad (40)$$

$$\frac{V_d}{V_a}\cdot\frac{V_\infty}{V_a}\left(1-\frac{V_d}{V_\infty}\cdot\frac{V_\infty}{V_a}\right)=\frac{\sigma}{8\pi}\left(\frac{W_d\ V_\infty}{V_\infty\ V_a}\right)^2\ (C_{Nd}-C_{Td}\ tog\ \theta_1) \quad (41)$$

اعتماداً على المعادلة (9)

$$\frac{V_a}{V_\infty}=2\frac{V_u}{V_\infty}-1 \quad (42)$$

ولسهولة الحل نعتبر أن النسبة $\frac{V_d}{V_\infty}$ هي Y

وبطريقة مشابهة للحل السابق، نحصل :

$$A_1 y^2 + B_1 y + C = 0 \quad (43)$$

$$A_1=\frac{1+\frac{\sigma C_D}{8\pi}\ tg\ \theta_1}{tog\ \theta_1}$$

$$B_1=\frac{\frac{\sigma\lambda}{4}\cos\theta_1+\frac{\sigma\lambda C_D}{4\pi}\ tg\ \theta_1\ \sin\ \theta_1-1+2(1-\lambda\sigma\cos\theta_1)}{tog\ \theta_1} \quad (44)$$

$$C_1=\frac{\sigma\ C_D\ tg\ \theta_1}{8\pi} \quad (45)$$

الأشكال (**6**−**7**) تظهر تغيرات $\frac{V_d}{V_\infty}$ و α_d مع الزاوية $\theta_1°$ المتحولة +90°⇔ 90°- بدلالة المتحولات التالية (C_d, λ, σ) ولأجل الحصول على نتائج متماثلة مع الحلول السابقة في مقطع الدخول، لذلك يجب أن نفرض هنا C_D $= 0$ بذلك نحصل على:

$$\frac{V_{(d)m}}{V_\infty}=1-\frac{3\sigma\lambda}{4}\ tg\ \theta_1 \quad (46)$$

لأجل المحافظة على قيمة موجبة للسرعة (V_d) عند مخرج الطاحونة، يجب أن نحقق الشروط التالية:

$$\frac{V_{(d)m}}{V_\infty}\geq 0 \quad \text{أو} \quad 1-\frac{3\sigma}{4}\lambda\cos\theta_1\geq 0$$

أي:

$$1 > \frac{3}{4}\,\sigma\,\lambda\,\cos\theta_1 \Rightarrow \frac{4}{3} > \sigma\,\lambda\,\cos\theta_1 \qquad (47)$$

ونحن نعلم بأن قيمة الزاوية α_u تعادل تقريباً الجداء

$$\alpha = \sigma \cos \theta_1$$

في النتيجة $\alpha_u\,\lambda \le \frac{4}{3}$ وهو الشرط الأساسي لأجل الدخول إلى قيمة موجبة للسرعة **(V_d)**

النتائج والمناقشة:

حساب عزم إقلاع الطاحونة:

لأجل حساب عزم الإقلاع، اعتمدنا على مبدأ المعادلات التفاضلية الجزئية، ثم أجرينا التكاملات بحسب حدود التكامل. ونظراً لأهمية الحساب ودقته، اعتبرنا بأن السطح الجرياني المؤثر قيمته $d(Am)$ وهو عبارة عن مقطع في أنبوب من التيارات القادمة بسرعة V_m وبزاوية مقدارها $\phi°$ وهي زاوية تمثل انحراف خط التيار الهوائي القادم ومتعلقة (θ, θ_1) لذلك نحد السطوح الجزئية عند المدخل (u) وعند المخرج (d) وكذلك عند المقطع (m).

حيث :

$$d(A_u) = R\cos\theta\, d\theta = R\cos\theta\,\frac{d\theta}{d\phi}\,.\,d\phi \qquad (48)$$ (عند المدخل)

$$d(A_d) = R\cos\theta_1\, d\theta_1 = R\cos\theta_1\,\frac{d\theta_1}{d\phi}\,.\,d\phi \qquad (49)$$ (عند المخرج)

$$d(A_m) = R\cos\phi\, d\phi \qquad (50)$$

بما أن ϕ^o متعلقة بـ θ^o و $\theta_1{}^o$ يمكننا من الحسابات الهندسية أن نكتب:

$$\theta_1{}^o = 2\,\phi^o - \theta^o$$

$$\frac{\theta°_1 + \theta°}{2} = \phi°$$

(عند المدخل) ميل V_m على المماس هو $\phi° - \theta° = \psi°$

(عند المخرج) ميل V_m على المماس هو $\theta_1° - \phi° = \psi°$

والميلان بحسب الفرضية الأولى متساويان هذا ما أكدته الصور الأيزرية التي سحبت خلال التجارب العملية في مخبر ميكانيك السوائل (E.N.S.A.M).

$$\phi° - \theta° = \theta_1° - \phi° \Rightarrow \theta° + \theta_1° = 2\,\phi°$$

$$\theta_1° = 2\,\phi° - \theta° \qquad (51)$$

وبهذه الحالة يمكننا حساب السطح $d(Am)$

$$d(A_m) = R\cos q\ .\ d\phi$$

وبكتابة معادلة الاستمرار عند المدخل:

$$V_{(u)}\, d(A_u) = V_d\, d(A_d) = V_m\, d(A_m)$$

وبما أن:

$$\phi = \frac{\theta + \theta_1}{2}$$

يمكننا أن نفترض بان:

$$d(A_m) = \frac{d(A_u) + d(A_d)}{2} \qquad (52)$$

لأن تحولات السطوح تتناسب مع تغير θ_1 و θ وتعتبر هذه الفرضية مقبولة فقط لأن الزوايا θ و θ_1 و ϕ صغيرة جداً و $\cos\theta$ و $\cos\theta_1$ و $\cos\phi$ تقريباً يساوي الواحد. لذلك نكتب.

$$d(A_u) = R\cos\theta\, d\theta$$

بحيث:

$$d(A_d) = R\cos\theta_1\, d\theta_1$$

$$d(A_m) = R\cos\phi\, d\phi = \frac{R\cos\theta_1\, d\theta_1 + R\cos\theta\, d\theta}{2}$$

$$d\phi = \frac{d\theta_1 + d\theta}{2}$$

وهذا ما حصلنا عليه في الفقرة السابقة عن $\phi = \frac{\theta + \theta_1}{2}$

من المعادلة (51) و (52)

نكتب:

$$\frac{d(A_u)}{d(A_m)} = \frac{V_m}{V_u} = \frac{2V_d}{V_u + V_d} \qquad (53)$$

$$\frac{d(A_d)}{d(A_m)} = \frac{V_m}{V_d} = \frac{2V_u}{V_u + V_d} \qquad (54)$$

من المعادلة (48) و (50) نحصل على:

$$\frac{d(A_u)}{d\,A_m} = \frac{\cos\theta\, d\theta}{\cos\phi\, d\phi} \qquad (55)$$

ومن المعادلة (53) نحصل:

$$\frac{d\theta}{d\phi} = \frac{2\cos\phi}{\cos\theta} \times \frac{V_d\ (2\phi - \theta)}{V_u\,(\theta) + V_d\ (2\phi - \theta)} \qquad (56)$$

وهي عبارة عن معادلة تفاضلية يمكن حلها بعد معرفة كل من (V_u) و (V_d) انطلاقاً من المعادلة (48 . 51 . 56) نحصل:

$$\frac{d(A_u)}{\cos\theta} = \frac{R\, d\theta}{d\phi}\, d\phi = R\frac{\cos\phi}{\cos\theta} \cdot \frac{d(Au)}{d(A_m)}\, d\phi = \frac{\cos\phi}{\cos\theta} \cdot \frac{2RV_d}{V_u + V_d}\, d\phi \qquad (57)$$

بعد مكاملة المعادلة التفاضلية (57) نجد بأن الخطأ في حساب العزم يمكن تقليله عندما نفترض أن $\phi°$ و $\theta°$ لهما نفس الطبيعة والاتجاه، هذا ما تحدثنا عنه في بداية هذه الفقرة، بحيث جعلنا $\cos\theta_1 = \cos\theta = \cos\phi$ حيث تصبح المعادلة *(52)* على النحو التالي لأجل المقطع الأمامي *(u)*:

$$\frac{dA_u}{Cs\,\theta} = \frac{2RV_d}{V_u + V_d}\, d\,\theta \qquad (58)$$

وبنفس التحليل فلأجل المقطع الخلفي *(d)*:

$$\frac{d(A_d)}{Cs\,\theta_1} = \frac{2RV_u}{V_u + V_d}\, d\,\theta_1 \qquad (59)$$

بإدخال المعادلة (22) التي تحوي على $d(T_u)$ مع أخذنا بعين الاعتبار بأن

$C = Cos\ \theta\ d(A_u)$ حيث C وتر الشفرة، إذن من الممكن جداً حساب العزم المطبق عند الجهة الأمامية ومن أجل واحدة الارتفاع هي:

$$dC_u = R\ d(T_u) = \frac{1}{2}\ \rho\ \frac{\sigma}{2\pi}\ R\ \frac{dA_u}{Cos\theta}\ C_{T_u}\ W_u^2 \qquad (60)$$

بإدخال الصلابة *(σ)* في المعادلة (60) و بالمكاملة على كامل الوجه الأمامي، نحصل على العزم Cu:

$$C_u = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} dC_u\, d\theta = \rho \frac{\sigma}{2\pi}\, R^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \left(\frac{V_d}{V_u + V_d} \right) C_{(T_u)}\ W_u^2 \qquad (61)$$

لأجل الجهة الخلفية نحصل على معادلة مشابهة وبنفس الطريقة نحصل على العزم Cd:

$$C_d = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} dC_d\ d\,\theta_1 = \rho\, \frac{\sigma}{2\pi}\, R^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{V_u}{V_u + V_d}\, C_{T_d}\quad W_d^2\ \ d\theta_1 \qquad (62)$$

فالعزم الكلي C مساوٍ إلى المجموع الجبري للعزمين $C_d\,,C_u$ السابقين مضروب بالارتفاع H لأنهما محسوبان لأجل واحدة الارتفاع:

$$C = (C_u + C_d)\ H \qquad (63)$$

ومن جهة أخرى العزم الكلي C مساوياً

$$C = \rho\ R^2\ H\ V^2_\infty\ .\ C_Q \qquad (64)$$

حيث: C_Q هو معامل العزم المطبق على المحور.

$$C_Q = \frac{C}{\rho R^2\ H\ V_\infty^2}$$

بمساواة المعادلتين (63) و (64) وتعويض قيم C_u و C_d من المعادلتين (61) و (62) نحصل على قيمة معامل العزم المطبق.

$$C_Q = \frac{\sigma}{2\pi} \left\{ \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{\frac{V_d}{V_\infty}}{\frac{V_u}{V_\infty} + \frac{V_d}{V_\infty}}\ C_{T_U} \left(\frac{W_u}{V_\infty} \right)^2 d\theta + \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{\frac{V_u}{V_\infty}}{\frac{V_u}{V_\infty} + \frac{V_d}{V_\infty}}\ C_{T_u} \left(\frac{W_d}{V_\infty} \right)^2 d\theta_1 \right\} \qquad (65)$$

<u>* حساب القوة المطبقة على محور الدوران:</u>

بعد حساب العزم المطبق على محور الدوران أصبح من السهل حساب القوة المطبقة ويمكننا حسابها أيضاً من الجداء $P = C.\ w$

حيث w: سرعة دوران المروحة.

من جهة أخرى فإن P تحسب:

$$P=\frac{1}{2}\ \rho\ V_\infty^2\ .S\ \ .\ C_P$$

$$C_P\ =\frac{P}{\frac{1}{2}\ \rho\ V_\infty^2\ .\ S}$$

حيث السطح $S = 2R\ H$ وهو عبارة عن سطح أسطوانة نصف قطرها R وارتفاع H ارتفاع الشفرات الشاقولية، بالتعويض في (65) نحصل على:

$$C_P = \lambda\ C_Q \qquad (66)$$

حيث $\lambda\ =\dfrac{wR}{V_\infty}$ وهي عامل السرعة في المعادلة.

للحصول على المعادلة (66) تم تعويض P بما يساوي $P = C.w$ وكذلك تعويض C_Q بما يساوي بحسب المعادلة (63) وهي المعادلة الأهم في علم ديناميك الرياح.

الشكل (8) يظهر نتائج التكامل العددي (C_P) حيث تحوي على المتحولات التالية:

$$C_P = f\,(\lambda\ ,\ C_D,\ \sigma)$$

وبالمقارنة مع ما تم حسابه بطريقة $Betz$: قيمة $C_p\ =2\left(\dfrac{2}{3}\right)^2$ $= 0.597\ C_P$

حيث اعتمد $Betz$ في حساباته على المائع المستخدم بأنه مثالي [5],[6] وهذا ما ساعدنا على إجراء مقارنة مع نتائجه، حيث اعتبرنا أن الحالة المستخدمة لدينا مائع مثالي وبالتالي $C_D = 0$ بحيث تصبح معادلة $C_P = f\,(\lambda\ \ a)$ وهذا الاعتبار استخدم في جميع حساباتنا العددية ومخططاتنا $C_D = 0$ باستخدام كل من المعادلات (39) و (46) و (64) نحصل على:

$$C_{P\ \ m}\ (\lambda\,,\sigma)\ =\ C_P\ \ (\lambda\,,0\,,\sigma)\ =\ 2K\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}}\ (1-\frac{K}{2}Cs\,\theta)\,(1-3\frac{K}{2}Cs\theta)\,Cs\,\theta^2\ \ d\theta \qquad (67)$$

ونستنتج من هذه المعادلة بأن $C_{Pm}\ (\lambda\ ,\ \sigma)$ يتعلق مباشرة بالجهة $K=\dfrac{\sigma\ \lambda}{2}$ وبالحسابات التحليلية والتكامل نحصل أخيراً:

$$C_m\ (\lambda,\sigma) = \frac{9\pi}{16}K^3\ -\ \frac{16}{3}\ K^2\ +\pi\ K \qquad (68)$$

بالتدقيق في المنحنيات الظاهرة في الشكل (8) نجد بأن عامل الجر له تأثير على فقدان أو تقليل القوة.

مقارنة النتائج مع الدراسة النظرية (الدوامات): ***Potentielle***

الموديل الذي تم التوصل إليه تمت مقارنته مع دراسة نظرية ثانية اعتمدت على دراسة الدوامات المتشكلة حول كل ريشة، كما هو وارد في [2] والشكل (9) يوضح المقارنة بين النتائج العملية والنظرية، حيث نلاحظ تطابقاً شديداً بين النتائج، خاصة عند القيمة التي تمثل الحالة المثلى *oplimal*.

إنجاز نموذج مصغر للطاحونة داريوس:

النموذج المصغر الظاهر في الشكل (10) لطاحونة داريوس مؤلف من شفرتين مستقيمتين ومقطع الشفرة أو (الريشة) من نوع *NACA 0012* ومواصفاته كما يلي:

أ . R نصف قطر داريوس متغيران $1.4\ m \leq R \leq 1.6\ m$

H ارتفاع الشفرات $H = 1m$

C وتر الشفرة أو الريشة $C = 158\ mm$

ومن هذه الأبعاد حصلنا على القيم $\lambda = 3.2$، $C_P = 0.44$ و $C_D = 0.02$

ومن أجل سرعة رياح $V_\infty = 7\ m/sec$.

بعد معرفة جميع القيم السابقة عن النموذج تم قياس القوة (P) بواسطة جهاز قياس خاص حصلنا على $P = 300\ W$ من أجل سرعة دوران $W = 140\ t/min$ [علماً بأن الشفرات أو الريش مصنوعة من معادن غير قابلة للصدأ ***(acius onoxy dalele)*** بسماكة مقدارها $(0.5)\ mm$].

عزم الإقلاع:

من المعلوم عن هذا النوع من المراوح ذات البروفيل ***(NACA 0012)*** بأنها تحتاج إلى عزم إقلاع ضعيف لأجل الإقلاع والدوران وهذا العزم المعطى يدخل في حساب عامل الرفع وعامل الجر.

السيد ***DAVID*** [4] اعتمد في دراسته على مبدأ العناصر المحددة لحل وحساب قوة الجر وقوة الرفع وعزم الإقلاع وكانت زاوية السقوط على الوجه الأمامي $\theta = 18°$ (*) حيث حصل على نتائج مشابهة تماماً للنتائج التي حصلنا عليها، خاصة حساب عزم الإقلاع حيث تمت مقارنته في مختلف الوضعيات للريش بالنسبة لاتجاه الرياح.

* - زاوية السقوط $\theta = 18°$ وهي الزاوية التي اعتمد عليها DAVID [4] في دراسته بهذه الطريقة نتمكن من إجراء المقارنة بين نتائجه والنتائج التي توصلنا إليها.

الاستنتاجات والتوصيات:

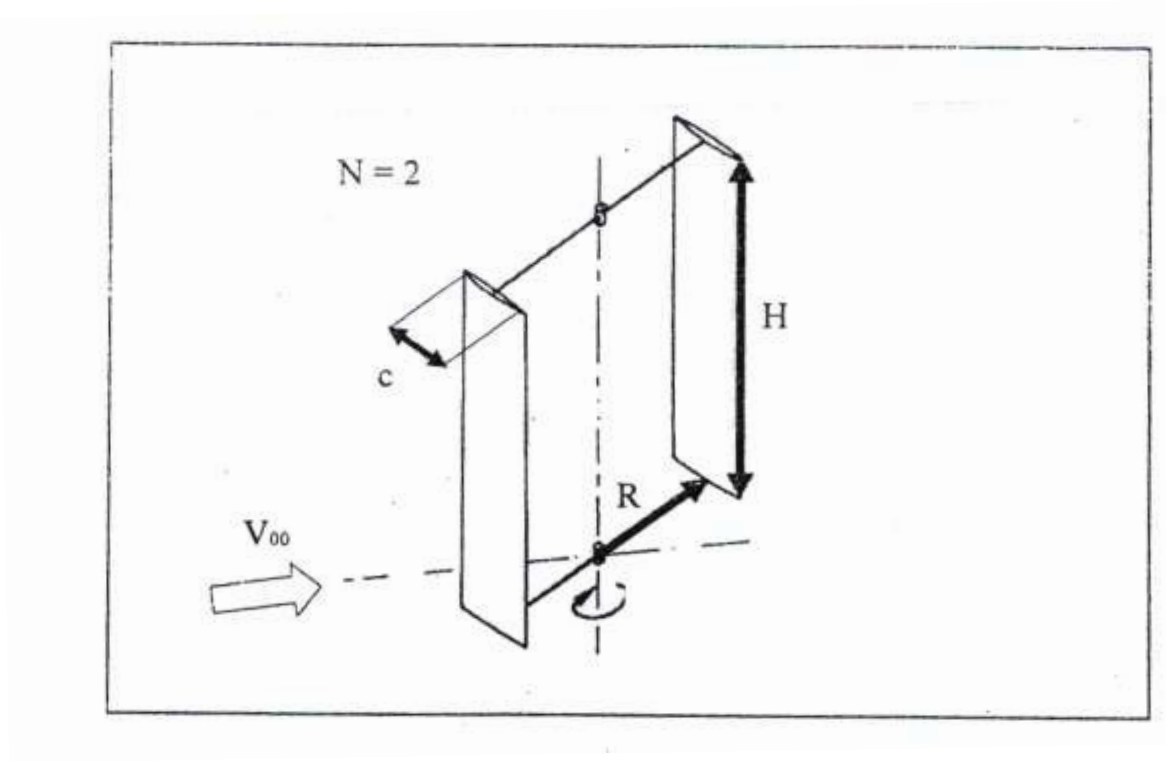
لقد توصلنا في نهاية البحث على ما يلي:

1. الطريقة المستخدمة في حساباتنا يمكن اعتبارها طريقة جديدة وسهلة الاستخدام والتطبيق.

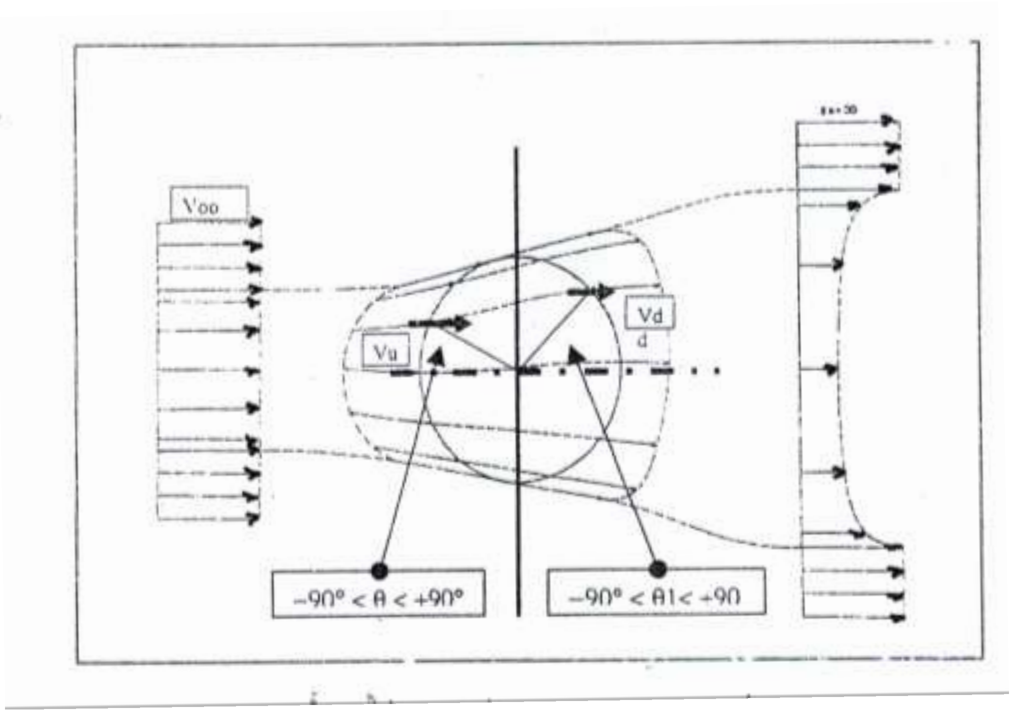
2. النموذج المصغر المستخدم أعطانا نتائج تمكنّا من خلالها تحليل ودراسة مشكلة الإقلاع التي تواجهه مختلف الحالات المقدمة والمقترحة لهذا النوع من المراوح الهوائية.

3- يمكن استخدام هذه الطريقة على المراوح الهوائية الشاقولية ذات الشفرات العمودية المتعددة (أكثر من اثنين) خاصة المستخدمة في المعامل والمنازل المنعزلة.

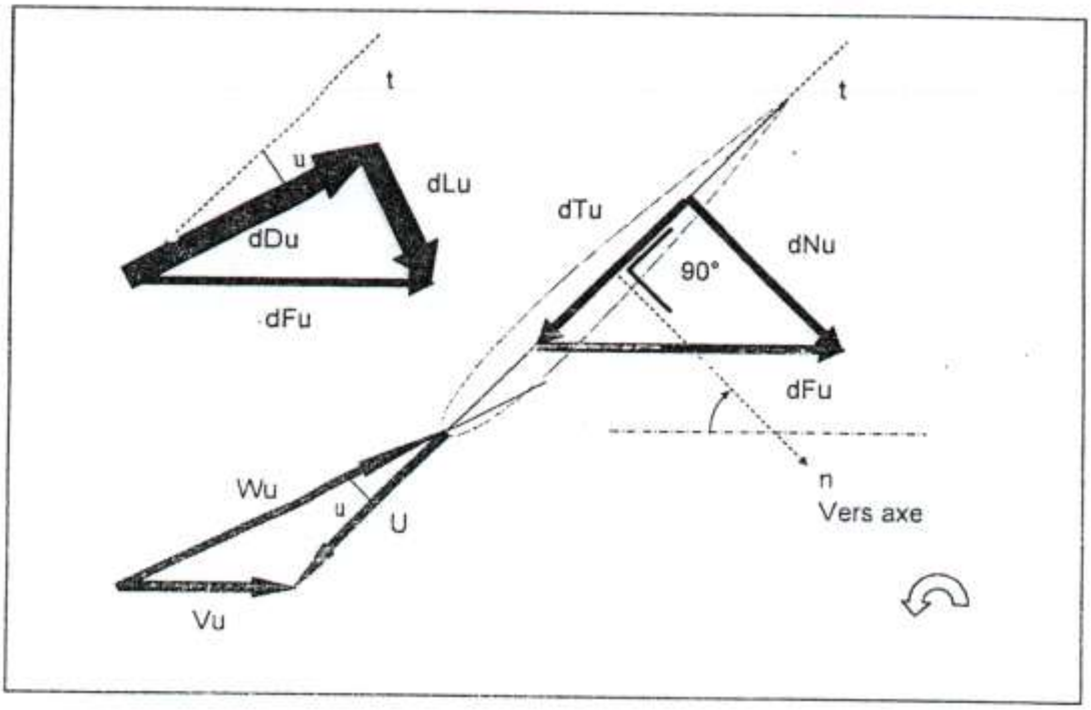
4- يمكن تطبيق هذا الموديل لحساب أي مروحة هوائية شاقولية وطاقة تحديد المردود والوصول إلى مردودية أفضل مع تقليل عزم الإقلاع الأولي اللازم.



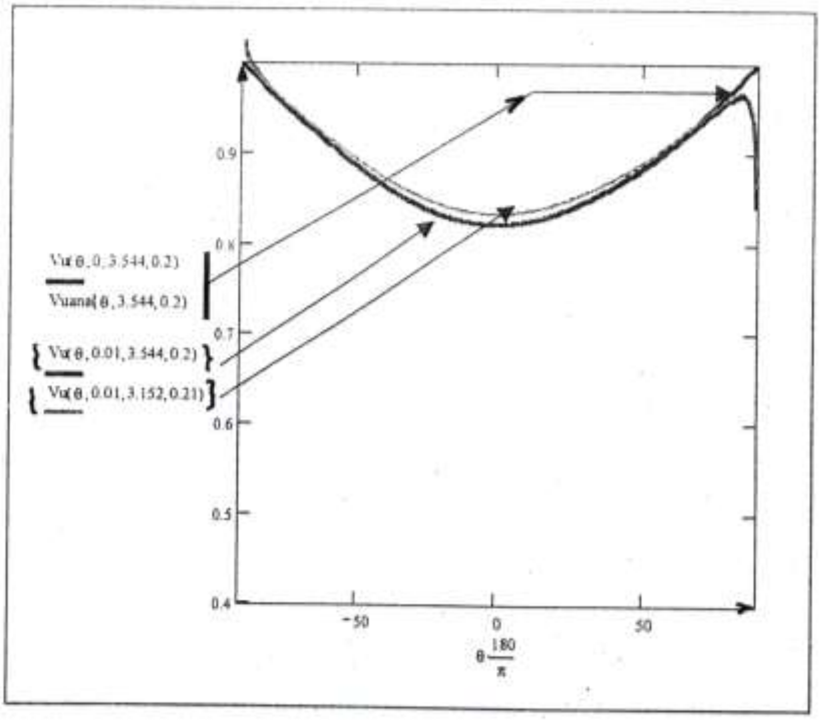
الشكل (1) : طاحونة هوائية نوع (داريوس) شفرتان شاقوليتان



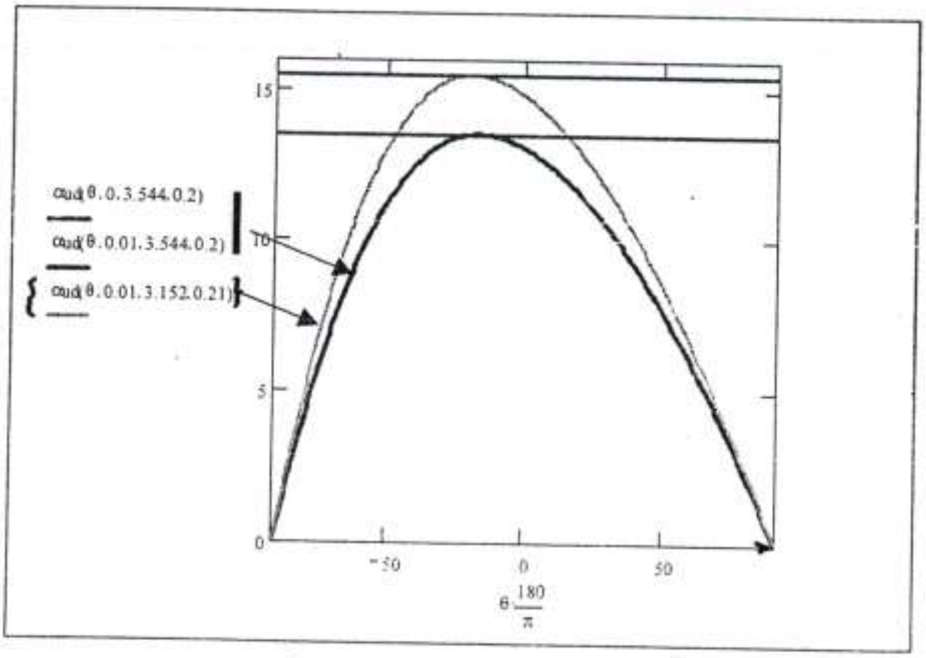
الشكل (2) مقطع طولي في خطوط الجريان



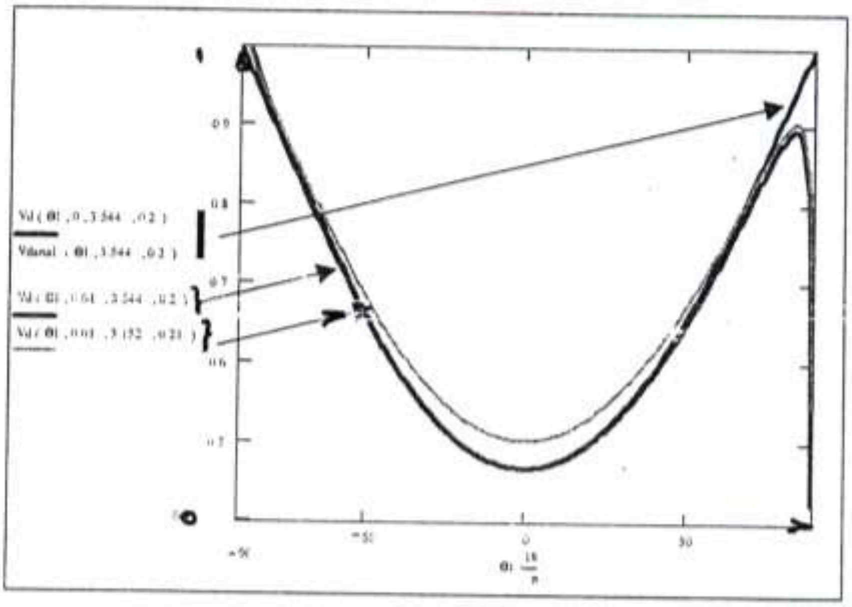
الشكل (3) مثلثات السرعة عند النقطة *(μ)*



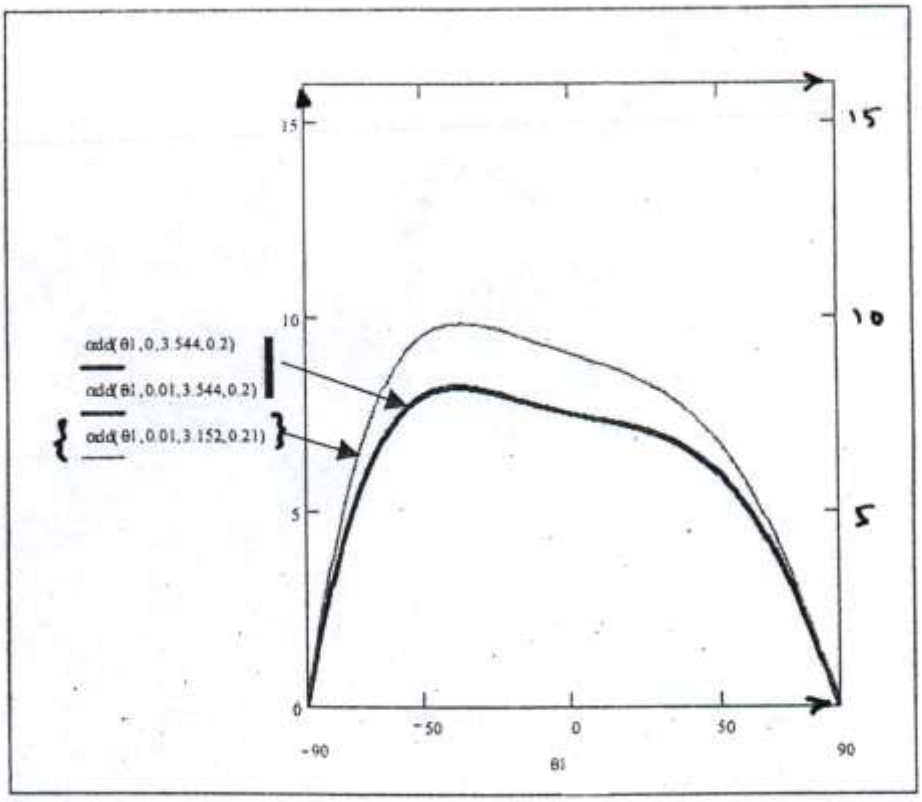
الشكل (4) العلاقة بين θ و $\dfrac{(V_u)}{V\infty}$



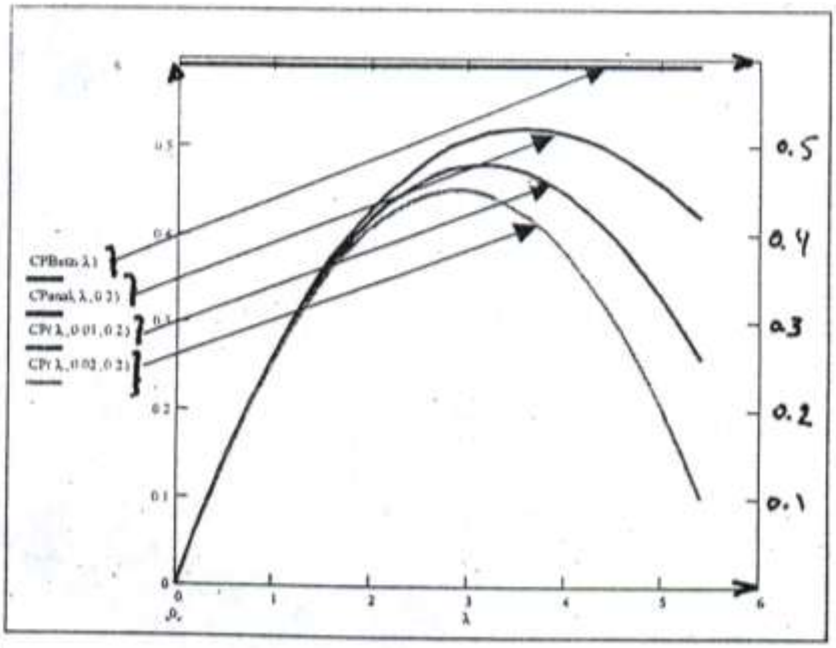
الشكل (5) العلاقة بين θ وتغيرات α_{ud}



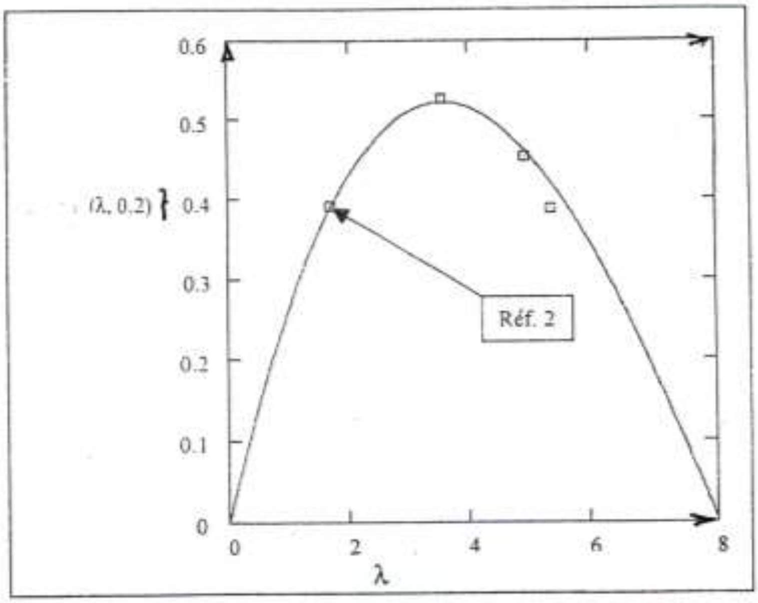
الشكل (6) العلاقة بين θ و السرعة V_d



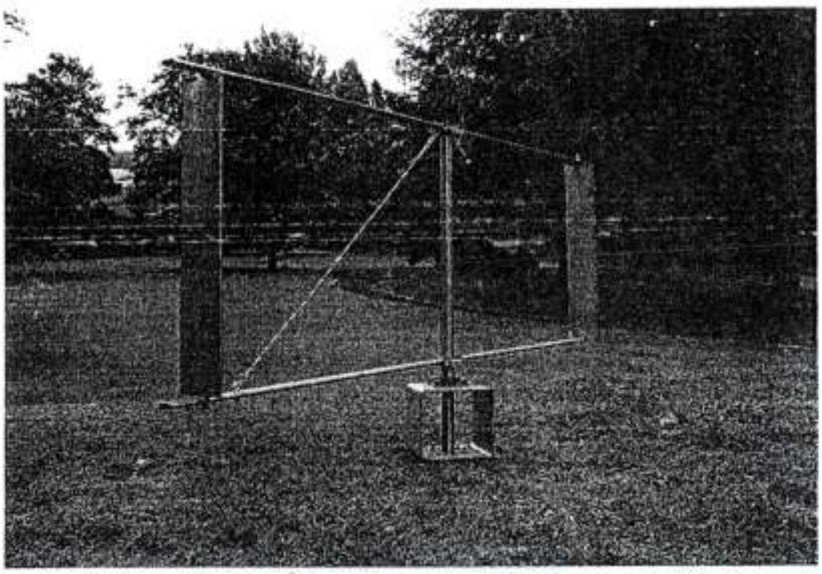
الشكل (7) العلاقة بين V و Cd



الشكل (8) العلاقة بين القوة وعامل السحب



الشكل (9) المقارنة بين النتائج العلمية والنظرية



الشكل (10) نموذج من المراوح الشاقولية

المراجع:

1- DAVIED, J. *étude aérodinamique, théorique et expérimentale d'une éol ienne du type darrieus d'une vertical* T. F. E – France – 2002- 2003 , traduction , 2-3

2- HOLME. O, *contrilution to the aerodynamic theory of the vertical – anis (wind - Turfine)*- England, international symposium, on wind energy systems, COMMBRIDGE – 1976,2-3

3- GENON. G, *Etude et réolisation d'un prototype d'éolienne de type Darrieus*. T. F. E- FRANCE- 2003 ,11-13

4- PATRICIA. B, DANIEL. M, *l'éolienne: technologie et développement – Ropport de projet*, L. M. F – ENSAM- PARIS- FRANCE – 2009,16-17

5- PATRICK. KUSZLA, *simulotion numérique du sillage d'une éolienne Par la méthode free wake* E.N.S.A.M. PARIS. F. 2007 ,13-14