

EUR 4489 f

COMMISSION DES COMMUNAUTÉS EUROPÉENNES

**CONVECTION NATURELLE EN RÉGIME TURBULENT
LE LONG D'UNE PLAQUE PLANE VERTICALE**

par

A. PIROVANO, S. VIANNAY et M. JANNOT

(Sté Bertin & Cie)

LIBRARY

1970



**Rapport établi par la Société BERTIN & Cie
Plaisir - France**

Contrat Euratom N° 102-66-12 TEGF

AVERTISSEMENT

Le présent document a été élaboré sous les auspices de la Commission des Communautés Européennes.

Il est précisé que la Commission des Communautés Européennes, ses contractants ou toute personne agissant en leur nom :

ne garantissent pas l'exactitude ou le caractère complet des informations contenues dans ce document, ni que l'utilisation d'une information, d'un équipement, d'une méthode ou d'un procédé quelconque décrits dans le présent document ne porte pas atteinte à des droits privatifs;

n'assument aucune responsabilité pour les dommages qui pourraient résulter de l'utilisation d'informations, d'équipements, de méthodes ou procédés décrits dans le présent document.

Ce rapport est vendu dans les bureaux de vente indiqués en 4e page de couverture

au prix de FF 27,80	FB 250,-	DM 18,30	Lit. 3.120,-	Fl. 18,-
---------------------	----------	----------	--------------	----------

Prière de mentionner, lors de toute commande, le numéro EUR et le titre qui figurent sur la couverture de chaque rapport.

Imprimé par SMEETS, Bruxelles
Luxembourg, juillet 1970

Le présent document a été reproduit à partir de la meilleure copie disponible.

EUR 4489 f

COMMISSION DES COMMUNAUTES EUROPEENNES

EUR 4489 f

NATURAL CONVECTION IN A TURBULENT REGION ALONG A FLAT VERTICAL PLATE by A. PIROVANO, S. VIANNAY and M. JANNOT (Sté Bertin & Cie)

Commission of the European Communities
Report prepared by Société BERTIN & Cie, Plaisir (France)
Euratom Contract No. 102-66-12 TEGF
Luxembourg, July 1970 - 178 Pages - 71 Figures - FB 250,-

Present knowledge of heat exchange by natural convection in a laminary system, in a fluid along a flat vertical wall is accurate and clear. By contrast, the generally accepted criterion for transition to turbulence (Grashof number or Rayleigh number for transition = constant) is inadequate and the heat exchange in the transition zone and in the region in which turbulence is fully developed has given rise to a number of theoretical and experimental studies, the conclusions of which are sometimes contradictory.

**RÉGIME TURBULENT
DANS UNE PLATE VERTICALE**

M. JANNOT

EUR 4489 f

NATURAL CONVECTION IN A TURBULENT REGION ALONG A FLAT VERTICAL PLATE by A. PIROVANO, S. VIANNAY and M. JANNOT (Sté Bertin & Cie)

Commission of the European Communities
Report prepared by Société BERTIN & Cie, Plaisir (France)
Euratom Contract No. 102-66-12 TEGF
Luxembourg, July 1970 - 178 Pages - 71 Figures - FB 250,-

Present knowledge of heat exchange by natural convection in a laminary system, in a fluid along a flat vertical wall is accurate and clear. By contrast, the generally accepted criterion for transition to turbulence (Grashof number or Rayleigh number for transition = constant) is inadequate and the heat exchange in the transition zone and in the region in which turbulence is fully developed has given rise to a number of theoretical and experimental studies, the conclusions of which are sometimes contradictory.

EUR 4489 f

NATURAL CONVECTION IN A TURBULENT REGION ALONG A FLAT VERTICAL PLATE by A. PIROVANO, S. VIANNAY and M. JANNOT (Sté Bertin & Cie)

Commission of the European Communities
Report prepared by Société BERTIN & Cie, Plaisir (France)
Euratom Contract No. 102-66-12 TEGF
Luxembourg, July 1970 - 178 Pages - 71 Figures - FB 250,-

Present knowledge of heat exchange by natural convection in a laminary system, in a fluid along a flat vertical wall is accurate and clear. By contrast, the generally accepted criterion for transition to turbulence (Grashof number or Rayleigh number for transition = constant) is inadequate and the heat exchange in the transition zone and in the region in which turbulence is fully developed has given rise to a number of theoretical and experimental studies, the conclusions of which are sometimes contradictory.

Bertin & Cie

TEGF

RESUME

Les connaissances actuelles sur les échanges thermiques par convection naturelle, en régime laminaire, d'un fluide le long d'une paroi plane verticale sont précises et cohérentes. Par contre le critère de transition à la turbulence généralement admis (Nombre de Grashof ou nombre de Rayleigh de transition = constante) est insuffisant et l'échange de chaleur dans le zone de transition et dans la région où la turbulence est pleinement développée a donné lieu à de nombreux travaux théoriques et expérimentaux dont les conclusions sont parfois contradictoires.

L'étude entreprise a pour but essentiel une meilleure connaissance des critères de transition à la turbulence et des échanges de chaleur dans les zones de transition et de régime turbulent pleinement développé d'une couche limite de convection naturelle le long d'une plaque plane verticale.

Un formulaire simple de critères définissant les frontières entre les différentes zones de la couche limite et des relations permettant de calculer l'échange de chaleur local en tout point de chacune de ces zones a été établi. En outre, les informations fournies par des visualisations de l'écoulement, par les tracés des profils de température et de vitesse du fluide et par les enregistrements simultanés des fluctuations de densité de flux de chaleur à la paroi et de température de fluide contribuent à une meilleure connaissance de la structure de la couche limite turbulente.

MOTS-CLES

CONVECTION
TURBULENCE
HEAT EXCHANGERS
GRASHOF NUMBER
RAYLEIGH NUMBER
LAYERS
FLUID FLOW
MEASUREMENT

TABLE DES MATIERES.

Pages

PRESENTATION.	7
Chapitre 1 - CONVECTION NATURELLE EN REGIME TURBULENT LE LONG D'UNE PLAQUE PLANE VERTICALE	
Résumé de l'ensemble des travaux réalisés.	11
1.1. - Introduction.	11
1.1.1. - But de l'étude.	11
1.1.2. - Dispositifs d'essais.	11
1.1.3. - Moyens de mesure.	12
1.2. - Coefficients d'échange.	13
1.2.1. - Régime laminaire.	15
1.2.2. - Zone d'apparition des instabilités.	15
1.2.3. - Zone de développement de la turbulence.	17
1.2.4. - Régime turbulent pleinement développé.	17
1.3. - Critères de transition.	19
1.3.1. - Apparition des premières instabilités.	19
1.3.2. - Développement de la turbulence.	19
1.3.3. - Turbulence pleinement développée.	20
1.4. - Profils de température et de vitesse.	20
1.4.1. - Les profils moyens de température ...	20
1.4.2. - Les profils moyens de vitesse ...	21
1.5. - Fluctuations de densité de flux et de température.	21
1.6. - Conclusion.	22
1.7. - Notations.	22
1.8. - Références bibliographiques.	23
Chapitre 2 - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.	25
2.1. - Etudes expérimentales.	26
2.2. - Etudes théoriques.	30
2.3. - Moyens d'essais.	33
2.3.1. - Mesure des vitesses.	34
2.3.2. - Mesure des flux de chaleur.	35
2.3.3. - Mesure des gradients de température.	36

2.4. - Notations.	36
2.5. - Liste des références bibliographiques.	37
Chapitre 3 - MOYENS MIS EN OEUVRE.	40
3.1. - Maquette d'essais.	40
3.1.1. - Dimensionnement du mur.	40
3.1.1.1. - Hauteur.	40
3.1.1.2. - Largeur.	41
3.1.2. - Chauffage du mur.	41
3.1.2.1. - Répartition des secteurs chauffants.	41
3.1.2.2. - Influence de la conduction dans la plaque.	42
3.1.2.3. - Disposition des résistances chauffantes.	45
3.1.3. - Implantation des moyens de mesure sur le mur.	46
3.1.3.1. - Mesure des flux de chaleur.	46
3.1.3.2. - Mesure des températures.	48
3.2. - Local d'essais.	51
3.3. - Disposition de la maquette dans le local d'essais.	52
3.4. - Dispositif de mesure.	54
3.4.1. - Fluxmètres.	54
3.4.1.1. - Principe et dimensionnement.	54
3.4.1.2. - Etalonnage.	56
3.4.1.3. - Calcul d'erreur.	59
3.4.2. - Visualisation par strioscopie à fente multiple.	62
3.4.3. - Mesure des vitesses par anémométrie.	64
3.4.3.1. - Rappel sur le principe des mesures.	64
3.4.3.2. - Appareillage utilisé.	66
3.4.3.3. - Etalonnage de la sonde.	67
3.4.4. - Mesure des profils de température.	67
3.5. - Notations.	70
3.6. - Liste des références bibliographiques.	71
Chapitre 4 - ECHANGE DE CHALEUR ET CRITERES DE TRANSITION.	72
4.1. - Mesures effectuées.	72
4.2. - Principes généraux du dépouillement.	73

4.3. - Interprétation des mesures d'échange de chaleur sur paroi isotherme.	
4.3.1. - Préliminaires.	76
4.3.2. - Ecoulement laminaire.	76
4.3.2.1. - Rappel théorique.	78
4.3.2.2. - Résultats expérimentaux.	78
4.3.2.3. - Conclusions.	79
4.3.3. - Zone de transition.	83
4.3.4. - Zone de développement de la turbulence.	85
4.3.4.1. - Critère d'apparition.	91
4.3.4.2. - Echange de chaleur.	92
4.3.5. - Ecoulement turbulent.	92
4.3.5.1. - Examen des résultats.	94
4.3.5.2. - Recherche d'une température de référence.	94
4.3.5.3. - Enoncé de la loi d'échange de chaleur.	105
4.3.5.4. - Critère d'apparition.	109
4.3.6. - Présentation des résultats sous forme moyenne.	112
4.3.7. - Comparaison des résultats avec des résultats antérieurs.	116
4.3.7.1. - Ecoulement laminaire.	116
4.3.7.2. - Ecoulement turbulent.	117
4.4. - Interprétation des mesures sur paroi non isotherme.	123
4.4.1. - Paroi à "densité de flux uniforme".	123
4.4.2. - Ecart de température croissant avec l'altitude.	125
4.4.2.1. - Résultats expérimentaux.	125
4.4.2.2. - Echange de chaleur.	129
4.4.2.3. - Critère de transition.	130
4.4.3. - Ecart de température décroissant en fonction de l'altitude.	132
4.5. - Notations.	136
4.6. - Liste des références bibliographiques.	137
Chapitre 5 - STRUCTURE DE LA COUCHE LIMITE TURBULENTE.	139
5.1. - Mesure des profils de température du fluide.	139
5.1.1. - Mesures effectuées.	139
5.1.2. - Dépouillement.	140

5.1.3. - Examen des résultats.	141
5.1.4. - Comparaison avec des travaux antérieurs.	143
5.1.5. - Conclusions.	144
5.2. - Corrélation des fluctuations de la densité de flux de chaleur la paroi et de la température du fluide.	150
5.2.1. - Mesures effectuées.	150
5.2.2. - Dépouillement.	153
5.2.3. - Examen des résultats.	156
5.2.4. - Conclusions.	158
5.3. - Visualisation des gradients de température du fluide.	158
5.3.1. - Mesures effectuées.	158
5.3.2. - Dépouillement.	162
5.3.3. - Résultats et conclusions.	170
5.4. - Mesure des profils de vitesse du fluide.	170
5.4.1. - Mesures effectuées.	171
5.4.2. - Dépouillement.	173
5.4.3. - Examen des résultats.	176
5.4.4. - Comparaison avec les résultats de CHEESEWRIGHT.	176
5.5. - Notations.	178
5.6. - Liste des références bibliographiques.	

PRESENTATION *)

L'étude expérimentale objet de ce rapport a été effectuée
 sous Contrat EURATOM
 dans les laboratoires de la Société BERTIN et Cie
 de décembre 1966 à juillet 1969

Les éléments nouveaux
 qu'elle apporte à la connaissance des phénomènes de
 CONVECTION NATURELLE
 sont le résultat d'un travail d'équipe.

L'ETUDE ...

entreprise a pour but essentiel une meilleure connaissance des critères de transition à la turbulence et des échanges de chaleur dans les zones de transition et de régime turbulent pleinement développé d'une couche limite de convection naturelle le long d'une plaque plane verticale. Des profils de température et de vitesse de fluide ont en outre été mesurés ainsi que les fluctuations simultanées de densité de flux de chaleur à la paroi et de température du fluide dans la couche limite turbulente. Ces mesures effectuées d'abord sur une paroi isotherme ont ensuite été reprises sur des parois soumises à des distributions de température croissante et décroissante avec l'altitude.

... SA MOTIVATION ...

est double :

- Les connaissances actuelles sur les échanges thermiques par convection naturelle, en régime laminaire, d'un fluide le long d'une paroi plane verticale sont précises et cohérentes. Par contre le critère de transition à la turbulence généralement admis (Nombre de Grashof ou nombre de Rayleigh de transition = constante) est insuffisant et l'échange de chaleur dans la zone de transition et dans la

*) Manuscrit reçu le 6 avril 1970

région où la turbulence est pleinement développée a donné lieu a de nombreux travaux théoriques et expérimentaux dont les conclusions sont parfois contradictoires. Or, du fait de l'utilisation des matériaux dans des conditions de plus en plus sévères, en particulier dans les techniques nucléaires, l'ingénieur de projet a besoin de formules simples mais précises lui permettant de calculer des répartitions de températures dans les divers éléments d'un ensemble industriel.

- Les recherches effectuées par la Société BERTIN et Cie, dans le cadre des contrats EURATOM 015.63.10 et 063.64.12 TEGF, ont abouti à la constitution d'un formulaire de convection naturelle dans des espaces confinés, établi pour permettre l'optimisation des calorifuges cellulaires. Elles ont fait apparaître l'insuffisance des connaissances actuelles sur la structure de la couche limite turbulente pour interpréter d'une manière complète les échanges de chaleur dans le domaine des écoulements turbulents. Bien que les conditions aux limites dans un espace confiné et sur une paroi plane unique soient différentes, dans certaines conditions d'essai, les structures des écoulements sont voisines : couches limites séparées dans une cellule, couche limite sur une paroi plane unique. Aussi l'étude fine des mouvements convectifs turbulents sur un mur plan vertical constitue-t-elle une première étape fondamentale vers une meilleure connaissance de la structure de la turbulence.

... SES RESULTATS ...

correspondent au double but poursuivi :

- Un formulaire simple de critères définissant les frontières entre les diverses zones de la couche limite et de relations permettant de calculer l'échange de chaleur local en tout point de chacune de ces zones a été établi.
- Les informations fournies par les visualisations de l'écoulement de convection naturelle, par les tracés de profils moyens dans le temps de température et de vitesse du fluide et par les enregistrements simultanés des fluctuations de la densité de flux de chaleur à la paroi et de la température du fluide contribuent à une meilleure connaissance de la structure de la couche limite turbulente.

L'EQUIPE DE TRAVAIL :

Monsieur Japik TERPSTRA, ingénieur à la Direction Industrie, a assuré le suivi et le contrôle technique de l'étude pour l'EURATOM.

A la Société BERTIN et Cie, la recherche a été effectuée dans le Département des Transferts de Chaleur et de Masse dirigé par Monsieur Georges MORDCHELLES-REGNIER.

Monsieur Stéphane VIANNAY, ingénieur, a assuré l'ensemble des travaux de conception des dispositifs d'essais, de mise au point des moyens de mesure, de réalisation des expériences proprement dites, de dépouillement et d'interprétation. Il a été directement assisté dans ces tâches par Monsieur Marcel LEGENDRE, projeteur, Monsieur Michel FUSIER, agent technique et Monsieur Rolland CORMENIER, assistant technique. Il a pu, en outre, faire appel aux conseils et aux compétences de plusieurs ingénieurs de la Société et, en particulier, à ceux de Monsieur Pierre MICHEAU, conseiller scientifique, et de Messieurs Marcel JANNOT et Alain PIROVANO responsables de la direction de cette recherche.

LE RAPPORT ...

rédigé par Messieurs JANNOT, PIROVANO et VIANNAY présente en cinq chapitres les résultats de ce travail d'équipe.

Le premier chapitre constitue un résumé de l'ensemble de l'étude avec ses principaux résultats. Il est destiné aussi bien au lecteur pressé qui veut connaître l'essentiel des éléments nouveaux apportés par la recherche effectuée qu'au spécialiste qui souhaite se faire une opinion avant d'étudier en détail tel point particulier qui l'intéresse.

Les quatre autres chapitres développent ce résumé en présentant successivement : l'étude bibliographique, les moyens mis en oeuvre (dispositifs d'essais et de mesure), les mesures locales d'échange de chaleur et les critères de transition entre les différentes zones de la couche limite, les informations recueillies sur la structure de la turbulence.

Pour faciliter la lecture, chaque chapitre comporte, in fine, sa propre table de notations (bien que celles-ci soient homogènes pour l'ensemble du texte) et sa propre liste de références bibliographiques.

La table des matières est donnée en fin de rapport.

Enfin un fascicule annexe rassemble les tableaux de mesure et de dépouillement. Superflu pour la compréhension du rapport, ce deuxième fascicule peut être consulté à l'EURATOM ou à la Société BERTIN et Cie par les chercheurs intéressés.

CHAPITRE 1.

CONVECTION NATURELLE EN REGIME TURBULENT

LE LONG D'UNE PLAQUE PLANE VERTICALE*

résumé de l'ensemble des travaux réalisés.

1.1. - INTRODUCTION.1.1.1. - But de l'étude.

Les connaissances actuelles sur l'échange de chaleur par convection naturelle, en régime laminaire, d'un fluide le long d'une plaque plane verticale isotherme sont précises et cohérentes. L'étude expérimentale présentée ici a pour but principal la détermination d'un critère de transition plus complet que celui généralement admis (nombre de Grashof ou nombre de Rayleigh de transition = constante) et l'établissement des lois de variation du coefficient d'échange thermique dans les zones de transition et de régime turbulent pleinement développé, les résultats théoriques et expérimentaux connus étant contradictoires. Des informations ont en outre été recueillies sur la variation du coefficient d'échange dans la zone de régime laminaire, sur les fluctuations de la densité de flux de chaleur à la paroi et de la température du fluide dans la couche limite ainsi que sur les profils moyens de la température et de la vitesse du fluide.

1.1.2. - Dispositifs d'essais.

Le dispositif d'essais principal est une plaque en aluminium de 3,20 m de hauteur et de 1,00 m de largeur dont la face avant est polie pour rendre faibles les échanges par rayonnement. La face arrière est munie de 14 circuits chauffants indépendants en fil résistant blindé shoopés sur la plaque. Cette disposition permet de rendre la face avant "isotherme" - différence de température inférieure à 3 °C entre le point le plus chaud et le point le plus froid - jusqu'à un niveau

* Ce chapitre reproduit le texte d'une communication de la Société BERTIN et Cie présentée par la Société Française des Thermiciens à la Quatrième Conférence Internationale sur le Transfert de Chaleur (Versailles 31 août - 5 septembre 1970)

de température de 170 °C. Cette plaque est placée dans un local étanche de 9,80 m de diamètre et de 8,80 m de hauteur où la température de l'ambiance - air à la pression atmosphérique - diffère au maximum de 2 °C entre le sol et le toit.

Un dispositif complémentaire sert à étudier la transition dans une plus large plage de variation des paramètres explorés. Il est constitué par une paroi en laiton de 1,00 m de hauteur chauffée par un bain d'huile agité et placée dans une enceinte résistante à la pression, munie de hublots permettant la visualisation. La face avant de cette plaque est isotherme et peut être chauffée jusqu'à 120 °C. La température de l'ambiance intérieure - N₂ ou CO₂ sous des pressions de 1 à 30 bars - reste voisine de la température extérieure.

1.1.3. - Moyens de mesure.

Le dispositif d'essais sous pression est muni de thermocouples d'ambiance et de paroi ; un manomètre indique la pression intérieure à l'enceinte. La couche limite est visualisée par interférométrie différentielle [1] à travers les hublots.

Sur le dispositif d'essais principal, la température de paroi est mesurée par 40 thermocouples noyés dans la plaque. Six points de mesure de la température ambiante sont répartis dans le local d'essais à différentes altitudes.

La densité de flux de chaleur locale est mesurée par 13 fluxmètres placés aux altitudes suivantes : $x = 0,05 ; 0,15 ; 0,35 ; 0,60 ; 0,85 ; 1,10 ; 1,35 ; 1,60 ; 1,85 ; 2,10 ; 2,35 ; 2,60 ; 2,85$ m. Chacun de ces appareils est composé d'un canon en cuivre de 13 mm de diamètre intérieur à un bout duquel est brasée une pastille de constantan de 0,08 mm d'épaisseur munie en son centre d'un fil de cuivre soudé. Ce système, qui constitue un thermocouple différentiel, est installé dans la plaque plane de telle sorte que la pastille de constantan affleure sa face avant ; il ne crée pas d'autre perturbation notable que celle due à la chute de température dans le constantan (5 °C environ pour la densité de flux maximale de 1200 W/m²). La chute de température entre la périphérie et le centre de la pastille de constantan et, par conséquent, la force électromotrice sont fonction de la densité de flux de chaleur dissipée par la plaque. On peut montrer théoriquement que, dans le domaine de températures de paroi (60 à 170 °C) et de densités de

flux (170 à 1200 W/m²) exploré, la réponse de ce dispositif est linéaire. La sensibilité et l'émissivité de surface pouvant varier d'un appareil à l'autre compte tenu des aléas de fabrication, les 13 fluxmètres ont été étalonnés préalablement à leur installation dans la plaque. Les sensibilités sont comprises entre 0,15 et 0,21 $\mu\text{V}/\text{W}/\text{m}^2$ et les émissivités entre 0,14 et 0,17 ; les temps de réponse sont voisins de 2 secondes.

La température du fluide dans la couche limite est mesurée à des distances de la paroi comprises entre 0,4 et 210,0 mm à l'aide d'un thermocouple chromel-alumel en fil de 0,1 mm, le diamètre du point chaud étant de 0,2 mm. Le temps de réponse de ce système est de l'ordre de 0,5 seconde.

La vitesse du fluide dans la couche limite est mesurée à des distances de la paroi comprises entre 0,7 et 210,0 mm à l'aide d'un anémomètre à fil chaud de type DISA muni d'une sonde en fil de tungstène platiné de 5 μ de diamètre et de 3 mm de longueur.

L'écoulement de fluide le long de la plaque est visualisé par interférométrie différentielle pour observer la transition et par une méthode de strioscopie à fente multiple qui, utilisée avec un système optique astigmaté, permet d'obtenir directement la courbe du gradient de température dans la couche limite et en particulier à la paroi.

1.2. - COEFFICIENTS D'ECHANGE.

Le signal électrique délivré par les fluxmètres est amplifié et recueilli sur un enregistreur. La chaîne de mesure constituée par l'amplificateur et l'enregistreur est étalonnée à l'aide de sources de tension calibrées de 40, 100 et 200 μV . Dans la zone de régime laminaire, le signal obtenu est stable. Par contre, dès que l'écoulement présente des instabilités, le signal recueilli est fluctuant : sa valeur moyenne dans le temps est obtenue en planimétrant l'enregistrement. Connaissant la sensibilité de chaque fluxmètre et l'écart ΔT entre la température de la paroi T_p et celle de l'ambiance T_A , il est aisé de traduire la mesure en un coefficient d'échange h moyen dans le temps mais local dans l'espace, après avoir

déduit de la densité de flux brute la part due au rayonnement. Les valeurs de h ainsi obtenues sont confirmées par les mesures de gradient de température à la paroi.

Les variations de ce coefficient d'échange thermique h en fonction de l'altitude x sont représentées sur la figure 1.1. pour deux écarts de température ΔT .

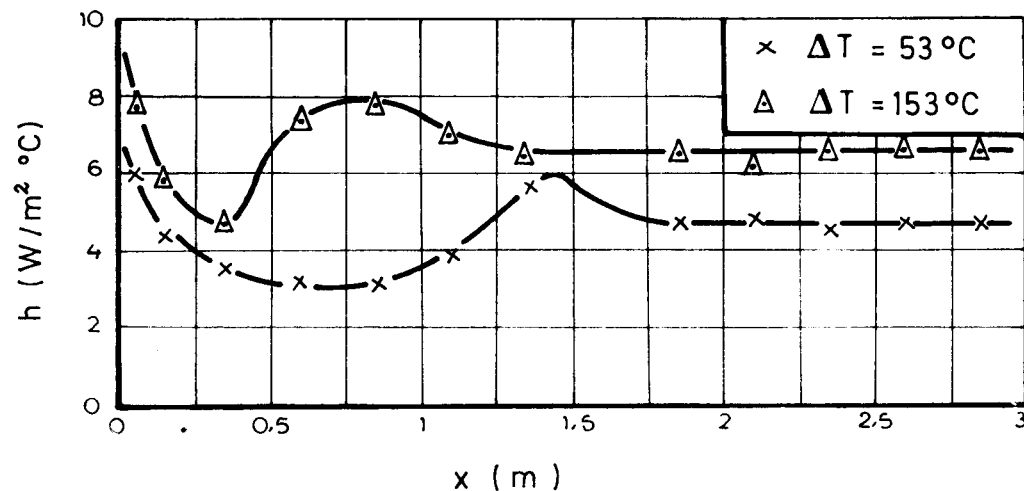


Fig. 1.1. Evolution du coefficient d'échange thermique en fonction de l'altitude.

Au total, six essais sur paroi isotherme, donnant 69 points de mesure exploitables, ont été effectués avec les écarts de température suivants : $\Delta T = 53$; 72 ; 108 ; 110,5 ; 152,5 ; 153 °C. Les températures ambiantes correspondantes étaient respectivement : $T_A = 10,5$; 22,5 ; 12 ; 24 ; 12 ; 7,5 °C.

Chacun de ces six essais montre quatre zones dans l'évolution de h quand x croît de 0 à 2,85 m :

- zone 1 : régime laminaire, h décroît,
- zone 2 : apparition des instabilités, h croît;
- zone 3 : développement de la turbulence, h décroît,
- zone 4 : régime turbulent pleinement développé, h est constant.

1.2.1. - Régime laminaire.

Si on admet que, de l'origine de la plaque jusqu'à la limite qui sera définie plus loin par le critère d'apparition des premières instabilités, le nombre de Nusselt local Nu_x est lié au nombre de Grashof local Gr_x par une relation de la forme $Nu_x = C \cdot Gr_x^{1/4}$, l'ensemble des points de mesure de cette zone est très bien représenté (voir figure 1.2.), avec des écarts inférieurs à 5 %, par :

$$Nu_x = 0,363 \cdot Gr_x^{1/4} \quad (1.1.)$$

Dans le calcul du nombre de Grashof, le coefficient de dilatation cubique β est pris égal à $1/T_A$ (T_A exprimé en degrés Kelvin) comme le préconisent SPARROW et GREGG [2]. Ces auteurs recommandent de calculer les autres caractéristiques physiques du fluide, qui entrent dans les nombres de Nusselt et de Grashof, à la température de référence $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$ mais montrent que pour $1,0 < T_p/T_A < 1,5$ (T_p et T_A exprimés en degrés Kelvin), le choix pour T_R d'une valeur quelconque comprise entre T_p et T_A n'entraîne pas d'erreur notable sur la valeur calculée du coefficient d'échange h . Dans les essais présentés ici T_p/T_A varie de 1,19 à 1,54 ; les dépouillements effectués avec plusieurs valeurs de T_R ne font pas apparaître de variation significative de la valeur de la constante C .

La valeur de cette constante donnée dans la relation (1.1.) est supérieure de 1 % à celle préconisée par SCHMIDT et BECKMANN [3], inférieure de 4 % à celle calculée par ECKERT [4], supérieure de 3 % à celle obtenue par OSTRACH [5] et inférieure de 6 % à celle mesurée par COUTANCEAU [6].

1.2.2. - Zone d'apparition des instabilités.

Le nombre de points de mesure obtenu dans cette zone (voir figure 1.2.) est insuffisant pour permettre des conclusions chiffrées. Le coefficient d'échange croît rapidement avec l'altitude et le nombre de Nusselt semble dépendre à la fois du nombre de Grashof et de l'écart de température, quelle que soit la température de référence choisie pour calculer les propriétés physiques du fluide.

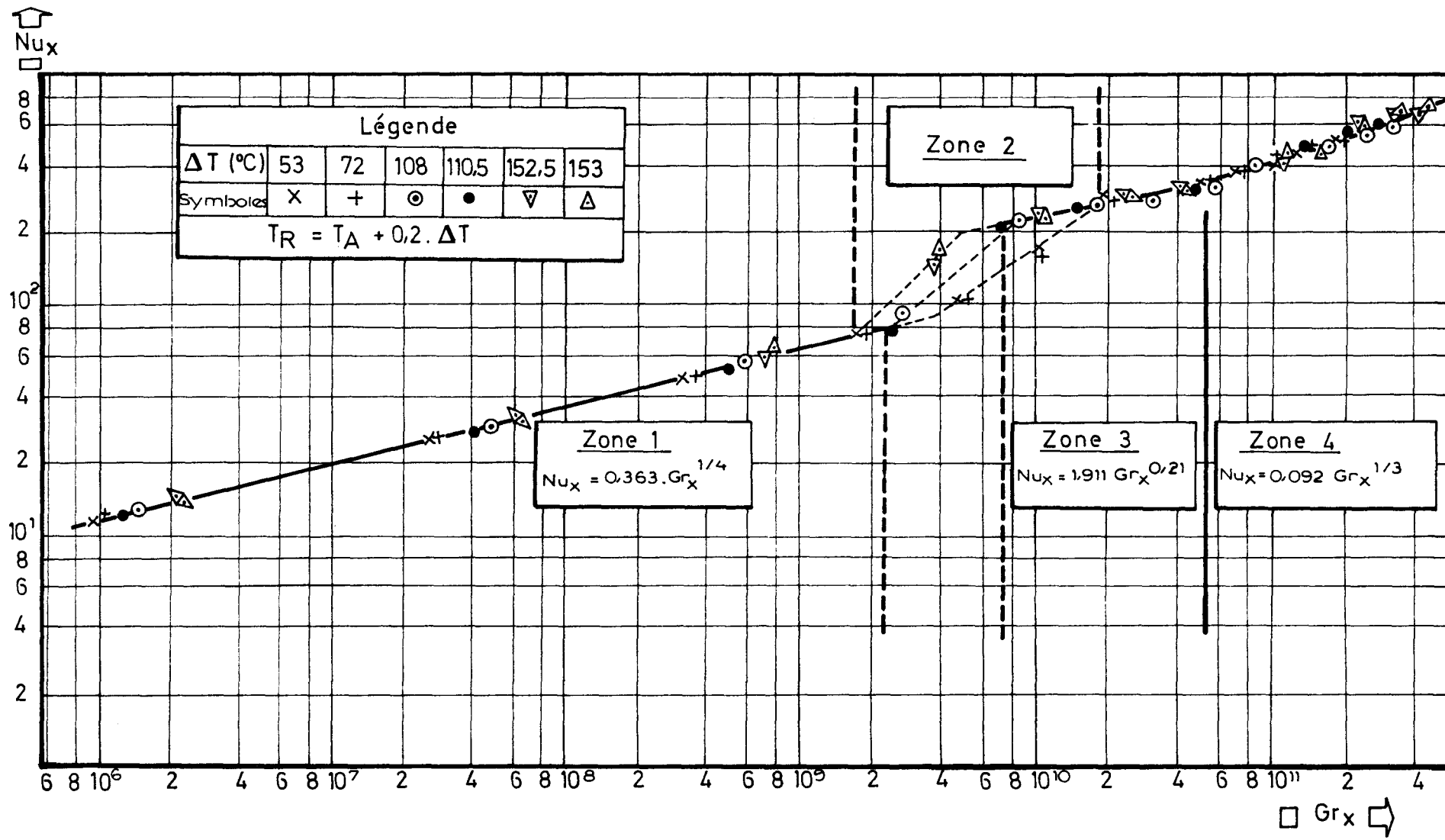


Fig. 1.2. Variations du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Grashof local pour l'ensemble des points de mesure sur paroi isotherme.

Toutes les mesures effectuées par COUTANCEAU [6] en dehors du régime laminaire, se situent dans cette zone. La plaque utilisée dans son système a 1,03 m de hauteur, l'écart de température maximal atteint est de 77 °C et le fluxmètre le plus haut est situé à l'altitude $x = 0,767$ m ; or, la figure 1.1. montre que, pour $\Delta T = 53$ °C, la fin de la zone 2 se situe au dessus de $x = 1,35$ m et, pour $\Delta T = 153$ °C, entre $x = 0,60$ m et $x = 0,85$ m. COUTANCEAU a bien trouvé une croissance rapide de $h - h$ croît comme $x^{0,245}$ d'après ses résultats - mais, à Gr_x donné, Nu_x est d'autant moins élevé que ΔT est plus grand ce qui est surprenant et en contradiction avec les indications de la figure 1.2.

1.2.3. - Zone de développement de la turbulence.

Les points de mesure obtenus dans cette zone, où les visualisations révèlent un épaissement notable de la couche limite, sont bien représentés (voir figure 1.2.), avec des écarts inférieurs à 6 %, par :

$$Nu_x = 1,911 \cdot Gr_x^{0,21} \quad (1.2.)$$

où le coefficient de dilatation cubique β est toujours pris égal à $1/T_A$ (T_A en °K) et les autres caractéristiques physiques calculées à $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$. Compte tenu du nombre limité de points de mesure disponible dans cette zone, l'étude de l'influence de la température de référence n'a pas été effectuée et la valeur donnée ci-dessus a été choisie par analogie avec les résultats de la zone où la turbulence est pleinement développée.

1.2.4. - Régime turbulent pleinement développé.

Les courbes de h en fonction de x ne montrant, pour un ΔT donné, aucune variation significative de h , dans cette zone, la loi d'échange de chaleur peut s'écrire $Nu_x = K \cdot Gr_x^{1/3}$. La valeur de K n'est constante pour l'ensemble des vingt-six points de mesure disponibles que si les caractéristiques physiques du fluide sont calculées à la température de référence $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$ (β étant toujours pris égal à $1/T_A$). Le choix de toute autre valeur de T_R entre T_p et T_A conduit à une évolution de K avec ΔT .

L'ensemble des points de mesure disponibles est alors bien représenté (voir figure 1.2.), avec des écarts inférieurs à 5 %, par :

$$\text{Nu}_x = 0,092 \cdot \text{Gr}_x^{1/3} \quad (1.3.)$$

Les seuls résultats locaux directement comparables à ceux de cette étude sont dus à WARNER et ARPACI [7] et à CHEESEWRIGHT [8]. WARNER et ARPACI ont observé une décroissance du coefficient d'échange en début de couche limite turbulente suivie d'une stabilisation plus ou moins nette mais n'ont pas exprimé leurs résultats sous forme d'une loi d'échange locale. CHEESEWRIGHT a obtenu, avec une méthode de mesure moins directe que celle utilisée ici, des valeurs de Nu_x supérieures de 10 à 20 % à celles données par les relations (1.2.) et (1.3.) mais dont l'évolution en fonction de Gr_x est semblable.

L'intégration des résultats locaux montre que, dans le domaine étudié, aucune corrélation simple ne rend compte des variations du nombre de Nusselt moyen Nu qui dépend à la fois du nombre de Grashof moyen Gr et de l'écart de température ΔT .

Les résultats de mesures globales, effectuées dans des conditions (nature et pression du fluide, écart de température paroi-fluide) très diverses, ont été présentés par leurs auteurs sous la forme $\text{Nu} = A \cdot \text{Ra}^{1/3}$ en calculant les propriétés physiques du fluide à la température de référence $T_R = T_p \pm 0,5 \cdot \Delta T$. De ce fait, la comparaison avec les résultats présents n'est pas aisée. Seuls WARNER et ARPACI [7] ont travaillé dans des conditions semblables (air à la pression atmosphérique, $\Delta T \approx 50$ °C) : ils ont trouvé $A = 0,10$. Les points d'essais relatifs aux écarts de température 53 et 72 °C de cette étude, dépouillés avec les conventions énoncées ci-dessus, vérifient parfaitement cette valeur. Rappelons que SAUNDERS [9] a trouvé $A = 0,11$ pour de l'air sous pression et $\Delta T \approx 50$ °C et KING [10] $A = 0,13$ en interprétant les résultats obtenus par plusieurs expérimentateurs avec des gaz et des liquides.

1.3. - CRITERES DE TRANSITION.

1.3.1. - Apparition des premières instabilités.

Pour des conditions d'essais fixées, l'altitude x_1 à laquelle apparaissent les premières instabilités dans la couche limite, est variable. Deux méthodes de mesure permettent de situer sa valeur moyenne dans le temps : la visualisation par interférométrie différentielle et l'enregistrement des signaux délivrés par les fluxmètres ; leurs indications sont concordantes. Lors des vingt-cinq expériences réalisées sur paroi isotherme avec les deux dispositifs d'essais pour déterminer le critère d'apparition des premières instabilités, la pression du fluide a varié de 1 à 30 bars et l'écart de température paroi fluide de 15 à 153 °C.

L'analyse dimensionnelle du phénomène, à partir des équations générales [11], permet de définir trois groupements adimensionnels qui caractérisent chacun un des paramètres explorés : hauteur de transition, pression du fluide, écart de température paroi-fluide. La corrélation des vingt-cinq points de mesure disponibles conduit à :

$$\frac{g \cdot \beta \cdot x_1}{C_p} = 0,546 \cdot 10^{13} \cdot \left[\left(\frac{C_p}{\beta} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{g \cdot \nu} \right]^{-3/2} \cdot \frac{1}{\beta \cdot \Delta T} \quad (1.4.)$$

Cette relation, obtenue en calculant les propriétés physiques du fluide à la température de référence $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$, représente les résultats expérimentaux avec la moindre dispersion. Elle définit la frontière entre les zones 1 et 2 de la couche limite, en accord avec les mesures d'échange de chaleur : les densités de flux mesurées à une altitude $x > x_1$, pour des conditions données, conduisent à un nombre de Nusselt local supérieur à celui calculé par la relation (1.1.).

1.3.2. - Développement de la turbulence.

Appelons x_2 l'altitude correspondant à la frontière entre les zones 2 et 3 de la couche limite. Pour $x_1 < x < x_2$, les premières instabilités apparaissent et h croît avec x ; pour $x > x_2$, la turbulence se développe et h décroît jusqu'à la

limite $h = Cte$ dans la zone turbulente pleinement développée. En traçant h en fonction de x/x_1 , pour les six essais décrits précédemment, on constate que :

$$1,2 \leq \frac{x_2}{x_1} \leq 1,6 \quad (1.5.)$$

Le faible nombre de points de mesure disponible dans cette zone ne permet pas de tirer de conclusions plus précises.

1.3.3. - Turbulence pleinement développée.

L'altitude x_3 à laquelle la turbulence est pleinement développée et où h devient indépendant de x est représentée par (voir figure 1.2.) :

$$Gr_{x_3} = 5,4 \cdot 10^{10} \quad (1.6.)$$

où $\beta = 1/T_A$ (T_A en °K), les autres propriétés physiques du fluide étant calculées à $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$.

1.4. - PROFILS DE TEMPERATURE ET DE VITESSE.

1.4.1. - Les profils moyens de température mesurés dans la zone turbulente pleinement développée recoupent bien ceux obtenus par WARNER et ARPACI [7] et CHEESEWRIGHT [8]. De plus, les valeurs mesurées à des distances y de la paroi comprises entre 0,4 et 2,5 mm vérifient la relation :

$$\frac{T - T_A}{T_p - T_A} = - 0,092 \cdot \frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} + 1 \quad (1.7.)$$

dérivée de la relation (1.3.) en écrivant que $(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y})_p = - h \cdot \Delta T$.

Enfin, dans le domaine étudié, le profil de température est indépendant de l'altitude dans la zone turbulente pleinement développée. Les profils mesurés aux divers écarts de température ΔT se confondent si on les représente à l'aide des variables réduites $(T - T_A)/(T_p - T_A)$ et $Gr_x^{1/3} \cdot y/x$. Cette représentation permet de constater que l'épaisseur physique $\delta_{0,99}$ de la couche limite thermique peut s'exprimer par :

$$\delta_{0,99} = 400 \cdot x \cdot Gr_x^{-1/3} \quad (1.8.)$$

1.4.2. - Les profils moyens de vitesse mesurés dans la zone turbulente pleinement développée sont en bon accord avec ceux de CHEESEWRIGHT [8]. Ces mesures n'ont toutefois qu'un intérêt limité du fait de la trop faible sensibilité des appareils utilisés et de leur manque de compensation en température.

1.5. - FLUCTUATIONS DE DENSITE DE FLUX ET DE TEMPERATURE.

La figure 1.3. montre l'allure des signaux délivrés simultanément par le fluxmètre situé à l'altitude $x = 1,85$ m et par le thermocouple situé à la même altitude et à 0,4 mm de la paroi, lorsque celle-ci est à une température supérieure de 153 °C à la température ambiante.

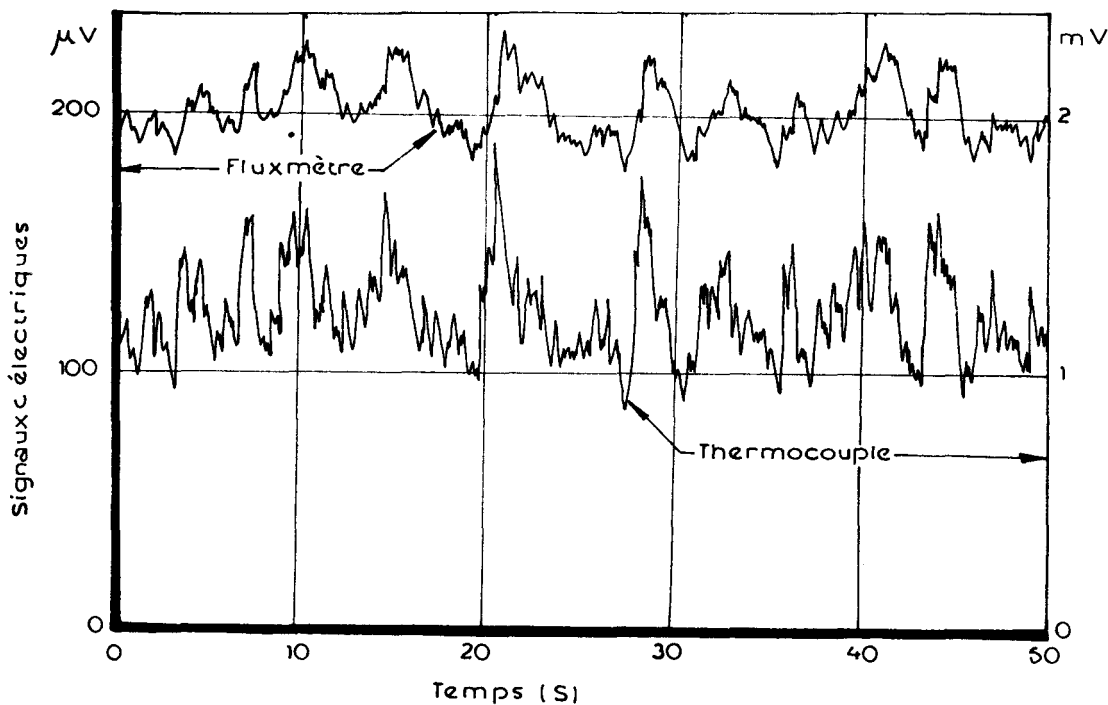


Fig. 1.3. Allure des fluctuations simultanées de la densité de flux de chaleur à la paroi et de la température du fluide dans la couche limite.

L'analyse de plusieurs enregistrements de ce type met en évidence que le taux de corrélation entre les fluctuations de la densité de flux à la paroi et les fluctuations de la température du fluide, à des distances de la paroi comprises entre 0,4 et 3 mm, est, malgré les temps de réponse différents des deux capteurs, de

0,75 lorsque le thermocouple est à l'altitude correspondant au centre du flux-mètre et de 0,65 lorsqu'il est à une altitude inférieure de 15 mm à la précédente.

Ces constatations, jointes au fait que la répartition de la température moyenne du fluide au voisinage de la paroi peut être déduite de la densité de flux - voir relation (1.7.) -, montrent qu'il existe au voisinage de la paroi une zone où la conductivité turbulente semble être négligeable devant la conductivité moléculaire.

1.6. - CONCLUSION.

Cette étude expérimentale précise la valeur du coefficient d'échange thermique dans les différentes zones d'une couche limite de convection naturelle le long d'une plaque plane verticale isotherme ainsi que les limites de ces zones : relations (1.1.) à (1.6.). Elle permet d'expliquer des divergences apparentes entre certains résultats antérieurs.

De nombreuses autres informations, qui ont dû être ici très résumées, ont été obtenues sur les profils moyens de la température et de la vitesse du fluide et sur les fluctuations simultanées de la densité de flux de chaleur à la paroi et de la température du fluide. En plus de leur intérêt immédiat, tous ces résultats constituent une source de renseignements précieuse pour des études théoriques sur la transition et la turbulence.

Signalons enfin que des mesures identiques, quoique moins complètes, ont été effectuées sur des parois soumises à des distributions linéaires de température croissante et décroissante avec l'altitude.

1.7. - NOTATIONS.

C_p	Chaleur spécifique à pression constante du fluide,
g	Accélération de la pesanteur,
Gr	Nombre de Grashof,
h	Coefficient d'échange thermique,
Nu	Nombre de Nusselt,

Ra	Nombre de Rayleigh,
T, T _p , T _A	Températures du fluide en un point, de la paroi, du fluide au loin,
x	Altitude mesurée au-dessus du bord inférieur de la plaque,
y	Distance d'un point à la surface de la plaque,
β	Coefficient de dilatation cubique du fluide,
$\delta_{0,99}$	Epaisseur physique de la couche limite thermique,
ΔT	Ecart de température entre paroi et fluide au loin,
λ	Conductivité thermique du fluide,
ν	Viscosité cinématique du fluide.

1.8. - REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

- [1] G. MORDCHELLES-REGNIER et M. JANNOT, AFITAE, 2ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Toulouse (8-9 nov. 1965).
- [2] E.M. SPARROW et J.L. GREGG, Trans. ASME, Paper 57-A-46 (1958).
- [3] E. SCHMIDT et W. BECKMANN, Tech. Mech. u. Thermodynamik, 1, p. 341/349 et 391/406 (1930).
- [4] E.R.G. ECKERT, Introduction to the Transfer of Heat and Mass, Mc Graw-Hill, p. 162 (1950).
- [5] S. OSTRACH, NACA rep. 1111 (1953).
- [6] J. COUTANCEAU, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 12, n° 7, p. 753/768 (1969).
- [7] C.Y. WARNER et V.S. ARPACI, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 11 n° 3, p. 397/406 (1968).
- [8] R. CHEESEWRIGHT, Trans. ASME, Paper 67-HT-17 (1967).

- [9] O.A. SAUNDERS, Proc. Roy. Soc. A., vol. 157 (1936).
- [10] W.J. KING, Mech. Engineering, n° 54 (1932).
- [11] M. JANNOT, G. MORDCHELLES-REGNIER et J. TERPSTRA, C.R. Hebd. Seanc. Acad. Sci. Paris, t. 267, Série A, p. 617/620 (1968).

CHAPITRE 2.

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

L'étude de la convection naturelle sur des surfaces verticales a déjà fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Depuis la résolution analytique, par LORENZ [1] en 1881, des équations de l'écoulement laminaire d'un gaz sur une surface plane verticale chauffée, des mesures de profils de vitesse et de température par SCHMIDT et BECKMAN [2] et [3], KENNARD [4], GRIFFITHS et DAVIS [5], des mesures de flux local par NUSSELT et JUERGES [6], GRIFFITHS et DAVIS [5], KOCH [7] des mesures de coefficient d'échange par de nombreux expérimentateurs [5], [8], [9], [10], [6], [12], [13], [2] et [14], des visualisations de couches limites laminares par SCHMIDT [3], KENNARD [4], ECKERT et SOEHNGEN [15] et [16] et des analyses mathématiques par POHLHAUSEN, SQUIRE [17], OSTRACH [18] et SPARROW et GREGG [19] ont permis de bien décrire les phénomènes qui régissent l'écoulement laminaire.

Des mesures effectuées par ECKERT et SOEHNGEN [15] et SZEWCZYK, des études empiriques de VAN DRIEST et OOSTHUIZEN et des analyses mathématiques telles celle de SZEWCZYK [20] semblent indiquer comme critère de transition entre le régime laminaire et le régime turbulent une valeur critique du nombre de Grashof. Des études récentes effectuées dans le cadre d'un contrat EURATOM par la Société BERTIN et Cie [21], [22] ont montré que ce critère était insuffisant et ont mis en évidence l'importance d'autres paramètres.

Les expériences effectuées dans le domaine turbulent sont beaucoup moins complètes et les tentatives de résolution analytique ne concordent pas parfaitement avec les résultats expérimentaux.

Les paragraphes suivants font le point des publications connues sur ces sujets et sur les moyens de mesure utilisés dans les études antérieures.

2.1. - ETUDES EXPERIMENTALES.

En 1922, GRIFFITHS et DAVIS [5] ont fait des mesures sur des plaques planes et des cylindres verticaux, de grandes dimensions et placés dans de l'air à la pression atmosphérique.

Ils ont constaté que la densité locale de flux de chaleur décroît à partir du bas de la surface, passe par un minimum, croît ensuite légèrement et enfin devient constante.

Pour la zone à flux constant le résultat peut être exprimé au moyen de la relation :

$$Nu_x = C. (Gr_x \cdot Pr)^{1/3} \quad (2.1.)$$

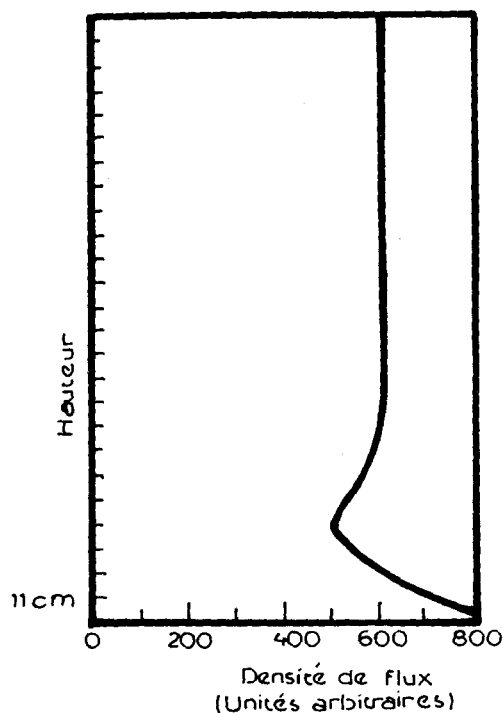


Fig. 2.1.

Les auteurs attribuent la zone à flux constant à un régime turbulent pleinement développé. Le nombre de Rayleigh local ($Ra_x = Gr_x \cdot Pr$) correspondant au début du palier est compris entre 10^9 et 10^{10} . L'allure de la courbe de flux tout au long de la plaque est schématisée sur la figure 2.1.

GRIFFITHS et DAVIS ont également mesuré des vitesses dans la couche limite turbulente de convection naturelle le long d'un mur plan vertical. Ils ont fait ces mesures surtout pour avoir une idée de la nature des profils. Les points expérimentaux sont trop peu nombreux pour permettre le tracé de profils précis.

Quelques auteurs ont cependant tenté d'interpréter le phénomène à l'aide de profils de vitesse et de température évalués à partir de ces valeurs expérimentales.

SAUNDERS [12] a fait des mesures globales de densité de flux de chaleur sur de petites plaques verticales placées dans de l'air sous pression. Les résultats obtenus en régime turbulent sont corrélés sous la forme moyenne suivante.

$$Nu = 0,11. (Gr.Pr)^{1/3} \quad (2.2.)$$

Cette relation est en bon accord avec les résultats de GRIFFITHS et DAVIS. Elle est valable dans le domaine $10^9 < Gr.Pr < 10^{12}$.

MICHEW [23] a fait de nombreuses expériences dans des conditions variées. Il a utilisé des cylindres, des fils, des plaques planes, des sphères de toutes dimensions. Les fluides employés étaient soit de l'air à la pression atmosphérique ou sous pression, soit des liquides. Pour le régime turbulent de convection naturelle, ses résultats expérimentaux sont groupés par la relation suivante :

$$Nu = 0,135. (Gr.Pr)^{1/3} \quad (2.3.)$$

qui, d'après l'auteur, est valable pour $2.10^7 < Gr.Pr < 10^{13}$. Il faut noter que la valeur 2.10^7 est arbitraire. En fait d'après le graphique où sont reportés les points expérimentaux, le passage du régime laminaire au régime turbulent s'effectue entre $10^7 < Gr.Pr < 10^9$.

FUJII [24] a fait des expériences sur un cylindre de 35 cm de haut plongé dans de l'éthylène-glycol, fluide dont le nombre de Prandtl est de l'ordre de 30. La valeur maximale atteinte pour le nombre de Rayleigh est égale à 8.10^{10} environ.

Il a observé une répartition des coefficients d'échange locaux, le long de la hauteur du cylindre, donnée par la figure 2.2. que l'on peut rapprocher de celle obtenue par GRIFFITHS et DAVIS. Mais ici, dans la zone où l'écoulement est turbulent, le coefficient d'échange, au lieu d'être constant, décroît légèrement.

Les résultats sont corrélés par les relations suivantes :

$$Gr . Pr < 8,5.10^9 \quad Nu_x = 0,49 . (Gr_x . Pr)^{1/4} \quad (2.4.)$$

$$Nu = 0,65 . (Gr . Pr)^{1/4} \quad (2.5.)$$

$$8,5 \cdot 10^9 < Gr \cdot Pr < 8 \cdot 10^{10} \quad Nu_x = 0,87 \cdot (Gr_x \cdot Pr)^{1/4} \quad (2.6.)$$

$$Nu = 1,16 \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4} - 155 \quad (2.7.)$$

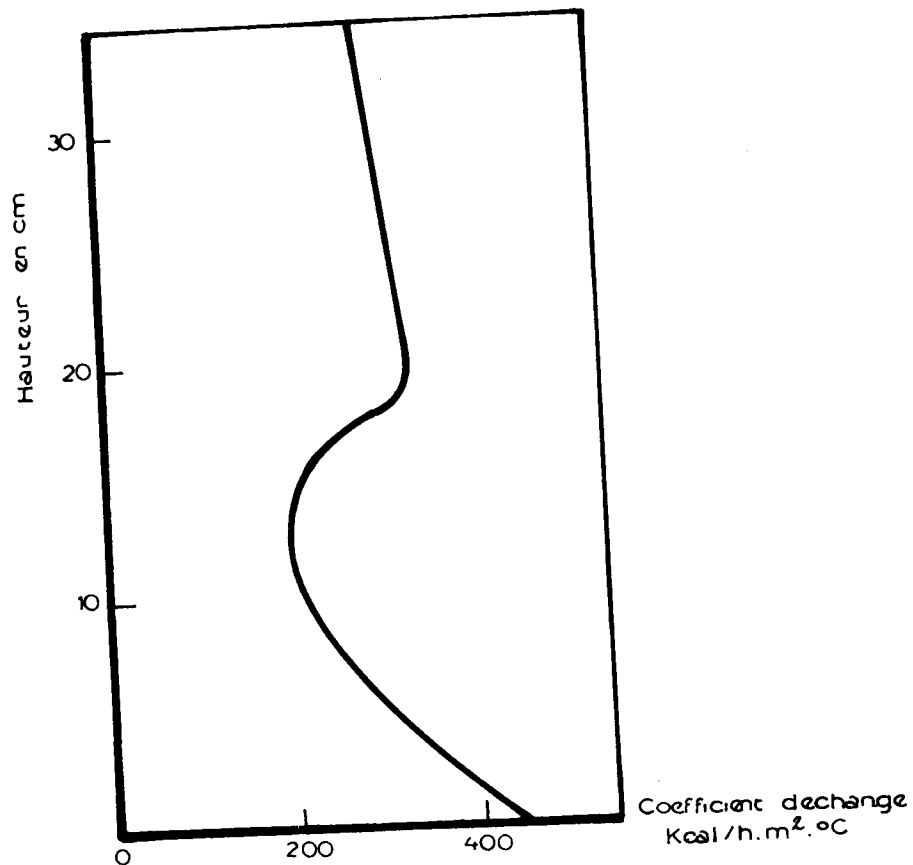


Fig. 2.2.

Les travaux de TOULOUKIAN, HAWKINS et JAKOB [14] ont porté sur l'étude de la convection naturelle le long de cylindres verticaux placés dans de l'eau ou du glycol-éthylène.

Pour des nombres de Rayleigh compris entre $5 \cdot 10^{10}$ et 10^{12} pour ces deux liquides ils ont obtenu la relation :

$$Nu = 0,0674 \cdot [Gr \cdot Pr^{1,29}]^{1/3} \quad (2.8.)$$

Plus particulièrement pour le glycol-éthylène ils ont trouvé :

$$Nu = 0,0939 \cdot [Gr \cdot Pr]^{1/3} \quad (2.9.)$$

Le domaine des nombres de Rayleigh étudié prolonge celui où FUJII a fait ses essais. Les courbes obtenues au cours des deux travaux, se recoupent à 10 % près dans la zone commune.

LOCK et TROTTER [25] ont mesuré des profils de vitesse et de température dans la couche limite turbulente de convection naturelle d'une plaque plane verticale placée dans de l'eau. Le principal intérêt de cette étude est de donner pour la première fois des informations sur la structure de la turbulence. Les mesures de température faites avec un thermocouple révèlent l'existence de fluctuations même très près de la paroi. L'amplitude de ces fluctuations atteint une valeur de l'ordre de grandeur de la température réduite. Les mesures de vitesse faites avec un anémomètre à fibre conduisent à des constatations similaires. De leurs observations les auteurs concluent que :

- la structure d'une couche limite turbulente en convection naturelle est assez différente de celle observée en convection forcée ; il semblerait que dans la zone extérieure de la couche limite on se rapproche d'un problème de jet libre ;
- les fluctuations importantes de température et de vitesse observées à proximité du mur semblent mettre en défaut le concept de sous-couche laminaire.

COLBURN et HOUGEN [26] ont également développé quelques considérations faisant ressortir la différence entre les écoulements turbulents de convection naturelle et les écoulements turbulents à grande vitesse.

Récemment COUTANCEAU [27] a fait des mesures locales de flux de chaleur sur un mur plan vertical de 1 m de haut environ placé dans l'air à la pression atmosphérique. Le domaine des nombres de Grashof exploré au-delà de la zone laminaire va de $10^{8,5}$ à $10^{9,5}$. L'auteur propose la corrélation :

$$Nu_x = 0,00811 \cdot \left(\frac{g \cdot x^3}{\nu^2} \right)^{0,415} \quad (2.10.)$$

les propriétés du fluide étant déterminées à la température du fluide en dehors de la couche limite. Il en déduit que dans le domaine étudié $0,15 < \frac{T_p - T_A}{T_A} < 0,25$ le coefficient d'échange est indépendant de $\frac{T_p - T_A}{T_A}$ mais varie avec x .

Il faut noter que dans ces expériences l'auteur n'a pu obtenir de régime turbulent que sur une très petite zone du mur et n'a donc exploré que la zone correspondant à l'apparition des premières instabilités.

WARNER et ARPACI [28] et CHEESEWRIGHT [29] ont récemment effectué des études similaires à celle présentée ici. Leurs résultats, fort intéressants, sont analysés en détail dans la discussion des résultats de la présente étude.

2.2. - ETUDES THEORIQUES.

A notre connaissance il y a eu peu de tentatives d'interprétation théorique du phénomène de convection naturelle turbulente le long d'un mur plan vertical. On peut noter les analyses d'ECKERT et JACKSON [30], BAYLEY [31], FUJII [24], KATO, NISHIWAKI et HIRATA [32], OOSTHUIZEN [33].

Ces divers travaux présentent un certain nombre de points communs :

- le manque d'informations expérimentales a conduit les auteurs à faire de nombreuses hypothèses sur les profils de vitesse et de température et notamment sur la structure de l'écoulement au voisinage de la paroi. Pratiquement ces hypothèses consistent en l'utilisation d'analogies avec les transferts en convection forcée : les principales différences entre les diverses méthodes proviennent des analogies choisies par chaque auteur ;
- les calculs sont semi empiriques et ont été résolus par des méthodes intégrales.

Voici brièvement les principales hypothèses faites par les auteurs et les résultats auxquels ils arrivent :

ECKERT et JACKSON, partant des données de GRIFFITHS et DAVIS, déterminent des profils approchés de vitesse et de température. Ils supposent toutefois qu'au voisinage de la paroi les gradients de vitesse et de température ne peuvent être tirés des profils approchés ainsi choisis mais de l'expression de la tension de frottement à la paroi évaluée à partir des résultats expérimentaux obtenus en convection forcée et de l'analogie de Reynolds.

Finalement ils obtiennent :

$$Nu_x = 0,0295 \cdot Gr_x^{2/5} \cdot Pr^{7/15} \cdot [1 + 0,494 \cdot Pr^{2/3}]^{-2/5} \quad (2.11.)$$

$$Nu = 0,0246 \cdot Gr^{2/5} \cdot Pr^{7/15} \cdot [1 + 0,494 \cdot Pr^{2/3}]^{-2/5} \quad (2.12.)$$

Le nombre de Nusselt moyen a été calculé en supposant que l'écoulement est turbulent depuis le bas de la plaque. Le coefficient d'échange local calculé à partir de la première relation, croît avec l'altitude.

BAYLEY prend aussi comme point de départ les données de GRIFFITHS et DAVIS mais suppose qu'il existe à la paroi une sous-couche limite laminaire et introduit dans ses calculs la notion de diffusivité turbulente. Il résoud le problème en s'inspirant des travaux de VON KARMAN et MARTINELLI.

Pour l'air il a obtenu la relation suivante :

$$Nu_x = \frac{1}{26,9 \cdot (Pr)^{0,059} \cdot (Gr_x)^{-0,408} + 2,07 \cdot (Gr_x)^{-0,2175} \cdot \frac{(Pr)^{-0,435}}{1 + 7 \cdot Pr}} \quad (2.13.)$$

Le coefficient d'échange local calculé à partir de cette relation décroît légèrement avec l'altitude.

FUJII, dans ses calculs, distingue une zone d'établissement de la turbulente et une zone où celle-ci est pleinement développée.

Dans la première zone, les profils de vitesse et de température sont semblables à ceux d'ECKERT et JACKSON. Les équations différentielles utilisées sont semblables à celles de l'écoulement laminaire. Les expressions du flux de chaleur et de la tension de frottement sont obtenues à partir de travaux faits en convection forcée. Enfin FUJII suppose l'existence d'une sous-couche laminaire dont l'épaisseur est une fraction constante de celle de la couche limite. Il obtient la relation suivante :

$$Nu_x = 1,46 \cdot \left(1 + \frac{3,47}{Pr}\right)^{-1/4} \cdot (Gr_x \cdot Pr)^{1/4} \quad (2.14.)$$

Pour la zone où la turbulence est pleinement établie, il utilise une procédure de calcul proche de celle d'ECKERT et JACKSON. Il garde cependant des hypothèses utilisées pour la zone précédente et en particulier celles relatives à l'existence d'une sous-couche laminaire et à son épaisseur.

Le résultat est :

$$Nu_x = (0,0223)^{4/5} \cdot \left(\frac{5}{6.C}\right)^{-1/5} \cdot \left(\frac{10.B}{17.A + 12.C}\right)^{2/5} \cdot Pr^{1/3} \cdot Gr_x^{2/5} \quad (2.15.)$$

Les grandeurs A, B et C dépendent de la nature du fluide.

La forme de cette relation est très semblable à celle obtenue par ECKERT. A partir de ces formules locales, FUJII a calculé des nombres de Nusselt moyens en tenant compte de la zone où l'écoulement est laminaire. Pour l'air il obtient les relations :

- Etablissement de la turbulence :

$$\begin{aligned} (2 \text{ à } 10) 10^9 < Gr \cdot Pr < (0,8 \text{ à } 1) 10^{11} \\ 1,03 \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4} - 110 \geq Nu \geq 0,93 \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4} - 100 \end{aligned} \quad (2.16.)$$

- Turbulence établie :

$$\begin{aligned} Gr \cdot Pr > (0,8 \text{ à } 1) 10^{11} \\ 0,0145 \cdot (Gr \cdot Pr)^{2/5} + 105 > Nu > 0,013 \cdot (Gr \cdot Pr)^{2/5} + 95 \end{aligned} \quad (2.17.)$$

Le coefficient d'échange moyen calculé à partir de ces relations est sensiblement constant quand la hauteur de la plaque augmente.

L'analyse de KATO, NISHIWAKI et HIRATA ne diffère pas sensiblement des précédentes. Après avoir écrit les équations différentielles de l'écoulement, ils explicitent certaines grandeurs telles que tension de frottement, densité de flux de chaleur et diffusivité turbulente à partir des résultats connus en convection forcée ; ils n'ont pas besoin, dans leur analyse, de choisir des profils approchés de vitesse et de température.

Les auteurs aboutissent finalement à la relation :

$$\text{Nu} = 0,138 \cdot \text{Gr}^{0,36} \cdot (\text{Pr}^{0,175} - 0,55) \quad (2.18.)$$

OOSTHUIZEN effectue des calculs du même genre, mais en décomposant la couche limite turbulente en trois zones ; la région interne où les profils de vitesse et de température sont supposés ne dépendre que des conditions à la paroi, la région externe où l'écoulement est supposé avoir les caractéristiques d'un jet libre et une zone intermédiaire pour raccorder les deux précédentes. L'auteur propose une méthode de résolution approchée mais ne fournit pas d'expression analytique des résultats.

En conclusion de l'examen de nombreuses études sur la convection naturelle, en régime turbulent, le long de surfaces verticales, on peut dire que :

- les mesures globales d'échange de chaleur présentées sous la forme $\text{Nu} = C \cdot (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n$ aboutissent pratiquement toutes à $n = 1/3$, par contre la valeur affectée au coefficient C dépend des conditions expérimentales (nature et pression du fluide surtout) ; nous reviendrons sur ce point au chapitre 4 ;
- les mesures locales sont peu nombreuses, pas toujours précises et renseignent peu sur la structure fine de la couche limite ;
- enfin, les quelques tentatives d'interprétations théoriques qui ont été faites ne concordent pas beaucoup. De plus, à cause du petit nombre de données expérimentales précises, elles ne sont pas capables de fournir une idée nette du phénomène.

2.3. - MOYENS D'ESSAIS.

Les principaux problèmes qui se posent pour l'étude de la convection naturelle le long d'un mur plan vertical consistent en :

- la mesure des champs de vitesse et de température dans l'écoulement,
- la mesure locale des flux de chaleur à la paroi.

2.3.1. - Mesure des vitesses.

EICHHORN [34] a mesuré les profils de vitesse dans un écoulement laminaire à l'aide de poussières, en utilisant la chronophotographie. Cette méthode qui a donné de bons résultats dans un écoulement laminaire, semble pouvoir être appliquée difficilement à un écoulement turbulent. Notons que EICHHORN a mesuré des vitesses jusqu'à 0,5 mm de la paroi et que les profils obtenus concordent bien avec ceux que SCHMIDT et BECKMANN ont mesuré en laminaire à l'aide d'un anémomètre à fil de quartz. TRITTON a utilisé un anémomètre à fil de quartz en régime d'écoulement turbulent mais il semble qu'un tel appareil soit peu adapté à ce genre de mesures.

En fait, les mesures dans un écoulement turbulent ont surtout été faites à l'aide d'anémomètres à fil chaud, mais à notre connaissance seuls GRIFFITHS et DAVIS ont utilisé un tel appareil pour l'étude de la convection naturelle. En écoulement forcé, ce type d'anémomètre a été utilisé par de nombreux expérimentateurs tels que ZIJNEN, DRYDEN, KLEBANOFF, FAURE, ... etc, tant pour la mesure des profils de vitesse que pour l'étude des caractéristiques de la turbulence. Notons qu'avec un fil chaud on a réussi à mesurer des vitesses jusqu'à environ 0,1 mm de la paroi. Les principaux problèmes posés par l'utilisation d'un anémomètre à fil chaud en convection naturelle sont les suivants :

- il est nécessaire de mesurer des vitesses de faible module (jusqu'à quelques mm/s). La loi de King qui permet de traduire une mesure de tension en vitesse est-elle encore valable à des vitesses de cet ordre ? COLLIS et WILLIAMS [35] ont étudié ce problème ; d'après eux la loi de King n'est pas suffisante et ils donnent la relation :

$$Nu = A + B \cdot Re^{0,45} \quad (2.19.)$$

en rapportant Nu et Re au diamètre du fil ;

- quelle est l'influence du mur sur les mesures effectuées par l'anémomètre ? ZIJNEN et DRYDEN ont trouvé que pour un fil donné, la perte parasite due au mur était proportionnelle au carré de la différence de température entre le fil et la paroi et inversement proportionnelle à la distance du fil au mur. Les travaux de WILLS [36] effectués en régime laminaire font apparaître une correction

sur le nombre de Reynolds rapporté au diamètre du fil. Cette correction est fonction du rapport de la distance entre le fil et le mur au diamètre du fil. Il semble que les résultats de WILLS soient valables en écoulement turbulent à condition d'appliquer une correction diminuée de moitié ;

- quelle est l'influence sur les mesures de l'inclinaison du fil chaud par rapport au sens de l'écoulement ? Les travaux de CHAMPAGNE, SLEICHER et WEHRMANN [37] et [38] montrent qu'en fait, l'anémomètre possède une sensibilité longitudinale (tout se passe comme si un écoulement parallèle à l'axe du fil influençait la mesure). Cette sensibilité serait fonction du rapport de la longueur du fil à son diamètre ;
- quelle est l'influence sur la mesure des vitesses d'un champ de température non uniforme ?

A l'époque où débuta cette étude, de grands espoirs étaient fondés sur l'anémomètre du Professeur CALVET dont le principe est brièvement rappelé ci-dessous.

Le chauffage de la sonde se fait par impulsions. Des trains de deux impulsions successives très brèves (quelques microsecondes) et rapprochées (moins d'une milli seconde) sont envoyés dans le fil. La grandeur mesurée est la chute de température dans la sonde entre les deux impulsions successives. Cette chute de température est une fonction de la vitesse du fluide. En plus de la mesure de la vitesse du fluide, l'appareil doit permettre d'effectuer une mesure simultanée de la température en utilisant pour cela la technique habituelle. Ainsi à chaque instant, l'appareil fournirait une indication simultanée des deux grandeurs vitesse et température, ce qui serait particulièrement intéressant pour l'étude des couches limites non isothermes. Malheureusement le Professeur CALVET n'a pas pu surmonter à temps pour cette étude les difficultés techniques de mise au point.

2.3.2. - Mesure des flux de chaleur.

Après examen des divers types de fluxmètres susceptibles d'être installés dans une paroi, celui décrit par GARDON [39] a été retenu parce qu'il répondait au mieux aux impératifs techniques (sensibilité, niveau de température, possibilités d'installation, appareillage de mesure disponible, délai de mise au point) et financiers de cette étude.

Ce type de fluxmètre est constitué d'un tube de cuivre T dont une extrémité est fermée par une feuille mince de constantan F. Au centre de la feuille est soudé un fil de cuivre W.

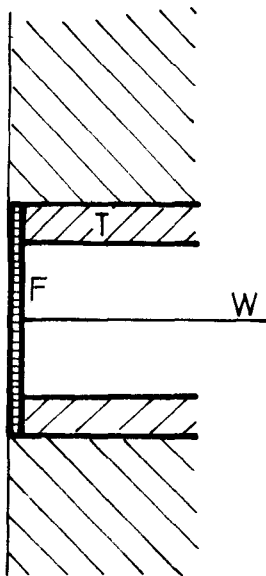


Fig. 2.3.

Ce fluxmètre est installé de façon telle que la feuille de constantan affleure la surface où l'on veut mesurer le flux local de chaleur échangé. L'appareil constitue en fait un thermocouple différentiel qui mesure la différence de température entre le centre et le bord de la feuille de constantan. Le calcul montre que cette différence est fonction du flux émis ou reçu par la surface où s'effectue la mesure. L'auteur montre que la sensibilité de ce

fluxmètre est approximativement proportionnelle au carré du rayon de la feuille et à l'inverse de son épaisseur. Il est possible d'obtenir des constantes de temps de cet appareil de l'ordre du centième de seconde. Compte tenu des aléas à la construction, un étalonnage de l'appareil semble nécessaire bien que théoriquement cela ne soit pas indispensable.

2.3.3. - Mesure des gradients de température.

Bien que le régime d'écoulement auquel on s'intéresse soit le régime turbulent, il est possible d'effectuer une visualisation des gradients de température à l'aide des méthodes d'interférométrie différentielle (voir la réf. [22]), ou de la strioscopie à fente multiple (voir la réf. [40]), à condition d'une adaptation adéquate de la sensibilité. C'est en fait une variante de ces méthodes qui a été utilisée pour cette étude : sa description détaillée est donnée au chapitre suivant.

2.4. - NOTATIONS.

- g Accélération de la pesanteur,
 Gr Nombre de Grashof.

Nu	Nombre de Nusselt,
Pr	Nombre de Prandtl,
Re	Nombre de Reynolds,
Ra	Nombre de Rayleigh,
T_A	Température du fluide au loin,
T_p	Température de la paroi,
x	Altitude au-dessus du bord inférieur de la plaque,
ν	Viscosité cinématique du fluide.

2.5. - LISTE DES REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

- [1] L. LORENTZ, Wiedemann Ann. d. Phys., 13: 582 (1881).
- [2] E. SCHMIDT et W. BECKMANN, Tech. Mech. u. Thermodynamik, 1, 341/349 et 391/406 (1930).
- [3] E. SCHMIDT, Z. ges Kälte - Ind., 35, 213 (1928).
- [4] R.B. KENNARD, Nat. Bur. Standards Journ. Res. 8, 787 ; (1932).
- [5] E. GRIFFITHS et A.H. DAVIS, Food Investigation Board, Spec. Rept. 9, Dept. Sci. and Ind. Res., H.M. Stationary Office, London (1922).
- [6] W. NUSSELT et W. JUERGES, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 72, 597 (1928).
- [7] W. KOCH, Gesundh.- Ing. Beihefte, Reihe 1, N° 22 (1927).
- [8] M. JAKOB et W. LINKE, Forschung a. d. Geb. d. Ingenieurwes, 4, 75 (1933).
- [9] M. JAKOB et W. FRITZ, Forschung a. d. Geb. d. Ingenieurwes, 2, 435 (1931).
- [10] W.J. KING, Mech. Engr. 54, 347 (1932).

- [11] R.C. MARTINELLI, Trans. ASME, 69, 947 (1947).
- [12] O.A. SAUNDERS, Proc. Roy., Soc. London (A) 157, 278 (1936).
- [13] O.A. SAUNDERS, Proc. Roy. Soc. London (A) 172, 55 (1939).
- [14] Y.S. TOULOUKIAN, G.A. HAWKINS et M. JAKOB, Trans. ASME, 70, 13 (1948).
- [15] E.R.G. ECKERT et E. SOEHNGEN, USAF TR 5747 ; Proc. General Discussion on Heat Transfer, ASME - IME, 321 (1951).
- [16] M. JAKOB et W. FRITZ, Forschung a. d. Geb. d. Ingenieurwes, 2, 435 (1931).
- [17] SQUIRE, tiré de S. GOLDSTEIN, Modern developments in fluid dynamics. Oxford - New-York (1938).
- [18] S. OSTRACH, NACA rep. 1111 (1953).
- [19] E.M. SPARROW et J.L. GREGG, Trans. ASME, Paper 57-A-46 (1958).
- [20] A.A. SZEWczyk, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 5, 903 (1962).
- [21] M. JANNOT, G. MORDCHELLES-REGNIER et J. TERPSTRA, C.R. Acad. Sci. Paris, t. 267, Série A, 617 (1968).
- [22] M. JANNOT, Rapport final du Contrat EURATOM 063.64.12 TEGF (1967).
- [23] M.A. MICHEV, Izv. Akad. Nauk. SSSR, Otd. Tekh. Nauk., 10, 1357 (1947).
- [24] T. FUJII, Bull. Japan Soc. Mech. Eng. 2, n° 8, 559 (1959).
- [25] G.S.M. LOCK et F.J. TROTTER, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 11, n° 8 (1968).
- [26] A.P. COLBURN et O.A. HOUGEN, Ind. Eng. Chem., 22, 522 (1930).

- [27] J. COUTANCEAU, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 12, n° 7, 753 (1969).
- [28] C.Y. WARNER et V.S. ARPACI, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 11, n° 3, 397 (1968).
- [29] R. CHEESEWRIGHT, *Trans. ASME*, Paper 67-HT-17 (1967).
- [30] E.R.G. ECKERT et T.W. JACKSON, *NACA Rept* 1015 (1951).
- [31] F.J. BAYLEY, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 169, 361 (1955).
- [32] H. KATO, N. NISHIWAKI et M. HIRATA, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 11, n° 7, 1117 (1968).
- [33] P.H. OOSTHUIZEN, *South Africa Mech. Eng.*, p. 260 (juillet 1967).
- [34] R. EICHHORN, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 5, 915 (1962).
- [35] D.C. COLLIS et M.J. WILLIAMS, *J. Fluid Mech.*, vol. 6, 357 (1959).
- [36] J.A.B. WILLS, *J. Fluid Mech.*, vol. 12, 388 (1962).
- [37] F.H. CHAMPAGNE, C.A. SLEICHER et O.H. WEHRMANN, *J. Fluid Mech.*, vol. 28, 153 (1967).
- [38] F.H. CHAMPAGNE et C.A. SLEICHER, *J. Fluid Mech.*, vol. 28, 177 (1967).
- [39] R. GARDON, *J. Heat Transfer*, vol. 82, 396 (1960).
- [40] J. SURGET, *La Recherche Aéronautique*, n° 97, 37 (1963).

CHAPITRE 3.

MOYENS MIS EN OEUVRE.

Remarque : Nous ne parlons dans la suite de ce rapport que du dispositif d'essais principal cité au paragraphe 1.1.2. et des essais qu'il a permis d'effectuer. Le dispositif d'essais complémentaire évoqué au paragraphe 1.1.2. et les expériences sur la transition auxquelles il a servi ont été décrits en détail dans le rapport final du contrat 063.64.12 TEGF "Convection naturelle le long d'une paroi plane verticale et isotherme - Détermination des critères de transition à la turbulence" par M. JANNOT.

3.1. - MAQUETTE D'ESSAIS.

3.1.1. - Dimensionnement du mur.

3.1.1.1. - Hauteur.

Les deux impératifs à respecter pour mener à bien l'étude envisagée sont :

- atteindre des nombres de Rayleigh élevés,
- obtenir le long du mur une couche limite suffisamment épaisse pour pouvoir y mesurer facilement la température et la vitesse du fluide.

Les relations approchées d'ECKERT et JACKSON [1] montrent qu'à la pression atmosphérique, la couche limite turbulente est épaisse de 0,15 à 0,20 m environ. Cette épaisseur satisfait le second impératif énoncé ci-dessus.

Par contre, à la pression atmosphérique et avec des écarts de température paroi-fluide modérés, il faut une paroi de grande hauteur pour atteindre des nombres de Rayleigh élevés. A titre indicatif, avec un écart de température de l'ordre de 150 °C, le nombre de Rayleigh sera respectivement de $2 \cdot 10^{11}$, 10^{12} et 10^{13} pour des hauteurs de 3, 5 et 11 m.

Compte tenu des matériaux disponibles, des impératifs de coût et de délai, de l'incidence de la taille du mur sur les dimensions du local d'essais, nous avons finalement choisi une paroi de 3,2 m de hauteur qui permet d'atteindre un nombre de Rayleigh de l'ordre de $2 \cdot 10^{11}$.

3.1.1.2. - Largeur.

Le choix de la largeur du mur a été beaucoup plus délicat. Il fallait réaliser un compromis entre une largeur aussi grande que possible pour affranchir la zone centrale des effets de bords et une largeur limitée permettant les visualisations.

Pour limiter les effets de bords, on aurait pu penser utiliser des écrans installés de chaque côté du mur. Un calcul sommaire à partir des relations propres à un écoulement forcé le long d'une plaque plane a montré que la portion de couche limite de convection naturelle perturbée serait alors de l'ordre de 0,2 m sur chaque côté du mur.

En l'absence d'écrans, d'autres estimations effectuées à partir des relations propres aux écoulements libres ont montré que la zone perturbée ne serait pas plus large.

On a donc finalement retenu une largeur de 1,0 m (qui permet des visualisations), sans dispositifs latéraux, de manière à pouvoir effectuer les mesures dans une bande centrale de 0,6 m non perturbée.

3.1.2. - Chauffage du mur.

3.1.2.1. - Répartition des secteurs chauffants.

Il était prévu initialement de faire fonctionner l'installation indifféremment selon l'un des trois modes suivants :

- isothermie,
- distribution de température selon une loi imposée en fonction de la hauteur,
- densité de flux uniforme.

Pour réaliser ces trois modes de fonctionnement et compte tenu des sources de puissance disponibles à la Société BERTIN, on a choisi un chauffage électrique par secteurs indépendants. Il faut noter que, le mur étant fait d'une seule pièce, les secteurs ne sont pas indépendants thermiquement.

Le long de la hauteur il y a quatorze circuits de chauffage, chacun occupant toute la largeur de la plaque.

Les deux premiers circuits, en bas du mur, ont respectivement des hauteurs de 0,10 et 0,15 m. Les puissances électriques installées sont respectivement égales à 2 170 W et 1 450 W. Les travaux de GRIFFITHS et DAVIS [2] ont montré que, dans cette zone, le coefficient d'échange varie rapidement avec l'altitude d'où la faible hauteur des circuits chauffants.

Les onze zones suivantes font toutes 0,25 m de haut. Les résistances électriques sont toutes égales. La puissance maximale installée dans chacune de ces zones est de 1 600 W.

La quatorzième zone, tout en haut du mur, ne fait que 0,2 m de haut en raison de la taille de la plaque.

La puissance globale installée est supérieure à 20 kW. En fait, cette puissance n'est jamais utilisée en totalité. Chaque résistance est alimentée en courant électrique à l'aide d'un autotransformateur à tension de sortie réglable, de façon que la puissance dissipée par les résistances puisse varier de 0 à la valeur maximale. En tête de l'installation électrique un stabilisateur de tension assure une régulation à mieux que 2 % : la puissance dissipée par le mur est donc stabilisée à mieux que 4 %.

3.1.2.2. - Influence de la conduction dans la plaque.

Le mur est d'une seule pièce : les zones chauffantes ne sont donc pas indépendantes thermiquement. Cela a pour effet d'homogénéiser la température. Dans le cas du mur isotherme cela est très favorable.

Un calcul relativement simple montre que dans le cas où une distribution linéaire de température du mur en fonction de la hauteur est imposée, l'interdépendance thermique des secteurs chauffants est aussi favorable.

Soit deux secteurs chauffants 1 et 2 chacun de hauteur 1. Leur jonction est à l'abscisse 0. Le centre du secteur 1 est à l'abscisse $\frac{1}{2}$. Le centre du secteur 2 est à l'abscisse $-\frac{1}{2}$. Chacun dissipe une puissance électrique par unité de surface égale respectivement à P_1 et P_2 . Le coefficient d'échange h peut être supposé identique pour les deux secteurs. La plaque constituant les secteurs chauffants a une épaisseur e et une conductivité thermique λ . L'écart de température avec le fluide ambiant au centre de chaque secteur est respectivement égal à $\Delta T_1 = \frac{P_1}{h}$, $\Delta T_2 = \frac{P_2}{h}$.

Le calcul montre que l'écart de température entre la plaque et le fluide ambiant est égal à :

$$\text{- secteur 1 : } \Delta T_1 = C'_1 \cdot e^{m \cdot x} + C''_1 \cdot e^{-m \cdot x} + \frac{P_1}{h}$$

$$\text{- secteur 2 : } \Delta T_2 = C'_2 \cdot e^{m \cdot x} + C''_2 \cdot e^{-m \cdot x} + \frac{P_2}{h}$$

$$\text{avec } m = \sqrt{\frac{h}{\lambda \cdot e}}$$

Les constantes C'_1 , C''_1 , C'_2 , C''_2 sont calculées à l'aide des conditions aux limites suivantes :

$$\Delta T_1 \Big|_{x = \frac{1}{2}} = \frac{P_1}{h}$$

$$\Delta T_2 \Big|_{x = -\frac{1}{2}} = \frac{P_2}{h}$$

$$\Delta T_1 \Big|_{x = 0} = \Delta T_2 \Big|_{x = 0}$$

$$\frac{\partial (\Delta T_1)}{\partial x} \Big|_{x = 0} = \frac{\partial (\Delta T_2)}{\partial x} \Big|_{x = 0}$$

On obtient finalement :

$$C'_1 = \frac{P_1 - P_2}{4 h \cdot \text{sh}(m \cdot l)} (e^{-m \cdot l} + 1)$$

$$C'_2 = C'_1 e^{m \cdot l}$$

$$C''_1 = -C'_1 e^{m \cdot l}$$

$$C''_2 = -C'_1$$

Soit les grandeurs suivantes pour l'application numérique :

$$l = 0,25 \text{ m}$$

$$e = 10^{-2} \text{ m}$$

$$h = 6 \text{ W/m}^2 \cdot \text{°C}$$

$$P_1 = 1080 \text{ W/m}^2$$

$$P_2 = 960 \text{ W/m}^2$$

$$\lambda = 135 \text{ W/m} \cdot \text{°C}$$

Les résultats de l'application numérique sont consignés dans le tableau suivant où ils sont comparés avec les valeurs obtenues lorsque les secteurs sont indépendants thermiquement et lorsque la répartition de température entre les deux secteurs est parfaitement linéaire :

	ΔT Abscisses	Résultats du calcul numé- rique	Secteurs chauffants indépendants ther- miquement	Répartition de température li- néaire
Secteur n° 1	$\frac{1}{2}$	180 °C	180 °C	180 °C
	$\frac{1}{4}$	175,1 °C	180 °C	175 °C
	0	170 °C		170 °C
Secteur n° 2	$-\frac{1}{4}$	164,9 °C	160 °C	165 °C
	$-\frac{1}{2}$	160 °C	160 °C	160 °C

Il est facile de voir que la répartition de température est très proche d'une forme linéaire ce qui était le but recherché.

Dans le cas où le mur doit dissiper un flux uniforme, l'interdépendance thermique des secteurs s'est révélée être un obstacle sérieux : ce point sera discuté en détail dans le paragraphe où sont exposés les résultats d'essais (§ 4.4.1.).

3.1.2.3. - Disposition des résistances chauffantes.

Les résistances électriques sont en conducteur blindé. Cela évite tout problème de tenue en température et d'isolation électrique. La solution idéale aurait été de noyer les résistances dans le mur en réalisant une plaque coulée. Cette solution trop onéreuse a dû être rejetée et remplacée par l'utilisation d'une plaque en AG3 de 3,2 m de haut, de 1,0 m de largeur et de 0,01 m d'épaisseur. Les conducteurs électriques ont été fixés sur la face arrière de cette plaque à l'aide de nombreux cavaliers, puis ils ont été shoopés, c'est-à-dire recouverts d'une projection d'un métal en fusion de même nature que celui du mur. Cela a permis d'obtenir un bon contact thermique entre les fils chauffants et la plaque.

La figure 3.1. montre la disposition des conducteurs sur la face arrière de la plaque avant shoopage.

Une expérience utilisant l'analogie rhéoélectrique a montré que, pour une épaisseur d'AG3 de 0,01 m, un pas des fils chauffants de 0,05 m était tout à fait suffisant pour obtenir une bonne isothermie de la face avant avec les densités de flux les plus élevées. Par exemple, pour un écart de température de 150 °C entre le mur et le fluide ambiant, la densité de flux échangée est de l'ordre de 1 200 W/m². Dans ce cas l'expérience précédente a montré que l'hétérogénéité de température de la face avant du mur est de l'ordre de 0,3 °C, ce qui ne représente que 0,17 % de l'écart de température paroi-fluide. Il faut noter que cette hétérogénéité décroît avec l'écart de température paroi-fluide.

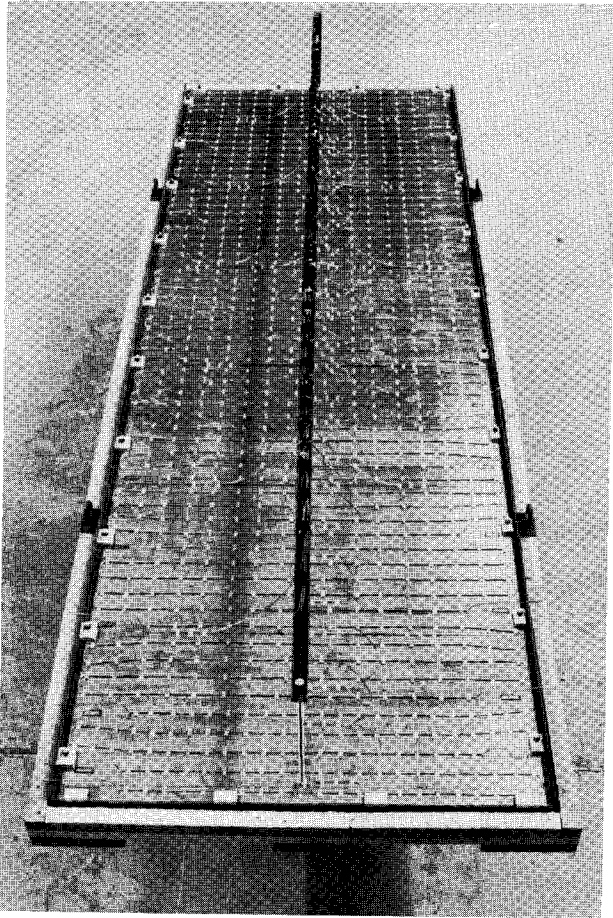


Figure 3.1.

3.1.3. - Implantation des moyens de mesure sur le mur.

3.1.3.1. - Mesure des flux de chaleur.

La répartition de la densité de flux de chaleur échangé est mesurée à l'aide de 13 fluxmètres répartis tout au long de la plaque selon le schéma de la figure 3.2.

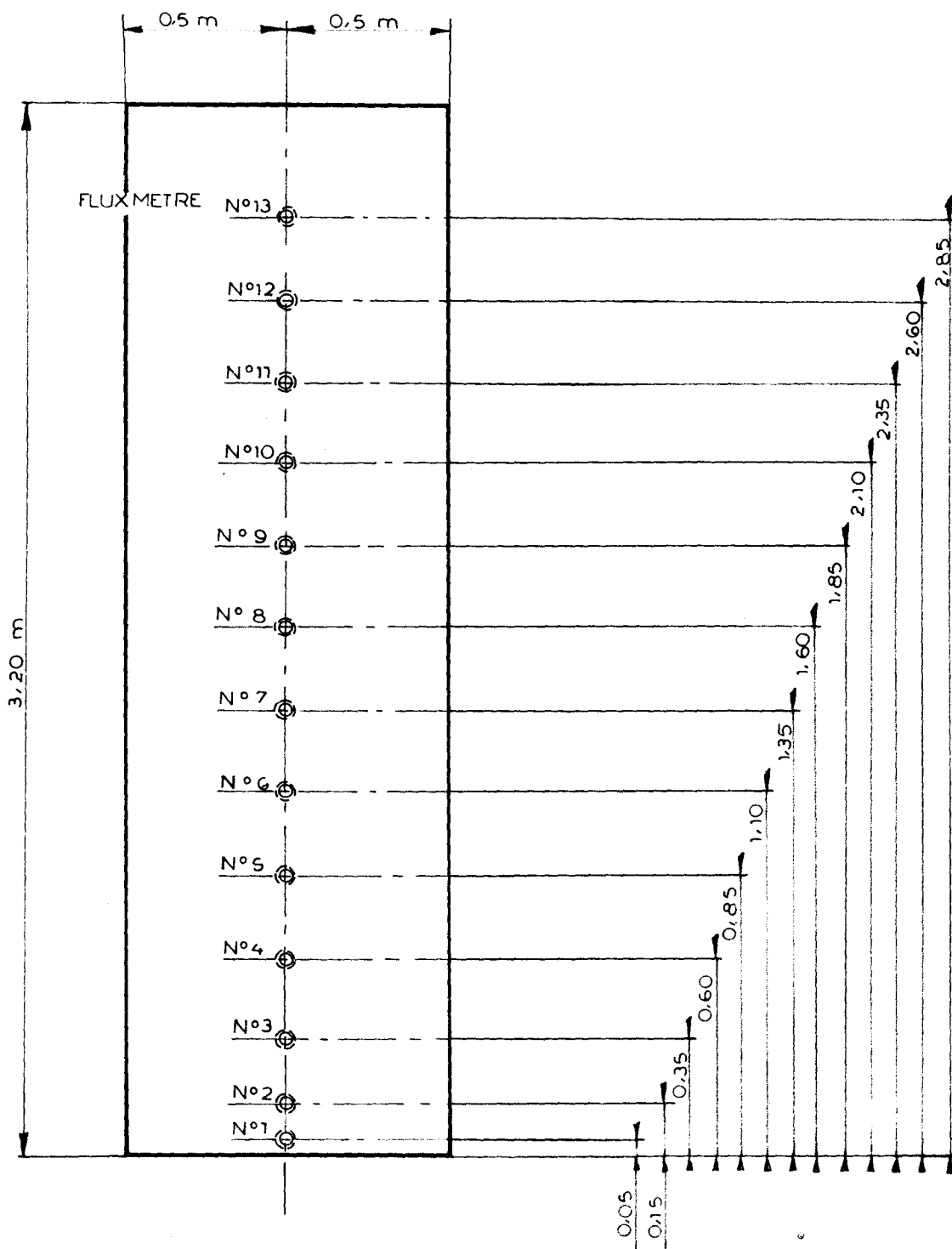


Figure 3.2.

Les fluxmètres sont installés dans la paroi conformément au schéma de la figure 3.3.

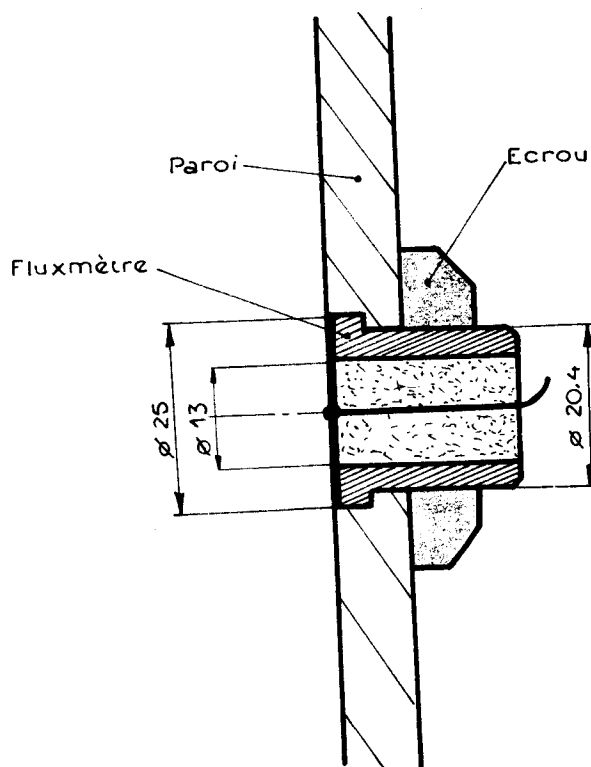


Figure 3.3.

Chaque fluxmètre est introduit dans la paroi par sa face avant et s'applique sur le fond d'un lamage calibré de telle sorte qu'après serrage par écrou à la face arrière, la feuille de constantan du fluxmètre affleure aussi exactement que possible la surface du mur.

3.1.3.2. - Mesure des températures.

La solution idéale aurait été de noyer les thermocouples dans le mur à proximité de la face avant. Pour les mêmes raisons que celles exposées précédemment pour les résistances, cette solution n'a pu être retenue.

Un calcul rapide de conduction à travers la paroi, montre que les écarts maximaux de température entre les faces avant et arrière sont de l'ordre de 0,1 °C ce qui

est inférieur à la précision des thermocouples.

En conséquence on a shoopé des thermocouples blindés sur la face arrière du mur. Chacun est disposé à égale distance de deux conducteurs chauffants comme le montre le schéma de la figure 3.4. Ainsi l'influence perturbatrice des résistances est minimale.

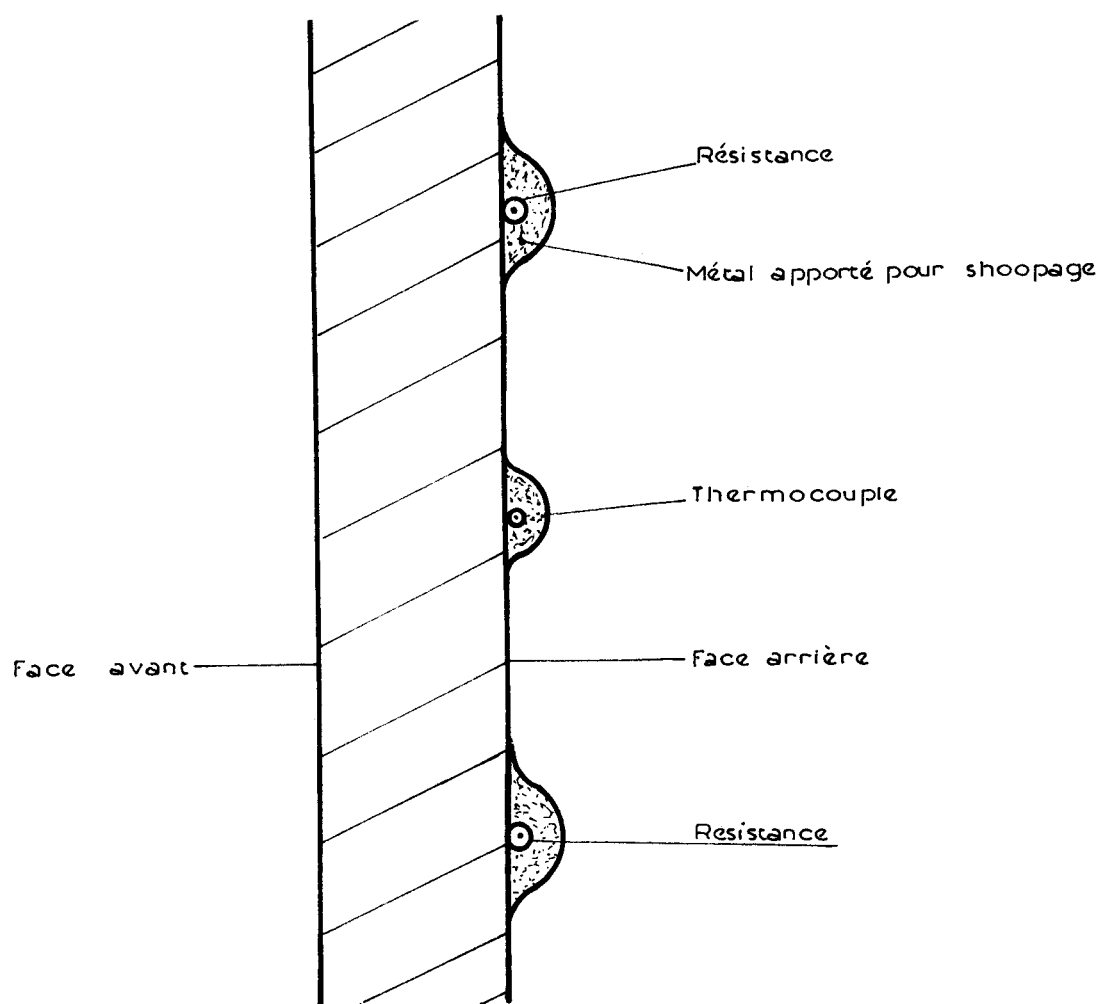


Figure 3.4.

Les thermocouples sont répartis sur le mur conformément au schéma de la figure 3.5.

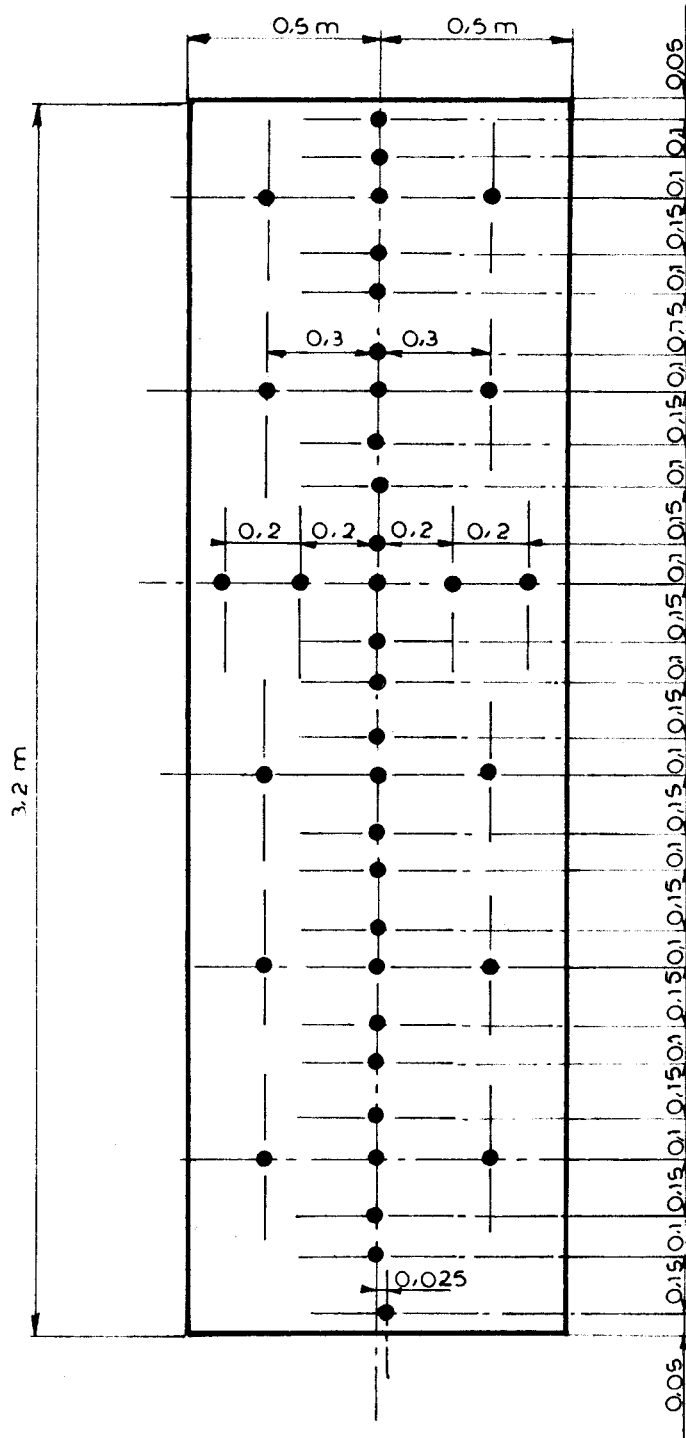


Figure 3.5.

3.2. - LOCAL D'ESSAIS.

Les conditions à respecter pour le dimensionnement du local sont les suivantes :

- hauteur sous plafond suffisante pour que l'écoulement ne soit pas perturbé ; la taille du mur impose une hauteur supérieure à six mètres ;
- distance d'au moins 4 m de part et d'autre du mur pour permettre la visualisation optique du phénomène ;
- parois du local à température aussi constante que possible et capable d'évacuer la chaleur perdue par la maquette.

La dernière condition est difficile à réaliser rigoureusement sans mettre en oeuvre des moyens onéreux.

En fait le local choisi est une tour métallique, du type silo à céréales, de 9,8 m de diamètre et 8,8 m de hauteur. La figure 3.6. montre une vue extérieure de ce local.

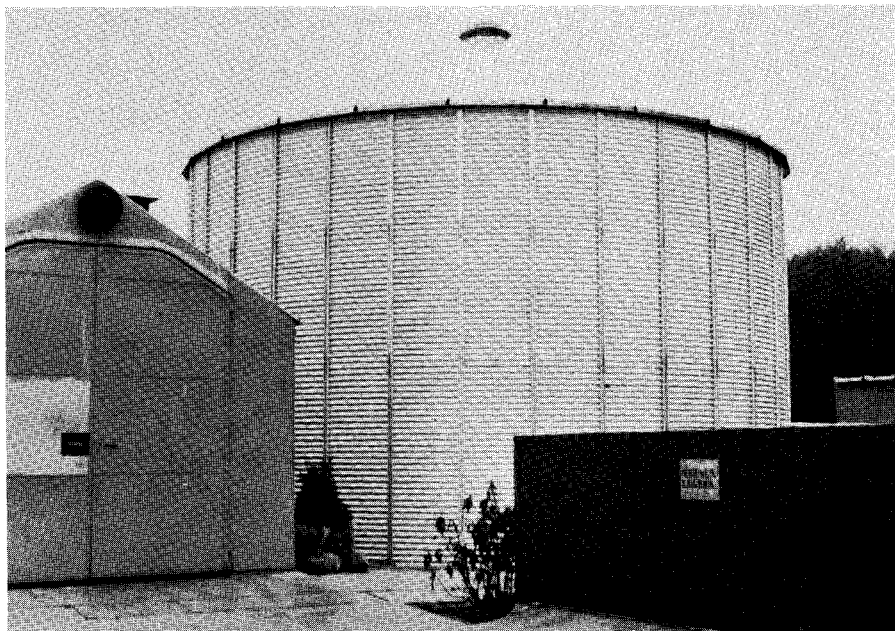


Figure 3.6.

Les deux premiers impératifs sont fort bien réalisés. Le troisième l'est sous certaines conditions. Du fait des parois métalliques très minces le coefficient de transmission entre l'intérieur et l'extérieur est élevé (de l'ordre de $4 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$). La puissance maximale dissipée par la maquette est de 4 000 W. La surface des parois du local est de 300 m^2 . L'écart de température entre l'intérieur et l'extérieur est donc de $3 \text{ }^\circ\text{C}$ environ. L'évacuation de la chaleur est aisée, mais la valeur élevée du coefficient de transmission rend l'atmosphère du local sensible aux variations de la température extérieure. Heureusement celles-ci sont faibles lorsque le temps est couvert ou pluvieux, ce qui arrive quand même assez fréquemment. Les expériences n'ont été effectuées que lors de "conditions favorables".

Notons enfin que les dimensions de la tour sont telles que les couches limites existant le long des murs ne perturbent en aucun cas l'installation d'essais centrale.

3.3. - DISPOSITION DE LA MAQUETTE DANS LE LOCAL D'ESSAIS.

Le mur plan est fixé sur un châssis de façon à obtenir un ensemble rigide. Sa face arrière est calorifugée avec de la laine de verre afin de limiter les fuites thermiques. L'ensemble châssis - calorifuge est enveloppé dans un capot en tôle muni de plusieurs circuits d'eau ayant pour rôle l'évacuation des pertes thermiques. Enfin le capot est lui-même calorifugé avec de la mousse de polyuréthane de façon à isoler les circuits d'eau de l'influence de l'atmosphère du local.

L'ensemble qui vient d'être décrit est placé sur un grand bâti support conçu de telle sorte que le mur puisse facilement se déplacer dans le sens de la hauteur à l'aide d'un treuil.

Grâce à cette disposition, les miroirs, la lanterne et l'écran utilisés pour les visualisations optiques sont situés à une altitude fixe ce qui facilite beaucoup les réglages.

De plus le chariot sur lequel sont fixés les sondes qui permettent de mesurer les profils de température et de vitesse, se trouve lui aussi à une altitude fixe.

La figure 3.7. permet de se faire une idée de l'ensemble de l'installation d'essais.

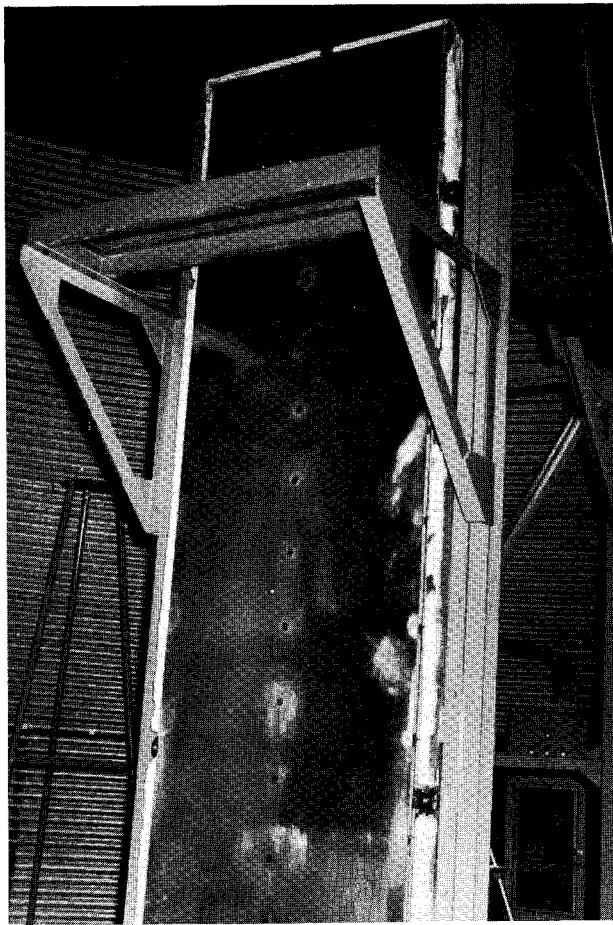


Figure 3.7.

3.4. - DISPOSITIF DE MESURE.

3.4.1. - Fluxmètres.

3.4.1.1. - Principe et dimensionnement.

Le capteur utilisé est du type décrit par GARDON [3] et mentionné au paragraphe 2.3.2. La réalisation pratique issue de ce principe et spécialement mise au point par la Société BERTIN pour cette étude est illustrée par la figure 3.8.

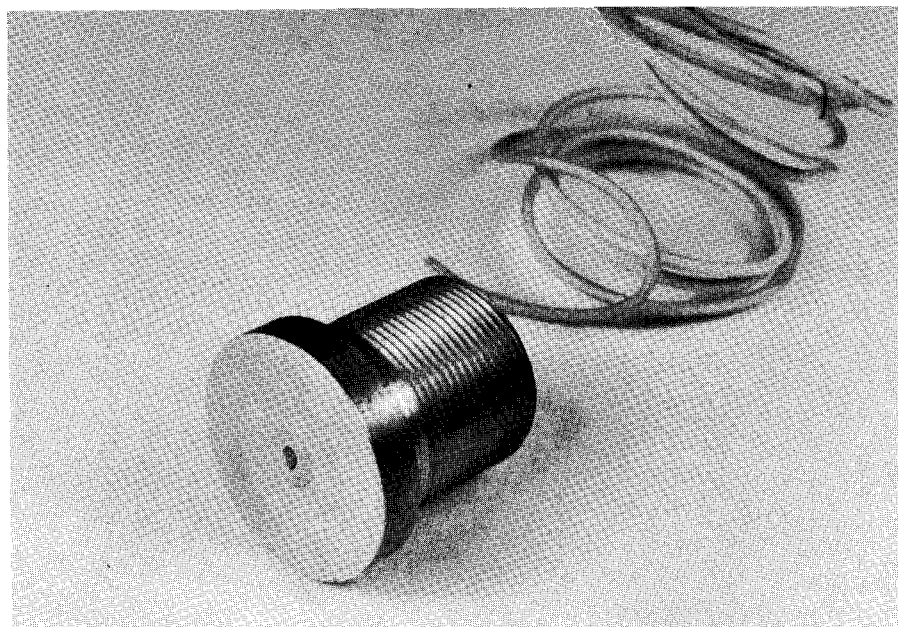


Figure 3.8.

Le calcul montre que l'écart de température entre les bords et le centre du disque de constantan et par conséquent la force électromotrice aux bornes du fluxmètre, sont fonction de la densité du flux perdue ou reçue par la paroi :

$$\frac{E}{\varphi} \sim \frac{\epsilon}{4 \cdot \lambda} \cdot \frac{r^2}{e} \quad (3.1.)$$

- E : force électromotrice aux bornes du fluxmètre,
 φ : densité de flux de chaleur,
 ξ : pouvoir thermo-électrique du couple cuivre-constantan,
 λ : conductibilité thermique du constantan,
 r : rayon du disque de constantan,
 e : épaisseur du disque.

Les grandeurs ξ et λ croissent toutes deux avec la température : leurs lois de variation étant voisines, la sensibilité du fluxmètre varie peu avec la température. Une vérification a montré que, dans le domaine de température exploré, la variation de la sensibilité du fluxmètre n'excède pas 2 % ce qui est faible. En pratique, l'expression de la sensibilité peut se traduire par :

$$\frac{E}{\varphi} = 0,438 \cdot \frac{r^2}{e} (\mu V/W/m^2)$$

Les densités de flux à mesurer sont de l'ordre de 200 à 1 200 W/m^2 . L'appareillage de mesure utilisé permet de mesurer des tensions électriques au μV près : l'erreur commise lors de la mesure d'une tension de 40 μV est donc de 2,5 % ce qui est très raisonnable. Cela conduit à choisir pour les fluxmètres une sensibilité de l'ordre de 0,2 $\mu V/W/m^2$.

Le constantan utilisé ayant une épaisseur de $8 \cdot 10^{-5}$ m, on a finalement choisi un rayon utile de $6,5 \cdot 10^{-3}$ m qui donne une sensibilité théorique de 0,23 $\mu V/W/m^2$.

La constante de temps d'un tel capteur est fournie par la relation :

$$\tau = 3,7 \cdot 10^4 \cdot r^2$$

Pour $r = 6,5 \cdot 10^{-3}$ m, on trouve :

$$\tau = 1,56 \text{ secondes}$$

Cette faible constante de temps permettant de mesurer des fluctuations de densité de flux dans la zone turbulente, il a fallu mettre au point une chaîne de mesure composée d'un amplificateur de très bonne qualité type ASTRO-DATA et d'un enregis-

treur photographique BAUDOIN type A0 300. Cette chaîne est étalonnée à l'aide d'une source de tension délivrant des échelons de 40, 100 et 200 μ V.

3.4.1.2. - Étalonnage.

Des essais préliminaires effectués sur des prototypes ont montré que la sensibilité réelle est inférieure de 20 à 30 % à celle obtenue par la calcul. Les aléas dus à la construction n'expliquent pas entièrement cette différence. Une étude analogique faite à l'aide d'un réseau de résistances électriques a montré que cet écart venait aussi des fuites parasites par le fil central de cuivre et par le milieu isolant situé entre le tube, le disque et le fil. Malgré cela, la linéarité de l'appareil est conservée. Ces phénomènes parasites sont difficiles à évaluer et varient d'un appareil à l'autre. Il a donc fallu construire un banc d'étalonnage. Celui-ci est schématisé par la figure 3.9.

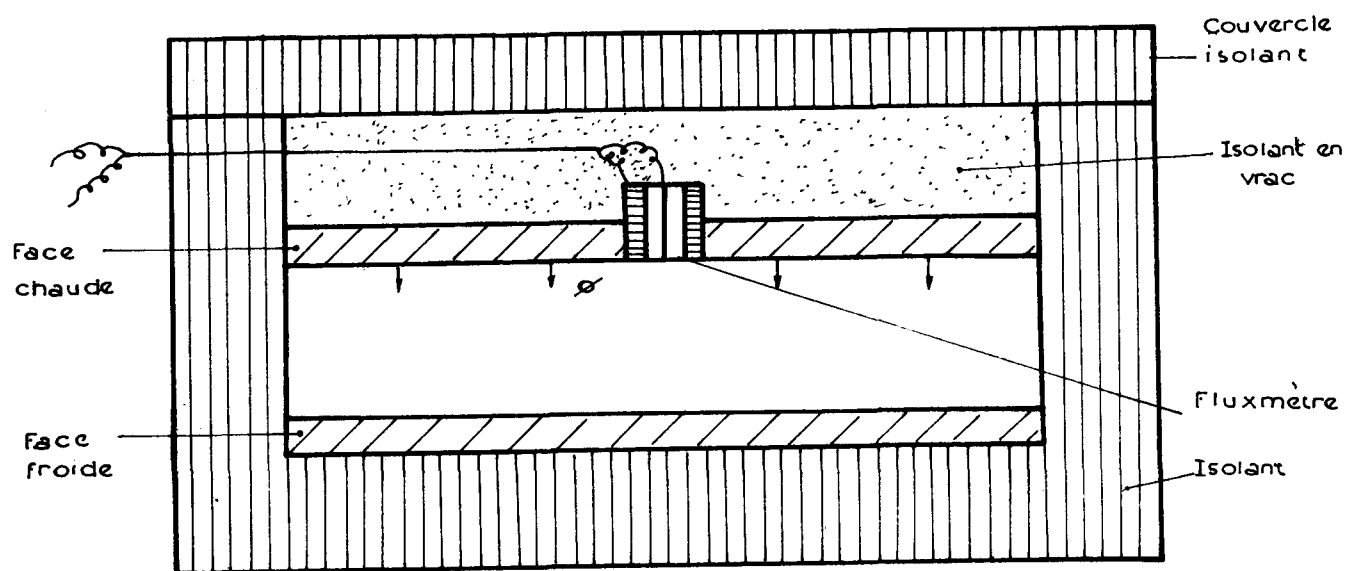


Figure 3.9.

Il consiste en une cellule horizontale dont la face chaude est au-dessus et la face froide en dessous. La chaleur se transmet donc par conduction. Le fluide interstitiel a une conductibilité thermique connue. La connaissance de l'écart de température entre les deux faces permet de calculer la densité de flux.

Les deux plaques sont en cuivre ou en laiton. Leur température est homogène. Elles sont chauffées et refroidies au moyen de liquides qui sont maintenus à des températures constantes.

L'importance du rayonnement est mesurée de la façon suivante :

La température des deux faces est maintenue rigoureusement constante. On fait varier leur écartement. Le flux dissipé par conduction est inversement proportionnel à l'écartement. Quand on trace sur un graphique les indications du fluxmètre en fonction du flux de conduction on obtient la courbe ci-après.

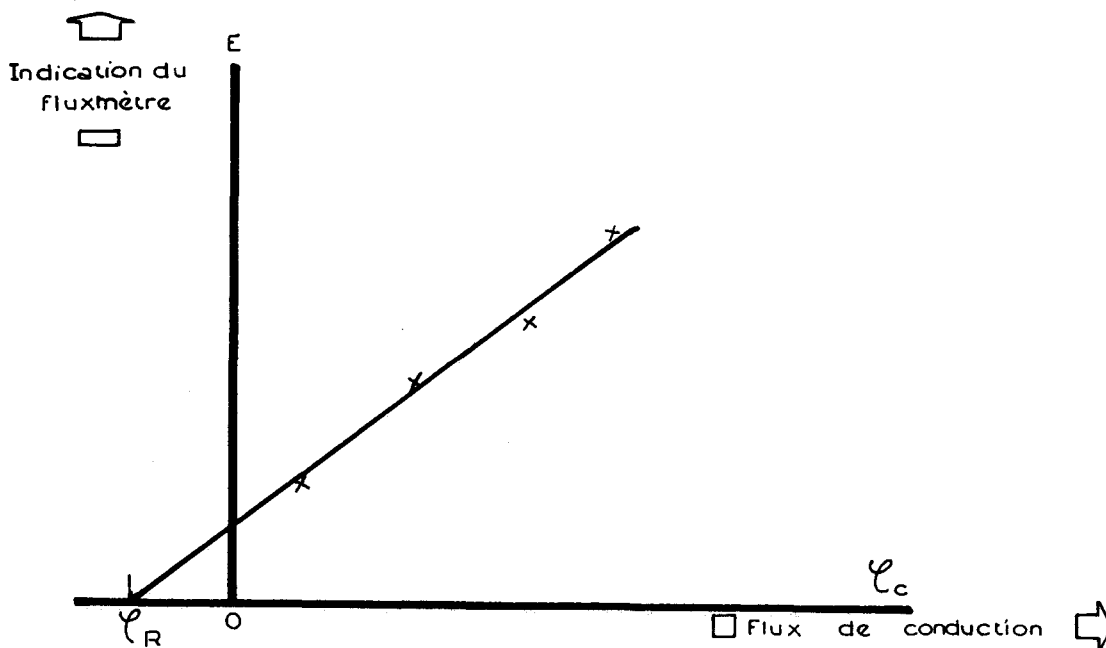


Figure 3.10.

Son prolongement jusqu'à l'axe des abscisses fournit le flux dissipé par rayonnement. Il est alors possible de calculer l'émissivité du fluxmètre. La face froide du banc d'étalonnage était noircie par du noir de fumée. Elle avait ainsi une émissivité pratiquement égale à 1. Cela a permis de simplifier considérablement le calcul de l'émissivité des capteurs, ceux-ci rayonnant, aussi bien dans le local d'essais que dans le dispositif d'étalonnage, vers un corps noir de grande dimension par rapport à eux.

Quelques essais à divers niveaux de température ont permis de vérifier que la sensibilité ne variait pratiquement pas.

Aussi dans la pratique l'étalonnage s'est-il déroulé de la façon suivante : pour chaque capteur il a suffi de faire deux points de mesures à deux valeurs très différentes e_1 et e_2 de l'écartement entre plaques chaude et froide du banc d'étalonnage et à même écart de température $T_c - T_f$ entre elles. Les densités des flux de chaleur échangés par conduction dans l'air entre les deux plaques sont respectivement \mathcal{C}_1 et \mathcal{C}_2 . Le fluxmètre délivre les f.e.m. E_1 et E_2 respectivement. La sensibilité est donnée par la relation :

$$s = \frac{E_1 - E_2}{\mathcal{C}_1 - \mathcal{C}_2}$$

ou encore :

$$s = \frac{1}{\lambda (T_c - T_f)} \cdot \left(\frac{E_1 - E_2}{\frac{1}{e_1} - \frac{1}{e_2}} \right) \quad (3.2.)$$

λ est la conductibilité thermique de l'air,

T_c et T_f sont respectivement les températures des faces chaudes et froides du banc d'étalonnage.

La densité de flux due au rayonnement que "voit" le fluxmètre est égale à :

$$\mathcal{C}_R = \frac{E_1}{s} - \mathcal{C}_1$$

ou encore :

$$\mathcal{C}_R = \lambda \cdot (T_c - T_f) \left[\left(\frac{E_1}{E_1 - E_2} \right) \cdot \left(\frac{1}{e_1} - \frac{1}{e_2} \right) - \frac{1}{e_1} \right] \quad (3.3.)$$

L'émissivité du capteur est :

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{C}_R}{\sigma \cdot (T_c^4 - T_f^4)} \quad (3.4.)$$

σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

Les valeurs de s et \mathcal{E} sont données, pour chacun des 13 fluxmètres utilisés, numérotés comme sur la figure 3.2., dans le tableau 1 du fascicule annexe.

3.4.1.3. - Calcul d'erreur.

Dans ce qui suit l'expression $\Delta(G)$ représente l'erreur dont est entachée la grandeur G .

L'étalonnage des capteurs est susceptible de deux causes d'erreur.

La première est due au principe de la méthode et au banc d'étalonnage. Les écarts entre plaques, la température de la face chaude, la valeur de la conductibilité thermique de l'air sont entachées d'une erreur qui demeure constante durant toute la durée de la campagne d'étalonnage. En effet les plaques sont écartées à l'aide de cales. T_c est maintenue constante à l'aide d'un thermostat dont le réglage n'est pas modifié pendant toute la campagne. Enfin la valeur de λ est tirée des tables de la référence [4] et est donc connue à la précision près de ces tables.

La deuxième cause d'erreur vient de la mesure proprement dite. Elle concerne les forces électromotrices délivrées par les fluxmètres et la température T_f de la face froide. Ces erreurs sont aléatoires.

L'erreur relative commise lors de la mesure de la sensibilité peut s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{\Delta(s)}{s} = \left[\frac{\Delta(\lambda)}{\lambda} + \frac{\frac{e_2}{e_1} \cdot \Delta(e_1) + \frac{e_1}{e_2} \cdot \Delta(e_2)}{e_2 - e_1} + \frac{\Delta(T_c)}{T_c - T_f} \right] + \left[\frac{\Delta(T_f)}{T_c - T_f} + \frac{\Delta(E_1) + \Delta(E_2)}{E_1 - E_2} \right]$$

Le deuxième terme entre crochets correspond à l'erreur de mesure proprement dite. Quant à l'erreur sur l'émissivité elle s'écrit :

$$\frac{\Delta(\varepsilon)}{\varepsilon} = \left[\frac{\Delta(\lambda)}{\lambda} + \frac{(3 T_c^2 + 2 T_c \cdot T_f + T_f^2) \cdot \Delta(T_c)}{T_c^3 + T_c^2 T_f + T_c T_f^2 + T_f^3} \right. \\ \left. + \frac{e_2 \cdot E_2 \cdot \Delta(e_1)}{e_1 \cdot (e_2 \cdot E_2 - E_1 \cdot e_1)} + \frac{e_1 \cdot E_1 \cdot \Delta(e_2)}{e_2 \cdot (e_2 \cdot E_2 - e_1 \cdot E_1)} \right] \\ + \left[\frac{(3 T_f^2 + 2 T_c T_f + T_c^2) \cdot \Delta(T_f)}{T_c^3 + T_c^2 T_f + T_c T_f^2 + T_f^3} \right. \\ \left. + (e_2 - e_1) \cdot \frac{(E_1 \cdot \Delta(E_2) + E_2 \cdot \Delta(E_1))}{(E_1 - E_2) \cdot (e_2 \cdot E_2 - e_1 \cdot E_1)} \right]$$

Pour l'étalonnage, les valeurs étaient les suivantes :

$e_1 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$	$\Delta(e_1) \simeq 10^{-4} \text{ m}$
$e_2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	$\Delta(e_2) \simeq 10^{-4} \text{ m}$
$T_c = 453 \text{ }^\circ\text{K}$	$\Delta(T_c) \simeq 1 \text{ }^\circ\text{C}$
$T_f = 283 \text{ }^\circ\text{K}$	$\Delta(T_f) \simeq 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$
$E_1 \simeq 200 \text{ } \mu\text{V}$	$\Delta(E_1) \simeq 1 \text{ } \mu\text{V}$
$E_2 \simeq 100 \text{ } \mu\text{V}$	$\Delta(E_2) \simeq 1 \text{ } \mu\text{V}$

L'erreur sur la sensibilité des fluxmètres est donc égale à :

$$\frac{\Delta(s)}{s} = \frac{\Delta(\lambda)}{\lambda} + \frac{3,41}{100} + \frac{2,29}{100}$$

terme fixe terme aléatoire

L'erreur sur l'émissivité est égale à :

$$\frac{\Delta(\varepsilon)}{\varepsilon} = \frac{\Delta(\lambda)}{\lambda} + \frac{5,08}{100} + \frac{4,67}{100}$$

terme fixe terme aléatoire

Il ne faut pas oublier que lors des essais seuls les termes aléatoires précédentes influenceront la dispersion des résultats. Les termes fixe

systematiques) n'interviennent que dans la précision globale. Par exemple mesurons la même grandeur successivement à l'aide de tous les fluxmètres. Les résultats auront une dispersion, aux erreurs de mesure près, qui sera la dispersion due aux termes aléatoires des relations précédentes. Par contre la précision de la moyenne des mesures sera pratiquement égale aux termes fixes des relations précédentes.

Il est surtout intéressant de savoir comment interviennent ces diverses erreurs d'étalonnage lors des mesures de flux thermique sur le mur. Le coefficient d'échange h est donné par la relation :

$$h = \frac{\frac{E}{s} - \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_p^4 - T_A^4)}{T_p - T_A} \quad (3.7.)$$

E est la f.e.m mesurée aux bornes du fluxmètre,

T_p est la température du fluxmètre,

T_A est la température ambiante.

Cette relation sera justifiée dans le chapitre consacré au dépouillement des essais (§ 4.2.).

Il est facile de montrer par le calcul que l'erreur commise sur h est égale à :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta(h)}{h} = & \left[\frac{\Delta(s)}{s} + \frac{\Delta(E)}{E} + \frac{\Delta(T_p) + \Delta(T_A)}{T_p - T_A} \right] \frac{E/s}{E/s - \varepsilon \cdot \sigma (T_p^4 - T_A^4)} \\ & + \left[\frac{\Delta(\varepsilon)}{\varepsilon} + \frac{(3 T_p^2 + 2 T_p \cdot T_A + T_A^2) \Delta(T_p)}{T_p^3 + T_p^2 \cdot T_A + T_p \cdot T_A^2 + T_A^3} \right. \\ & \left. + \frac{(3 T_A^2 + 2 T_A \cdot T_p + T_p^2) \Delta(T_A)}{T_p^3 + T_p^2 \cdot T_A + T_p \cdot T_A^2 + T_A^3} \right] \frac{\varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_p^4 - T_A^4)}{E/s - \varepsilon \cdot \sigma (T_p^4 - T_A^4)} \end{aligned}$$

Soit l'application numérique suivante :

$$T_p = 433 \text{ } ^\circ\text{C} \quad \Delta(T_p) = 0,5 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$T_A = 283 \text{ } ^\circ\text{C} \quad \Delta(T_A) \approx 1 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\frac{\Delta(E)}{E} \approx 1 \%$$

$$\varepsilon \cdot \sigma (T_p^4 - T_A^4) \simeq 0,21 \text{ . E/s}$$

Cette dernière relation a été obtenue à partir de divers résultats expérimentaux.

En séparant bien les termes fixes des termes aléatoires, l'erreur est égale à :

$$\frac{\Delta(h)}{h} = \frac{\Delta(\lambda)}{\lambda} + \frac{5,8}{100} + \frac{7}{100} \quad (3.8.)$$

terme fixe terme aléatoire

En fait les résultats des essais sont mis sous la forme d'un nombre de Nusselt :

$$Nu_x = \frac{h \cdot x}{\lambda}$$

soit :

$$h = \frac{Nu_x \cdot \lambda}{x} \quad (3.9.)$$

Dans cette expression (3.9.), la conductibilité thermique relative aux conditions expérimentales intervient directement. En développant intégralement la relation (3.7.) qui donne h à partir des mesures effectuées, il est facile de montrer que la conductibilité thermique y intervient aussi directement ; mais dans ce cas elle est relative aux conditions d'étalonnage. Bien sûr, la température d'essai et celle d'étalonnage ne sont pas forcément identiques, mais les valeurs de λ étant tirées de la même table, on peut admettre qu'elles sont entachées de la même erreur. En conséquence, lors du dépouillement des essais, l'erreur sur λ disparaît.

Il est intéressant de noter, comme on pourra le constater plus loin, que les résultats expérimentaux ne sont, en général, pas dispersés de plus de 6 % autour de la valeur moyenne. Cette dispersion est en bon accord avec celle de 7 % imputable aux termes aléatoires dans la relation (3.8.) et calculée par excès.

3.4.2. - Visualisation par strioscopie à fente multiple.

Les méthodes classiques de visualisation couramment mises en oeuvre à la Société BERTIN sont l'interférométrie différentielle et la strioscopie à fente multiple. La première méthode est décrite dans les divers rapports du contrat EURATOM

015.63.10 TEGF. Elle n'a pas été retenue car la sensibilité de l'appareillage existant, adaptée à l'étude des écoulements laminaires, est trop grande pour l'étude des écoulements turbulents.

La deuxième méthode est une variante perfectionnant le procédé de visualisation décrit par SURGET [5]. Très sommairement le principe de cette nouvelle méthode est le suivant.

Un faisceau de lumière parallèle traverse la veine expérimentale. Au cours de leur traversée, les rayons lumineux sont déviés de leur trajet normal d'un angle proportionnel au gradient d'indice rencontré (par conséquent au gradient de température). A l'aval de la veine est situé un système optique astigmatique constitué de plusieurs lentilles cylindriques. En l'absence de gradient d'indice dans la veine, le faisceau lumineux, en traversant ce système, s'appuie sur deux focales linéaires et orthogonales l'une par rapport à l'autre. Ce système optique forme sur un écran une image du plan objet (le plan de sortie de la veine expérimentale) de façon que le plan image (le plan de l'écran) soit le plan conjugué du plan objet pour la convergence moyenne du système astigmatique. En d'autres termes, il donne, quels que soient les angles d'orientation des rayons lumineux à la sortie du plan objet, une image nette, toujours située à la même place et sans aberrations appréciables dues à l'astigmatisme du système. On montre par ailleurs, qu'en l'absence de gradient d'indice dans la veine et puisqu'alors le faisceau lumineux est parallèle à la sortie du plan objet, une droite du plan objet donne sur un écran placé entre les deux focales l'image d'une droite, mais dont l'orientation tourne de 0 à $\frac{\pi}{2}$ selon la position entre les deux focales. Ainsi, en remplaçant cet écran secondaire par une grille comportant un certain nombre de traits rectilignes opaques, l'image observée sur l'écran principal, comportera l'image superposée d'une grille à mailles rectilignes. On montre également que lorsqu'il y a des gradients d'indice dans la veine, les déviations à la sortie de la veine sont plus ou moins amplifiées dans la zone comprise entre les deux focales (ces amplifications dépendent des éléments optiques associés aux éléments astigmatiques) et surtout que l'orientation des déviations reste inchangée. De ces propriétés résulte le procédé de visualisation. Il consiste à placer entre les deux focales une grille formée de fentes parallèles. En plaçant cette grille de telle sorte que l'on ait à la fois les fentes perpendiculaires à la direction où l'on veut explorer les

gradients et à un emplacement entre les deux focales tel que l'image des fentes sur l'écran soit, en l'absence de gradient d'indice, perpendiculaire à la direction des gradients à explorer, les variations de gradient d'indice se traduisent sur l'écran par des déplacements de franges.

En fait dans le montage utilisé, les éléments astigmatiques étaient situés à l'amont de la veine expérimentale, cela permettait d'obtenir une meilleure qualité de l'image sur l'écran. Pour des précisions détaillées sur la méthode, le lecteur peut se reporter au septième compte-rendu trimestriel du 15 novembre 1968.

3.4.3. - Mesure des vitesses par anémométrie.

3.4.3.1. - Rappel sur le principe des mesures.

Les échanges de chaleur en convection forcée entre un fil chaud et un fluide, sont, dans les conditions habituelles, bien représentées par la loi de King :

$$\frac{h \cdot d}{\lambda} = B + A \cdot \sqrt{\text{Re}_d \cdot \text{Pr}}$$

Théoriquement, les constantes A et B ne dépendent pas des caractéristiques géométriques du fil ni des diverses caractéristiques physiques du fluide en mouvement. En général le diamètre du fil est mal connu, mais il est toujours possible d'écrire la loi de King sous la forme :

$$\frac{P}{\lambda \cdot \Delta T} = B' + A' \cdot \sqrt{\frac{V}{\nu}} \quad (3.10.)$$

- A' et B' sont deux constantes dépendant des caractéristiques géométriques du fil,
- P est la puissance électrique dissipée dans le fil,
- ΔT est l'écart de température entre le fil et le fluide,
- V est la vitesse du fluide,
- λ est la conductibilité du fluide,
- ν est la viscosité cinématique du fluide.

Les caractéristiques du fluide sont calculées à la température de l'écoulement et non à la température moyenne entre le fluide et le fil. En effet il est très vite apparu au cours des essais d'étalonnage que ce mode de calcul corrélait mieux les résultats quand l'écart de température entre le fil et l'air ambiant variait.

Ce mode de dépouillement a été choisi de préférence à la relation de COLLIS et WILLIAMS [6], car pour nous la gamme des vitesses explorées était relativement faible et le choix des coefficients A' et B' demeurerait valable dans ce domaine.

Les anémomètres modernes Thermo-system et D.I.S.A. sont tels que le fil est maintenu à une température constante quelles que soient la vitesse et la température du fluide. Avec de tels appareils, il est possible de mesurer des profils de vitesse dans des écoulements non isothermes, à condition de connaître la température en chaque point. C'est le cas qui se présente pour le mur plan vertical en convection naturelle.

Supposons la température du fil connue, sa résistance R l'est aussi, la mesure de la tension U aux bornes du fil permet d'atteindre l'amplitude de la vitesse de l'écoulement transversal par rapport au fil à partir de la relation (3.10.) qui devient :

$$\frac{U^2}{R \cdot \lambda \cdot \Delta T} = B' + A' \cdot \sqrt{\frac{V}{\nu}}$$

En fait, la sonde est montée dans une branche d'un pont selon le schéma de la figure 3.11.

Dans ces conditions, la puissance dissipée par effet Joule dans la sonde est :

$$P = \frac{U^2 \cdot R}{(R_1 + R)^2}$$

et la relation (3.10.) s'écrit alors :

$$\frac{U^2 \cdot R}{\lambda \cdot \Delta T \cdot (R_1 + R)^2} = B' + A' \cdot \sqrt{\frac{V}{\nu}} \quad (3.11.)$$

C'est cette dernière relation qui a été utilisée pour l'étalonnage de la sonde et le dépouillement des mesures.

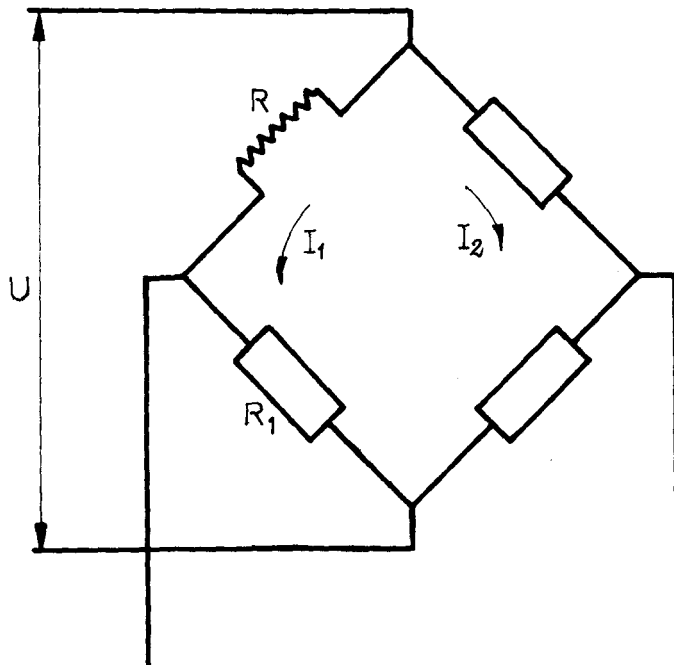


Figure 3.11.

3.4.3.2. - Appareillage utilisé.

Parmi les divers anémomètres que possède la Société BERTIN l'appareil choisi est le D.I.S.A. En effet ses perfectionnements augmentent sa sécurité d'emploi et facilitent le dépouillement des indications qu'il fournit.

La tension électrique aux bornes du fil est calculée à partir de l'indication que donne le voltmètre incorporé à l'appareil. Il était possible d'augmenter la précision de l'anémomètre en utilisant lors de l'étalonnage un voltmètre SOLARTRON et en enregistrant lors de la mesure de vitesse le signal électrique délivré par l'appareil afin d'en obtenir une bonne valeur moyenne.

Le but de ces essais est en fait de vérifier les ordres de grandeur des vitesses mesurées par CHEESEWRIGHT. Il ne s'agit pas de déterminer, comme pour les températures, avec une grande précision, les profils de vitesse dans des conditions d'essais variées : cela aurait conduit à une campagne d'essais très longue et onéreuse

La sonde utilisée est du type de celles que fabrique D.I.S.A. Sa principale particularité provient du fait que les branches de la fourche, sur laquelle est soudé le fil, ont été écartées de façon à avoir un fil plus grand ce qui diminue en proportion les pertes thermiques par les branches de la fourche.

Le fil est en tungstène platiné. Sa résistance a un coefficient de température (fourni par le constructeur) égal à $0,4.10^{-3}$.

3.4.3.3. - Etalonnage de la sonde.

L'étalonnage se fait à l'aide d'une petite tuyère dont le diamètre au col est de 2 cm environ. Les vitesses utilisées sont faibles. En conséquence l'épaisseur de la couche limite dans la tuyère n'est pas négligeable. Le processus d'étalonnage est le suivant :

- dans un premier stade le profil de vitesse au col de la tuyère est supposé plan; la vitesse est calculée à partir du débit d'air passant dans la tuyère et mesuré à l'aide d'un compteur ;
- compte tenu de cette hypothèse il est possible d'obtenir un premier étalonnage de la sonde qui sert à mesurer le profil de vitesse au col de la tuyère pour divers débits ;
- l'intégration de ces profils fournit un coefficient correctif qui permet de connaître avec plus d'exactitude les vitesses réelles.

La sonde a été ainsi étalonnée, pour une gamme de vitesses allant de 0,1 à 1,5 m/s.

La courbe d'étalonnage est donnée au chapitre 5, paragraphe 5.4.1.

3.4.4. - Mesure des profils de température.

On a étudié et réalisé une sonde à thermocouple pour mesurer la température locale de l'air dans la couche limite et ses fluctuations.

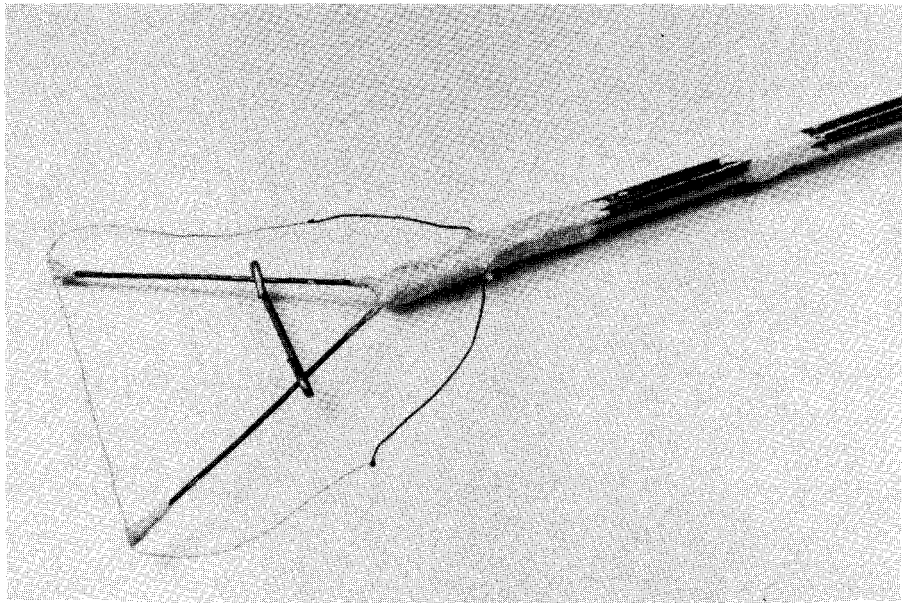


Figure 3.12.

La photo de la figure 3.12 montre cette sonde. Le thermocouple est du type chromel alumel. Le diamètre des fils est de 0,1 mm. La distance entre les deux branches du support est de 3 cm. Le point chaud est à égale distance des branches. Il est nécessaire, pour apprécier la précision des mesures de connaître l'écart de température ΔT_c entre le point chaud du thermocouple et le fluide. Si ΔT_b est l'écart de température entre l'extrémité des fils et le fluide, un calcul de conduction montre aisément que le rapport de ces deux écarts de température est égal à :

$$\frac{\Delta T_c}{\Delta T_b} = \frac{1}{\text{ch} \left(2 \cdot l \cdot \sqrt{\frac{h}{\lambda_f \cdot d}} \right)} \quad (3.12.)$$

- l est la longueur totale du fil,
- d est le diamètre du fil,
- h est le coefficient d'échange entre le fil et le fluide,
- λ_f est la conductivité thermique du fil.

Cette relation permet de calculer la longueur du fil si l'on s'impose une valeur du rapport $\frac{\Delta T_c}{\Delta T_b}$ et réciproquement.

Elle est valable quand le fluide est isotherme tout le long du fil. En conséquence la position idéale pour celui-ci dans la couche limite est d'être horizontal et parallèle au mur.

Les travaux de COLLIS et WILLIAMS [6] ont montré que le nombre de Nusselt associé à un fil en convection naturelle n'est pas inférieur à 0,4 :

$$Nu_d = \frac{h \cdot d}{\lambda} \geq 0,4$$

λ étant la conductibilité thermique du fluide.

Avec les valeurs numériques actuelles cela conduit à :

$$h \geq 100 \text{ W/m}^2 \cdot \text{°C}$$

La conductibilité thermique de l'alumel est égale à 30 W/m.°C. Le rapport $\frac{\Delta T_c}{\Delta T_b}$ a pour valeur :

$$\frac{\Delta T_c}{\Delta T_b} \leq 0,82 \cdot 10^{-2}$$

Même si les extrémités du fil du thermocouple sont à la même température que le fluide extérieur à la couche limite la mesure effectuée a une précision meilleure que 1 %.

La constante de temps de la sonde est égale à :

$$\tau = \frac{\rho \cdot C_p \cdot d}{4 \cdot h} \quad (3.13.)$$

Pour l'alumel $\rho = 8\,600 \text{ kg/m}^3$ $C_p \simeq 500 \text{ J/kg} \cdot \text{°C}$

donc : $\tau \leq 1,07 \text{ seconde}$

Cette dernière valeur est un maximum. Du fait des vitesses existant dans la couche limite de convection naturelle, le coefficient d'échange entre le fil et le fluide

ambiant prend des valeurs supérieures à celle citée précédemment. Il est certain que, localement dans la couche limite, la constante de temps descend en-dessous de 0,5 seconde.

De même que pour les fluxmètres, la tension délivrée par la sonde de température fluctue fortement. Il a donc fallu réaliser une deuxième chaîne de mesure semblable en tous points à la première sauf pour la source de tension étalon qui doit délivrer des mV.

Finalement un tel système permet :

- l'enregistrement de fluctuations de température dans le temps à divers niveaux de la zone turbulente et, pour chaque niveau, à diverses distances du mur (cela permet de mesurer l'épaisseur de la couche limite thermique) ;
- d'obtenir, pour chaque niveau, après moyenne des relevés effectués aux diverses distances étudiées, un profil (moyen dans le temps) de température ;
- de comparer des enregistrements simultanés de température et de densité de flux et de rechercher une corrélation entre les fluctuations temporelles de ces deux quantités.

3.5. - NOTATIONS.

C_p	Chaleur spécifique,
d	Diamètre,
E	Force électromotrice,
\mathcal{E}	Pouvoir thermoélectrique,
e	Épaisseur ou écartement,
h	Coefficient d'échange thermique,
l	longueur ou hauteur,
Nu	Nombre de Nusselt,
P	Puissance électrique,
Pr	Nombre de Prandtl,

R	Résistance électrique,
Re	Nombre de Reynolds,
r	Rayon,
s	Sensibilité,
U	Différence de potentiel électrique,
V	Vitesse,
x	Abscisse,
ΔT	Ecart de température,
ϵ	Emissivité,
λ	Conductibilité thermique,
ν	Viscosité cinématique,
ρ	Masse volumique,
σ	Constante de Stefan-Boltzmann,
τ	Constante de temps,
φ	Densité de flux de chaleur.

3.6. - LISTE DES REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

- [1] E.R.G. ECKERT et T.W. JACKSON, NACA Rept 1015 (1951).
- [2] E. GRIFFITHS et A.H. DAVIS, Food Investigation Board, Spec. Rept. 9, Dept. Sci. and Ind. Res., H.M. Stationery Office, London (1922).
- [3] R. GARDON, J. Heat Transfer, vol. 82, 396 (1960).
- [4] J. HILSENATH et al., Tables of thermodynamic and transport properties, Pergamon Press (1960).
- [5] J. SURGET, ONERA, La Recherche Aérospatiale, n° 97, 37/62 (nov.-déc. 1963).
- [6] D.C. COLLINS et M.J. WILLIAMS, J. Fluid Mech., vol. 6, 357 (1959).

CHAPITRE 4.

ECHANGE DE CHALEUR ET CRITERES DE TRANSITION.

Nous présentons ici en détail les mesures effectuées en vue de déterminer le coefficient d'échange de chaleur entre le mur et l'air ambiant. Les informations recueillies sur la structure de la couche limite turbulente sont présentées au chapitre 5.

4.1. - MESURES EFFECTUEES.

Pour des conditions d'essais fixées, le coefficient d'échange local à une altitude donnée est déterminé par les mesures suivantes :

- température de la paroi
- température de l'air ambiant
- densité du flux de chaleur échangé localement (celle-ci est obtenue à partir de la force électromotrice moyenne délivrée par le fluxmètre situé à l'altitude considérée).

Les critères de transition entre les diverses zones de la couche limite sont établis à partir des courbes du coefficient d'échange de chaleur en fonction de l'altitude et des enregistrements, en fonction du temps, des indications des fluxmètres

Les conditions expérimentales ont été successivement les suivantes :

- Paroi isotherme avec des écarts de température paroi - ambiance de 72 ; 110,5 ; 108 ; 53 ; 152,5 ; 153 °C. Chaque écart de température a donné lieu à un relevé complet des fluxmètres. Ces relevés et leurs dépouillements effectués, en choisissant pour exprimer les propriétés physiques de l'air des températures de références T_R variées, sont présentés dans les tableaux 2 à 37 du fascicule annexe :
 - Tableaux 2 à 7 : Dépouillements effectués avec $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$
 - Tableaux 8 à 13 : Dépouillements effectués avec $T_R = (T_p + T_A)/2$
 - Tableaux 14 à 19 : Dépouillements effectués avec $T_R = T_A + 0,38 \cdot \Delta T$

Tableaux 20 à 25 : Dépouillements effectués avec $T_R = T_A + 0,25 \cdot \Delta T$

Tableaux 26 à 31 : Dépouillements effectués avec $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$

Tableaux 32 à 37 : Dépouillements effectués avec $T_R = T_A$

- Paroi dissipant une "densité de flux uniforme" ; cette situation a donné lieu à un seul relevé dont le dépouillement est présenté au tableau 38 du fascicule annexe.
- Paroi présentant avec l'ambiance un écart de température croissant avec l'altitude : deux relevés ont été effectués ; ils sont présentés aux tableaux 39 et 40 du fascicule annexe.
- Paroi présentant avec l'ambiance un écart de température décroissant en fonction de l'altitude : deux relevés ont été effectués, ils sont présentés aux tableaux 41 et 42 du fascicule annexe.

4.2. - PRINCIPES GÉNÉRAUX DU DEPOUILLEMENT.

Les fluxmètres situés dans la zone d'écoulement laminaire délivrent un signal stable. Par contre ceux situés dans les zones de transition et dans la zone où la turbulence est pleinement développée, délivrent un signal fluctuant dans le temps. On s'intéresse ici à la valeur moyenne dans le temps des coefficients d'échange locaux : de ce fait, les indications de ces derniers fluxmètres doivent être moyennées dans le temps. Faute d'un volimètre intégrateur, cette moyenne a été obtenue en planimétrant les enregistrements, de manière à obtenir pour chaque fluxmètre un signal électrique moyen E.

Connaissant la sensibilité s propre à chaque fluxmètre (voir tableau 1 du fascicule annexe) on en déduit la densité du flux brut échangé φ :

$$\varphi = \frac{E}{s}$$

La densité du flux de chaleur échangé par rayonnement est calculée par :

$$\varphi_r = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_p^4 - T_A^4)$$

à partir des valeurs connues de l'émissivité ε du fluxmètre et des températures de paroi T_p et d'ambiance T_A au niveau du fluxmètre.

Le coefficient d'échange local par convection naturelle est :

$$h = \frac{\varphi - \varphi_R}{T_p - T_A}$$

Les résultats sont alors transcrits sous la forme adimensionnelle suivante :

$$Nu_x = f(Ra_x) \quad (4.1.)$$

Nu_x étant le nombre de Nusselt local :

$$Nu_x = \frac{h \cdot x}{\lambda} \quad (4.2.)$$

Ra_x étant le nombre de Rayleigh local :

$$Ra_x = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_p - T_A) \cdot x^3}{\nu^2} \cdot Pr \quad (4.3.)$$

Dans le chapitre 1, les résultats sont présentés sous la forme $Nu_x = f'(Gr_x)$ pour faciliter la comparaison avec les résultats locaux présentés sous cette forme par d'autres auteurs. Dans la suite tous les résultats seront présentés sous la forme de la relation (4.1.) plus générale.

Les caractéristiques physiques de l'air (β, λ, ν, Pr) entrant dans les nombres de Rayleigh, de Grashof et de Nusselt sont calculées en fonction de la température et de la pression par les relations suivantes :

$$\beta = \frac{1}{T} \quad (4.4.)$$

$$\lambda = 1,815 \cdot 10^{-4} \cdot T^{0,872} \quad (4.5.)$$

$$\nu = 0,706 \cdot 10^{-9} \cdot T^{1,755} \cdot \frac{760}{p} \quad (4.6.)$$

$$Pr = 0,7187 - 2,335 \cdot 10^{-4} \cdot p \quad (4.7.)$$

Dans ces relations la température T choisie doit être exprimée en degrés Kelvin, la pression atmosphérique p régnant au cours de l'essai doit être exprimée en millimètres de mercure. Ces relations ont été obtenues par lissage des valeurs numériques tirées de la référence [1]. Leur validité est limitée à $273 \text{ }^\circ\text{K} < T < 473 \text{ }^\circ\text{K}$ et $740 < p < 780 \text{ mmHg}$.

Dans la couche limite, la température de l'air varie de T_p , température de la paroi, à T_A , température de l'air au loin. La valeur de la température de référence T_R , comprise entre ces deux limites, à choisir pour calculer les valeurs des caractéristiques de l'air est discutée en détail dans les paragraphes suivants.

Dans le cas de parois isothermes, il est souvent suffisant pour les besoins de l'ingénieur de connaître une valeur moyenne du coefficient d'échange permettant de calculer la quantité de chaleur reçue ou dissipée par toute la surface d'une plaque. D'autre part, surtout lorsque l'écoulement atteignait le régime turbulent, la plupart des expérimentateurs n'ont effectué que des mesures globales dont ils présentent les résultats sous une forme moyenne. Pour ces deux raisons, nous avons intégré nos résultats locaux sur paroi isotherme de manière à les présenter sous la forme moyenne :

$$Nu = f(Ra) \quad (4.8.)$$

où : $Ra = Ra_x$ voir relation (4.3.)

mais : $Nu = \frac{h_{\text{moyen}} \cdot x}{\lambda}$ (4.9.)

avec : $h_{\text{moyen}} = \frac{1}{x} \sum_1^n h_n \cdot (\Delta x)_n$ (4.10.)

n représentant les divers secteurs de hauteur Δx , compris entre 0 et l'altitude x considérée, où une valeur locale de h a été mesurée.

4.3. - INTERPRETATION DES MESURES D'ECHANGE DE CHALEUR SUR PAROI ISOTHERME.

4.3.1. - Préliminaires.

Les courbes représentatives de l'évolution du coefficient d'échange local h en fonction de l'altitude x sont portées sur la figure 4.1. pour les deux écarts de température extrêmes explorés : $\Delta T = 53$ °C et $\Delta T = 153$ °C.

Ces courbes montrent quatre zones distinctes dans l'évolution de h :

- la zone 1 correspond à l'écoulement laminaire : le coefficient d'échange décroît en fonction de l'altitude en suivant théoriquement une loi de la forme :

$$h = C \cdot x^{-1/4}$$

- la zone 2 correspond à l'apparition des premières instabilités dans la couche limite et au début de la turbulence : le coefficient d'échange croît très vite avec l'altitude ;
- la zone 3 correspond au développement de la turbulence : il semble que la couche limite épaisse notablement ; le coefficient d'échange décroît en fonction de l'altitude ;
- la zone 4 correspond à un écoulement turbulent pleinement développé : il n'y a plus de variation significative du coefficient d'échange avec l'altitude.

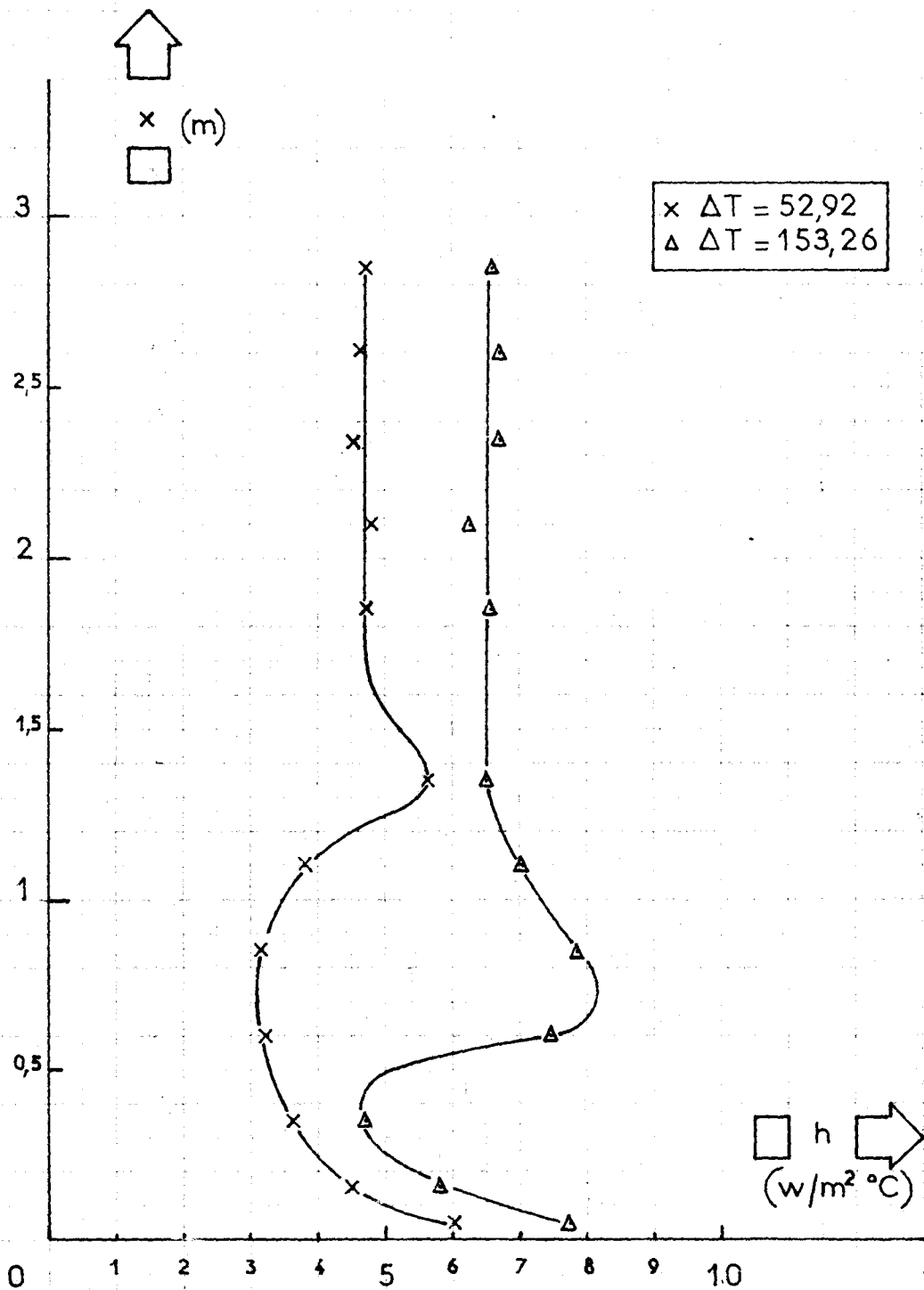
La répartition des fluxmètres le long de la paroi est fixe et elle est telle que, quel que soit l'écart de température exploré, il y a très peu de fluxmètres dans la zone 2. Pour cette raison, nous ne pourrions pas fournir de résultats très détaillés sur cette zone. Le nombre de fluxmètres intéressés par la zone 3 est seulement de deux à trois selon les écarts de températures étudiés et, de ce fait, la précision des résultats relatifs à cette zone est moindre que pour les zones extrêmes.

Le problème posé est le suivant :

MUR PLAN
Variation du coefficient
d'échange local le long du mur

PAGE

Figure 4.1.



- Dans les zones 1, 3 et 4, la loi d'échange de chaleur peut s'écrire respectivement :

$$\text{zone 1 : } Nu_x = C_1 \cdot Ra_x^{1/4} \quad (4.11.)$$

$$\text{zone 3 : } Nu_x = C_2 \cdot Ra_x^n \quad \text{avec } n < 1/3 \quad (4.12.)$$

$$\text{zone 4 : } Nu_x = C_3 \cdot Ra_x^{1/3} \quad (4.13.)$$

Quelles sont les valeurs des coefficients C_1 , C_2 , C_3 et n dans les relations précédentes ?

- Les essais ont été effectués avec des écarts de température paroi - ambiance variant de 53 à 153 °C. Dans la couche limite, les caractéristiques physiques de l'air varient notablement en fonction de la température.

A quelle température faut-il les exprimer pour les introduire dans les nombres de Nusselt et de Rayleigh (ou de Grashof) ?

- Les coefficients C_1 , C_2 et C_3 sont-ils des constantes ou bien varient-ils en fonction de l'écart de température ΔT ?

Dans les paragraphes suivants, des réponses sont proposées à ces diverses questions. Certaines des relations proposées n'ont pas forcément un support physique explicite : ce ne sont que des relations empiriques. Elles sont valables dans le domaine de température exploré lors des divers essais.

4.3.2. - Ecoulement laminaire.

4.3.2.1. - Rappel théorique.

SPARROW et GREGG [2] ont fait une étude théorique de l'influence, en convection naturelle, de la variation des diverses caractéristiques physiques du fluide en fonction de la température. Pour cela, ils ont résolu les équations de la couche limite laminaire en utilisant la même méthode de calcul que OSTRACH [3], mais en introduisant des caractéristiques physiques du fluide fonction de la température.

En exprimant les caractéristiques physiques du fluide à la température de la paroi, et en présentant les résultats sous la forme :

$$Nu_x = C \cdot Gr_x^{1/4}$$

ils constatent, pour les gaz, que C varie en fonction du rapport T_p/T_A .

A partir des résultats obtenus, SPARROW et GREGG ont cherché à quelle température il fallait exprimer les caractéristiques physiques du gaz dans le calcul de Nu_x et Gr_x pour que la valeur du coefficient C soit indépendante du rapport T_p/T_A et aussi proche que possible des résultats d'OSTRACH.

Finalement, ils recommandent de prendre le coefficient de dilatation cubique égal à :

$$\beta = \frac{1}{T_A} \quad (T_A \text{ en } ^\circ K) \quad (4.14.)$$

et de calculer les autres caractéristiques physiques du gaz à la température de référence T_R :

$$T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T \quad (4.15.)$$

Ils montrent en outre que :

- l'emploi de la température $T_R = (T_p + T_A)/2$, qui présente évidemment une facilité appréciable pour les calculs rapides, n'entraîne pas une erreur importante,
- pour $1 \leq \frac{T_p}{T_A} \leq 1,5$, le choix de la définition de T_R entre T_p et T_A n'a pas une grande influence sur la valeur de C à condition de prendre toujours $\beta = 1/T_A$.

4.3.2.2. - Résultats expérimentaux.

Les résultats sont présentés sous la forme :

$$Nu_x = C_1 \cdot Ra_x^{1/4} \quad (\text{relation (4.11.)})$$

Un lissage des points expérimentaux n'aurait pas attribué au nombre de Rayleigh un exposant rigoureusement égal à $1/4$ mais certainement très voisin. Il a paru préférable de procéder de la manière suivante :

- on admet la validité de la relation (4.11.),
- on calcule pour chaque point expérimental la valeur du rapport $Nu_x / Ra_x^{1/4}$, ceci pour différentes températures de référence T_R ,
- pour chaque température T_R , on obtient une valeur du coefficient C_1 de la relation (4.11.) en faisant la moyenne des rapports $Nu_x / Ra_x^{1/4}$ relatifs aux divers points expérimentaux.

Les calculs de $Nu_x / Ra_x^{1/4}$ ont été effectués pour :

$$T_R = T_A + 0,38 \cdot \Delta T \quad (\text{voir tableau 43 de l'annexe})$$

$$T_R = T_A + 0,5 \cdot \Delta T \quad (\text{voir tableau 44 de l'annexe})$$

$$T_R = T_P - 0,38 \cdot \Delta T \quad (\text{voir tableau 45 de l'annexe})$$

β étant pris égal à $1/T_A$ dans tous les cas.

L'examen des résultats conduit aux conclusions suivantes :

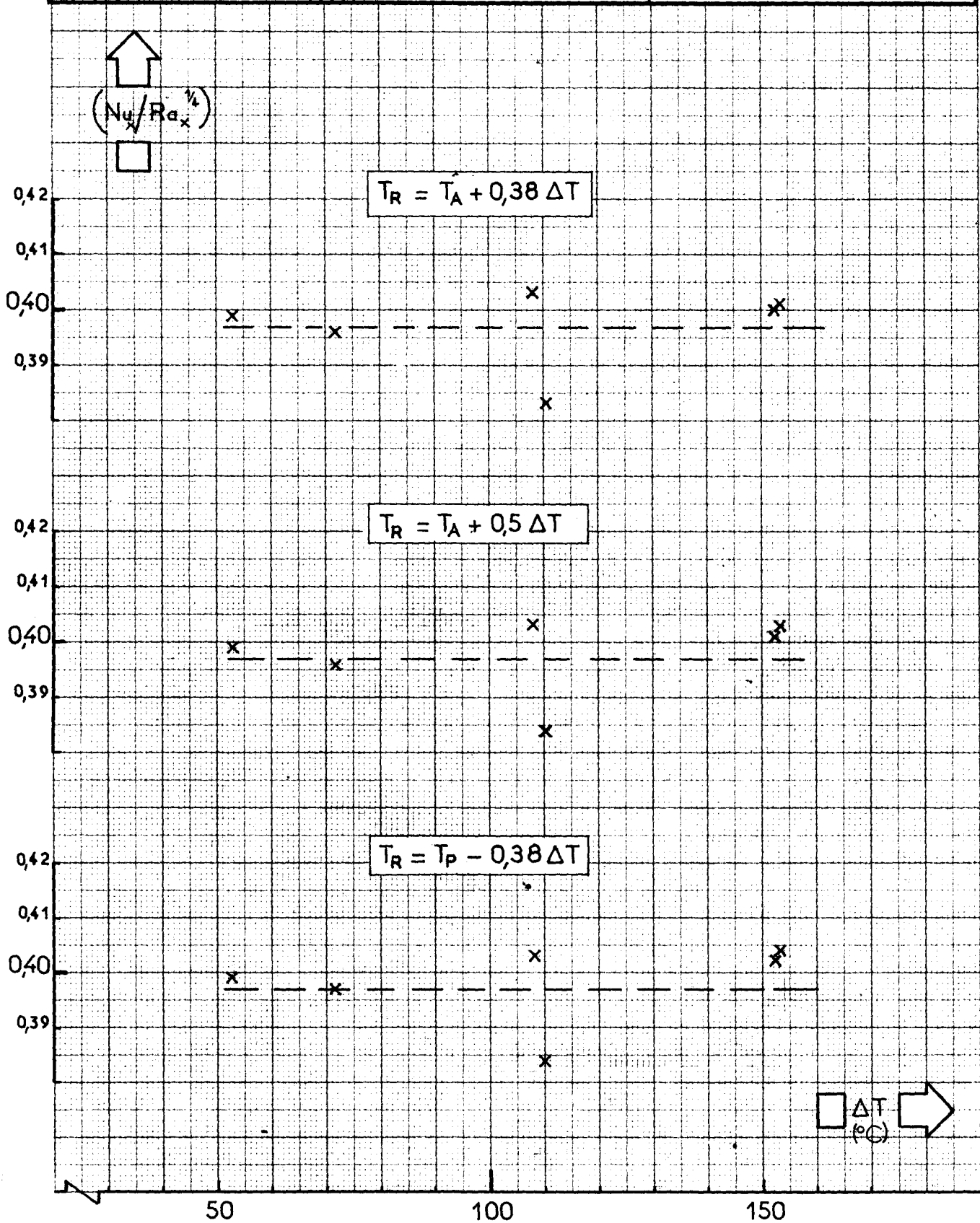
- quelle que soit la valeur de T_R on ne constate aucune variation significative de C_1 qui est dans tous les cas égal à 0,397 ; il faudrait aller jusqu'au quatrième chiffre significatif pour constater une différence ;
- les valeurs moyennes de $Nu_x / Ra_x^{1/4}$ pour chaque ΔT et aux différentes températures de référence T_R utilisées sont portées sur la figure 4.2. en fonction de ΔT ; on ne constate de variation significative de ces valeurs moyennes ni en fonction de ΔT ni en fonction de T_R ;
- pour la température de référence $T_R = T_P - 0,38 \cdot \Delta T$, on a porté sur la figure 4.3. la valeur de $Nu_x / Ra_x^{1/4}$ obtenue à chaque altitude (même fluxmètre) et pour les six écarts de température explorés ; en joignant entre eux les points relatifs à un même ΔT , on obtient des courbes assez semblables mais décalées les unes par rapport aux autres de façon assez aléatoire ; ce décalage est vraisemblablement dû aux diverses erreurs de mesure (étalonnage de la chaîne de mesure de flux, mesure des températures de paroi et d'ambiance).

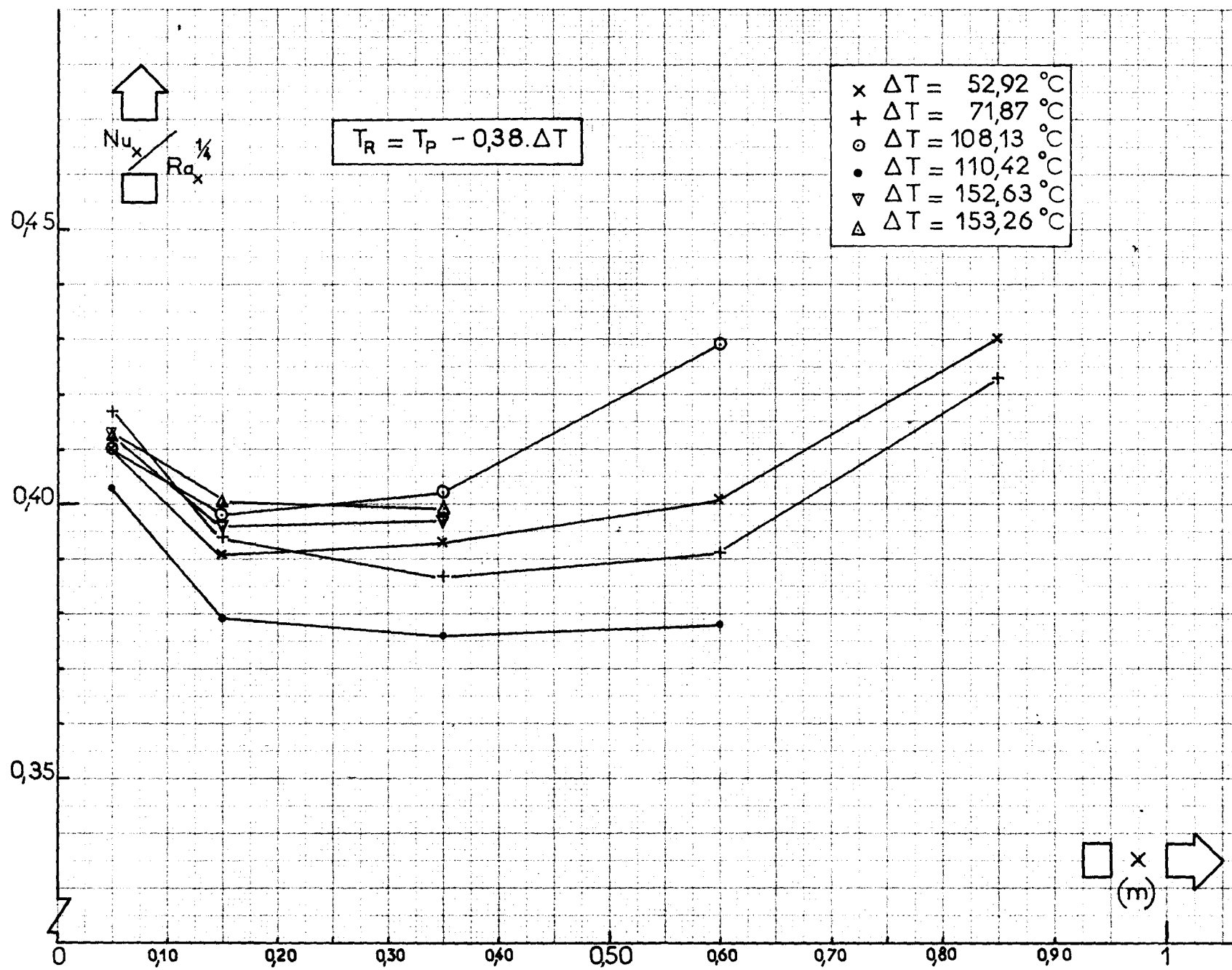
MUR PLAN

REGIME LAMINAIRE - Variations du
rapport $Nu_x/Ra_x^{1/4}$ en fonction de
 ΔT pour diverses températures de référence

PAGE

Figure 4.2.





On peut remarquer, sur la figure 4.3., que pour trois points d'essai ($\Delta T = 108 \text{ }^\circ\text{C}$, $x = 0,60 \text{ m}$; $\Delta T = 53 \text{ }^\circ\text{C}$, $x = 0,85 \text{ m}$; $\Delta T = 72 \text{ }^\circ\text{C}$, $x = 0,85 \text{ m}$) la valeur de $Nu_x / Ra_x^{1/4}$ est supérieure de 8 % environ à la moyenne générale alors que l'ensemble des autres points ne présente qu'une dispersion de $\pm 5 \%$. En calculant l'altitude d'apparition des premières instabilités, à l'aide du critère cité au chapitre 1 (§ 1.3.1.) et dont l'établissement sera exposé plus en détail au paragraphe 4.3.3. du présent chapitre, on constate que ces instabilités apparaissent à des altitudes très voisines de celles où sont effectuées ces trois mesures. Il est donc vraisemblable que, dans les conditions d'essais en cause, les fluxmètres ayant permis ces mesures soient situés dans la zone 2 où le coefficient d'échange croît avec l'altitude. Quoi qu'il en soit, ces points ont été écartés pour le calcul des moyennes.

4.3.2.3. - Conclusions.

La corrélation proposée est la suivante :

$$\boxed{Nu_x = 0,397 \cdot Ra_x^{1/4}} \quad (4.16.)$$

quelle que soit la température de référence T_R choisie entre T_p et T_A pour exprimer les caractéristiques physiques de l'air, à condition de prendre $\beta = 1/T_A$.

Ces conclusions sont valables pour les conditions expérimentales suivantes :

Fluide : air à la pression atmosphérique

$$7,5 \text{ }^\circ\text{C} < T_A < 24 \text{ }^\circ\text{C}$$

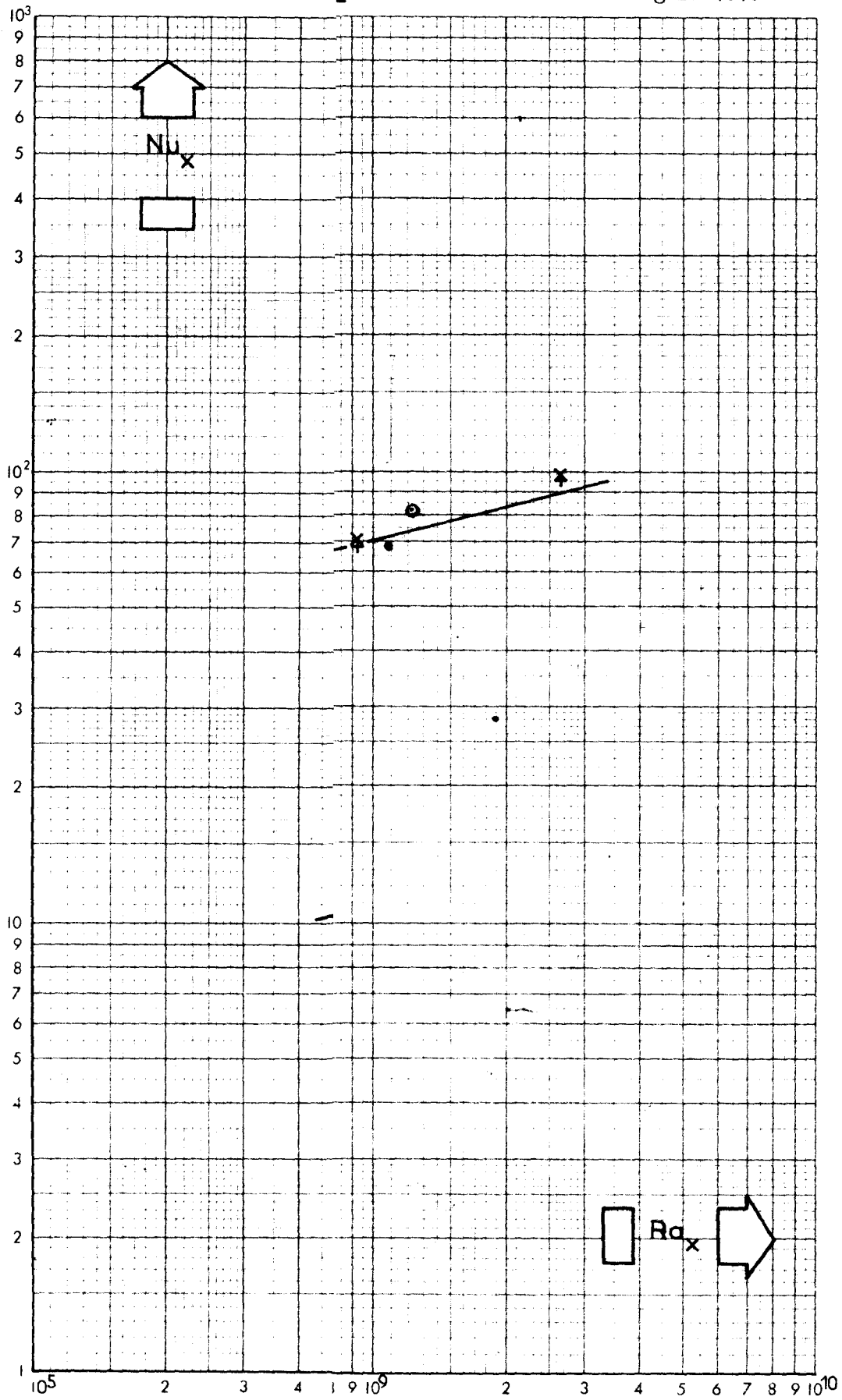
$$53 \text{ }^\circ\text{C} < \Delta T < 153 \text{ }^\circ\text{C}$$

Les points expérimentaux dépouillés avec $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$ sont portés sur la figure 4.4.

En prenant pour le nombre de Prandtl de l'air la valeur ronde $Pr = 0,7$, on retrouve, à partir de la relation (4.16.), la relation (1.1.) :

$$Nu_x = 0,363 \cdot Gr_x^{1/4} \quad (4.17.)$$

Figure 4.4.



Nous comparerons ces résultats à ceux des autres chercheurs au § 4.3.7.1. Nous pouvons toutefois constater, dès maintenant, que les observations effectuées correspondent bien aux conclusions de SPARROW et GREGG : dans les conditions d'expérience, $1,19 \leq T_P/T_A \leq 1,54$, on ne constate pas d'influence significative du choix de la température T_R sur la valeur de la constante C_1 . Si on admet la validité des travaux de SPARROW et GREGG, cette constatation est très importante : elle permet de confirmer l'absence de dérive des fluxmètres en fonction de la température. Ce résultat est essentiel pour la discussion des résultats de la zone turbulente.

4.3.3. - Zone de transition.

Dans la zone 2 mise en évidence par les courbes de variation du coefficient d'échange en fonction de l'altitude, les premières instabilités de l'écoulement apparaissent et le coefficient d'échange de chaleur croît rapidement avec l'altitude.

Comme nous l'avons expliqué au § 4.3.1. nous ne disposons malheureusement pas d'un nombre suffisant de points d'essais pour établir une loi d'échange de chaleur dans cette zone. On peut simplement constater (voir figure 1.2.) que le nombre de Nusselt semble dépendre à la fois du nombre de Grashof et de l'écart de température.

Par contre, les mesures effectuées ont permis d'étendre le domaine de validité du critère établi lors du contrat EURATOM 063.64.12 pour caractériser l'altitude moyenne x_1 d'apparition des premières instabilités dans la couche limite. Cette altitude x_1 marque la fin de l'écoulement laminaire et le point où le coefficient d'échange local cesse de décroître en suivant la loi exprimée par la relation (4.16.).

Ce critère (voir [4] et [5]) a été écrit sous la forme :

$$\frac{G \cdot \beta \cdot x_1}{C_p} = 0,546 \cdot 10^{13} \cdot \left[\left(\frac{Gr}{\beta} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{G \cdot \nu} \right]^{-3/2} \cdot \frac{1}{\beta \cdot (T_P - T_A)} \quad (4.18.)$$

à partir de mesures effectuées dans les conditions suivantes :

Nature du fluide : CO_2 ou N_2

$1 < p < 30$ bars

$15 \text{ }^\circ\text{C} < \Delta T < 90 \text{ }^\circ\text{C}$

$300 \text{ }^\circ\text{K} < T_p < 390 \text{ }^\circ\text{K}$

Dans les expériences actuelles, les conditions sont assez différentes :

Nature du fluide : air

$p =$ pression atmosphérique

$53 \text{ }^\circ\text{C} < \Delta T < 153 \text{ }^\circ\text{C}$

$337 \text{ }^\circ\text{K} < T_p < 438 \text{ }^\circ\text{K}$

Il est intéressant de vérifier si dans ces conditions, les altitudes d'apparition des premières instabilités mesurées vérifient l'expression (4.18.).

De plus les écarts de température paroi - ambiance plus élevés dans les expériences actuelles que dans celles antérieures (ΔT n'avait atteint $90 \text{ }^\circ\text{C}$ que dans un cas et était resté inférieur à $50 \text{ }^\circ\text{C}$ pour tous les autres essais) permettent d'étudier l'influence sur les résultats du choix de la température de référence T_R à laquelle on exprime les caractéristiques physiques du fluide.

Pour faciliter la mise en évidence de cette influence, la relation (4.18.) a été traduite sous une autre forme. Les caractéristiques physiques de l'air qui entrent dans cette relation (β, C_p, ν) peuvent s'exprimer comme suit :

$$\beta = 1/T_A$$

$$C_p = 1006 \text{ J/kg }^\circ\text{C}$$

$$\nu = \nu_0 \cdot \left(\frac{T_R}{T_0}\right)^{7/4} \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-1}$$

En prenant $T_0 = 293 \text{ }^\circ\text{K}$, $p_0 = 760$ mm de mercure et $\nu_0 = 1,507 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, la relation (4.18.) devient :

$$x_1 \cdot \Delta T \cdot \left[\frac{T_A}{293}\right]^{1/4} \cdot \left[\frac{p}{760}\right]^{3/2} = 42,5 \left[\frac{T_R}{293}\right]^{21/8} \quad (4.19.)$$

avec p en mm de mercure ; T_A et T_R en $^\circ\text{K}$.

Lors de chaque essai, les fluxmètres situés dans la zone d'écoulement laminaire délivrent tous un signal stable. Le premier fluxmètre immédiatement situé au-dessus de l'altitude x_1 d'apparition des premières instabilités délivre un signal fluctuant. Il est donc très facile de déterminer deux altitudes x_n et x_{n+1} entre lesquelles est située x_1 .

Pour chacun des six essais effectués, les quantités :

$$x_n \cdot \Delta T \cdot \left[\frac{T_A}{293} \right]^{1/4} \cdot \left[\frac{p}{760} \right]^{3/2} \quad (4.20.)$$

et

$$x_{n+1} \cdot \Delta T \cdot \left[\frac{T_A}{293} \right]^{1/4} \cdot \left[\frac{p}{760} \right]^{3/2} \quad (4.21.)$$

ont été calculées, ainsi que les quantités :

$$T_R = T_A + 0,38 \cdot \Delta T \quad (4.22.)$$

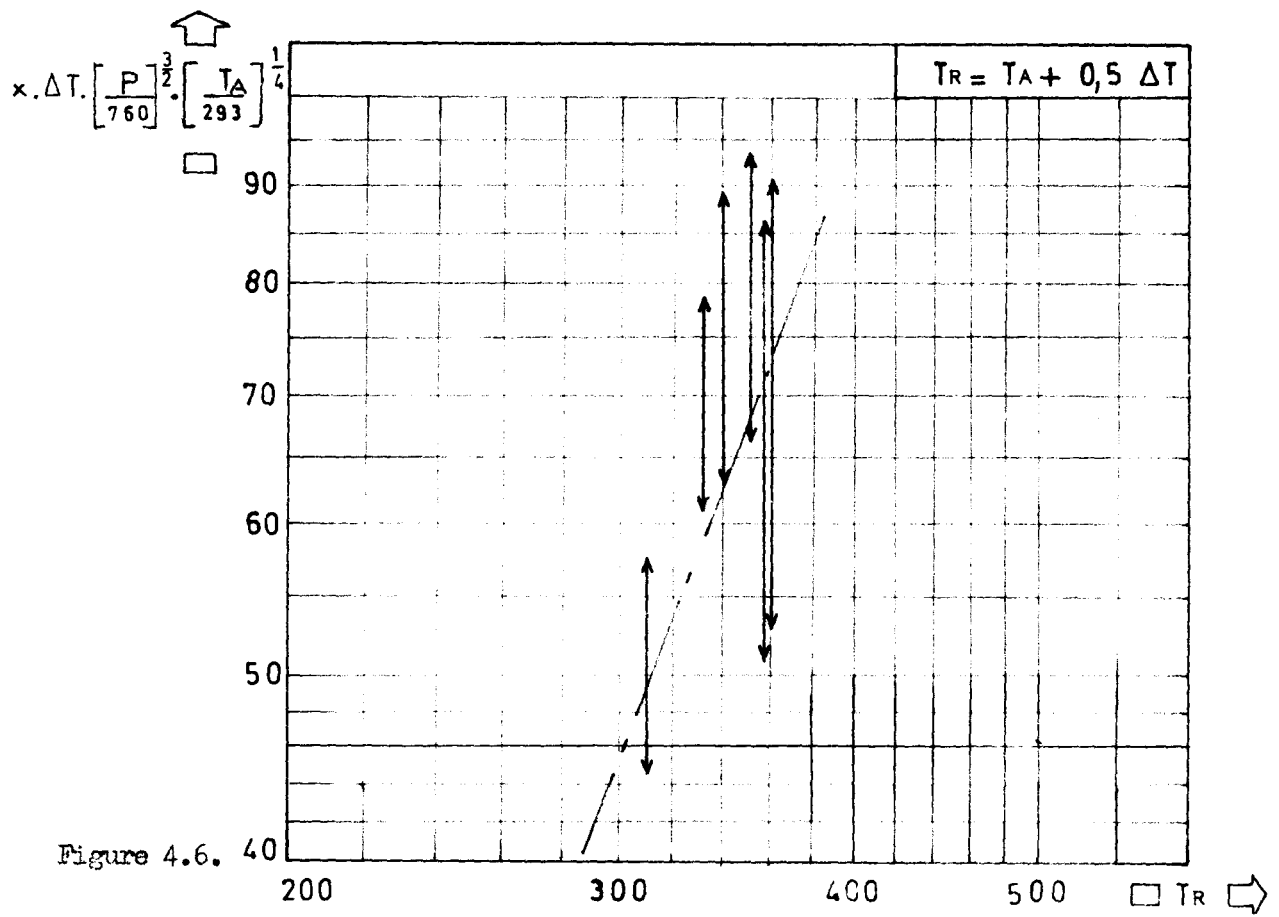
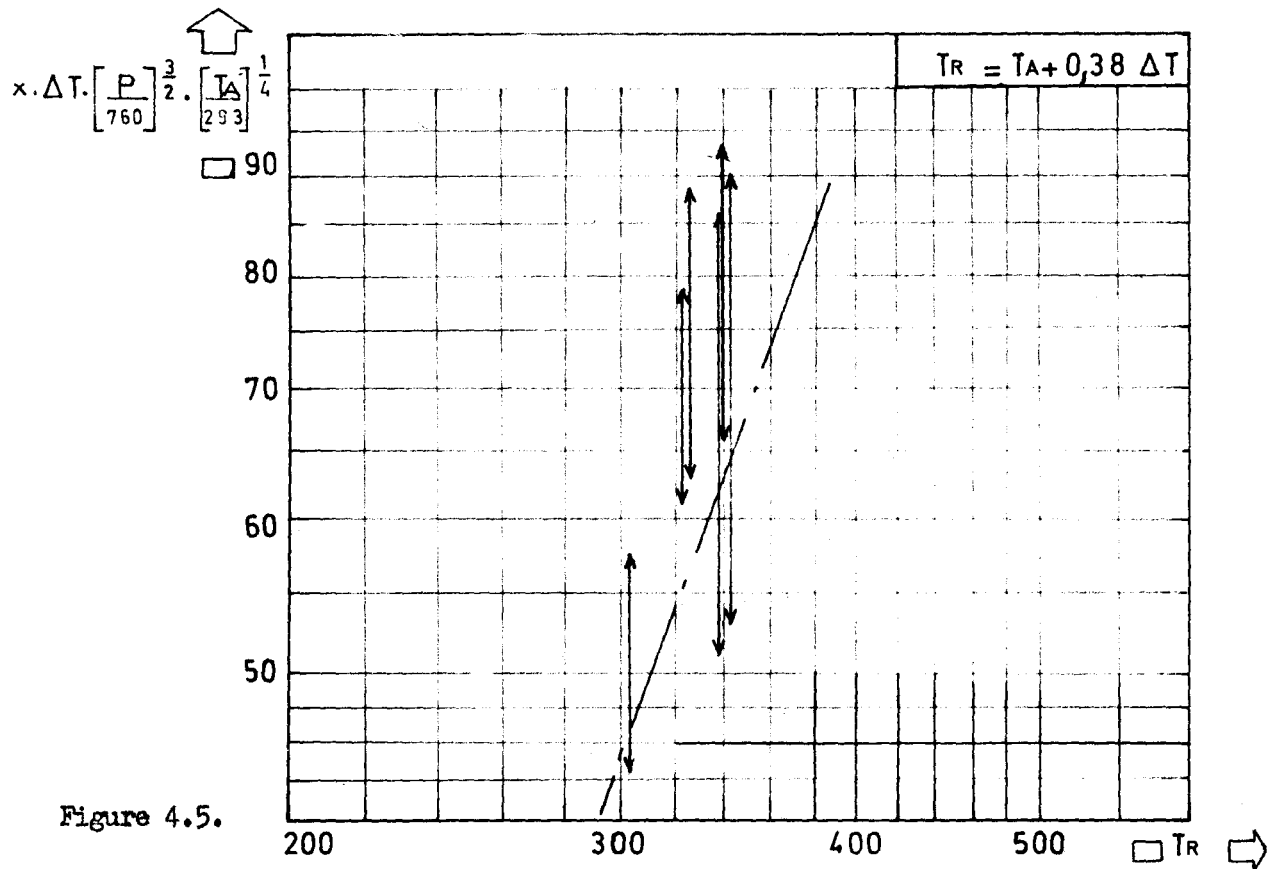
$$T_R = T_A + 0,5 \cdot \Delta T \quad (4.23.)$$

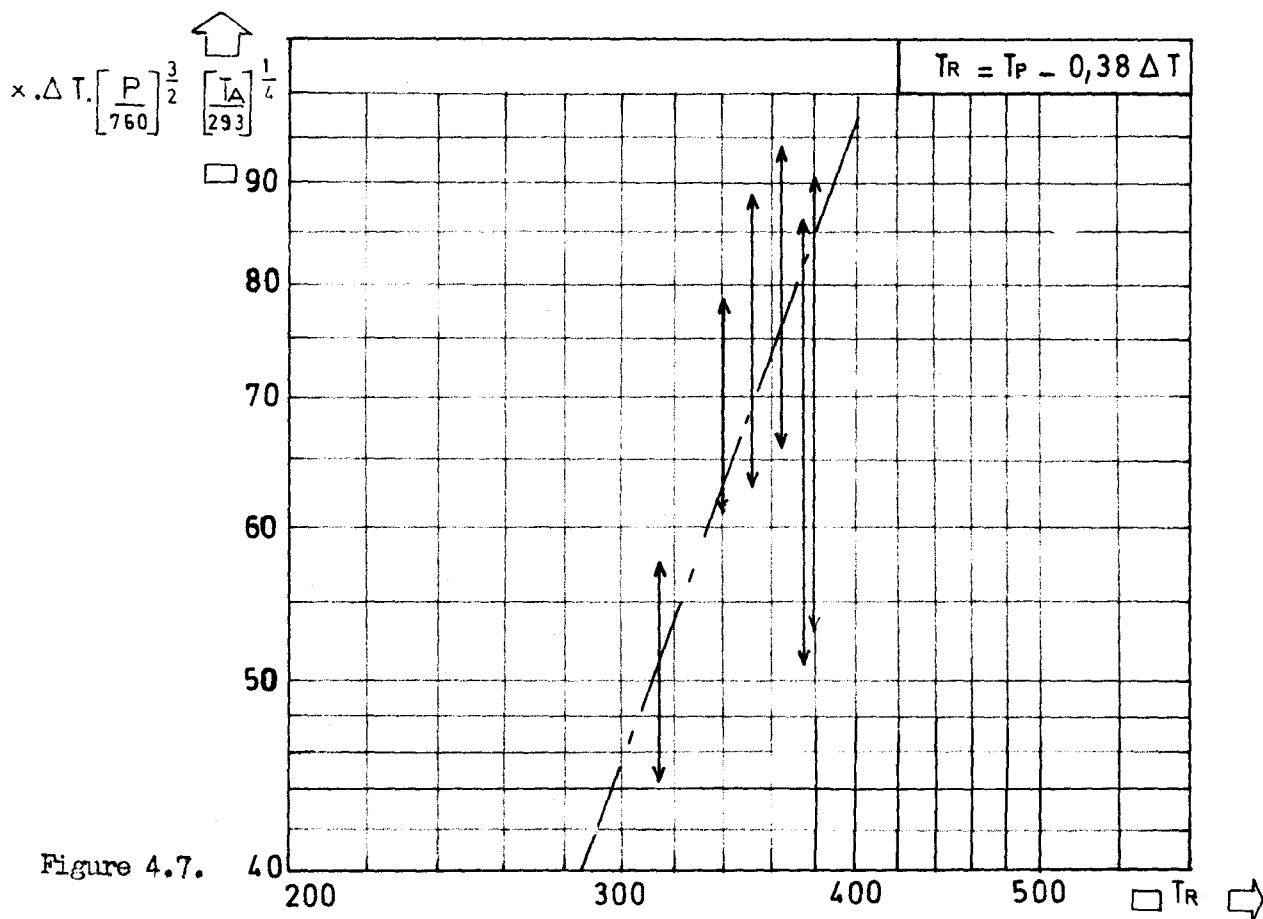
$$T_R = T_P - 0,38 \cdot \Delta T \quad (4.24.)$$

Les résultats de ces calculs sont portés dans le tableau n° 46 du fascicule annexe. Ils sont représentés graphiquement sur les figures 4.5., 4.6. et 4.7. où les valeurs des quantités définies par les relations (4.20.) et (4.21.) sont portées en fonction de T_R pour les trois températures de référence définies par les relations (4.22.), (4.23.) et (4.24.). Sur chacune de ces figures est en outre tracée la ligne représentant le critère défini par la relation (4.19.).

On peut constater que les six points d'essais confirment bien la validité du critère établi dans les références [4] et [5] lorsqu'on choisit comme température de référence $T_R = T_P - 0,38 \cdot \Delta T$ (figure 4.7.). Rappelons que cette définition de la température de référence est celle préconisée par SPARROW et GREGG [2]. De plus, toujours en accord avec les conclusions de ces auteurs, on peut constater que le choix $T_R = T_A + 0,5 \cdot \Delta T$ donne une concordance assez bonne. Dans tous les cas, on garde $\beta = 1/T_A$.

On a reporté, sur la figure 4.8. :





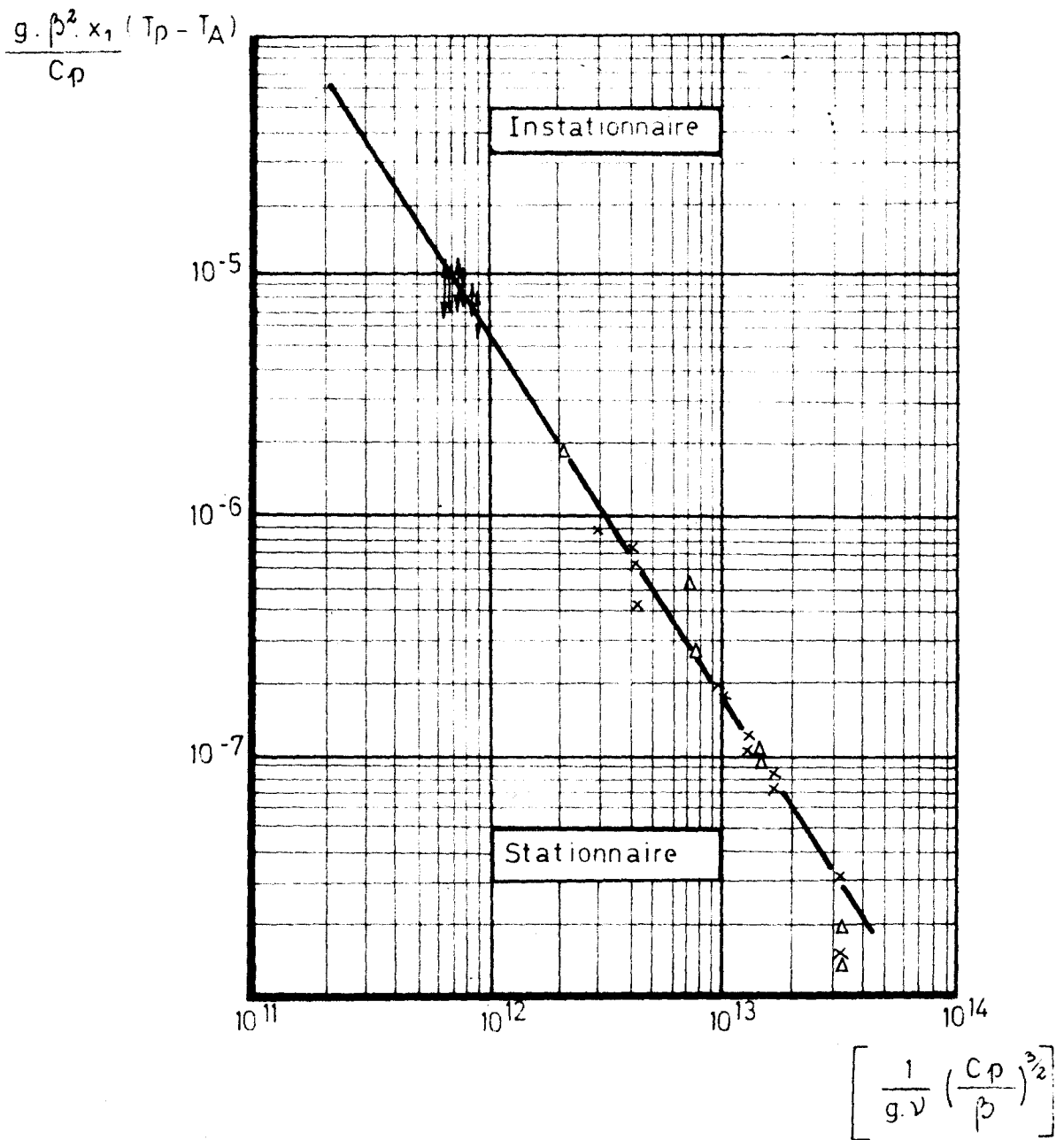


Figure 4.8.

- les points expérimentaux issus des expériences sous pression en CO_2 (x) ou en N_2 (Δ) décrites dans la référence [5] ;
- les points expérimentaux relatifs aux expériences actuelles en air interprétées avec $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$;
- la ligne représentative du critère d'apparition des premières instabilités défini par la relation (4.18.).

On peut en conclure que, dans les conditions suivantes :

Nature du fluide : CO_2 , N_2 ou air

Pression : 1 à 30 bars

Ecart de température paroi - ambiance : 15 à 153 °C

Température de paroi : 300 °K à 438 °K

l'altitude moyenne x_1 d'apparition des premières instabilités peut être calculée à partir de la relation suivante :

$$\frac{\varepsilon \cdot \beta \cdot x_1}{C_p} = 0,546 \cdot 10^{13} \cdot \left[\left(\frac{C_p}{\beta} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{\varepsilon \cdot \nu} \right]^{-3/2} \cdot \frac{1}{\beta \cdot (T_p - T_A)} \quad (4.25.)$$

Pour les écarts de température inférieurs à 50 °C, les caractéristiques physiques du fluide (C_p, ν) peuvent être exprimées simplement à la température de référence $T_R = (T_p + T_A)/2$. Pour des écarts de température supérieurs, l'emploi de cette température de référence donne une bonne approximation de x_1 ; une meilleure précision sera obtenue en choisissant $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$. Dans les deux cas $\beta = 1/T_A$.

4.3.4. - Zone de développement de la turbulence.

Dans cette zone (zone 3 des courbes de coefficient d'échange local en fonction de l'altitude), le coefficient d'échange décroît en fonction de l'altitude. Nous précisons d'abord l'origine de cette zone (qui est en même temps la fin de la zone 2) puis nous établirons la loi d'échange qui la caractérise.

4.3.4.1. - Critère d'apparition.

Il est intéressant de savoir à quelle altitude x_2 le coefficient d'échange cesse de croître (zone 2) pour commencer à décroître (zone 3) en tendant vers la valeur constante qu'il aura dans la zone d'écoulement turbulent pleinement développé (zone 4).

On a calculé, pour chacun des six essais effectués la valeur de l'altitude x_1 d'apparition des premières instabilités à l'aide de la relation (4.25.) et on a porté sur la figure 4.9. la variation du coefficient d'échange local h en fonction du rapport x/x_1 . On constate que h cesse de croître pour des valeurs de ce rapport telles que :

$$1,2 \leq \frac{x_2}{x_1} \leq 1,6 \quad (4.26.)$$

Le faible nombre de points de mesure disponible dans cette zone ne permet pas de tirer de conclusions plus précises.

4.3.4.2. - Echange de chaleur.

En portant sur un graphique log-log les points expérimentaux relatifs à cette zone, exprimés sous forme de nombres de Nusselt Nu_x et de Rayleigh Ra_x locaux (valeurs calculées dans les tableaux 2 à 37 du fascicule annexe), on constate qu'ils se placent assez bien sur une même droite.

Le nombre de Nusselt local peut donc être lié au nombre de Rayleigh local par une relation de la forme :

$$Nu_x = C_2 \cdot Ra_x^n$$

dans laquelle $n < 1/3$ puisque h décroît en fonction de x .

Dans chacun des essais, seulement deux ou trois fluxmètres ont été intéressés par cette zone. De ce fait la détermination de C_2 et de n ne peut pas être très précise et il n'est pas possible d'étudier l'influence sur les résultats du niveau de température.

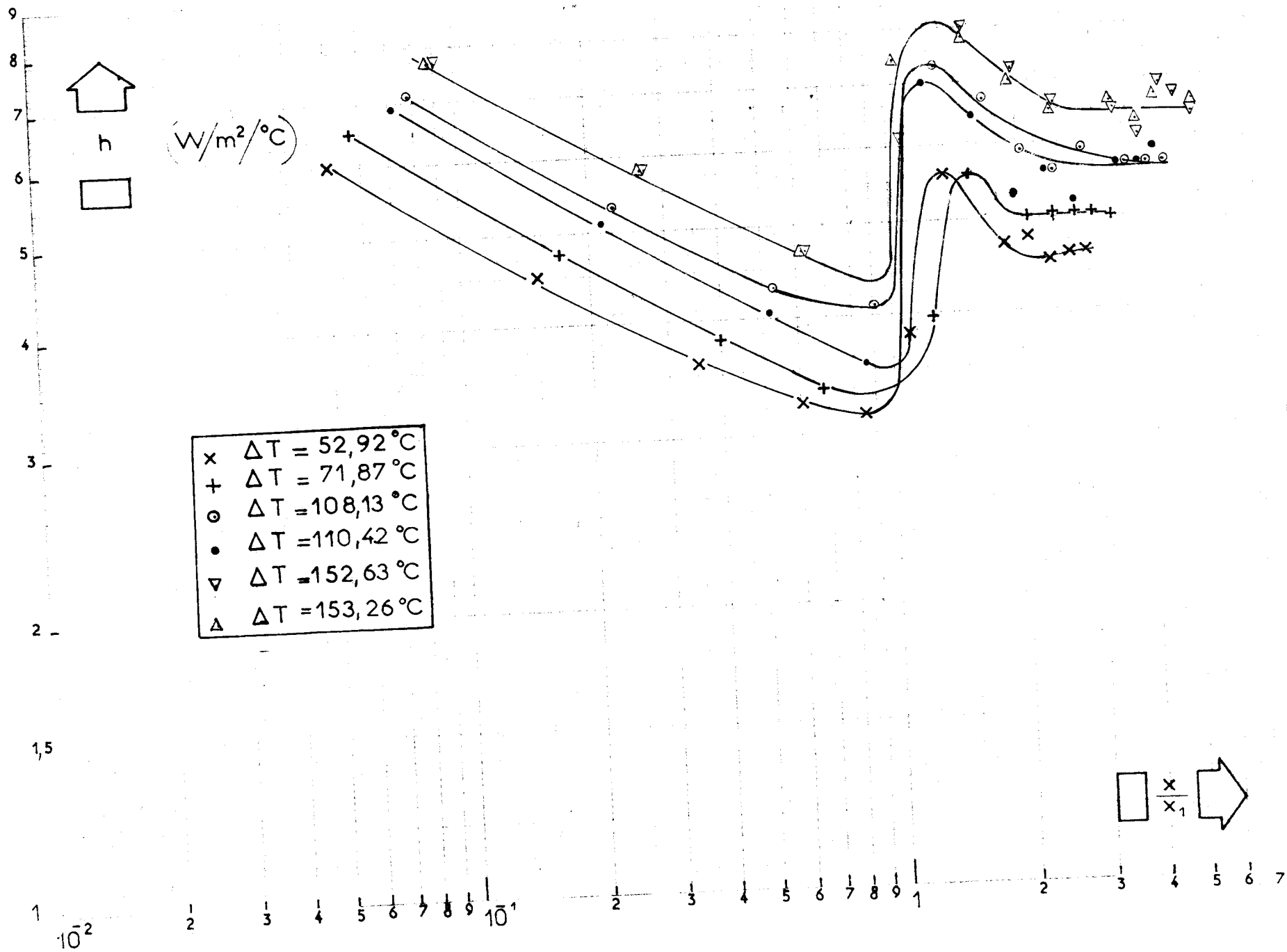


Figure 4.9.

Nous avons donc simplement, par analogie avec les résultats de la zone turbulente, calculé les valeurs prises par C_2 et n dans les deux cas suivants :

- les caractéristiques physiques du fluide sont exprimées à $T_R = (T_p + T_A)/2$
- les caractéristiques physiques du fluide sont exprimées à $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$.

Si les caractéristiques physiques du fluide sont exprimées à la température de référence $T_R = (T_p + T_A)/2$, avec $\beta = 1/T_A$, on trouve :

$$Nu_x = 2,040 \cdot Ra_x^{0,21} \quad (4.27.)$$

Si les caractéristiques physiques du fluide sont exprimées à la température de référence $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$, avec $\beta = 1/T_A$, on trouve :

$$Nu_x = 2,060 \cdot Ra_x^{0,21} \quad (4.28.)$$

ce qui, avec $Pr = 0,7$, donne :

$$Nu_x = 1,911 \cdot Gr_x^{0,21} \quad (4.29.)$$

Les lignes représentatives des relations (4.27.) et (4.28.) ainsi que les points expérimentaux qui ont permis de les établir sont portés respectivement sur les figures 4.19. et 4.18. au paragraphe 4.3.5.3.

4.3.5. - Ecoulement turbulent.

4.3.5.1. - Examen des résultats.

Les résultats expérimentaux présentés sous forme d'un coefficient d'échange local h mesuré à diverses altitudes ne montrent pas de variation significative de h avec l'altitude dans la zone où l'écoulement turbulent est pleinement développé (zone 4). Théoriquement, la loi d'échange thermique peut donc s'écrire sous la forme :

$$Nu_x = C_3 \cdot Ra_x^{1/3} \quad (4.30.)$$

Il n'existe pas, à notre connaissance, de travaux traitant de l'influence des variations des propriétés physiques du fluide avec la température pour le domaine turbulent. Nous avons donc commencé par utiliser les indications existant pour le régime laminaire afin de vérifier dans quelle mesure elles pouvaient s'appliquer au domaine turbulent.

Les caractéristiques physiques de l'air étant exprimées à $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$, avec $\beta = 1/T_A$, les valeurs du rapport $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ ont été calculées pour tous les points d'essais relatifs à cette zone. Les résultats de ces calculs sont consignés dans le tableau 47 du fascicule annexe. La moyenne de toutes les valeurs retenues donne en principe la valeur de C_3 . Dans le cas présent on trouve :

$$C_3 = 0,108$$

Mais, si on calcule séparément les moyennes des valeurs de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ relatives à chaque écart de température, on constate une évolution avec ΔT (voir figure 4.13. au paragraphe 4.3.5.2.) : $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ passe de 0,105 pour $\Delta T = 53 \text{ }^\circ\text{C}$ à 0,110 pour $\Delta T = 153 \text{ }^\circ\text{C}$.

Il s'agit de savoir si cette variation relativement faible (moins de 5 %) est néanmoins significative et donc si C_3 dépend du niveau de température.

D'après ce qui a été dit au § 4.3.2.3., il ne semble pas que les indications des fluxmètres dérivent avec le niveau de température. De même, ces fluxmètres donnent, en zone laminaire, des résultats très comparables entre eux d'un essai à l'autre. Cela signifie que deux sortes d'erreurs peuvent affecter les mesures :

- la première est due à l'étalonnage des fluxmètres et est donc propre à chaque capteur ; elle reste identique à elle-même d'un essai à l'autre ; elle ne peut donc être la cause de la variation du rapport $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ avec ΔT ;
- la deuxième a pour origine la mesure de l'écart de température paroi - ambiance d'une part et l'étalonnage de la chaîne de mesure associée aux fluxmètres d'autre part ; au cours d'un essai, cette erreur est identique pour tous les points de mesure mais elle varie d'une façon aléatoire d'un essai à l'autre.

Dans le cas qui nous intéresse une troisième cause d'erreur doit être prise en compte : elle est liée au caractère fluctuant du phénomène mesuré. Il n'est, en effet, pas impossible que le temps pendant lequel le signal fourni par un fluxmètre est enregistré soit insuffisamment long. Une telle erreur a un caractère parfaitement aléatoire, aussi bien pour un capteur donné que pour chaque essai effectué. Pour apprécier l'influence des deux causes d'erreur possible à caractère aléatoire, nous nous permettons de faire ici un bref rappel de quelques notions de statistique.

Soit une grandeur à mesurer qui oscille autour d'une valeur moyenne bien définie : par hypothèse, la distribution des fluctuations suit une loi normale qui, par conséquent, est parfaitement définie par sa moyenne m et son écart - type ξ . Ces valeurs peuvent être déterminées avec précision grâce à un nombre N suffisamment grand d'observations. Si cet ensemble est réparti en N' groupes de n observations tels que :

$$N = N' \cdot n$$

les moyennes des n observations de chacun des N' groupes forment un nouvel ensemble de N' valeurs dont la moyenne m est la même que celle de l'ensemble des N observations initiales.

Le calcul montre que l'écart - type ξ' du nouvel ensemble ainsi constitué est égal à :

$$\xi' = \frac{\xi}{\sqrt{n}}$$

L'examen de plusieurs enregistrements de fluxmètres a permis les constatations suivantes :

- la période des fluctuations principales varie de 2 à 10 secondes ;
- si on détermine la valeur moyenne du signal fourni par un fluxmètre en planimétrant un enregistrement de 150 secondes, d'une part, et en moyennant 30 observations instantanées effectuées toutes les 5 secondes en même temps que l'enregistrement précédent, d'autre part, les deux valeurs ainsi obtenues ne diffèrent

- jamais de plus de 1 % et peuvent donc être considérées comme identiques ;
- on peut donc assimiler un enregistrement continu de 150 secondes à 30 observations instantanées effectuées à intervalles réguliers dans le même temps ;
 - l'écart - type réduit des fluctuations calculé à partir des observations instantanées est de 10 % environ.

Au cours de chacun des 6 essais, 5 capteurs en moyenne se trouvaient dans la zone turbulente et ont donné lieu chacun à un enregistrement de 150 secondes assimilable à 30 observations instantanées. On dispose donc au total d'un ensemble N de:

$$6 \cdot 5 \cdot 30 = 900$$

observations dont l'écart - type réduit ξ est égal à 10 % d'après ce qui a été dit plus haut.

En fait, ces 900 observations sont d'office assemblées par groupes de 30 puisque seule la valeur moyenne de l'indication de chaque capteur est prise en compte. En conséquence, l'écart - type réduit de l'ensemble N' des valeurs de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ mesurées doit théoriquement être égal à :

$$\xi'_{th} = \frac{\xi}{\sqrt{30}} \approx 1,8 \% \quad (4.31.)$$

Quant aux valeurs moyennes de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ obtenues pour chaque écart de température ΔT , leur écart - type réduit est théoriquement égal à :

$$\xi''_{th} = \frac{\xi'_{th}}{\sqrt{5}} \approx 0,8 \% \quad (4.32.)$$

en admettant qu'il y ait en moyenne 5 points de mesure utilisables à chaque essai.

N.B. En réalité il y a au total 34 points d'essais disponibles mais 4 ont été écartés d'emblée parce qu'ils donnaient des résultats éloignés de plus de 5 % de la moyenne ; les valeurs de ξ'_{exp} et ξ''_{exp} données ici sont établies avec les 30 valeurs conservées ; nous donnons toutefois dans le tableau 53 du fascicule annexe les valeurs des moyennes de C_3 et des écarts - types ξ' et ξ'' calculées aussi bien avec les 34 points d'essais relevés qu'avec les 30 points d'essais retenus.

En fait, pour les valeurs de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ établies avec $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$, les valeurs expérimentales de ξ' et ξ'' sont les suivantes (voir tableau 53 du fascicule annexe, dernière ligne) :

$$\xi'_{\text{exp}} \simeq 2,5 \%$$

$$\xi''_{\text{exp}} \simeq 1,8 \%$$

Les valeurs expérimentales de ξ' et ξ'' diffèrent nettement de leurs valeurs théoriques et, surtout, ξ''_{exp} ne se déduit pas de ξ'_{exp} : la variation constatée de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ avec l'écart de température n'est donc pas due au seul hasard et ne peut s'expliquer par l'influence d'erreurs aléatoires.

Cette variation est donc probablement liée au phénomène physique lui-même et il est vraisemblable que la loi $Nu_x = C_3 \cdot Ra_x^{1/3}$ n'est pas suffisante pour rendre compte des échanges thermiques en convection naturelle turbulente.

En fait le coefficient C_3 doit être une fonction de la température mais l'étude effectuée ne permet pas de définir cette fonction ni de lui donner une signification physique.

Dans ces conditions, nous avons choisi de conserver une loi de forme simple et nous avons cherché à quelle température de référence T_R il faut exprimer les caractéristiques physiques du fluide pour que, dans nos conditions expérimentales, le nombre de Nusselt Nu_x soit lié au nombre de Rayleigh Ra_x par une loi de la forme :

$$Nu_x = C_3 \cdot Ra_x^{1/3}$$

où le coefficient C_3 soit indépendant de l'écart de température paroi - fluide.

4.3.5.2. - Recherche d'une température de référence.

Dans les tableaux 47 à 52 du fascicule annexe, les valeurs du rapport $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ ont été calculées pour les températures de référence suivantes :

$$\beta = 1/T_A \left\{ \begin{array}{l} T_R = T_P - 0,38 \cdot \Delta T \quad (\text{tableau 47}) \\ T_R = (T_P + T_A)/2 \quad (\text{tableau 48}) \\ T_R = T_A + 0,38 \cdot \Delta T \quad (\text{tableau 49}) \\ T_R = T_A + 0,25 \cdot \Delta T \quad (\text{tableau 50}) \\ T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T \quad (\text{tableau 51}) \\ T_R = T_A \quad (\text{tableau 52}) \end{array} \right.$$

Dans chacun de ces tableaux, les valeurs moyennes de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ relatives à chaque ΔT sont calculées ainsi que la moyenne générale de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ (c'est-à-dire la valeur du coefficient C_3).

Dans le tableau 53, on a reporté pour les 30 points d'essais retenus, d'une part, et pour les 34 points effectués, d'autre part, les valeurs de C_3 et celles des écarts -types ξ' et ξ'' expérimentaux calculés pour les 6 températures de référence définies ci-dessus.

Ces résultats numériques ont été analysés à l'aide de diverses représentations graphiques.

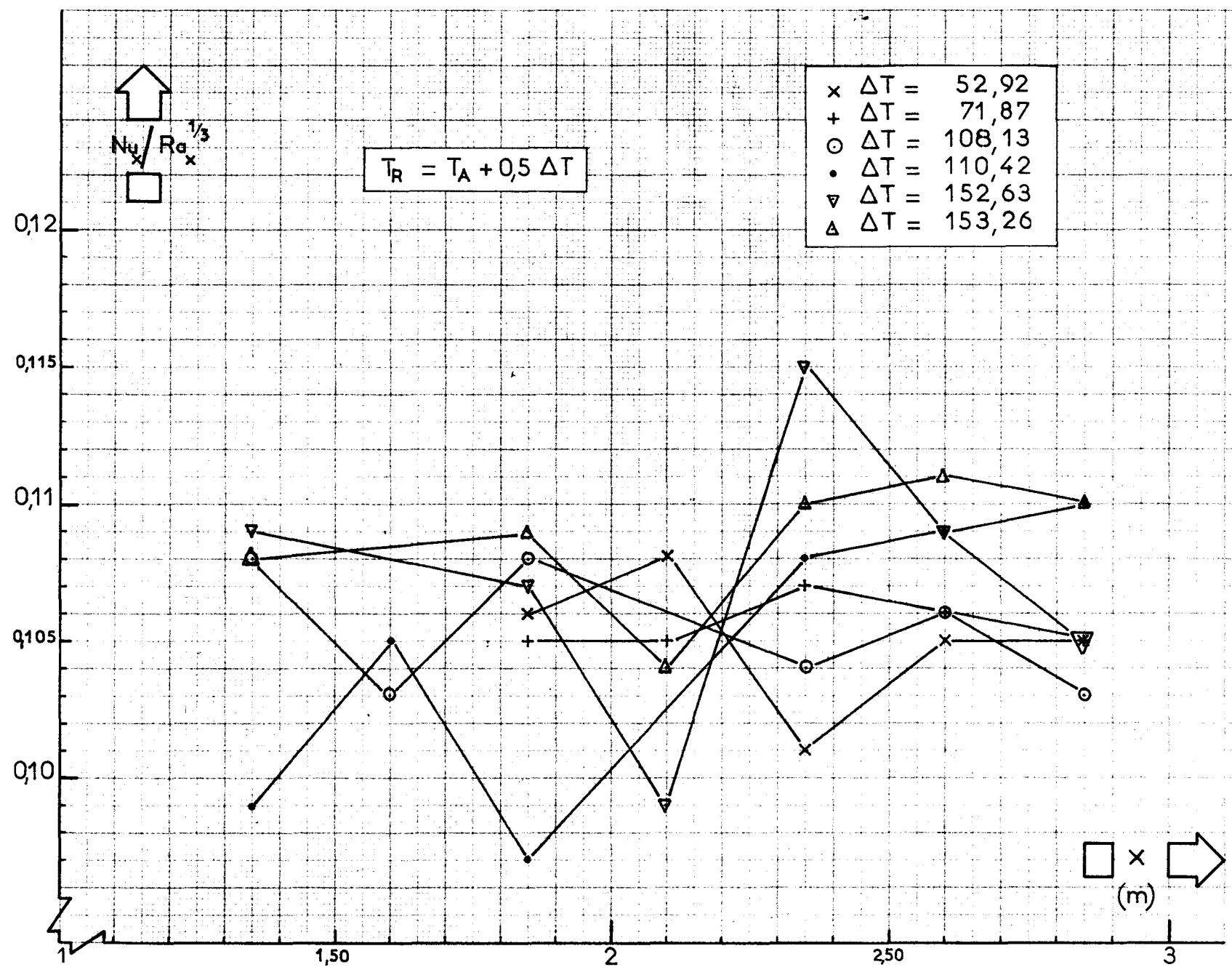
Sur la figure 4.10., toutes les valeurs de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ calculées avec $T_R = (T_A + T_P)/2$ sont portées en fonction de l'altitude. En reliant entre eux par des lignes brisées les points relatifs à chaque ΔT , on constate que les courbes obtenues ne sont nullement semblables entre elles comme c'était le cas sur la figure 4.3. relative au régime laminaire.

Les moyennes partielles de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ calculées pour chaque ΔT avec les 6 valeurs successives choisies pour T_R sont portées, en fonction du ΔT sur les figures 4.11., 4.12. et 4.13. Pour toutes les températures T_R , la valeur moyenne de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ évolue avec ΔT sauf pour $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$.

La moyenne générale de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ (coefficient C_3 cherché) est portée en fonction de T_R sur la figure 4.14.

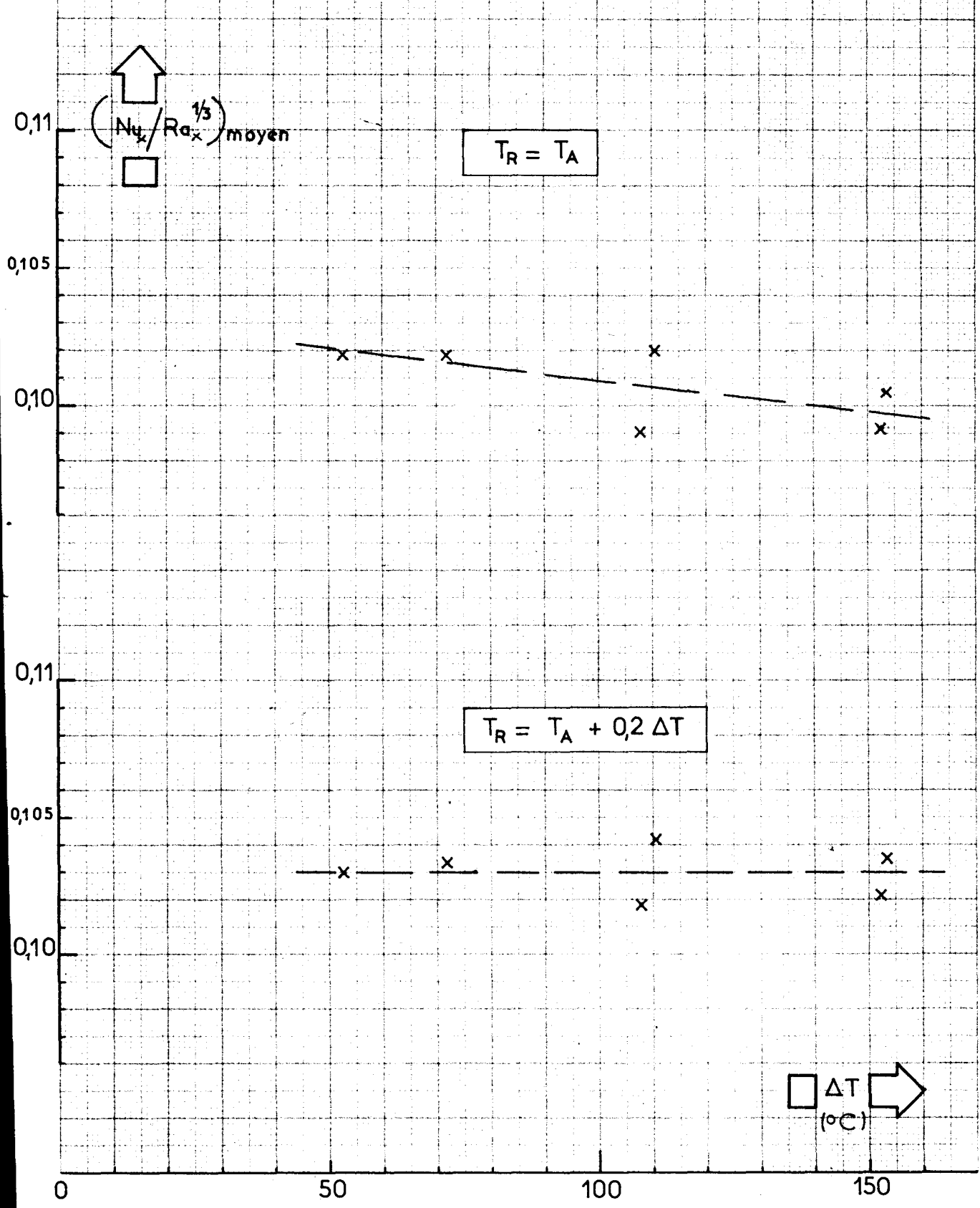
MUR PLAN
Régime turbulent - Comparaison
 des résultats

PAGE
 Figure 4.10.



MUR PLAN
REGIME TURBULENT - Variations des moyennes $\frac{Nu_x}{Ra_x^{1/3}}$ en fonction de ΔT pour diverses températures de référence

PAGE
Figure 4.11.



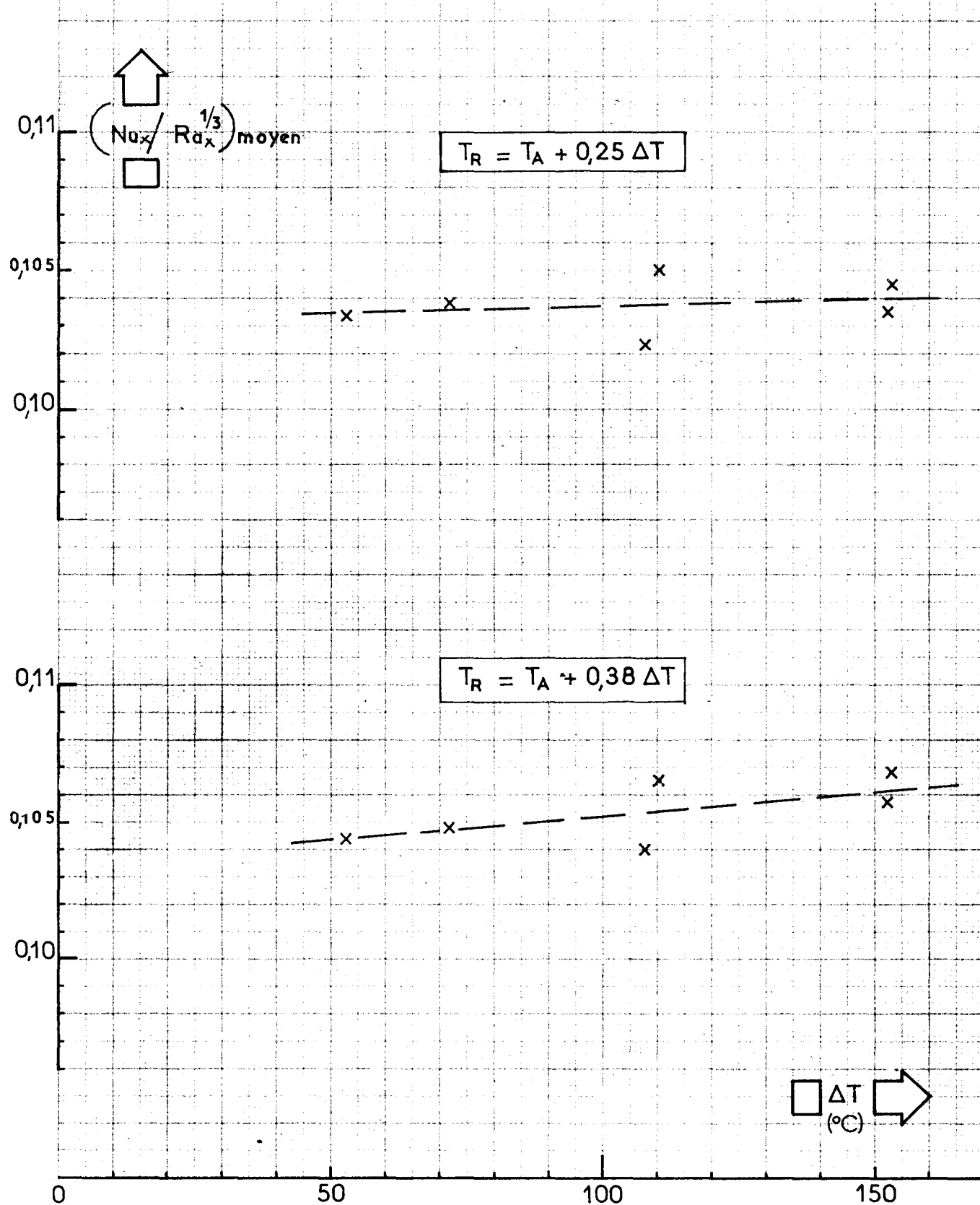


MUR PLAN

REGIME TURBULENT - Variations des moyennes $Nu_x / Ra_x^{1/3}$ en fonction de ΔT pour diverses températures de référence

PAGE

Figure 4.12.

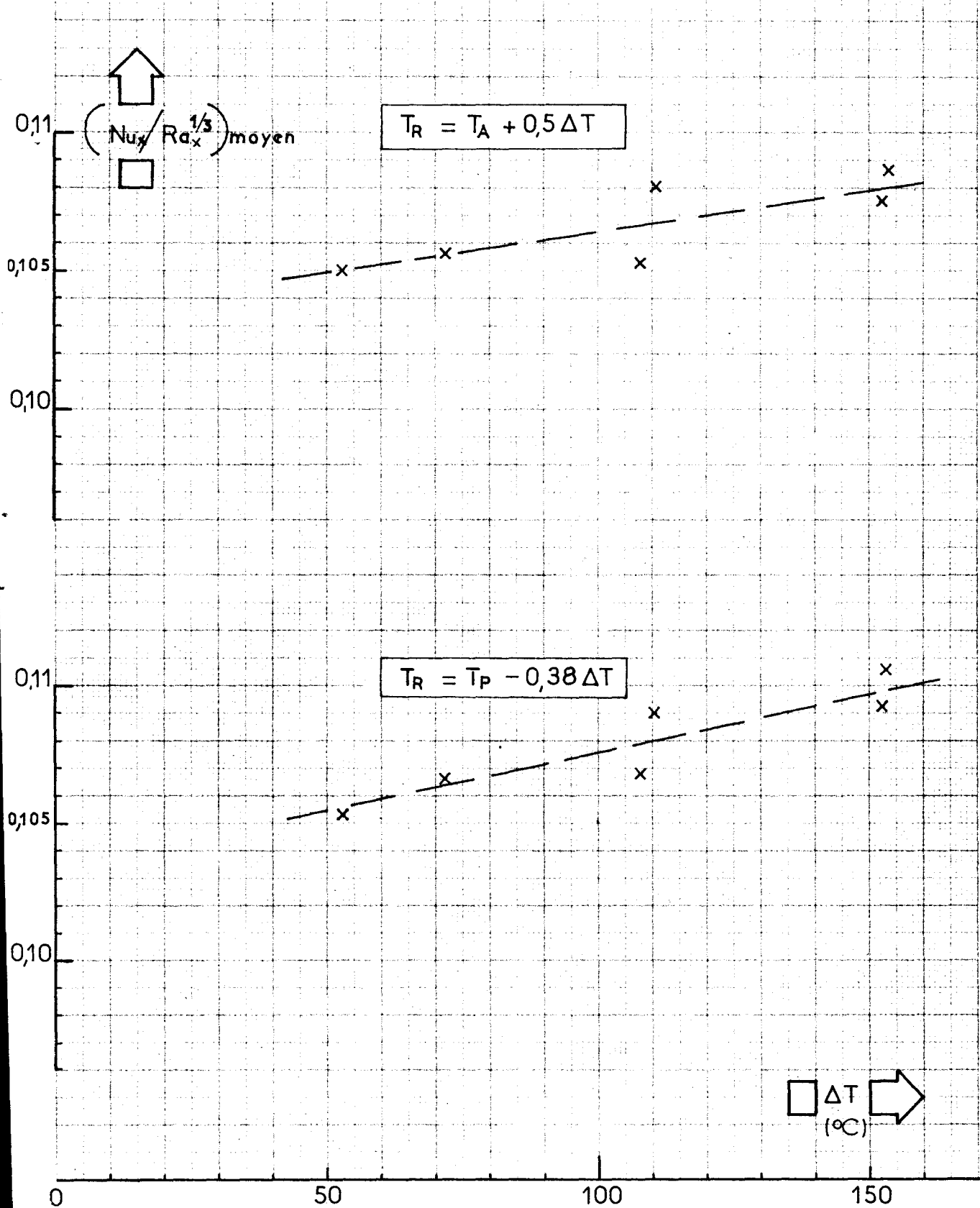


MUR PLAN

REGIME TURBULENT - Variations des moyennes $\frac{Nu_x}{Ra_x^{1/3}}$ en fonction de ΔT pour diverses températures de référence

PAGE

Figure 4.13.

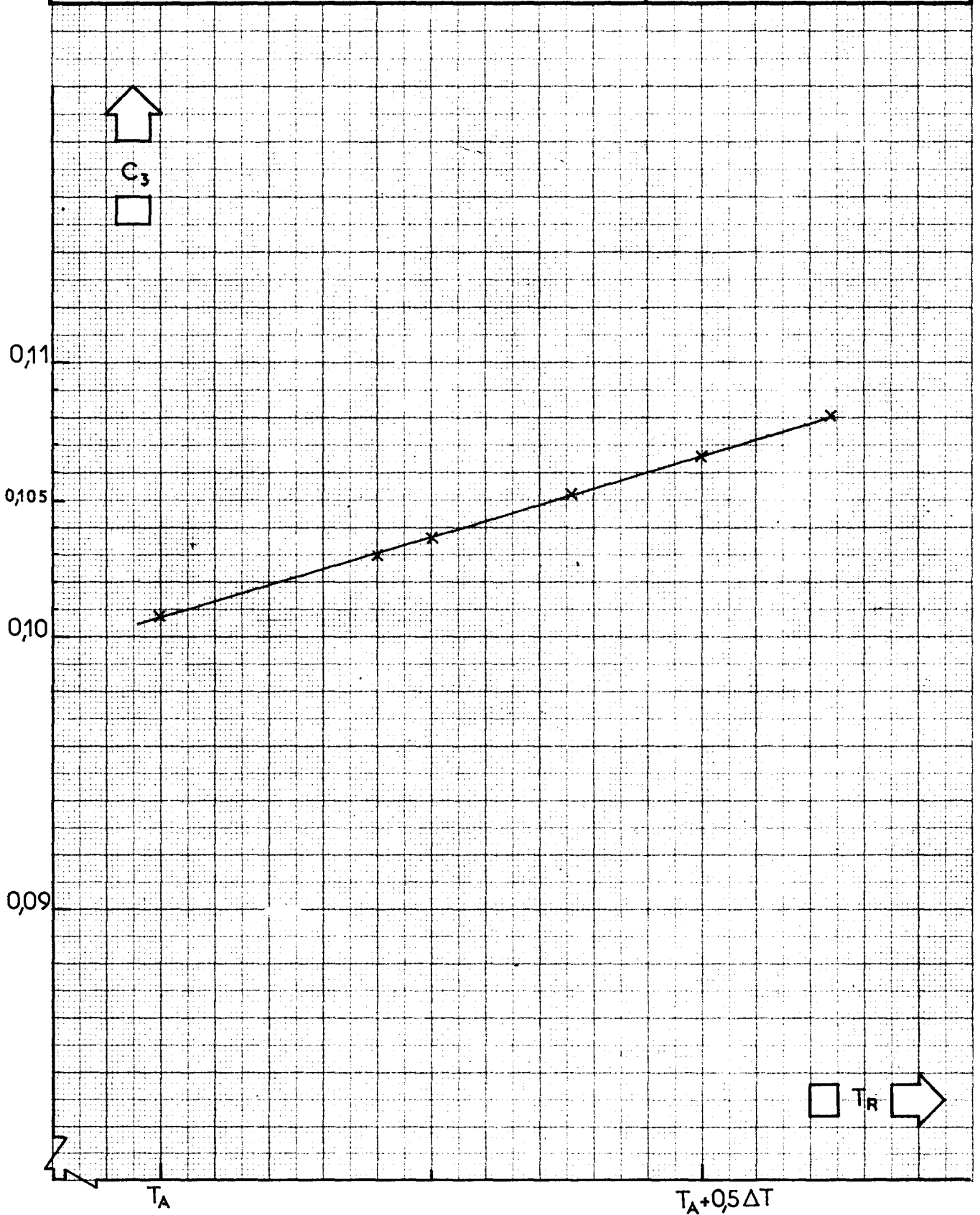


MUR PLAN

REGIME TURBULENT - Variation de C_3 en fonction de la température de référence

PAGE

Figure 4.14.



Les écarts types ξ'_{exp} et ξ''_{exp} définis au paragraphe précédent sont portés sur la figure 4.15. en fonction de T_R . On constate qu'ils sont minimaux pour

$T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$. Pour cette valeur de T_R on trouve :

$$\xi'_{\text{exp}} = 2,03 \% \quad (4.33.)$$

$$\xi''_{\text{exp}} = 0,87 \% \quad (4.34.)$$

Ces deux valeurs sont assez proches des valeurs théoriques données par les relations (4.31.) et (4.32.) du paragraphe précédent et de plus $\xi'_{\text{exp}} = 2,34 \cdot \xi''_{\text{exp}}$ ce qui est très proche de $\xi'_{\text{th}} = \sqrt{5} \cdot \xi''_{\text{th}} = 2,24 \cdot \xi''_{\text{th}}$.

Les figures 4.16. et 4.17. présentent les répartitions des valeurs de $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ autour de leur moyenne pour chaque T_R étudié : on a porté en abscisse $Nu_x/Ra_x^{1/3}$ et en ordonnée le nombre de points expérimentaux obtenu pour chaque valeur de ce rapport. Pour la température de référence $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$, la distribution est assez proche d'une courbe de Gauss avec néanmoins un pic parasite à

$Nu_x/Ra_x^{1/3} = 0,1$. Les distributions obtenues aux autres T_R s'écartent nettement de cette forme et tendent même à devenir uniformes pour $T_R \geq T_A + 0,38 \cdot \Delta T$.

Ces diverses constatations permettent de conclure que le choix pour la température de référence de la valeur $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$ présente les avantages suivants :

- G_x est indépendant de ΔT ,
- la dispersion des points expérimentaux est minimale,
- cette dispersion résiduelle répond assez bien aux lois du hasard et peut donc être imputée aux erreurs aléatoires de mesure et non plus à l'oubli d'un paramètre physique dans l'interprétation des résultats.

4.3.5.3. - Enoncé de la loi d'échange de chaleur.

Compte tenu de ce qui précède, en régime turbulent pleinement développé, la loi d'échange de chaleur par convection naturelle s'exprime sous la forme :

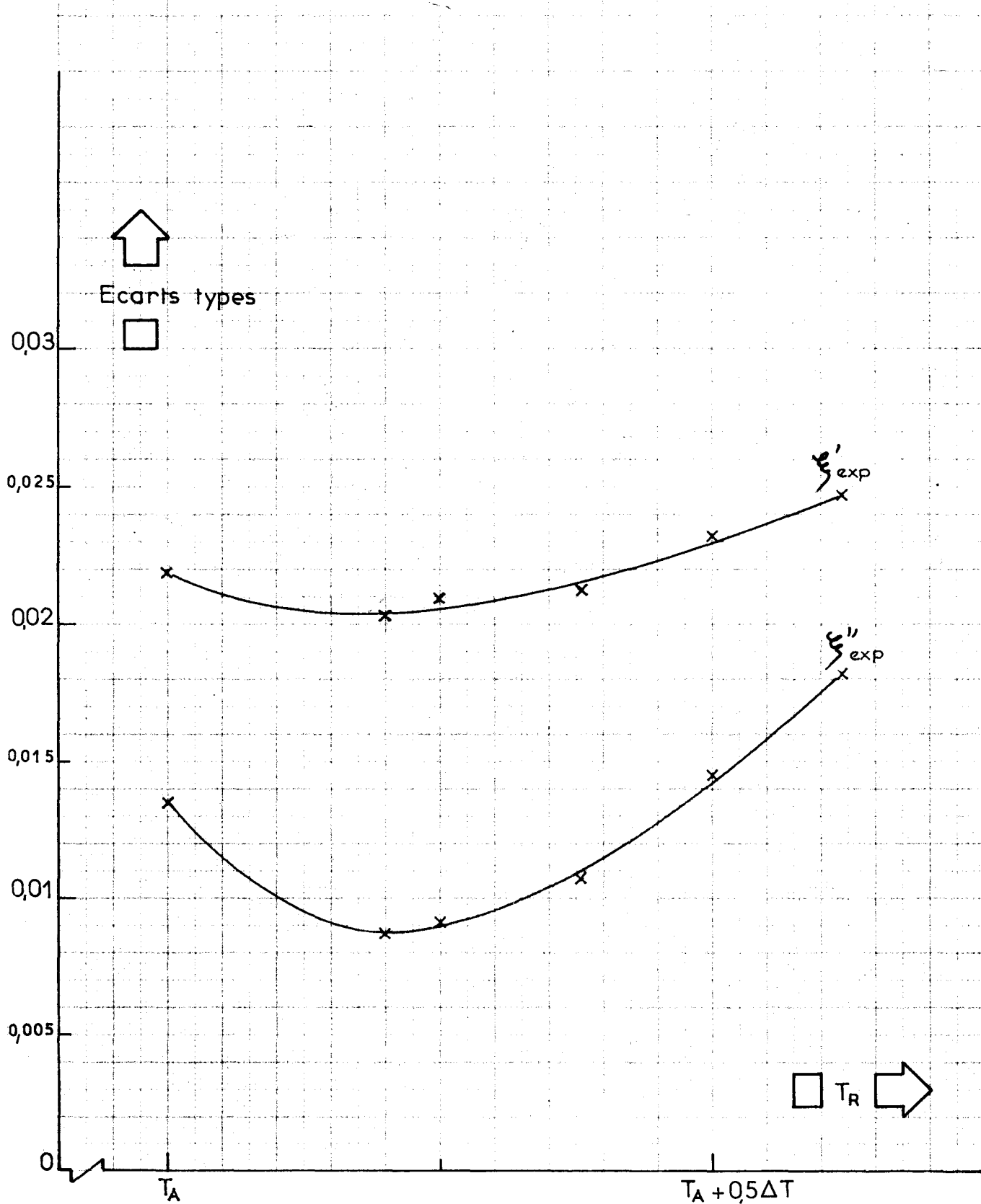
$$\boxed{Nu_x = 0,103 \cdot Ra_x^{1/3}} \quad (4.35.)$$

MUR PLAN

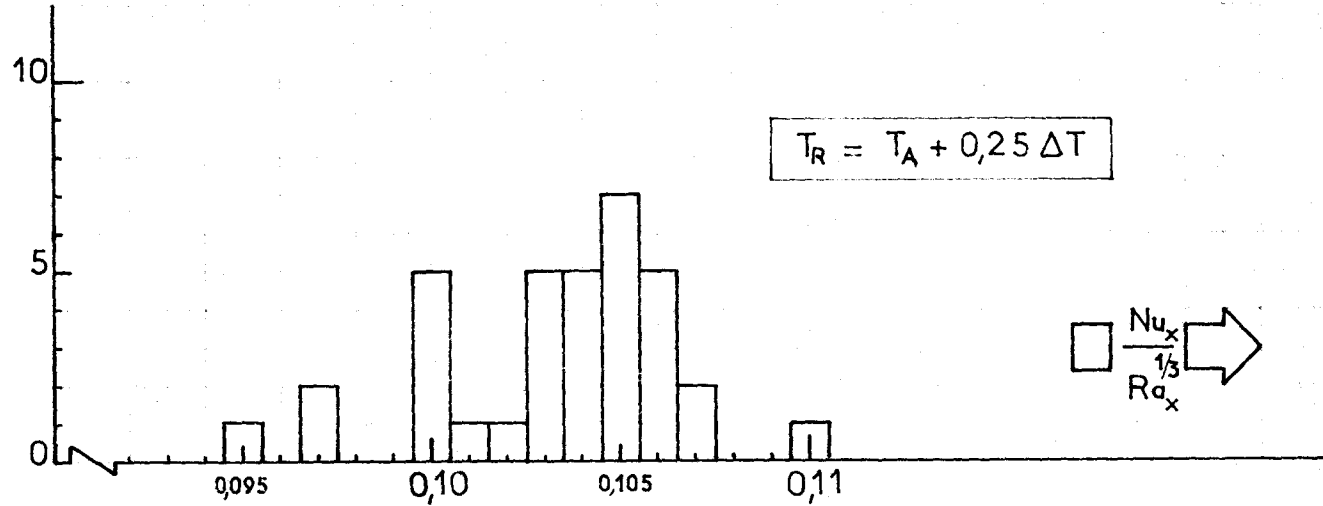
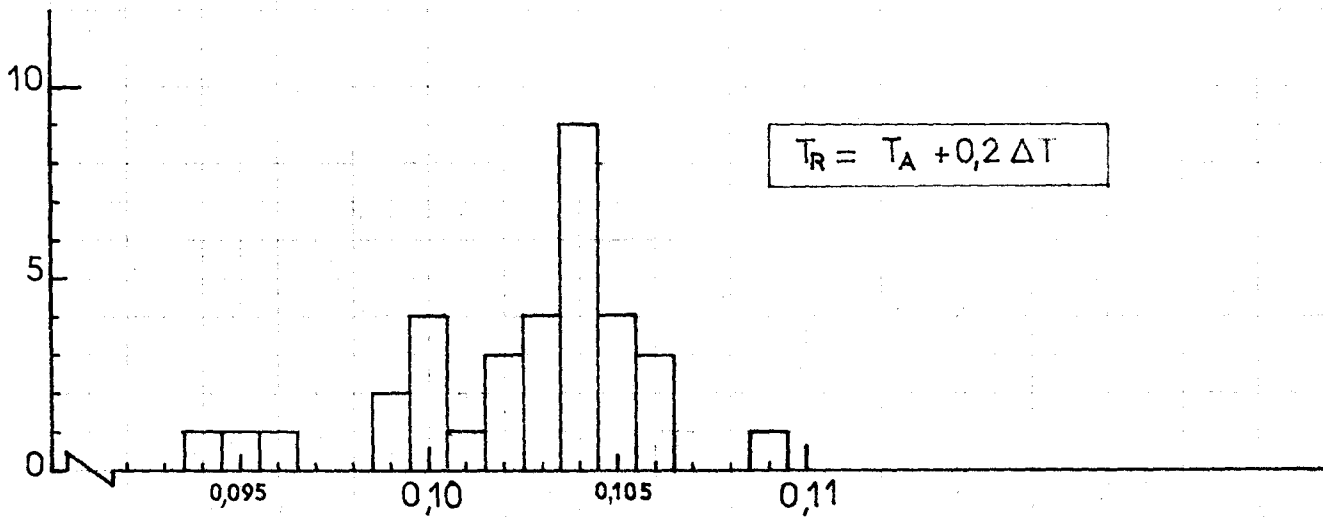
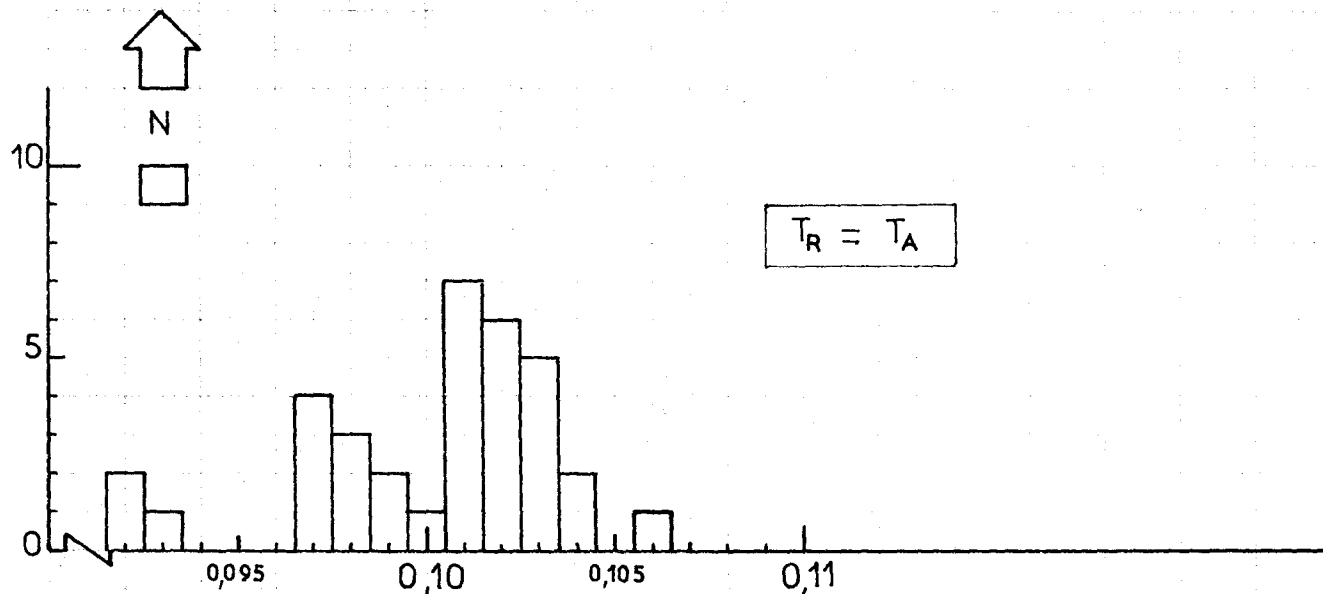
REGIME TURBULENT - Variations des écarts types en fonctions des références

PAGE

Figure 4.15.

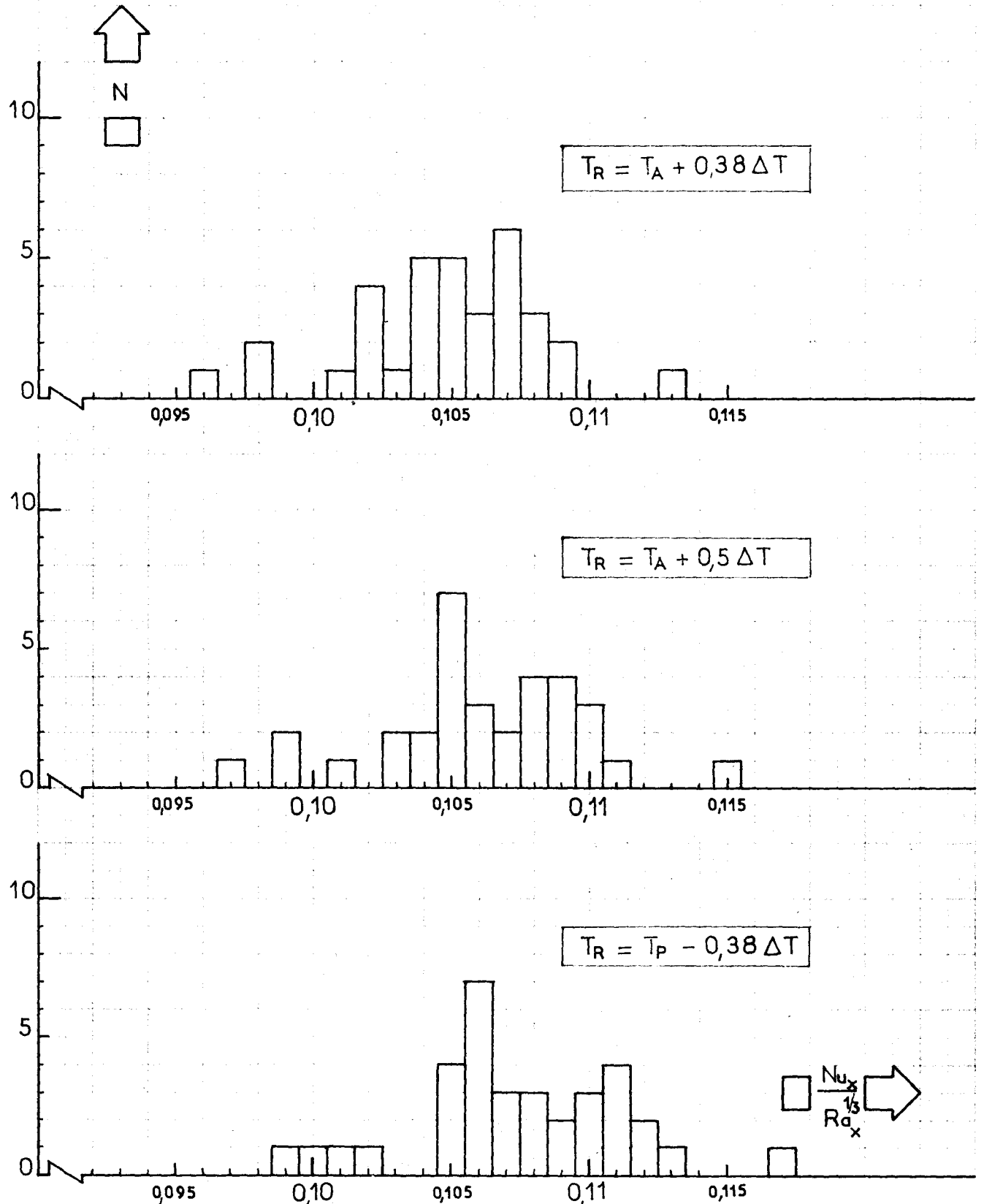


<p>MUR PLAN</p> <p>RÉGIME TURBULENT - Représentation graphique de la dispersion des résultats</p>	<p>PAGE</p> <p>Figure 4.16.</p>
--	---------------------------------



$\square \frac{Nu_x}{Ra_x^{1/3}} \rightarrow$

<p>MUR PLAN</p> <p>REGIME TURBULENT - Représentation graphique de la dispersion des résultats</p>	<p>PAGE</p> <p>Figure 4.17.</p>
--	---------------------------------



à condition d'exprimer les propriétés physiques du fluide à la température de référence $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$, avec $\beta = 1/T_A$. La dispersion des points expérimentaux présente alors un écart - type de 2,03 %. Ces résultats sont représentés graphiquement sur la figure 4.18.

Cette loi est valable dans le domaine suivant :

Fluide : air à la pression atmosphérique
 $53 \text{ }^\circ\text{C} \leq \Delta T \leq 153 \text{ }^\circ\text{C}$.

En tenant compte d'un nombre de Prandtl $Pr = 0,7$, la relation (4.35.) peut s'écrire :

$$Nu_x = 0,092 \cdot Gr_x^{1/3} \quad (4.36.)$$

Si, comme beaucoup d'auteurs, on néglige l'influence du niveau de température et si on présente, pour la commodité des utilisateurs, les résultats en exprimant les propriétés physiques du fluide à la température $T_R = (T_A + T_P)/2$, avec $\beta = 1/T_A$, nos résultats se traduisent par :

$$Nu_x = 0,107 \cdot Ra_x^{1/3} \quad (4.37.)$$

La figure 4.19. présente, à titre indicatif, les résultats exprimés sous cette forme.

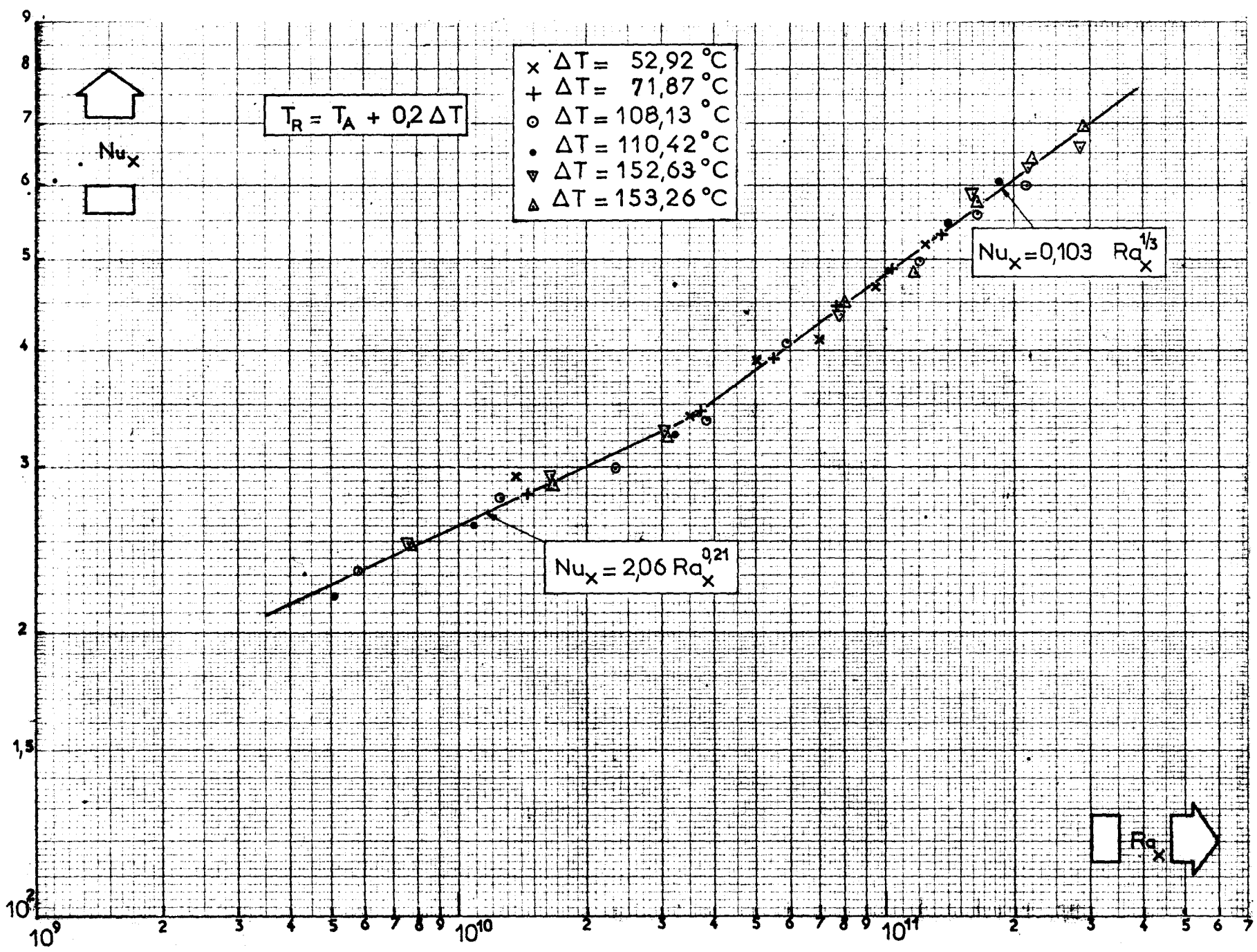
Avec $Pr = 0,7$, la relation (4.37.) donne :

$$Nu_x = 0,095 \cdot Gr_x^{1/3} \quad (4.38.)$$

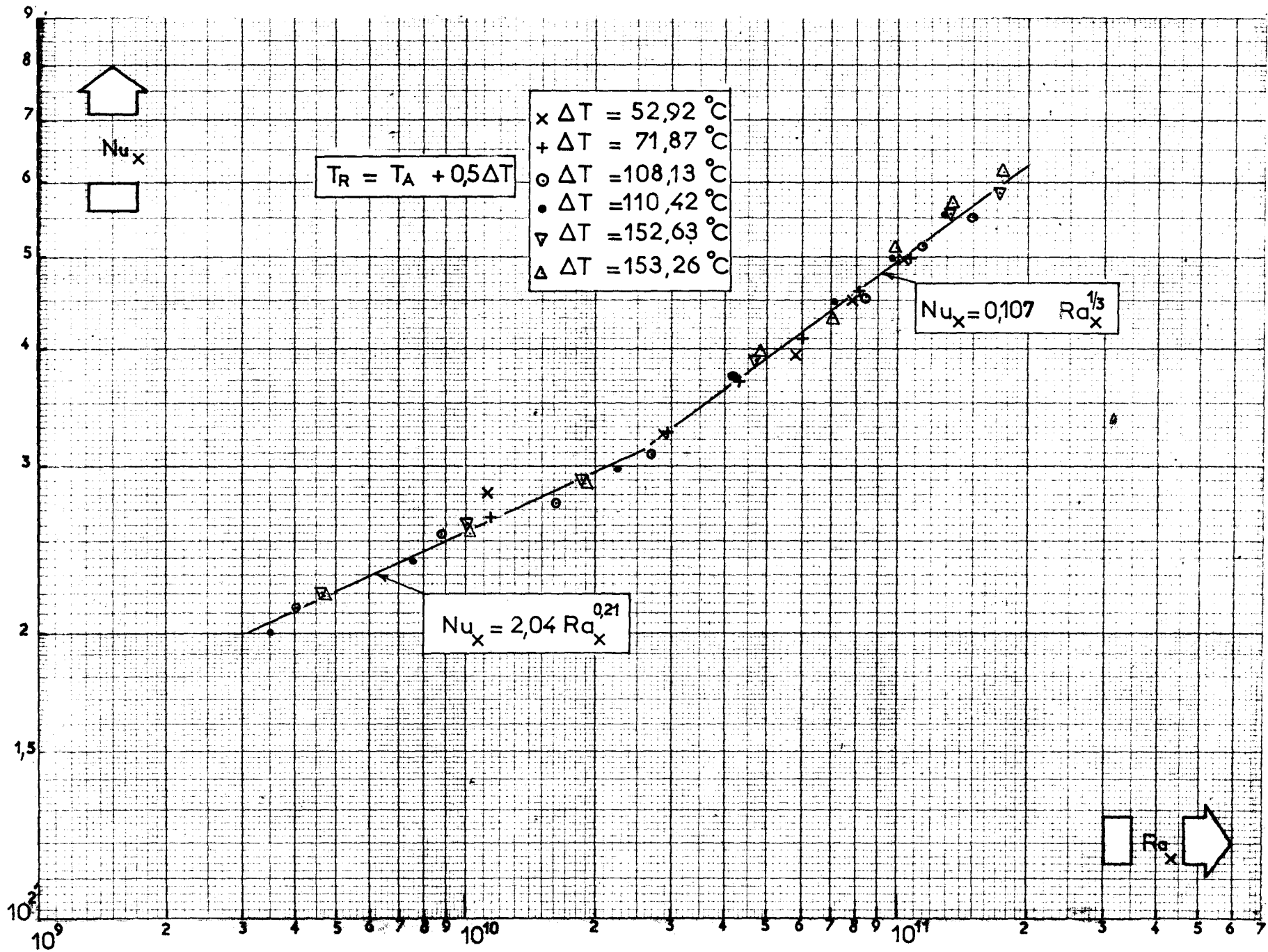
4.3.5.4. - Critère d'apparition.

On peut constater sur la figure 4.18. que le passage de la zone 3 où le coefficient d'échange local décroît avec l'altitude à la zone 4 où il est indépendant de l'altitude s'effectue pour une valeur fixe du nombre de Rayleigh quel que soit l'écart de température paroi - fluide. Sur cette figure, on peut situer approximativement cette valeur du nombre de Rayleigh entre $3,4 \cdot 10^{10}$ et $3,9 \cdot 10^{10}$.

Mur plan - Résultats locaux en régime turbulent



Mur plan - Résultats locaux en régime turbulent



En écrivant l'égalité des nombres de Nusselt exprimés par la relation (4.28.) caractéristique de la zone 3 et par la relation (4.35.) caractéristique de la zone 4, on trouve :

$$2,060 Ra_x^{0,21} = 0,103 \cdot Ra_x^{1/3}$$

$$Ra_x = 3,78 \cdot 10^{10}$$

L'altitude x_3 qui marque l'apparition de la zone de régime turbulent pleinement développé où le coefficient d'échange local est indépendant de l'altitude est donc définie par :

$$Ra_{x_3} = 3,78 \cdot 10^{10} \quad (4.39.)$$

ou, avec $Pr = 0,7$:

$$Gr_{x_3} = 5,4 \cdot 10^{10} \quad (4.40.)$$

4.3.6. - Présentation des résultats sous forme moyenne.

Pour pouvoir comparer les résultats de ces mesures avec ceux de nombreux auteurs ont présentés sous forme moyenne et non locale, nous les avons intégrés d'une manière approchée (mais qui n'entraîne pas une erreur importante sur le résultat) conformément à ce qui a été dit au paragraphe 4.2. - voir relations (4.8.) à (4.10.).

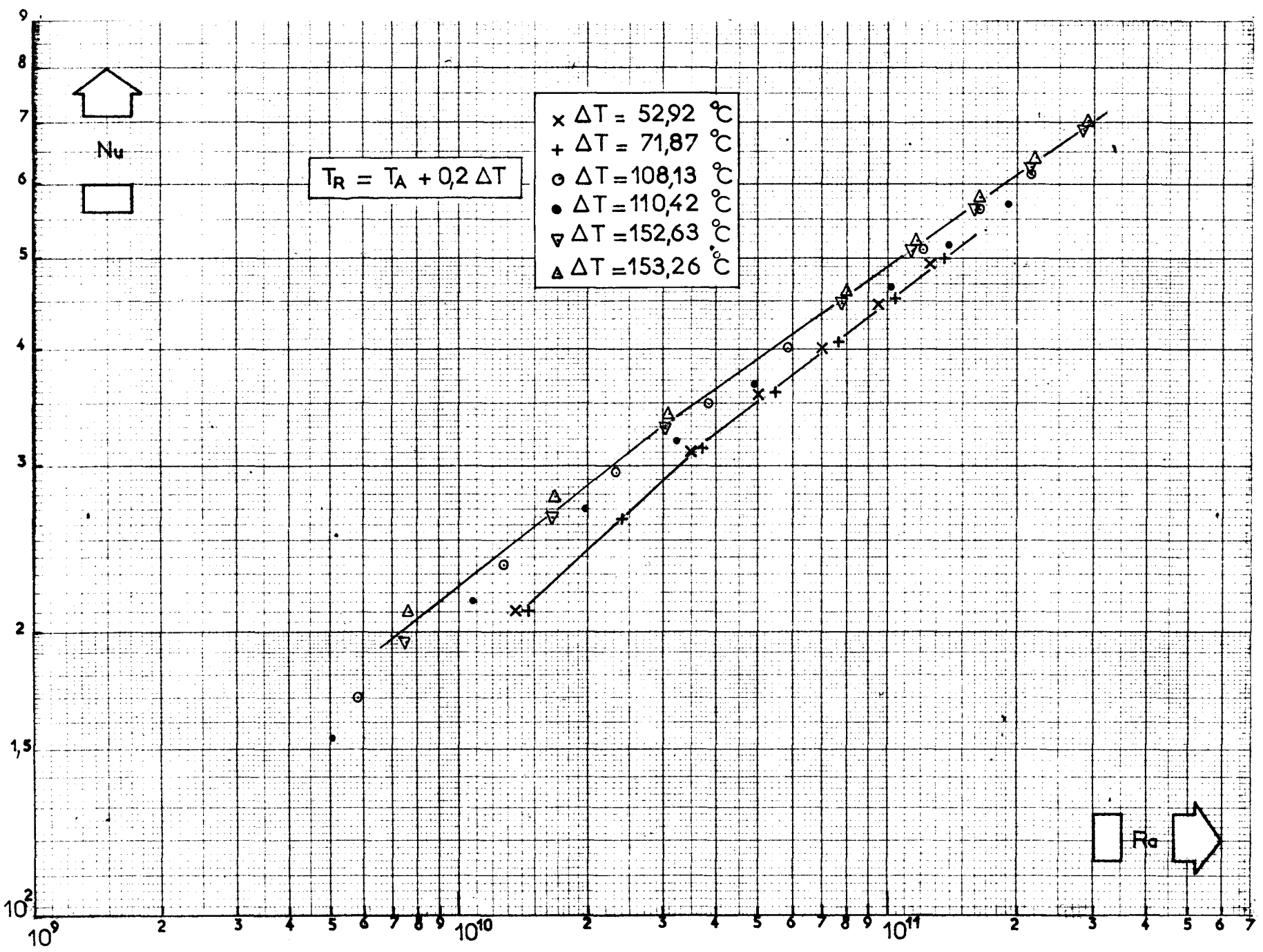
Les points expérimentaux présentés, pour les zones 3 et 4, sous la forme :

$$Nu = f(Ra)$$

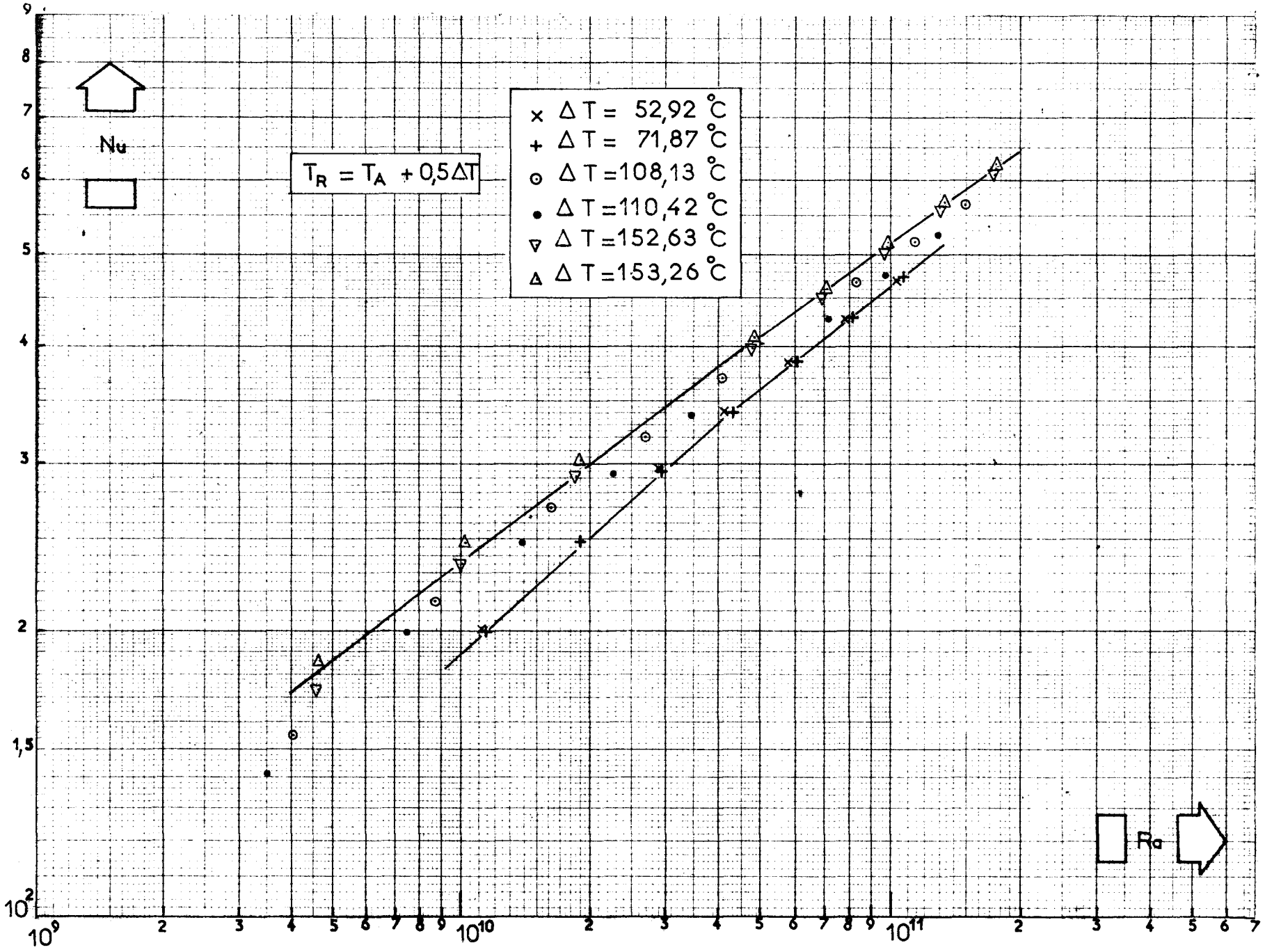
sont portés sur la figure 4.20 ($T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$) et sur la figure 4.21. ($T_R = T_A + 0,5 \cdot \Delta T$).

Ces deux figures montrent que les points expérimentaux ne peuvent pas être représentés par une loi unique. Il semble en fait qu'il faille définir une loi moyenne

Mur plan - Résultats moyens en régime turbulent



Mur plan - Résultats moyens en régime turbulent



pour chaque écart de température. A titre indicatif, on a tracé sur les figures 4.20. et 4.21. les courbes représentatives correspondant aux $\Delta T = 53$ et 72 °C et $\Delta T = 152,5$ et 153 °C. La courbe correspondant aux $\Delta T = 108$ et $110,5$ °C serait intermédiaire.

On peut de plus constater que :

- l'écart entre les courbes extrêmes est moins grand dans la représentation de la figure 4.20. ($T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$) que dans celle de la figure 4.21. ($T_R = T_A + 0,5 \cdot \Delta T$) ;
- les courbes d'une même figure ont tendance à converger vers les nombres de Rayleigh élevés.

Toutes ces constatations s'expliquent très bien à la lumière de ce qui a été dit jusqu'ici :

- l'apparition de la turbulence provoque une augmentation brusque (zone 2) du coefficient d'échange local (voir figure 4.1.) ; le coefficient d'échange local (donc le nombre de Nusselt local) mesuré en début de zone turbulente est donc plus élevé que le coefficient d'échange moyenné (donc le nombre de Nusselt moyen) entre cette altitude et le bord inférieur de la plaque ;
- dans la zone turbulente pleinement développée, le coefficient d'échange local est constant et sa valeur est inférieure à la valeur maximale qu'il a prise à l'apparition de la turbulence : le nombre de Nusselt moyen calculé à partir du coefficient d'échange moyenné entre le bord inférieur de la plaque et un point de la zone turbulente tend donc d'autant plus vers la valeur du nombre de Nusselt local calculé à partir du coefficient d'échange local mesuré en ce point que l'altitude de ce point et l'écart de température paroi - fluide sont élevés ;
- les courbes représentatives de $Nu = f(Ra)$ relatives aux faibles écarts de température sont plus proches des courbes relatives aux écarts de température élevés lorsque $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$ car pour cette température de référence la valeur du coefficient C_3 est indépendante du ΔT alors que, pour $T_R = T_A + 0,5 \cdot \Delta T$ C_3 croît avec ΔT .

En résumé, dans le domaine exploré, il n'existe pas de corrélation simple pour exprimer le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh.

On peut vérifier que pour les écarts de température élevés (152,5 et 153 °C), les nombres de Nusselt locaux et moyens correspondant à l'altitude 2,85 m, calculés avec $T_R = T_A + 0,2 \cdot \Delta T$, sont identiques. Dans tous les autres cas, (écarts de températures élevés mais altitudes inférieures et tous autres écarts de température) les nombres de Nusselt moyens et locaux sont différents. Cette constatation incite à observer la plus grande prudence dans l'utilisation des nombreux résultats de mesures globales, effectuées dans des conditions (nature et pression du fluide, écart de température paroi - fluide) très variées par divers auteurs, présentés sous la forme $Nu = K \cdot Ra^{1/3}$ en calculant les propriétés physiques du fluide à la température $T_R = T_p \pm 0,5 \cdot \Delta T$.

4.3.7. - Comparaison des résultats avec des résultats antérieurs.

4.3.7.1. - Ecoulement laminaire.

Le tableau suivant résume la comparaison des divers résultats antérieurs présentée sous la forme $Nu_x = K \cdot Gr_x^{1/4}$ avec celui présenté ici sous la forme $Nu_x = C'_1 \cdot Gr_x^{1/4}$ avec $C'_1 = 0,363$ (relations (1.1.) et (4.17.)).

Auteur	Réf.	Date	Nature de l'étude	K	$\frac{C'_1 - K}{C'_1}$ en %
LORENTZ	[6]	1881	Théorique	0,376	- 3,6
SCHMIDT et BECKMANN	[7]	1930	Théorique	0,359	+ 1,1
ECKERT	[8]	1950	Théorique	0,378	- 4,1
OSTRACH	[3]	1953	Théorique et	0,353	+ 2,8
SPARROW et GREGG	[2]	1958	expérimentale		
LEVY	[9]	1955	Théorique	0,393	- 8,3
COUTANCEAU	[10]	1969	Expérimentale	0,385	- 6,1

La dispersion faible de tous ces résultats montre que le problème ne nécessite pas d'études plus poussées en régime laminaire à moins de cas particuliers.

Quelques mesures ont été effectuées dans le domaine laminaire au cours de cette étude en vue de vérifier la validité du dispositif expérimental : leur résultat qui se situe dans la moyenne des résultats antérieurs confirme cette validité.

4.3.7.2. - Ecoulement turbulent.

L'allure des courbes d'évolution du coefficient d'échange en fonction de l'altitude recoupe, précise ou confirme les observations faites par plusieurs expérimentateurs qui ont aussi mesuré des coefficients d'échange ou, ce qui revient au même à un coefficient près, sur paroi isotherme, des densités de flux.

GRIFFITHS et DAVIS [11] ont mesuré une densité de flux indépendante de l'altitude en régime turbulent pleinement développé. WARNER et ARPACI [12] ont obtenu des valeurs de coefficient d'échange assez dispersées dans la zone turbulente mais dont la courbe moyenne peut être considérée comme indépendante de l'altitude. FUJII [13] a constaté une décroissance du coefficient d'échange dans la zone turbulente mais la hauteur de sa maquette peut laisser penser qu'il n'a pas atteint la turbulence pleinement développée.

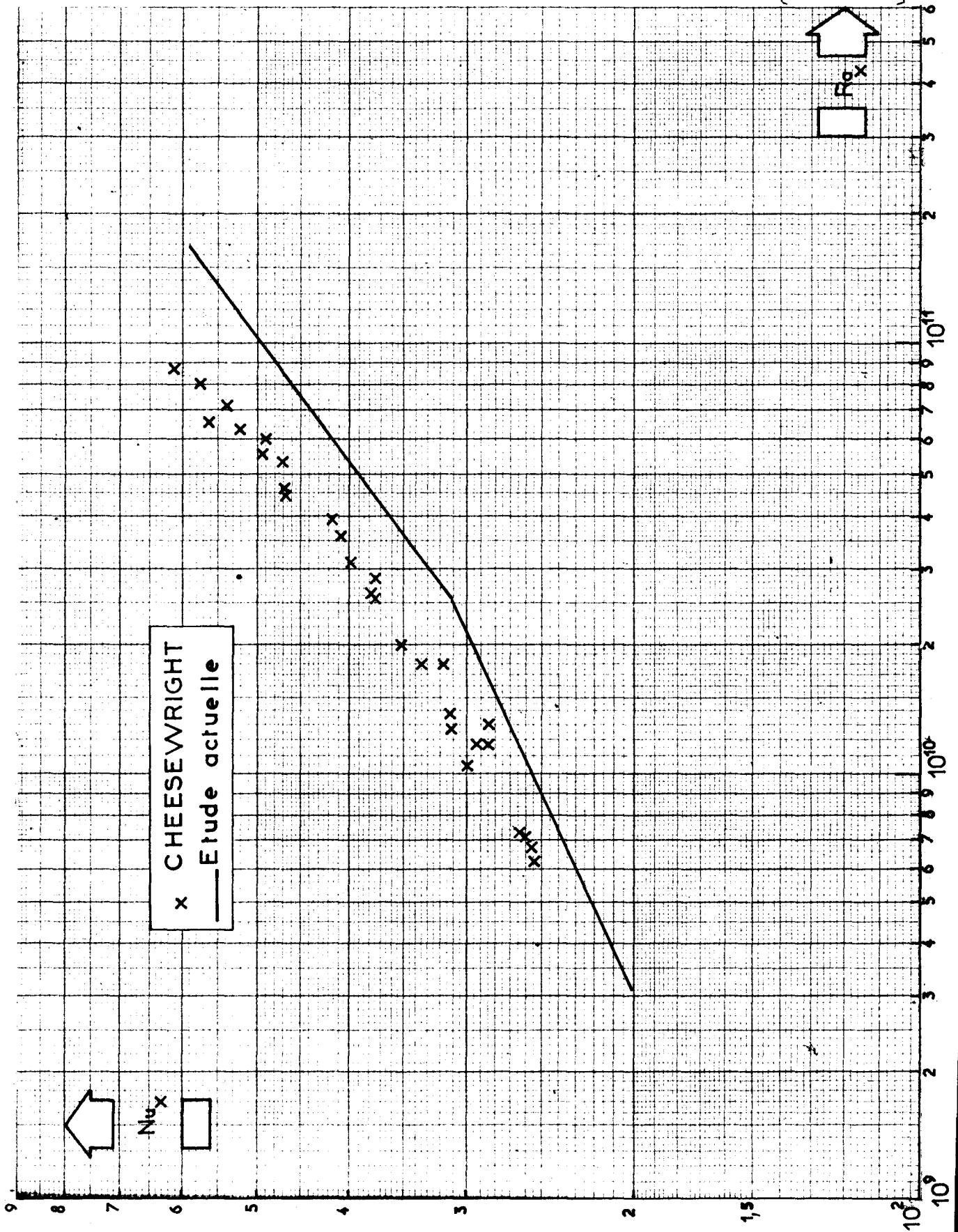
Toutes ces mesures, sont trop imprécises, soit par la nature des moyens de mesure utilisés soit du fait de la taille de la maquette, pour permettre des comparaisons poussées.

Par contre, les mesures de CHEESEWRIGHT [14] effectuées sur une maquette de 2,75 m de haut placée dans l'air ambiant, peuvent être directement comparées à nos résultats. La figure 4.22. présente les points expérimentaux de CHEESEWRIGHT obtenus sur paroi isotherme avec des écarts de température de 30, 50 et 80 °C en regard des courbes représentatives des relations 4.28. et 4.35. Les résultats de CHEESEWRIGHT sont systématiquement supérieurs aux nôtres (écart de 10 à 20%) mais l'allure générale de l'évolution de Nu_x en fonction de Ra_x est très semblable pour les deux études.

L'écart systématique constaté entre les deux séries de mesures peut provenir de la technique de mesure - moins directe que celle de cette étude - utilisée par CHEESEWRIGHT pour atteindre la densité de flux de chaleur locale.

Figure 4.22.

Comparaison des résultats actuels
avec ceux de CHEESEWRIGHT [Ref: 14]



CHEESEWRIGHT mesurait la température de l'air dans la couche limite à une altitude donnée à six distances différentes de la paroi (0,5 - 1,0 - 1,5 - 2,0 - 2,5 - 3,0 mm) ainsi que la température de l'air en dehors de la couche limite à la même altitude. Les points expérimentaux lissés par la méthode des moindres carrés selon une expression de la forme $\lambda \cdot (T - T_A) = a + b \cdot y + c \cdot y^3$ (où y est la distance à la paroi) fournissent la valeur de la température de paroi T_p par extrapolation et la valeur de $\left[\frac{\partial(\lambda \cdot T)}{\partial y} \right]_{y=0}$ par dérivation. On en déduit alors la valeur de la densité de flux de chaleur locale à la paroi. Cette méthode de mesure indirecte peut introduire dans la détermination du coefficient d'échange local plusieurs erreurs systématiques qui, avec l'erreur systématique imputable à nos propres mesures, expliqueraient l'écart constaté.

COUTANCEAU [10] a effectué, comme nous, des mesures directes de densité de flux locale, à l'aide d'un autre type de fluxmètre. Nous avons vu, au paragraphe précédent, que dans le domaine laminaire, son résultat est supérieur au nôtre de 6 %. Quant aux mesures qu'il a effectuées au-delà du régime laminaire, compte tenu de la hauteur de son dispositif d'essais (1,03 m) et des écarts de température étudiés (23 à 77 °C) dans l'air à la pression atmosphérique, on peut affirmer qu'elles sont relatives au début de la transition (zone 2 définie dans notre étude). Ces mesures montrent que le nombre de Nusselt local dépend du nombre de Grashof local et de l'écart de température - COUTANCEAU arrive, en fait, finalement à éliminer l'écart de température et aboutit à $Gr_x = 0,00811 \cdot (g \cdot x^3 / \nu^2)^{0,41}$ en exprimant λ et ν à la température T_A . Mais si on s'intéresse à la représentation de Nu_x en fonction de Gr_x et de ΔT on constate qu'à Gr_x donné, Nu_x est d'autant plus élevé que ΔT est petit. Les publications de COUTANCEAU ne sont pas assez détaillées et les points expérimentaux de notre étude ne sont pas assez nombreux dans cette zone pour permettre une critique poussée des deux études. Les quelques points dont nous disposons conduisent néanmoins à une conclusion inverse de celle de COUTANCEAU : à Gr_x donné, Nu_x est d'autant plus élevé que ΔT est grand. Ce point mériterait une étude particulière.

Nous pouvons enfin comparer nos résultats à quelques mesures globales effectuées et interprétées par différents auteurs. WARNER et ARPACI [12] ont travaillé dans l'air à la pression atmosphérique sur une plaque de 3,70 m de haut présentant

avec l'ambiance des écarts de température de 24,5 ; 34,5 et 56,5 °C. La figure 4.23. montre la comparaison entre leurs points expérimentaux (+), ceux de la présente étude (●) relatifs aux $\Delta T = 53$ et 72 °C dépouillés avec $T_R = T_A + 0,5 \cdot \Delta T$ et la relation de BAYLEY [15] que WARNER et ARPACI ont choisie pour représenter leurs résultats. La concordance entre ces divers résultats est bonne pour $Ra > 3,78 \cdot 10^{10}$ (turbulence pleinement développée). WARNER et ARPACI n'ont pas observé en dessous de cette valeur du nombre de Rayleigh le changement de pente mis en évidence par notre étude.

Enfin, on a porté sur la figure 4.24. les corrélations moyennes retenues par KING [16] pour interpréter les résultats de nombreux expérimentateurs et par SAUNDERS [18] pour représenter ses propres mesures effectuées dans l'air à différentes pressions [17]. Les points expérimentaux obtenus avec les forts ΔT (152,5 et 153 °C) dans nos mesures recourent bien la corrélation de SAUNDERS. Par contre la corrélation de KING établie en regroupant des points expérimentaux obtenus à partir de surfaces diverses (plaques, cylindres, parallélépipèdes verticaux, sphères) plongées dans divers fluides (eau, air, huile) donne des valeurs de Nusselt très élevées. Ce résultat doit être interprété avec prudence compte tenu de ce que nous avons dit en conclusion du paragraphe 4.3.6.

On pourrait s'étonner de la concordance entre la corrélation de SAUNDERS obtenue à partir d'essais effectués avec des écarts de température de 45 à 65 °C et nos résultats à $\Delta T = 152,5$ et 153 °C. Rappelons qu'il s'agit de la présentation sous forme moyenne des résultats et que la relation moyenne établie pour une plaque sur laquelle le régime turbulent prend naissance à une certaine distance du bord d'attaque dépend beaucoup de la portion de plaque située avant la transition. Or, nos résultats à $\Delta T = 152,5$ et 153 °C sont obtenus à pression atmosphérique et ceux de SAUNDERS à $\Delta T = 45$ à 65 °C sont obtenus sous des pressions variant de 6 à 65 atmosphères. Or le régime turbulent pleinement développé apparaît pour une valeur critique du nombre de Rayleigh : $Ra_x = 3,78 \cdot 10^{10}$. Cette valeur peut-être obtenue à une distance du bord d'attaque faible devant la hauteur totale de la plaque, soit en augmentant le ΔT , soit en augmentant la pression. Ceci explique que les essais effectués par SAUNDERS sur des plaques peu élevées, avec un ΔT modéré mais sous pression donnent un résultat moyen comparable à celui obtenu dans la présente étude sur une plaque de grande hauteur, à pression atmosphérique mais

Comparaison des résultats actuels avec ceux de WARNER (Ref: 12)

Figure 4.23.

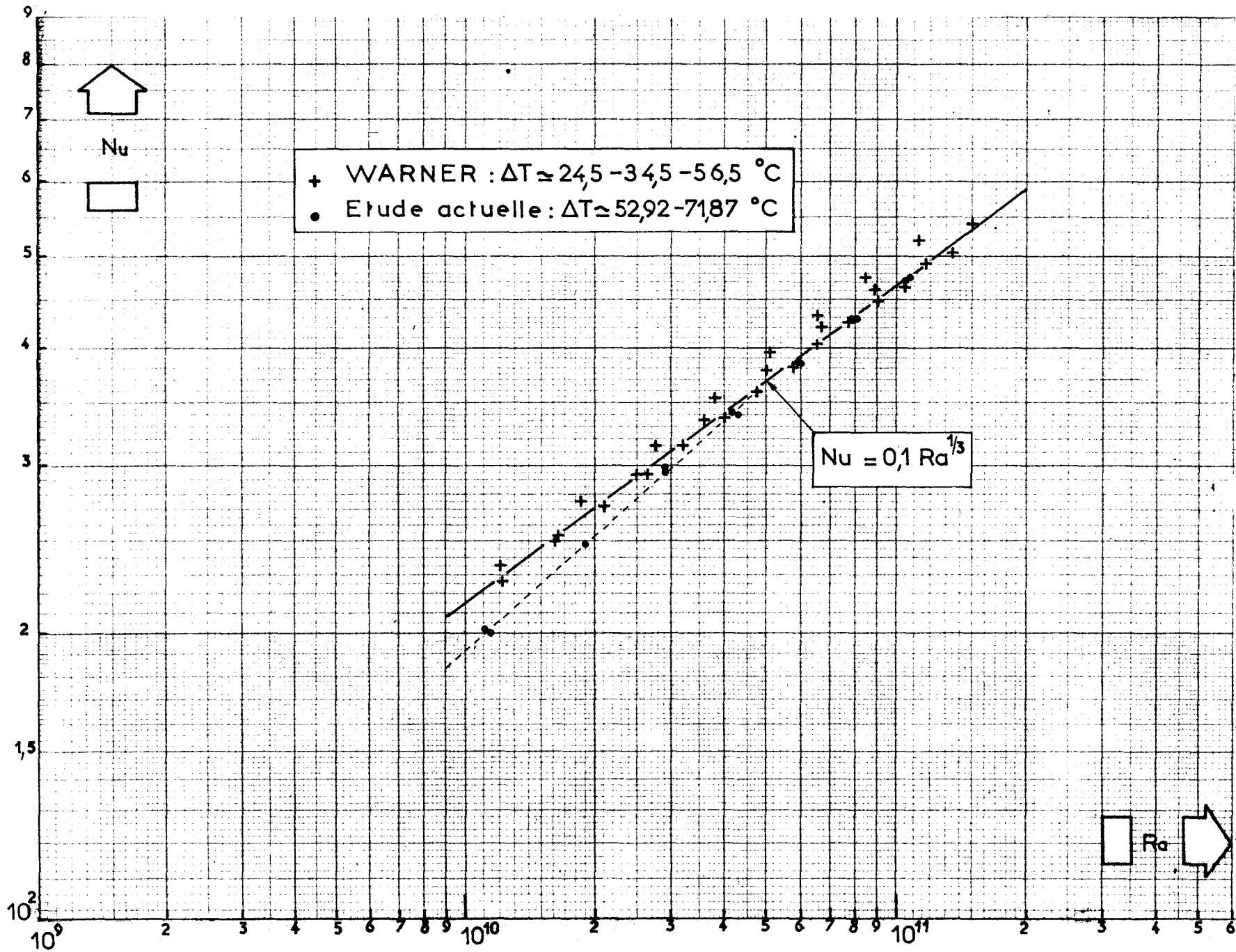
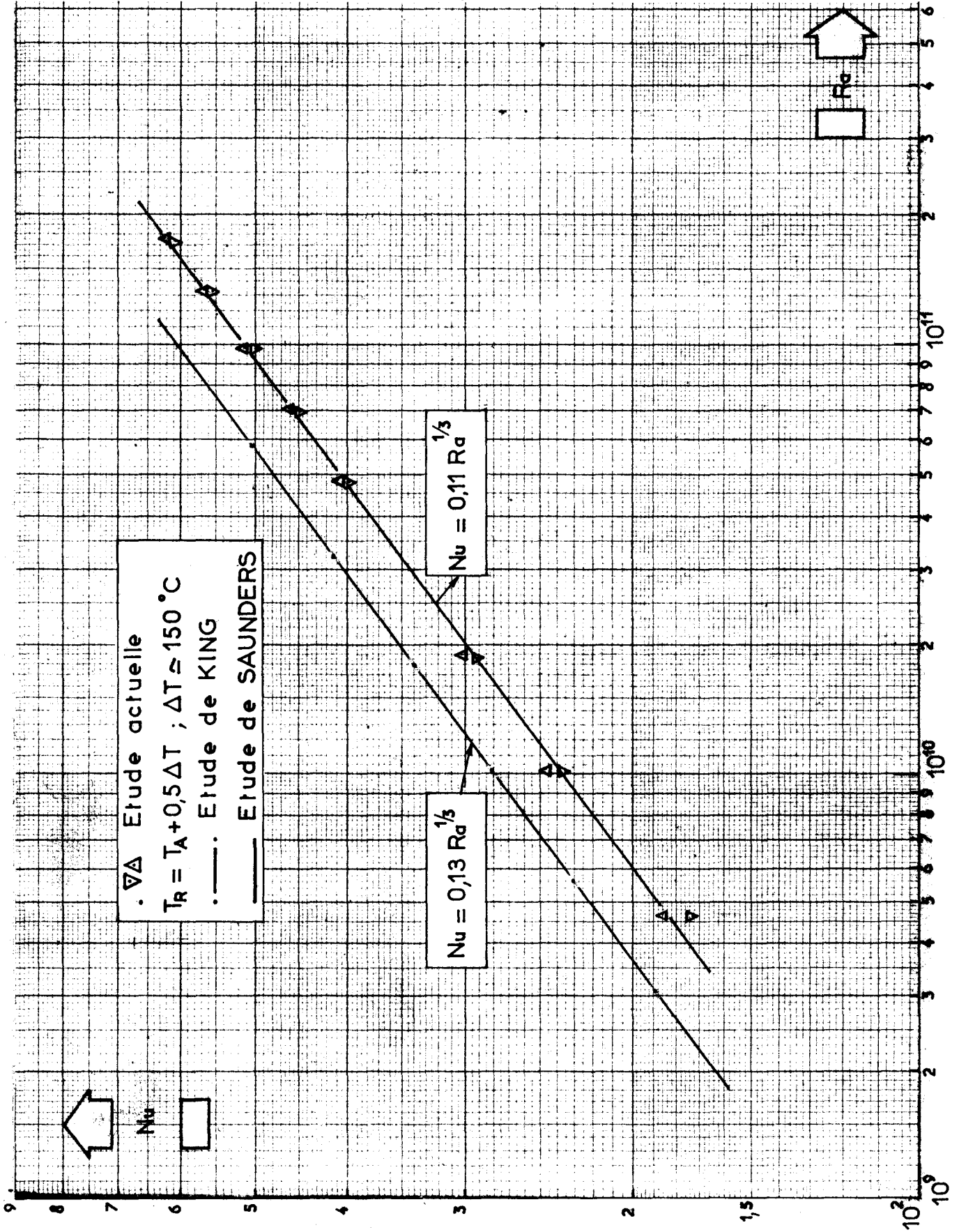


Figure 4.24.

Comparaison des travaux actuels
avec ceux de KING [Ref: 16] et de SAUNDERS [Ref: 18]



avec des ΔT plus élevés. Cette constatation confirme le danger de l'interprétation hâtive de résultats moyens.

4.4. - INTERPRETATION DES MESURES SUR PAROI NON ISOTHERME.

4.4.1. - Paroi à "densité de flux uniforme".

On a tenté d'imposer à la paroi une densité de flux de chaleur uniforme sur toute sa surface. Cela s'est avéré impossible avec le dispositif d'essais utilisé et on peut aisément l'expliquer.

L'examen des courbes de coefficient d'échange local obtenues sur paroi isotherme montre qu'entre la fin du régime laminaire et le maximum qui caractérise le début de la turbulence, la valeur du coefficient d'échange passe pratiquement du simple au double. Pour que la paroi dissipe un flux constant il faut lui imposer une loi de température qui efface ces irrégularités importantes de coefficient d'échange : l'obtention de cette loi conduirait sur la paroi à des gradients de température verticaux élevés (de l'ordre de 100 °C/m). Or le mur est constitué d'une plaque en alliage léger de 0,01 m d'épaisseur de manière à obtenir une conduction longitudinale suffisante pour satisfaire l'objectif principal : l'isothermie. De ce fait, il est impossible d'imposer à la plaque les gradients de température verticaux nécessaires au fonctionnement à flux constant.

Le tableau 38 du fascicule annexe donne, à titre d'exemple, les résultats obtenus en dissipant la puissance maximale disponible à l'altitude qui correspond au minimum du coefficient d'échange et en abaissant au contraire les puissances dissipées aux altitudes qui correspondent aux valeurs élevées du coefficient d'échange. La distribution de densité de flux en fonction de l'altitude ainsi obtenue est reportée sur la figure 4.25. en regard de la distribution de densité de flux calculée avec les relations (4.16.), (4.19.), (4.26.), (4.27.), (4.37.) et (4.39.) pour un mur isotherme présentant avec l'ambiance l'écart de température existant sur le mur à flux uniforme dans la zone de turbulence pleinement développée.

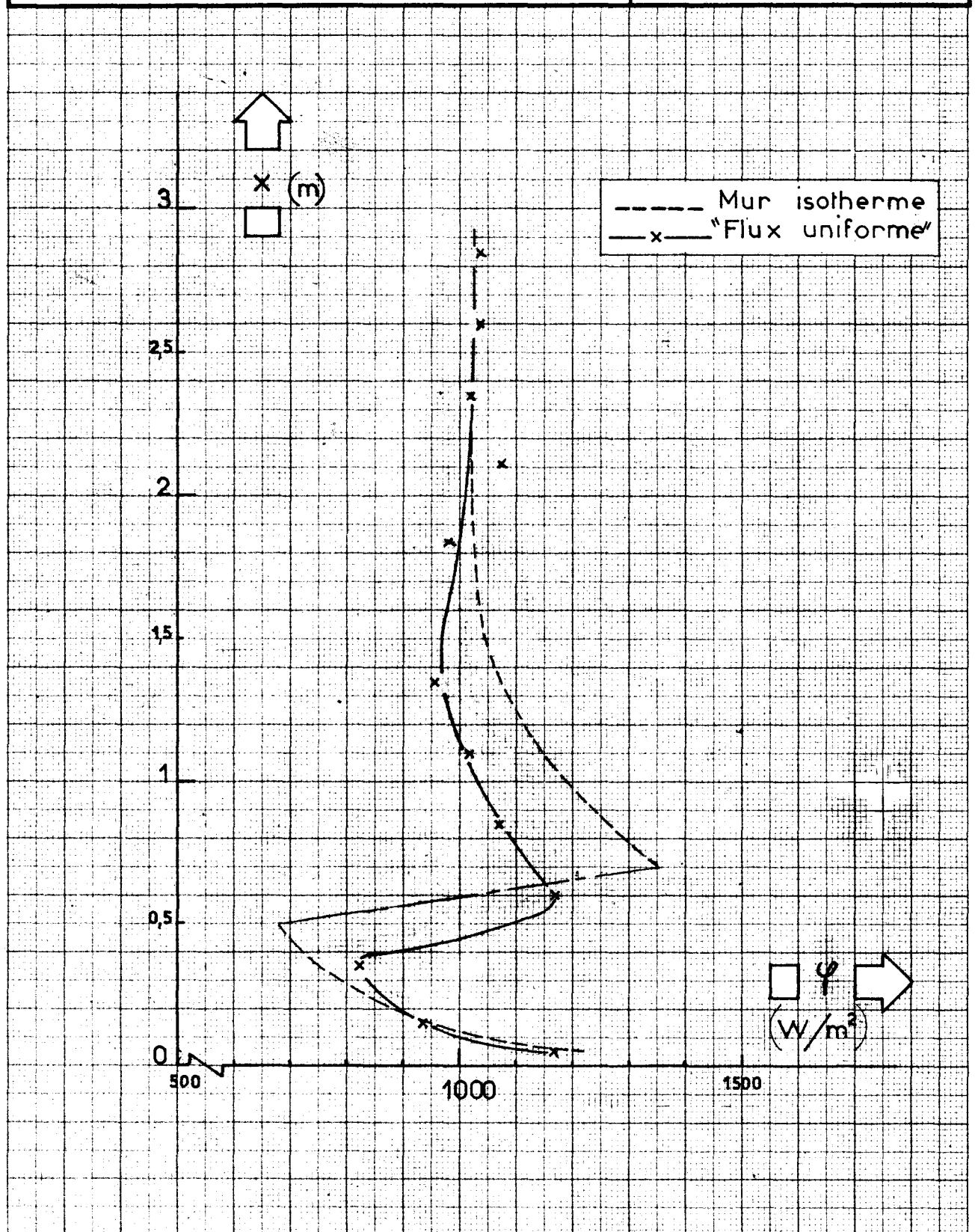
On peut constater sur cette figure que la densité de flux qui, sur mur isotherme évoluerait entre 680 et 1355 W/m² (rapport 1 à 2) ne varie ici que de 820 à 1170 W/m² (rapport de 1 à 1,43).

MUR PLAN

Comparaison des flux locaux entre un mur isotherme et un mur dissipant un "flux uniforme"

PAGE

Figure 4.25.



Devant l'impossibilité d'obtenir une distribution de densité de flux plus uniforme, l'étude de cette configuration n'a pas été poussée plus loin.

4.4.2. - Ecart de température croissant avec l'altitude.

4.4.2.1. - Résultats expérimentaux.

On a cherché à réaliser un écart de température paroi - fluide croissant linéairement avec l'altitude, de 0 à 150 °C environ. Deux essais ont été effectués à environ 15 jours d'intervalle.

La figure 4.26. montre les répartitions de ΔT obtenues en fonction de x . Le premier de ces essais suit bien, entre $x = 0,40$ m et $x = 2,85$ m la loi

$\Delta T = 9 + 41,4 \cdot x$. Le second suit bien, entre les mêmes limites, la loi

$\Delta T = 5 + 46,0 \cdot x$.

Même en coupant l'alimentation électrique des premiers secteurs chauffants, il n'a pas été possible d'obtenir la répartition linéaire dans les 40 premiers centimètres de la plaque. Il aurait été nécessaire de refroidir le bas de la plaque pour y parvenir.

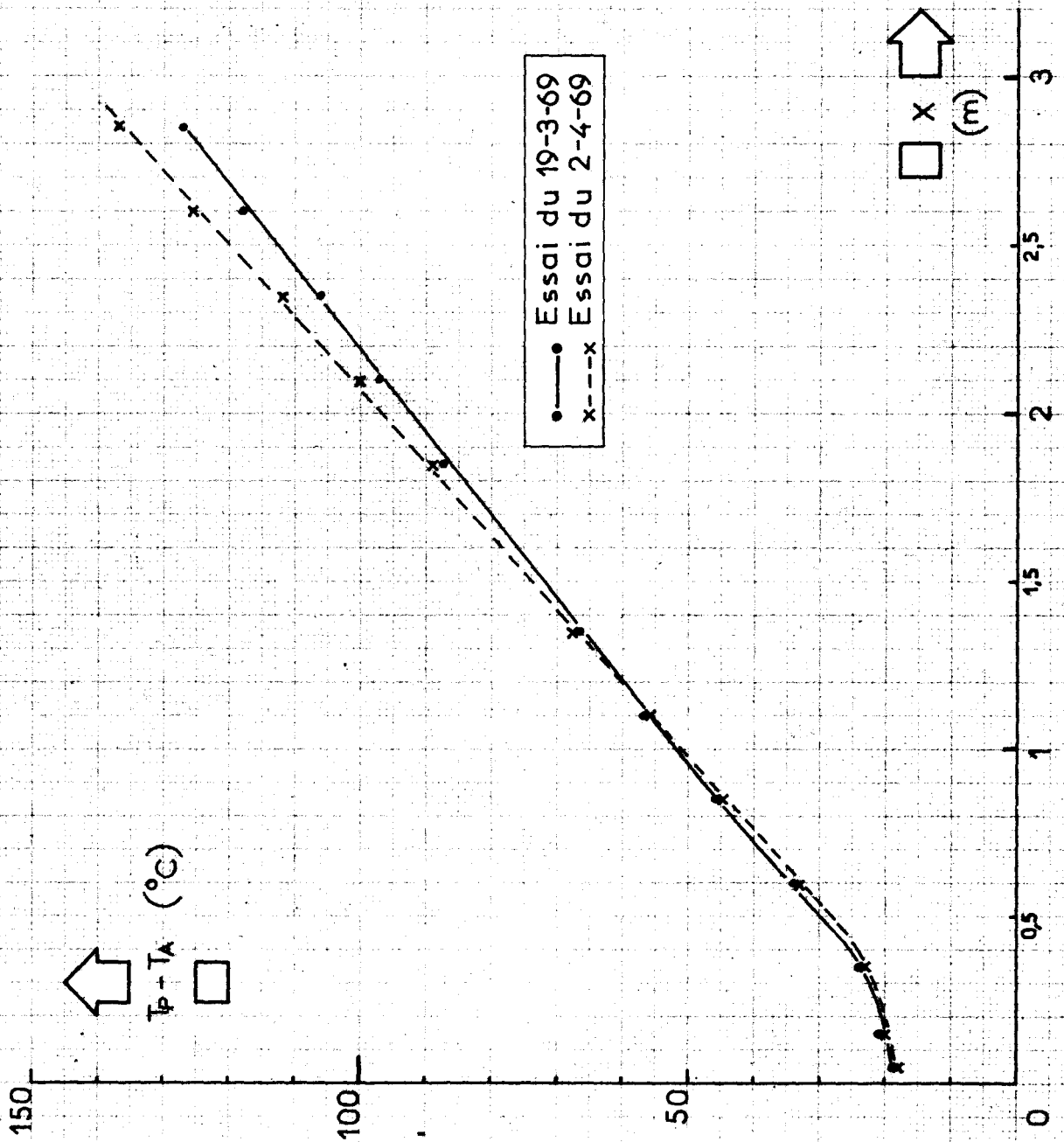
Les résultats de ces deux essais sont présentés dans les tableaux 39 et 40 du fascicule annexe. Ces résultats et les observations effectuées en cours d'expérience conduisent aux commentaires suivants :

- Le début des instabilités dans la couche limite se situe entre 1,35 et 1,85 m et sûrement très près de 1,85 m, le fluxmètre n° 9 situé à cette altitude est en effet très peu perturbé.
- Les capteurs situés dans la zone laminaire conduisent tous (à l'exception du n° 1) pour chaque essai, à une même valeur du coefficient d'échange à ± 10 % près. Les répartitions de h en fonction de x sont tracées sur la figure 4.27.
- De ce fait, la densité locale de flux de chaleur croît linéairement avec l'altitude dans la zone laminaire (voir figure 4.28.).
- La transition se produisant à une altitude élevée, la hauteur de plaque soumise au régime turbulent est faible et il n'est pas possible d'en tirer d'enseignements.

MUR PLAN
Ecart de température croissant
linéairement avec l'altitude

PAGE

Figure 4.26.

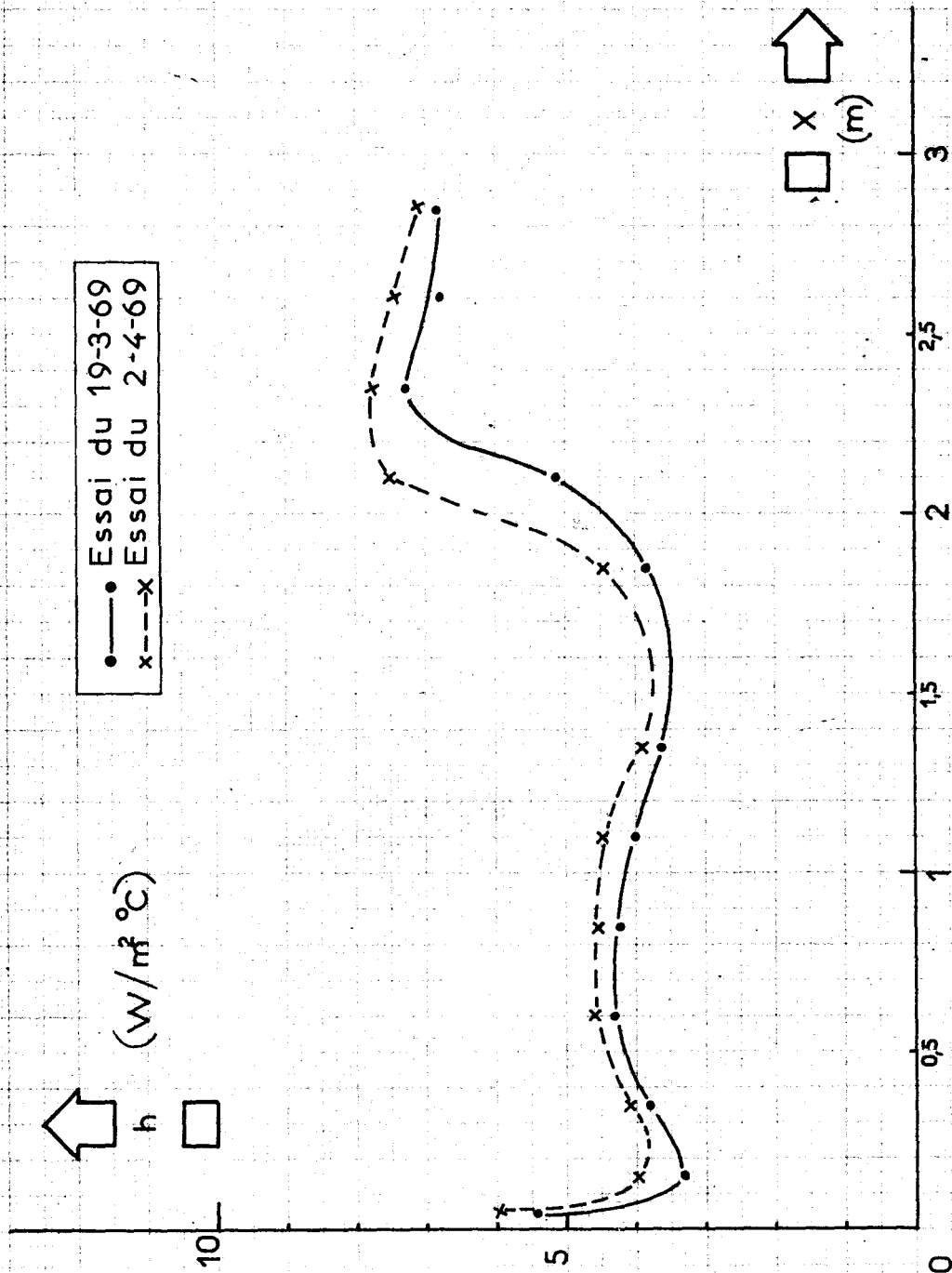


MUR PLAN

Écart de température croissant
linéairement avec l'altitude

PAGE

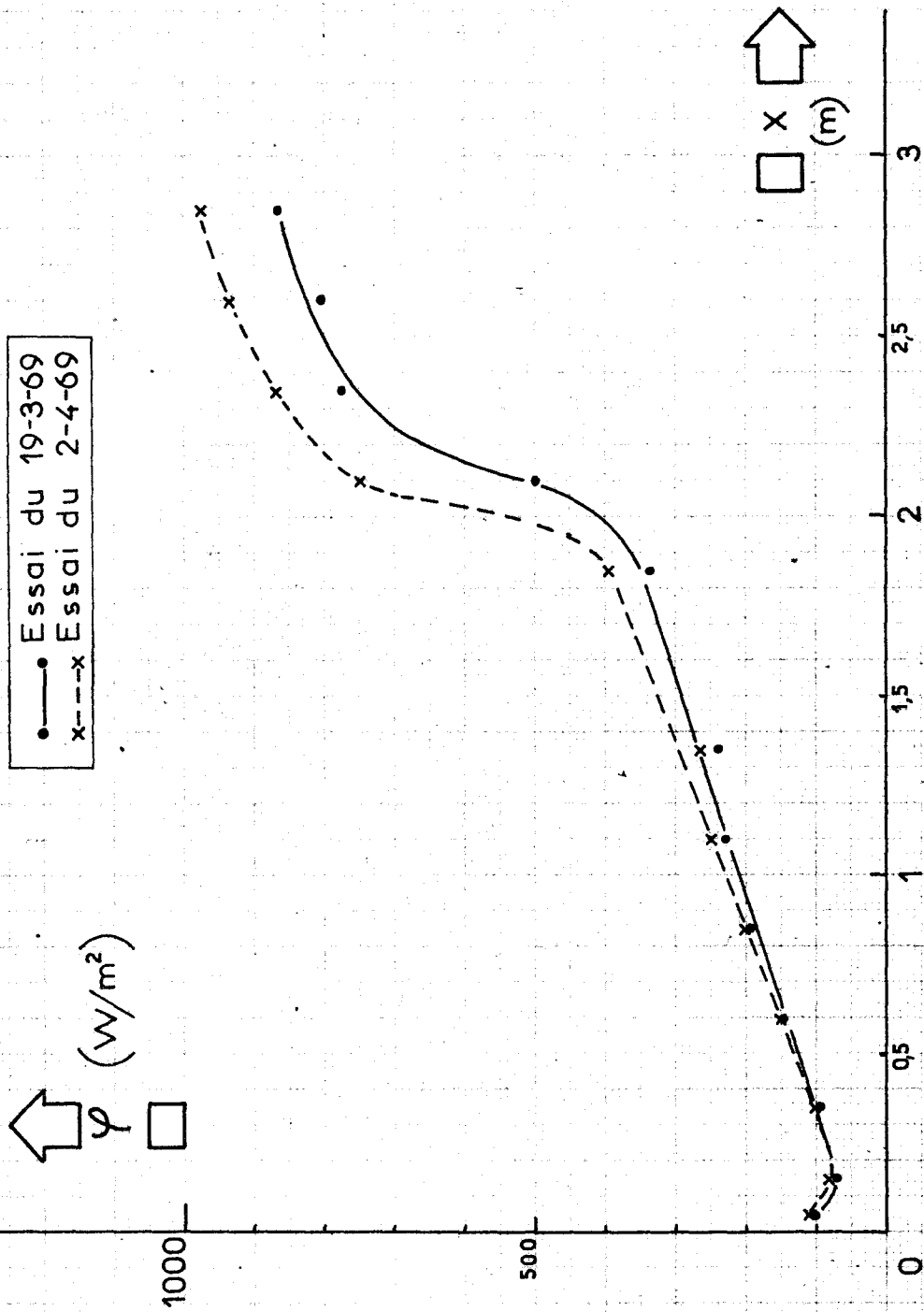
Figure 4.27.



MUR PLAN
Ecart de température croissant
linéairement avec l'altitude

PAGE

Figure 4.28.



4.4.2.2. - Échange de chaleur.

Les résultats obtenus en régime laminaire sont comparables à ceux de l'étude empirique et théorique de MYRON TRIBUS [19].

D'après cet auteur, lorsqu'une paroi dissipe une densité de flux locale de la forme :

$$\varphi = A \cdot x^r \quad (4.41.)$$

la répartition de l'écart de température est de la forme :

$$T_p - T_A = C \cdot x^{\frac{4r+1}{5}} \quad (4.42.)$$

et l'échange de chaleur est représenté par la relation :

$$Nu_x = \frac{\left(\frac{7}{27}\right)^{1/4} \cdot Pr^{1/2} \cdot (r+1)^{1/2} \cdot Gr_x^{1/4}}{\left[\left(\frac{35}{12} \cdot Pr + 1\right) \cdot (r+1) + \frac{4}{3}\right]^{1/4}} \quad (4.43.)$$

Dans nos essais, la loi de ΔT est très proche de :

$$T_p - T_A = C \cdot x \quad (4.44.)$$

ce qui implique $r = 1$ dans la relation (4.42.), et donc :

$$\varphi = A \cdot x \quad (4.45.)$$

et, avec $Pr = 0,7$:

$$Nu_x = 0,515 \cdot Gr_x^{1/4}$$

ou, pour comparer à nos résultats présentés sous forme $Nu_x = f(Ra_x)$:

$$Nu_x = 0,565 \cdot Ra_x^{1/4} \quad (4.46.)$$

On peut vérifier sur la figure 4.28. que la densité de flux de chaleur croît linéairement avec l'altitude, dans la zone laminaire, conformément à la relation (4.45.). En combinant les relations (4.44.) et (4.45.), on montre que le coefficient d'échange local doit être indépendant de l'altitude dans la zone laminaire : ceci est vérifié à $\pm 10\%$ sur la figure 4.27.

Enfin, on a porté sur la figure 4.29. la courbe représentative de la relation (4.46.) et les points expérimentaux de cette étude relatifs à la zone laminaire (points correspondant aux altitudes 0,15 ; 0,35 ; 0,60 ; 0,85 ; 1,10 ; 1,35 ; 1,65 m). La concordance est satisfaisante. Toutefois la dispersion des points expérimentaux est plus élevée que dans les expériences sur mur isotherme : on peut expliquer cette dispersion par l'imperfection de la loi de température et par la faible valeur des densités de flux dissipées.

4.4.2.3. - Critère de transition.

Les mesures effectuées montrent que l'altitude x_1 d'apparition des premières instabilités est élevée dans ces expériences à écart de température croissant avec l'altitude. On peut comparer l'altitude x_1 observée dans ces expériences à celle calculée à partir de la relation (4.19.) pour une paroi isotherme présentant avec l'ambiance un écart de température ΔT uniforme identique à celui pour lequel les premières instabilités apparaissent sur la paroi à ΔT croissant.

Par exemple, pour le premier essai réalisé dans les conditions suivantes :

$$T_A = 297 \text{ }^\circ\text{K}$$

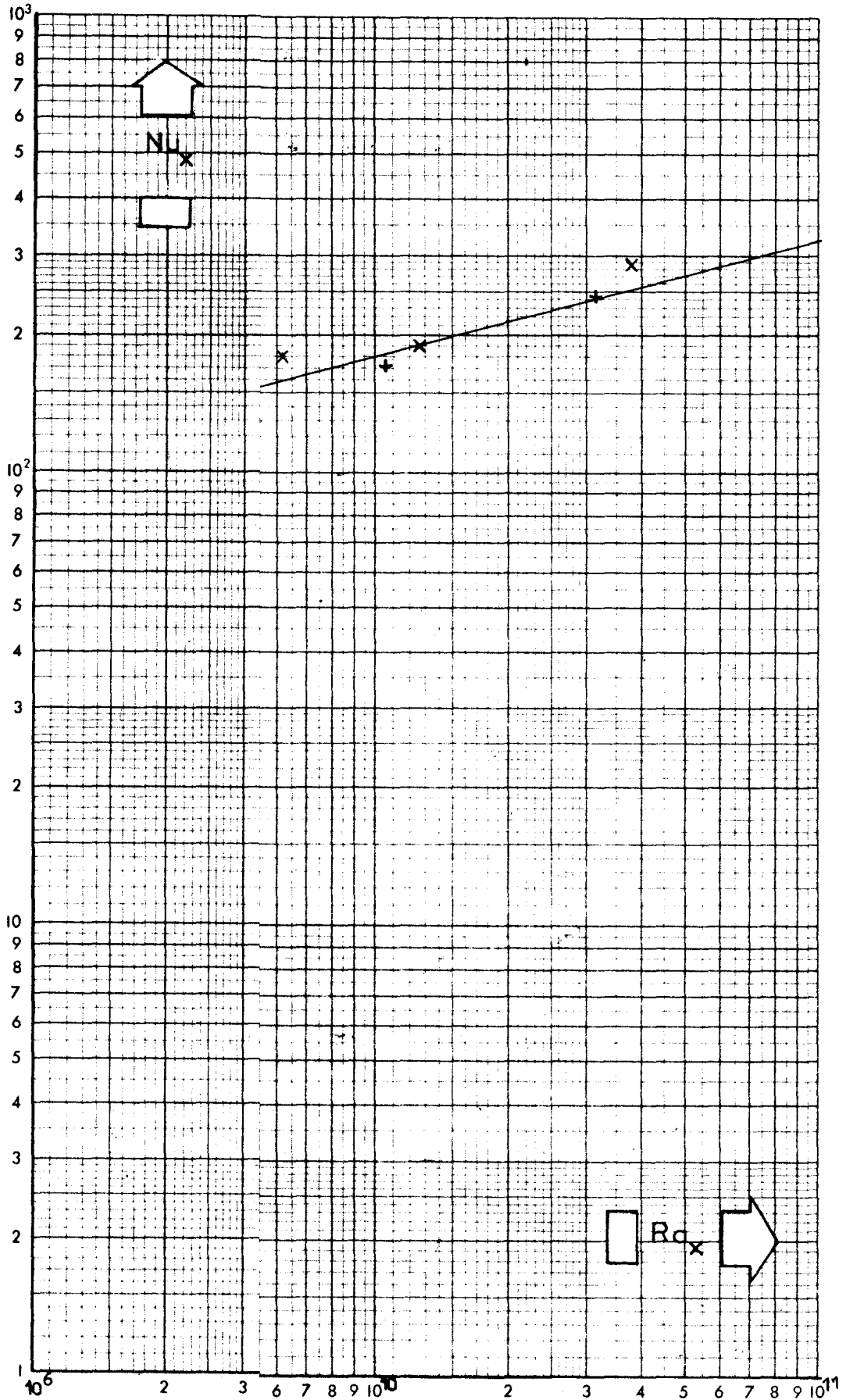
$$T_p = 306 + 41,4 \cdot x \quad (T_p \text{ en } ^\circ\text{K}, x \text{ en m})$$

$$p = 743 \text{ mm Hg}$$

les premières instabilités sont observées à l'altitude $x \simeq 1,6$ m à laquelle $\Delta T = T_p - T_A \simeq 75 \text{ }^\circ\text{C}$.

L'application de la relation (4.19.) à un mur isotherme dans les conditions suivantes :

AVEC L'ALTITUDE Figure 4.29.



$$T_A = 297 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$T_p = 372 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$p = 743 \text{ mm Hg}$$

avec : $T_R = T_p - 0,38 \cdot \Delta T$

conduit à :

$$x_1 = 0,89 \text{ m}$$

Ce résultat indique que la couche limite de convection naturelle le long d'une paroi verticale présentant avec le fluide ambiant un écart de température croissant avec l'altitude a une plus grande stabilité que celle existant le long d'une paroi verticale isotherme présentant un écart de température constant avec l'ambiance.

4.4.3. - Ecart de température décroissant en fonction de l'altitude.

On a cherché à imposer au mur une loi de température décroissant linéairement en fonction de l'altitude.

Lors du premier essai, le secteur chauffant inférieur a cédé : de ce fait, la répartition obtenue n'est sensiblement linéaire qu'entre les altitudes 0,35 et 2,85 m. Lors du deuxième essai, le second secteur chauffant a cédé à son tour et la linéarité de la loi de température n'a alors plus été obtenue qu'entre les altitudes 0,80 et 2,85 m. Les variations de $T_p - T_A$ en fonction de x sont reportées sur la figure 4.30.

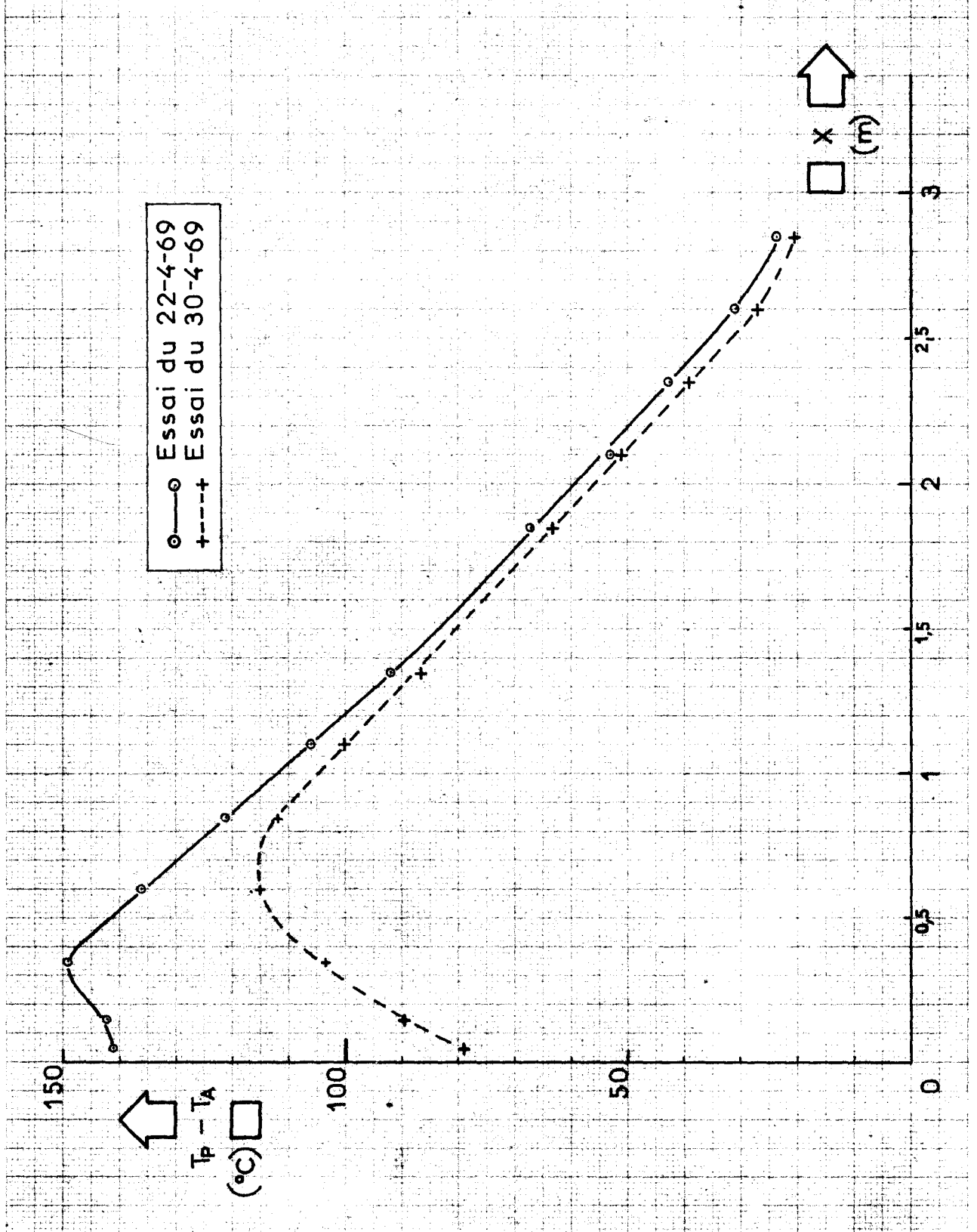
Il n'était pas possible de réparer simplement les résistances endommagées et les mesures ont donc dû être limitées à ces deux essais. Leurs résultats sont présentés dans les tableaux 41 et 42 du fascicule annexe.

Les figures 4.31. et 4.32. présentent respectivement les évolutions du coefficient d'échange local et de la densité locale de flux de chaleur en fonction de l'altitude.

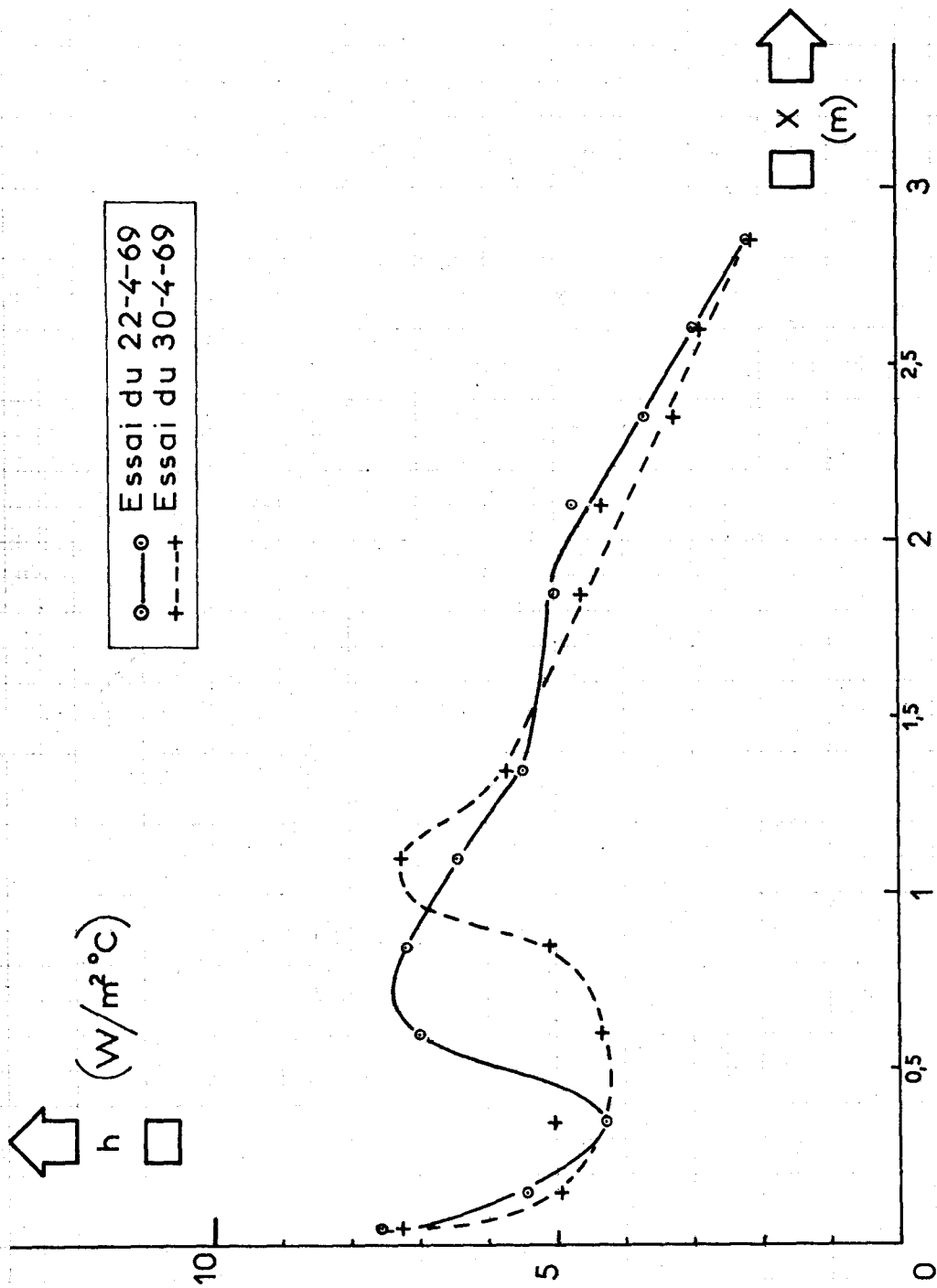
MUR PLAN
Ecart de température décroissant
linéairement avec l'altitude

PAGE

Figure 4.30.



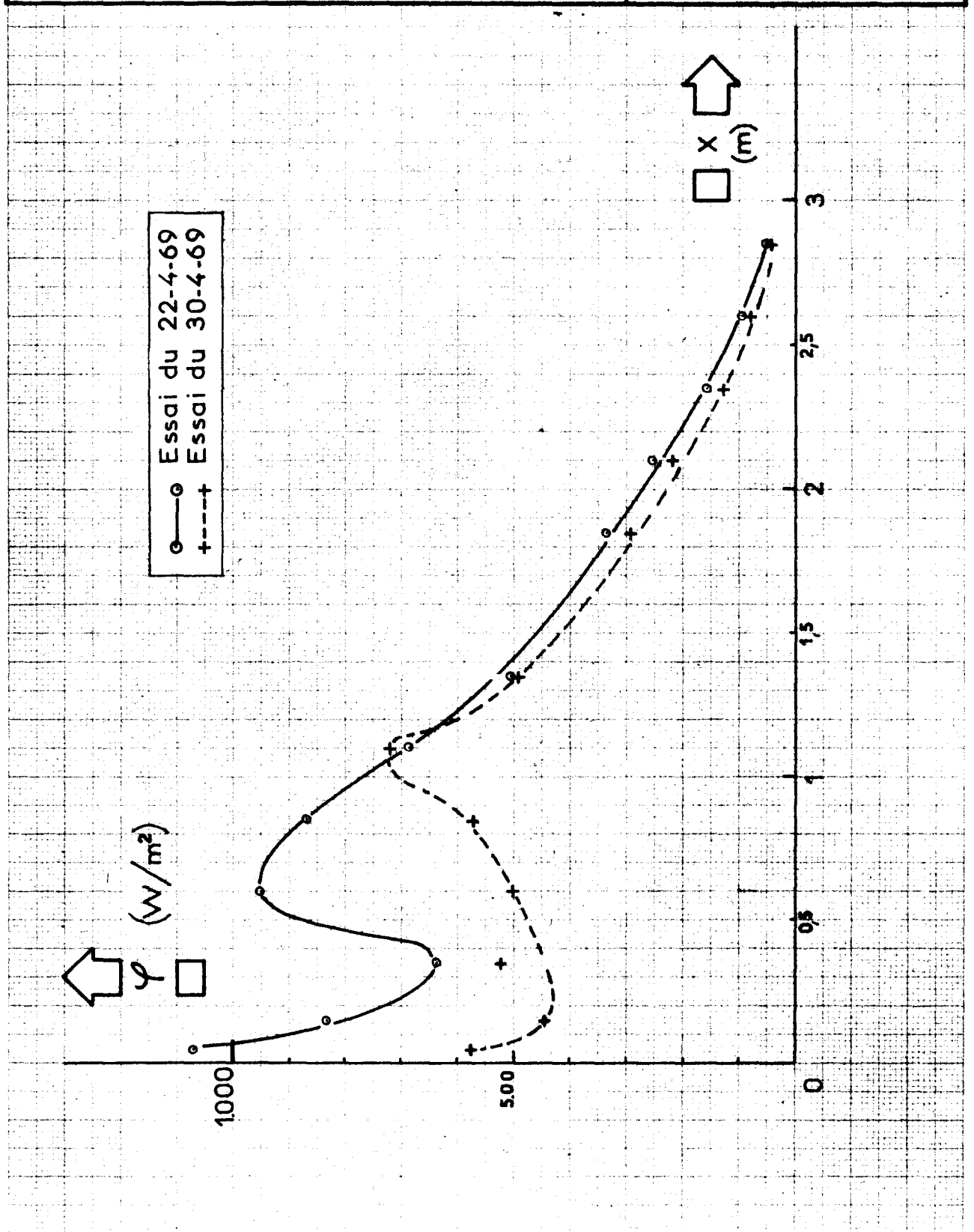
<p>MUR PLAN <u>Ecart de température décroissant</u> <u>linéairement avec l'altitude</u></p>	<p>PAGE Figure 4.31.</p>
--	---



MUR PLAN
Ecart de température décroissant
linéairement avec l'altitude

PAGE

Figure 4.32.



Les conditions d'essais étant très imparfaites, il n'est pas possible d'interpréter complètement les résultats. On peut cependant faire les remarques suivantes :

- L'écoulement, une fois devenu turbulent, le reste jusqu'au sommet du mur malgré la faible valeur du ΔT à la partie supérieure.
- Dans la zone où ΔT décroît, quand l'écoulement est turbulent, le coefficient d'échange local décroît lui aussi en fonction de l'altitude d'une manière grossièrement linéaire.

4.5. - NOTATIONS.

C_p	Chaleur spécifique à pression constante du fluide,
E	Force électromotrice,
Gr	Nombre de Grashof,
g	Accélération de la pesanteur,
h	Coefficient d'échange thermique,
m	Moyenne,
Nu	Nombre de Nusselt,
Pr	Nombre de Prandtl,
p	Pression,
Ra	Nombre de Rayleigh,
s	Sensibilité,
T_A	Température du fluide au loin,
T_P	Température de la paroi,
T_R	Température de référence,
x	Altitude mesurée au-dessus du bord inférieur de la plaque,
β	Coefficient de dilatation cubique du fluide,
ΔT	Ecart de température entre paroi et fluide au loin,
ϵ	Emissivité,
λ	Conductibilité thermique du fluide,

- ν Viscosité cinématique du fluide,
 ξ Ecart - type,
 σ Constante de Stefan-Boltzmann,
 ρ Densité de flux de chaleur.

4.6. - LISTE DES REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

- [1] J. HILSEN RATH et al., Tables of thermodynamic and transport properties, Pergamon Press (1960).
- [2] E.M. SPARROW et J.L. GREGG, Trans. ASME, Paper 57-A-46 (1958).
- [3] S. OSTRACH, NACA rep. 1111 (1953).
- [4] M. JANNOT, G. MORDCHELLES-REGNIER et J. TERPSTRA, C.R. Hebd. Seanc. Acad. Sci. Paris, t. 267, Série A, p. 617/620 (1968).
- [5] M. JANNOT, Rapport Final du Contrat EURATOM 063-64-12 TEGF, "Convection naturelle le long d'une paroi plane verticale et isotherme. Détermination des critères de transition à la turbulence" (1967).
- [6] L. LORENTZ, Wiedemann Ann. d. Phys., 13 : 582 (1881).
- [7] E. SCHMIDT et W. BECKMANN, Tech. Mech. u. Thermodynamik, 1, 341/349 et 391/406 (1930).
- [8] E.R.G. ECKERT, Introduction to the transfer of heat and mass, Mc Graw Hill Book Co, (1950).
- [9] S. LEVY, J. Appl. Mech., p. 515 (déc. 1955).
- [10] J. COUTANCEAU, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 12, n° 7, p. 753/768 (1969).

- [11] E. GRIFFITHS et A.H. DAVIS, Food Investigation Board, Spec. Rept. 9, Dept. Sci and Ind. Res., H.M. Stationery Office, London (1922).
- [12] C.Y. WARNER et V.S. ARPACI, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 11, n° 3, p. 397/406 (1968).
- [13] T. FUJII, Bull. Japan Soc. Mech. Eng. 2, n° 8, 559 (1959).
- [14] R. CHEESEWRIGHT, Trans. ASME, Paper 67-HT-17 (1967).
- [15] F.J. BAYLEY, Proc. Inst. Mech. Eng., 169, 361 (1955).
- [16] W.J. KING, Mech. Engg., 54, 347 (1932).
- [17] O.A. SAUNDERS, Proc. Roy. Soc. London (A) 157, 278 (1936).
- [18] O.A. SAUNDERS, Proc. Roy. Soc. London (A) 172, 55 (1939).
- [19] M. TRIBUS, Trans. ASME (Juillet 1958).

CHAPITRE 5.

STRUCTURE DE LA COUCHE LIMITE TURBULENTE

Nous présentons, dans ce chapitre, les diverses mesures effectuées pour acquérir des informations sur la structure de la couche limite turbulente. Ces mesures concernent :

- les profils de la température moyenne du fluide ;
- l'enregistrement simultané des fluctuations de la densité du flux de chaleur à la paroi et de la température du fluide à diverses distances de la paroi ;
- la visualisation des gradients de la température du fluide à proximité de la paroi ;
- les profils de la vitesse moyenne du fluide.

5.1. - MESURE DES PROFILS DE TEMPERATURE DU FLUIDE.5.1.1. - Mesures effectuées.

En positionnant la sonde décrite au paragraphe 3.4.4. à une altitude x et à une distance y de la paroi, on enregistre des fluctuations de la température de l'air en ce point. L'enregistrement obtenu est planimétré pour obtenir la valeur moyenne T de la température de l'air au point considéré.

En effectuant plusieurs mesures à diverses distances y de la paroi à une même altitude x , on peut tracer le profil de la température moyenne de l'air à cette altitude.

Des profils ont été ainsi déterminés dans les conditions suivantes :

- paroi isotherme ; $\Delta T = 110$ °C ; $x = 0,85 ; 1,35 ; 1,85 ; 2,35 ; 2,85$ m ; les résultats et dépouillements de ces mesures sont consignés dans les tableaux 54 à 60 du fascicule annexe ;
- paroi isotherme ; $\Delta T = 50$ °C ; $x = 1,85 ; 2,35 ; 2,85$ m ; tableaux 61, 62 et 63 du fascicule annexe ;

- paroi isotherme ; $\Delta T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$; $x = 1,85 ; 2,35 ; 2,85 \text{ m}$; tableaux 64, 65 et 66 du fascicule annexe ;
- paroi présentant avec l'ambiance un écart de température croissant linéairement avec l'altitude ; $x = 2,85 \text{ m}$; tableau 67 du fascicule annexe.

En fait, dans les tableaux on ne trouvera pas la valeur de la température T mais les mesures exprimées en mV des différences de température entre paroi et ambiance $T_p - T_A$ d'une part et, soit entre le point y considéré et l'ambiance $T - T_A$ (tableaux 54 à 60), soit entre la paroi et le point y considéré $T_p - T$ (tableaux 61 à 67), d'autre part.

Les mesures ont en effet été effectuées en montant la sonde en opposition, soit avec un thermocouple d'ambiance situé au loin, soit avec un thermocouple de paroi.

5.1.2. - Dépouillement.

Pour pouvoir comparer entre eux les divers essais, les résultats ont été traduits sous la forme des variables réduites suivantes :

$$\frac{T - T_A}{T_p - T_A} \quad (5.1.)$$

et
$$\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} \quad (5.2.)$$

Pour le calcul de Gr_x , les caractéristiques physiques de l'air ont été calculées à la température $T_R = (T_p + T_A)/2$ avec $\beta = 1/T_A$.

La variable réduite $(T - T_A)/(T_p - T_A)$ a été adoptée parce qu'elle a été utilisée par de nombreux auteurs et qu'elle permet donc une comparaison directe des résultats. Cette variable donne un profil réduit compris entre 0 et 1.

Le choix de la variable $\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3}$ a été guidé par plusieurs raisons :

- cette variable est indépendante de l'altitude : si, en régime turbulent, le profil de température est lui-même indépendant de l'altitude, tous les points expé-

rimenteraux relatifs à un même écart de température devraient être situés sur la même courbe ;

- si le flux de chaleur échangé se transmet dans la couche limite, à proximité de la paroi, uniquement par conduction dans le fluide, le gradient de température à la paroi est donné par :

$$\lambda \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p = - h \cdot \Delta T \quad (5.3.)$$

soit :

$$\lambda \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p = - 0,095 \cdot \frac{\lambda}{x} \cdot Gr_x^{1/3} \cdot \Delta T \quad (5.4.)$$

en remplaçant h par sa valeur tirée de la relation (4.38.) ; les mesures de la température du fluide devraient alors être représentés par :

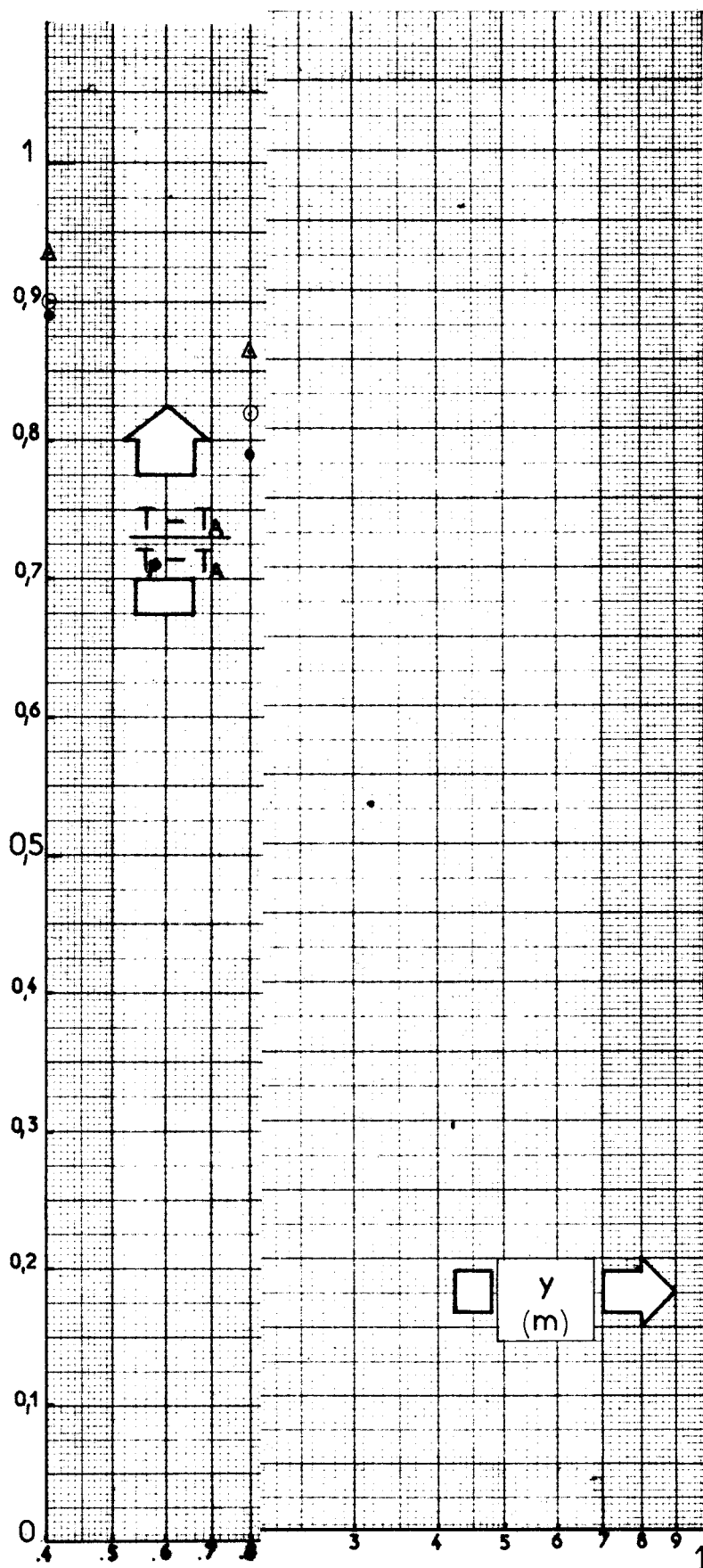
$$\frac{T - T_A}{T_p - T_A} = - 0,095 \cdot \frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} + 1 \quad (5.5.)$$

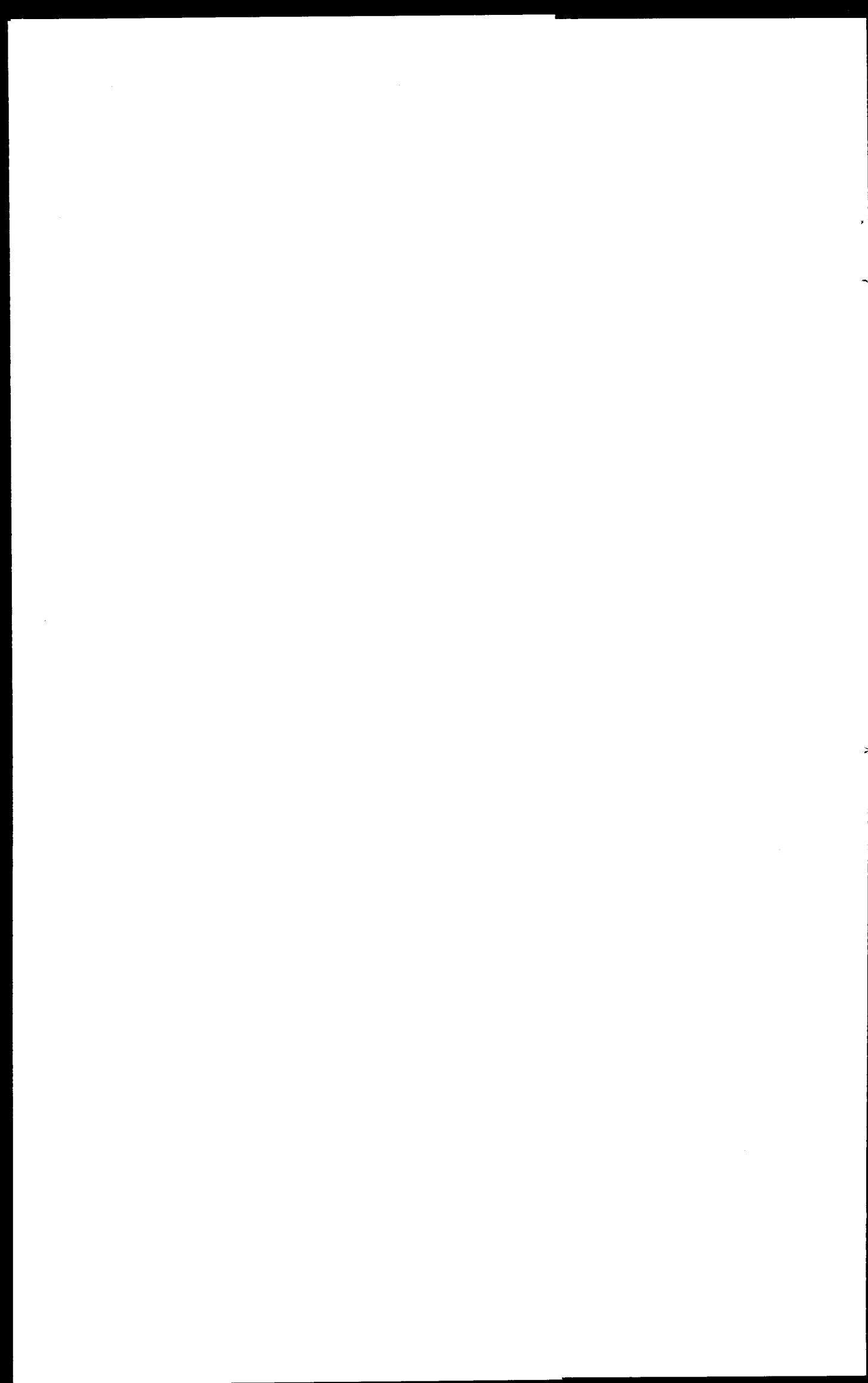
5.1.3. - Examen des résultats.

Les résultats de mesure sont présentés sur les figures 5.1. à 5.5. en coordonnées semi-logarithmiques : l'échelle linéaire est attribuée aux températures, l'échelle logarithmique aux distances.

Sur certaines de ces figures, des points sont entourés et qualifiés d'erronés : ce sont des points relevés à proximité immédiate de la paroi ($0 < y < 3 \text{ mm}$) et en face d'un fluxmètre. Le léger accident de surface créé par le fluxmètre ainsi que la faible différence de température existant entre son centre et sa périphérie suffisent à abaisser localement la température du fluide dans la couche limite. Les autres points de mesure à proximité immédiate de la paroi n'ont pas été relevés en face des fluxmètres.

La figure 5.1. présente les températures réduites mesurées à la même altitude ($x = 2,85 \text{ m}$) sur paroi isotherme, pour trois écarts de température ($\Delta T = 50 ; 110 ; 150 \text{ }^\circ\text{C}$) en fonction de la distance non réduite y . On constate que, dans ces





conditions, les points expérimentaux sont assez dispersés

Les figures suivantes (5.2., 5.3. et 5.4.) montrent que l'utilisation des coordonnées réduites permet de regrouper l'ensemble des points. Il semble toutefois que pour $x < 2,35$ m, l'épaisseur de la couche limite augmente avec l'altitude. Par contre, pour $x \geq 2,35$ m quel que soit l'écart de température, le profil de température semble indépendant de l'altitude.

Pour des distances réduites $\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3}$ inférieurs à 4,5, les points expérimentaux relatifs aux altitudes $x = 2,35$ et $2,85$ m et à tous les ΔT se placent bien sur la courbe représentative de la relation (5.5.) :

$$\frac{T - T_A}{T_p - T_A} = - 0,095 \cdot \frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} + 1$$

comme le montre la figure 5.5.

Les résultats des mesures effectuées sur paroi à ΔT croissant avec l'altitude n'ont pas été représentées graphiquement. Ils concordent assez bien avec les points de la figure 5.5.

5.1.4. - Comparaison avec des travaux antérieurs.

Les mesures effectuées peuvent être comparées à celles de CHEESEWRIGHT [1] et de WARNER et ARPACI [2]. Nous avons dépouillé les mesures de ces expérimentateurs sous la forme réduite utilisée ici et porté l'ensemble des points expérimentaux des trois études sur la figure 5.6.

A proximité de la paroi, la concordance des 3 séries de résultats est excellente et les points expérimentaux suivent très bien la courbe représentative de la relation (5.5.) jusqu'à $\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} = 4,5$.

Pour $\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} > 10$, la concordance est moins bonne et les résultats des autres expérimentateurs conduiraient à une épaisseur de couche limite thermique légèrement inférieure à celle déduite de nos mesures. Cette divergence peut avoir deux origines :

- les murs des références [1] et [2] étaient larges de 0,60 m et munis d'écrans latéraux alors que le mur de cette étude est dépourvu d'écrans, mais plus large (1,0 m) ;
- CHEESEWRIGHT a opéré avec des ΔT de 30 à 59 °C et à des altitudes de 1,25 à 2,60 m ; WARNER et ARPACI n'ont pas dépassé $\Delta T = 35$ °C et ont travaillé à des altitudes de 1,55 à 3,55 m ; par conséquent, ils ont mesuré des profils de température moins développés que ceux de l'étude actuelle.

5.1.5. - Conclusions.

On peut retenir, en résumé, les points suivants :

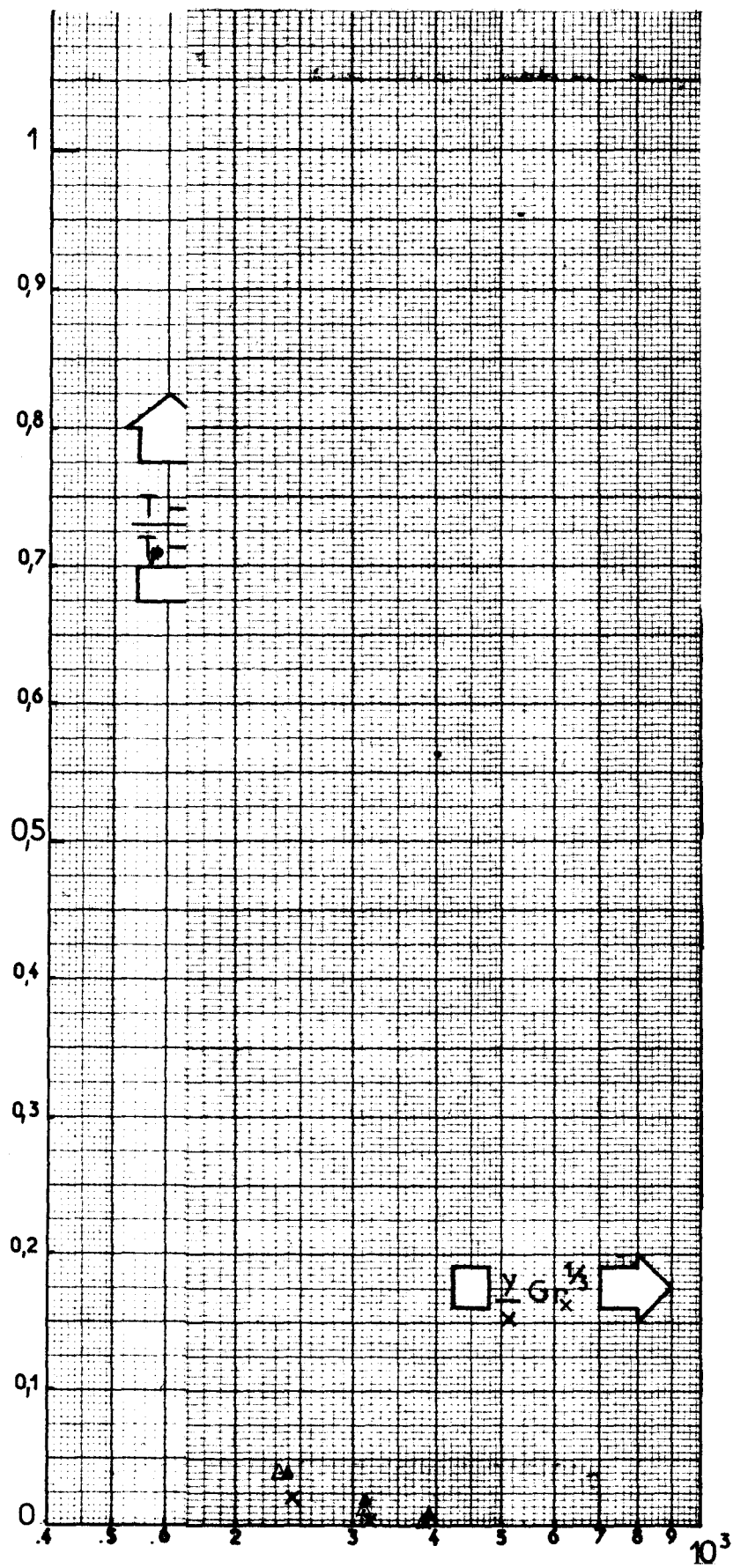
- pour les ΔT (50 à 150 °C) explorés dans l'air à la pression atmosphérique, à partir d'une altitude $x = 2,35$ m (ce qui correspond à $Gr_x \geq 8 \cdot 10^{10}$) les profils de température présentés dans la forme réduite $(T - T_A)/(T_p - T_A) = f\left(\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3}\right)$ sont indépendants de l'altitude et du ΔT (voir figure 5.5.) ; à un ΔT donné, le profil moyen de température $T = f(y)$ est indépendant de l'altitude x ;
- ces mesures, confirmées par celles des références [1] et [2], montrent qu'à proximité de la paroi $\left(\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} < 4,5\right)$, pour la zone définie ci-dessus où les profils de température sont pleinement développés, le profil de température peut se déduire directement de la densité de flux de chaleur moyenne à la paroi par la relation (voir figure 5.6.) :

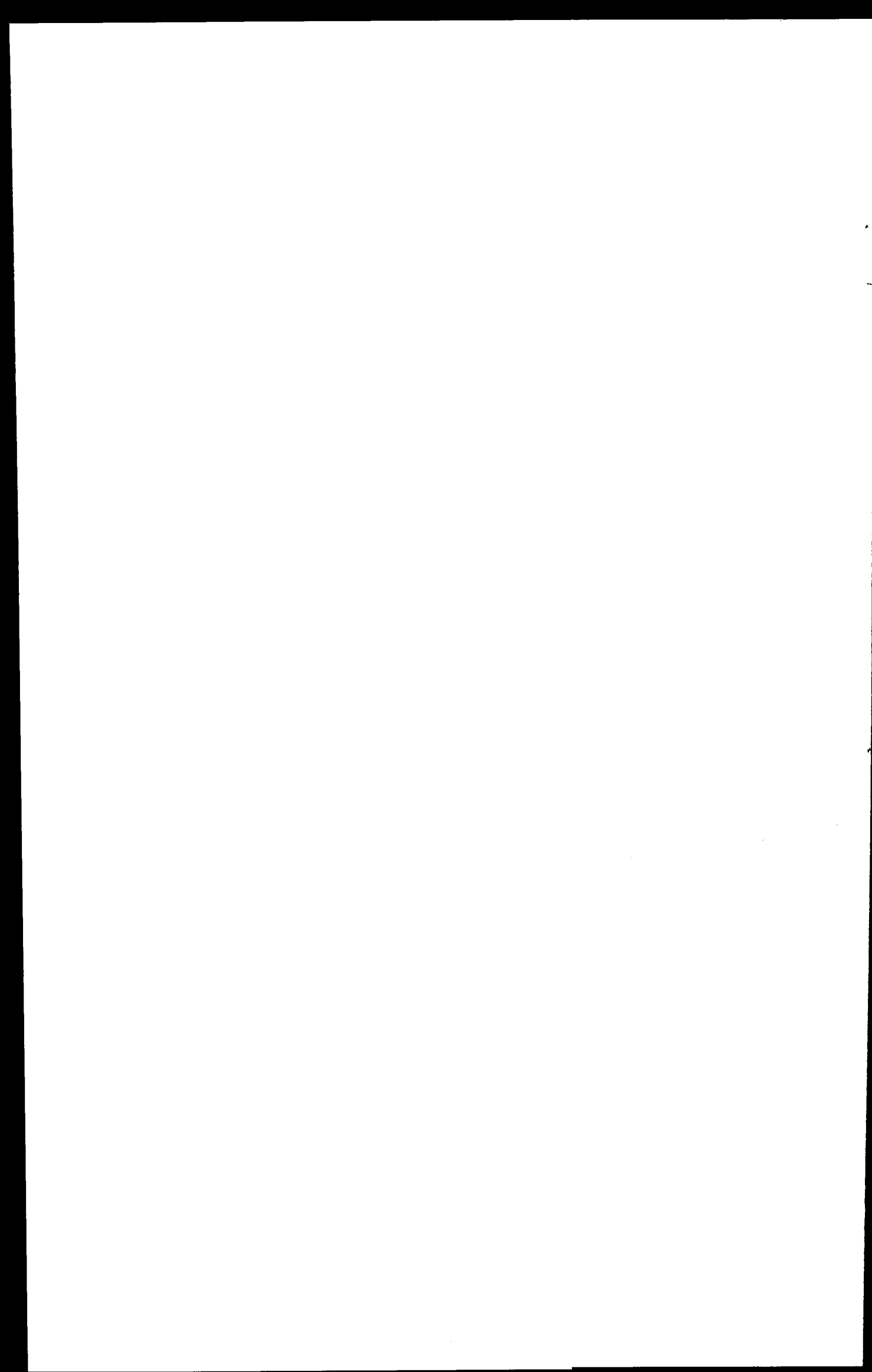
$$\lambda \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_p = - h \cdot \Delta T$$

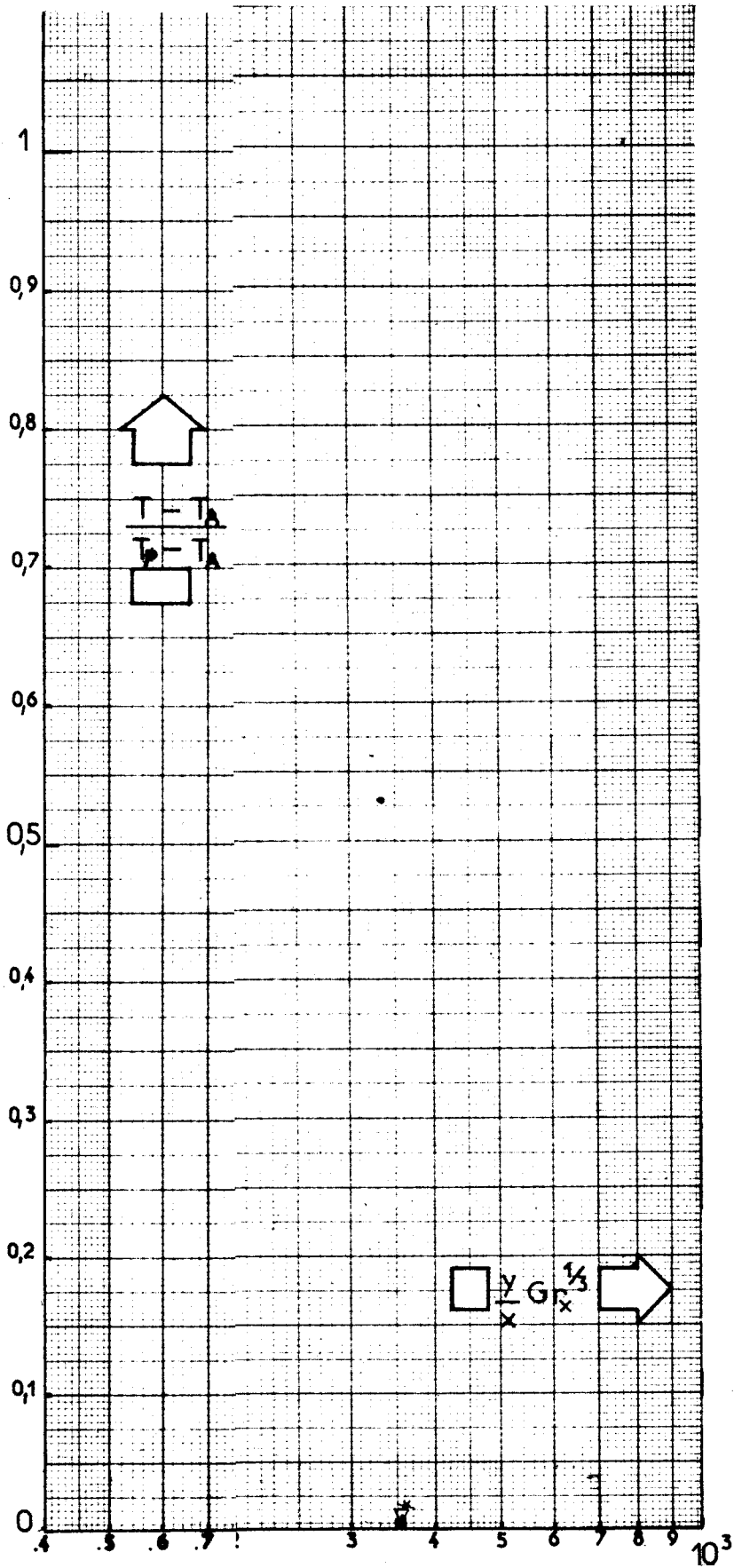
cette constatation qui sera confirmée plus loin par d'autres éléments, montre qu'il doit exister au voisinage de la paroi une zone où la conductivité turbulente serait négligeable devant la conductivité moléculaire ;

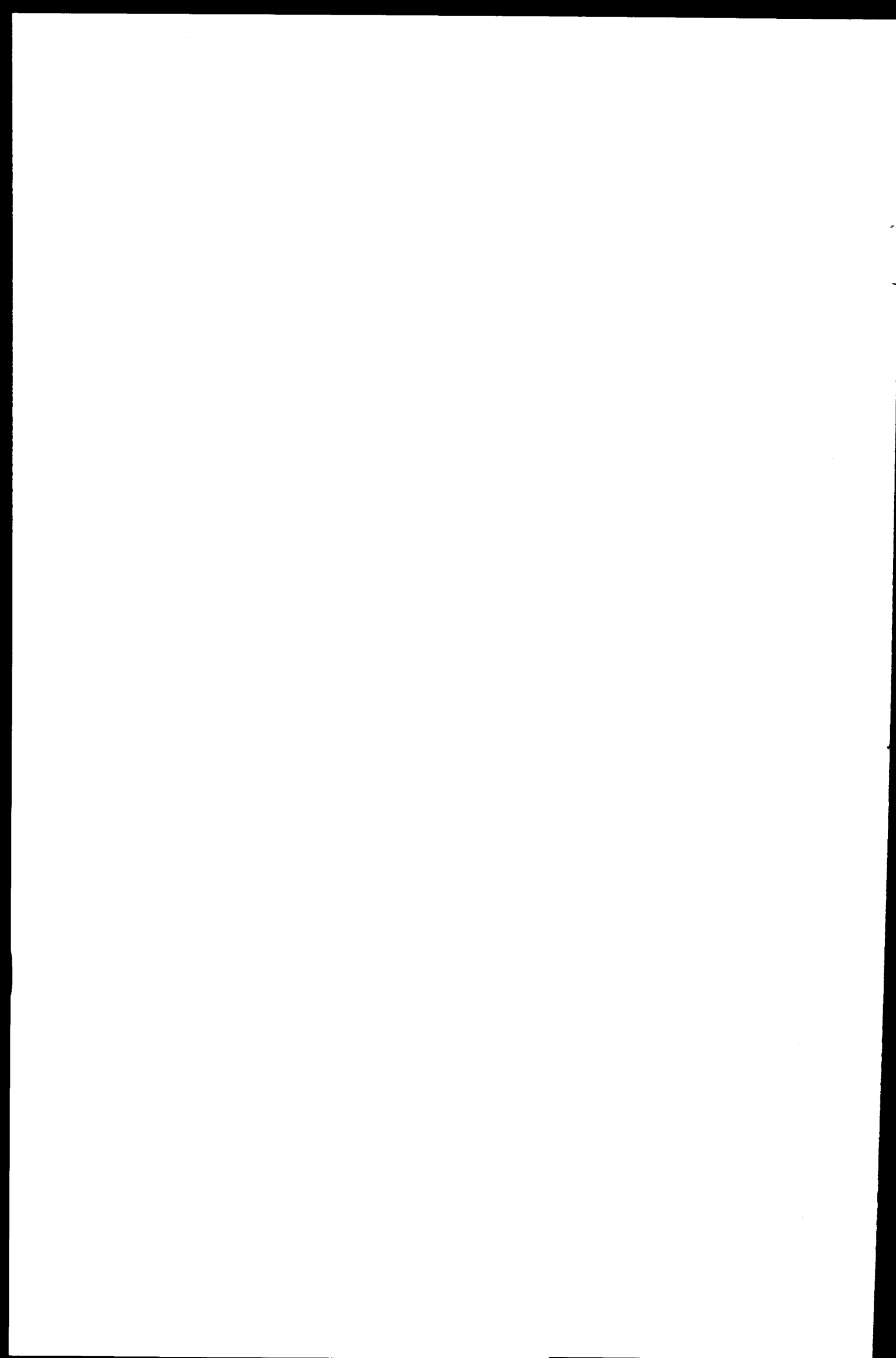
- à partir de la figure 5.5., on peut établir que l'épaisseur physique $\delta_{0,99}$ de la couche limite thermique est représentée par :

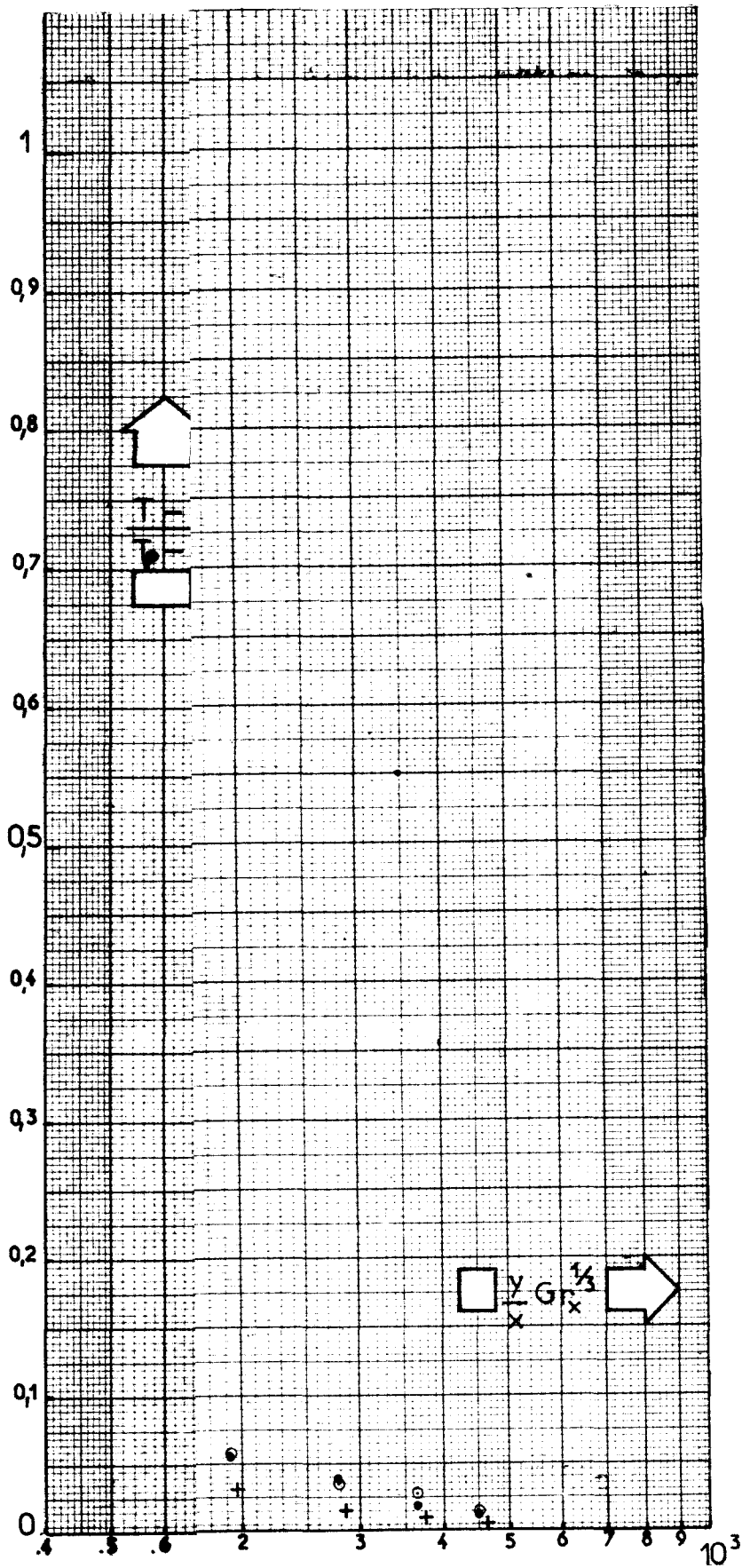
$$\delta_{0,99} = 400 \cdot x \cdot Gr_x^{-1/3} \quad (5.6.)$$

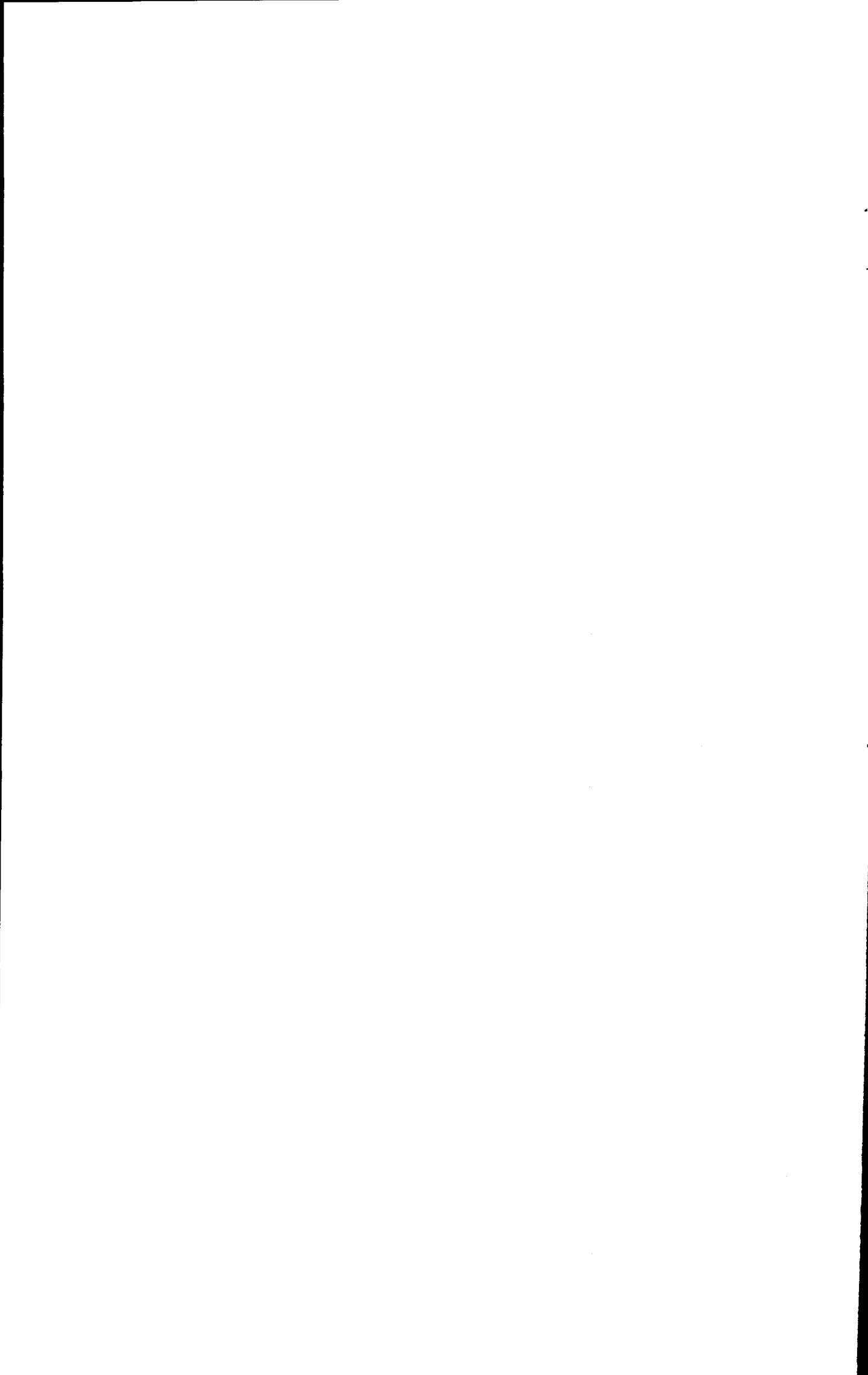


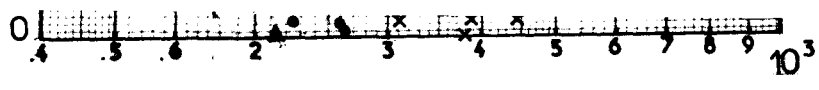
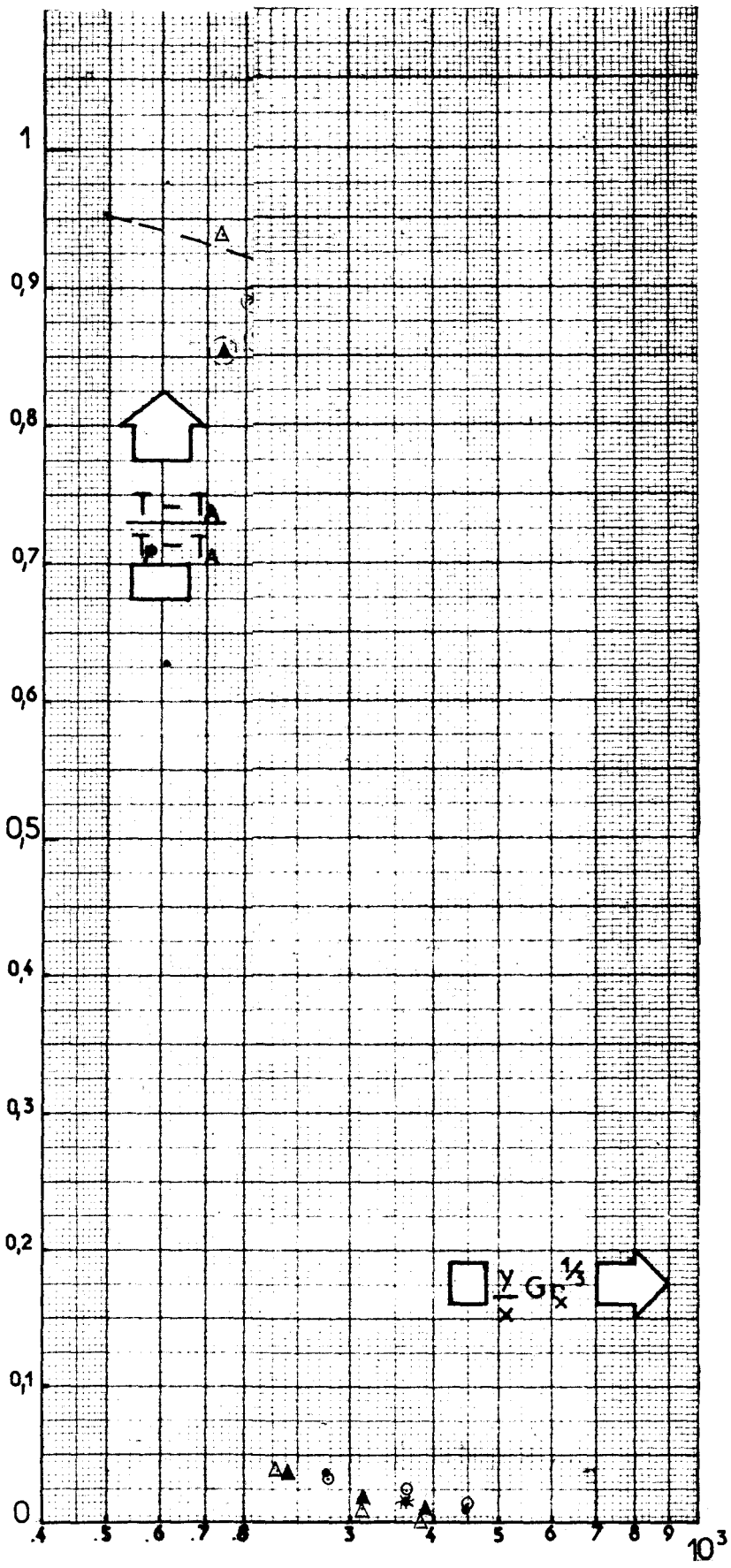


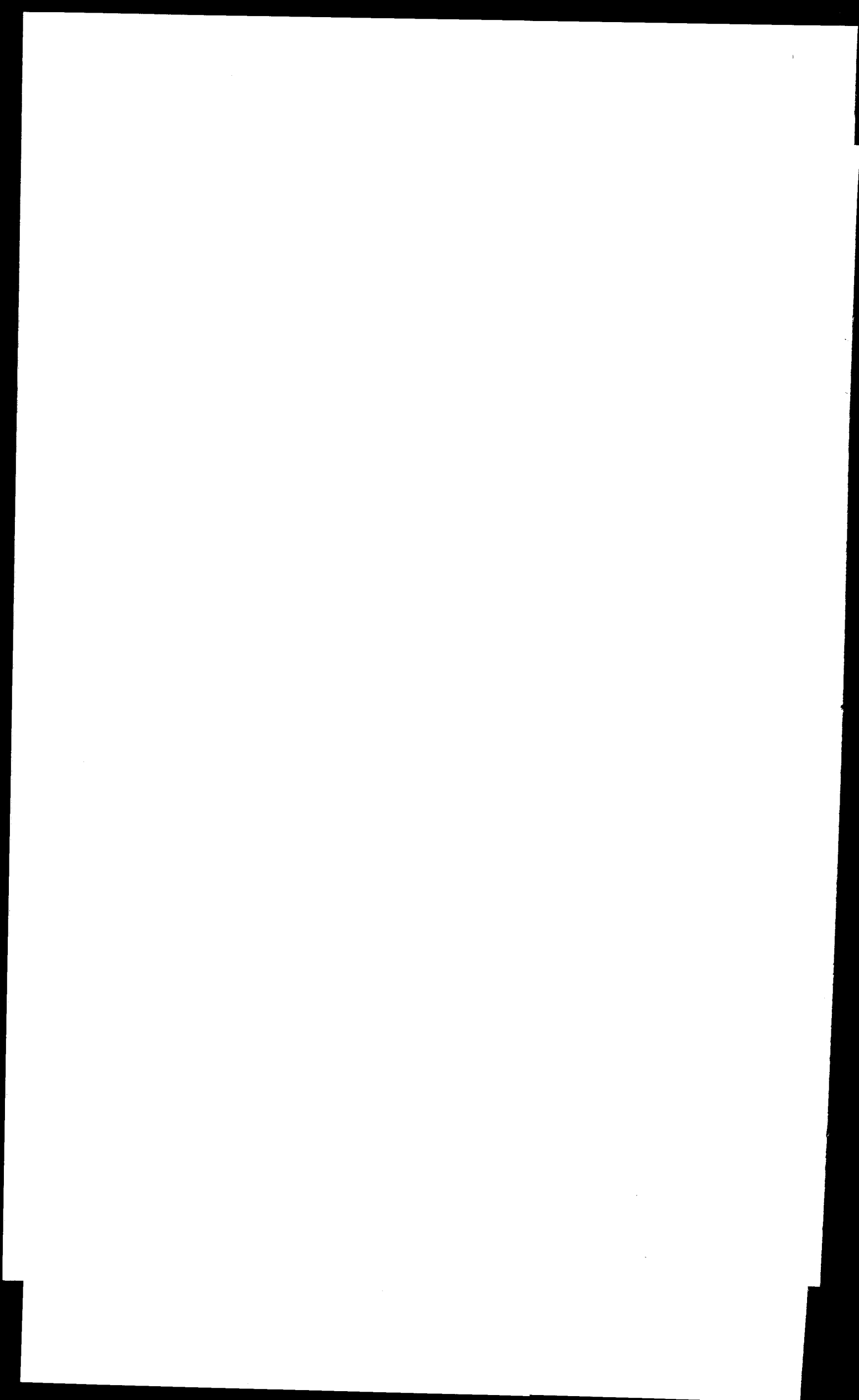












5.2. - CORRELATION DES FLUCTUATIONS DE LA DENSITE DE FLUX DE CHALEUR A LA PAROI ET DE LA TEMPERATURE DU FLUIDE.

5.2.1. - Mesures effectuées.

Plusieurs enregistrements simultanés des indications d'un fluxmètre et de celles de la sonde de température placée à la même altitude et à diverses distances y de la paroi ont été réalisés. Compte tenu du mode d'enregistrement utilisé pour ces essais, l'exploitation a dû être effectuée manuellement. De ce fait, la recherche de corrélation n'a pu être faite que pour un cas dont les conditions sont les suivantes : paroi isotherme ; $\Delta T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$; $x = 1,85 \text{ m}$.

Une première série de mesures est effectuée lorsque le thermocouple est déplacé selon l'axe du fluxmètre. Une seconde est effectuée en déplaçant le thermocouple selon une ligne parallèle à cet axe et située 15 mm en dessous.

5.2.2. - Dépouillement.

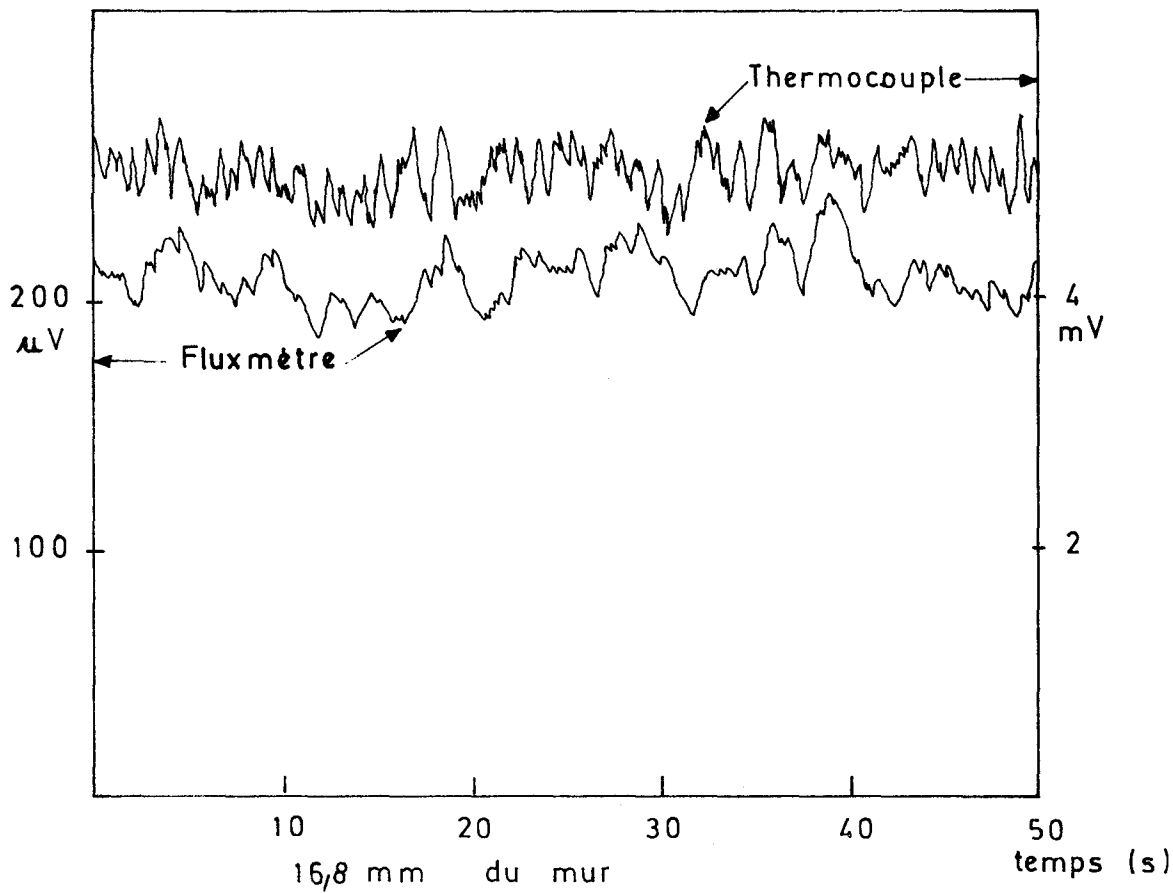
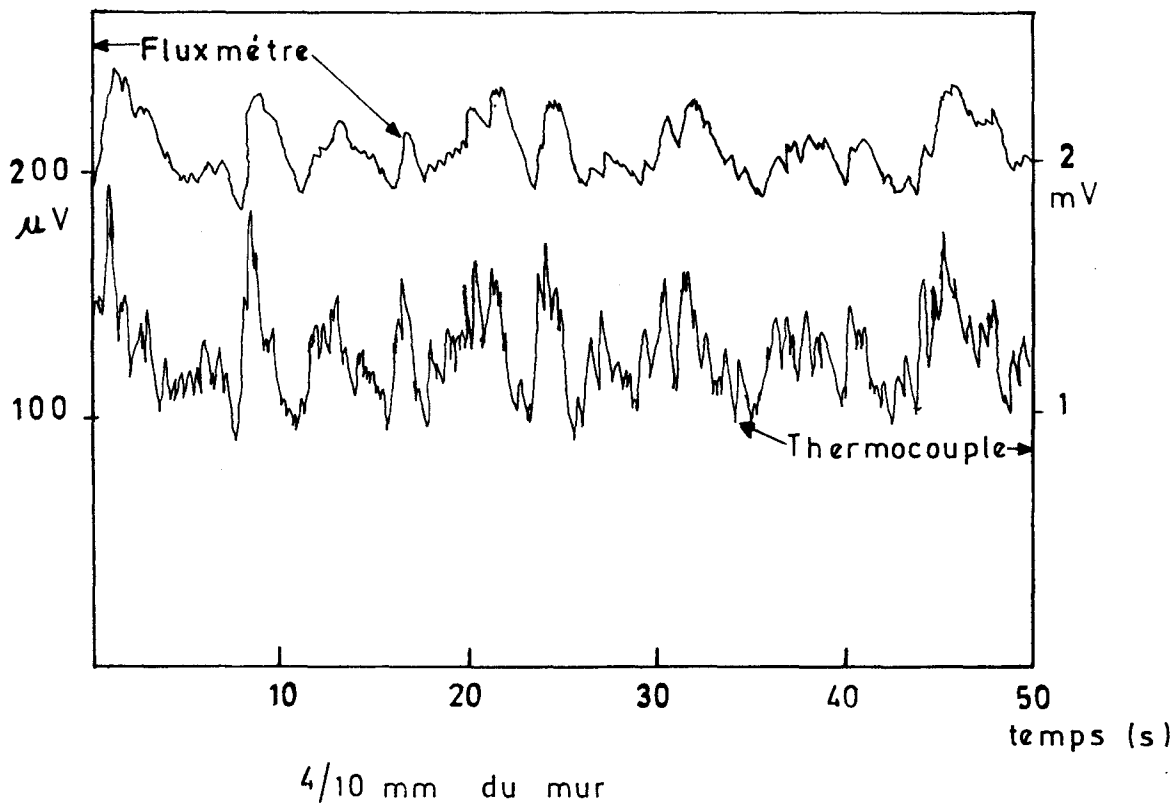
Si, à proximité du mur, comme semblent le montrer les profils de température, la chaleur dissipée par la paroi est transmise à l'air essentiellement par conduction, les indications fournies par le fluxmètre et par la sonde de température doivent être proportionnelles.

On a reproduit sur la figure 5.7. deux portions de bandes d'enregistrement : les fluctuations de densité de flux à la paroi (fluxmètre) et de température de l'air dans la couche limite (thermocouple) présentent, de fait, des analogies assez nettes, surtout pour le premier enregistrement effectué à proximité de la paroi. Aussi a-t-on voulu vérifier si la corrélation entre flux et température est réelle.

Pour cela les enregistrements ont été planimétrés de manière à définir, d'une part, l'indication moyenne du fluxmètre φ (corrigée pour éliminer le rayonnement) et, d'autre part, les indications moyennes T du thermocouple aux diverses distances y de la paroi.

Figure 5.7.

Enregistrement simultané thermocouple et fluxmètre



On relève ensuite, toutes les 5 secondes, sur chaque enregistrement les valeurs instantanées φ_i et T_i des indications du fluxmètre et du thermocouple.

Les grandeurs suivantes sont alors calculées :

- écarts arithmétiques moyens réduits

$$a_\varphi = \frac{\sum_{i=1}^n |\varphi_i - \varphi|}{n \cdot \varphi} \quad (5.7.)$$

$$a_T = \frac{\sum_{i=1}^n |T_i - T|}{n \cdot T} \quad (5.8.)$$

- écarts - types réduits

$$f_\varphi = \left(\frac{\sum_{i=1}^n (\varphi_i - \varphi)^2}{(n-1) \cdot \varphi^2} \right)^{1/2} \quad (5.9.)$$

$$f_T = \left(\frac{\sum_{i=1}^n (T_i - T)^2}{(n-1) \cdot T^2} \right)^{1/2} \quad (5.10.)$$

- taux de corrélation

$$t = \frac{\sum_{i=1}^n (\varphi_i - \varphi) \cdot (T_i - T)}{\left(\sum_{i=1}^n (\varphi_i - \varphi)^2 \cdot \sum_{i=1}^n (T_i - T)^2 \right)^{1/2}} \quad (5.11.)$$

En fait, la sonde de température étant montée en opposition avec un thermocouple de paroi, ce que nous avons appelé jusqu'ici T et T_i , dans ce paragraphe, est en réalité proportionnel à $T_p - T$ et $T_p - T_i$. Il est intéressant de connaître la taille des fluctuations par rapport à l'écart de température global $\Delta T = T_p - T_A$. L'écart type des fluctuations de température réduit par rapport à l'écart de température global est :

$$\xi_{\Delta T} = \xi_T \cdot \frac{T_p - T}{T_p - T_A} \quad (5.12.)$$

Cette grandeur a été calculée elle aussi. Les valeurs des quantités définies par les relations (5.7.) à (5.12.) sont présentées dans les tableaux 68 et 69 du fascicule annexe pour diverses distances à la paroi y .

5.2.3. - Examen des résultats.

L'examen des valeurs numériques du tableau 68 du fascicule annexe permet les constatations suivantes :

- l'écart - type réduit des fluctuations du fluxmètre ξ_p est égal en moyenne à 0,093 ; cette valeur justifie celle utilisée au paragraphe 4.3.5.1. ;
- l'écart - type des fluctuations de températures $\xi_{\Delta T}$ réduit par rapport à l'écart de température ΔT passe par un maximum à une distance y de la paroi située entre 2 et 8 mm (voir figure 5.8.) ;
- le coefficient de corrélation t garde une valeur sensiblement constante et voisine de 0,75 de $y = 0,4$ mm à $y = 3$ mm ; au-delà il décroît (voir figure 5.9.).

A partir des valeurs numériques du tableau 69 du fascicule annexe, on a porté sur la figure 5.9. le coefficient de corrélation t entre les fluctuations du fluxmètre et celles de la sonde de température lorsque celle-ci est située à 15 mm sous l'axe du fluxmètre : jusqu'à $y = 2,4$ mm, t a une valeur sensiblement constante et voisine de 0,65.

Il est intéressant de comparer l'amplitude des fluctuations de température à la valeur moyenne de la température en chaque point. Pour une distribution normale, d'après les lois de la statistique, les fluctuations sont pratiquement toutes comprises dans un domaine égal à 2 fois l'écart - type de part et d'autre de la moyenne. Ainsi, le profil de température étant présenté sous la forme réduite $(T - T_A)/(T_p - T_A)$, on doit avoir :

$$\frac{T_{i_{\max}} - T}{T_p - T_A} = 2 \cdot \xi_{\Delta T} \quad (5.13.)$$

Figure 5.8.

EVOLUTION DE L'ECART TYPE DES FLUCTUATIONS
DE TEMPERATURE DANS LA COUCHE LIMITE

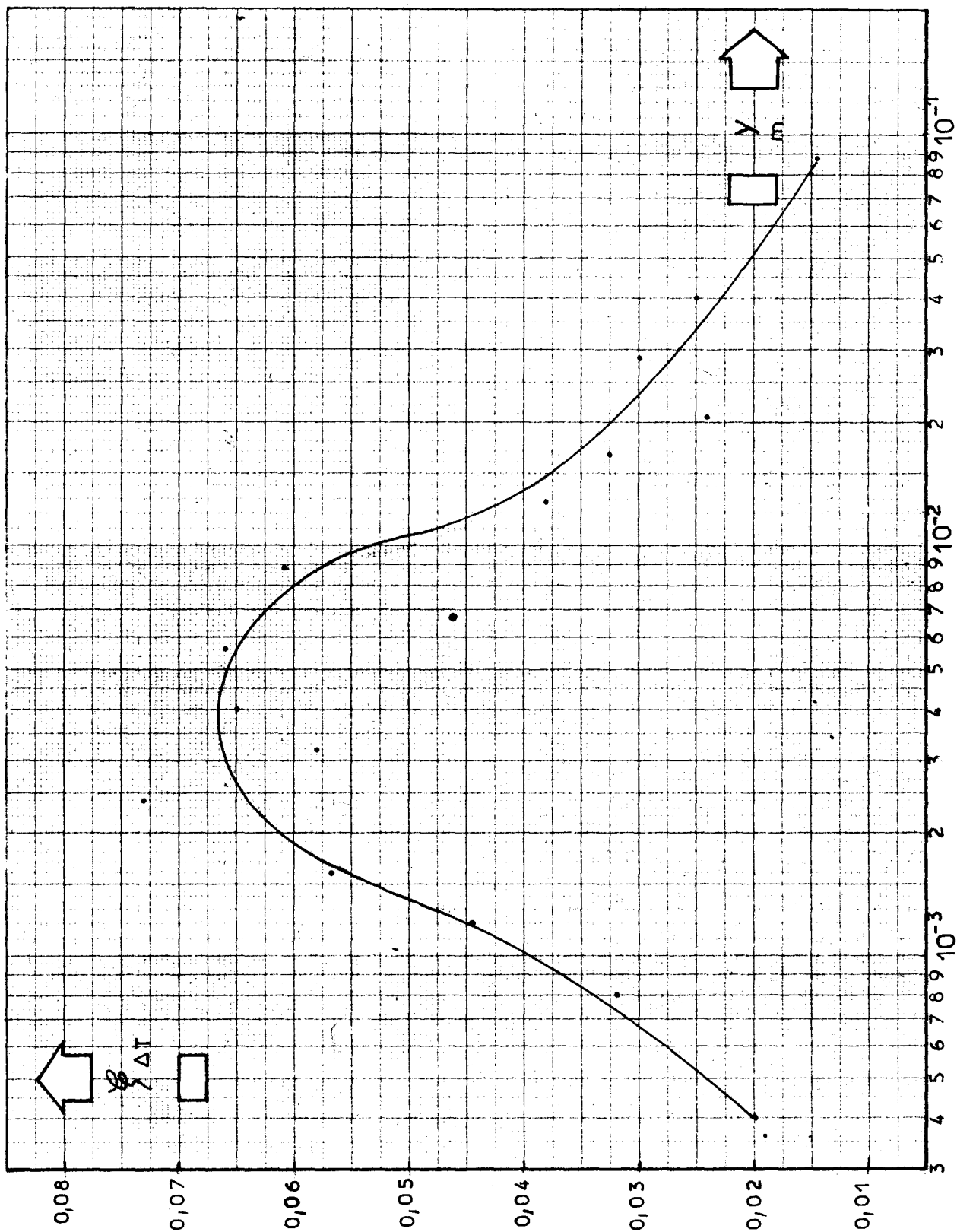
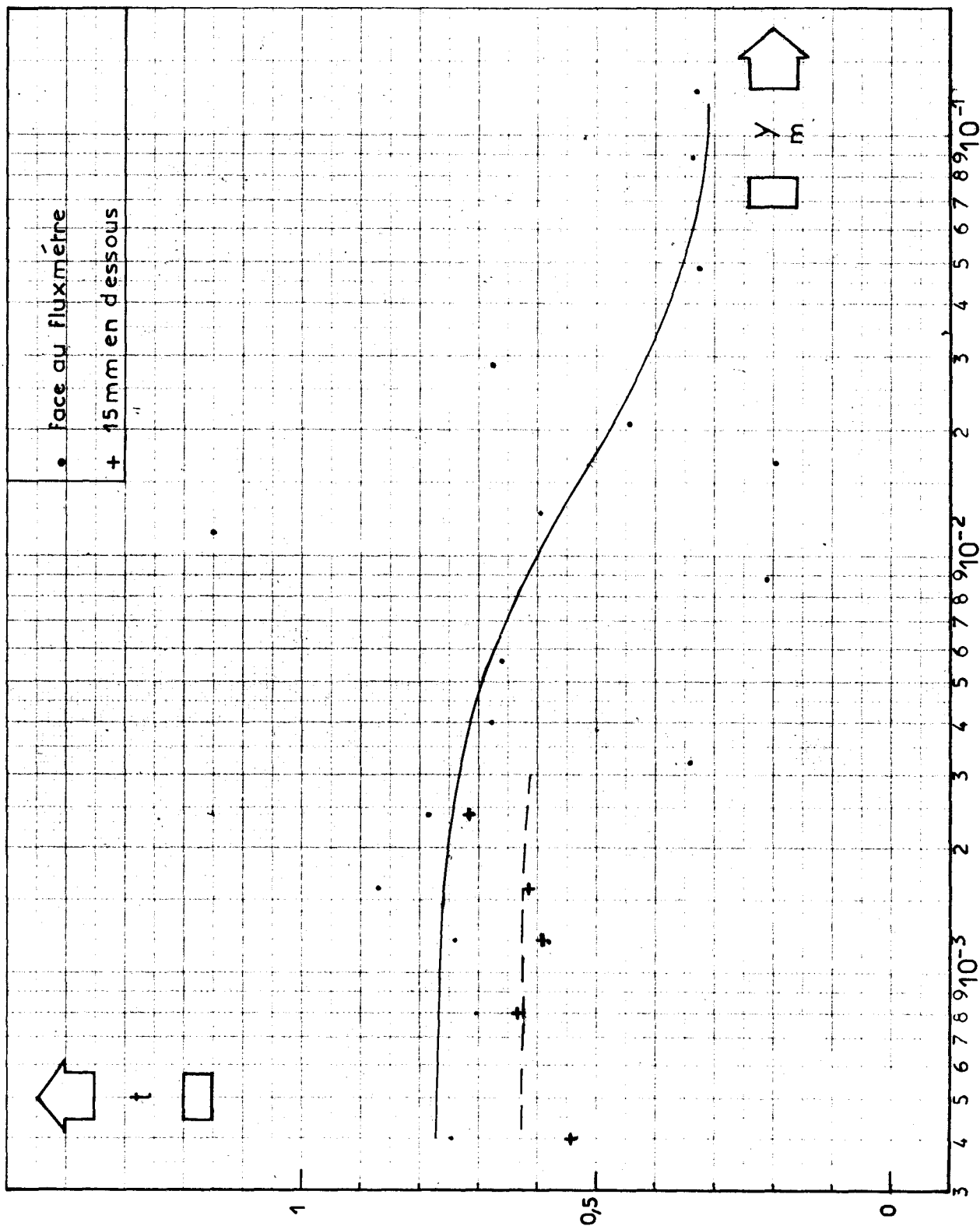


Figure 5.9.

CORRELATION ENTRE LE FLUX THERMIQUE ET LA
TEMPERATURE DANS LA COUCHE LIMITE



$$\frac{T_{i_{\min}} - T}{T_p - T_A} = - 2 \cdot \xi_{\Delta T} \quad (5.14.)$$

L'amplitude des fluctuations ainsi que le profil moyen de température sont représentés sur la figure 5.10. On constate que pour $y > 10^{-2}$ m, la composante purement continue devient très faible.

5.2.4. - Conclusions.

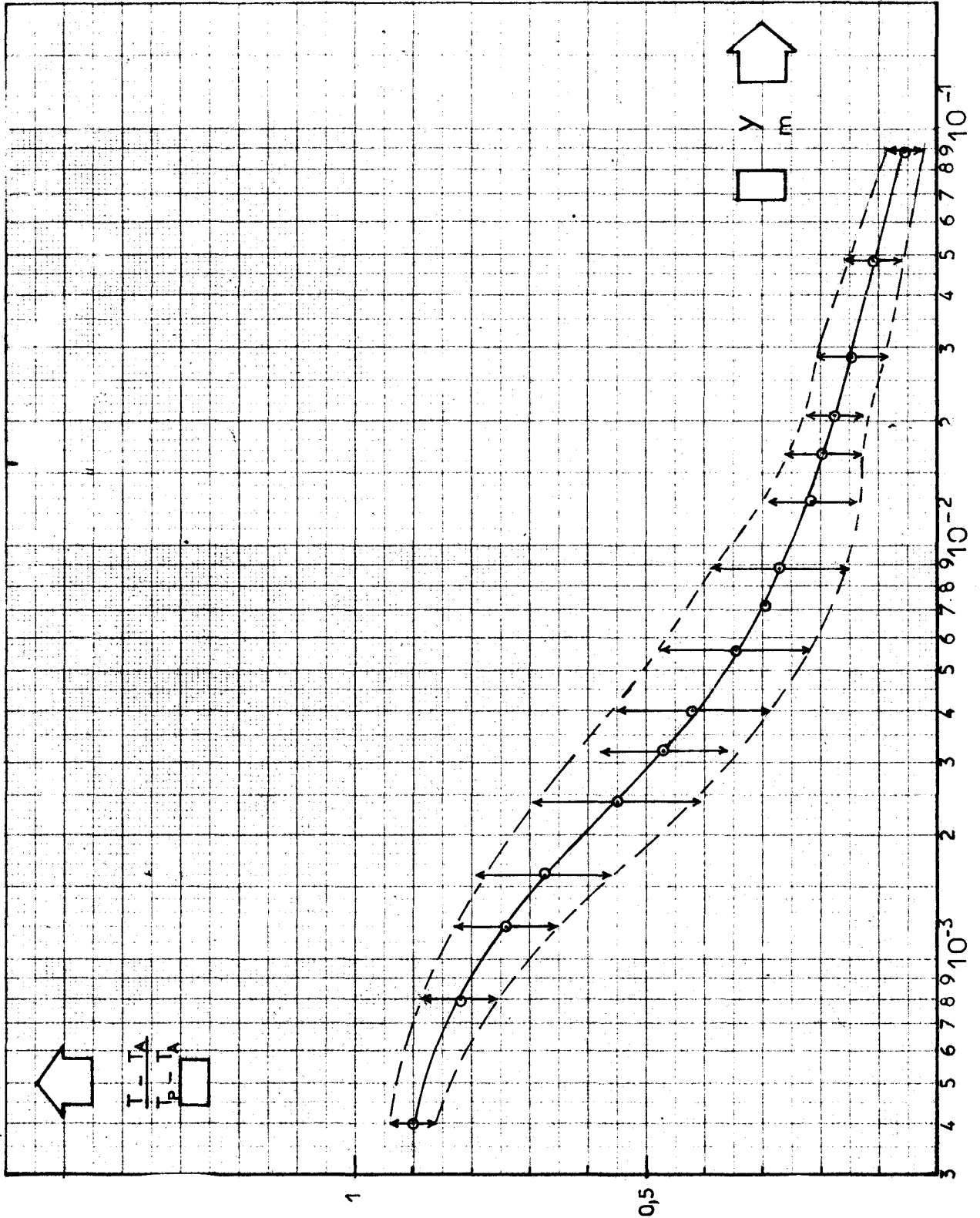
Les enregistrements effectués lorsque la sonde de température est située à 15 mm sous le centre du fluxmètre montrent qu'à cette distance, la corrélation entre les fluctuations des deux capteurs est encore significative : cela donne une idée de la taille géométrique des perturbations existant dans la couche limite turbulente. Les dimensions des capteurs (diamètre du fluxmètre 13 mm, longueur du thermocouple 30 mm) sont à l'échelle de ces perturbations : les mesures effectuées sont donc bien ponctuelles.

Si le flux de chaleur dissipé par le mur se transmet à l'air, au voisinage de la paroi, uniquement par conduction, on doit trouver un coefficient de corrélation pratiquement égal à 1 entre les fluctuations du fluxmètre et celles du thermocouple. Les valeurs trouvées ici (0,75 lorsque le thermocouple est face au centre du fluxmètre ; 0,65 lorsqu'il est situé 15 mm plus bas) sont certainement pessimistes. En effet, les calculs des constantes de temps et l'analyse des enregistrements montrent que le thermocouple a un temps de montée 3 à 4 fois plus court que celui du fluxmètre. En conséquence, les fluctuations "vues" par les deux capteurs ne sont pas tout à fait les mêmes et les coefficients de corrélation calculés sont donc sous-évalués. Leurs valeurs, jointes aux conclusions tirées de l'analyse des profils de température moyenne, indiquent que dans les premiers millimètres de la couche limite le flux de chaleur se transmet entièrement ou en grande partie par conduction dans l'air, la transmission par diffusivité turbulence étant nulle ou faible.

Compte tenu de cette conclusion, la notion de gradient de température moyen à la paroi a un sens et la connaissance de la valeur de ce gradient permet de calculer la densité de flux et donc le coefficient d'échange. Dans ces conditions, s'il est

Figure 5.10.

EVOLUTION DE L'IMPORTANCE DES FLUCTUATIONS
DE TEMPERATURE DANS LA COUCHE LIMITE



possible, à l'aide d'une méthode optique, de mesurer le gradient de température moyen à la paroi en régime turbulent, cela constitue un moyen direct de mesure du coefficient d'échange. Nous allons étudier cette possibilité dans le paragraphe suivant.

5.3. - VISUALISATION DES GRADIENTS DE TEMPERATURE DU FLUIDE.

5.3.1. - Mesures effectuées.

Plusieurs clichés de visualisation de la couche limite ont été pris en utilisant la méthode de strioscopie à fente multiple avec système optique astigmatique décrite au paragraphe 3.4.2.

Compte tenu de la sensibilité de l'appareillage utilisé et de la dimension des miroirs disponibles, seul le ΔT de 50 °C peut donner lieu à des résultats exploitables. Pour un ΔT de 110 ou de 150 °C, les déformations des franges sont telles que l'évolution complète d'une frange ne tient pas dans les dimensions des miroirs.

On présentera donc dans les paragraphes suivants :

- des clichés pris dans les conditions suivantes : paroi isotherme ; $T_A = 6$ °C ;
 $T_p = 55$ °C ; $p = 759$ mm Hg ; $x = 0,85 ; 1,85 ; 2,10 ; 2,35$ m ;
- le dépouillement et les résultats des clichés pris, dans ces conditions, à l'altitude $x = 2,10$ m, avec différents temps de pose.

5.3.2. - Dépouillement.

Pour décrire la méthode de dépouillement utilisée, il est bon de rappeler le montage optique classique dit en Z (voir figure 5.11.).

Si un rayon lumineux traverse le champ d'expérience en rencontrant un gradient d'indice de réfraction $\frac{\partial n}{\partial y}$, il se trouve dévié, à la sortie du champ d'expérience, par rapport à sa direction initiale, d'un angle α égal à :

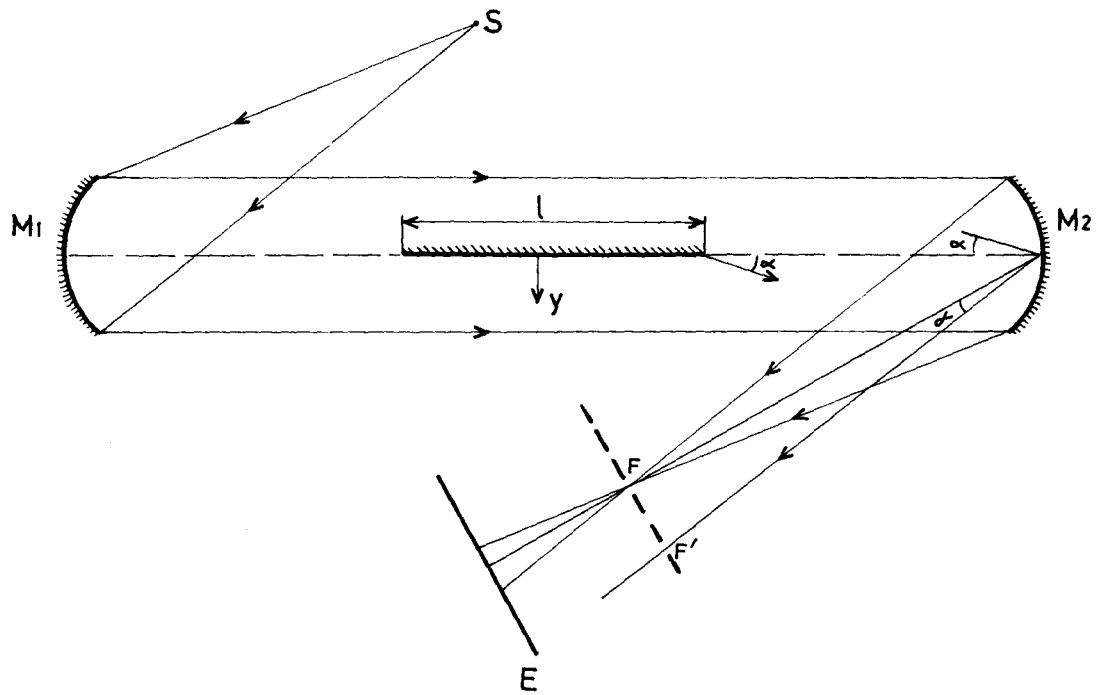


Figure 5.11.

$$\alpha = \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} \quad (5.15.)$$

ou, n étant très voisin de 1 :

$$\alpha = 1 \cdot \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \quad (5.16.)$$

L'indice de réfraction n de l'air varie en fonction de sa masse spécifique suivant la relation :

$$n - 1 = \frac{3}{2} \cdot K \cdot \rho \quad (5.17.)$$

d'où :

$$\frac{\partial n}{\partial T} = \frac{3}{2} \cdot K \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (5.18.)$$

avec K réfraction moléculaire.

En considérant l'air comme un gaz parfait :

$$\frac{\partial \rho}{\partial T} = - \frac{\rho_0 \cdot T_0}{T^2} \quad (5.19.)$$

Finalement, la valeur absolue de l'angle de déviation α est donnée par la relation :

$$\alpha = 1 \cdot \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right| \cdot \frac{3}{2} \cdot K \cdot \frac{\rho_0 \cdot T_0}{T^2} \quad (5.20.)$$

La valeur de K est $1,51 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$.

Après réflexion sur le miroir M_2 , l'angle α est conservé et le rayon lumineux au lieu de passer par le foyer principal F du miroir passe par un foyer secondaire F' tel que :

$$\frac{FF'}{f} = \text{tg } \alpha \quad (5.21.)$$

f étant la distance focale du miroir M_2 .

Intéressons-nous, maintenant, à l'image obtenue. Sa forme est donnée par le schéma de la figure 5.12.

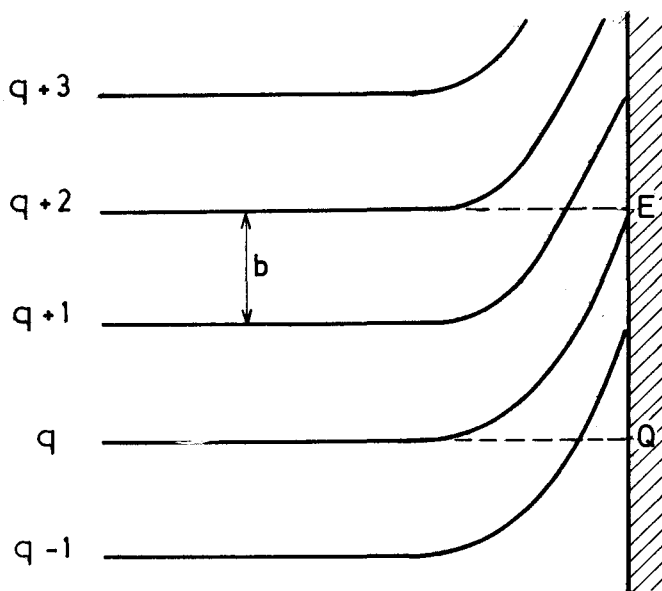


Figure 5.12.

Rappelons que dans cette méthode (voir paragraphe 3.4.2.) la grille qui donne les franges est placée au plan focal du miroir M_2 et de manière à ce que les franges soient orientées, initialement, parallèlement à la direction du gradient à analyser, c'est-à-dire ici horizontalement, alors que les fentes sont orientées normalement à cette direction.

La frange d'ordre q , en l'absence de gradient aboutirait, sur l'image au point Q . En présence de gradient, elle est déviée et aboutit en un point E qui se trouve au niveau d'une frange d'ordre q' telle que :

$$q' - q = \frac{\overline{QE}}{b} \quad (5.22.)$$

b étant l'écart entre deux franges successives.

La frange d'ordre q est le résultat de l'interception d'un rayon lumineux par un des barreaux de la grille située au plan focal du miroir M_2 . Soit m' l'ordre de ce barreau en présence de gradient et m son ordre en l'absence de gradient. On a bien sûr :

$$m' - m = q' - q \quad (5.23.)$$

Nous avons vu précédemment que le rayon lumineux qui, en l'absence de gradient, passe par le foyer principal F du miroir M_2 , passe, en présence de gradient, par un foyer secondaire F' . Si c est la distance entre deux barreaux successifs de la grille, la distance FF' est égale à :

$$\overline{FF'} = (m' - m) \cdot c \quad (5.24.)$$

ou, en tenant compte de (5.23.) et de (5.22.) :

$$\overline{FF'} = \frac{\overline{QE}}{b} \cdot c \quad (5.25.)$$

L'angle α de déviation étant petit, on peut remplacer (5.21.) par :

$$\alpha = \frac{\overline{FF'}}{f} \quad (5.26.)$$

et, avec (5.25.) :

$$\alpha = \frac{\overline{Q E}}{b} \cdot \frac{c}{f}$$

La relation (5.20.) devient alors :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_p = \frac{\overline{Q E}}{b} \cdot \frac{c}{f} \cdot \frac{2}{3.K.l} \cdot \frac{T_p^2}{\rho_o \cdot T_o} \quad (5.27.)$$

La densité de flux de chaleur échangée par convection naturelle est, bien sûr :

$$\varphi = \lambda \cdot \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_p \quad (5.28.)$$

On présentera, au paragraphe suivant, quelques clichés à petite échelle. Il est bien évident qu'ils ne permettraient qu'un dépouillement très imprécis : les dépouillements ont, en fait, été effectués sur des agrandissements qu'il n'est pas possible d'insérer dans ce rapport.

Les caractéristiques du montage sont les suivantes :

- profondeur de la maquette : $l = 1 \text{ m}$
- distance focale du miroir : $f = 1,5 \text{ m}$
- pas de la grille : $c = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

5.3.3. - Résultats et conclusions.

Les figures 5.13. à 5.20. présentent, à petite échelle, quelques clichés obtenus au cours des essais. Sur tous ces clichés une tige portant des index permet de situer l'échelle : la distance entre deux index est de 20 mm à l'échelle 1.

Les clichés des figures 5.13. et 5.14. sont relatifs à l'altitude $x = 0,85 \text{ m}$. Rappelons que les conditions d'expérience sont $T_A = 6 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_p = 55 \text{ }^\circ\text{C}$; $p = 759 \text{ mm Hg}$. Dans ces conditions, l'application de la relation (4.25.) donne une altitude moyenne d'apparition des premières instabilités $x_1 = 0,90 \text{ m}$. On peut constater, sur ces deux figures, qu'à l'altitude $x = 0,85 \text{ m}$, très proche de la valeur théorique de x_1 , des instabilités, plus ou moins intenses selon le

VISUALISATION PAR STRIOSCOPIE A FENTES.

Conditions d'essais : $T_A = 6 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_p = 55 \text{ }^\circ\text{C}$; $p = 759 \text{ mm Hg}$

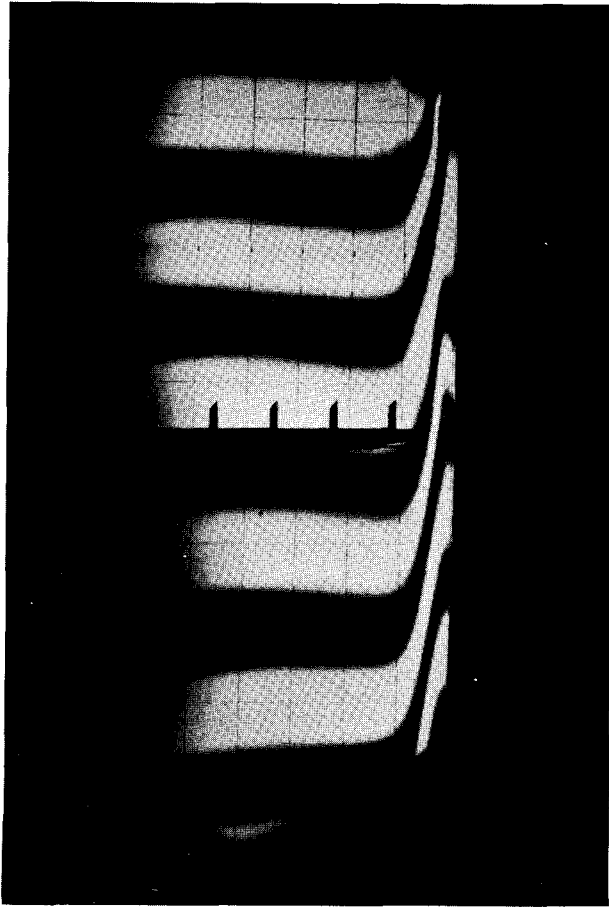


Figure 5.13.
 $x = 0,85 \text{ m}$; temps de pose : $\frac{1}{100}$ seconde.

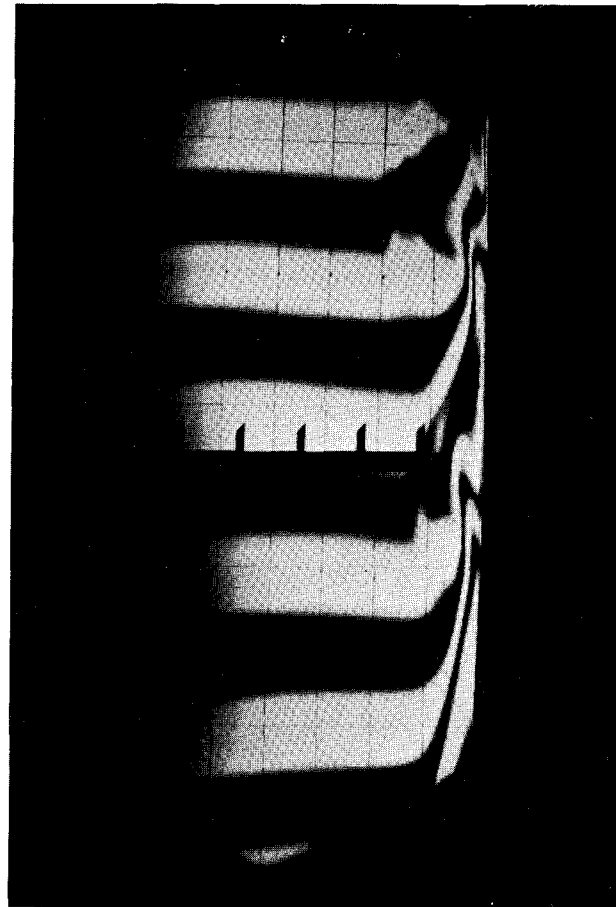


Figure 5.14.
 $x = 0,85 \text{ m}$; temps de pose : $\frac{1}{100}$ seconde.

VISUALISATION PAR STRIOSCOPIE A FENTES.

Conditions d'essais : $T_A = 6 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_p = 55 \text{ }^\circ\text{C}$; $p = 759 \text{ mm Hg}$

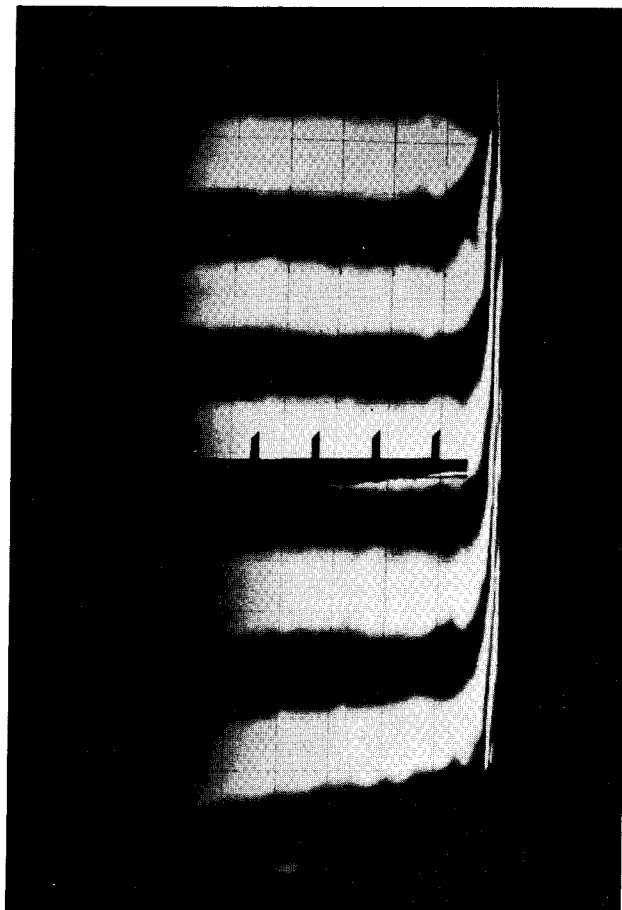


Figure 5.15.

$x = 1,85 \text{ m}$; temps de pose : $\frac{1}{250}$ seconde.

VISUALISATION PAR STRIOSCOPE A FENTES.

Conditions d'essais : $T_A = 6 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_p = 55 \text{ }^\circ\text{C}$; $p = 759 \text{ mm Hg}$

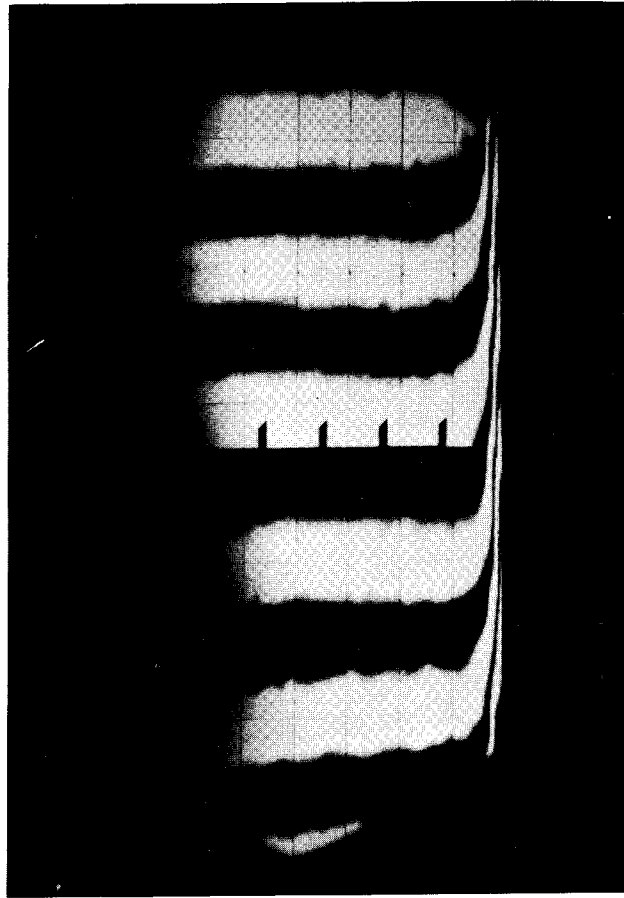


Figure 5.16.

$x = 2,10 \text{ m}$; temps de pose : $\frac{1}{250}$ seconde.

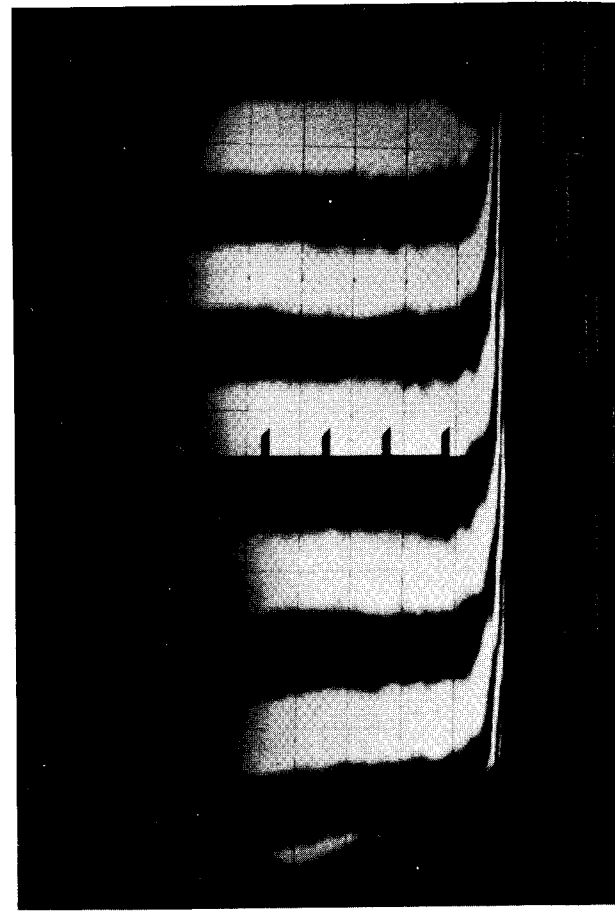


Figure 5.17.

$x = 2,10 \text{ m}$; temps de pose : $\frac{1}{100}$ seconde.

VISUALISATION PAR STRIOSCOPIE A FENTES.

Conditions d'essais : $T_A = 6 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_P = 55 \text{ }^\circ\text{C}$; $p = 759 \text{ mm Hg}$

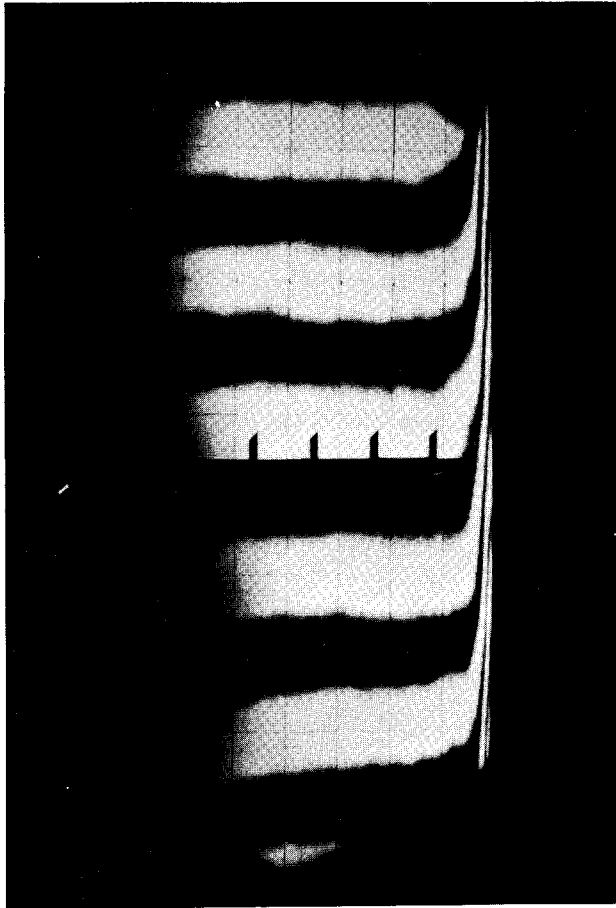


Figure 5.18.

$x = 2,10 \text{ m}$; temps de pose : $\frac{1}{25}$ seconde.

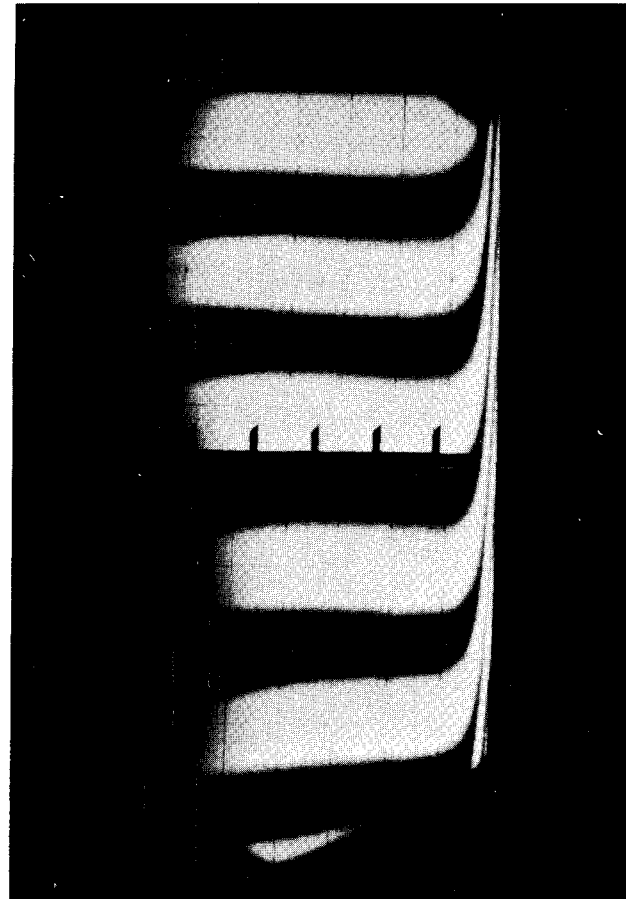


Figure 5.19.

$x = 2,10 \text{ m}$; temps de pose : $\frac{1}{2}$ seconde.

VISUALISATION PAR STRIOSCOPIE A FENTES.

Conditions d'essais : $T_A = 6 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_p = 55 \text{ }^\circ\text{C}$; $p = 759 \text{ mm Hg}$

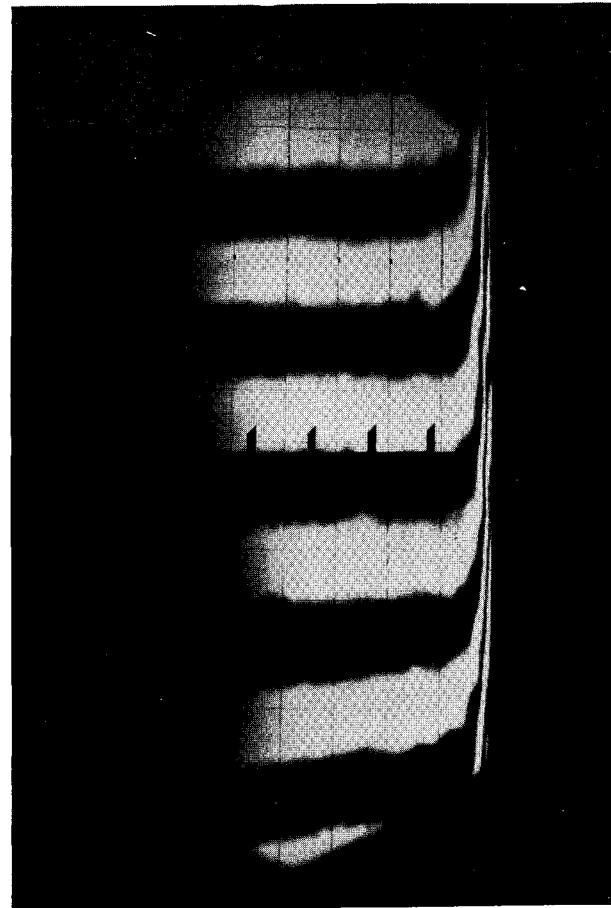


Figure 5.20.

$x = 2,35 \text{ m}$; temps de pose : $\frac{1}{250}$ seconde.

moment d'observation, apparaissent déjà. Il est intéressant de noter que pour le temps de pose choisi (1/100 seconde), les franges sont nettes ; on verra plus loin que dans la zone nettement turbulente, pour le même temps de pose, elles ne le sont pas. Ceci permet de conclure que les fluctuations observées sont pratiquement bidimensionnelles. On peut remarquer, en outre, qu'elles sont pratiquement en phase et de grande amplitude par rapport à la valeur moyenne.

Le cliché de la figure 5.15. est pris à l'altitude $x = 1,85$ m avec un temps de pose de 1/250 seconde. L'altitude x_2 où commence le développement de la turbulence (zone 3 de la couche limite définie au chapitre 4) est comprise d'après la relation (4.26.) entre $1,08 \leq x_2 \leq 1,44$ m. L'altitude x_3 marquant la fin de cette zone et le début de la zone 4 où la turbulence est pleinement développée est, d'après la relation (4.39.) $x_3 = 1,91$ m. Le cliché de la figure 5.15. est donc relatif à une altitude voisine de la frontière entre les zones 3 et 4. On peut constater que les franges ne sont nettes en aucun point, ce qui signifie que les fluctuations sont tridimensionnelles et qu'avec le temps de pose choisi on n'obtient pas une image moyennée dans le temps et dans l'espace.

Les clichés des figures 5.16 à 5.19 sont tous pris à $x = 2,10$ m, donc à une altitude où la turbulence est pleinement développée. Les temps de pose sont les suivants :

- cliché de la figure 5.16. : 1/250 seconde
- cliché de la figure 5.17. : 1/100 seconde
- cliché de la figure 5.18. : 1/25 seconde
- cliché de la figure 5.19. : 1/2 seconde.

On peut constater l'évolution des images en fonction du temps de pose. Le cliché de la figure 5.19. réalise une moyenne dans l'espace et dans le temps du gradient thermique.

A titre indicatif la figure 5.20. présente un cliché pris à l'altitude $x = 2,35$ m avec un temps de pose de 1/250 seconde. Cette image est tout à fait semblable à celle de la figure 5.16.

Les 4 clichés pris à l'altitude $x = 2,10$ m présentés ici (figures 5.16., 5.17., 5.18. et 5.19.) ainsi que 10 autres clichés pris à la même altitude et non présentés ici ont été dépouillés quantitativement. Les résultats de ce dépouillement sont rassemblés dans le tableau 70 du fascicule annexe. On peut en retenir les éléments suivants :

- les deux clichés pris avec un temps de pose de $1/2$ seconde qui sont les seuls à donner des images moyennes du gradient conduisent à des valeurs de la densité de flux φ de 216 et 215 W/m^2 ; l'application de la relation (4.36.) donne, dans les conditions d'essais, un coefficient d'échange local $h = 4,64 W/m^2 \cdot ^\circ C$, soit $\varphi = 227 W/m^2$;
- tous les autres clichés donnent des valeurs de φ comprises entre 175 et 218 W/m^2 sans qu'il soit possible de discerner une loi dans la distribution de ces valeurs.

Ces résultats permettent de conclure qu'il est possible de déterminer optiquement des coefficients d'échange locaux en régime d'écoulement turbulent : la valeur de la densité de flux déduite des mesures optiques ne diffère de celle déduite des mesures par fluxmètres que de 5 %. Pour cela, il faut réaliser des temps de pose tels que les images constituent une moyenne des gradients étudiés : les valeurs obtenues aux faibles temps de pose sont dispersées d'une manière, semble-t-il, aléatoire ce qui correspond bien à la dispersion que donnent des mesures instantanées d'un phénomène fluctuant.

A titre indicatif, la moyenne arithmétique des 12 valeurs plus ou moins instantanées dépouillées est de $193 W/m^2$ (elle est donc inférieure de 15 % à la valeur de φ déduite des mesures par fluxmètres) et l'écart - type réduit $\frac{\sigma}{\varphi}$ de ces valeurs est de 8,5 %, ce qui est peu éloigné de la valeur de 9,3 % indiquée au paragraphe 5.2.3. La population étudiée est toutefois trop faible et trop peu homogène pour qu'on puisse en tirer des conclusions plus précises.

Ces résultats ont été obtenus ici avec un système imparfait qui pourrait être amélioré en tenant compte des remarques suivantes :

- lorsque des rayons lumineux traversent un milieu présentant un gradient d'indice

ils s'incurvent, ce qui tend à les faire sortir de la zone affectée par ce gradient : il faut donc choisir une profondeur de veine expérimentale optimale pour que la déviation soit mesurable mais perturbée au minimum ; dans nos expériences, la profondeur de veine (1 m), conduit à des déviations, entre l'entrée et la sortie, de l'ordre de 2,9 mm ; cette déviation est importante, mais comme on peut le constater sur la figure 5.5. jusqu'à $\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} = 4,5$, c'est-à-dire jusqu'à $y = 2,5$ mm avec les conditions d'expériences utilisées, le profil de température suit la loi :

$$\frac{T - T_A}{T_p - T_A} = - 0,095 \cdot \frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} + 1$$

d'où :

$$\left| \frac{\partial T}{\partial y} \right| = 0,095 \cdot \frac{Gr_x^{1/3}}{x} \cdot (T_p - T_A)$$

ce qui signifie que les rayons lumineux rencontrent un gradient de température constant jusqu'à une distance de 2,5 mm de la paroi et ne rencontrent un gradient plus faible que sur les derniers centimètres de leur parcours ; cela peut toutefois expliquer le fait que les mesures de densité de flux par visualisation donnent systématiquement des valeurs légèrement inférieures à celles obtenues à partir des fluxmètres ;

- les matériels utilisés pour réaliser le système ne sont pas parfaits : l'adjonction de lentilles astigmatiques à l'émission de lumière donne un faisceau qui n'est pas rigoureusement parallèle ; la grille située au plan focal du miroir M_2 est de réalisation artisanale et sa régularité n'est pas parfaite.

5.4. - MESURE DES PROFILS DE VITESSE DU FLUIDE.

5.4.1. - Mesures effectuées.

Des espoirs avaient été fondés, à l'origine du contrat, sur un anémomètre à impulsions (voir § 2.3.1.) qui devait permettre la mesure précise des vitesses dans une couche limite de convection naturelle. Malheureusement, le laboratoire qui développe cet appareil n'a pu le mettre au point, pour nos besoins, dans le délai imparti. De ce fait, nous avons dû utiliser un appareillage classique (voir

§ 3.4.3.2.) qui est loin d'être parfaitement adapté à l'étude des écoulements fluctuants en présence d'un champ thermique et qui ne peut fournir, dans ces conditions, que des vitesses moyennes assez imprécises.

Les mesures ont donc été limitées à quelques essais surtout en vue d'effectuer une comparaison d'ordres de grandeur avec les résultats obtenus par CHEESEWRIGHT [1]. Cet auteur ayant effectué des mesures à des altitudes de 2,0 et 2,6 m avec des ΔT de 30 à 56 °C, nous avons cherché à travailler dans des conditions voisines. Cinq séries de mesures ont été effectuées dans les conditions suivantes, sur paroi isotherme :

- $x = 2,10$ m ; $T_A = 15$ °C ; $\Delta T = 54$ °C
- $x = 2,35$ m ; $T_A = 18,5$ °C ; $\Delta T = 51$ °C
- $x = 2,10$ m ; $T_A = 17,5$ °C ; $\Delta T = 55$ °C
- $x = 2,35$ m ; $T_A = 20$ °C ; $\Delta T = 51,5$ °C
- $x = 2,85$ m ; $T_A = 21,5$ °C ; $\Delta T = 49$ °C.

Pour chaque série de mesures, la vitesse a été mesurée à 18 distances différentes de la paroi : $y = 0,7$; 1,2 ; 1,6 ; 2,4 ; 3,2 ; 4,0 ; 5,6 ; 7,2 ; 8,8 ; 12,8 ; 16,8 ; 20,8 ; 28,8 ; 48,8 ; 88,8 ; 128,8 ; 168,8 ; 208,8 mm.

5.4.2. - Dépouillement.

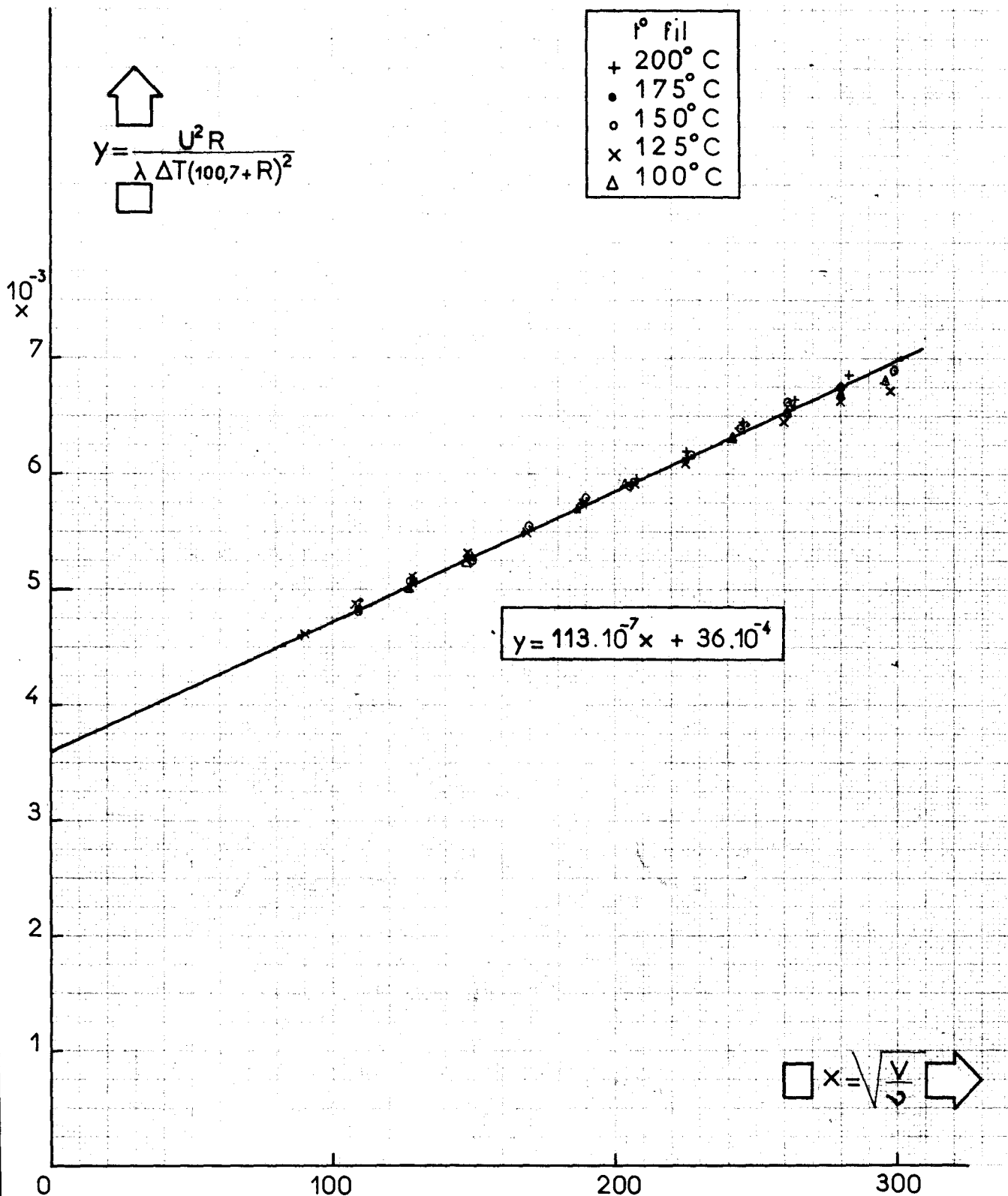
La sonde à fil chaud a été étalonnée conformément à ce qui a été dit au paragraphe 3.4.3. et en faisant varier l'écart de température entre le fil et l'air dans une plage nettement plus large que celle des mesures sur le mur. Cette variation de l'écart de température a, de plus, été obtenue en gardant constante la température de l'air et en faisant varier la température du fil (donc sa résistance ohmique).

La courbe d'étalonnage, présentée sous la forme de la relation (3.11.), est tracée sur la figure 5.21. On peut constater que les variations de l'écart de température ΔT et les variations de la résistance ohmique R dues à la variation de température du fil ont une influence négligeable.

MUR PLAN
Etalonnage de la sonde
à fil chaud

PAGE

Figure 5.21.



Lors des essais, le fil de la sonde a été maintenu à 200 °C, sa résistance est donc restée constante et seul l'écart de température ΔT entre fil et air a varié en fonction de la position de la sonde dans la couche limite.

Pour chaque point d'essais, la température de l'air à la distance y considérée a été calculée, avec les conditions (écart de température paroi - fluide, température ambiante, pression ambiante, etc ...) d'essais exactes, à partir des profils de température moyenne obtenus au paragraphe 5.1. Les valeurs des caractéristiques physiques de l'air (λ et ν) intervenant dans la relation d'étalonnage ont été elles-mêmes calculées à cette température.

Les résultats des 5 séries de mesures effectuées sont présentés dans les tableaux 71 à 75 du fascicule annexe. Les résultats bruts (V mesuré pour chaque valeur de y à une altitude et dans des conditions d'essais données) ont été traduits sous la forme réduite suivante :

$$\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3} \quad (5.29.)$$

et
$$\frac{V}{V^*} \quad (5.30.)$$

avec
$$V^* = (g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot x)^{1/2} \quad (5.31.)$$

La distance réduite représentée par la relation (5.29.) est celle qui a déjà été utilisée pour représenter les profils de vitesse : elle a été choisie ici par souci d'homogénéité. La vitesse réduite définie par la relation (5.30.) est celle adoptée par CHEESEWRIGHT.

5.4.3. - Examen des résultats.

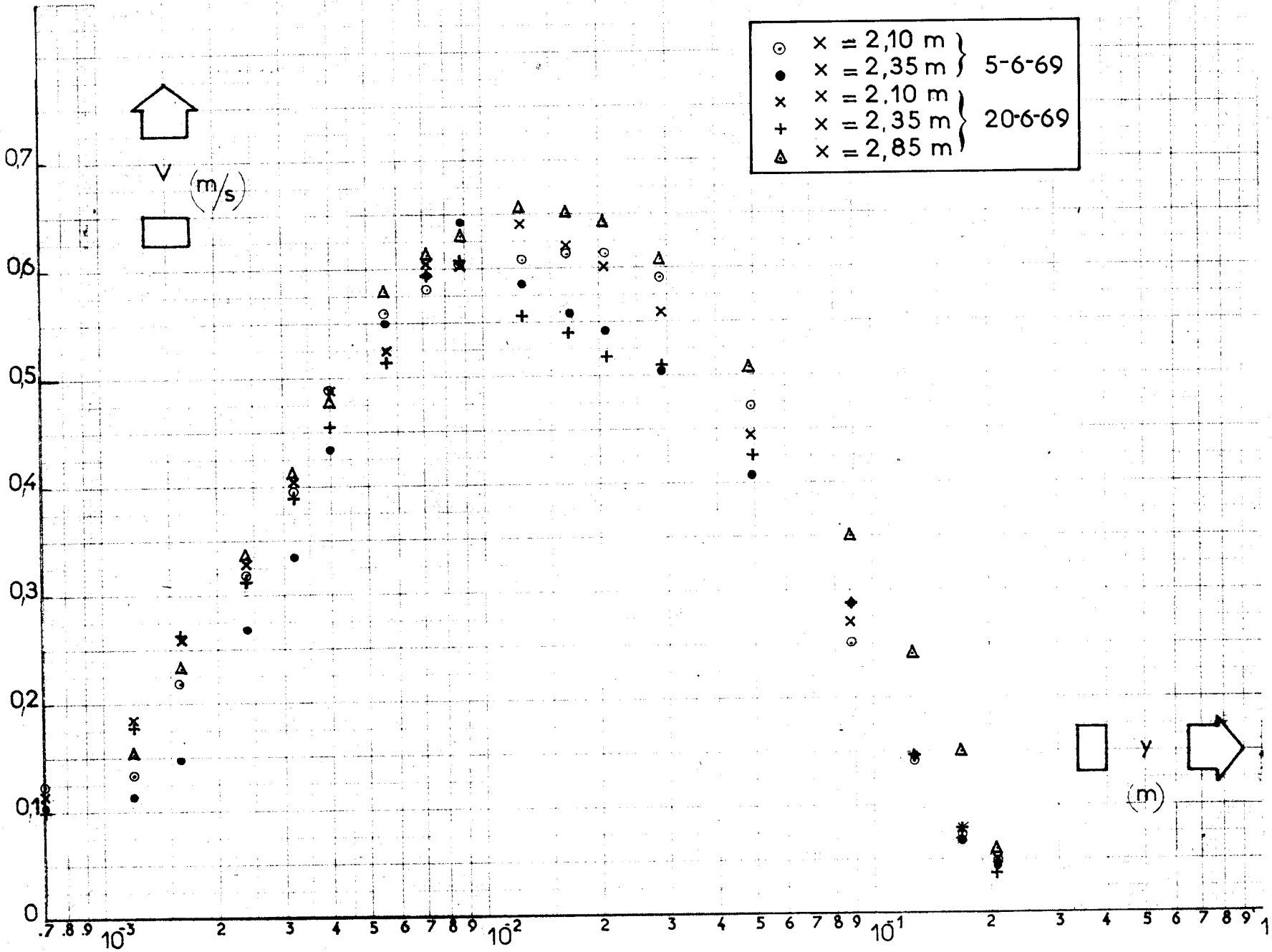
Les vitesses V exprimées en m/s sont représentées en fonction de la distance y exprimée en m, sur la figure 5.22. Les vitesses réduites V/V^* sont reportées en fonction des distances réduites $\frac{y}{x} \cdot Gr_x^{1/3}$ sur la figure 5.23.

La dispersion des points expérimentaux est assez grande. De ce fait, il est difficile de dire quel est le mode de représentation le plus satisfaisant et il est

MUR PLAN

Profil de vitesse en régime turbulent

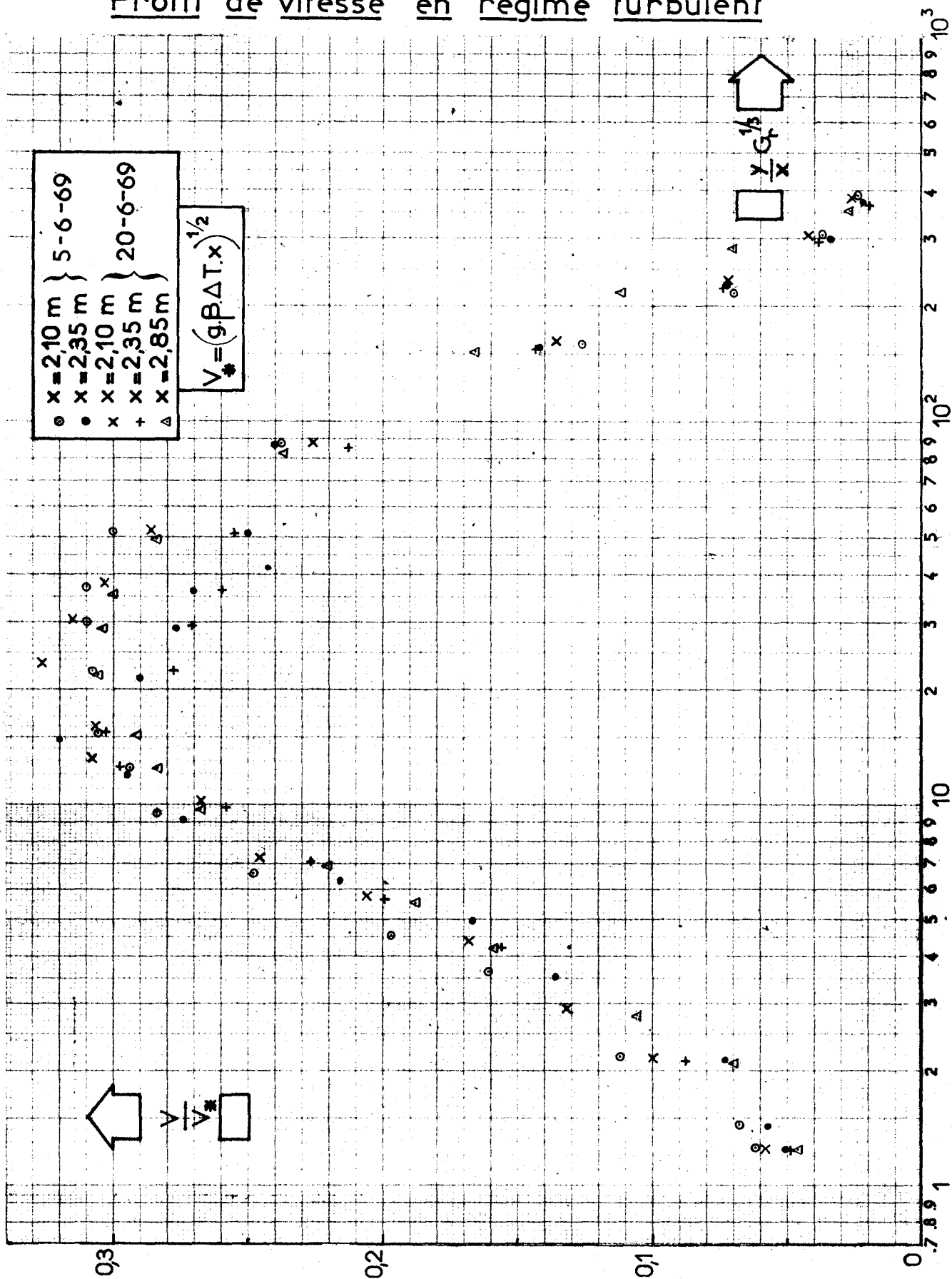
Figure 5.22.



MUR PLAN

Figure 5.23.

Profil de vitesse en régime turbulent



également difficile de discerner une évolution nette des profils de vitesse avec l'altitude. Cette dispersion n'est pas étonnante compte tenu de l'appareillage de mesure utilisé : l'examen de la courbe d'étalonnage du fil chaud (figure 5.21.) montre qu'une erreur de 1 % dans la détermination de l'écart de température entre le fil et le fluide entraîne une erreur de 4 % sur la détermination de la vitesse; une erreur de 1 % dans la mesure de la tension aux bornes du fil entraîne une erreur de 8 % sur la détermination de la vitesse.

5.4.4. - Comparaison avec les résultats de CHEESEWRIGHT.

Nos résultats sont portés en regard de ceux de CHEESEWRIGHT, interprétés avec les mêmes conventions, sur la figure 5.24. L'allure générale des profils est semblable et les ordres de grandeurs sont voisins. Cependant, les mesures de CHEESEWRIGHT donnent un gradient de vitesse plus élevé à proximité de la paroi et situent le maximum du profil à une distance moins grande de la paroi que nos propres mesures, sûrement moins précises. En conclusion, il semble qu'on puisse faire confiance aux profils de vitesse mesurés par CHEESEWRIGHT qui constituent une excellente référence dans l'état actuel des possibilités de mesure. Il n'en demeure pas moins souhaitable de créer des dispositifs adaptés à la mesure des faibles vitesses dans une couche limite non isotherme.

5.5. - NOTATIONS.

a	Ecart arithmétique moyen réduit,
f	Distance focale,
Gr	Nombre de Grashof,
g	Accélération de la pesanteur,
h	Coefficient d'échange thermique,
K	Réfraction moléculaire,
n	Indice de réfraction,
R	Résistance électrique,
T	Température du fluide en un point,

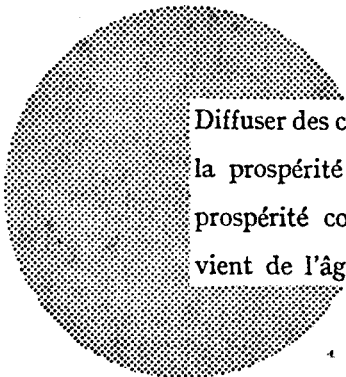
AVIS AU LECTEUR

Tous les rapports Euratom sont signalés, au fur et à mesure de leur publication, dans le périodique mensuel «euro abstracts», édité par le Centre d'Information et de Documentation (CID). Pour souscrire un abonnement (1 an : FF 91, FB 820) ou recevoir un numéro spécimen, prière d'écrire à :

Handelsblatt GmbH
« euro abstracts »
Postfach 1102
D 4 Düsseldorf 1 (Allemagne)

ou à

Office de vente des publications officielles
des Communautés européennes
37, rue Glesener
Luxembourg



Diffuser des connaissances c'est distribuer de la prospérité — j'entends la prospérité collective et non la richesse individuelle — et cette prospérité contribue largement à la disparition du mal qui nous vient de l'âge des ténèbres.

Alfred Nobel

BUREAUX DE VENTE

Tous les rapports publiés par la Commission des Communautés Européennes sont vendus dans les bureaux suivants, aux prix indiqués au verso de la première page de couverture. Lors de la commande, bien indiquer le numéro EUR et le titre du rapport qui figurent sur la première page de couverture.

**OFFICE DE VENTE DES PUBLICATIONS OFFICIELLES
DES COMMUNAUTES EUROPEENNES**
37, rue Glesener, Luxembourg (Compte chèque postal N° 191-90)

BELGIQUE - BELGIË

MONITEUR BELGE
Rue de Louvain 40-42 - 1000 Bruxelles
BELGISCH STAATSBAD
Leuvenseweg 40-42 - 1000 Brussel

DEUTSCHLAND

BUNDESANZEIGER
Postfach - 5000 Köln 1

FRANCE

SERVICE DE VENTE EN FRANCE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTES EUROPEENNES
26, rue Desaix - 75 Paris 15°

ITALIA

LIBRERIA DELLO STATO
Piazza G. Verdi, 10 - 00198 Roma

LUXEMBOURG

OFFICE DE VENTE
DES PUBLICATIONS OFFICIELLES
DES COMMUNAUTES EUROPEENNES
37, rue Glesener - Luxembourg

NEDERLAND

STAATSDRUKKERIJ
Christoffel Plantijnstraat - Den Haag

UNITED KINGDOM

H. M. STATIONERY OFFICE
P.O. Box 569 - London S.E.1

Commission des
Communautés Européennes
D.G. XIII - C.I.D.
29, rue Aldringer
Luxembourg