

دراسات تجريبية ونظرية حول مروحة داريوس الهوائية لتوليد الطاقة البديلة

الدكتور كميل بوراس*

(تاريخ الإيداع 5 / 10 / 2009. قُبل للنشر في 8/11/2009)

□ ملخص □

أجريت الحسابات على مقاطع ثنائية البعد حتى تتمكن من أخذ التوسع الحاصل للجريان الهوائي بعين الاعتبار، والذي يتضمن انتشار التيار الأنوبي عبر أجزاء التيارات الصاعدة والهابطة (الداخلة والخارجة) وانزياحها الجانبي، وهذا ما يسمح لنا بتحديد عرض مقطع تدفق الهواء عبر المروحة، وذلك بالاعتماد على الطاقة الميكانيكية المتجمعة في المروحة، وهذا يؤدي إلى أن تتمكن المراوح الهوائية من هذا النوع أن تبدأ عملها، وتصل إلى سرعتها الاسمية في الهواء، دون أي مساعدة من أي آلة تستخدم لعملية الاقلاع.

لقد قمنا بتطوير نموذج من الأنابيب المتعددة تأخذ بعين الاعتبار التوسع الحاصل في كل أنبوب هوائي، كما قمنا بالتحقق تجريبياً من النتائج بواسطة طاحونة دوارة وفق النموذج المعد في مخبر ميكانيك السوائل التجريبي
L.M.E.F

الكلمات المفتاحية : طاقة ، داريوس ، مراوح هوائية.

* أستاذ مساعد - قسم الهندسة المائية والري - كلية الهندسة المدنية - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

Experiment and theoretical study on DARRIEUS wind turbine for energy production

Dr. Camille Bouras *

(Received 5 / 10 / 2009. Accepted 8 / 11 / 2009)

□ ABSTRACT □

We have worked out a bidimensionnal calculation in order to take into account the oferectioned expansion, which involves a spread of the streamtubes crossing the up stream and downstream parts and their lateral displacement. It is then possible to determine the width of the air flow crossing the sotor, depending on the collected mechanical energy.

In such a disposition and not according to the general thinking the wind turbine and reach by itself its nominal speed in the wind, without any starting device.

We have developed a momentum multitude model taking this widening into account in each restreamtube. We have experimentally verified the results with a giromill model, we built in the L.M.E.F.

Keywords : Darrieus – energy - éolienne

* Associate prof., Faculty of Civil Engineering , Tishreen university – lattakia – Syria.

مقدمة:

اخترعت عنفات (داريوس) الهوائية منذ أكثر من نصف قرن، وهي الآن موضع بحث وتطوير في عدد من البلدان مثل كندا والولايات المتحدة وانكلترا....، ويعتبر البناء الديناميكي الهوائي "الايروديناميكي" لهذا النوع من العنفات معقداً، لأن انسياب الهواء حول الريش غير ثابت دوماً. يضاف إلى ذلك أن انسياب الهواء يتوقف مرتين بواسطة الريش أثناء الدوران، مما يؤدي إلى اضطراب التيارات الهابطة بواسطة الآثار التي تخلفها التيارات الصاعدة. وقد اخترنا من بين النظريات التي تحلل عمل العنفات الهوائية النظرية المبينة على قانون (براندتل - بيتز) "Prandtl - Betz" [4] والتي طبقت بنجاح في محرك القرص (الأيروديناميكي)، وقد عمل عدد من الباحثين على تطوير هذه النظرية وتحسين أسلوبها أمثال (Strickland , Templin) [2]، اللذين افترضوا خطأً بأن سرعة السائل هي ثابتة في كل تيار أنبوبي داخل الدوار. بينما الواقع هو أن هذه الفرضية لا تتلاءم مع حقيقة أن الطاقة الميكانيكية التي نحصل عليها بواسطة الدوار مأخوذة من الطاقة الحركية للسائل، وهذا يؤدي بالضرورة إلى تخفيض سرعة الهواء ويتبعه توسع في التيار الأنبوبي، هذا التوسع الذي جرى حسابه من قبل كل من BERTIN , HOLME وكذلك PARASCHIVOIU [3].

لقد حققنا حسابات ثنائية البعد لكي تأخذ بعين الاعتبار التوسع المشار إليه أعلاه، والذي يتضمن انتشار التيار الأنبوبي عبر أجزاء التيارات الصاعدة والهابطة وانزياحها الجانبي، مما يسمح بتجديد عرض تدفق الهواء عبر الدوار بالاعتماد على الطاقة الميكانيكية المنجمعة.

إن دراسة نموذج عنفات (داريوس) يتم في عملية دورانها في التدفق المكشوف حيث يتحقق توسع التدفق، هذه الظاهرة التي تبدو أكثر قوة كلما ازدادت الطاقة التي نحصل عليها ، ولكي يتم تخفيض خسائر الاحتكاك جُهِزَ الدوار بجهاز حامل للغاز، لأن مثل هذا التنظيم يؤدي إلى تمكن العنفات الهوائية من البدء بعملها والوصول إلى سرعتها الاسمية في الهواء دون أي جهاز إطلاق.

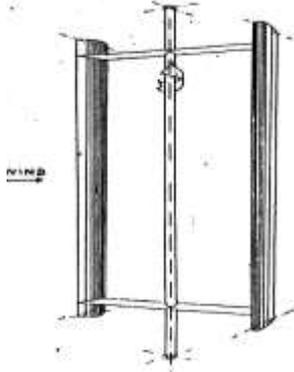
إن ما يجعل دوار (داريوس) محولاً ممتازاً لطاقة الرياح هو عدم حساسيته لاتجاهها وإمكانية وضع مختلف تسهيلات الإنتاج والمراقبة على الأرض (الشكل 1).

إن المطلوب هو معرفة دقيقة للحمولات الديناميكية الهوائية (الأيروديناميكية) الدورية وغير المتماثلة التي يواجهها دوار (داريوس) (الشكل 2)، حيث أن هذه الحملات تزيد بشكل ملحوظ مشاكل الإجهاد، وقد ظهرت عدة نظريات تحلل سلوك الدوار بُنيت مخططاتها الحسابية على نظرية كمية الحركة momentum theory وذلك عند (تيمبلين - ستريكلاند - و بيرتين) [2] أو نظرية الأثر الثابت Fixed Waked theory في نماذج الأنابيب الهوائية المتعددة شبه الساكنة عند (هولم) [5] والتي تحتاج إلى زمن حسابي قصير لا يكفي قانون صيانة التدفق في الأنابيب الهوائية الذي يجب أن يتوسع نتيجة انخفاض سرعة السائل - أو نظرية الدوامة الحرة Free Vortex عند فانوسي، ستريكلاند والتي تحتاج لزمن حسابي أطول [1].

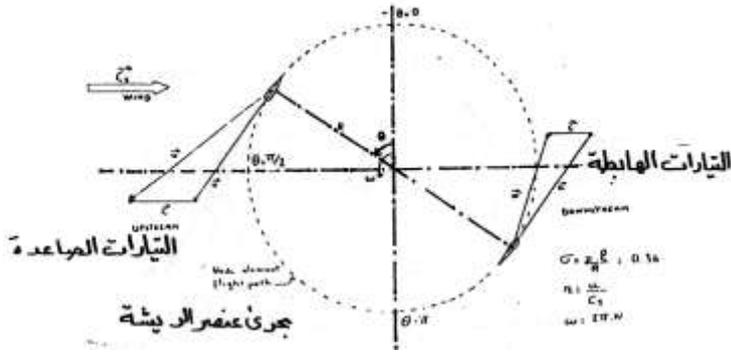
أهمية البحث وأهدافه:

سوف نأخذ بعين الاعتبار نموذج الحساب ذا البعد الثنائي شبه الساكن مستخدمين نظرية كمية الحركة في الأنابيب المتعددة، وهذا سوف يقودنا إلى نموذج مكافئ لعنفه ذات عدد غير محدود من الريش العمودية ضمن صلابة

محددة، وسوف نعتبر بقاء الضغط ثابتاً ومعادلاً للضغط الجوي في الأنابيب الهوائية وحتى في الدوار. وسوف نهمل التأثيرات غير الثابتة على الريش أثناء الدوران وكذلك قطع آثار التيارات الصاعدة بواسطة ريش التيارات الهابطة.



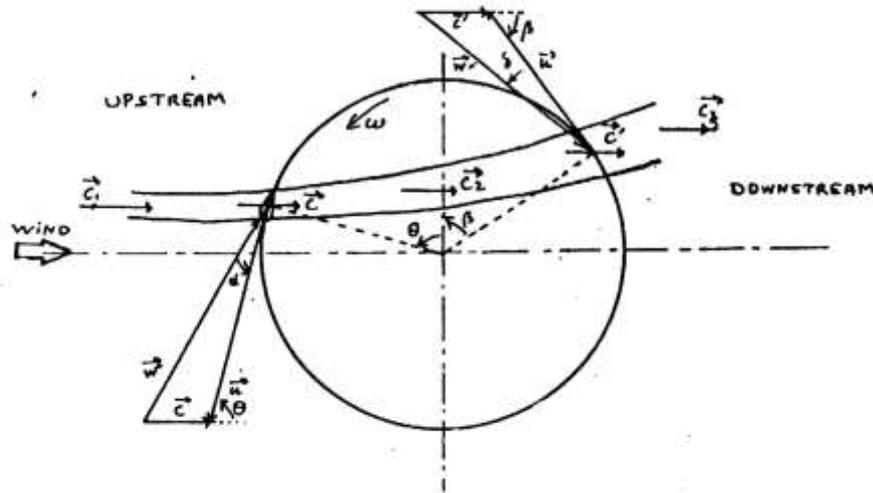
شكل (1): عنفة هوائية ذات محور شاقولي



شكل (2): مخطط السرعة

تدفق الهواء ومخطط السرعة :

إن سرعات السائل ليست ثابتة على الإطلاق في الأنابيب الهوائية فالسرعة في بداية كل أنبوب هوائي يشار إليها بـ $C_1 = V_\infty$ هي سرعة الرياح. وسوف نفترض كخطوة أولى أن السرعة داخل الدوار أفقية، ويشار إليها $C_2 = \lambda C_1$ ، وسرعة التيار الهابط $C_3 = \mu C_2$ ، حيث تتراوح قيم λ و μ بين الصفر والواحد. [1] [2]



شكل (3): مجرى هوائي أنبوبي بين الريش.

إن حساب السرعة على سطح الريش يعبر عنه حسب (BETZ) [4].

$$C = \frac{C_1 + C_2}{2} \quad (1) \text{ التيارات الصاعدة}$$

$$C' = \frac{C_2 + C_3}{2} \quad (1') \text{ التيارات الهابطة}$$

إن مخطط السرعة في الشكل (2) يعطينا انطباعات عن معاملي التخفيض λ و μ وعن السرعة المطلقة المرئية

بواسطة الريش:

<p style="text-align: center;">لقسم التيار الصاعد</p> $1 + \lambda = \frac{2 * r . \sin \alpha}{\sin(\theta - \alpha)} \quad (2)$ $W = \frac{r . C_1 . \sin \alpha}{\sin(\theta - \alpha)} \quad (3)$	<p style="text-align: center;">لقسم التيار الهابط</p> $1 + \mu = \frac{2 * r . \sin \delta}{\lambda . \sin(\beta - \delta)} \quad (2)$ $W' = \frac{r . C_2 . \sin \delta}{\sin(\beta - \delta)} \quad (3)$
---	--

$$r = \frac{WR}{C_1} \text{ حيث}$$

ويعتبر ضرورياً معرفة انحرافات الزاوية α أو δ على أساس عمل الريشة β أو θ . الشكل (3)

الطاقة الحركية الناجمة عن التدفق :

من المنحني ds المحدد بالأنبوب الهوائي فإن التدفق سيكون كما يلي:

<p style="text-align: center;">للتيار الصاعد</p> $d_q = \rho . c . d_s . \sin \theta$	<p style="text-align: center;">للتيار الهابط</p> $d_q = \rho . c . d_s . \sin \beta$
---	--

أما تغير الطاقة الحركية للكتلة المتماثلة في السائل سيكون كما يلي:

$\Delta E_c = \frac{1}{2} dq (C_1^2 - C_2^2) \quad (4)$	$\Delta E_c = \frac{1}{2} dq (C_3^2 - C_2^2) \quad (4)$
---	---

القوى (الأيروديناميكية) المؤثرة على الريشة :

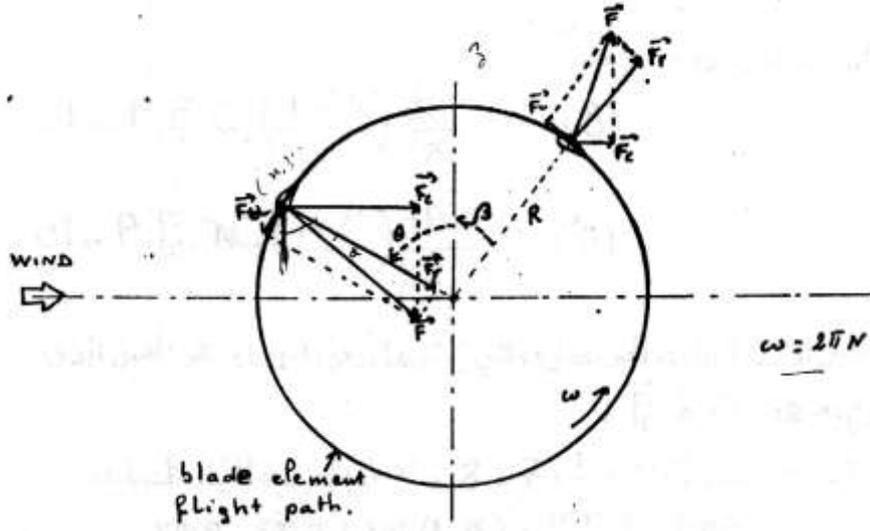
يبين (الشكل 4) أن القوة الأيروديناميكية (\vec{F}) تتشكل بواسطة عنصرين، الأول على نصف قطر العنفة والثاني

على المماس لمجرى الريشة كما يلي:

<p style="text-align: center;">لقسم التيار الصاعد</p> $F_r = Z . \cos \alpha + x \sin \alpha \quad (5)$ $F_u = Z . \sin \alpha - x \cos \alpha \quad (6)$	<p style="text-align: center;">لقسم التيار الهابط</p> $F_r = Z . \cos \delta + x \sin \delta \quad (5)$ $F_u = Z . \sin \delta - x \cos \delta \quad (6)$
---	---

حيث Z و X عناصر السحب والرفع للقوة و (\vec{F}) الأيروديناميكية (أو δ) زاوية الهبوب بين (\vec{u}) و

(\vec{w})، وستكون مساوية لزاوية السقوط (i) إذا كانت الزاوية الموضعية γ بين الوتد و (\vec{u}) مساوية للصفر.



شكل (4): مقطع يوضح توزيع القوى على الريش.

ولحساب الطاقة الحركية الناجمة عن التدفق، فإننا نحتاج إلى معرفة مسقط القوة (\vec{F}) في اتجاه (\vec{C}_1):
لقسم التيار الصاعد

$$F_c = Z[\sin(\theta - \alpha) + X[\cos(\theta - \alpha)]] \quad (7)$$

لقسم التيار الهابط

$$F_c = Z[\sin(\beta - \delta) + X[\cos(\beta - \delta)]] \quad (7)$$

وبالتالي يكون العزم الأيروديناميكي $C_a = F_u \cdot R$

وهكذا نستطيع الآن كتابة المعامل اللابعدي المطلوب من أجل الدراسة الديناميكية للبنية الإنشائية.

زاوية الهبوب :

إن العمل الذي تقوم به القوة \vec{F}_c أثناء مرور الريشة في الأنبوب الهوائي هي $dT = F_c \cdot C \cdot dT$

$$dT = \frac{ds}{U} = \frac{d\theta}{2\pi N} \quad \text{حيث}$$

وبالنسبة للريش:

$$dT = P \cdot F_c \cdot C_1 \left(\frac{1 + \lambda}{2} \right) \frac{d\theta}{2\pi} \quad (8)$$

$$dT = P \cdot F_c \cdot \lambda C_1 \left(\frac{1 + \lambda}{2} \right) \frac{d\theta}{2\pi} \quad (8)$$

إن تغيرات الطاقة الحركية التي يختبرها تدفق الهواء هو العمل الذي تقوم به هذه القوة \vec{F}_c .

فإذا قمنا بجمع المعادلات (4, 7, 8) نحصل بالنسبة للتيار الصاعد على:

$$\left(\frac{\sigma.r}{4} . C_z . \sin \theta - \sin \alpha \right) . \sin(\theta - \alpha) + \frac{\sigma.r}{4} . C_x . \sin \theta . \cos(\theta - \alpha) + r . \sin^2 \alpha = 0 \quad (10)$$

ويتكرر ذلك في المعادلات (4, 7, 8) نحصل بالنسبة للتيار الهابط على:

$$\left(\frac{\sigma.r}{4\lambda} . C_z . \sin \beta - \sin \delta \right) . \sin(\beta - \delta) + \frac{\sigma.r}{4.\lambda} . C_x . \sin \theta . \cos(\beta - \delta) + \frac{r}{\lambda} . \sin^2 \delta = 0 \quad (10)$$

$$\sigma = \frac{P.F_c}{2\pi.r} \quad \text{حيث}$$

إن العلاقتين (10, 10) يجب حلها عددياً للحصول على زاوية الهبوب لكل موضع للريشة [3].

معامل الكفاءة والقدرة :

$$\eta_l = \frac{dp}{\Delta E_C} \quad \text{إن الكفاءة الموضعية للدوار هي}$$

حيث dp : القدرة المستعادة بواسطة الدوار

$$dp = N . P . F_u . R . d\theta$$

لقسم التيار الهابط

$$\eta'_l = \frac{C_z - C_x . \cot g \delta}{C_z + C_x . \cot g(\beta - \delta)} \quad (11)$$

لقسم التيار الصاعد

$$\eta_l = \frac{C_z - C_x . \cot g \alpha}{C_z + C_x . \cot g(\theta - \alpha)} \quad (11)$$

إذا كانت $dE_C = \frac{1}{2} d_q \frac{C_1^2}{2}$ هي الطاقة المتحصل عليها في الأنبوب الهوائي، فإن معامل القدرة النظرية

الموضعية يكون:

$$LTPC = \frac{\Delta E_C}{dE_C}$$

أما معامل القدرة الموضعية الحقيقية المبني على أساس الطاقة الفعلية المنقولة يكون:

$$RLPC = \frac{dP}{dE_C} = \frac{dP}{\Delta E_C} . \frac{\Delta E_C}{dE_C}$$

$$RLPC = \eta_l (1 - \lambda^2) \quad (12) \quad \left| \quad RLPC = \eta'_l (1 - \mu^2) \quad (12)\right.$$

وهي القدرة المطلوبة لحساب معامل القدرة الفعلية الكلية للعنفة :

$$RGPC = \frac{\int_0^\pi \eta_l (1 - \lambda^2) \sin \theta d\theta + \int_0^\pi \eta'_l (1 - \mu^2) \frac{1 + \mu}{2} \sin \beta d\beta}{\int_0^\pi \frac{1 + \lambda}{2} \sin \theta d\theta} \quad (13)$$

إن التكامل $\int d_x = \int_{\pi}^0 R \frac{1+\lambda}{2} \sin \theta d\theta$ يعطينا قيمة H_1 عرض التيار الأنبوبي الحقيقي الذي يجتاز

الريش. وللحصول على معامل القدرة العادية بواسطة الباراميتير (Parameter) (قطر الدوار) سوف نطبق معامل [4] [5] Betz

$$Cp = RGPC \cdot \frac{H_L}{2.R} \quad (14)$$

توسيع التدفق والانسياب :

بالنظر إلى الشكل (5) يمكننا تحديد مقدار بقاء التدفق في كل أنبوب هوائي للتيار الصاعد

$$d_x = \left(\frac{1+\lambda}{2} \right) dy = \lambda dz$$

وبافتراض أن الانسياب المركزي الذي يجتاز الدوار $\theta = \frac{\pi}{2}$ غير منحرف فإننا نستطيع حساب موضع كل

تيار أنبوبي بصورة منكثرة:

- من أجل تدفق التيار الصاعد :

$$X(\theta d\theta) = X(\theta) = \frac{1+\lambda}{2} \sin \theta d\theta \quad X\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0 \quad (15)$$

- فوق مجرى عنصر الريشة لتيار الصاعد:

$$Y(\theta d\theta) = Y(\theta) = \sin \theta d\theta \quad Y\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0 \quad (16)$$

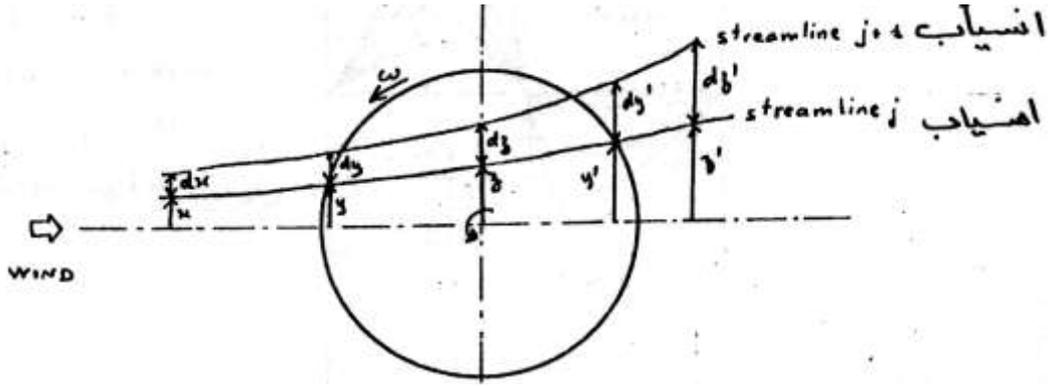
- داخل الدوار (والمفروض على المحور الشاقولي):

$$Z(\theta d\theta) = Z(\theta) = \left(\frac{1+\lambda}{2\lambda} \right) \sin \theta d\theta \quad Z\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0 \quad (17)$$

من أجل θ متحولة من $\frac{\pi}{2} \rightarrow 0$ نحصل على انسياب الربع العلوي.

من أجل θ متحولة من $\pi \rightarrow \frac{\pi}{2}$ نحصل على انسياب الربع السفلي.

إن قيم θ فوق السطح الوسطي للدوار تساعدنا على تحديد السرعة الجانبية داخل الدوار $\lambda = F(\theta)$ ،
والضرورية لتقييم أداء التيار الهابط. وتتبع نفس الطريقة لمعرفة عمل التيار في قسم التيار الهابط من العنفة
. $y'(\theta), z'(\theta)$



شكل (5): مقطع يوضح توسع الإنسياب الأنبوبي.

نتائج نظرية :

إن الحسابات التالية تتعلق بأداء عنفة (داريوس) ذات الريشتين :

ونبين أدناه الصفات (الأيروديناميكية):

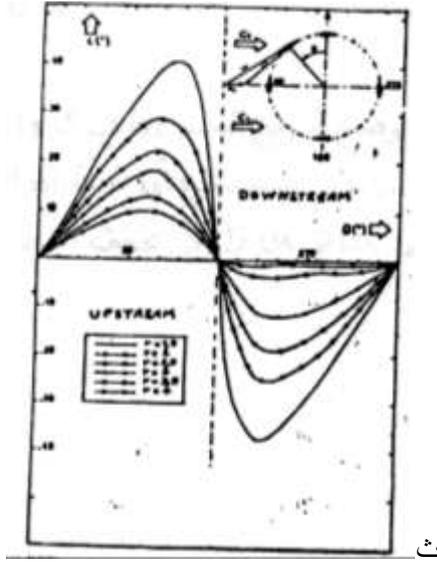
$i^\circ \leq 7^\circ$	$C_Z = 6,07i$	$C_X = 0,51i^2 + 0,01$
$7^\circ < i^\circ < 14^\circ$	$C_Z = 1,205 \sin 5i$	$C_X = 0,51i^2 + 0,01$
$14^\circ < i^\circ < 16^\circ$	$C_Z = -13,78i + 4,41$	$C_X = 2,17 \sin^2 i$
$i > 16^\circ$	$C_Z = 1,02 \sin 2i$	$C_X = 2,17 \sin^2 i$

طرائق البحث ومواده:

زاوية الهبوب - توزيع السرعة :

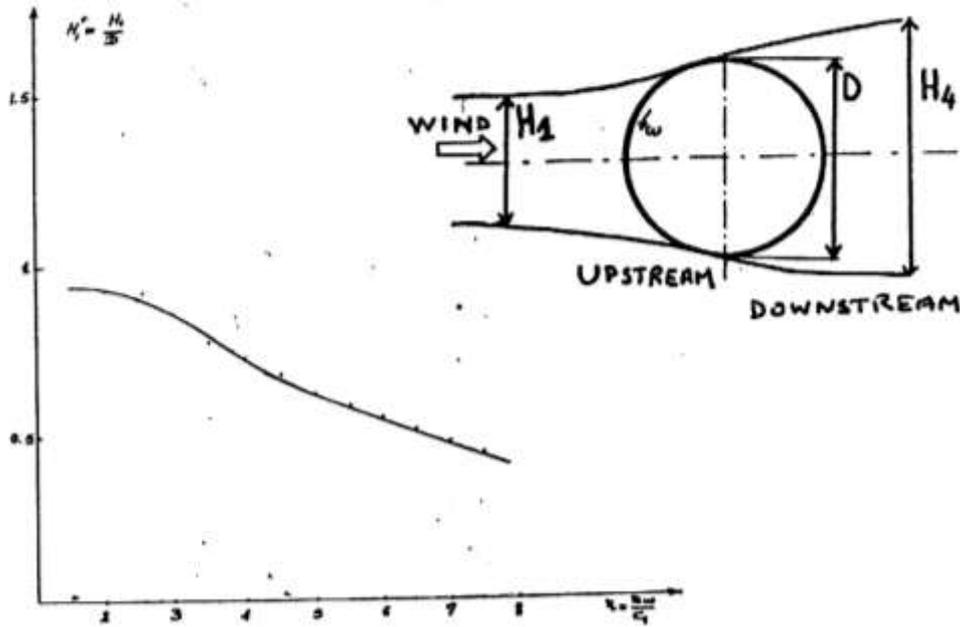
من أجل $y=0$ فإن العلاقتين (10) , (10') تعطيان من أجل النموذج المفروض زوايا الهبوب في مكان عمل الشفرة ومعدل السرعة الحدية (الشكل 6). وإذا أخذنا بعين الاعتبار الانهيار الأيروديناميكي (عدد رينولدز $Re=36000$)، إحصاءات (NACA) فإننا نستطيع رؤية الحد الأعظمي متوضعاً بين 90° و 130° للتيار الصاعد وبين $210^\circ - 240^\circ$ للتيار الهابط [7] [4].

هذه المنحنيات ليست متماثلة نتيجة انخفاض السرعة في الدوار. والواقع أن معدل السرعة الحدية هو الأكثر أهمية في قسم التيار الهابط في العنفة.



شكل (6): زاوية الهبوب
مع معدل السرعة الحدية.

عندما تكون معدلات السرعة الحدية أقل من 3.5 نستطيع رؤية حدوث الإنهيار (الأيروديناميكي)، كما نستطيع تحديد العرض H_1 للعمل للسرعة الحدية (الشكل 7) هذا العرض يتناقص عندما تتزايد قيمة $r = \frac{WR}{C_1}$ ، لأنه يتم أخذ طاقة أكبر من التدفق.

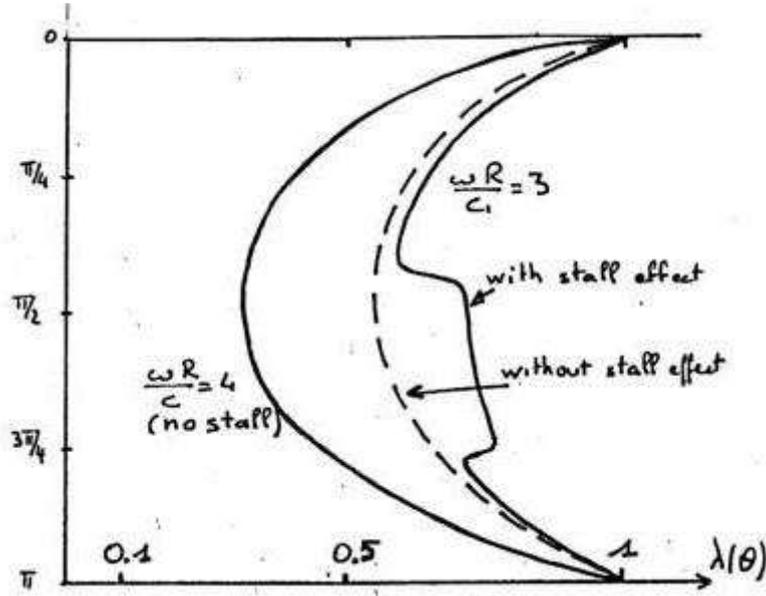


شكل (7): علاقة السرعة الحدية بالعرض H_1 .

بإهمال الإنهيار الأيروديناميكي نحصل من أجل H_1 على خط مستقيم تكون معادلته التجريبية:

$$\frac{H_1}{2R} = 1 - \sigma \cdot r$$

(الشكل 8) يوضح توزيع السرعة في الدوار، وهو يتعلق بقسم التيار الهابط، وبذلك نستطيع أن نرى بأن الإنهيار (الأيروديناميكي) للسرعة الحدية أقل من 3,5 يخفف إلى حد بعيد السرعة الجانبية الداخلية.



شكل (8): توزع السرعة في الدوار مع $\lambda(\theta)$.

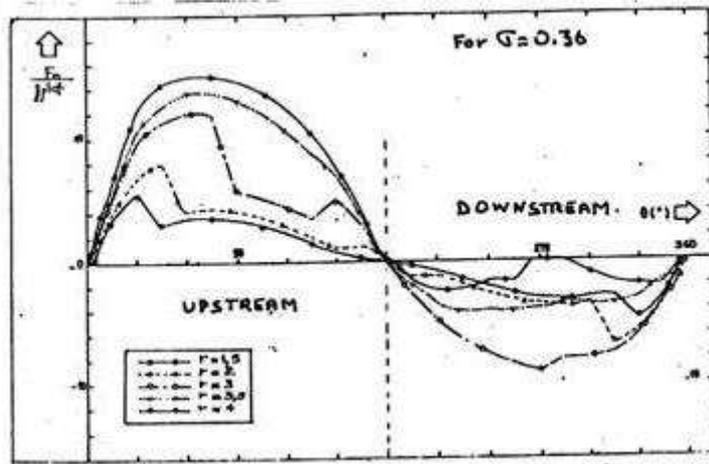
القوى - العزم - القدرة :

إن معامل القوة العادية $\frac{F_n}{\frac{1}{2}PLC_1^2}$ والموضح في (الشكل 9) هو عمل الباراميتز العادي ونستطيع أن نرى

ثانية حساسية سلوك العنفة مقابل نسبة السرعة الحدية. [6]

ويوضح (الشكل 10) معامل العزم الآتي $\frac{C}{\frac{1}{2}PLR_1^2}$ والمساوي لمعامل التماس $\frac{F_n}{\frac{1}{2}PLC_1^2}$ وهو عمل

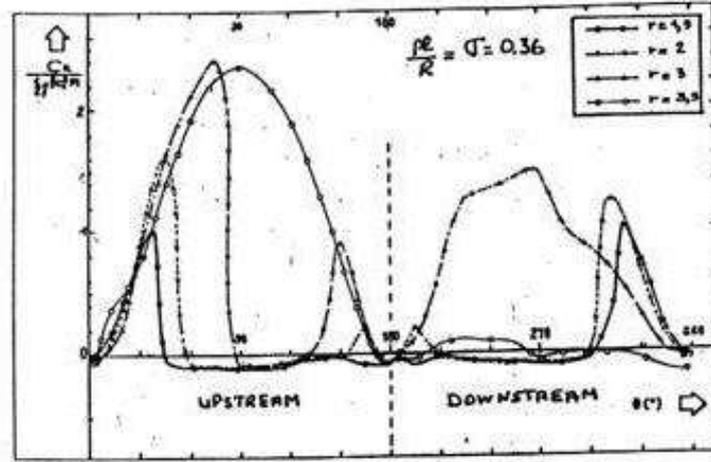
الباراميتز θ و R وكمثال على ذلك من أجل $r = 3,5$ فإن قيم التيار الهابط صغيرة جداً.



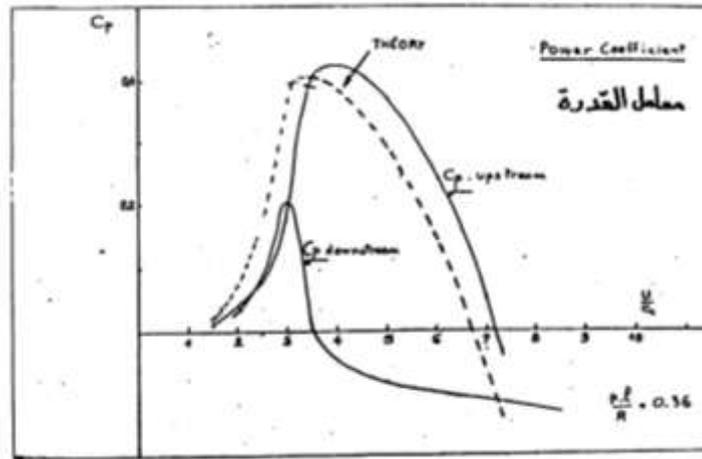
شكل (9): تغير معامل القوة العادية مع الزاوية θ .

ويوضح (الشكل 11) التغيرات في معامل القدرة $\frac{C_p}{\frac{1}{2} \rho S C_1^2}$ للرياح الصاعد والرياح الهابط وللألة مع الدراسات النظرية.

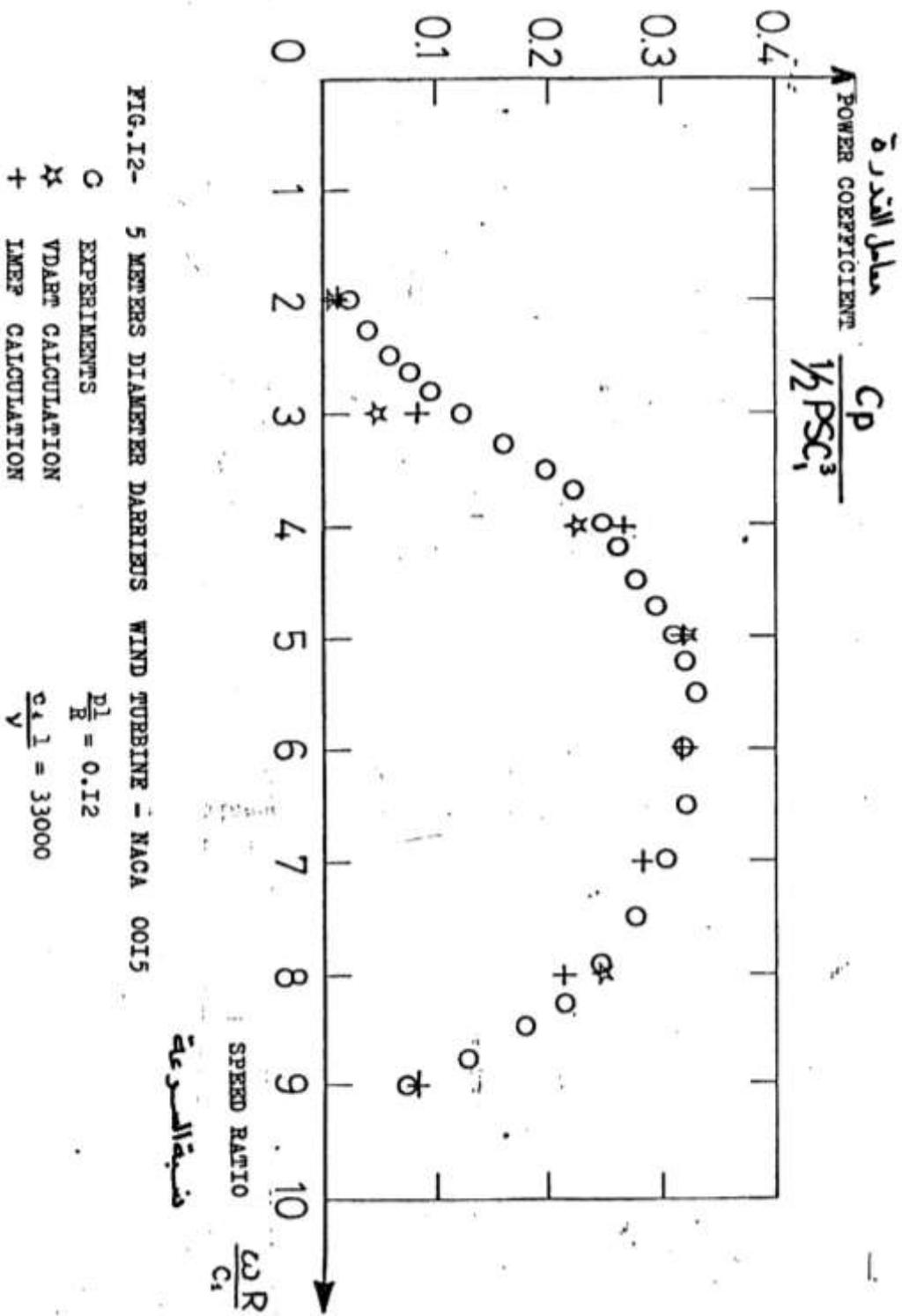
النظرية.



شكل (10): معامل العزم الأيروديناميكي على الريش مع الزاوية θ .



شكل (11): مقارنة تغيرات معامل القدرة بين النظري والتطبيق.



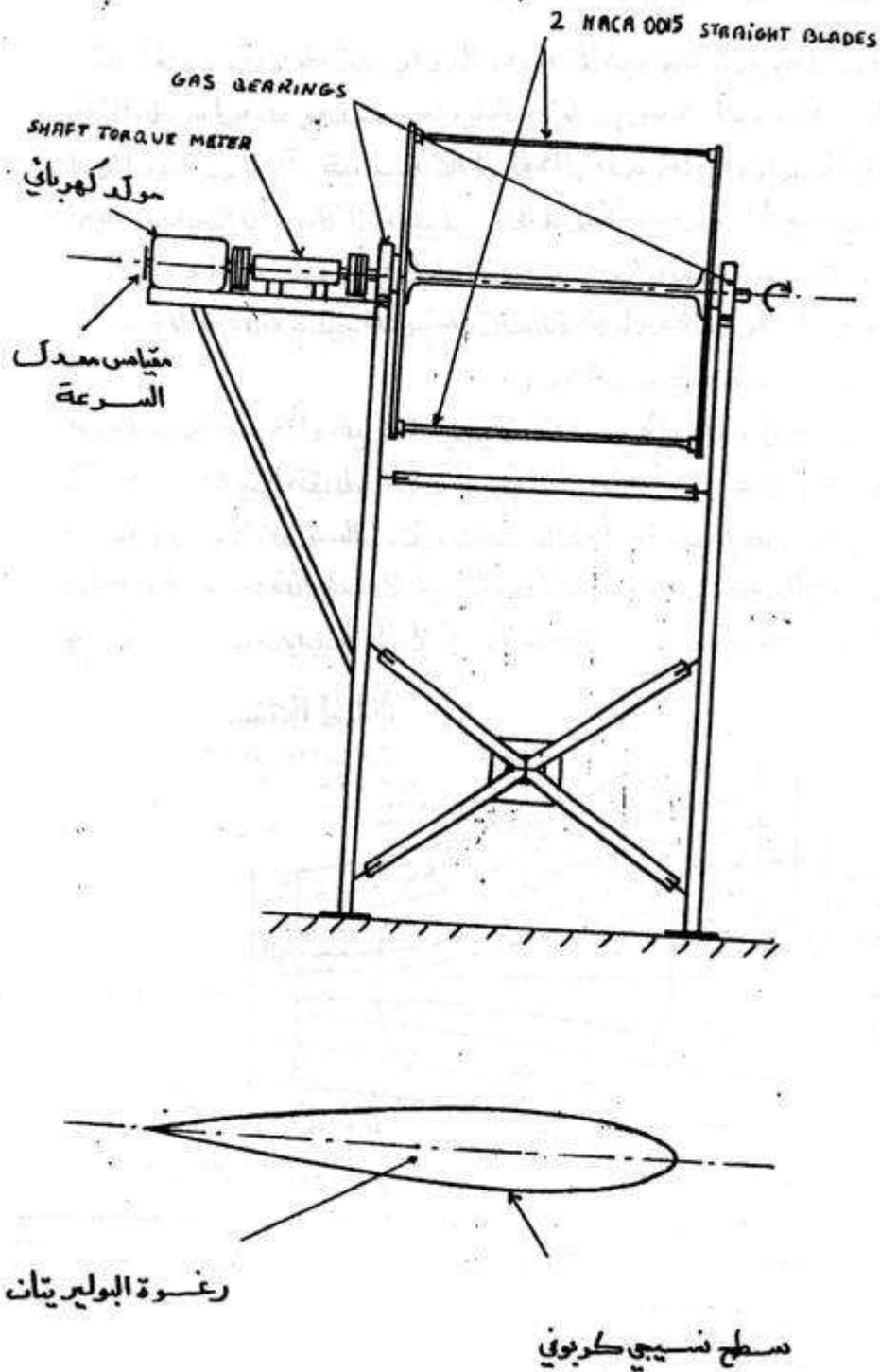
شكل (12): مقارنة النتائج للحالات المذكورة جانباً مع الشكل.

يعطينا (الشكل 12) مقارنة بين النتائج التجريبية، التي تم الحصول عليها من مخابر "سانديا" لعنفه قطرها (5) أمتار ذات محور شاقولي، ونتائج حساباتنا، وهنا نجد تطابقاً ممتازاً. ومما يجدر ملاحظته بأن الزمن الحسابي قصيراً جداً.

النتائج والمناقشة:

نتائج عملية :

لقد أنشأنا نموذج عنفة داربوس من النوع الأسطواني ثنائية ومستطيلة الريش NACA 0015 تتألف من معدن مركب من سطح نسبيي كربوني مملوء برغوة polyurthan. ارتفاع الدوار (1,1) م ، قطره يعادل الارتفاع، والوتر $L=0,11$ m والصلابة $\sigma = \frac{Pl}{R} = 0,36$ (الشكل 13). هذا الدوار يوضع أفقياً أمام تدفق مفتوح آت من نفق هوائي، ولتخفيض الضياع الناتج عن الاحتكاك إلى أقصى حد ممكن فإن الدوار يدعم ويوجه بواسطة أداتين من أدوات الاتجاه العاملة على الغاز، وتغذى بواسطة الهواء المضغوط. تقوم العنفه بتشغيل مولد كهربائي، ويوضع مقياس العزم الدائري بين العزم الآتي ومقاييس القدرة، وبذلك يتحول المولد إلى قوة محركة للتشغيل عند الضرورة. يمثل هذا التنظيم لا نستطيع الحصول على تدفق منتظم لرياح التيار الصاعد، وإنما الغاية هي جعل دراسة توسيع التدفق عبر الدوار ممكنة.



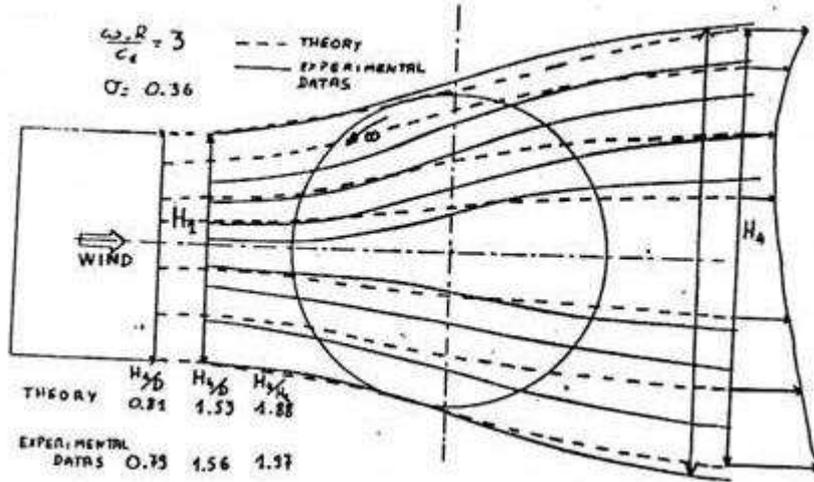
شكل (13): مقطع في النموذج التجريبي.

شكل الخطوط الانسيابية :

لقد أحدثنا طريقة تصويرية للتدفق عبر الدوار عن طريق قذف فقاعات صابون مملوءة بغاز الهليوم وملونة بالفلوريسين مدفوعة بواسطة التدفق، وتتبع المسارات التي افترضنا أنها الخطوط الانسيابية. ثم نأخذ صوراً لها خلال بضع ثوان، ونرسم الخطوط الانسيابية، فإذا كان زمن الكشف قصيراً جداً كان باستطاعتنا قياس سرعة الفقاعات في أي

نقطة داخل وخارج العنفة، وإذا أردنا الحصول على قياسات سرعة جيدة فإنه من المتوقع الحصول على عدد كبير من الصور. يوضح الشكل (14) الخطوط الانسيابية النظرية والتجريبية لنسبة السرعة الحدية ($r=3$)، وتكون النتائج في حالة المطابقة الجيدة في معدلات السرعة الحدية المنخفضة. أما بالنسبة لمعدلات السرعة الحدية العالية فإن رياح العنفة تسلك سلوكاً تصاعدياً كاسطوانة محكمة، ويكون انتشار الخطوط الانسيابية كبيراً جداً إلى الحد الذي يصعب معه تقديره.

باتباعنا هذه الطريقة نستطيع التحقق من العرض المحسوب لانخفاض تدفق الهواء المار الذي جرى حسابه في (الشكل 7). إن الأشكال أعلاه توضح مسارات الفقاعات لمعدلات السرعة الحدية 2,5-3,5 وزمن الكشف من 10 إلى 15 ثانية وعدد دورات الدوار من 100 إلى 150 دورة. ومن الشكل 14 نلاحظ توسع الرياح عند عبورها الدوار وفي نفس الوقت انخفاض في العرض H_1 عندما يتزايد البارامتر $\frac{U}{C_1}$ ، وعندما يكون هذا التزايد كبيراً جداً فإن الرياح تحيط بالآلة ويشكل الدوار حاجزاً مانعاً للرياح.



شكل (14): الخطوط الانسيابية النظرية والتجريبية للسرعة الحدية.

الاستنتاجات والتوصيات:

إن نظرية الأنابيب المتعددة ذات البعد الثنائي المستوحاة من تحليل (ستريكلاوند) قد تطورت بطريقة نتمكن من خلالها من حساب أداء العنفات الهوائية ذات المحور الشاقولي والريش المستقيمة، آخذين بعين الاعتبار التفاعل الحاصل بين التيارات الأنبوبية. واستخدام الصفات (الأيروديناميكية) العادية للمقاطع الجانبية. وفي الحقيقة فإن أكبر الصعوبات التي يواجهها تصميم العنفة الهوائية هو في معرفة منحنيات الرفع والسحب في المقطع الجانبي، والذي يتميز بالدوران وعدم الثبات. لقد اتضح لنا بأن العنفة الهوائية موضوع هذا البحث، يمكن أن تبدأ عملها بنفسها، لكن البحث الدقيق لعزم الإطلاق (الأيروديناميكي) في الرياح المنخفضة يمكن أن يتحقق بهدف الحصول على نتائج عمل العتالة والضياعات الميكانيكية وسرعة الرياح.

المراجع:

- 1- DA VIED, J. *Etude aerodinamique, théorique et expérimentale d'une éolienne du type darrieus d'une vertical* T. F. E - France – 2002- 2003 rappore, 5-8.
- 2- HARAJLI, I. *Cur l'épanauis sement, du flux a la tsaversé, d'une éolienne drrieus* C.R.A.S- Paris – France – 1982, 2-3.
- 3- HOLME, O. *Contre untion to the aerodynamic theory of the vertical — an is (wind • Turfine)- England, international symposium, on wind energy systems, Combridge - 1976, 2-3.*
- 4- GENON, G. *Etude et réalisation d'un prototype d'éolienne de type Darrieus.* T. F. E' France- 2003, 11-12.
- 5- S. READ, D. SHARP, J. *Theary for vertical akis wind turbine – 2nd.* B.W.E.A – workshop cramfield – 1995, 3-5.
- 6- PATRICIA, B. DANIEL. *l'éolienne: Technologie et développement - Ropport de projet,* L. M. F – Ensam- Paris- France- 2009, 18-22.
- 7- PA TRICK, XUSZLA. *Simulation numérique du sillage d'une éolienne Par la methode free wake* E.N.S.A.M Paris. France' 2008, 6-8.

