

دراسة تجريبية للانتشار الحراري المضطرب قرب جدار مجرى هواء

الدكتور يوسف ياخور*

(قبل للنشر في 2005/5/4)

□ الملخص □

يلعب الانتشار الحراري المضطرب دوراً أساسياً في النقل الحراري. إن نظرية تايلور الإحصائية تعطي صورة واضحة للظاهرة من أجل تدفق متجانس وموحد. لقد بينّا أن الانتشار كان بإمكانه أن يطبق من أجل اتجاه مواز لسرعات متساوية لجريان مستوي. نقدم هنا النتائج التجريبية التي تخص الانتشار الطبيعي لسرعات متساوية في منطقة قريبة جداً من الجدار ($y_+ = 13$). حصلنا على هذه النتائج من خلال تجارب قمنا بها، وقد أعطت نتائجها بعض المعلومات عن الانتشار الحراري في تلك المنطقة.

* أستاذ مساعد في قسم القوى الميكانيكية - كلية الهندسة الميكانيكية والكهربائية - جامعة تشرين - اللاذقية - سوريا.

Une Etude expérimentale De La Diffusion Thermique Turbulente Près D'une Paroi D'un Canal D'air

Dr. Yousef Yakhour*

(Accepté 4/5/2005)

□ Résumé □

La diffusion thermique turbulente joue un rôle essentiel dans les transferts thermique. La théorie statistique de Taylor donne une image claire du phénomène pour un écoulement homogène et isotrope.

Nous avons montré qu'elle pouvait encore s'appliquer pour la direction parallèle aux isovitesses d'un écoulement.

Nous présentons ici des résultats expérimentaux concernant la diffusion normale aux isovitesses dans la région très près de la paroi $y_+ = 13$. Ils ont été obtenus au cours des expériences qui se continuent actuellement et, bien que partiels, ils donnent quelques précisions sur la diffusion dans cette zone.

*Maître Assistant Dans Le Département Du Pouvoir Mécanique –Faculté De Génie Mécanique Et Electrique –Université Tichrine –Lattaquié – Syrie.

التسميات والرموز المستخدمة في البحث وواحداتها:

عامل شد الخيط :	c_x	-
المسافة بين جدران المجرى (القناة) :	$2H$	mm
ارتفاع القناة :	ℓ	mm
عدد برانتل :	P_r	-
عدد رينولتز محسوب مع $4H$:	R_{4H}	-
التسخين الأقصى للسائل :	\bar{T}_{\max}	K°
تغير الحرارة :	t	C°
السرعة المتوسطة المحلية :	\bar{U}	m / s
سرعة الاحتكاك :	U_*	m / s
تغيير السرعة بحسب x :	u'	m / s^2
تغيير السرعة بحسب y :	v'	m / s^2
تغيير السرعة بحسب z :	w'	m / s^2
السرعة المجزئة :	V_m	m / s
المسافة المحورية للمصدر :	mm	x , X
المسافة على الجدار :	mm	y
المسافة الفرضية :	mm	z
الانتشار الحراري المضطرب :	ε_h	m^2 / s
اللزوجة الكينماتيكية :	ν	m^2 / s
$u'_+ = \frac{u'}{U_*}$ ، $y_+ = \frac{yU_*}{\nu}$:	إشارة +	-
قطر المقطع عند منطقة القياس :	d	m

مقدمة:

الهدف من البحث هو دراسة الانتشار الحراري المضطرب قرب جدار مجرى هواء بزوايا قائمة، وقد أقمنا منشأة تجريبية وأجرينا التجارب باستخدام الخيط الساخن على أبعاد متعددة لطول المجرى وحصلنا على نتائج تجريبية، وتم مقارنة هذه النتائج مع نتائج الدراسات النظرية باستخدام مسابر متعددة.

وصف التجهيزات التجريبية وطريقة القياس:

أجريت التجارب في مجرى هواء بزوايا قائمة حيث أبعاده: $2H = 300mm$ و بطول $\ell = 1500mm$. واعتبرنا تدفق الهواء بالقرب من الجدران الشاقولية الكبيرة على سطح أفقي ثنائي الأبعاد وفق المحورين X و Z، مع إهمال المركبة العمودية على المحورين السابقين نظراً لصغرهما [1] و [2]. إن الرسم التوضيحي للتجربة و مواقع منطقة ونقاط القياس مبينة في الشكل (1).

إن الخيط المصنوع من معدن التنغستين رفيع جداً وهو بقطر (0,05mm)، وهو ممدود بشكل موازي للجدران الكبيرة وبشكل متعامد مع \bar{U} . يسمح نظام النقل للمقياس الدقيق (ميكرومتر) باختيار بعد مسافة الخيط عن الجدار.

إن الخيط المسخن بفعل جول قد يبدد كمية من الحرارة من خلال حمل حراري في كمية السائل القليل جداً. وبذلك نلاحظ الجزئيات، وبوجود مقياس درجة حرارة مناسب، يمكننا قياس ارتفاع درجة حرارة الهواء خلف الخيط المتسببة في انتشار الجزئيات المحددة.

اعتمدنا في الدراسة البعد ($y_+ = 13$) بعيداً عن المدخل لأن النتائج تكون مقبولة عند هذا البعد.

اختيار مسابر درجات الحرارة:

من الضروري معرفة درجات الحرارة بدقة خاصة. في منطقة الدراسة حول ($y_+ = 13$)، فإن الانتشار الحراري الضعيف حول الجدار يسبب انخفاضاً حرارياً ملحوظاً، حيث إن توضع المسبار في تلك الشروط يسبب خطأ قياس مهم بسبب التوصيل الحراري [3].

لقد درس ماي (Maye) هذه المشكلة من أجل مسابر من نوع DISA ذات الأذرع الطويلة والمستقيمة [4]، بينما مسابر DISA والتي تم استخدامها هي مناسبة الآن، لأنها ذات أذرع قصيرة و منحنية.

حيث إن فرضيات الحساب محددة في المرجع [3] وهي كما يلي:

- كل عنصر مفروض هو أسطواني لجزء ثابت.

- انتقال الحرارة أحادي البعد.

- قيم عدد Nusselt لكل عنصر مفروض ثابتة على طوله.

لقد درسنا ثلاثة نماذج للمسابر وهي معروضة في الشكل (2).

النموذج 1 : مسبار بمقاومة من أجل طبقة محدودة : Disa 55 P 05 و 55 F 14 خاصة.

النموذج 2 : مسبار ذو مزدوجة حرارية chromel alumel (كروميل - ألميل).

النموذج 3 : مسبار ذو مزدوجة حرارية chromel alumel (كروميل- ألميل) مركبة على أذرع مزدوجة حرارية chromel alumel (كروميل- ألميل) .

يمكننا أن ننوع في برنامج الثوابت المختلفة في المسابر . وهذا التغيير التجريبي قد نفذ و الخيط الساخن قد وضع على ($y_+ = 13$) مع مسابر من النموذج (2) و (3) و 55 P 05 من أجل النموذج (1) .
أخيراً لقد طبقنا برنامجنا في حقل حرارة Maye [4] (نقل الحرارة انطلاقاً من جدار عند تدفق ثابت في المجرى) لمقارنة مسابرين من النموذج (1) .
إن الأشكال (3) و (4) تقدم الأخطاء الناتجة عن المسابر 55 P 05 و النموذج (2) .
ويدل الحساب على أن:

- من أجل المسبار 55 F 14 الخاص، لا يتجاوز الخطأ 2% ما عدا قرب الجدار حيث يمكن أن يصل إلى 9% .

- من أجل المسابر من النموذج (3) لا يتجاوز الخطأ 2% من أجل مسافة بين الذراعين (5mm) ويصبح مهملًا عندما تصل هذه المسافة إلى (10mm) من الجدار .

- من أجل حقل Maye الحراري فإن خطأ المسبار 55 F 14 الخاص هو أقل من 1% بينما لا يمكن إهمال خطأ المسبار 55 P 05 (الجدول 2) .

وهكذا فإن مجموعة مسابر Disa الجديدة ذات الأذرع القصيرة و المنحنية 55 P 05 والتي تستخدم كمقاييس لدرجات الحرارة يمكن أن تسبب أخطاء ملحوظة، لذلك استخدمنا مزدوجات حرارية للنموذج (3) .

النتائج التجريبية و المناقشة:

نقدم في هذا التقرير مجموعتين من التجارب:

1- المجموعة رقم 1:

الخيط الساخن بطول (187mm) موضوع على المسافة ($y_+ = 13,2$) لجدار ناقل (مزيج من الألمنيوم-A (U4G

2- المجموعة رقم 2:

- الخيط الساخن بطول (377mm) موضوع على المسافة ($y_+ = 12,9$) لجدار عازل (altuglass) وقد قسنا سرعة الاحتكاك U_* المحلية في مخطط تناظر أفقي لمنطقة القياسات مع أنبوب preston لعدد رينولدز :
 $R_p = 550$ مناسباً لمنطقة المعايرة مدروسة من قبل Van Thinh [5] ، وذلك لأجل المعطيات:

$$U_* = 0,137m/s \text{ من أجل } R_{4H} = 115.000 \text{ و } V_m = 2,87m/s .$$

$$\Delta y = 1mm \text{ ، } \Delta y_+ = 10mm .$$

- أجرينا بعض القياسات السريعة للسرعات في هذه المنطقة مع مسبار ذي قطر داخلي (0.5mm) كما في الشكل (5).

- لدراسة الانتشار أخذنا منحنى تغير السرعة المقترح من قبل Van Thinh [5] . في الجريان يمثل الخيط حاجزاً أسطوانياً له رقم رينولدز على البارد (R_f) بحدود (5) ، وتكون اضطرابات السرعات من النموذج :

$$\bar{U}_{p^+} = \bar{U}_+ - \Delta U_{\max^+} x \exp\left[-(y_+ - y_{s^+})^2 / 2 y_{v^+}^2\right] \quad (1)$$

حيث:

$$\Delta U_{\max^+} = \frac{R_f \cdot c_x}{2\sqrt{2\pi y_{v^+}^2}}$$

$y_{v^+}^2$ - هي شروط تغيير مرتبطة بانتشار الأجزاء التابعة للخيط.

ΔU_{\max^+} - يتناقص بسرعة مع X . والقياس \bar{U}_{p^+} سيعمل فيما بعد.

لقد قيس ازدياد درجة حرارة الهواء بواسطة مزدوجتي حرارة مركبتين تفاضلياً، حيث ركبت إحداهما عند قمة الخيط و الأخرى عند أسفله. إن صناعتها اليدوية لا تسمح بالاقتراب من الجدار على الأقل (0.08mm). إن تموجات درجات الحرارة مهمة وقد نفذنا وسيلة ذات دلائل كثيرة لكل نقطة للقياس، ولاحظنا أن عدم الدقة يزداد مع ازدياد X . لقد قيست نماذج درجة الحرارة في الجدول (1).

الجدول (1): يبين نماذج درجات الحرارة المقاسة

	X (mm)								
المجموعة 1	0.5	3	6	12	21	34	-	-	-
المجموعة 2	0.52	1	2	4	10	20	35	55	80

- المجموعة 1 نفذت مع مزدوجة حرارية، حيث المسافة بين الأذرع هي (5mm).
- المجموعة 2 نفذت مع مزدوجة حرارية، حيث المسافة بين الأذرع هي (12mm)، وعدد التعيينات لكل نقطة قياس كانت قد تضاعفت ، وخط المنحنيات هو أكثر دقة، ويفضل الجدار العازل استطعنا الابتعاد كثيراً عن المصدر.

- منحنيات تغير السرعة ليست غوصية (منحني إحصاء غوص) ، و هناك عدم تناظر يزداد مع تزايد X .

ليكن المتغير المركزي : ($y_c = y - y_{\max}$) مع ($y_{\max} = y$) أو ($\bar{T} = T_{\max}$)

نستطيع تحديد ثلاثة ثوابت مرجعية :

y_{c1} : إحدائيات نقطة مركزية موجبة حيث $\bar{T} = 0,5T_{\max}$

y_{c2} : إحدائيات نقطة مركزية سالبة حيث $\bar{T} = 0,5T_{\max}$

y_{c3} : إحدائيات نقطة مركزية سالبة حيث $\bar{T} = 0,9T_{\max}$

من أجل المجموعة 2 ، قرب المصدر ($X \leq 4mm$) ، فإن منطقة السائل التي يسخنها الجدار والتي لم تتأثر بعد بالأثر الحراري للخيط كما في (الشكل 6) . وفي خارج هذه المنطقة من أجل ($X < 20mm$) نلاحظ أن المنحنيات لا تتميز بالإحدائيات اللابعدية للمجموعتين كما في الشكل (7) .

$$\frac{\bar{T}}{T_{\max}} = f\left(\frac{y_c}{y_{ci}}\right) \quad (2)$$

من أجل ($i = 1$ و $i = 2$)

من أجل ($X > 30mm$) ، نستطيع تحديد قانون مختصر وحيد مع محور السينات ($\frac{y_c}{y_{ci}}$) من أجل

($i = 1$ ، $i = 3$) لا يسمح الجدار العازل أبداً بالوصول إلى (y_{c2}) كما في الشكل (8).

$$I(X) = \int_0^{+\infty} \overline{TU} dy_+ \quad \text{و} \quad I_{\max}(X) = \int_0^{y_{\max}^+} \overline{TU} dy_+ \quad \text{حيث أن التكاملات من الشكل:}$$

ليست ثابتة وتتناقص مع X (الشكلان 9 و 10).

3- دراسة الانتشار:

لا تختلف نتائج التجارب عن تلك التي حصلنا عليها من التجارب السابقة الواردة في المرجع [2] ، حيث كان

الخيوط ممدوداً طبيعياً على الجدران الكبيرة للنفق ، حيث كنا قد تأكدنا من أجل مخططات السبر ($y = const$) بأن :

• عملية التسخين كانت تابعة لمنحني غوص.

• التكامل $\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{TU} dz_+$ كان ثابتاً .

بمساعدة هذين الشرطين استطعنا ببساطة حساب الانتشار المضطرب الاعتراضي (D_{tt}) و شروط تغيير

لاجرانج (w_+) تبعاً ل (y_+) في الطبقة اللزجة [6] .

- في هذه التجارب الجديدة، على العكس، أخذنا مخطط إيلر باستخدام المعادلة التفاضلية للطاقة :

$$\frac{\partial \overline{UT}}{\partial x_+} = \frac{\partial}{\partial y_+} \left[\frac{1}{Pr} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y_+} - \overline{v'_+ t} \right] + \frac{\partial}{\partial x_+} \left[\frac{1}{Pr} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_+} - \overline{u'_+ t} \right] \quad (3)$$

- إن الحدود الأخرى للمعادلة مهملة أمام $\frac{\partial \overline{UT}}{\partial x_+}$ ، كما في الحالتين الآتيتين:

(a) مسافة بعيدة جداً عن المنبع : ($X > 30mm$) :

$$\frac{\partial^2 \overline{T}}{\partial x_+^2} < 10^{-3} \frac{\partial \overline{UT}}{\partial x_+} \quad \text{هنا} \quad \frac{X}{d} > 600$$

وإذا أهملنا حدود الانتشار المحوري في (3) نحصل على:

$$\frac{\partial \overline{v'_+ t}}{\partial y_+} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 \overline{T}}{\partial y_+^2} - \frac{\partial \overline{UT}}{\partial x_+} \quad (4)$$

لقد أدخلنا المعادلة (4) مع ($\overline{v'_+ t} = 0$) من أجل ($y_+ = 0$) و ($X = 35mm$).

من ($y_+ = 1$) وحتى ($y_+ = 13$)، نفذت الحسابات يدوياً والنتيجة مبينة في الشكل (11).

نستنتج إذاً أننا كلما اقتربنا من الجدران فإن $(\overline{v'_+ t})$ تمر بالحد الأدنى من أجل $(y_+ = 4,5)$ وتتعدم بعدها من

أجل $(y_{\max+})$. كما وإن القيم $\left(\frac{-\overline{v'_+ t}}{\partial \overline{T}} \right)$ معطاة بالشكل (11). يعود عدم الدقة بالنتائج بشكل أساسي إلى عدم ثبوت درجات الحرارة عند قياس \overline{T} .

نفذ التكامل في (4) عبر حاسب من أجل $(X = 35mm)$ و $(X = 55mm)$. بفرض أن $(\overline{v'_+ t} = 0)$ من أجل $(y_+ = y_{\max+})$. وكانت النتيجة باختلاف بسيط سهلة وبسيطة ودقتها هي بحدود 10%.

لتكن $(D_m = \frac{\epsilon_h}{\nu})$ ثابتة الانتشار المضطرب من أجل تحولات ذات تدفق ثابت على جدار لمجري قائمة الزاوية أو اسطوانية، فإن قيم (D_m) التي استنتجناها في المنطقة التي تهمننا كانت غير دقيقة بشكل كاف، حصلنا على النموذج الآتي [7] و [8]:

$$y_+ < 5 \quad D_m = 6,1 \cdot 10^{-4} \cdot y_+^3$$

$$D_m = 8,1 \cdot 10^{-3} \cdot y_+^2 \quad < 27 \quad y_+ > 5$$

من أجل $y_+ > 30$ نأخذ $D_m = \frac{1}{Pr} (0,24 y_+ - 1)$

وبمقارنة (D_m) و $(-\overline{v'_+ t} / \frac{\partial \overline{T}}{\partial y_+})$ كما في الجدول (3)، من أجل $(X = 35mm)$

و $(X = 55mm)$ و بمراعاة عدم الدقة نرى أن الترتيب الأعظمي هو نفسه.

وهكذا، بعيداً عن المصدر، فإن تحولات $\overline{T}(x_+)$ و $\overline{T}(y_+)$ لها انحناءات ضعيفة كافية على المنطقة

المحددة كي يتحدد التدفق المضطرب $(\overline{v'_+ t})$ في الحد الأول: $-D_m \frac{\partial \overline{T}}{\partial y_+}$

(b) على مسافة وسطية تتراوح $(6mm < X < 30mm)$:

هنا يتغير $\frac{\partial^2 \overline{T}}{\partial x_+^2}$ قليلاً مع (X_+) و (y_+) لكنه ما زال ضعيفاً.

لنأخذ مثلاً، على بعد $(X = 6mm)$ النقاط $(4 \leq y_+ \leq 7)$ يدل الحساب أن $\frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 \overline{T}}{\partial y_+^2}$ هو ضعف

$\frac{\partial \overline{v'_+ t}}{\partial y_+} > 0$ ، لو كان الانتشار المحوري مهماً، لقد كنا أهملنا: $(y_+ = 0)$ حتى $(y_+ = 7)$ ،

مع $\frac{\partial \overline{T}}{\partial y_+} > 0$ وهذا يعني أن المعامل $\frac{-\overline{v'_+ t}}{\partial \overline{T}} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y_+}$ يكون سلبياً.

وبالعكس لو فرضنا أن $\frac{\overline{u'_+t}}{\partial T}$ لن يتعلق بالحقل الحراري ويكون بحدود (D_{II}) ، وبإدخال (3) ،

نحصل على قيم من $\frac{-\overline{v'_+t}}{\partial T}$ أكبر بكثير من (D_{II}) . وتقود الفرضية $\frac{D_{IX}}{D_{II}} = \frac{\overline{u'^2}}{w'^2}$ إلى نفس النتيجة.

أخيراً لو فرضنا أن $\frac{\overline{v'_+t}}{\partial T}$ لا تتعلق بالحقل الحراري وتساوي (D_{II}) وأن $\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_+} = -D_{II} \overline{u'_+t}$ من أجل:

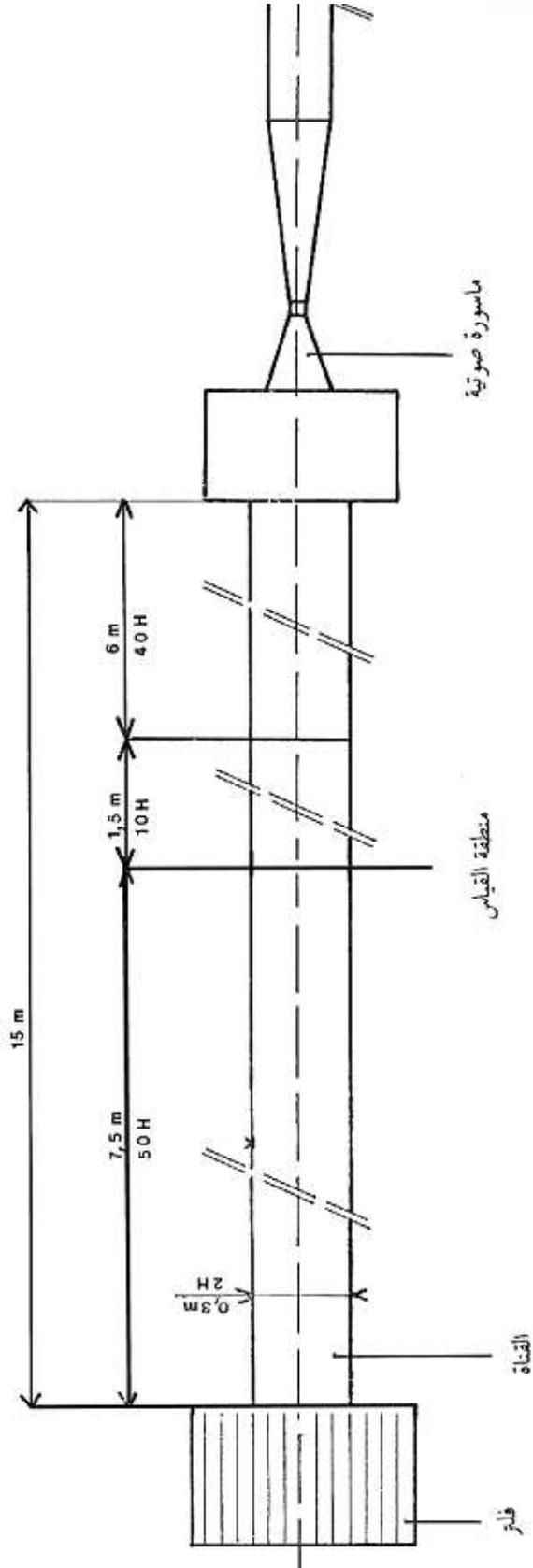
($X=6\text{mm}$) ، بإدخال القيم السابقة إلى المعادلة رقم (3) إلى ($y_+ = \text{const}$) بين ($x = 6 \text{ mm}$)

و ($x = 30\text{mm}$) فإننا نجد أن الحد $\frac{\overline{u'_+t}}{\partial T}$ يتغير مع (X) وهو يتراوح من 10 إلى 100 مرة أكبر من (D_{II})

نستنتج أنه من الممكن إذا في هذه المنطقة، حيث التدرجات الحرارية لها تغيرات مهمة ، أن تكون التدفقات المضطربة متعلقة بمشتقات ثانوية.

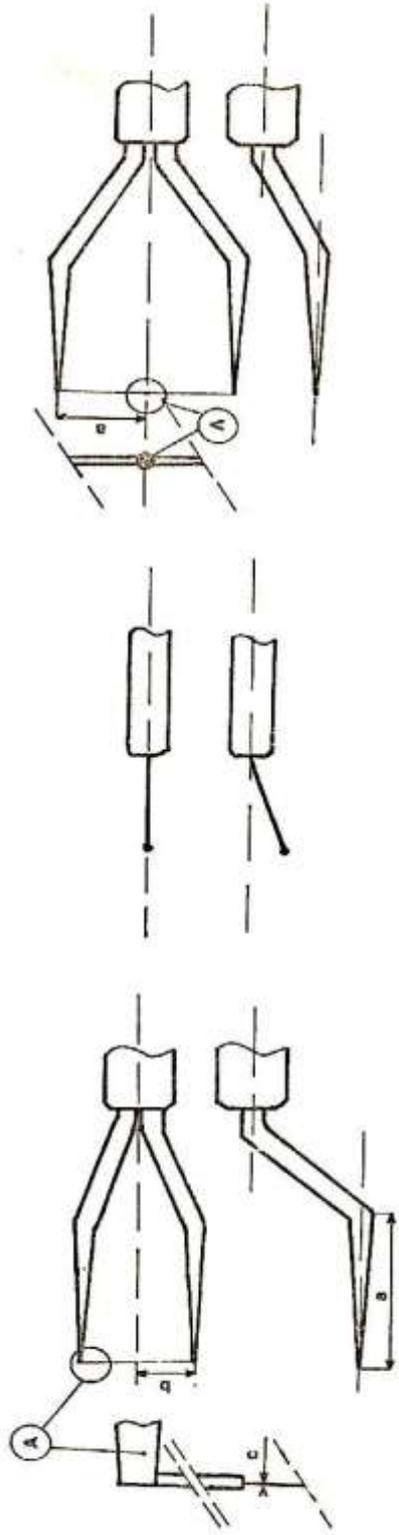
نتائج:

- من أجل مصدر ممدود على $y_+ = 13$ ، تدل هذه التجارب على أن :
 - بعيداً عن المصدر $\frac{x}{d} > 600$ ، يكون للحقل الحراري منحنيات ضعيفة على منطقة ممدودة، وإن الانتشار المضطرب حقق النموذج المطلوب في حال تدفق ثابت على جدار.
 - في المنطقة الوسطى $125 < \frac{x}{d} < 600$ ، يكون للحقل الحراري تغيرات متدرجة مهمة ونموذج الانتشار السابق لا يحقق أبداً التجارب.
 - بعيداً جداً عن المنبع، فإن تحولات $\overline{T}(x_+)$ و $\overline{T}(y_+)$ لها انحناءات ضعيفة كافية على المنطقة المحددة كي يتحدد التدفق المضطرب ($\overline{v'_+t}$) في الحد الأول : $-D_{II} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y_+}$.
 - عند المنطقة الوسطية ($6\text{mm} < X < 30\text{mm}$) تكون التدرجات الحرارية في هذه المنطقة ذات تغيرات مهمة والتدفقات المضطربة تتعلق بمشتقات ثانوية.
- وأخيراً فإن أهمية الانتشار المحوري كان قد بين ضرورة قياس التدفق $\overline{u'_+t}$ ، وهذا ما سندرسه في مرحلة لاحقة للبحث.



مخطط توضيحي للمنشأة بين مواقع القياس المحددة

الشكل (1)



DISA	a mm	b mm	c /mm
55P05	5	1,6	5
55F14 الخاصي	11	3	2,5

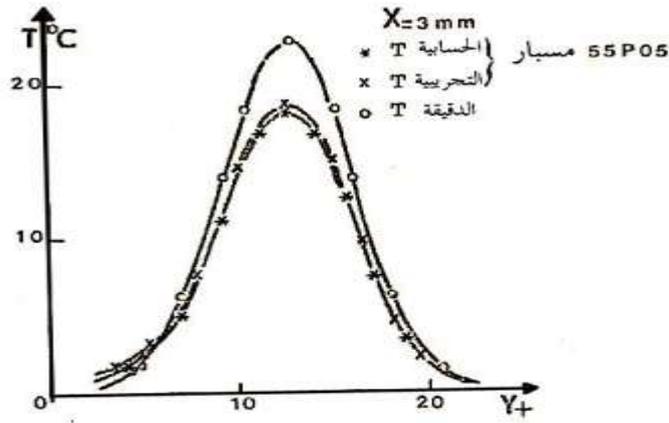
حيث A يمثل نقطة قياس

نموذج (1)

نموذج (2)

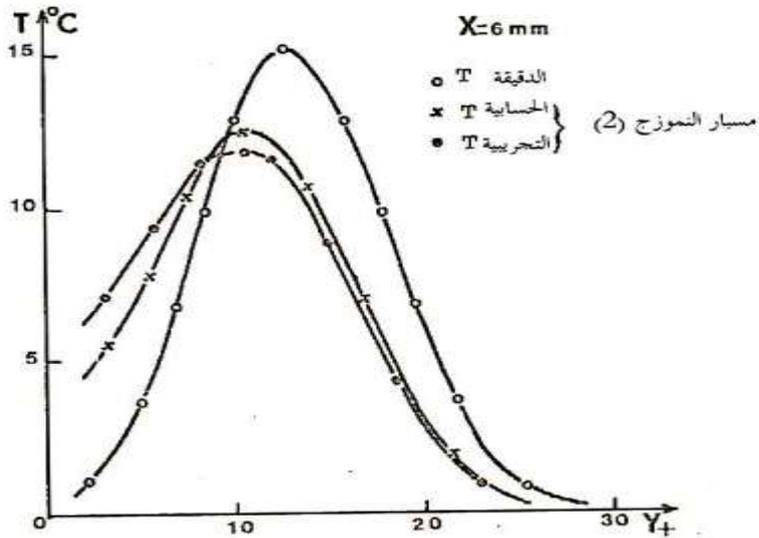
نموذج (3)

الشكل (2)
يبين الشكل نماذج المسابر المستخدمة



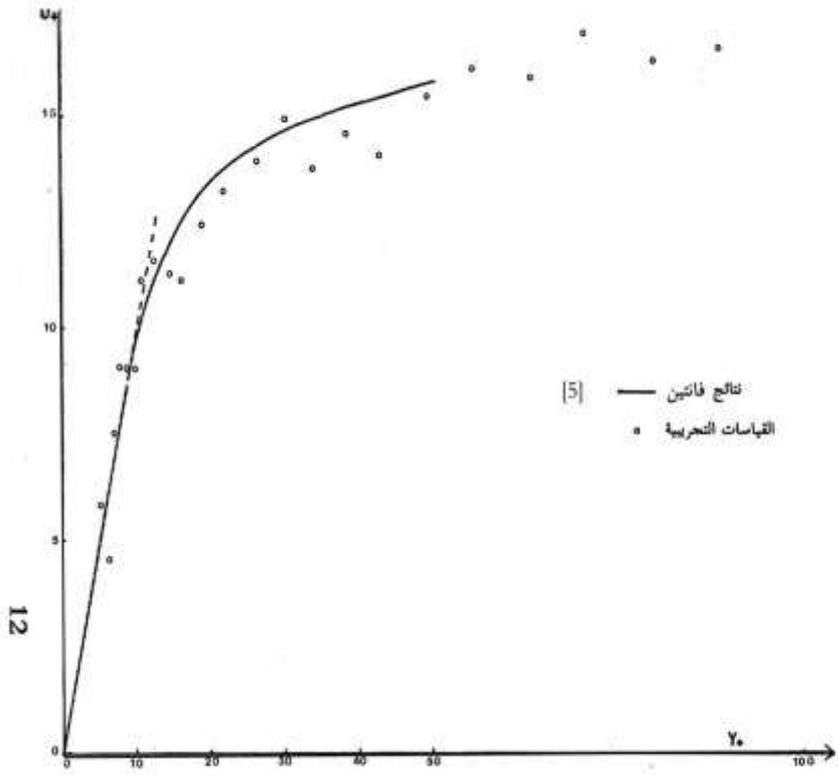
الشكل (3)

يبين الشكل الأخطاء الناتجة عن المسبار 55P05



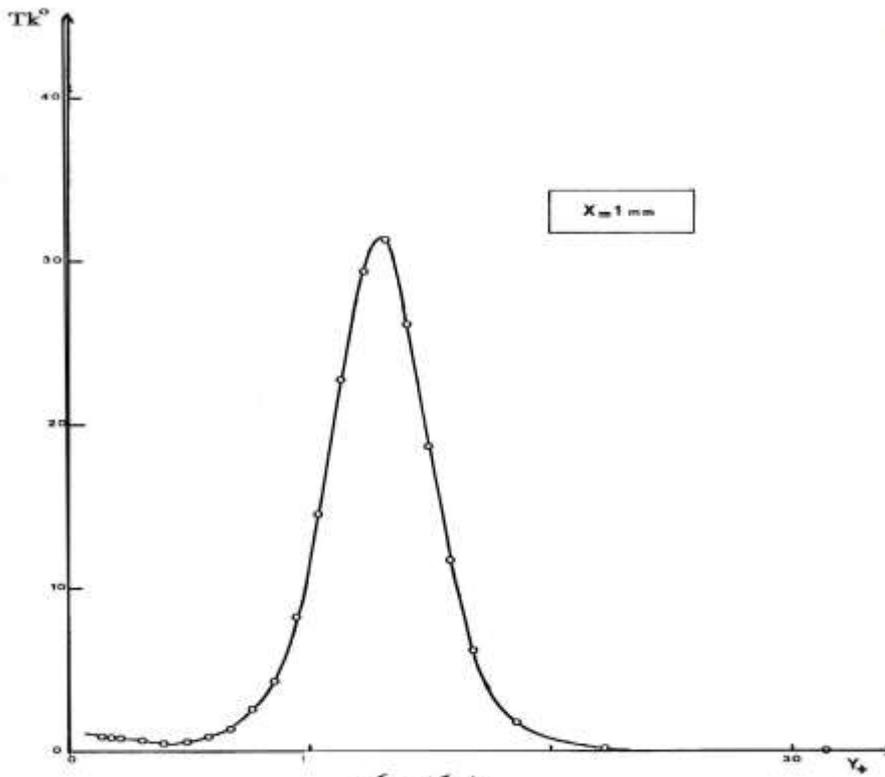
الشكل (4)

يبين الشكل الأخطاء الناتجة عن المسبار من النموذج الثاني



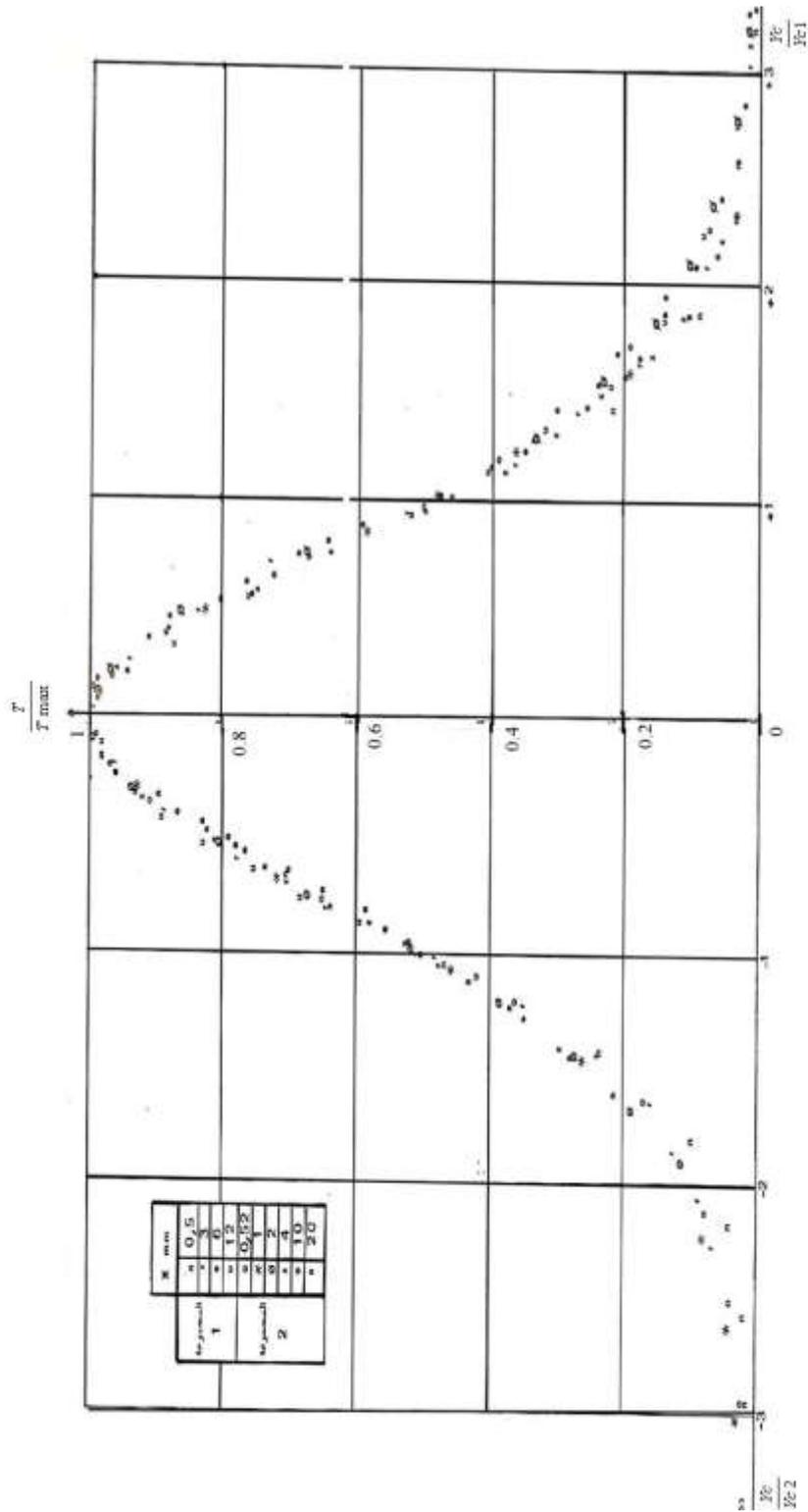
الشكل (5)

بين الشكل مقارنة نتائج فائين [5] والقياسات التجريبية

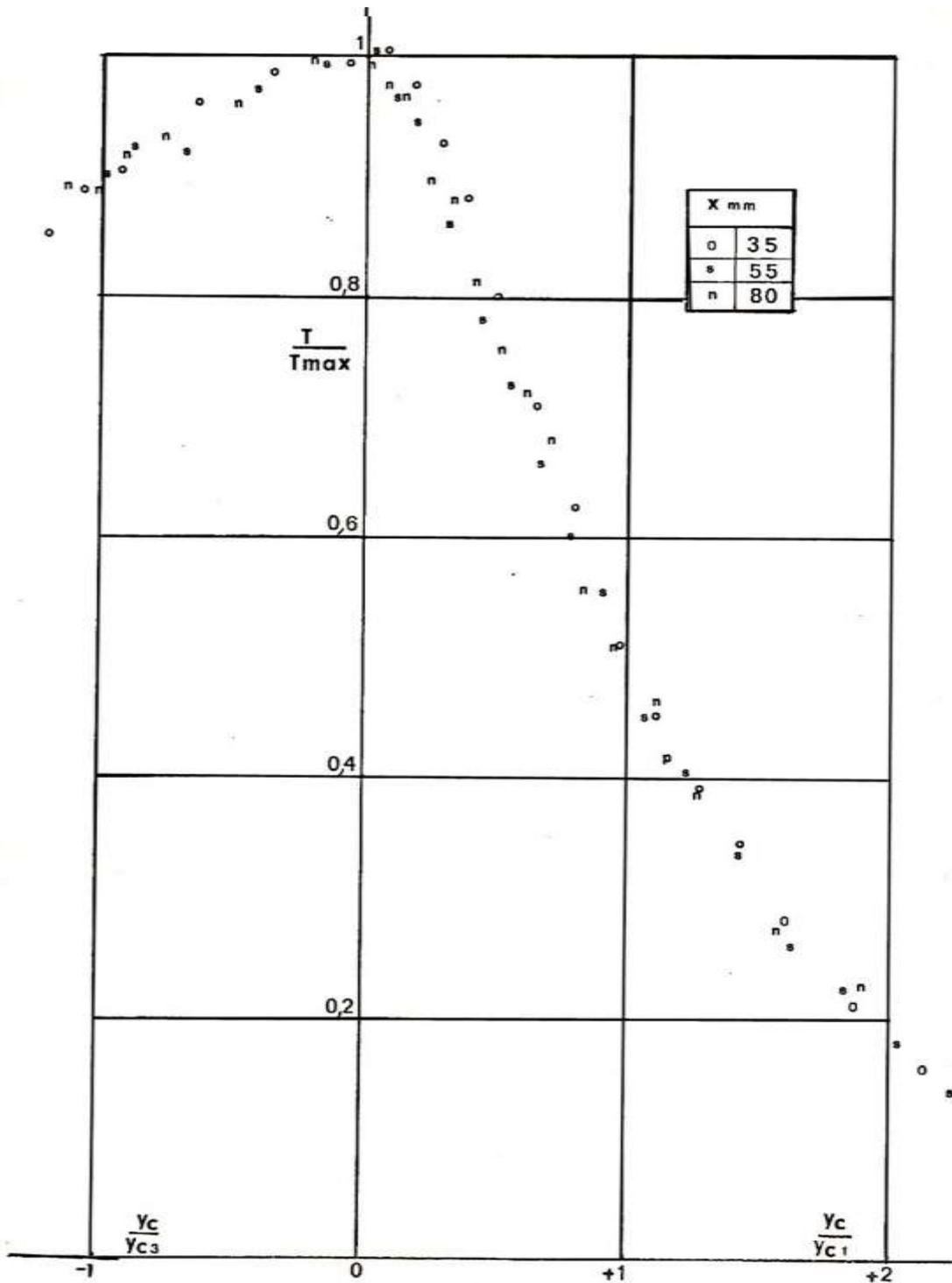


الشكل (6)

يبين الشكل منطقة المائع التي يسخنها الجدار

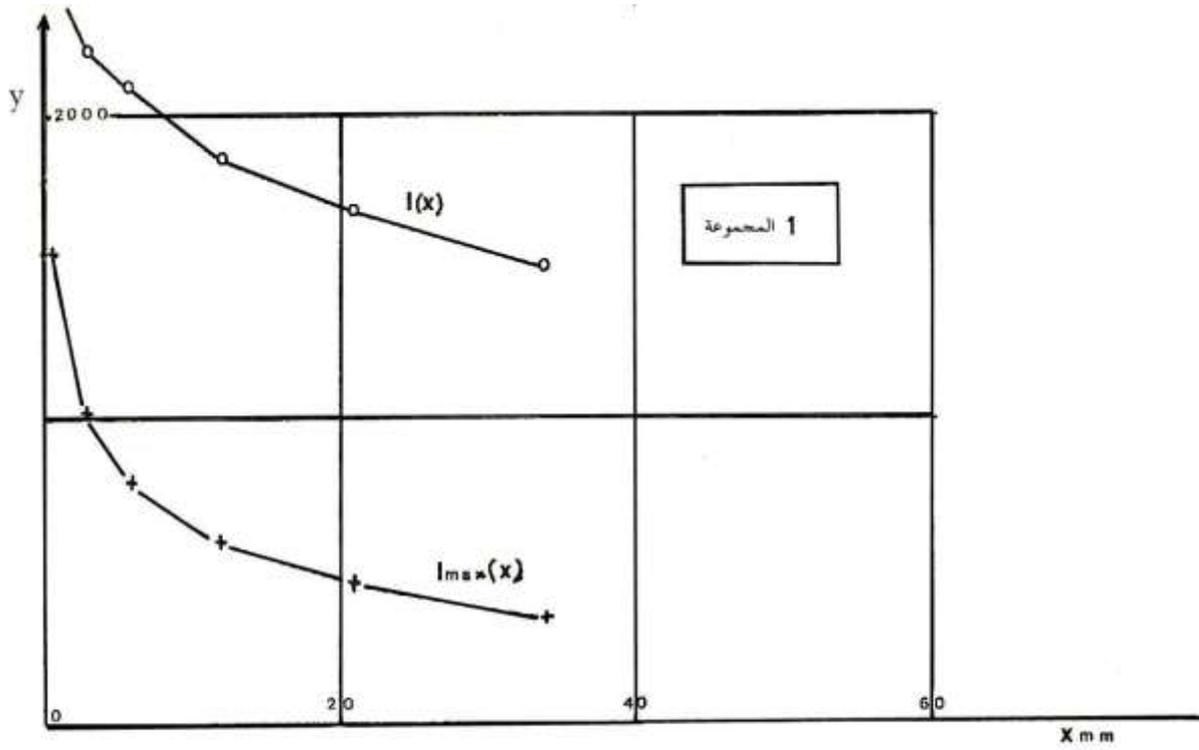


الشكل (7) يبين الشكل عدم تمايز التحيات بالأحداثيات الإحداثية للمجموعتين

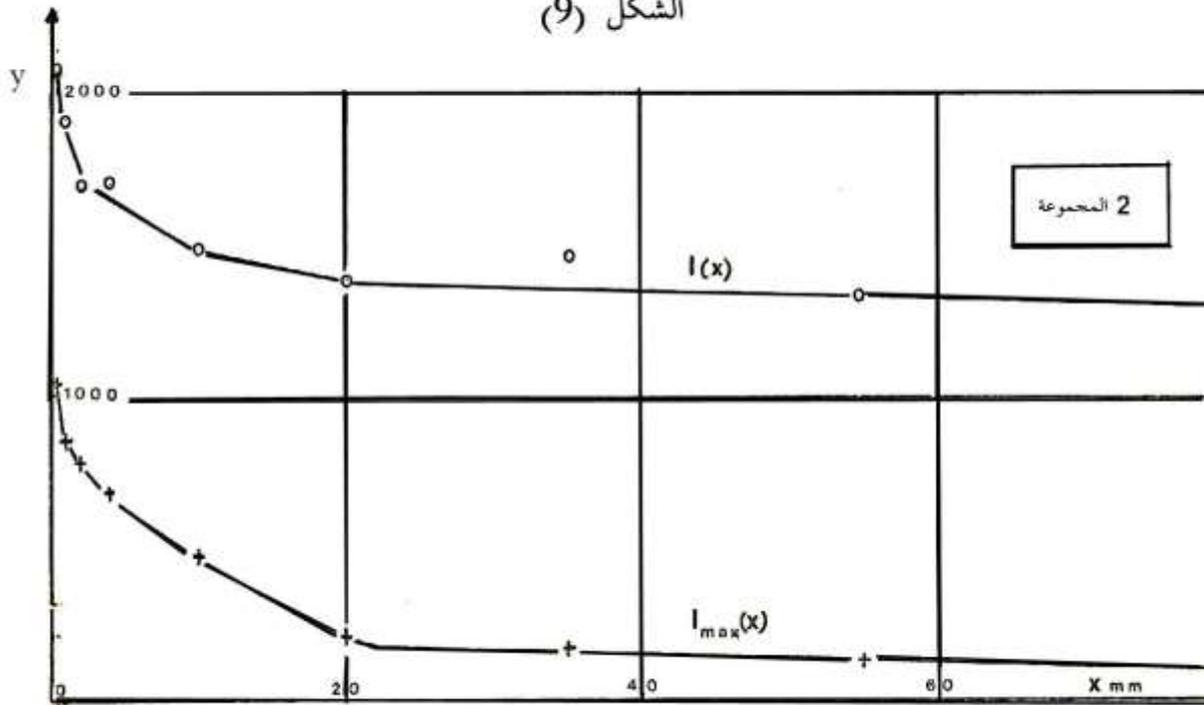


الشكل (8)

يبين الشكل عدم سماح الجدار العازل الوصول إلى Y_{c2} .

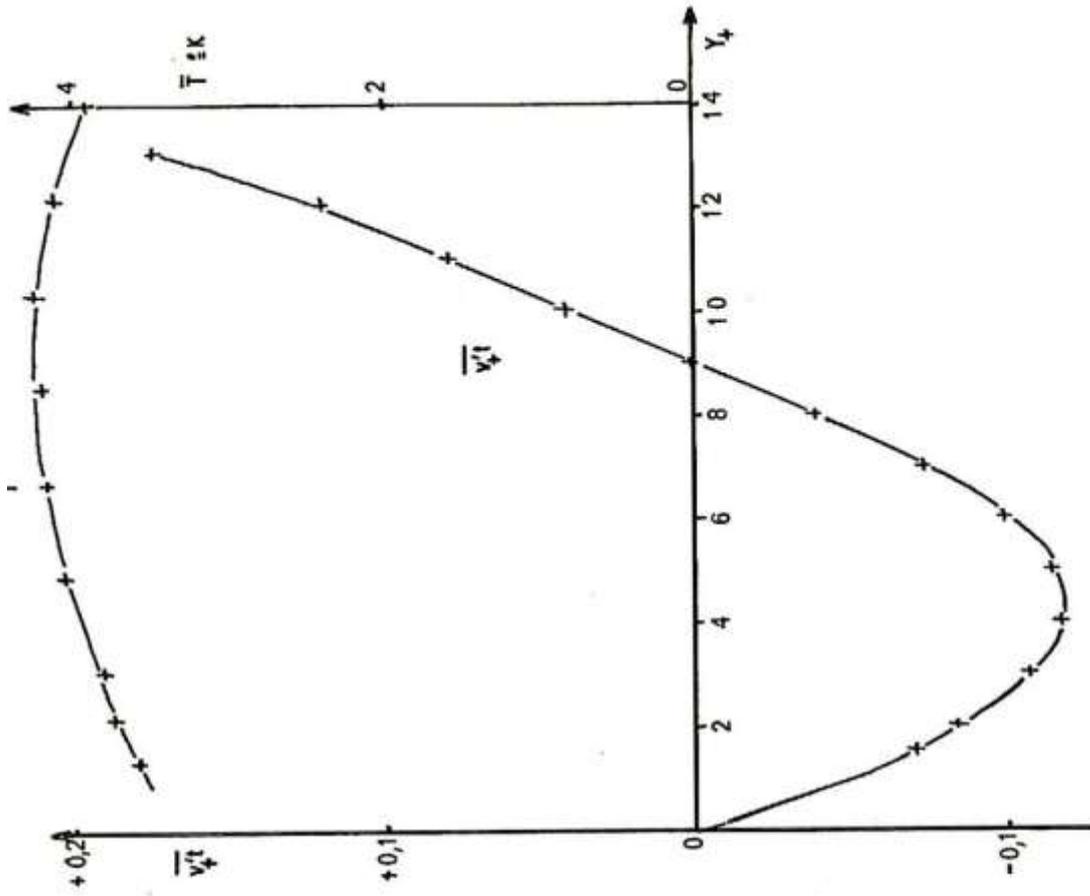


الشكل (9)



الشكل (10)

بين الشكلان عدم ثبات التكاملين $I(x)$ و $I_{max}(x)$ وتناقصهما مع X



y_+	\bar{v}'_t	$-\bar{v}'_t / \frac{\partial \bar{T}}{\partial y_+}$
1,5	-0,07	0,39
2	-0,084	0,53
3	-0,107	0,78
4	-0,117	1,03
5	-0,114	1,43
6	-0,099	1,75
7	-0,073	1,7
8	-0,038	1,52
9	0,0017	-0,28
10	0,042	2,85
11	0,079	1,8
12	0,12	1,5
13	0,17	1,74

الشكل (11)

يبين الشكل تغير درجة الحرارة \bar{T} و \bar{v}'_t مع y_+

الجدول (2) يبين مقارنة بين خطأ المسبار 55F14 وخطأ المسبار 55P05 من أجل حقل Maye الحراري

Y ₊	U ₊	T °K	الخاص 55F14 مسبار		مسبار 55P05	
			المحسوبة T	خطأ %	المحسوبة T	خطأ %
1.	1.00	23.439	22.900	2.298	20.885	10.897
2.	2.00	22.678	22.265	1.823	20.576	9.269
3.	3.00	21.917	21.582	1.526	20.129	8.159
4.	4.00	21.156	20.880	1.305	19.615	7.282
5.	5.00	20.395	20.166	1.123	19.057	6.559
6.	6.00	19.634	19.445	.963	18.476	5.897
7.	6.95	19.111	18.944	.871	18.063	5.480
8.	7.90	18.587	18.441	.788	17.641	5.091
9.	8.85	18.064	17.936	.709	17.212	4.719
10.	9.80	17.541	17.430	.632	16.778	4.350
11.	10.35	17.176	17.073	.601	16.460	4.168
12.	10.90	16.812	16.716	.570	16.142	3.984
13.	11.33	16.447	16.358	.540	15.819	3.815
14.	11.75	16.082	16.001	.508	15.497	3.638
15.	12.10	15.797	15.719	.492	15.239	3.531
16.	12.45	15.511	15.438	.474	14.981	3.422
17.	12.78	15.226	15.157	.456	14.722	3.308
18.	13.10	14.941	14.876	.435	14.464	3.188
19.	13.30	14.655	14.595	.414	14.205	3.073
20.	13.50	14.370	14.314	.390	13.947	2.945
21.	13.65	14.129	14.076	.374	13.726	2.851
22.	13.80	13.887	13.838	.355	13.506	2.746
23.	13.98	13.646	13.601	.332	13.287	2.630
24.	14.15	13.405	13.363	.306	13.069	2.499
25.	14.23	13.163	13.127	.277	12.853	2.356
26.	14.30	12.922	12.890	.244	12.639	2.191
27.	14.40	12.784	12.755	.232	12.513	2.125
28.	14.50	12.647	12.619	.218	12.388	2.051
29.	14.50	12.510	12.484	.203	12.263	1.973
30.	14.50	12.382	12.358	.188	12.147	1.895

الجدول (3) بين مقارنة بين D_m و $-\bar{v}_x t \frac{\partial T}{\partial y}$ من أجل X-35mm و X-55mm

Y_+	D_{tn}	X = 35 mm			X = 55mm		
		$\bar{v}_x t$	$\alpha = \frac{\bar{v}_x t}{\frac{\partial T}{\partial y}}$	D_{tn}/α	$\bar{v}_x t$	$\alpha = \frac{\bar{v}_x t}{\frac{\partial T}{\partial y}}$	D_{tn}/α
11.	1.0	.029	.8	1.26	.036	.5	2.13
12.	1.2	.062	1.3	.90	.075	.7	1.68
13.	1.4	.093	1.6	.87	.112	.9	1.49
14.	1.6	.131	1.9	.82	.166	1.3	1.27
15.	1.8	.164	2.2	.83	.226	1.7	1.09
16.	2.1	.207	2.6	.79	.280	2.1	1.00
17.	2.3	.248	3.1	.74	.331	2.4	.96
18.	2.6	.288	3.7	.72	.377	2.8	.94
19.	2.9	.326	4.1	.71	.419	3.1	.95
20.	3.2	.361	4.6	.71	.455	3.4	.97
21.	3.6	.394	5.0	.71	.485	3.6	1.00
22.	3.9	.425	5.4	.73	.510	3.8	1.04
23.	4.3	.453	5.7	.75	.530	3.9	1.10
24.	4.7	.478	6.1	.77	.552	4.2	1.12
25.	5.1	.501	6.3	.80	.583	4.7	1.07
26.	5.5	.520	6.6	.83	.609	5.5	1.00
27.	6.3	.537	6.8	.92	.632	6.3	1.00
28.	7.1	.550	7.0	1.02	.640	6.6	1.07
29.	7.9	.570	7.5	1.05	.643	6.7	1.19
30.	8.7	.587	8.3	1.05	.645	6.8	1.28
31.	9.1	.602	9.1	1.00	.661	7.5	1.20
32.	9.4	.625	10.4	.91	.657	8.0	1.18
33.	9.7	.634	11.3	.86	.649	7.9	1.24
34.	10.1	.641	11.4	.88	.637	7.7	1.30
35.	10.4	.645	11.5	.91	.624	7.7	1.36
36.	10.8	.648	11.5	.93	.628	8.4	1.28
37.	11.1	.655	12.3	.90	.615	9.0	1.24
38.	11.4	.661	13.4	.85	.604	9.3	1.23
39.	11.9	.661	13.8	.85	.599	10.0	1.18
40.	12.1	.660	13.8	.88	.582	10.2	1.18
41.	12.5	.656	13.7	.91	.563	9.9	1.26
42.	12.8	.650	13.6	.94	.540	9.5	1.35
43.	13.1	.643	13.5	.97	.514	9.0	1.47
44.	13.5	.648	14.8	.91	.500	9.6	1.40
45.	13.3	.642	16.0	.86	.482	10.5	1.31
46.	14.1	.635	16.1	.88	.465	10.7	1.32
47.	14.5	.631	15.9	.86	.443	10.6	1.37
48.	14.3	.628	18.3	.81	.434	11.4	1.30
49.	15.2	.621	18.7	.81	.415	12.1	1.25
50.	15.5	.612	18.5	.84	.398	12.1	1.28
51.	15.3	.601	18.1	.87	.383	12.4	1.28
52.	16.2	.589	17.7	.91	.363	12.2	1.33
53.	16.5	.575	17.2	.90	.351	13.1	1.26
54.	16.8	.564	17.6	.90	.340	15.0	1.13
55.	17.2	.560	19.7	.87	.326	15.0	1.15
56.	17.5	.548	20.9	.84	.310	14.3	1.23
57.	17.9	.539	21.3	.84	.300	15.3	1.17
58.	18.2	.527	21.6	.84	.289	16.8	1.08

المراجع:

- 1- ADRIAN, R.J. Chapt. In *Fluid Mechanics Measurements*, 2nd Ed.(Goldenstein, ed.Taylor & Francis Publ) 175-300, 1996.
- 2- ADRIAN, R.J.Variation of temperature and velocity fluctuations in turbulent thermal convection over horizontal surfaces. *Int.J. Heat Mass Trans.* 39,2303-2310 (1996).
- 3- G. COMTE – BELLOT : « Anémométrie à fil chaud » ,(1983).
- 4- J.P.MAYE : « Contribution à une étude statistique des champs thermiques turbulents » ,(1986).
- 5- N.VAN THINH : « sur la mesure de la vitesse près d'une paroi lisse et la détermination du frottement pariétal local dans un écoulement turbulent » Herceg Novi, (1978).
- 6- BALACHANDAR, S. D.A. YUEN, and D.M. REUTELER. High Rayleigh number convection at infinite Prandtl number with temperature-dependent viscosity. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 83, 79-117 (1996).
- 7- ZHOU. J. R.J. ADRIAN, and S. BALACHANDAR. Autogeneration of near-wall vortical structures in turbulent convection over horizontal surfaces. *Int. Heat Mass Transfer*, 39, 288-290 (1996).
- 8- P. GELIN : « Nombre de Margoulis relatif à l'écoulement turbulents d'un fluide incompressible en régime permanent uniforme dans un tube circulaire et entre deux plans parallèles » Chaleur et Industrie, n°144, (1983).