Université de Montréal

Etude expérimentale du transfert de chaleur dans un système de chauffage par tube immergé

par

François Cagnon
Institut de Génie Energétique
École Polytechnique

Mémoire présenté en vue de l'obtention
du grade de MAITRE ES SCIENCES APPLIQUEES (M.Sc.A)
Février 1989

c François Cagnon 1989

Permission has been granted to the National Library of Canada to microfilm this thesis and to lend or sell copies of the film.

The author (copyright owner) has reserved other publication rights, and neither the thesis nor extensive extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her written permission.

L'autorisation a été accordée à la Bibliothèque nationale du Canada de microfilmer cette thèse et de prêter ou de vendre des exemplaires du film.

L'auteur (titulaire du droit d'auteur) se réserve les autres droits de publication; ni la thèse ni de longs extraits de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation écrite.

ISBN 0-315-50191-X

Université de Montréal

École Polytechnique

Ce mémoire intitulé:

Etude expérimentale du transfert de chaleur

dans un sytème de chauffage par tube immergé

présenté par: François Cagnon

en vue de l'obtention du grade de:

MAITRE ES SCIENCES APPLIQUEES (M.Sc.A.)

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. Altan Tapucu, D.Sc.A., président

M. Hung T. Nguyen, Ph.D.

M. Jacques Martrès, Ph.D.

SOMMAIRE

Afin de mieux connaître les conditions locales de l'échange de chaleur lors du chauffage d'un liquide industriel par un tube immergé, un montage expérimental, reproduisant des conditions de fonctionnement industrielles a été réalisé.

Ce texte situe l'étude au sein du monde industriel, des technologies utilisées dans le domaine du chauffage de liquide et des problèmes posés par cette technologie. Nous développons ensuite les objectifs qui ont présidé à la réalisation du banc d'essai et de son instrumentation.

Les paramètres caractéristiques du système ont évolué pendant nos expériences entre:

- -20°C et 99°C pour la température de l'eau dans la cuve.
- -1250°C et 300°C pour la température des fumées dans le tube.
- -5000 et 35000 pour le nombre de Reynolds de l'écoulement dans le tube.

Des résultats significatifs ont été obtenus concernant la température de paroi du tube, les nombres de Nusselt intérieur et extérieur au tube.

Enfin nous présentons les résultats obtenus en les comparant avec les valeurs calculées à l'aide des théories existantes.

ABSTRACT

In order to gain insight into the local heat transfer conditions during the heating of industrial liquid baths by an immersion tube, an experimental test facility simulating industrial conditions was built.

This thesis examines the technology used for the heating of liquids in industry and the problems encountered in its application. The relevence of this research to industrial applications is also discussed. The factors that led to this study being performed are highlighted.

The range of operating parameters of the system examined during the course of this investigation are:

-Temperature of the bath: 20°C to 99°C

-Temperature of the gas in: 300°C to 1250°C

-Reynolds numbers of the flow: 5000 to 35000

Significant results were found with regard to both the intrenal and external Nusselt number as well as the surface temperature of the tube.

The experimental results are presented and compared to the results of a simulation based on current theories.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier les compagnies GAZ METROPOLITAIN, GAZ DE FRANCE, ainsi que l'École Polytechnique qui ont rendu ce travail possible au sein de leur entente.

Je veux remercier tous ceux qui m'ont aidé au cours de ce travail et ce séjour, en particulier Hung Nguyen, Bruno Detuncq et les techniciens du département de génie mécanique, pour leurs conseils, leur amitié, leur appui et aussi pour m'avoir fait apprécier la Belle Province. Ils sont trop nombreux pour être tous cités ici.

Pour Damdy, les remerciements ne suffisent pas...

TABLE DES MATIERES

	pages
Sommaire	iv
Abstract	vi
Remerciements	viii
Liste des symboles	xv
Liste des tables et figures	xviii
Chapitre 1: INTRODUCTION	1
Chapitre 2: LES TUBES IMMERGES. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	5
2.1 Historique	5
2.2 Les tubes immergés compacts	6
2.3 Remarque sur les méthodes de calcul	8
2.4 Problèmes liés au chauffage de certains liquides	9
2.5 Présentation de l'étude	10
Chapitre 3: METHODE EXPERIMENTALE	15
3.1 La géométrie du sytème	15
3.2 Les paramètres intérieurs au tube	16
3.2.1 Remarque générale	16
3.2.2 Les caractéristiques des fumées	17
3.2.3 Le débit massique des fumées	18

3.2.4 Température des fumées 18

3.3 Les paramètres extérieurs au tube 19

3.3.1 Remarque générale 19

3.3.2 Nature du liquide 20

3.3.3 Température et vitesses de liquide 21

3.4 Résultats attendus 24

3.4.1 Relations entre les coefficients de convection 22

3.4.2 Coefficient d'échange fumées-parois 23

3.4.3 Flux de chaleur à la paroi 24

3.4.4 Coefficient d'échange extérieur 25

3.4.5 Conclusion sur les résultats attendus 26

3.5 Eléments de comparaison théorique 27

3.6 Mesure à effectuer 30

Chapitre 4: INSTRUMENTATION 32

4.1 La section test 32

4.2 Mesure de la température des fumées 33

4.2.1 Description 33

4.2.2 Incertitudes sur la mesure 34

4.2.3 Température mesurée et température de fumées. 34

4.2.4 Effet du rayonnement sur la mesure 35

4.3 Mesure de la température de paroi 41

4.3.1 Description 41

4.3.2 Incertitude sur la mesure 43

4.4 Température de liquide 45

4.4.1 Description 45

4.4.2 Incertitude sur la mesure 46

4.5 Acquisition des températures 47

4.5.1 Description 47

4.5.2 Compensation de soudure froide 48

4.5.3 Incertitude sur la mesure 50

4.6 Mesure du débit de gaz naturel 51

4.6.1 Description 51

4.6.2 Incertitude sur la mesure 52

4.7 Mesure du débit d'air 53

4.7.1 Description 53

4.7.2 Incertitude sur la mesure 55

4.8 Conclusion sur les mesures 57

Chapitre 5: PROCEDURE EXPERIMENTALE 66

5.1 Déroulement d'une expérience 66

5.1.1 Etape préliminaire 67

5.1.2 Relevé des conditions expérimentales 67

5.1.3 Etape expérimentale 68

5.2 Modifications pour l'étude de la première longueur 73

5.3 Terminologie 74

Chapitre 6: TEMPERATURE DU BAIN 76

Chapitre 7: TEMPERATURE DE FUMEES ET FLUX DE CHALEUR 85

7.1 Températures de fumées 85

7.1.1 Présentation des résultats 85

7.1.2 Température de fumées et température de bain. 86

7.1.3 Différences de températures 91

7.2 Flux de chaleur 93

7.3 Conclusions sur les températures de fumées 94

Chapitre 8: TEMPERATURE DE PAROIS 114

8.1 Etude du gradient angulaire 114

8.2 Etude du gradient longitudinal 116

8.3 Relation avec le flux de chaleur 117

8.4 Conclusions sur les températures de parois 118

Chapitre 9: COEFFICIENTS DE CONVECTION ET NOMBRES DE NUSSELT 125

9.1 Coefficients de convection 125

9.2 Nombre de Nusselt intérieur 129

9.2.1 Réduction des données 129

9.2.2 Discussion des résultats 131

9.3 Nombre de Nusselt extérieur 139

9.3.1 Réduction des données 139

9.3.2 Discussion des résultats 141

Chapitre 10: CONCLUSION 159

Annexe A:	PRESENTATION DU BANC D'ESSAIS	162
A.1	Objectifs poursuivis	162
A.2	Le brûleur	163
A.3	La chambre de combustion	163
A.4	La cuve	163
A.5	Le tube échangeur	165
A.6	Les équipements annexes	166
	A.6.1 La ligne d'air	166
	A.6.2 La ligne de gaz	167
A.7	Fonctionnement	167
Annexe B:	PROPRIETES DES FLUIDES	174
B.1	Introduction	174
B.2	Propriétés physiques de l'eau	175
	B.2.1 Masse volumique	175
	B.2.2 Chaleur spécifique	175
	B.2.3 Conductivité thermique	176
	B.2.4 Viscosité dynamique	176
	B.2.5 Coefficient cubique de dilatation thermique.	177
B.3	Propriétés physiques des fumées	178
	B.3.1 Propriétés des constituants	178
	B.3.2 Propriétés du mélange	182
B.4	Propriétés du gaz naturel utilisé	182
	B.4.1 Composition du gaz	182

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 188

LISTE DES SYMBOLES

Ca	Coefficient de correction du débit d'air.	
Cp	Chaleur spécifique d'un fluide	(J/kg.K)
D	Diamètre du tube	(m)
Er	)	
Er'	) fonctions de correction de l'effet du rayonnement.	
Er''	)	
g	Accélération de la pesanteur 9.81 m/s^2	
H_c	Coefficient de convection fumées thermocouple	($W/m^2.K$)
H_e	Coefficient de convection parois liquide	($W/m^2.K$)
H_g	Coefficient d'échange gaz liquide	($W/m^2.K$)
H_i	Coefficient de convection fumées parois	($W/m^2.K$)
K	Facteur de refroidissement des fumées en fonction de la longueur de parcours	(1/m)
L	Longueur de tube	(m)
dl	Longueur élémentaire	(m)
n	Taux d'aération	
Nu	Nombre de Nusselt	
Pb	Puissance au brûleur	(kW)
Pr	Nombre de Prandtl	
Q	Débit de fluide	(kg/s)
Q_{ma}	Débit d'air mesuré	(kg/s)
Q_{ma}'	Débit d'air après correction	(kg/s)
Qva	Débit volumique équivalent d'air	(m^3/s)

Qvg	Débit volumique de gaz	(m^3/s)
Ra*	Nombre de Rayleigh calculé à partir du flux de chaleur à la paroi	
Re	Nombre de Reynolds	
T	Température	(K ou °C)
dS	Surface élémentaire	(m^2)
u	Vitesse d'écoulement	(m/s)
v	Tension au borne d'un thermocouple	(mV)

indices

a	Relatif à l'air comburant
b	Relatif au bain
e	Relatif à l'extérieur du tube.
ex	Expérimental.
f	Relatif au fumées.
g	Relatif au gaz naturel.
i	Relatif à l'intérieur du tube
m	Indique une valeur moyenne
o	Indique une valeur observée
r	Indique une valeur réelle
th	Indique une valeur théorique

lettres grecques

ϵ	Emissivité d'un matériau	
γ	Coefficient de correction supposé sur une température.	
ν	Viscosité dynamique d'un fluide	(m^2/s)
λ	Conductivité thermique d'un corps	$(W/m.K)$
ρ	Masse volumique d'un corps	(kg/m^3)
β	Coefficient cubique de dilatation thermique	$(1/K)$
π	Constante = 3.1416	
σ	Constante de rayonnement de Boltzmann = $5.68\ 10^{-8}\ W/K^4$	
μ	Viscosité cinématique d'un fluide	$(N.s/m^2)$
Φ	Flux de chaleur à la paroi	(W/m^2)
θ	Angle	
δT	Correction sur la température mesurée par un thermocouple dûe au rayonnement.	

LISTE DES TABLES ET FIGURES

Figure 1.1:	Système de chauffage centralisé	4
Figure 2.1:	Tube immergé traditionnel	14
Figure 2.2:	Tube immergé compact	14
Figure 3.1:	Volume de contrôle intérieur	31
Figure 4.1:	Section Test: Vue générale et implantation	59
Figure 4.2:	Effet du rayonnement sur la mesure des températures de fumées	60
Figure 4.3:	Sous évaluation faite sans correction du rayonnement	61
Figure 4.4:	Mesure de la température de paroi	62
Figure 4.5:	Disposition des points mesure	62
Figure 4.6:	Maillage utilisé pour étudier les gradients température dans le bain	63
Figure 4.7:	Points de mesure pour la température du bain	63
Figure 4.8:	Courbe de calibration	64
Figure 4.9:	Coefficient de correction du débit d'air	65
Figure 6.1:	Puissance 15kW Température moyenne 8.6°C	79
Figure 6.2:	Puissance 30kW Température moyenne 21.8°C	80
Figure 6.3:	Puissance 30kW Température moyenne 31.1°C	81
Figure 6.4:	Puissance 50kW Température moyenne 20.6°C	82
Figure 6.5:	Puissance 50kW Température moyenne 34.0°C	83
Figure 6.6:	Puissance 50kW Température moyenne 49.8°C	84

Figure 7.1 à 7.13: Evolution de la température de fumées en fonction de la température de bain

7.1: Longueur 3, 20P 99

7.2: Longueur 3, 20G 100

7.3: Longueur 3, 35P 101

7.4: Longueur 3, 35G 102

7.5: Longueur 3, 58P 103

7.6: Longueur 2, 20P 104

7.7: Longueur 2, 20G 105

7.8: Longueur 2, 35P 106

7.9: Longueur 2, 35G 107

7.10: Longueur 2, 58P 108

7.11: Longueur 1, 20P 109

7.12: Longueur 1, 35G 110

7.13: Longueur 1, 58P 111

Figure 7.14: Différences de températures de fumées. Longueur 3 112

Figure 7.15: Différences de températures de fumées. Longueur 2 113

Figure 8.1: Température de paroi en fonction de l'angle. Longueur 1 120

Figure 8.2: Température de paroi en fonction de l'angle. Longueur 2 121

Figure 8.3: Température de paroi en fonction de l'angle. Longueur 3 122

Figure 8.4: Surchauffe à la paroi en fonction de la température du bain 123
Figure 8.5: Surchauffe de la paroi en fonction du flux de chaleur 124
Figure 9.1: Rapport entre les coefficients d'échange Point 35G 149
Figure 9.2: Rapport entre les coefficients d'échange Point 58P 150
Figure 9.3: Rapport entre les coefficients d'échange Point 50P 151
Figure 9.4: Nombre de Nusselt intérieur. Longueur 1 152
Figure 9.5: Nombre de Nusselt intérieur. Longueur 2 153
Figure 9.6: Nombre de Nusselt intérieur. Longueur 3 154
Figure 9.7: Nombre de Nusselt extérieur. Longueur 1 155
Figure 9.8: Nombre de Nusselt extérieur. Longueur 2 156
Figure 9.9: Nombre de Nusselt extérieur. Longueur 3 157
Figure 9.10: Nombre de Nusselt extérieur. Général 158
Figure A.1: Brûleur à contre rotation 169
Figure A.2: Chambre de combustion 169
Figure A.3: Cuve expérimentale 170
Figure A.4: Tube échangeur 171
Figure A.5: Ligne d'air 171
Figure A.6: Surpresseur d'air 172
Figure A.7: Ligne gaz 173
Figure B.1: Viscosité des fumées 184
Figure B.2: Chaleur spécifique des fumées 185

Figure B.3: Conductivité thermique des fumées 186

Figure B.4: Nombre de Prandtl des fumées 187

Tableau 4.1: Incertitudes "mécaniques" sur les mesures 58

Tableau 5.1: Points de consigne respectés pendant les expériences 70

Tableau 7.1: Flux de chaleur expérimentaux. Sans correction 94

Tableau 7.2: Flux de chaleur théoriques. Sans correction 94

Tableau 7.3 Flux de chaleur expérimentaux. Avec correction 95

Tableau 7.4: Flux de chaleur théoriques. Avec correction 95

Tableau 9.1: $Nu_{i,ex} = f(Re)$. Non Corrigés. 132

Tableau 9.2: $Nu_{i,ex} = f(Re)$. Corrigés. 133

Tableau 9.3: $Nu_{e,ex} = f(Ra)$. Non Corrigés. 142

Tableau 9.4: $Nu_{e,ex} = f(Ra)$. Corrigés. 143

Chapitre 1

1. INTRODUCTION.

Dans de nombreux secteurs industriels l'utilisation de liquides chauffés à basse température (moins de 100°C) fait partie des procédés de fabrication [1]. Les liquides utilisés sont généralement composés d'eau à laquelle sont ajoutés divers additifs, bien que dans certaines applications, chauffage de serres par exemple, l'eau puisse être "pure" c'est à dire de la qualité de l'eau d'un réseau de distribution urbain. Plus généralement, les bains ont des compositions très variées qui reflètent la variété de leurs utilisations. On pourrait énumérer les lessives et les teintures utilisées en industrie textile [2], les bains de cuisson alimentaire ou d'échaudage de carcasses dans l'industrie agro-alimentaire. Cependant la plus grande variété de bains se trouve dans le secteur de l'industrie mécanique [3] qui utilise des liquides pouvant être très acides pour le décapage des surfaces métalliques à très basiques pour leur dégraissage. D'autre part les traitements des surfaces font appel à de nombreux produits permettant la phosphatation, la chromatation, etc., dont l'objet est de conférer au métal ainsi traité un meilleur

aspect esthétique, une protection contre la corrosion ou une qualité mécanique quelconque, faible coefficient de frottement par exemple.

Certaines caractéristiques sont communes à tous ces bains. Ce sont:

-La nécessité de les maintenir à une température généralement comprise entre 35°C et 95°C afin de pouvoir les utiliser.

-La présence fréquente de réactifs dans le bain ne devant pas être altérés par le chauffage et qui peuvent éventuellement réagir avec le système de chauffe en encrassant ou corrodant ses surfaces.

Les bains industriels tels que décrit ci-dessus sont de manière traditionnelle chauffés par des systèmes centralisés utilisant la vapeur d'eau [Fig.1.1]. La vapeur produite dans une chaudière à une pression allant de 400kPa à 1800kPa et distribuée dans l'ensemble du bâtiment, voire du site industriel, est injectée directement dans le bain ou se condense à l'intérieur d'un serpentin avant de retourner vers la chaudière. Ce type de production de chaleur centralisé, s'il permet d'obtenir un vecteur énergétique quasiment universel pour les besoins de chauffage à basse température d'une industrie, présente cependant plusieurs inconvénients. En particulier, le rendement moyen

d'utilisation de l'énergie consommée à la chaudière s'établit couramment à 60% sur un bilan annuel [1].

Depuis le milieu des années 1970, les entreprises concernées par la distribution et la vente de matériels de chauffage ainsi que les compagnies gazières ou fournisseurs d'électricité, ont mis l'accent sur le développement de nouveaux moyens de chauffage. Cette réflexion s'est traduite par l'apparition sur le marché de nouvelles techniques de chauffage dites décentralisées pour lesquelles des matériels spécifiques ont été construits. Ces matériels très divers ont en commun la caractéristique d'être installés au sein du liquide à chauffer, et donc de produire la chaleur directement au lieu d'utilisation.

En ce qui concerne les matériels utilisant le gaz naturel, on peut distinguer les systèmes à contact direct [4] [5], pour lesquels les fumées de combustion sont en contact avec le liquide à chauffer et les systèmes indirects, comportant un échangeur de chaleur [6].

Un exemple de système indirect, le plus simple peut-être, est donné par les tubes immergés qui font l'objet de notre étude.

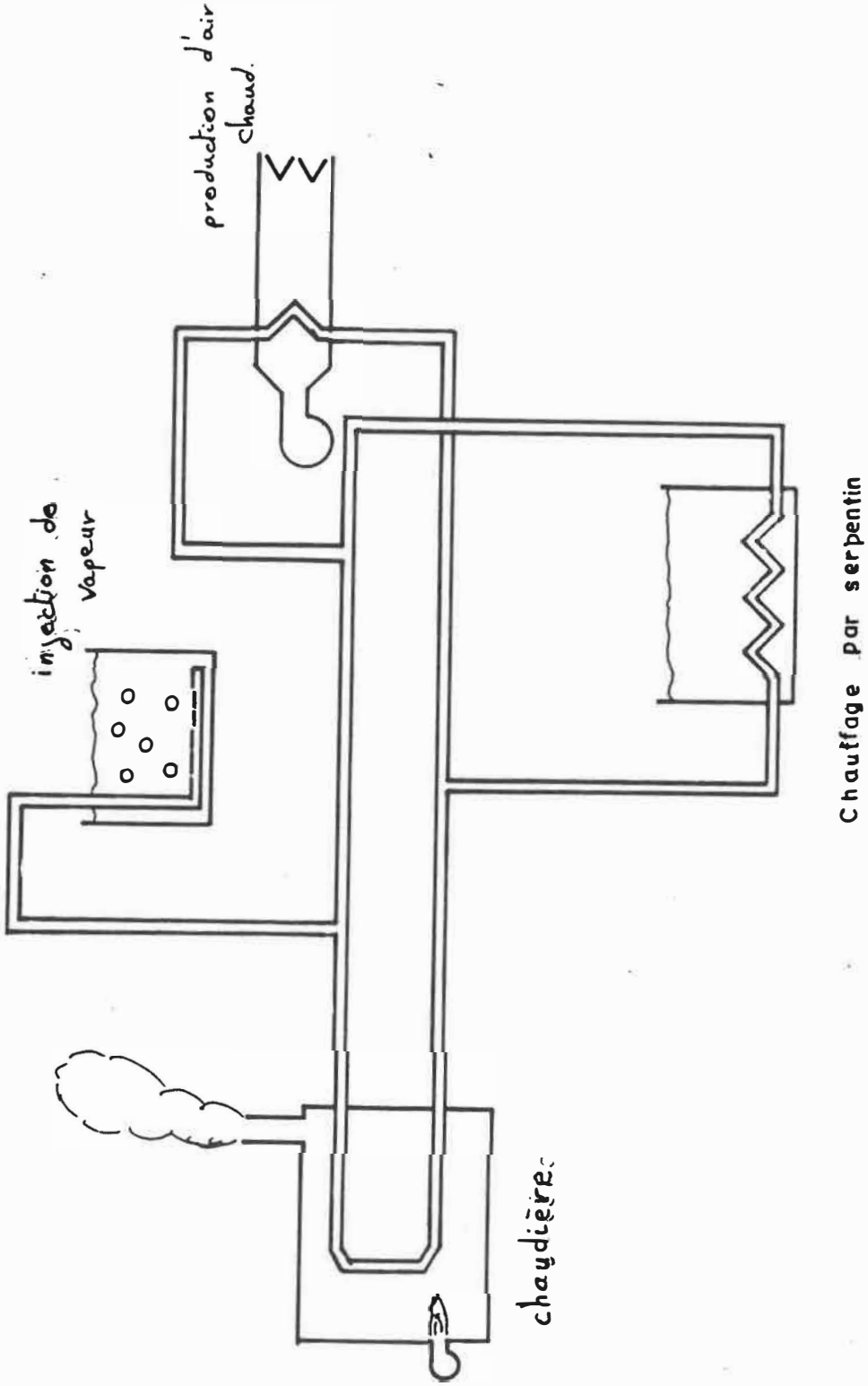


Figure 1.1 Système de chauffage centralisé.

Chapitre 2.

2. LES TUBES IMMERGES. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE.

2.1 Historique.

Technique de chauffage relativement ancienne, les tubes immergés ont connu un développement très important ces dernières années [7]. Le tube immergé "traditionnel" [Fig.2.1] est constitué d'un brûleur de type atmosphérique dont les produits de combustion circulent à l'intérieur d'un tube disposé dans le bain à chauffer. Comme le développe Fardeau [6], les pertes de charges maximales autorisées dans le tube échangeur par ce genre de montage sont trop faibles pour permettre d'atteindre des rendements supérieurs à 65% (PCS)* si ce n'est au prix de longueurs de tube telles que l'encombrement résultant empêcherait dans la plupart des cas une utilisation optimale des bains.

**:(PCS) indique que la valeur est donnée par rapport au Pouvoir Calorifique Supérieur. L'utilisation du Pouvoir Calorifique Inférieur est indiquée par (PCI).*

L'apparition de brûleurs alimentés en air surpressé permettant de réaliser une combustion intensive, c'est-à-dire présentant un rapport puissance sur volume occupé par la combustion élevé, et admettant de fortes contre pression en aval de la chambre de combustion, a rendu possible la réalisation des tubes immergés actuels qualifiés de "compacts" [Fig.2.2].

2.2 Les tubes immergés compacts.

Contrairement aux tubes immergés traditionnels pour lesquels aucune distinction n'était réellement faite entre la chambre de combustion et le tube échangeur, les tubes immergés compacts sont conçus avec des éléments nettement différenciés.

Le choix d'un brûleur, fait en fonction des technologies accessibles au concepteur qui recherche une grande compacité et la possibilité d'obtenir des pressions élevées à la sortie de la chambre de combustion dicte généralement la conception de la chambre de combustion. Celle-ci doit offrir un volume suffisant pour permettre une combustion complète et un allumage aisé aux conditions imposées par le brûleur. On distingue généralement deux types de chambre de combustion:

1) Les chambres de combustion à parois froides composées d'une simple paroi métallique et plongées dans le liquide à chauffer participent pour une part importante, environ 30% de l'énergie délivrée au bain, à l'échange de chaleur [8]. Elles ne peuvent être associées qu'à des brûleurs présentant une géométrie de flamme suffisamment définie pour que le contact des produits en combustion et de la paroi soit impossible sous peine d'induire des phénomènes de trempe de flamme générateurs de combustion incomplète et de bruit.

2) Lorsque le brûleur utilisé ne permet pas de garantir une telle géométrie de flammes, on utilise des chambres de combustion dites "à parois chaudes". Le volume intérieur de la chambre de combustion est isolé thermiquement du milieu extérieur de façon à maintenir les surfaces en contact avec les gaz en combustion à une température supérieure à 800°C. Dans ce cas la part de la chambre de combustion dans l'échange de chaleur global est considérée comme négligeable. Celle-ci peut d'ailleurs être éventuellement installée au moins partiellement en dehors du liquide à chauffer.

Le tube échangeur de chaleur est dimensionné en fonction du débit de gaz circulant, de façon à offrir un rendement maximal pour un encombrement minimal, les pertes de charges dans le tube échangeur, fonction de la pression disponible à la sortie de la chambre de combustion étant le

facteur limitant. On peut montrer [9] que dans les mêmes conditions de fonctionnement, c'est à dire puissance au brûleur, taux d'aération, température de bain et rendement de chauffage identiques, le diamètre et la longueur de différents tubes échangeurs sont liés par la relation:

$$L/D^{0.8} = \text{Constante.} \qquad \text{(Eq.2.1)}$$

Cette loi exprime donc qu'une diminution du diamètre du tube échangeur entraîne, pour conserver des performances identiques, une diminution de longueur, expliquant ainsi la démarche aboutissant aux tubes immergés compacts, de faible diamètre et de longueur réduite tout en conservant des performances élevées, plus de 80% (PCS).

2.3 Remarque sur les méthodes de calcul.

Les méthodes de calcul qui sont utilisées pour dimensionner les tubes immergés et dont un exemple est présenté par Fardeau [9], ont en commun de faire l'hypothèse que la température de paroi du tube échangeur est la même que celle du liquide à chauffer ce qui revient à négliger la résistance au transfert de chaleur coté liquide.

Les tubes immergés traditionnels, présentent des flux de chaleur moyens de l'ordre de 10kW/m^2 [6] et des coeffi-

cients de convection gaz-parois de l'ordre de 20 à 30W/m^2.K. Ces coefficients sont effectivement petits devant les 800 à 1000W/m^2.K que l'on peut considérer pour le coefficient de convection paroi-liquide.

Par contre les tubes immergés compacts peuvent atteindre des flux de chaleur surfaciques moyen de l'ordre de 50kW/m2 avec des coefficients de convection gaz-paroi proches de 100W/m^2.K et dans ce cas l'hypothèse faite pour le calcul devient plus approximative.

Néanmoins, le transfert de chaleur global reste principalement dépendant du transfert de chaleur intérieur et l'erreur entraînée par cette approximation est négligeable dans la pratique lorsqu'il s'agit de dimensionner un tube immergé compact.

2.4 Problèmes liés au chauffage de certains liquides.

Il existe des situations pour lesquelles la connaissance de la température des parois est importante. Lors de la conception d'un appareil destiné au chauffage de solutions corrosives, le choix des matériaux destinés à la réalisation des surfaces d'échange dépend en partie de la température de ces surfaces. Cette température qui est un des paramètres influençant la vitesse de corrosion [10],

[11], doit donc être connue le plus précisément possible. D'autre part certains fluides thermosensibles sont dégradés s'ils subissent des surchauffes. C'est le cas des liquides contenant des protéines qui précipitent à partir d'un certain seuil de température (blanc d'oeuf, lait), ou de certaines teintures.

On peut aussi mentionner certains bains utilisés en traitement de surfaces, les bains de phosphatation en particulier, qui, s'ils subissent des flux de chaleur trop élevés, de l'ordre de $10kW/m^2$, forment une croûte très adhérente sur les surfaces d'échanges, pouvant atteindre plusieurs centimètres d'épaisseur et que l'on doit supprimer par des actions mécaniques ou chimiques imposant des arrêts de fonctionnement pouvant aller jusqu'à 24 heures hebdomadairement.

Ces exemples montrent que nous devons pour certaines applications spécifiques, connaître précisément les caractéristiques locales du transfert de chaleur sous peine d'hypothéquer gravement la durée de vie de l'équipement ou la qualité du chauffage.

2.5 Présentation de l'étude.

Dans le cadre de cette recherche, nous allons étudier les grandeurs caractéristiques de l'échange de chaleur

paroi-liquide que sont les coefficients d'échange et les nombres de Nusselt intérieur et extérieur au tube, les flux de chaleur à la paroi et les températures de paroi qui en découlent.

Nous désirons aussi obtenir des valeurs correspondant à une situation aussi proche de la réalité qu'il est possible. En effet, notre étude est d'abord motivée par des besoins industriels et il serait inconséquent de développer une recherche perdant de vue les réalités d'un mode de fonctionnement de type industriel. Ceci est d'autant plus vrai que dans le domaine de la convection de très nombreux travaux ont été publiés. Cependant, si l'on considère le cas présent d'un milieu limité, ou la convection se développe à partir d'un serpentin et non d'un tube isolé peu de recherches ont été effectuées. En effet, les nombreux travaux publiés sur la convection dans un milieu fini, considèrent presque tous des géométries simples où seules les parois définissant le milieu interviennent dans le transfert de chaleur.

On a pu montrer [12], [13], que des parois verticales disposées paralèllement à l'axe d'un cylindre horizontal améliore le transfert de chaleur par convection naturelle. Ces études considéraient cependant le milieu environnant comme infini.

L'influence d'une hauteur limitée au dessus d'un cylindre a été étudiée par Yaghoubi [14] grâce à des expériences de convection dans l'eau avec une faible profondeur de bain. Ces études concluent à une amélioration du transfert de chaleur pour des faibles hauteurs de liquide au dessus du cylindre utilisé pour le chauffage. Cependant Fand [15] considère que lorsque la hauteur de liquide au dessus du cylindre dépasse 10 fois le diamètre, on peut considérer le milieu comme infini, c'est à dire que l'influence de la surface du bain sur les courants de convection venant du tube est négligeable sur le transfert de chaleur tube liquide.

L'incidence de l'introduction dans un milieu fini de plusieurs cylindres n'ayant pas les mêmes caractéristiques en terme de flux de chaleur délivré ainsi que l'association entre le transfert gaz paroi et le transfert paroi liquide n'ont pas été, à notre connaissance, beaucoup étudiées. D'autre part une approche numérique faite en utilisant des corrélations bien connues de la littérature [16] et prenant en compte le transfert de chaleur paroi-liquide afin de déterminer les températures de parois, aboutissait à des températures de l'ordre de 120°C pour un bain à 60°C, ce qui semble très excessif, le régime d'ébullition attendu pour de telles surchauffes à la paroi [17] n'ayant pas été observé en pratique.

Une modélisation plus fine des phénomènes étant à priori complexe, la démarche expérimentale a été retenue afin d'obtenir pour certaines conditions proches de la réalité des données sur les régimes de convection existant permettant ainsi d'appuyer une démarche plus théorique et de préparer la validation d'un modèle numérique.

Nous attendons donc de cette recherche, d'une part des précisions sur les conditions locales de l'échange de chaleur et d'autre part une banque de données expérimentale permettant de valider un futur modèle numérique.

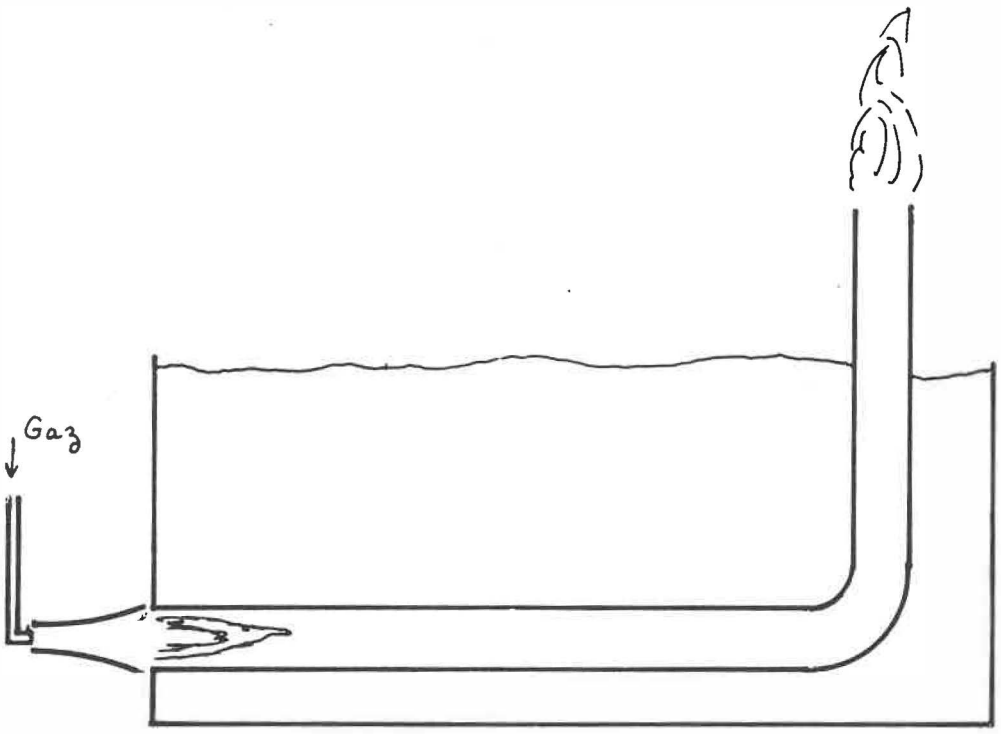


Figure 2.1 Tube immergé traditionnel.

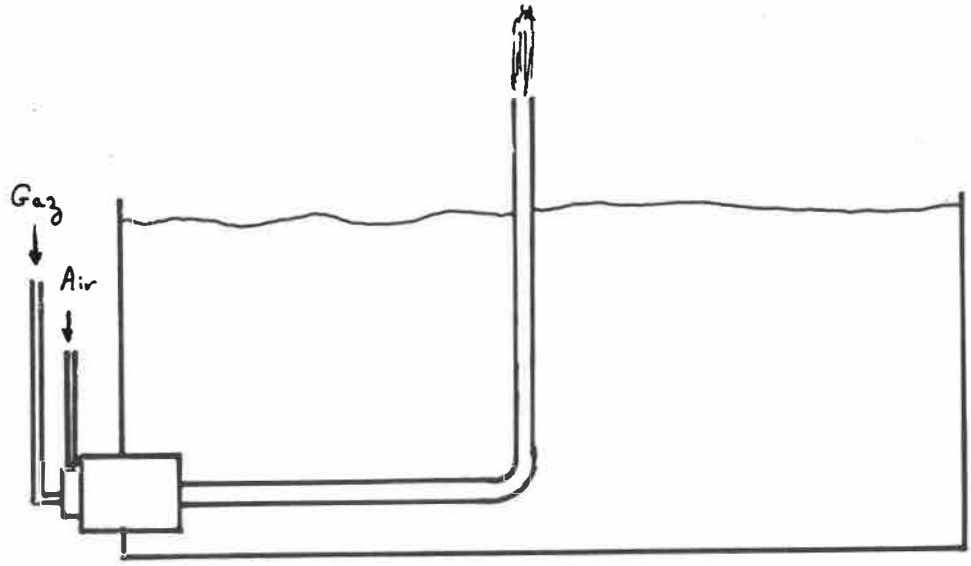


Figure 2.2 Tube immergé compact.

Chapitre 3.

3. METHODE EXPERIMENTALE.

Le transfert de chaleur en un point donné d'un tube immergé dépend de plusieurs facteurs. Nous les avons regroupé sous trois rubriques:

- -Les facteurs relatifs à la géométrie du système.
- -Les facteurs relatifs au fluide intérieur.
- -Les facteurs relatifs au fluide extérieur.

Ces facteurs dont dépend tout échangeur de chaleur vont être précisés ainsi que les moyens que nous nous sommes donnés pour les faire évoluer.

3.1 La géométrie du système.

Sous ce terme, nous désignons l'ensemble des paramètres dimensionnels que sont le diamètre du tube et sa longueur, les dimensions de la cuve et la disposition du tube dans la cuve. Il est clair que pour explorer différentes géométries, nous devons construire un banc d'essai qui soit très adaptable et procéder aux modifications nécessaires pour chaque configuration envisagée. N'ayant pas l'ambition

d'explorer un grand nombre de configurations ni le temps nécessaire pour cela, nous avons résolu de nous limiter à un cas représentatif de la réalité industrielle. Dans cette optique, le banc d'essai décrit en annexe A a été construit. Il permet d'étudier le cas d'un tube de 42mm de diamètre intérieur (45mm extérieur) placé dans un plan horizontal à l'intérieur d'une cuve rectangulaire. Cette cuve est suffisamment profonde pour que, en suivant Fand [15], nous puissions considérer que la hauteur de liquide au dessus du tube n'est plus un paramètre significatif, le rapport H/D étant suffisant pour que le tube "voit" une hauteur de liquide infinie.

3.2 Les paramètres intérieurs au tube.

3.2.1 Remarque générale.

En un point donné du tube immergé, l'écoulement intérieur peut être totalement déterminé, d'un point de vue *macroscopique*, en connaissant la température des fumées, leur débit massique et leur composition. Les trois paramètres cités nous permettent de caractériser l'écoulement à l'échelle du tube. Une connaissance plus fine de cet écoulement avec des informations sur le profil de vitesses dans le tube, le profil de température, voire des informations à l'échelle de la couche limite, nous semble très difficile à

atteindre. Il faudrait en effet introduire des instruments de mesure capables de recueillir ce genre d'informations dans un tube de 42mm sans perturber les phénomènes, de résister aux hautes températures de fumée et de transmettre les informations recueillies à la surface, vers l'expérimentateur. Ce cahier des charges ne peut, à notre connaissance, être rempli que par des instruments que nous aurions du concevoir dans ce but. Nous nous sommes limités à une approche plus globale du problème.

3.2.2 Les caractéristiques des fumées.

Les propriétés physiques des fumées dépendent de la composition de celles-ci et de leur température. Nous avons développé en annexe B les procédures utilisées pour déterminer ces propriétés. D'autre part, la composition des fumées dépend de deux paramètres:

- La nature du combustible.
- Le taux d'aération.

Le combustible utilisé est le gaz naturel délivré à Montréal et sa composition ne varie que très peu dans le temps. On considérera un gaz naturel moyen dont la composition est donnée dans l'annexe B avec la composition des fumées stoechiométriques, le taux d'aération **n** étant défini comme le rapport entre la masse d'air comburant et

la masse d'air stoechiométrique.

Nous pouvons donc considérer que le taux d'aération et la température des fumées suffisent pour déterminer toutes les propriétés physiques des fumées en un point du tube échangeur.

3.2.3 Le débit massique de fumées.

De par la conception du système, le gaz naturel et l'air comburant sont mélangés, réagissent et pénètrent dans le tube échangeur sous forme de gaz de combustion. La loi de conservation de la masse énoncée par Lavoisier nous indique que la connaissance des débits massiques d'air comburant et de gaz naturel suffit pour connaître le débit massique des fumées.

3.2.4 Température des fumées.

La température des fumées ne peut être connue que par mesure directe. En effet, si l'on peut définir une *température adiabatique de combustion* qui ne dépend que de la nature du combustible et du comburant utilisés ainsi que de leur proportion respective [9], la température réelle de combustion dépend de l'équilibre thermique entre les gaz en réaction et la chambre de combustion.

Lorsque les fumées circulent dans le tube, l'évolution de leur température répond à l'équation différentielle suivante:

$$Qm.Cp.dT_f = H_i.\pi.D.(T_f - T_p).dl \qquad (3.1)$$

Cette équation s'obtient en faisant le bilan de l'énergie sur le volume de contrôle défini [Fig.3.1] et en négligeant la conduction de la chaleur dans le sens axial, ce qui est légitime pour un écoulement gazeux présentant des nombres de Reynolds compris entre 8000 et 45000. On voit que cette évolution dépend en particulier de la valeur locale de H_i, coefficient d'échange gaz paroi, de la température même des fumées et de la température des parois. Nous avons vu que l'objectif de notre recherche est la détermination expérimentale de ces valeurs.

3.3. Les paramètres extérieurs au tube.

3.3.1 Remarque générale.

Les paramètres relatifs au fluide extérieur, le liquide chauffé, et qu'il est nécessaire de connaître pour caractériser le transfert de chaleur extérieur sont:

-La nature du fluide donc ses propriétés physiques.

-Le champ de température dans la cuve et au voisinage du tube.

-Le profil de vitesses au voisinage du tube et dans la cuve.

3.3.2 Nature du liquide.

La nature du liquide a de l'importance sur le transfert de chaleur paroi-liquide puisque les propriétés physiques et la température d'ébullition en dépendent. Cependant, comme pour la géométrie du système, nous nous sommes limité à un seul cas, celui de l'eau. L'eau est en effet la base de tous les liquides industriels et les modifications de leurs propriétés par adjonction d'autres produits peuvent aisément être prises en compte.

D'autre part en faisant varier la température du bain, nous entraînons une variation des propriétés physiques importante, le nombre de Prandtl de l'eau passant de 7 à 1.75 lorsque la température varie de 20 à 100°C. En conséquence notre étude portera sur le chauffage de l'eau en considérant que les résultats seront suffisamment généraux pour être étendus à d'autres liquides moyennant une prise en compte des nouvelles propriétés éventuelles.

3.3.3 Température et vitesses de liquide.

Le champ de température dans la cuve et à proximité du tube échangeur peut être mesuré aisément jusqu'à un diamètre du tube immergé. Cette limite signifie que en se rapprochant du tube on ne peut plus assurer, avec les moyens mis en oeuvre un positionnement suffisamment précis pour permettre une reproductibilité de l'expérience en un autre point de la cuve.

La détermination des températures de liquide très près de la paroi a été envisagée. Cependant la réalisation d'un système de positionnement et de mesure suffisamment précis et qui ne viendrait pas perturber l'écoulement et donc le profil de température dans cette zone ne rentre pas, par son ampleur, dans le cadre de cette recherche.

D'autre part une réflexion a été menée de façon à mesurer les vitesses de liquide autour du tube et dans la cuve d'un point de vue global. Bien qu'il semble possible d'obtenir ces champs de vitesses, les moyens à mettre en oeuvre sont trop importants pour être mis a profit dans le cadre de cette étude.

3.4 Résultats attendus.

3.4.1 Relations entre les coefficients de convection.

Nous ne connaissons pas de méthode directe de mesure de ces coefficients de convection fumées-parois et parois-liquide qui soit utilisable dans notre cas. Cependant par la mesure directe des températures de fumées, de paroi et du liquide nous pouvons établir une relation entre ces coefficients.

Soit T_f, la température de mélange des fumées, T_p la température moyenne de paroi et T_b la température du liquide, nous savons que en un point donné du tube échangeur, nous pouvons écrire:

$$d\Phi = H_i.(T_f - T_p).dS \qquad (3.2.a)$$

$$d\Phi = H_e.(T_p - T_b).dS \qquad (3.2.b)$$

avec:

$$dS = \pi.D_i.dl$$

Ces équations traduisant l'égalité du flux de chaleur de part et d'autre de la paroi du tube. D'autre part, en ne différenciant pas la température de paroi à l'intérieur et

à l'extérieur du tube nous admettons que la résistance de cette paroi au transfert de chaleur est négligeable. Cette approximation est légitime, car la paroi en acier inoxydable d'une épaisseur de 2mm présente un coefficient de conduction de 10^4 $W/m^2.K$ alors que le coefficient de transfert paroi-liquide est estimé à 10^3 $W/m^2.K$ environ. Nous tirons des équations 3.2.a et 3.2.b:

$$H_e/H_i = (T_f - T_p)/(T_p - T_b) \qquad (3.3)$$

Ainsi à condition de pouvoir définir et mesurer ces températures nous avons immédiatement une relation entre les coefficients d'échange extérieur et intérieur.

3.4.2 Coefficient d'échange fumées-paroi.

D'autre part en intégrant l'équation 3.2.a, entre deux plans 1 et 2 du tube, délimitants le volume de contrôle représenté en figure 3.1 nous arrivons au résultat:

$$(T_{f2} - T_{p2}) = (T_{f1} - T_{p1}).e^{K.dl} \qquad (3.4)$$

avec:

$$K = -H_i.\pi.D_i/Q_f.Cp_f$$

soit:

$$H_i = Q_f \cdot Cp_f \cdot Ln[(T_{f1} - T_{p1})/(T_{f2} - T_{p2})]/\pi \cdot D_i \cdot dl \qquad (3.5)$$

Nous voyons donc que la connaissance de $T_f - T_p$ en deux points du tube est une donnée suffisante pour déterminer expérimentalement le coefficient de convection moyen entre les fumées et la paroi sur la longueur **dl** du volume de contrôle, le débit de fumées étant connu par ailleurs.

D'autre part, si le volume de contrôle est suffisamment petit pour que les variations de température des fumées n'induisent que de faibles modifications des propriétés physiques des fumées, ce coefficient moyen pourra être considéré comme un coefficient local.

3.4.3 Flux de chaleur à la paroi.

Connaissant la température des fumées en deux points du tube 1 et 2 de position relative déterminée nous pouvons écrire que la puissance dissipée par les fumées dans ce volume de contrôle est:

$$P = Q_f \cdot Cp_f \cdot (T_{f1} - T_{f2}) \qquad (3.6)$$

Ici, la connaissance de $T_{f1}-T_{f2}$ est suffisante à la connaissance de la puissance dissipé sur la longueur **dl**. En supposant que le flux est distribué uniformément sur toute la surface du volume de contrôle, nous pouvons écrire que:

$$\Phi = Q_f . Cp_f . (T_{f1}-T_{f2})/\pi . D_i . dl \qquad (3.7)$$

Cette méthode nous permet donc de calculer le flux de chaleur à partir des mesures simples de quelques paramètres intérieurs.

3.4.4 Coefficient d'échange extérieur.

Les équations 3.7 et 3.2.b nous permettent d'exprimer le coefficient de convection paroi liquide par:

$$H_e = Q_f . Cp_f . (T_{f1}-T_{f2})/(T_p-T_b) \qquad (3.8)$$

Nous obtenons ce coefficient de convection extérieur à partir des températures retenues précédemment auxquelles vient s'ajouter la température de bain qui apparaît dans le terme $T_p - T_b$.

3.4.5 Conclusion sur les résultats attendus.

Nous avons pu observer qu'il nous fallait à minima connaître les températures de fumées et de parois en deux points du tube échangeur suffisamment proches l'un de l'autre pour que les valeurs du coefficient d'échange obtenu puissent être considérées comme locales. De plus ces valeurs nous permettent d'obtenir le flux de chaleur ainsi que le coefficient de convection extérieur dans une optique là encore locale.

La faiblesse de notre méthode repose sur l'acquisition de connaissances dans le seul sens intérieur vers extérieur. Ce sont en effet des mesures de températures de fumées qui nous permettent de déterminer le flux de chaleur à la paroi (équation 3.6) et les coefficients de convection intérieur et extérieur que nous déterminons ensuite, sont dépendants de ce flux de chaleur (équations 3.7 et 3.4) et des températures de parois et de liquide. Ainsi toute erreur dans la mesure de ces températures se répercutera sur l'ensemble des résultats obtenus.

Il est donc primordial d'évaluer la précision de nos mesures et les erreurs qui peuvent en découler pour estimer la validité de nos résultats. De plus, à fin de comparaison, nous mesurerons les températures indiquées ci-dessus

en trois points du tube de façon à obtenir les résultats désirés simultanément en deux endroits.

3.5 Eléments de comparaison théorique.

Nous avons désiré comparer nos résultats expérimentaux avec les résultats que l'on pourrait obtenir en utilisant des corrélations existantes.

Pour cela nous avons choisi d'employer une corrélation pour le transfert de chaleur intérieur, proposée par Pethukov [18] et une pour le transfert de chaleur extérieur proposée par Churchill et Chu [19].

La corrélation proposée par Pethukov exprime le nombre de Nusselt caractérisant le transfert gaz-parois par:

$$Nu = Re.Pr.(f/8).(\mu_b/\mu_w)^n/X \qquad (3.9)$$

$$X = 1.07 + 12(Pr^{1/3}-1).(f/8)^{1/2} \qquad (3.10)$$

avec pour n:

0.11 si chauffage avec T_p constant.

0.25 si refroidissement avec T_p constant.

0 si flux de chaleur constant ou si le fluide est un gaz.

f est le facteur de friction évalué à partir du diagramme de Moody ou par l'expression:

$$f = [1.82.\mathrm{Log}(Re) - 1.64]^{-2} \qquad (3.11)$$

Cette corrélation résulte de l'interpolation, pour des nombres de Reynolds compris entre 10^4 et 5.10^6 et des nombres de Prandtl compris entre 0 et 2000, des résultats théoriques obtenus en utilisant les équations de la continuité, du mouvement et de l'énergie. Dans ces équations, les vitesses, enthalpies et températures sont exprimées par la somme d'un terme moyen rapporté au temps et d'un terme "turbulent":

$$X = X_m + X_t$$

L'écoulement est établi et non compressible. De plus on suppose une distribution linéaire de la contrainte de cisaillement sur le rayon du tube.

Cette corrélation permet de retrouver, dans la plage des Reynolds et Prandtl considérés les résultats théoriques avec une précision meilleure que 6%.

La corrélation proposée par Churchill et Chu a été établie à partir des résultats expérimentaux publiés par de nombreux auteurs en tenant compte des valeurs limites obte-

nues théoriquement pour les cas limites $Ra \to 0$ et $Ra \to \infty$.

$$Nu^{1/2} = 0.60+0.387\{Ra^*/[1+(0.559/Pr)^{9/16}]^{16/9}\}^{1/6} \quad (3.12)$$

Cette corrélation permet d'obtenir avec une bonne approximation le nombre de Nusselt aussi bien dans le cas d'un flux de chaleur constant que d'une température de paroi constante.

Nous avons donc effectué parallèlement au traitement des résultats expérimentaux un calcul théorique permettant d'obtenir à partir des conditions de l'écoulement **mesurées** à l'entrée d'un volume de contrôle le coefficient de convection fumées-parois qui en découle puis le flux de chaleur résultant.

Grâce à une démarche itérative, nous pouvons à partir des conditions d'entrée expérimentales, c'est à dire de la température des fumées à l'entrée, du débit de fumées et de la température de bain, obtenir les valeurs théoriques du flux de chaleur, des températures de parois et de sortie de l'élément.

3.6 Mesures à effectuer.

Toute l'analyse qui précède nous montre que les valeurs locales des flux de chaleur et des coefficients d'échange peuvent être connues à partir des mesures de:

- Débit de fumées.
- Température des fumées en deux points proches l'un de l'autre.
- Température de parois en ces mêmes points.
- Température du bain autour de ces points.

Nous avons vu que la faiblesse expérimentale réside dans l'impossibilité où nous nous trouvons d'effectuer des mesures complémentaires permettant de confirmer de manière différente les résultats recherchés. Afin de recouper par la même méthode ces résultats, nous avons utilisé deux volumes de contrôles contigus pour lesquels nous mesurons simultanément température de parois et température de fumées d'entrée et de sortie.

Dans les chapitres suivants, nous allons nous attacher à décrire d'une part l'instrumentation utilisée pour mesurer les grandeurs que nous avons isolées et d'autre part les procédures expérimentales utilisées.

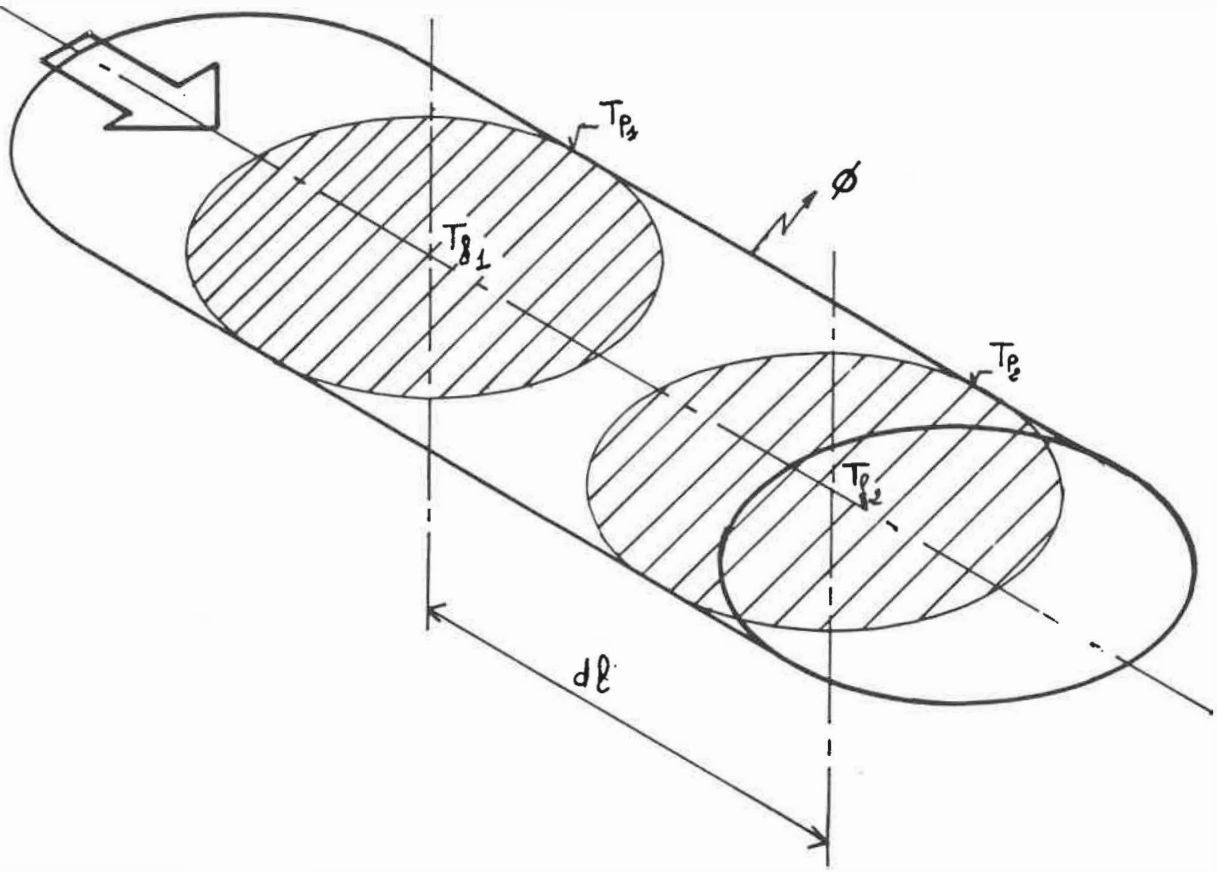


Figure 3.1 Volume de contrôle intérieur.

Chapitre 4

4. INSTRUMENTATION.

Une description détaillée du banc d'essai est faite en annexe A et nous ne reviendrons pas ici sur sa conception générale.

Nous présenterons seulement le matériel de mesure qui a été mis en oeuvre pendant les expérimentations, ses limites ainsi que celles des méthodes de mesure afin d'analyser la validité de nos résultats expérimentaux.

4.1 La section test.

La section test est composée d'un élément du tube échangeur de longueur 0.7m munie à ses deux extrémités de brides. Cet élément peut remplacer n'importe quelle portion droite du tube échangeur et est équipé pour la mesure des températures de paroi et de fumée [Fig.4.1]. En déplaçant cette section test le long du tube nous pouvons mesurer ces grandeurs plus ou moins près du brûleur donc observer le transfert de chaleur tout au long du tube si on le désire. L'ensemble des résultats obtenus dépend de l'équipement de cette section test et nous allons donc nous attacher à sa description.

4.2 Mesure de la température des fumées.

4.2.1 Description.

La température des fumées est mesurée en trois points de la section test sur l'axe du tube, la tolérance sur la position de la pointe du thermocouple étant de moins de 5mm. Le premier point est situé à 20cm de l'extrémité de la section test, soit cinq diamètres, et les deux suivants sont disposés à 15cm et 30cm du premier.

Lorsque la section test est située sur la première longueur droite, la première mesure de température de fumées se fait à 35cm de la sortie de la chambre de combustion. Lorsque la section test se trouve sur l'une des longueurs droites suivantes, la première mesure de température se fait à 20cm du coude situé immédiatement en amont. Ces températures sont mesurées avec des thermocouples de type K (Chromel-Alumel) de 1mm de diamètre lorsque la température des fumées est inférieure à 1000°C, soit sur les deuxième et troisième longueurs droites, et avec des thermocouples de type C (Tungstène 5% Rhénium-Tungstène 26% Rhénium) de 2.5mm de diamètre pour les températures supérieures, soit sur la première longueur droite.

4.2.2 Incertitude sur la mesure.

Les thermocouples de type K sont garantis par le fabricant (OMEGA) [20] avec une précision de ±2.2°C. Durant nos expériences, les températures mesurées dans la section test sur les deuxième et troisième longueurs pour lesquelles nous avons utilisé des thermocouples de type K, évoluent suivant les régimes entre 260°C et 900°C, soit une incertitude relative (base 0°C) de 1 à 0.2%.

Pour les thermocouples de type C, la tolérance donnée par le fabricant est de ±4.5°C. Néanmoins nous avons pu constater lors des expérimentations que sur les trois thermocouples de type C disponibles, l'un d'eux présentait des écarts très importants par rapport aux deux autres, de l'ordre de 80°C. En conséquence la méthode opératoire a dû être modifiée pour les mesures faites dans la première longueur. Nous reviendrons dans le chapitre suivant sur les procédures expérimentales utilisées.

4.2.3 Température mesurée et température de fumées.

Nous mesurons la température des fumées sur l'axe du tube, et nous devons nous interroger sur le lien entre cette température et la température moyenne de mélange des fumées.

Lorsque nous utilisons l'équation 3.6 pour calculer le flux de chaleur, nous admettons en effet que les températures T_{f1} et T_{f2} sont des températures moyennes.

En effet le calcul exact du flux de chaleur convecté à l'entrée et à la sortie du volume de contrôle de la figure 3.1 devrait être calculé par l'équation suivante:

$$\Phi_c = \int_{\vec{S}} (\rho . \vec{u}) . Cp . T_f . d\vec{S} \qquad (4.1)$$

Pour pouvoir déterminer cette température moyenne, il faut connaître les profils de vitesse et de température dans le tube ce qui est hors de portée actuellement.

Nous pouvons néanmoins affirmer que, les nombres de Reynolds atteints dans le tube évoluant entre 5000 et 35000, l'écoulement est très turbulent et que cette température très proche de la température au centre de l'écoulement.

4.2.4 Effet du rayonnement sur la mesure.

Nous savons d'autre part que la température mesurée par le thermocouple, résulte de l'équilibre atteint par celui-ci, alors qu'il rayonne vers la paroi froide du tube tout en étant soumis à la convection des gaz.

En considérant que la paroi du tube agit comme un corps noir à la température de celle-ci, que le thermocouple rayonne comme un corps gris d'émissivité ϵ et que le facteur de forme entre le thermocouple et le tube est de 1 la température d'équilibre du thermocouple obéit à l'équation suivante:

$$H_c.(Tg-Tc) = \epsilon.\sigma.(Tg^4-Tp^4) \qquad (4.2)$$

Où Tg, Tc, Tp sont respectivement la température réelle des gaz, la température du thermocouple et la température des parois, σ est la constante de rayonnement de Boltzmann et H_c le coefficient de convection fumées-thermocouple.

Si nous étions à même d'évaluer avec précision le coefficient de convection gaz-thermocouple et de connaître l'émissivité du matériau constituant la gaine du thermocouple aux températures considérées, il nous serait possible d'estimer avec précision la température des gaz au centre de l'écoulement. Une tentative en ce sens a été faite en utilisant une corrélation proposée par Whitaker [21] pour déterminer le nombre de Nusselt caractérisant le transfert de chaleur du gaz sur le thermocouple. Pour les deux types de thermocouples nous présentons les corrections que l'on peut estimer en figures 4.2.a et 4.2.b

Les courbes, tracées pour différents débits de fumées représentatifs des débits mesurés donnent en fonction des

températures mesurées la différence entre la température "réelle" des gaz et cette température. La température réelle des gaz est calculée en utilisant l'équation 4.2. Sur ces figures la courbe en traits pleins représentent la limite des températures mesurées dans la pratique. Nous voyons donc que les corrections à effectuer ne dépassent jamais dans notre cas 60°C.

Soulignons cependant que ces corrections reposent sur la valeur choisie pour l'émissivité du matériau (ici 0.1 pour le platine et 0.5 pour l'acier inoxydable) et sur la valeur du coefficient H_c.

La corrélation utilisée pour le calcul du nombre de Nusselt sur le thermocouple est réputée approximative à ±25% pour les nombres de Reynolds considérés, ce qui induit directement une approximation du même ordre à la correction à apporter sur la température de couple.

La connaissance des températures de fumées nous intéresse pour un usage précis, la détermination des flux de chaleur à la parois et la détermination des coefficients d'échange fumées-parois. Dans le chapitre précédent nous avons vu que le coefficient de convection fumées-parois était obtenu grâce à l'équation 3.5 par l'utilisation de la différence $T_f - T_p$.

Posons:

$$T_f = T_c + \delta T \qquad (4.3)$$

avec d'après l'équation 4.2:

$$\delta T = \epsilon . \sigma . (T_c^{\,4} - T_p^{\,4})/Hc \qquad (4.4)$$

On écrira donc:

$$T_f - T_p = (T_c - T_p).(1+Er) \qquad (4.5)$$

Ou:

$$Er = \epsilon . \sigma . (T_c^{\,3} + T_c^{\,2}.T_p + T_c.T_p^{\,2} + T_p^{\,3})/H_c \qquad (4.6)$$

Et comme $T_p < T_c$, nous pouvons maximiser l'erreur relative par:

$$0 < Er < 4.\epsilon.\sigma.T_c^{\,3}/H_c \qquad (4.7)$$

Nous présentons en figure 4.3.a et 4.3.b son évolution à partir des mêmes hypothèses que celles qui nous ont permis de calculer la correction due au rayonnement.

On peut voir que la différence de température serait sous-évaluée au maximum de 25% pour les thermocouples de

type K et de 20% pour les thermocouples de types C dans la gamme de températures qui nous intéresse.

Un raisonnement similaire peut être tenu lorsque l'on effectue le calcul du flux de chaleur.

Celui-ci est proportionnel à $T_{f1} - T_{f2}$, différences entre les températures mesurées en des points 1 et 2 du tube. Or d'après l'équation 4.1:

$$T_{f1} = T_{c1} + \delta T_1 = T_{c1} + \epsilon . \sigma . (T_{c1}^4 - T_{p1}^4)/H_c \qquad (4.8)$$

$$T_{f2} = T_{c2} + \delta T_2 = T_{c2} + \epsilon . \sigma . (T_{c2}^4 - T_{p2}^4)/H_c \qquad (4.9)$$

En rapprochant ses deux équations, nous écrivons:

$$T_{f1} - T_{f2} = (T_{c1} - T_{c2}) . (1 + Er' - Er'') \qquad (4.10)$$

avec:

$$Er' = \epsilon . \sigma . (T_{c1}^3 + T_{c1}^2 . T_{c2} + T_{c1} . T_{c2}^2 + T_{c2}^3)/H_c \qquad (4.11)$$

$$Er'' = \epsilon . \sigma . (T_{p1}^4 - T_{p2}^4)/[(T_{c1}^4 - T_{c2}^4) . H_c] \qquad (4.12)$$

Remarquons que si l'on suppose que les fumées circulent de 1 vers 2 donc se refroidissent, on aura:

$$T_{c1} > T_{c2}$$

$$T_{p1} > T_{p2}$$

D'autre part nous verrons que les températures de parois varient peu, beaucoup moins que les températures de fumées, d'où la conclusion:

$0 < Er'' << Er'$.

En négligeant alors Er'', nous arrivons à la conclusion que l'erreur relative sur cette différence de température est maximisée par Er et après mise en facteur de T_{c1}^3 et en remarquant que $T_{c2}/T_{c1} < 1$, nous maximiserons l'erreur relative sur la différence de température des fumées entre deux points par:

$$0 < Er' < 4.\epsilon.\sigma.T_{c1}^3/H_c \qquad (4.13)$$

Là encore, l'erreur faite en négligeant la correction due au rayonnement implique une sous-évaluation de 20 à 25% de la différence de température mesurée et donc du flux de chaleur qui en est déduit.

Dans la pratique, nous présenterons toujours les résultats "bruts", sans correction, et nous indiquerons à fin de comparaison les résultats "corrigés".

4.3 Mesure de la température des parois.

4.3.1 Description.

Nous avons utilisé pour mesurer les températures de parois des thermocouples de type T (cuivre-constantan). Nous avons utilisé un fil de thermocouple à deux conducteurs de très faibles dimensions (0.125mm) que nous avons brasé à l'étain sur la paroi du tube préalablement nettoyé à l'acide [Fig.4.4]. L'extrémité des conducteurs était dénudée sur 5mm environ et les deux fils enroulés ensemble avant la brasure. Les critères à satisfaire pour que le thermocouple ainsi réalisé soit convenable sont les suivants:

- -Bonne adhérence de la brasure.
- -Bonne résistance du thermocouple à la traction.
- -Epaisseur du matériau brasé inférieure à 2mm.
- -Fils dénudés non apparents.

Les deux premiers critères répondent à un souci de solidité mécanique, sans lequel nous ne pouvons être assuré du bon fonctionnement du thermocouple.

Le troisième critère répond à la volonté de ne pas perturber la mesure de température par une résistance thermique supplémentaire à l'endroit où nous l'effectuons.

L'étain ayant une conductivité thermique de 111W/m.K., 2mm d'étain introduisent donc une résistance supplémentaire au transfert de chaleur équivalente à celle présentée par 0.3mm d'acier inoxydable. Nous pouvons considérer que cette résistance est négligeable et du même ordre de grandeur que la variation de la résistance de la paroi du fait des tolérances de fabrication du tube échangeur lui-même et ne perturbe pas le transfert de chaleur.

Enfin le quatrième critère impose que le contact électrique entre les deux conducteurs cuivre et constantan se fasse à l'intérieur de la brasure, soit directement soit par l'intermédiaire du métal d'apport.

Sachant alors que d'une part les dimensions de la brasure sont suffisamment faibles pour que la température y soit uniforme, d'autre part que cette température est celle de la paroi sans perturbation, enfin d'après la loi dite *du troisième métal*, que la liaison électrique réalisée permet d'assurer que la réponse de notre thermocouple sera identique à celle que nous aurions eu en réalisant une vrai soudure chaude. Le thermocouple est alors testé électriquement, son impédance devant être inférieure à 10Ω et la tension mesurée proche de 0 dans les conditions ambiantes, car sans différence de température entre soudure froide et soudure chaude.

Le tube est équipé de 6 points de mesure de température [Fig.4.5] en trois endroits différents. Nous mesurons donc la température de parois en trois positions correspondant à la mesure des températures de fumées, et pour chacune de ces positions nous avons six mesures réparties sur la circonférence du tube.

Cette disposition a été retenue afin d'étudier les éventuels gradients de température angulaire et longitudinal.

4.3.2 Incertitude sur la mesure.

Nous avons, au cours de nos expériences, procédé à des étalonnages succincts de l'ensemble des thermocouples utilisés pour différents points entre 10°C et 100°C. La méthode d'étalonnage était la suivante:

- -Arrêt du fonctionnement du tube immergé à la température de bain choisie.
- -Brassage du bain pour s'assurer de l'homogénéité des températures.
- -Mesures des température de bain et de paroi.

Cette dernière opération est répétée plusieurs fois à quelques minutes d'intervalle. Après agitation et un temps d'arrêt, le bain est en équilibre thermique avec le tube, donc paroi et liquide à la même température et homogène en

température par ailleurs. Cette procédure nous permet d'avoir la réponse de plusieurs thermocouples dont certains sont donnés par le fabricant (OMEGA [20]) avec une précision de ±0.5°C, dans les mêmes conditions.

Nous considérons alors que les thermocouples présentant une déviation maximale de 0.5°C par rapport à la moyenne des mesures peuvent être considérés comme assez précis pour être pris en compte.

Nous n'avons pas été capables d'étalonner le dispositif de mesure lorsqu'il y a transfert de chaleur. Nous avons donc considéré que si les critères présidant à la réalisation des thermocouples étaient satisfaits, la température mesurée par le thermocouple était la température de la paroi.

En conséquence nous admettons que la température de paroi puisse être donnée avec une tolérance de ±1°C, correspondant à la marge d'erreur du thermocouple de référence plus la marge d'erreur entre la mesure de ce thermocouple et des mesures des thermocouples de paroi.

Néanmoins, nous avons constaté que lors des expériences ces thermocouples et les brasures étaient soumis à un vieillissement rapide dû aux dépôts de calcaire se constituant lorsque l'on chauffe l'eau (tartre). Ces dépôts qui

introduisent une résistance thermique à la surface du tube sont plus adhérents sur les brasures que sur le reste du tube et pourrait modifier localement le transfert de chaleur, venant perturber la mesure. Afin de limiter l'effet du vieillissement, nous avons systématiquement remis à neuf les brasures soit par brossage, soit en refaisant complètement le thermocouple entre chaque série d'expériences.

4.4 Température de liquide.

4.4.1 Description.

Pour mesurer la température du bain, nous avons utilisé des thermocouples de type T (Cuivre-Constantan). Ces thermocouples on été réalisés à partir de fils de thermocouples de 1.5mm de diamètre, la soudure chaude étant faite grâce à un équipement spécial permettant de souder à l'arc les deux conducteurs, donc en garantissant leur fusion localisée sans introduction de matériaux étrangers. D'autre part un thermocouple de type T provenant du constructeur OMEGA permet d'avoir une température de référence avec la tolérance annoncée par le fabricant.

Une première série d'expériences à été conduite pour étudier les gradients de température à l'intérieur du bain lorsqu'il y a chauffage. Lors de ces expériences, 40 ther-

mocouples ont été mis en place [Fig.4.6] dans le bain de façon à en quadriller l'ensemble. Les résultats de ces expériences préliminaires, qui seront détaillés plus loin, montrent que le bain peut être à tout instant considéré comme homogène en température. Nous avons alors réduit le nombre de thermocouple à 9, disposés sur trois hauteurs dans un plan médian perpendiculaire à l'axe des tubes [Fig. 4.7]. Un dixième thermocouple situé dans le même plan et placé près de la surface du bain au voisinage du déversoir permet de mesurer la température de l'eau quittant le bain lorsqu'il y a circulation de liquide.

Dans l'ensemble de notre travail, nous définirons la température moyenne du bain comme la moyenne des mesures faites par ces dix thermocouples.

4.4.2 Incertitude sur la mesure.

La méthode d'étalonnage décrite dans le paragraphe précédent s'applique bien sûr à ces thermocouples. Nous pouvons donc nous assurer que les mesures données par ces thermocouples ne présentent pas une dispersion supérieure à ±0.5°C lorsqu'ils sont portés à la même température.

4.5 Acquisition des températures.

4.5.1 Description.

Nous avons décrit ci-dessus les différents thermocouples utilisés pour mesurer les températures qui nous sont nécessaires d'après l'analyse faite dans le chapitre précédent. Ces thermocouples sont reliés à un système d'acquisition de données composé:

- -D'un scanner de marque FLUKE, modèle 2204A.
- -D'un multimètre de même marque modèle 8502A muni d'une carte interface IEEE.
- -D'un micro ordinateur de marque PHILIPS modèle 3102 muni d'une carte interface IEEE.

Le scanner comporte 100 entrées, 60 sont équipées pour recevoir des thermocouples de type T, 30 pour le type K et 10 pour le type C. Ces entrées sont connectées à des blocs isothermes garantissant des gradients de températures entre soudures froides inférieurs à ±0.05°C [22]. Le multimètre permet de mesurer les tensions à la soudure froide de nos thermocouples avec une précision de ±0.5% [23].

4.5.2 Compensation de soudure froide.

Nous avons développé un programme pour l'acquisition des températures permettant de faire une compensation de température de soudure froide. Pour cela, un thermocouple de référence de type T est plongé dans la glace fondante. La lecture de la tension aux bornes du multimètre permet de déterminer la température des blocs de connexion. Nous avons trois transformations différentes suivant les thermocouples employés. Pour les thermocouples de type T, la tension mesurée aux bornes du canal de référence est ajoutée à celle mesurée aux bornes du canal à traiter. Nous ramenons ainsi la tension mesurée à celle que l'on aurait avec une jonction froide placée dans la glace. Pour les thermocouples de type K et C, la tension mesurée aux bornes du canal de référence est d'abord convertie en une température, soit la température de soudure froide. Cette température est à son tour convertie en une tension équivalente, qui est la tension que l'on mesurerait si un thermocouple de type K (respectivement C), était utilisé sur le canal de référence. Cette tension équivalente est ajoutée à la tension mesurée sur le canal à traiter ce qui ramène à nouveau au cas de la jonction froide à 0°C. Pour effectuer les conversions, nous avons utilisé des polynômes de lissage dont les coefficients se trouvent dans les tableaux ci-dessous. Les polynômes ont été établis à partir des tables

données dans le catalogue du fabricant [20] et vérifiés dans la plage de température indiquée.

	Type T	Type K	Type C
A_0	5.8550E-4	8.6594E-1	8.0465E-1
A_1	2.5825E+1	2.3518E+1	7.1417E+1
A_2	-6.1315E-1	2.4935E-1	-2.7676
A_3	-2.0435E-2	-2.0987E-2	1.8350E-1
A_4	1.1517E-2	6.8982E-4	-6.4307E-3
A_5	-1.2488E-3	-9.9576E-6	1.2323E-4
A_6	4.7006E-5	5.4659E-8	-9.1972E-7

Tableau 4.1 Coefficients pour le passage de millivolts en °C.

	Type K	Type C
B_0	3.7862E-4	-4.1524E-4
B_1	3.93806-2	1.3342E-2
B_2	2.6940E-5	1.2744E-5
B_3	-1.1265E-7	-1.4569E-8
B_4		1.4267E-11

Tableau 4.2 Coefficients pour le passage de °C en millivolts.

Ainsi à partir de la tension compensée de la température de soudure froide nous avons:

$$T = \Sigma(A_i . v^i), \text{ T en °C et v en mV.}$$

$$v = \Sigma(B_i . T^i), \text{ T en °C et v en mV.}$$

4.5.3 Incertitudes sur la mesure.

Les déviations maximales observées par rapport aux tables en utilisant les polynômes de conversion tension vers température sont de:

0.02°C entre -10°C et 120°C pour le type T.
0.40°C entre -10°C et 1000°C pour le type K.
0.50°C entre 100°C et 1900°C pour le type C.

et dans le sens température vers tension de:

0.3% entre 10°C et 40°C pour le type K.
0.2% entre 0°C et 40°C pour le type C.

En tenant compte de la précision de notre référence à 0°C, l'incertitude sur la mesure de température de l'ordre de:

±0.5°C pour le type T.
±1°C pour les types K et C.

Cette incertitude est celle introduite par la chaîne d'acquisition de données et doit donc être combinée à celles venant des thermocouples eux-mêmes.

4.6. Mesure du débit de gaz naturel.

4.6.1 Description.

L'élément de mesure du débit de gaz naturel est un "MERIAM LAMINAR FLOW ELEMENT" modèle 50MJ10 Type S de la compagnie MERIAM instrument. Cet appareil est constitué d'une structure de nid d'abeille dont les canaux de très faible diamètre (0.2mm) ont une longueur de 10cm. A l'entrée et à la sortie de l'appareil, sont situées des chambres de stabilisations de faibles volumes où sont installées des prises de pression. L'écoulement dans les capillaires étant laminaire, les pertes de charges dans l'élément de mesure sont une fonction quasi linéaire du débit volumétrique qui circule dans l'élément comme l'illustre la courbe de calibration, obtenue pour de l'air [Fig.4.8].

La lecture du différentiel de pression se fait sur un manomètre incliné à colonne d'eau et la lecture de la pression statique sur un manomètre à aiguille type "MAGNEHELIC". Le débit volumétrique d'air obtenue par l'utilisation de la courbe de calibration doit être corrigé par le rapport des viscosités, de l'air aux conditions de calibration et du gaz aux conditions de laboratoire. Nous avons négligé l'influence de la pression sur la viscosité du gaz naturel et nous obtenons donc le débit volumétrique de gaz par:

$$Qv_g = Qv_a \cdot \mu_a / \mu_g \qquad (4.14)$$

avec:

$$\mu_g = (9.879E-7).T_g^{1.5}/(T_g+167.17) \qquad (4.15)$$

$$\mu_a = 18.187E-6 \text{ N.s./m}^2$$

μ_g est exprimé en N.s/m^2 et T_g en K.

Nous obtenons la température du gaz grâce à un thermocouple de type T relié au système d'acquisition de données. Enfin nous ramenons le débit volumétrique de gaz naturel obtenu à T_g et à la pression statique prise à la sortie de l'élément de mesure aux conditions normales en appliquant la loi des gaz parfaits. La pression statique au point de mesure étant de l'ordre de 12kPa pendant les expérimentations nous pouvons en effet négliger le facteur de compressibilité du gaz. Le débit massique est alors obtenu en tenant compte d'une masse volumique de 0.743 kg/m^3 à 0°C, 101kPa. La puissance au brûleur est calculée avec un PCS de 53.1MJ/kg.

4.6.2 Incertitude sur la mesure.

La précision de lecture et de mesure du manomètre incliné est de 5Pa. Dans la gamme de puissance utilisé,

pour laquelle les lectures varient entre 400 et 1300Pa. ceci représente une précision de mesure de 1.25% à 0.5%. La réponse du débitmètre étant quasi linéaire, cette incertitude se répercute immédiatement sur le débit volumétrique obtenu.

L'incertitude sur la température du gaz est de ±0.5°C soit ±0.2% sur la température absolue et la précision de lecture et de mesure sur la pression statique est de ±250Pa soit ±0.2% sur la pression absolue.

En conclusion le débit de gaz nous est connu à ±1.6% aux faibles débits et ±0.9% aux débits élevés.

4.7. Mesure du débit d'air.

4.7.1 Description.

Le débit d'air est mesuré au moyen d'une plaque à orifice de marque "FLOW-QUIP". Le diamètre du tuyau d'air est de 52.5 mm. et le diamètre de l'orifice de 31.88mm. La pression différentielle aux bornes de la plaque à orifice est lue sur un manomètre incliné à colonne d'eau et la pression statique à l'aide d'un manomètre du même type que celui utilisé pour le gaz. Le débit massique d'air est donné par l'équation suivante:

$$Qm_a = 3.512407E\text{-}5.d^2.C.Y2.[Hw.\rho/(1-\beta^4)]^{1/2} \quad (4.16)$$

où:

Qm_a : Débit massique en kg/s.

C : Coefficient de décharge 0.6136

d : Diamètre de l'orifice.

Y2 : Facteur d'expansion thermique. 1.0015

β : Rapport des diamètres (Orifice/Tube) 0.60721.

Hw : Pression différentielle mesurée en kPa.

ρ : Masse volumique du fluide aux conditions de mesure.

La pression statique et la température de l'air au point de mesure étant connues, nous utilisons la loi des gaz parfaits pour connaître la masse volumique de l'air au point de mesure.

Nous tenons compte de l'humidité de l'air dans le laboratoire pour corriger la masse volumique normale de l'air humide. L'air sec est pris avec une masse volumique de 1.29kg/m^3 aux conditions normales. Les conditions de laboratoire sont connues par la mesure de la pression barométrique grâce à un baromètre à colonne de mercure et les températures sèches et humides dans le laboratoire sont mesurées par un psychromètre composé de deux thermomètres à colonne de mercure, l'un d'eux étant muni d'une chaussette humide.

4.7.2 Incertitude sur la mesure.

Les mesures de pression statique et de température d'air sont obtenues avec la même incertitude que pour le gaz naturel et la mesure de la pression différentielle sur la plaque à orifice est obtenue avec une précision de ±2.5Pa dans une gamme allant de 90 à 1100Pa. Cette incertitude sur la pression différentielle se traduit par une incertitude sur le débit de ±1.5% aux faibles valeurs et ±0.1% aux forts débits. Cependant, une plaque à orifice étant très sensible aux conditions d'opérations, nous avons jugé bon de l'étalonner après installation sur le banc d'essai. La méthode d'étalonnage est alors la suivante:

- -Sélection d'un débit d'air.
- -Allumage du brûleur.
- -Augmentation par palier du débit de gaz de façon à passer d'un taux d'aération de 2.5 à 3 jusqu'à la stoechiométrie.
- -Mesure des taux d'oxygène, de dioxyde de carbone et de monoxyde de carbone pour chaque palier.

En répétant l'opération pour plusieurs débits d'air couvrant la plage d'opération de notre appareil, nous obtenons pour chaque valeur du débit d'air mesuré par la plaque à orifice et donné par l'équation 4.4, un ensemble de points comprenant:

-Le débit de gaz pris comme référence.

-Le taux d'aération donné par la teneur en oxygène.

-Le taux d'aération donné par la teneur en dioxyde de carbone.

La mesure du monoxyde de carbone nous permet d'écarter les points pour lesquels une combustion incomplète pourrait avoir lieu. Ceci peut se produire à proximité de la stoechiométrie, car le mélange combustible comburant n'est jamais parfait, ou au contraire pour de très forts taux d'aération pour lesquels nous observons une trempe de flamme.

Nous avons observé que le débit d'air donné par cette méthode était systématiquement supérieur de 10 à 20% au débit d'air obtenu en appliquant l'équation 4.4 [Fig.4.9].

En conséquence nous avons dans la suite de notre travail corrigé le débit d'air obtenu par l'équation 4.4 d'un facteur C_a obtenu après numérisation de la courbe de la figure 4.9.

Nous aurons:

$$Qm_a' = C_a . Qm_a \qquad (4.16)$$

avec:

$$C_a = \Sigma(C_i \cdot Qm_a{}^i) \qquad (4.17)$$

C_0 = 1.7450

C_1 = -1.444E-1

C_2 = 1.103E-2

C_3 = -3.295E-3

C_4 = 3.419E-6

Dans l'équation 4.6, Qm_a, débit obtenu par l'équation 4.4 est exprimé en g/s. Dans l'équation 4.5 le débit d'air corrigé Qm_a' est exprimé dans les unités utilisées pour Qm_a.

4.8 Conclusion sur les mesures.

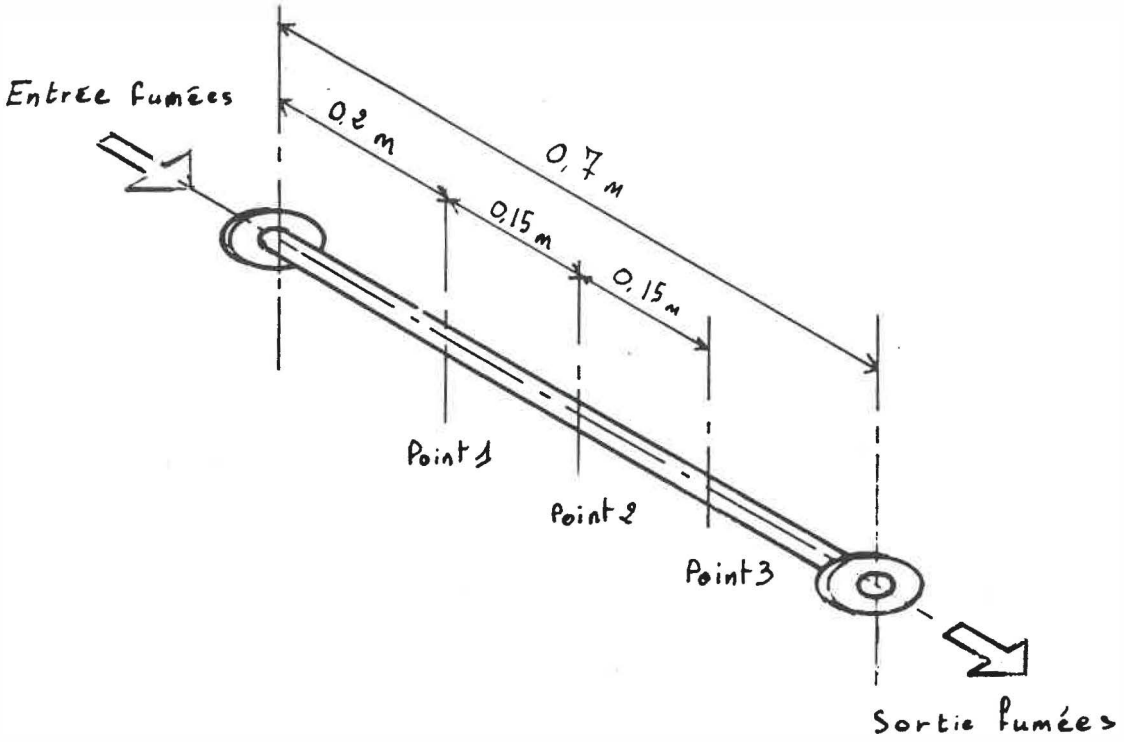
Nous avons observé que nos mesures sont affectées d'incertitudes de deux types. Nous avons d'une part celles que nous pouvons qualifier de mécaniques, provenant de la qualité des matériels utilisés. Ces incertitudes entraînent des erreurs que nous pouvons aisément cerner. Le tableau 4.2 est un condensé de ces erreurs.

Le second type d'incertitude, qui n'affecte que la mesure des températures de fumées est causé par le rayonnement du thermocouple vers la paroi. Cette incertitude est

fonction de la température, de la nature et des dimensions du thermocouple, du débit massique de gaz dans le tube et de la température de paroi. Cette incertitude ne peut donc être évaluée que à posteriori. Nous avons néanmoins pu montrer que cette erreur nous amenait à sous estimer la température réelle des fumées de au plus 60°C. Les différences de températures entre les fumées et la paroi et entre les fumées en deux points de mesures successifs pourraient être sous-estimées de 25% au maximum.

Grandeur mesurée	Incertitude
Débit d'air	± 1.5%
Débit de gaz	± 1.5%
Température de bain	± 1°C
Température de parois	± 1°C
Température de fumées:	
Longueur 2 et 3	± 2°C
Longueur 1	± 5°C

Tableau 4.1: Incertitudes "mécanique" sur les mesures.



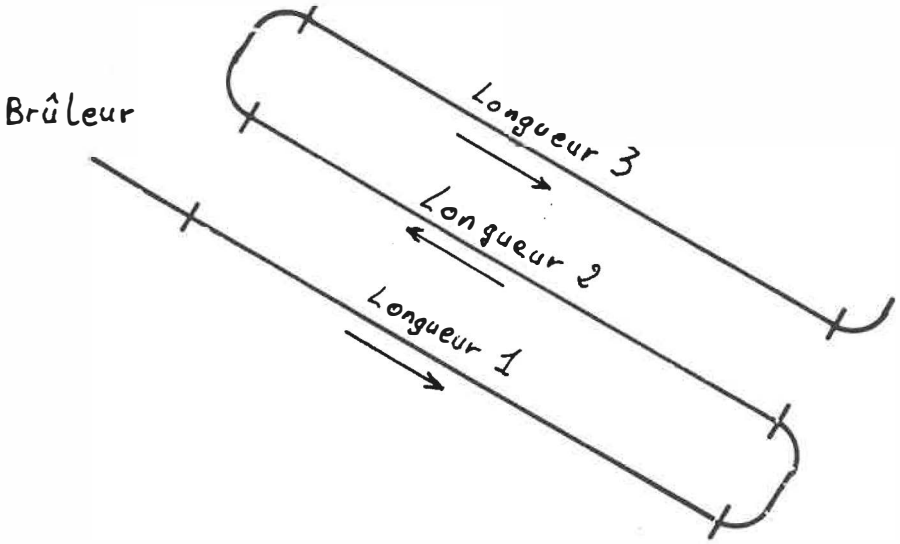
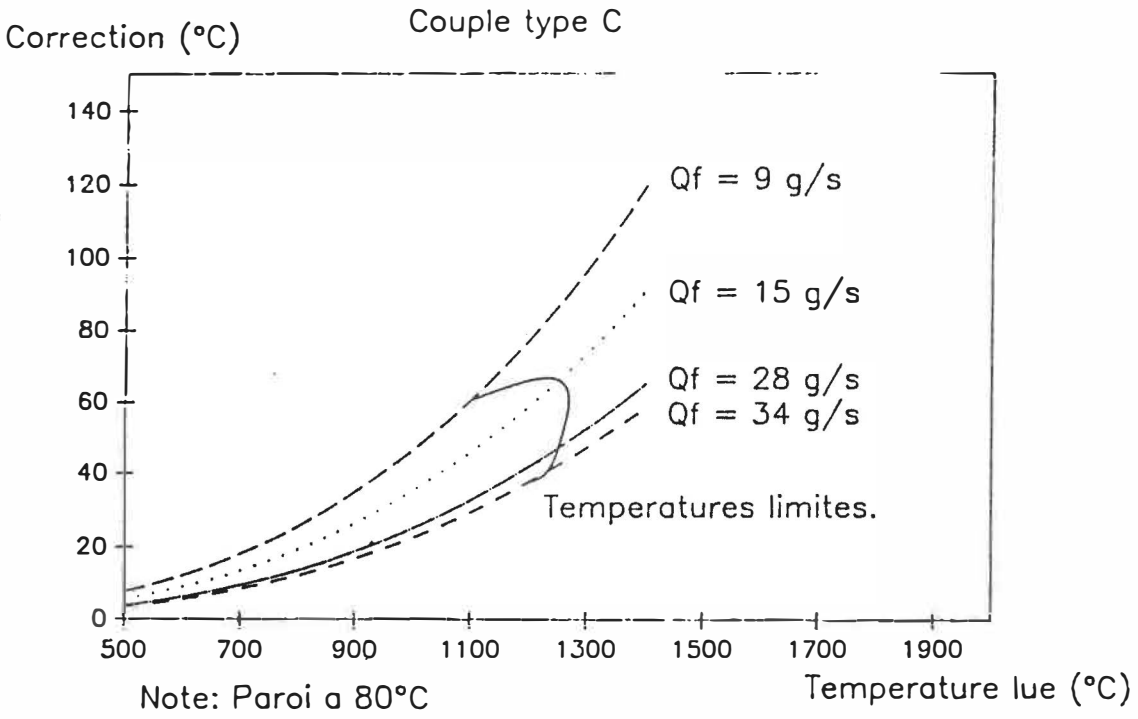


Figure 4.1: Section test. Vue générale et implantation.



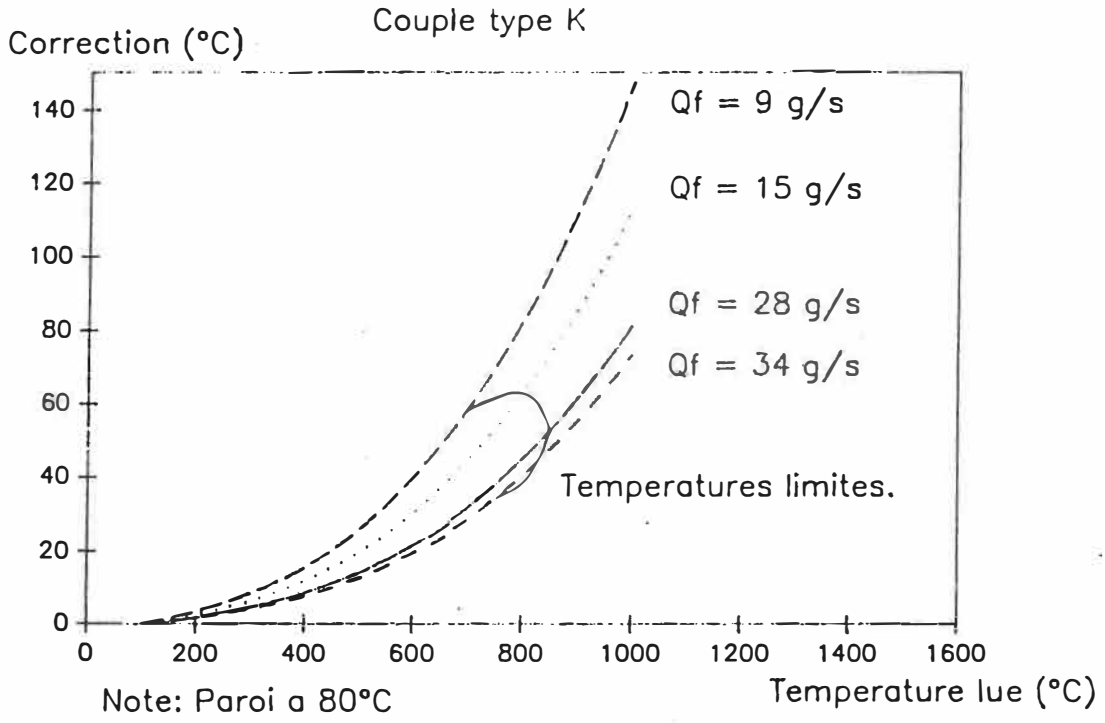
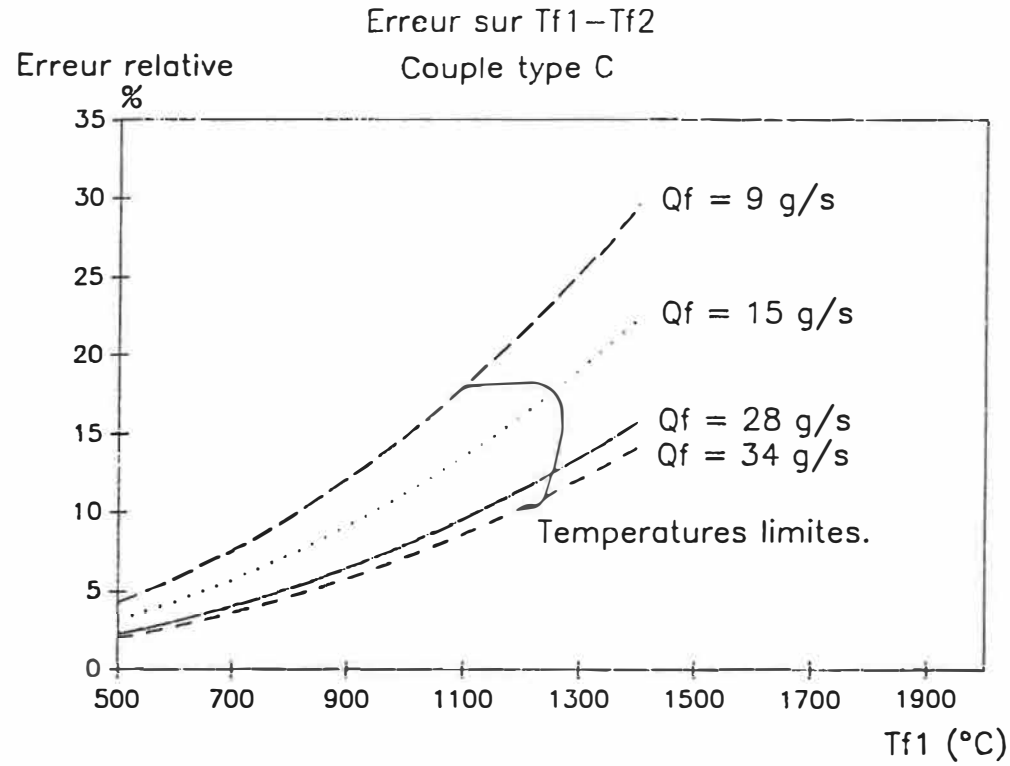


Figure 4.2 a et b: Effet du rayonnement sur la mesure des températures de fumées.



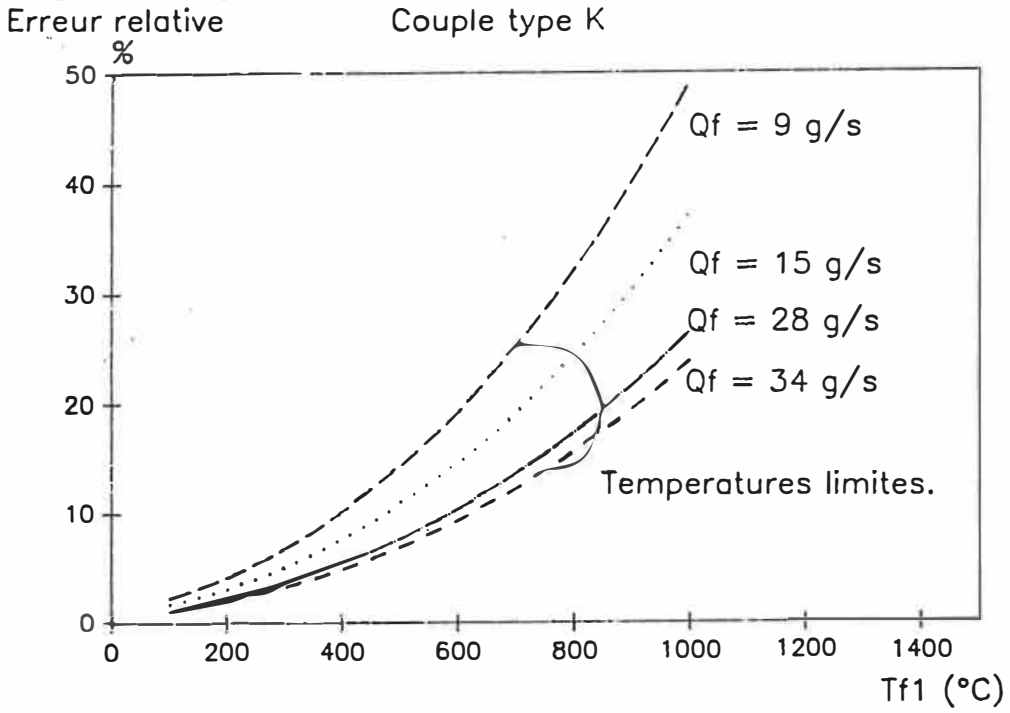


Figure 4.3 a et b: Sous évaluation faite sans correction du rayonnement.

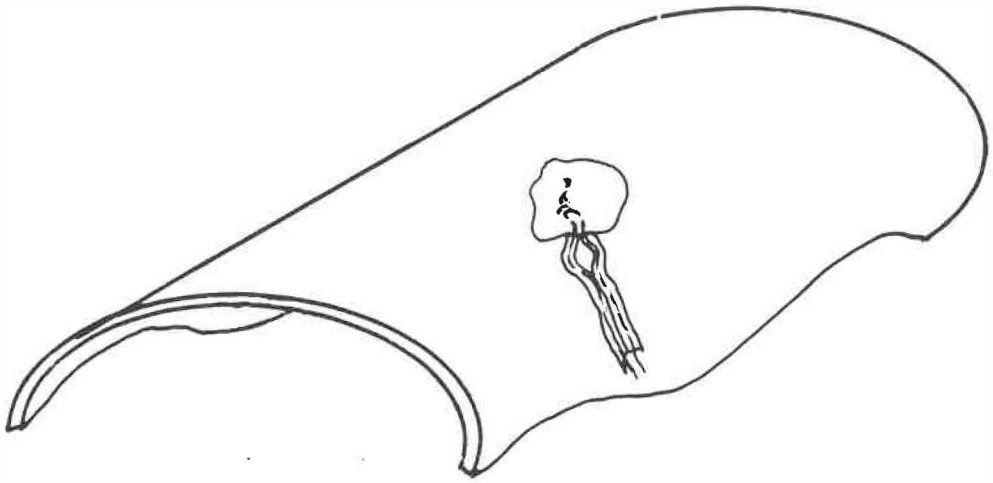


Figure 4.4: Mesure de la température de paroi.

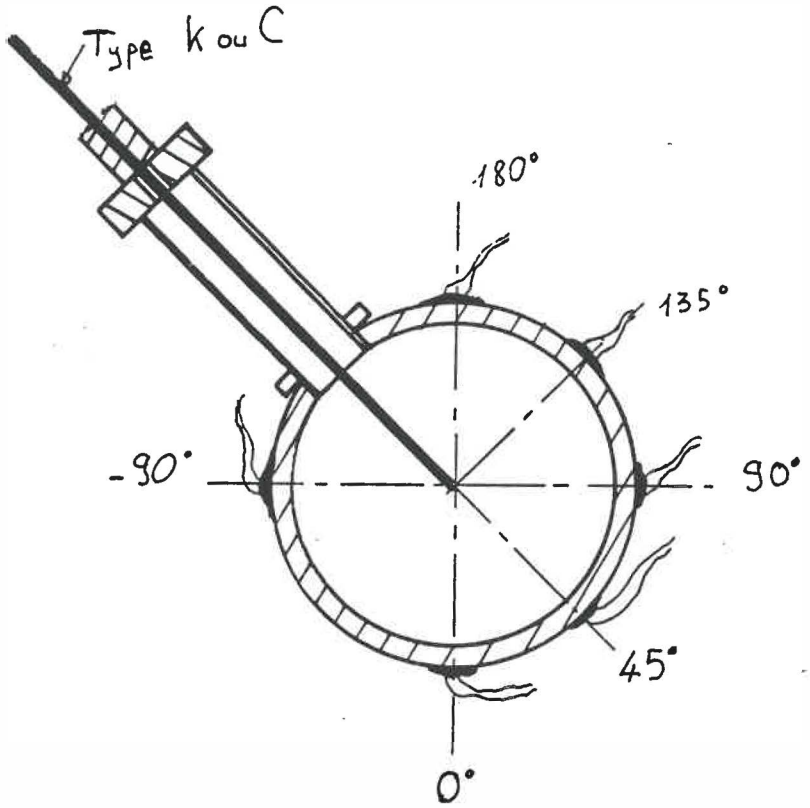


Figure 4.5: Disposition des points de mesure.

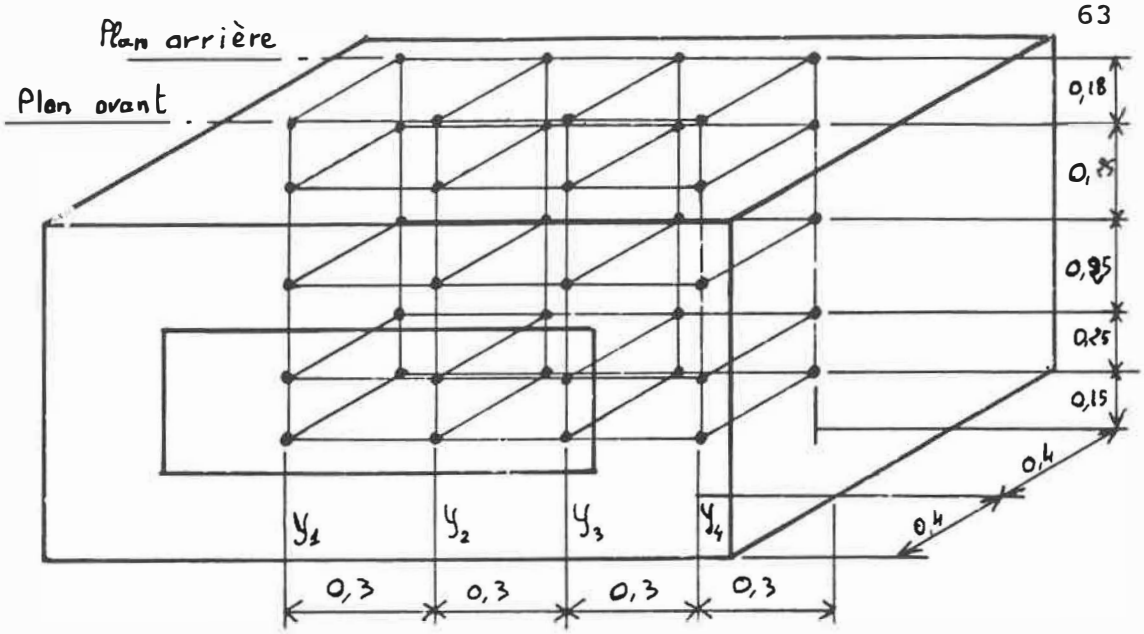


Figure 4.6: Maillage utilisé pour étudier les gradients de température dans le bain

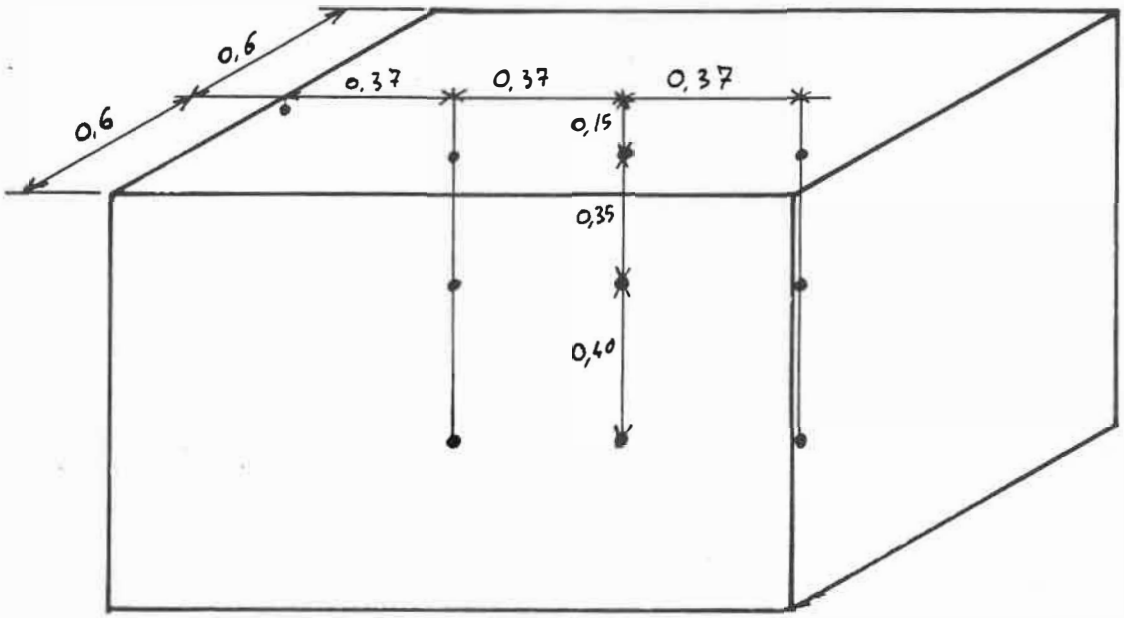


Figure 4.7: Points de mesure pour la température du bain.

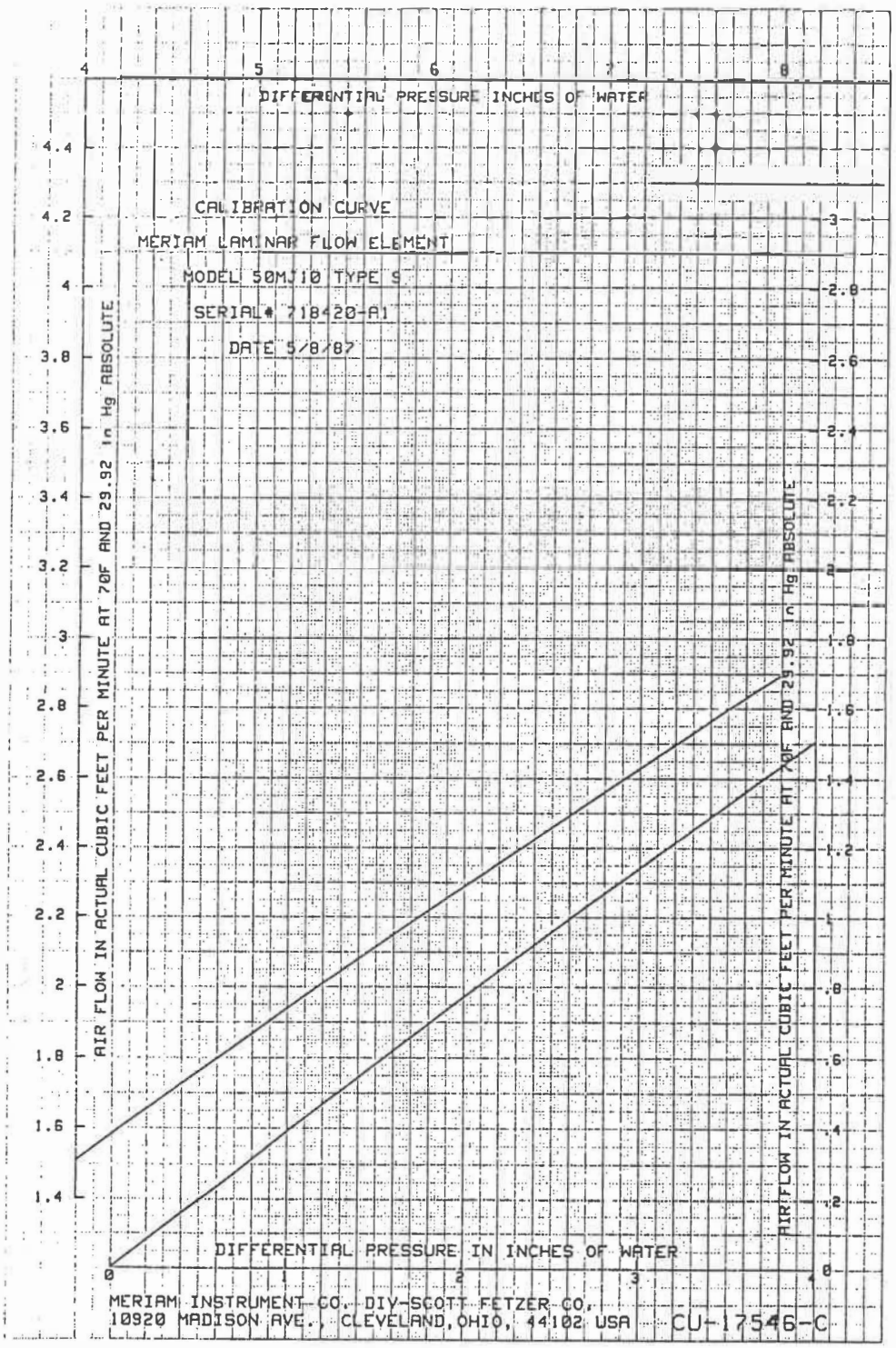


Figure 4.8: Courbe de calibration.

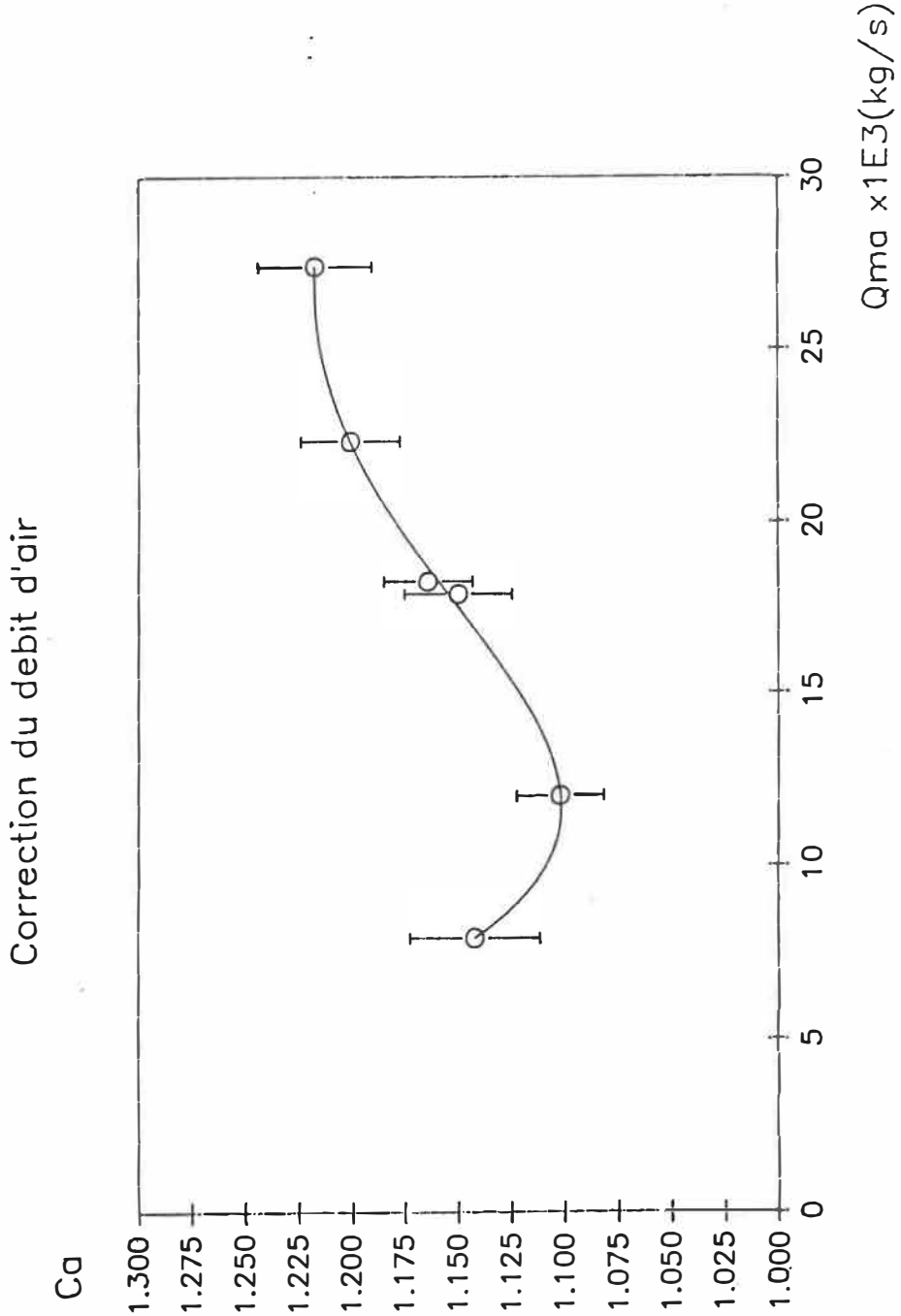


Figure 4.9: Coefficient de correction du débit d'air.

Chapitre 5

5. PROCEDURE EXPERIMENTALE.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, la défaillance d'un thermocouple de type C nous a amené à modifier la procédure expérimentale lorsque nous avons travaillé sur la première longueur droite. Ce chapitre détaille ce qui a été fait pour les autres longueurs et qui aurait dû l'être pour la première. Dans un paragraphe supplémentaire nous précisons la méthode suivie pour obtenir les mesures sur la première longueur.

5.1 Déroulement d'une expérience.

Une expérience comporte typiquement les étapes suivantes:

- Une étape préliminaire de mise en place de l'instrumentation.
- Une étape de relevé des conditions expérimentales.
- Une étape expérimentale à proprement parler.

5.1.1 Etape préliminaire.

Lors de cette étape nous réalisons les opérations suivante.

-Remise à neuf des points de mesure des températures de parois comme nous l'avons décrit dans le chapitre précédent,

-Mise en place de la section test à l'endroit désiré,

-Mise en place des thermocouples de fumées.

A l'issue de ces opérations, la cuve est remplie d'eau jusqu'au niveau du déversoir, soit une hauteur totale de 1.1m. Cette eau provenant du réseau de distribution de l'école dont la température est très stable, nous sommes certain que le bain est homogène en température, d'autant plus que le remplissage induit un très fort brassage. Suivant les saisons cette température évolue entre 2°C et 24°C. Les thermocouples de paroi et de liquide sont alors testés comme indiqué au chapitre précédent.

5.1.2. Relevé des conditions expérimentales.

Comme nous utilisons une seule section test que nous déplaçons le long du tube au cours d'expériences successives, nous devons retrouver, afin de pouvoir effectuer des

comparaisons sur une base solide, les mêmes conditions d'opération.

Comme nous l'expliquions dans le chapitre 3, lorsque la géométrie du système et la nature du liquide est fixée nous ne pouvons faire varier que trois paramètres de façon indépendante.

-Le débit de gaz.

-Le débit d'air.

-La température du bain.

Les débits massiques de gaz et d'air étant calculés par rapport à leur pression absolue, il nous faut connaître la pression de laboratoire. De plus il nous faut connaître l'humidité de l'air comburant pour obtenir une valeur précise du taux d'aération.

Le relevé de ces données expérimentales nous permet de reproduire des expériences en retrouvant des débits massique très proches d'une fois à l'autre, la dispersion maximale sur les débits mesurés ne dépassant pas 3%.

5.1.3 Etape expérimentale.

Dans un premier temps, le brûleur est démarré à une puissance de 20kW et un taux d'aération de 40%. Pendant une demi-heure, le tube reste en fonctionnement à ce régime

afin de permettre à tous les éléments constitutifs de l'appareil d'atteindre le régime permanent. En particulier on observe qu'il faut attendre de 5 à 10mn pour que le ventilateur se stabilise et délivre l'air comburant à une température et une pression de refoulement stable. La chambre de combustion présente l'inertie thermique la plus importante. Après un démarrage à froid, il faut environ 20 à 25mn pour que la température de paroi extérieure se stabilise.

Lorsque nous jugeons que le régime permanent est atteint nous pouvons passer à la prise de mesures pour laquelle la procédure est la suivante:

a) Réglage du brûleur aux débits massiques d'air et de gaz les plus faibles.

b) Après 5mm nécessaires à la stabilisations du débit d'air et du régime de la chambre de combustion, mesures simultanées des températures de fumées, de parois et de liquide pour tous les points définis dans le chapitre précédent. La mesure est répétée trois fois sans attente entre deux prises, afin de pouvoir minimiser d'éventuelles fluctuations.

c) Augmentation de la puissance ou du taux d'aération

puis retour au point -b-, jusqu'à ce que l'on obtienne la puissance la plus élevée.

d) Arrêt du brûleur pour redémarrer immédiatement au point -a-.

Ces opérations sont répétées jusqu'à ce que la température du bain atteigne l'ébullition.

Les points de fonctionnement que nous avons respectés tout au long des expériences sont donnés sur le tableau 4.1.

Pb (kW) n	20.2 1.41	20.2 2.22	35.3 1.34	35.3 2.43	49.6 1.44	49.6 2.11	57.9 1.50
Q_g	0.38	0.38	0.66	0.66	0.93	0.93	1.09
Q_a	8.86	13.93	14.61	26.47	22.21	32.39	26.79
Q_f	9.24	14.31	15.27	27.13	23.14	33.33	27.88

Tableau 4.1 Points de consigne respectés

Pendant les expériences

Nota: les débits sont en g/s.

Les débits sont les moyennes de toutes les valeurs obtenues pendant les expériences. Nous avons pu opérer en

permanence dans une plage de ±3% autour de ces points de fonctionnement.

Ces points de fonctionnement nous permettent de balayer complètement la plage de fonctionnement du tube immergé et de recouper certaines de ces mesures, puisque l'on retrouve des débits de fumées voisins dans deux cas (20kW,2.22 et 35kW,1.34) ainsi que (35kW,2.4 et 58kW,1.49). A température de bain égale, pour ces deux couples de point de fonctionnement nous avons des températures de fumées très différentes du fait de la différence des températures de combustion. Ceci nous permet de séparer l'influence de la température des fumées de celle du débit massique.

Remarquons enfin que durant toute l'expérience nous laissons le bain libre d'évoluer en température. Celui-ci est complètement recouvert de "Styrofoam" sur les parois verticales et la surface du bain cette isolation étant suffisante pour rendre les surfaces verticales adiabatiques bien que des pertes non négligeables dues à l'évaporation subsistent sur la surface libre du fait de la non étanchéité de la couverture. Les vitesses de montée en température que nous observons sont très faibles et comprises entre 0.1°C et 0.4°C par minute.

Ces conditions de fonctionnement sont tout à fait représentatives de celles d'un bain industriel utilisé pour

le trempage de matériel.

Pour un tel bain en effet on observe des cycles de fonctionnement du tube immergé commandés par la régulation de l'appareil. Ces régulations généralement du type tout ou rien démarrent l'appareil dés que la température atteint une valeur minimale de l'ordre de 1°C au dessous de la température de consigne pour arrêter le chauffage dés que la température est redevenue suffisamment haute. La procédure expérimentale reproduit donc bien des conditions d'opération réalistes, les mouvements de convection à l'intérieur du bain étant dûs uniquement au chauffage.

D'autre part le délai que nous respectons entre le réglage du brûleur à un point de fonctionnement donné et la prise de mesure permet de s'assurer que l'appareil est en phase de chauffage permanent, c'est à dire que les variations dûes aux modifications de régime du ventilateur et aux modifications de température interne de la chambre de combustion ont été absorbées.

En suivant cette procédure expérimentale nous avons pour chacun des points de fonctionnement définis ci-dessus, un ensemble de mesures pour les températures de fumées et de parois qui couvre toute la plage pour une température de bain allant de 20°C à 100°C. Ces mesures sont représentati-

ves de ce que nous aurions pu obtenir en effectuant pour chacun de ces points de fonctionnement une montée complète en température.

5.2 Modifications pour l'étude de la première longueur.

Nous avons mesuré les températures de fumées en trois points successifs sur le tube afin de recouper nos résultats et d'améliorer éventuellement notre précision de mesure par ce moyen.

Comme nous l'avons dit plus haut, la déviation importante de l'un de nos thermocouples de type C ne nous permettait pas de prendre simultanément et avec profit toutes les températures désirées. Nous avons donc réalisé une première expérience en balayant toute la plage de température de bain de la même façon que pour les autres longueurs en ne retenant que les deux premiers points de mesure pour la température de fumée.

A l'issue de cette expérience, nous avons constaté que la température des fumées dans cette première longueur, évoluant entre 700°C et 1250°C suivant les régimes était, pour un point de consigne donné, indépendante de la température du bain, c'est à dire que nous ne pouvions pas corréler les variations de températures constatées (de 15 à

20°C) avec l'évolution de la température du bain. Nous avons alors fait passer les deux thermocouples utilisés aux positions 2 et 3 puis aux positions 1 et 3. Pour ces deux configurations nous avons procédé seulement à deux prises de mesures pour chacun des points de consigne, limitant ainsi la durée de l'expérience. Nous avons pu ainsi obtenir des mesures pour les trois points de mesure. L'exploitation qui en a été faite sera détaillée dans le chapitre 8.

5.3 Terminologie.

Afin de simplifier et d'alléger l'écriture, nous indiquerons les conditions expérimentales dans la suite de ce texte comme suit:

-La puissance sera indiquée par la valeur arrondie, soit 20, 35, 50 et 58.

-Le taux d'aération par une lettre majuscule, P pour les taux d'aérations inférieur à 2, G pour les autres.

Par convention nous numéroterons les longueurs droites en commençant par le brûleur. Ayant travaillé sur les trois premières, la longueur 1 est celle qui est la plus proche du brûleur, la longueur 3 la plus lointaine. De plus pour les trois points de mesures situés sur la section test, le

point 1 sera situé en amont des deux autres par rapport au sens d'écoulement des fumées, et sera donc toujours le plus chaud.

Chapitre 6

6. TEMPERATURE DU BAIN.

La première série d'expériences a été conduite pour mettre en évidence l'existence de gradients de température dans le bain. Rappelons que nous avions disposé 40 thermocouples à l'intérieur du bassin suivant la disposition exposée en Figure 4.6.

Les expériences ont été faites avec des puissances au brûleur légèrement différentes de celles qui ont été utilisées lors des autres expérimentations, c'est à dire 15, 30 et 50kW avec des taux d'aération de 1.4. Les résultats sont présentés sur les figures 6.1 à 6.6. Sur ces figures sont portées en ordonnée la hauteur du point de mesure à partir du fond de la cuve et en abscisse l'écart entre la température mesurée en ce point et la température moyenne du bain calculée en faisant la moyenne des quarante températures mesurées. Chaque figure compte quatre courbes représentant les positions par rapport à la direction Y. Sur les figures X.X.a sont portées les mesures faites dans le plan avant, respectivement b se réfère au plan arrière (Voir Fig.4.6).

Ces courbes montrent que la majorité des températures mesurées s'écartent de moins de 0.7°C de la valeur moyenne, du moins en ce qui concerne les points situés loin du brûleur (Y3 et Y4) ou proche de la surface du bain (Hauteur≥60cm courbe Y1 et Y2). Il semblerait en outre qu'il existât un faible gradient vertical. On peut noter une augmentation de ce gradient lorsque la puissance de chauffage augmente ce qui va dans le sens d'un gradient vertical réel. D'autre part nous ne notons pas de gradient significatif entre les plans avant et arrière. Cependant, dans certain cas il semblerait exister un gradient longitudinal assez faible. Néanmoins, les écarts obtenus sont pratiquement tous dans la marge d'incertitude de notre instrumentation et nous ne pouvons donc conclure de façon définitive sur l'existence de ce gradient de température.

On remarquera aussi que certaines courbes, surtout pour les puissances élevées, présentent un minimum pouvant aller jusqu'à -2°C sur le plan horizontal situé à 15cm du fond de la cuve, suivi d'un maximum sur le plan 45cm. Au dessus, les écarts ont tendance à redevenir comparables à ceux observés pour les autres verticales. Ces observations peuvent être expliquées par des oscillations de la plume convective au-dessus du tube du moins pour les points situés à plus de 20cm au dessus du fond du bain (plan du tube immergé).

Les minimums, mesurés dans un plan horizontal placé au dessous du plan contenant le tube immergé peuvent provenir de l'influence de la masse d'eau plus froide qui se trouve au dessous de ce plan. Cette masse d'eau n'est chauffée que par conduction et par le mélange avec les eaux plus chaudes qui circulent au-dessus.

Néanmoins une étude approfondie de la circulation induite par le chauffage n'étant pas notre objectif, nous nous contenterons de noter que l'on peut considérer que même pour une puissance très faible, n'induisant à priori que peu de mouvement, le bain est très homogène en température. Nous pouvons donc à partir de ce résultat définir une température de bain égale à la moyenne des températures mesurées comme il est indiqué en figure 4.7. C'est cette température de bain que nous utiliserons dans la suite de notre étude.

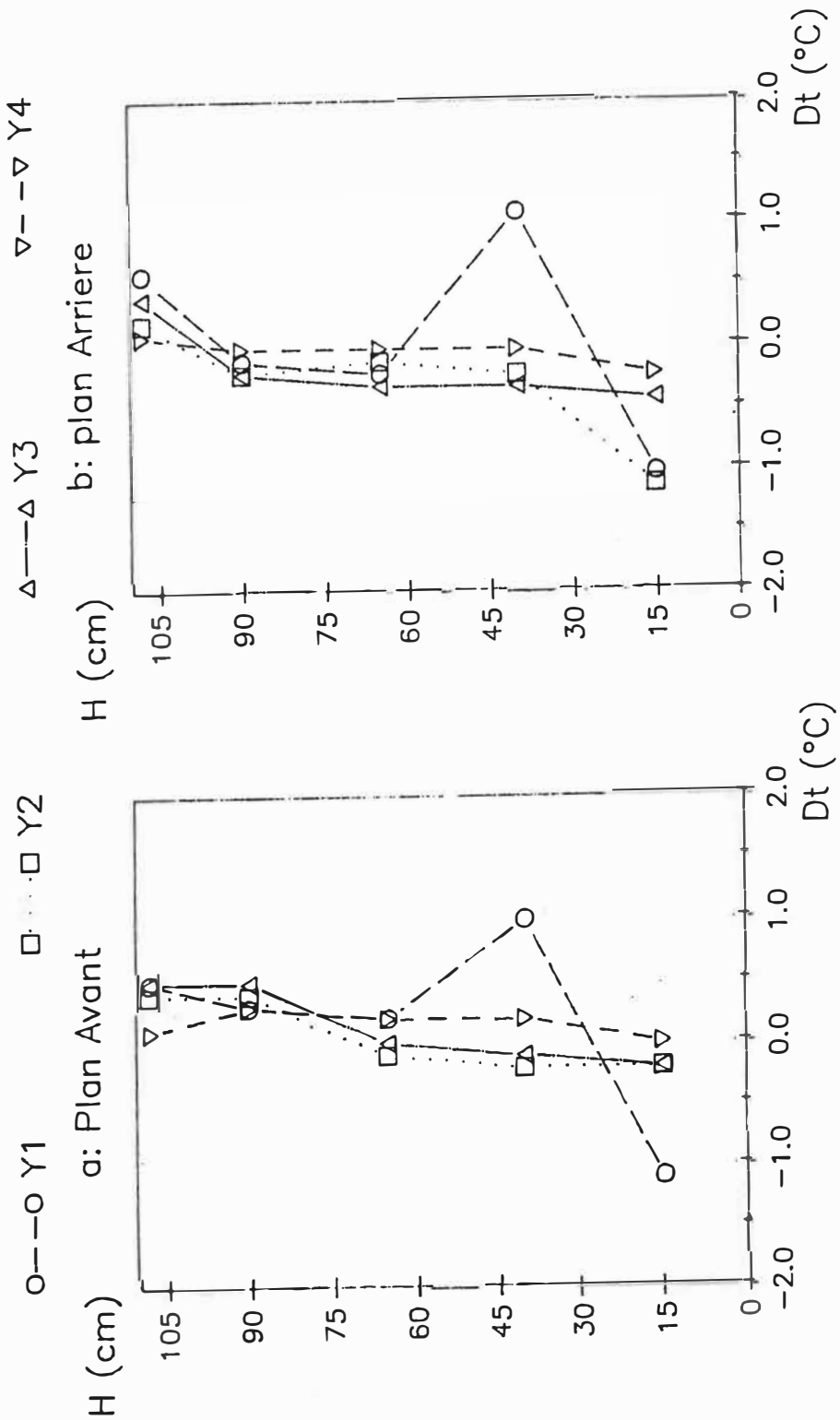


Figure 6.1: Puissance 15kW Température moyenne 8.6°C.

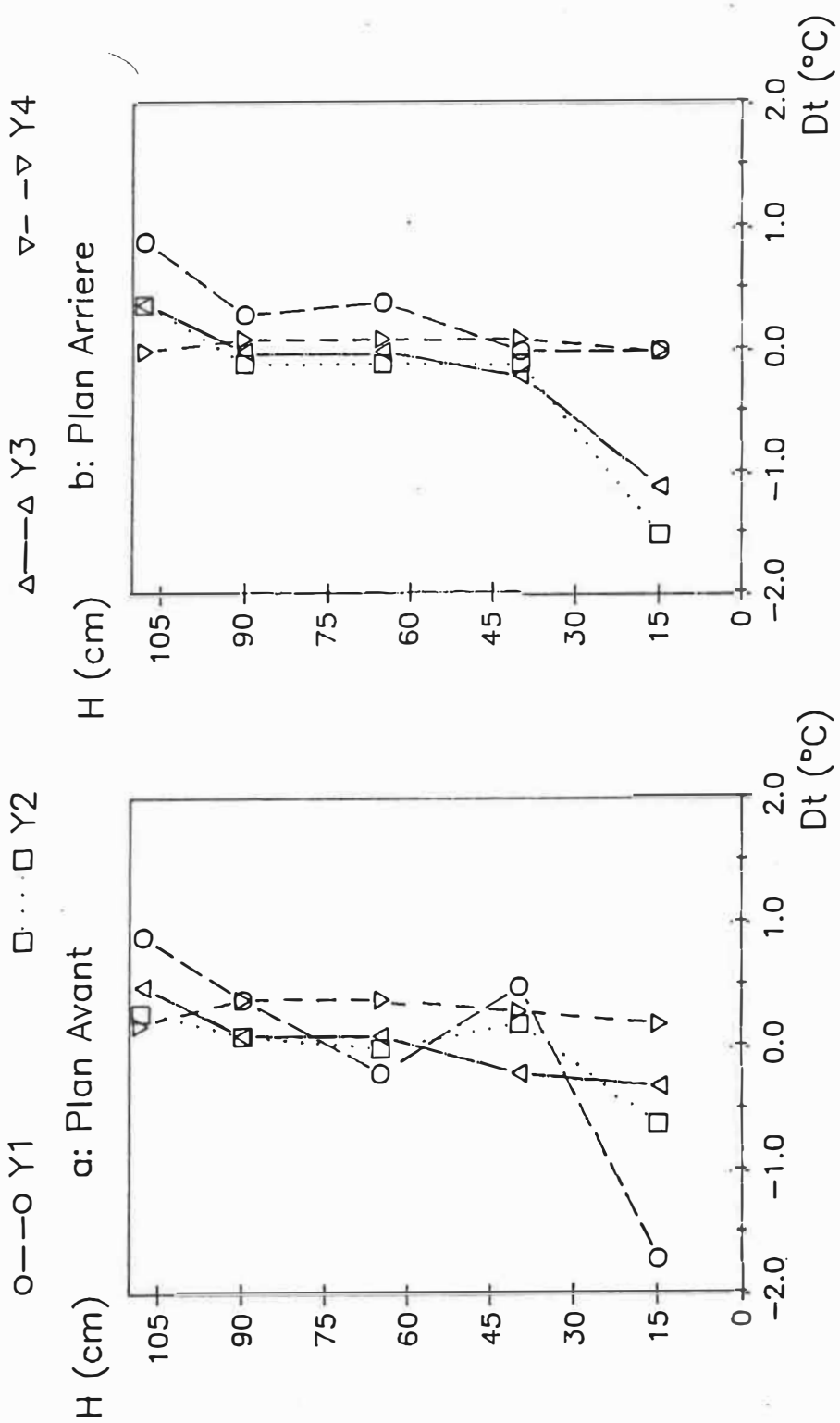


Figure 6.2: Puissance 30kW Température moyenne 21.8°C.

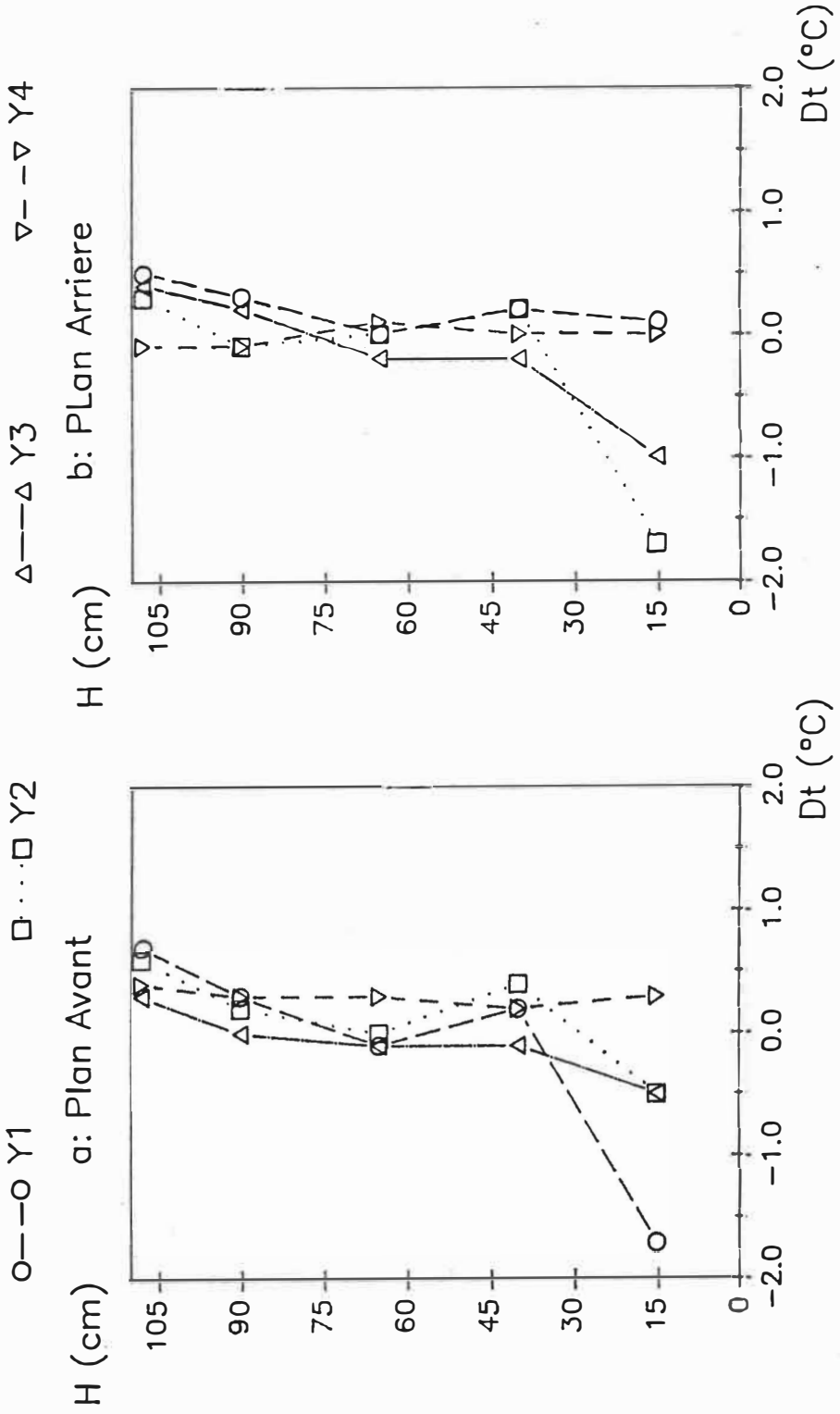


Figure 6.3: Puissance 30kW Température moyenne 31.1°C.

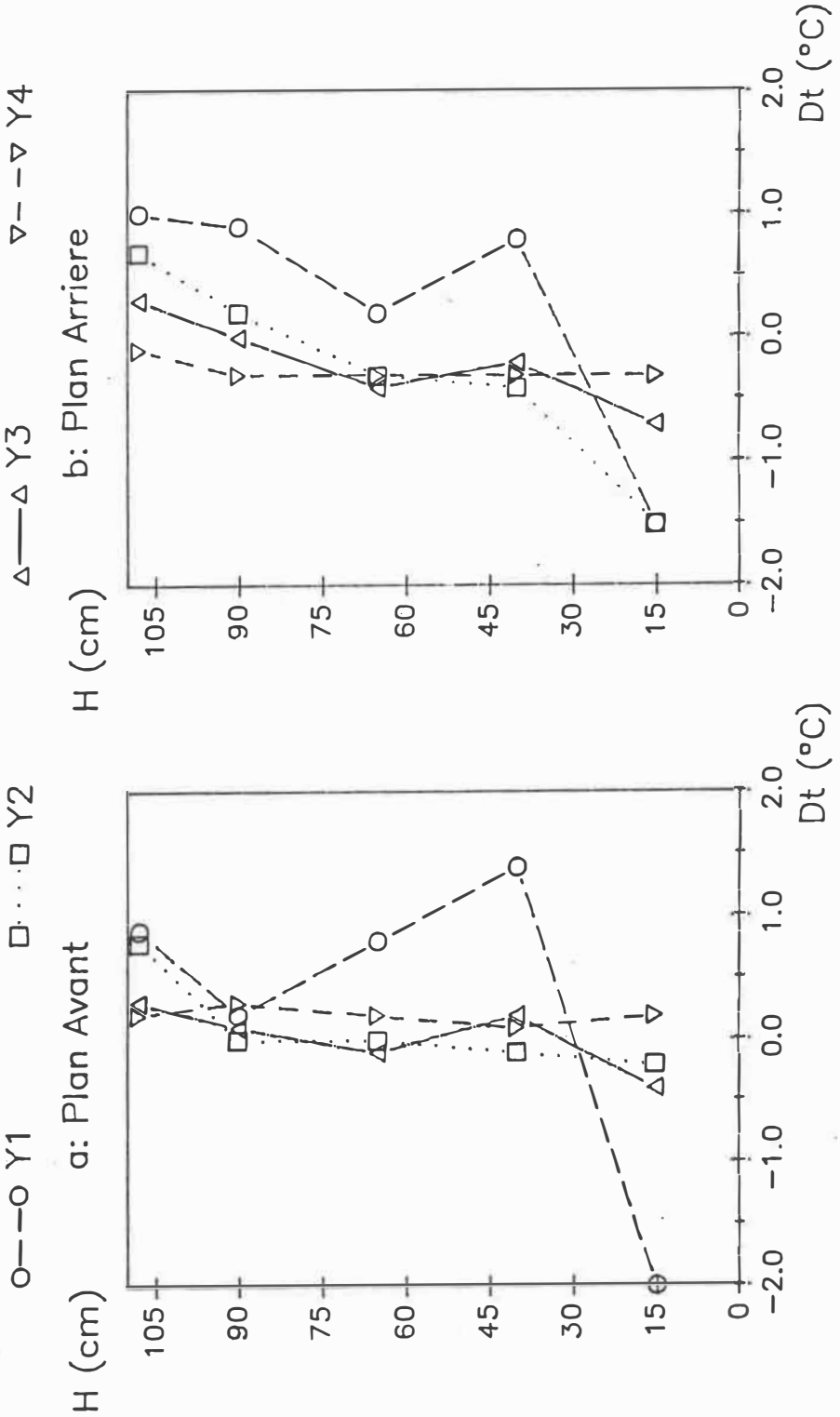


Figure 6.4: Puissance 50kW Température moyenne 20.6°C.

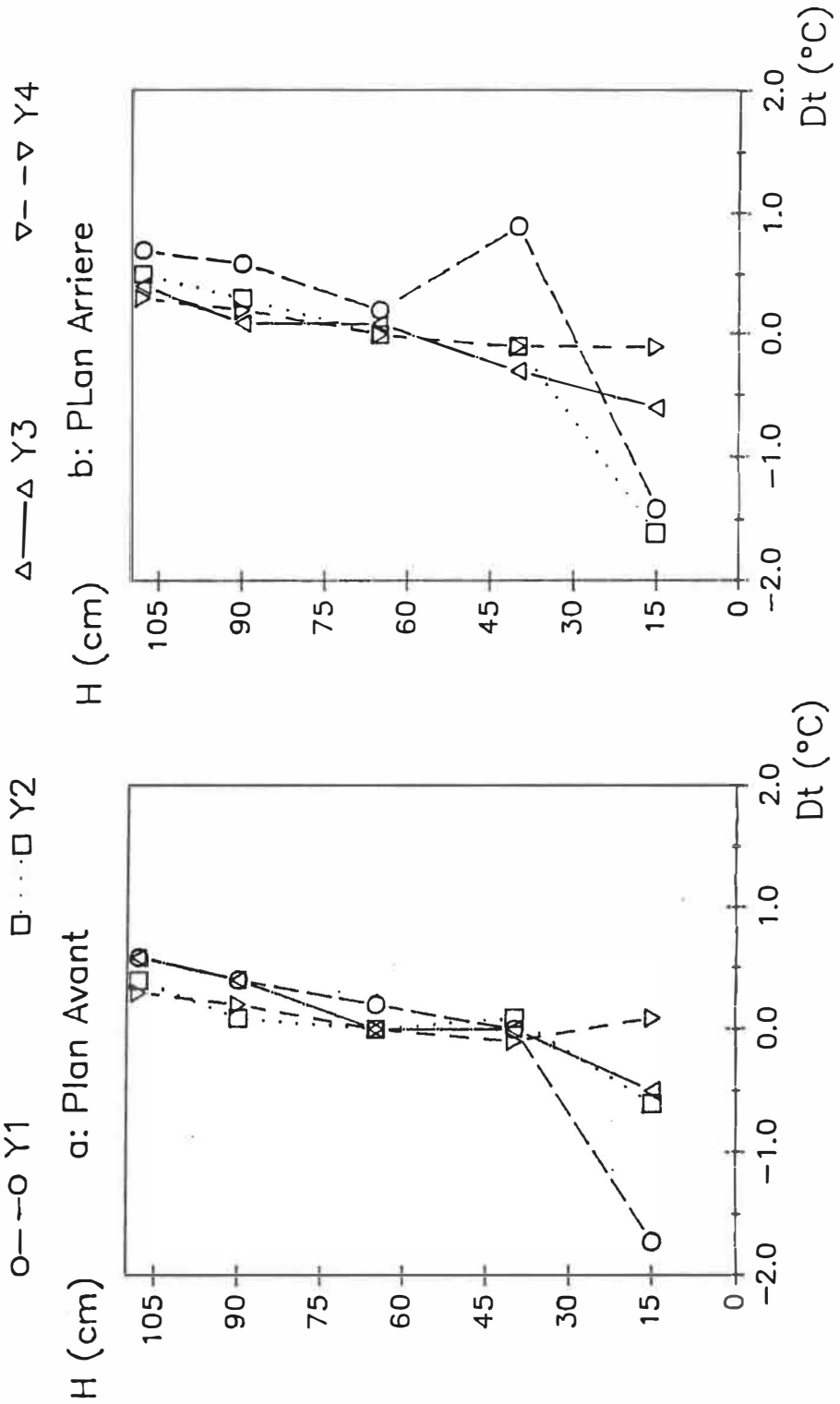


Figure 6.5: Puissance 50kW Température moyenne 34.0°C.

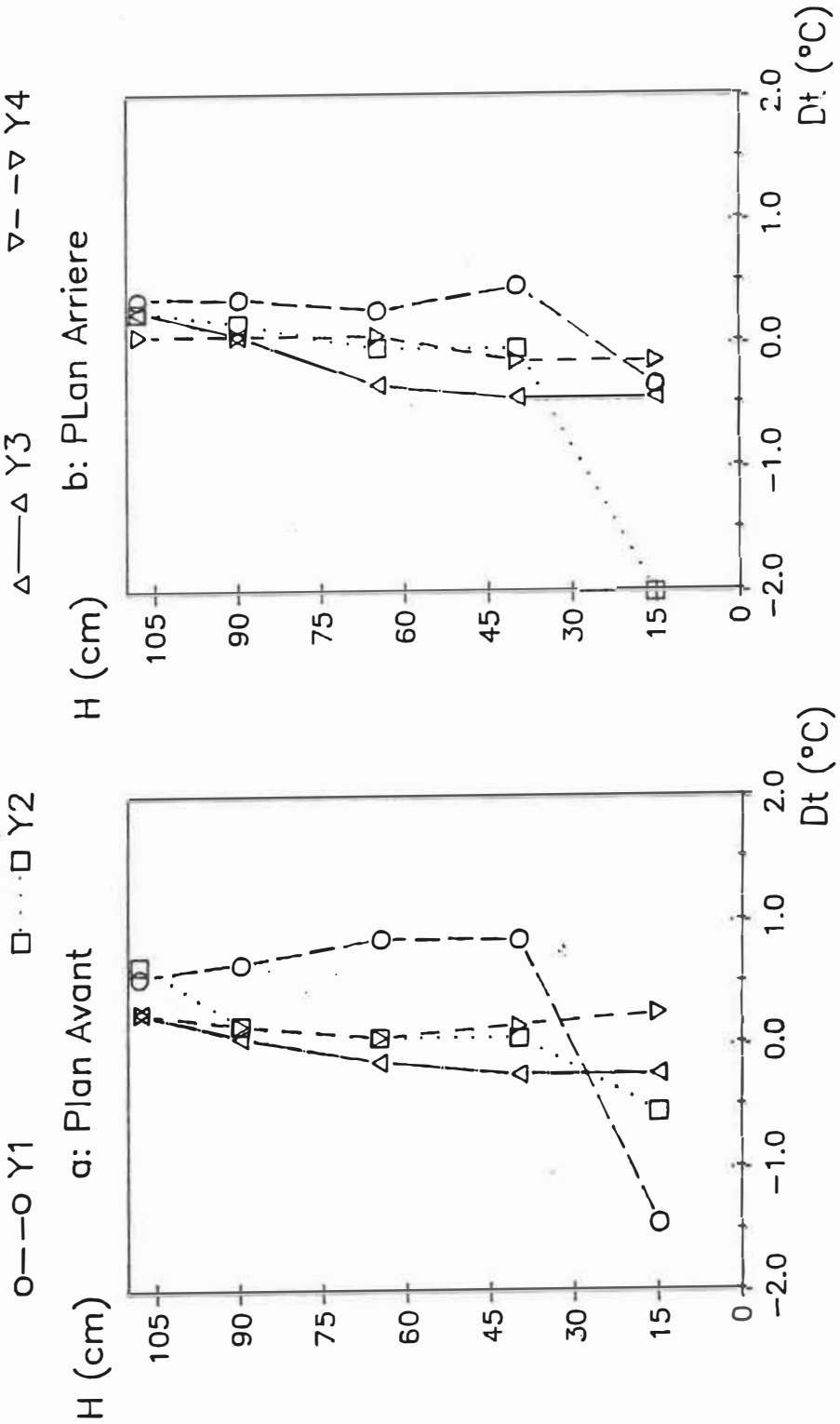


Figure 6.6: Puissance 50kW Température moyenne 49.8°C.

Chapitre 7

7. TEMPERATURES DE FUMEES ET FLUX DE CHALEUR.

7.1 Températures de fumées.

7.1.1 Présentation des résultats.

Pour exploiter les résultats obtenus, nous avons étudié l'évolution des températures de fumées longueur par longueur et pour chaque point de fonctionnement du brûleur (7 points). Nous avons pour ces 21 situations étudié la relation entre la température de fumée mesurée en un point et la température du bain. Dans un deuxième temps, nous avons observé le gradient de température entre deux points successifs sur une même longueur.

Nous avons donc obtenus deux séries de graphiques, la première série donnant les températures de fumées aux trois points de mesures pour chaque longueur en fonction de la température du bain, la deuxième série la différence de température entre les points 1 et 2 puis 2 et 3 en fonction de la température du bain. Chaque graphique est qualifié par la position de la section test sur l'une des trois longueurs droites utilisées et par le point de fonctionnement

du brûleur. Afin d'alléger la présentation nous n'avons pas inclus tous les graphiques dans ce texte, nous contentons de présenter seulement ceux relatifs aux points de fonctionnement 20P, 20G, 35P, 35G, 58P.

Il faut noter que l'étude de la première longueur, pour les raisons présentées au chapitre 6, est plus succincte. En effet, nous n'avons que deux points pour lesquels la température a été mesurée durant toute la montée en température du bain.

Pour chaque graphique, nous avons porté les valeurs telles que mesurées par le thermocouple (*Non Corrigées*) puis les valeurs affectées des corrections dues au rayonnement telles que nous les avons présentées au chapitre 4 (*Corrigées*)

7.1.2 Température de fumée et température de bain.

En reprenant les équations 3.2 du chapitre 3 et après intégration nous pouvons exprimer l'évolution de la température des fumées par:

$$T_f = T_{f0} \cdot e^{K \cdot l} + T_b \cdot (1 - e^{K \cdot l}) \qquad (7.1)$$

où:

$$K = -H_g . \pi . D/Q_f . Cp_m .$$

Dans cette équation, Cp_m est la chaleur spécifique à pression constante moyenne des fumées entre T_{f0} et T_f, et H_g est un coefficient d'échange global fumées-liquide, intégré sur la longueur L entre l'entrée du tube et le point de mesure.

Notons que à une distance L de l'entrée du tube et pour un point fonctionnement donné nous avons:

- T_{f0} température de sortie de la chambre de combustion qui est constante en régime permanent.
- Q_f le débit de fumées est constant.
- Cp_m est soumis à de faibles variations si T_f varie puisqu'il dépend de la température (voir annexe B).
- H_g peut varier en fonction de la température du bain, qui influence le coefficient de convection extérieur et de la température des fumées par l'intermédiaire des variations des propriétés physiques des fluides (voir annexe B).

Les courbes que nous obtenons devraient donc pouvoir être corrélées par une droite si les variations de H_g ne sont pas trop importantes lorsque la température du bain augmente. Or le coefficient de convection paroi-liquide

est, nous l'avons dit, beaucoup plus élevé que le coefficient de convection gaz-paroi, au point que certains auteurs négligent son influence sur le coefficient d'échange global. Des variations de ce coefficient ne devraient donc pas excessivement faire varier H_g.

D'autre part le coefficient de convection gaz-paroi est dépendant de la température des fumées puisque celle-ci est importante quant aux propriétés de transport des gaz. Néanmoins des variations de T_f de 80°C au maximum, puisque c'est la plage de température que nous balayons avec T_b, ne devraient avoir qu'une faible incidence sur la valeur moyenne du coefficient d'échange.

Les figures 7.1 à 7.5 présentent les résultats obtenus pour la troisième longueur, les figures 7.6 à 7.10 pour la seconde et les figures 7.11 à 7.13 pour la première. Nous constatons que sur les deux premières longueurs, la corrélation est très bonne même si certains points expérimentaux s'écartent de la droite de régression. Sur la seconde longueur, on peut cependant noter que la dépendance de T_f par rapport à T_b est faible pour le point 58P et peu discernable des oscillations de température.

Pour la première longueur, il n'est pas possible d'établir une corrélation entre la température des fumées

et la température de bain. Nous savons que une variation de ±3% d'un des débits est possible du fait de la précision des mesures. Or une variation de cet ordre entraîne une variation d'une dizaine de degrés de T_{f0} [9]. Dans ces conditions, pour pouvoir discerner l'influence de l'évolution de la température de bain devant celle des variations aléatoires de débits, il faut que le terme $T_b.(1-e^{K.L})$ induise une variation de 20°C au moins. T_b variant de 20 à 100°C, il faut donc que:

$$1 - e^{K.L} > 0.20/80$$

$$\text{soit,} \quad K.L < -0.288$$

donc, il faut que $H_g > 2.7\ Q_f.Cp_m$ pour que l'on puisse observer une relation entre T_f et T_b. L'ordre de grandeur de Cp_m pour une moyenne entre T_{f0} et T_f est de 1400 J/kg.K (Voir annexe B). Cela impose d'obtenir un coefficient d'échange gaz-liquide moyen sur la première longueur de l'ordre de 34 $W/m^2.°C$ pour le point de fonctionnement 20P et de 100 $W/m^2.°C$ pour le point 58P. Ces valeurs, nous le verrons, sont de l'ordre de celles que nous obtenons expérimentalement. Il est donc compréhensible que en ce point nous ne puissions séparer le signal recherché du bruit de fond.

Une autre constatation vient de la comparaison entre les courbes obtenues pour 20G et 35P d'une part et 35G et 58P d'autre part, ceci pour les longueurs 2 et 3. En effet en se reportant au tableau 4.1, on peut constater que les débits massiques sont très voisins pour ces deux paires (20G, 35P) et (35G, 58P). Nous constatons en comparant les courbes $T_f = f(T_b)$ deux à deux que les PENTES de ces courbes sont très différentes. Or cette différence, prise au même point, donc pour une même longueur, avec un débit très voisin ne peut venir que d'une modification du coefficient K dûe aux variations de H_g ou de Cp_m. Ces variations peuvent avoir deux causes:

-Modification des propriétés de transport dûe aux modifications de température et de composition des fumées entraînant une variation de Cp_m et H_g.

-Modification du coefficient de convection paroi-liquide dûe aux changement de flux à la paroi entraînant une modification de H_g.

Il ne nous est pas possible avec si peu de résultats de séparer l'influence de ces deux facteurs. Ceci justifie néanmoins l'utilisation dans tous nos calculs des propriétés de transport évaluées précisément en fonction de la température des fumées et de leur composition.

Remarquons que les observations précédentes restent valables si l'on traite les températures de fumées après correction de l'effet du rayonnement sur le thermocouple. Nous retrouvons en effet des courbes ayant la même allure générale bien que déplacées vers le haut (la température donnée par le thermocouple étant forcément une sous-estimation de la température de fumée réelle) et dont la pente est légèrement plus accentuée.

7.1.3 Différences de température.

Nous avons présentés en figure 7.16 et 7.17 les différences de température mesurées entre les points 1 et 2 et 2 et 3 pour deux points de fonctionnement 35G et 58P. Ces courbes, tout à fait significatives de l'ensemble des résultats obtenus, montrent que pour un point de fonctionnement donné la différence de température entre deux points voisins ne peut pas être mise en relation avec la température du bain. En reprenant l'équation 7.1 et en remplaçant T_{f0} par T_{f1}, T_f par T_{f2} et L par dl nous avons:

$$T_{f1}-T_{f2} = (T_{f1}-T_b).(1-e^{K'.dl}) \qquad (7.2)$$

Or si T_{f1} est la température obtenue pour une longueur L_1 nous avons:

$$T_{f1} = T_{f0}.e^{K.L1} + T_b.(1-e^{K.L1}) \qquad (7.3)$$

K est le même coefficient que précédemment établi sur la longueur L_1 alors que K' est établi sur la longueur dl.

En rapprochant ces deux équations nous avons:

$$T_{f1}-T_{f2} = (T_{f0} - T_b).e^{K.L1}.(1-e^{K'.dl}) \qquad (7.4)$$

Comme dans le cas de la température de fumée, cette expression représente l'équation d'une droite en fonction de T_b. Si l'on considère la pente de cette droite, $K.L_1$ étant toujours négatif nous avons $e^{K.L1} < 1$, ce qui majore la pente par $(1 - e^{K'.dl})$. Or dl= 0.15m, donc en suivant un raisonnement identique à celui du paragraphe 7.1.2, avec un coefficient d'échange global sur cette longueur de $100W/m^2.K$, la pente de la droite est de 0.049 au plus. Ceci donne au plus une augmentation de $T_{f1}-T_{f2}$ de 4°C pour une variation de T_b couvrant toute la plage de température de bain. Cette valeur doit être considérée comme un maximum jamais atteint. Nous ne pouvons pas espérer obtenir une précision suffisante pour corréler la différence de température entre deux points et la température du bain.

En conséquence nous prendrons dans la suite cette différence de température entre deux points voisins comme égale à la moyenne des chutes de température. L'écart type

de l'ensemble des résultats obtenus pour une longueur et un point de fonctionnement donné est toujours inférieur à 10%.

7.2 Flux de chaleur.

Le flux de chaleur est calculé grâce à l'équation 3.7, et dépend du débit massique de fumées et de la différence de température de fumées entre deux points de mesure. Une conséquence de l'observation du paragraphe précédent, est que la différence de température entre deux points étant indépendante de la température du bain, pour une position et un point de fonctionnement donné, les flux de chaleur seront considérés eux aussi indépendants, dans le domaine d'étude, de la température de bain.

Notons que par rapport aux flux moyens indiqués dans les tableaux suivants, l'écart type des mesures effectuées en un même point est inférieur à 6% donc inférieur à celui constaté pour les différences de température. Cette dispersion était en partie dûe aux variations de débits, or lors du calcul du flux de chaleur, les deux variations ont tendance à se compenser, réduisant les dispersions.

	Longueur 1		Longueur 2		Longueur 3	
	1-2	2-3	1-2	2-3	1-2	2-3
20P	55.8	43.4	28.5	19.3	6.12	6.34
20G	64.5	62.0	29.6	24.3	6.82	5.43
35P	104	70.8	46.9	37.4	13.5	9.8
35G	125	81.8	42.5	38.0	11.8	6.4
50P	139	98.2	66.8	58.7	18.4	13.8
50G	175	123	65.8	59.1	22.2	16.2
58P	152	121	67.8	65.3	21.8	15.5

Tableau 7.1: Flux de chaleur expérimentaux

Sans Correction.

	Longueur 1		Longueur 2		Longueur 3	
	1-2	2-3	1-2	2-3	1-2	2-3
20P	46.9	42.6	23.7	21.2	11.0	10.5
20G	44.7	39.6	25.1	22.9	12.8	12.4
35P	70.8	68.2	41.1	37.6	21.2	20.4
35G	72.3	64.4	43.4	40.9	24.0	23.3
50P	101	91.1	60.6	56.1	32.8	31.7
50G	100	89.7	63.2	59.2	35.7	34.5
58P	127	114	69.2	64.8	39.7	38.4

Tableau 7.2: Flux de chaleur théoriques.

Sans Correction.

	Longueur 1		Longueur 2		Longueur 3	
	1-2	2-3	1-2	2-3	1-2	2-3
20P	69.6	52.6	33.5	22.3	6.64	6.84
20G	72.5	68.4	33.1	26.9	7.21	5.74
35P	129	84.9	55.6	43.6	13.3	10.6
35G	137	88.7	46.7	41.4	12.4	6.7
50P	165	114	78.3	67.8	19.9	14.9
50G	195	136	81.1	65.3	23.5	17.2
58P	179	141	78.6	74.8	23.6	16.7

Tableau 7.3: Flux de chaleur expérimentaux

Avec Correction.

	Longueur 1		Longueur 2		Longueur 3	
	1-2	2-3	1-2	2-3	1-2	2-3
20P	53.0	46.0	24.4	21.5	11.6	11.1
20G	47.8	42.0	26.7	24.3	14.6	14.1
35P	86.4	71.2	45.1	41.0	22.3	21.4
35G	76.3	67.2	45.7	42.9	24.7	24.0
50P	111	98.4	66.2	60.7	34.4	33.1
50G	109	96.6	67.0	62.6	36.9	35.6
58P	127	114	75.0	69.8	41.5	40.1

Tableau 7.4: Flux de chaleur théoriques.

Avec Correction.

Nous pouvons observer en étudiant ces quatres tableaux que:

1)les flux de chaleurs établis sans correction de la température de fumées sont inférieurs à ceux calculés après correction.

2)Que pour une même longueur et un même point de fonctionnement l'écart entre les flux expérimentaux obtenus sur les deux volumes de contrôle est généralement supérieur à ce qui est prédit théoriquement.

3)Les flux de chaleur expérimentaux décroissent beaucoup plus rapidement que les flux de chaleur théoriques.

Le premier point soulevé était attendu. Nous avions estimé par avance que les méthodes de mesure pouvaient amener à sous-estimer le flux de chaleur de 25% environ si aucune correction sur la température des fumées n'était effectuée. En comparant les résultats expérimentaux nous constatons que pour la première longueur la correction de température entraîne une augmentation du flux de chaleur de 8 à 25% la moyenne se situant à 15%. Pour la seconde longueur l'écart va de 10 à 22% la moyenne étant de 15% là aussi. Pour la troisième longueur pour laquelle les températures de fumées sont plus faibles, la correction de température de fumées n'apporte pas de grands changements

sur la valeur du flux de chaleur, l'écart entre les valeurs sans correction et avec correction étant de l'ordre de 8%. Nous voyons aussi que, si la correction des températures modifie la valeur du flux obtenu, elles ont toutes le même effet, ne modifiant en rien les remarques suivantes.

Le second point s'explique mal. S'il est normal que le flux de chaleur diminue lorsque la température des fumées diminue, il est étonnant de trouver de si grands écarts entre deux points voisins. Ces écarts se répercuteront sur les nombres de Nusselt évalués expérimentalement. Dans le cas de la troisième longueur ces différences peuvent être liées à l'incertitude sur la mesure de température des fumées. Celle-ci a été estimée à ±2°C, c'est la marge d'erreur de la mesure donnée par le thermocouple. Or pour la troisième longueur la différence de température la plus faible, mesurée pour 35G entre les points 2 et 3 est de 4.4°C soit du même ordre que l'erreur que l'on peut faire en mesurant les températures concernées. Pour les secondes et premières longueurs, les différences de température sont beaucoup plus importantes, 20 à 50°C et 70 à 100°C respectivement. L'erreur de mesure a donc beaucoup moins d'influence dans ce cas.

Enfin la comparaison point par point entre les flux expérimentaux et les flux prévus par le calcul montre que:

-Sur la troisième longueur les flux expérimentaux sont inférieurs aux flux théoriques de 40% à 100%.

-Sur la seconde longueur ils sont supérieurs de 11% en moyenne aux flux théoriques avec un maximum de 20%.

-Sur la première longueur ils sont supérieurs de 40% en moyenne avec des écarts pouvant aller à 80%.

7.3 Conclusion sur les températures de fumées.

L'étude de l'évolution de la température de fumées montre que celle-ci est cohérente avec ce que l'on pouvait attendre.

Les flux de chaleur obtenus seront pris dans la suite comme indépendants de la température du bain en un point donné. Ils présentent des différences très importantes et difficilement explicables par les seules incertitudes expérimentales, avec les résultats obtenus par une démarche théorique.

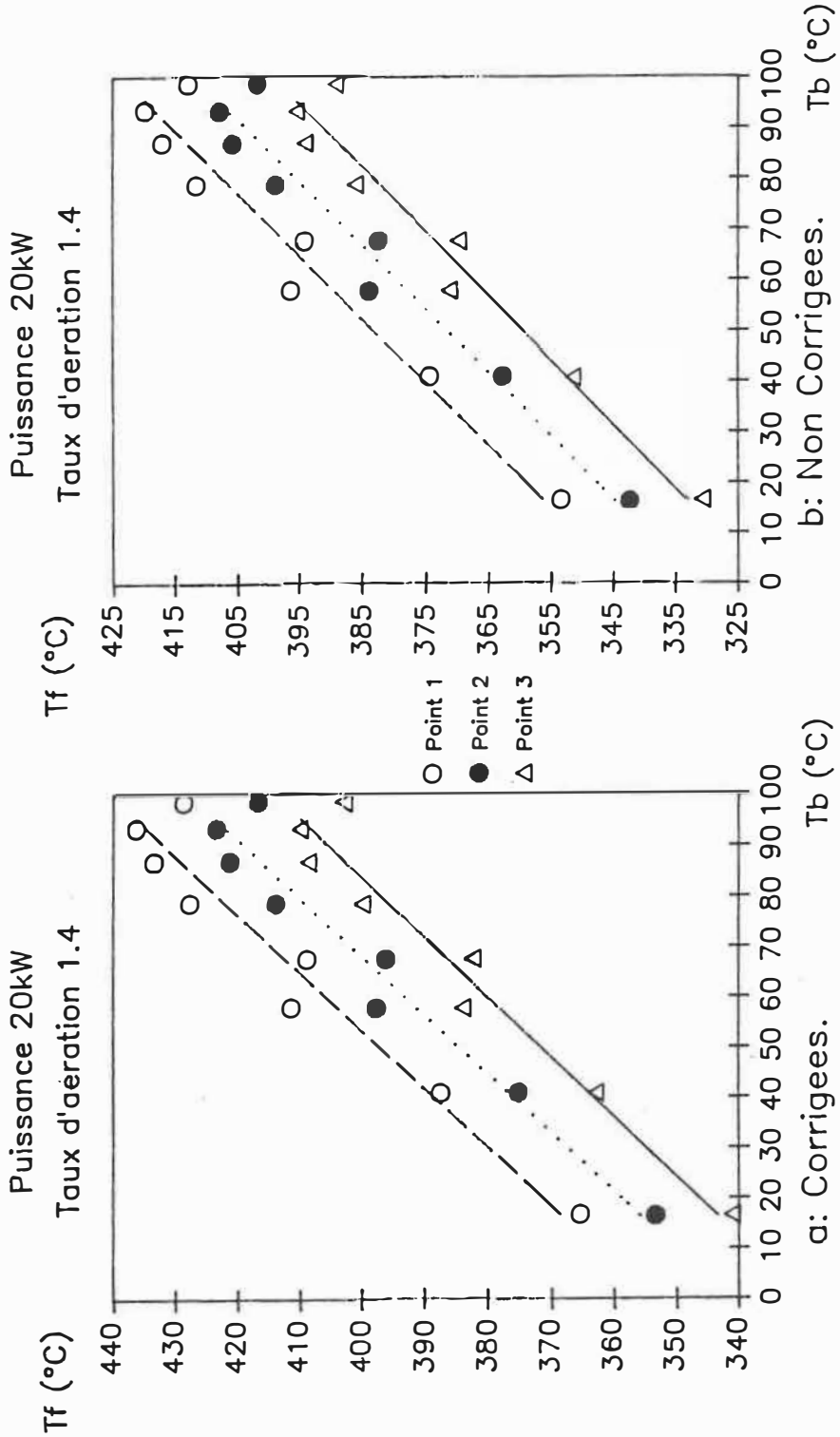


Figure 7.1: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 3. 20P

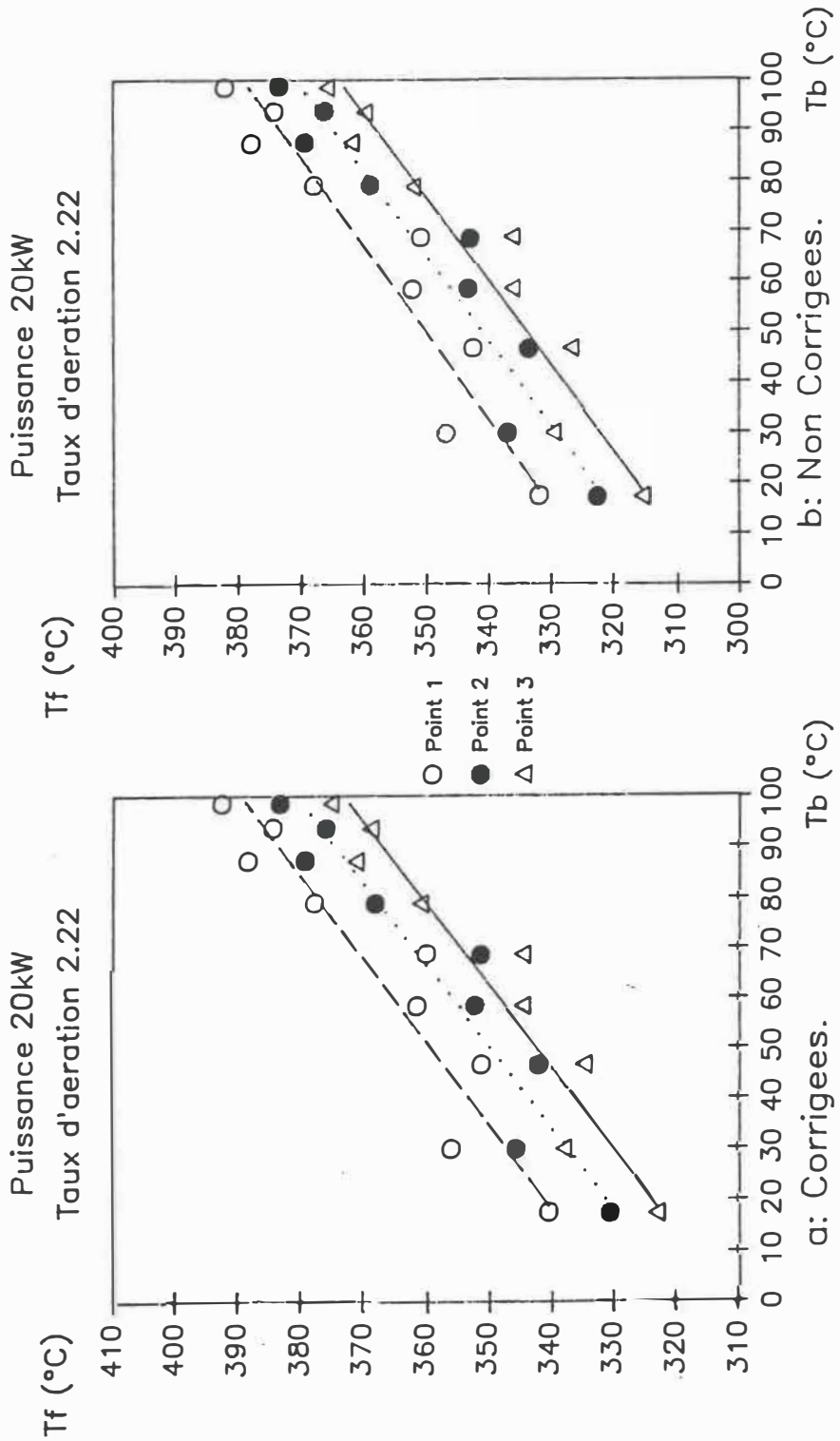


Figure 7.2: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 3. 20G

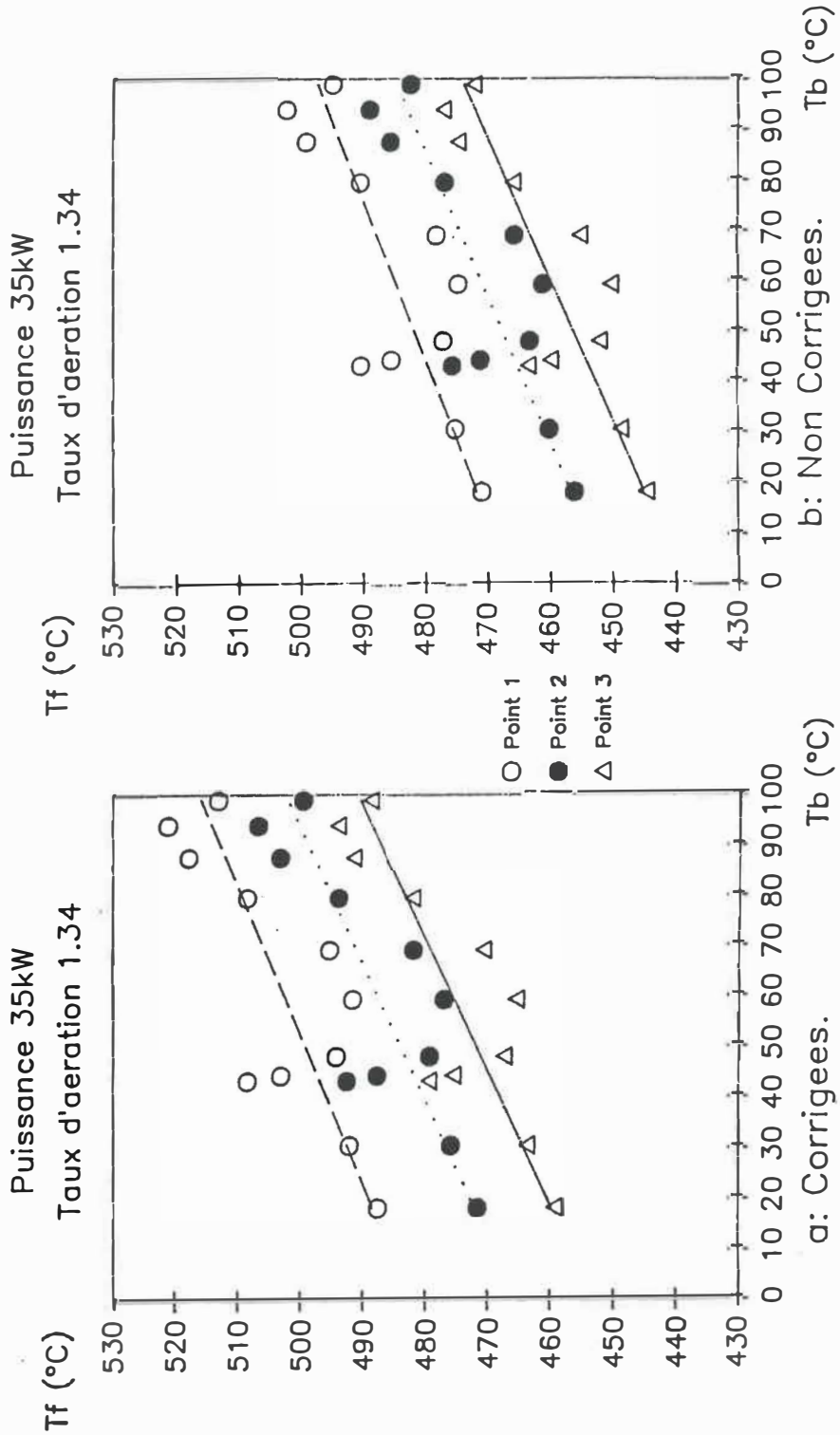


Figure 7.3: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 3. 35P

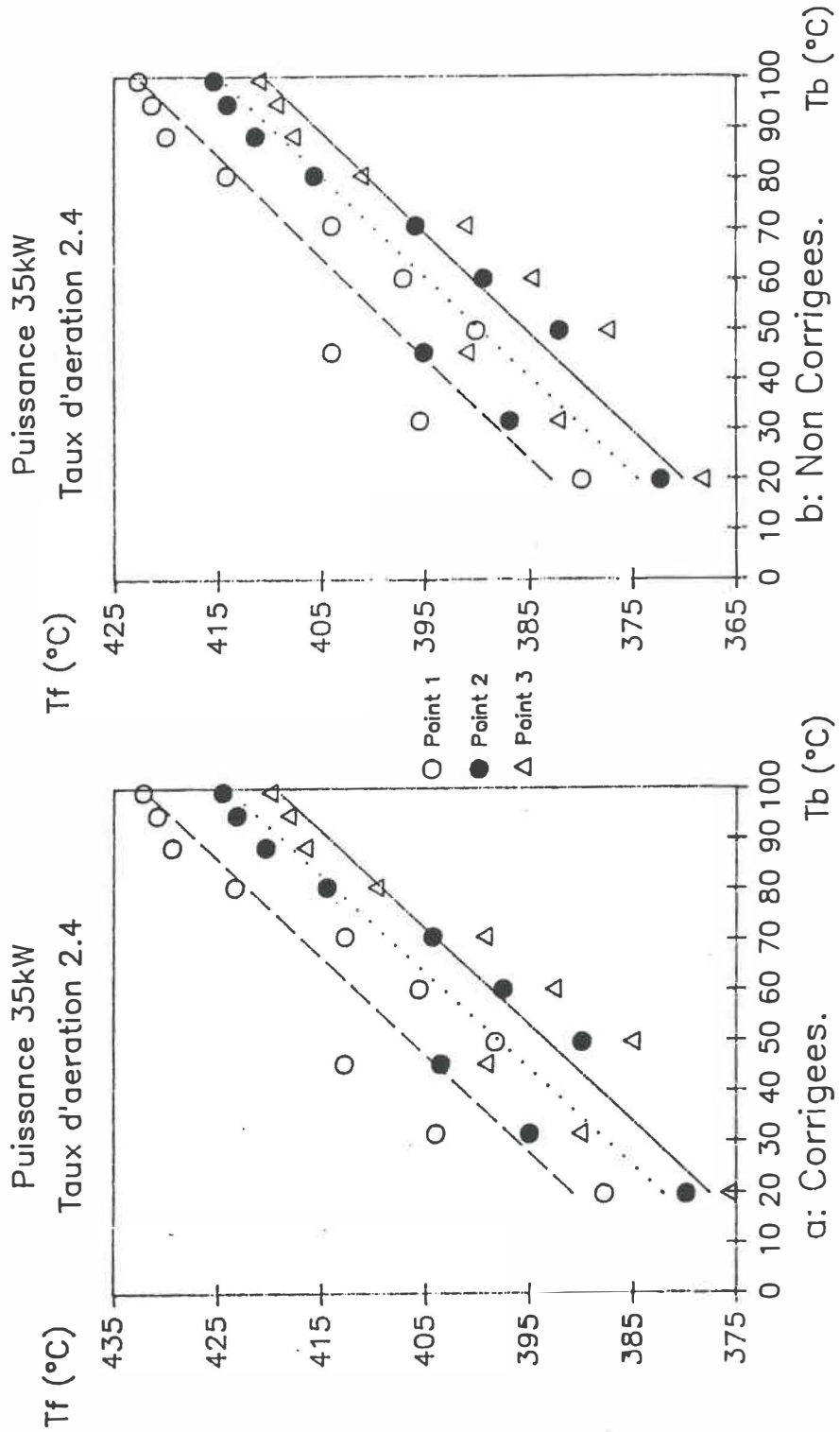


Figure 7.4: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 3. 35G

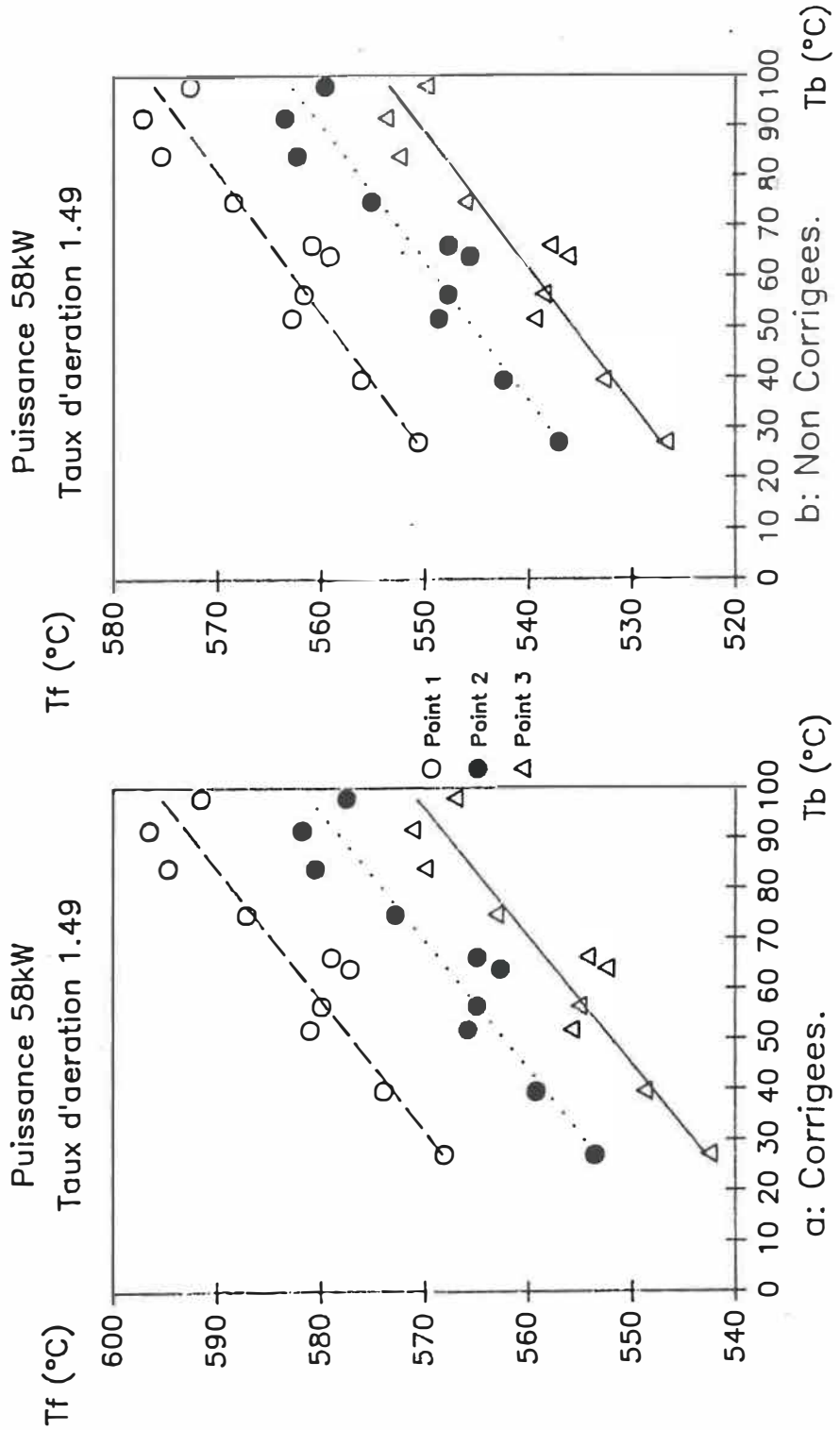


Figure 7.5: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 3. 58P

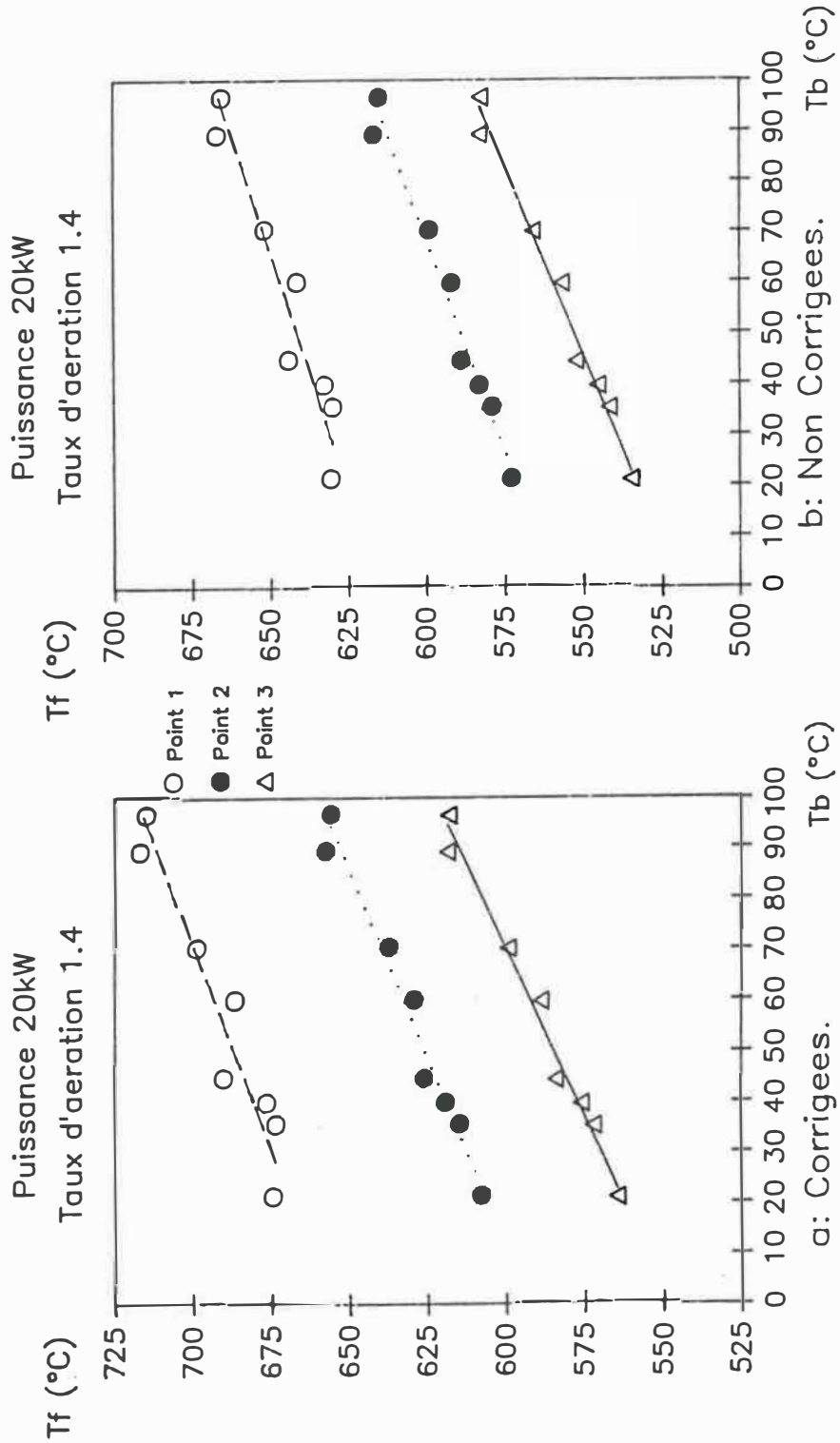


Figure 7.6: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 2. 20P

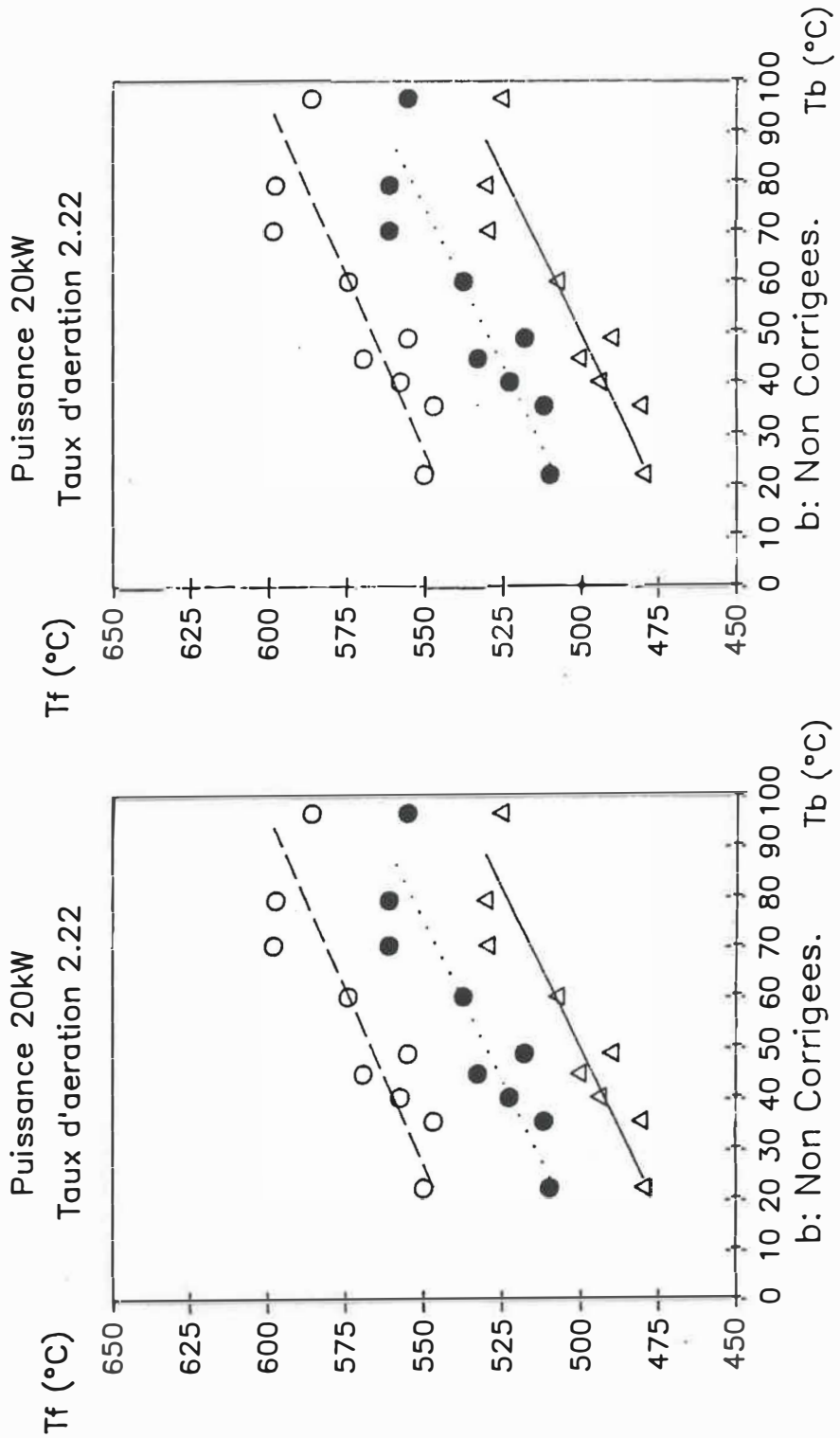


Figure 7.7: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 2. 20G

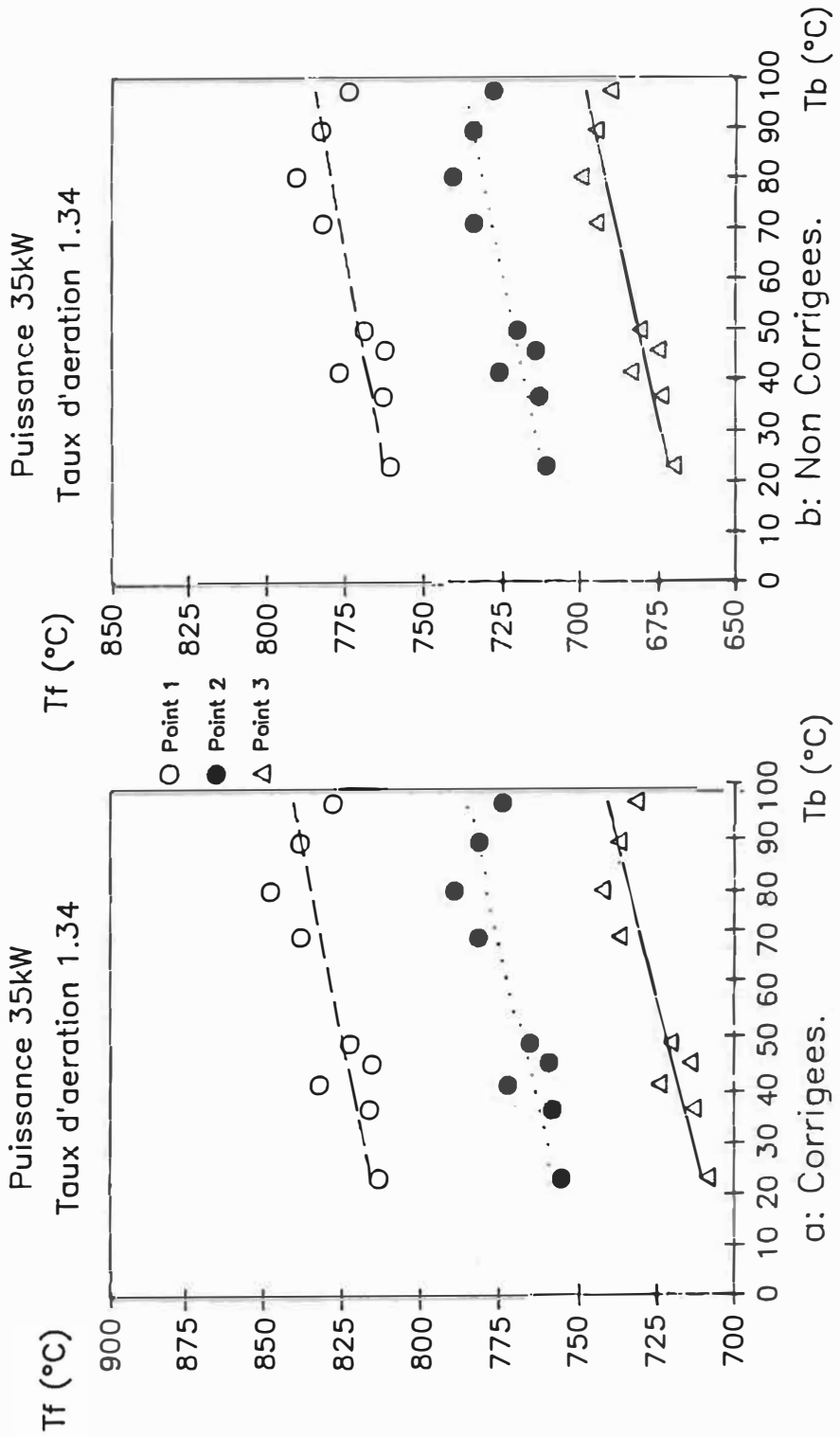


Figure 7.8: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 2. 35P

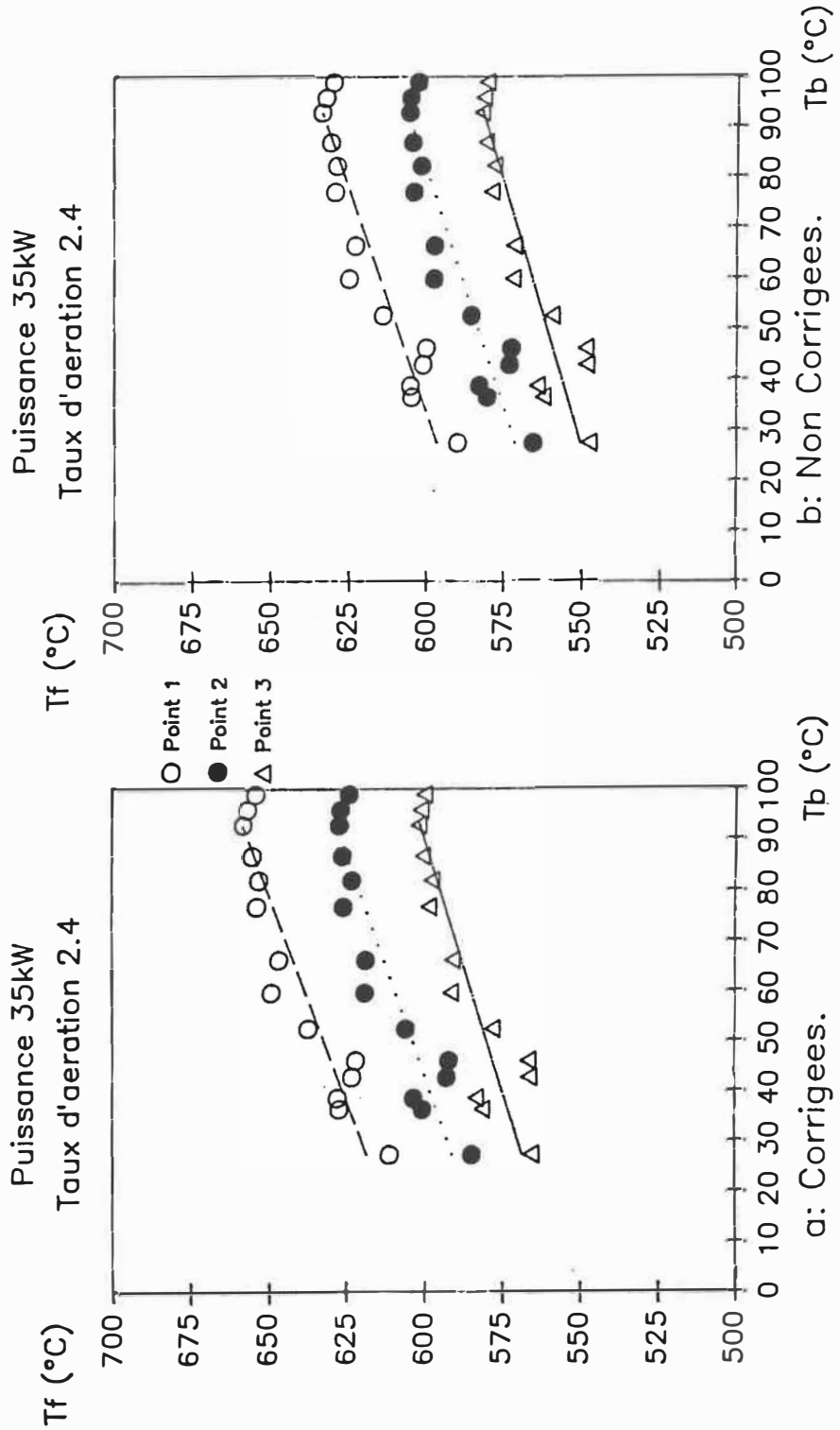


Figure 7.9: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 2. 35G

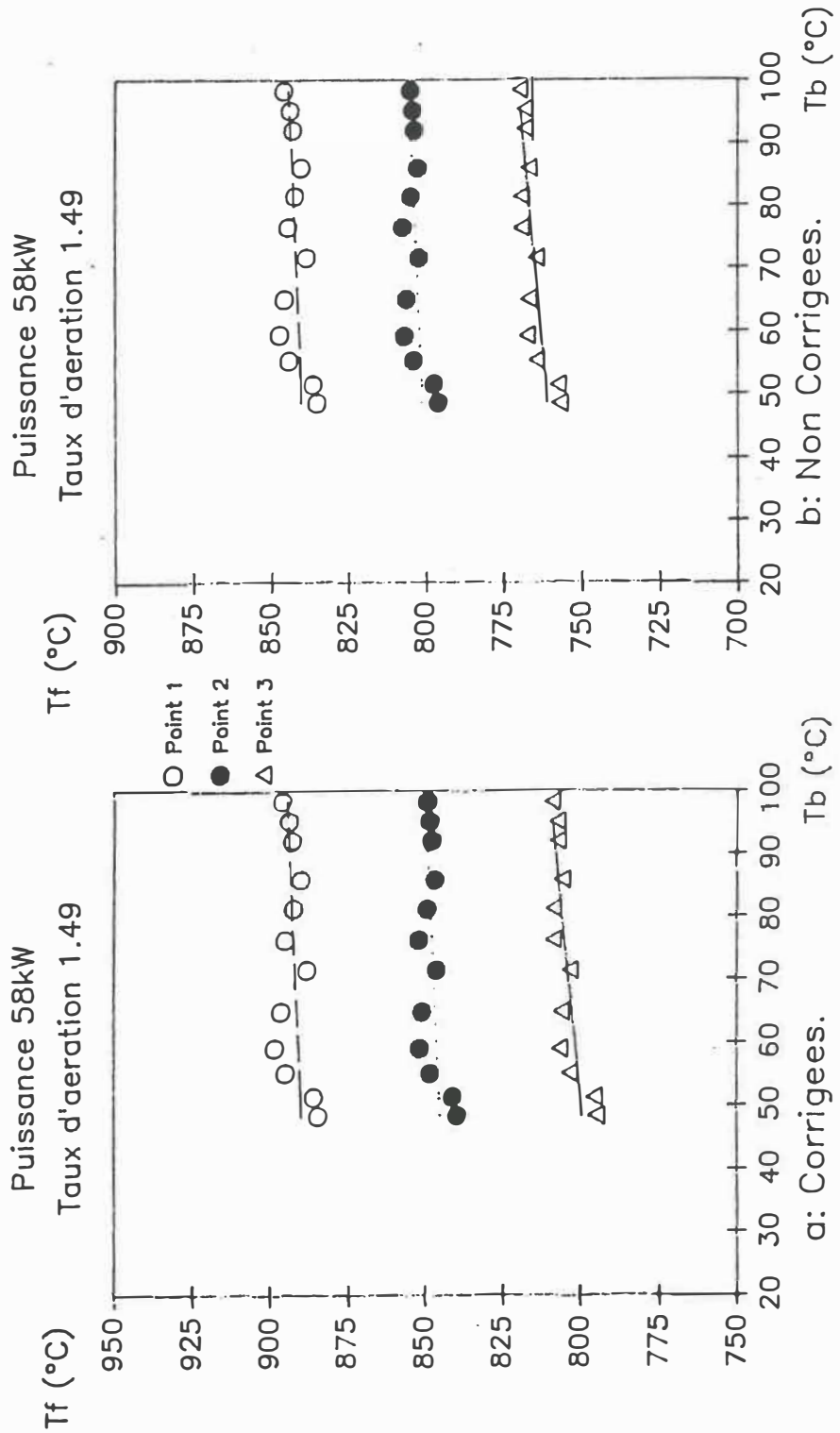


Figure 7.10: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 2. 58P

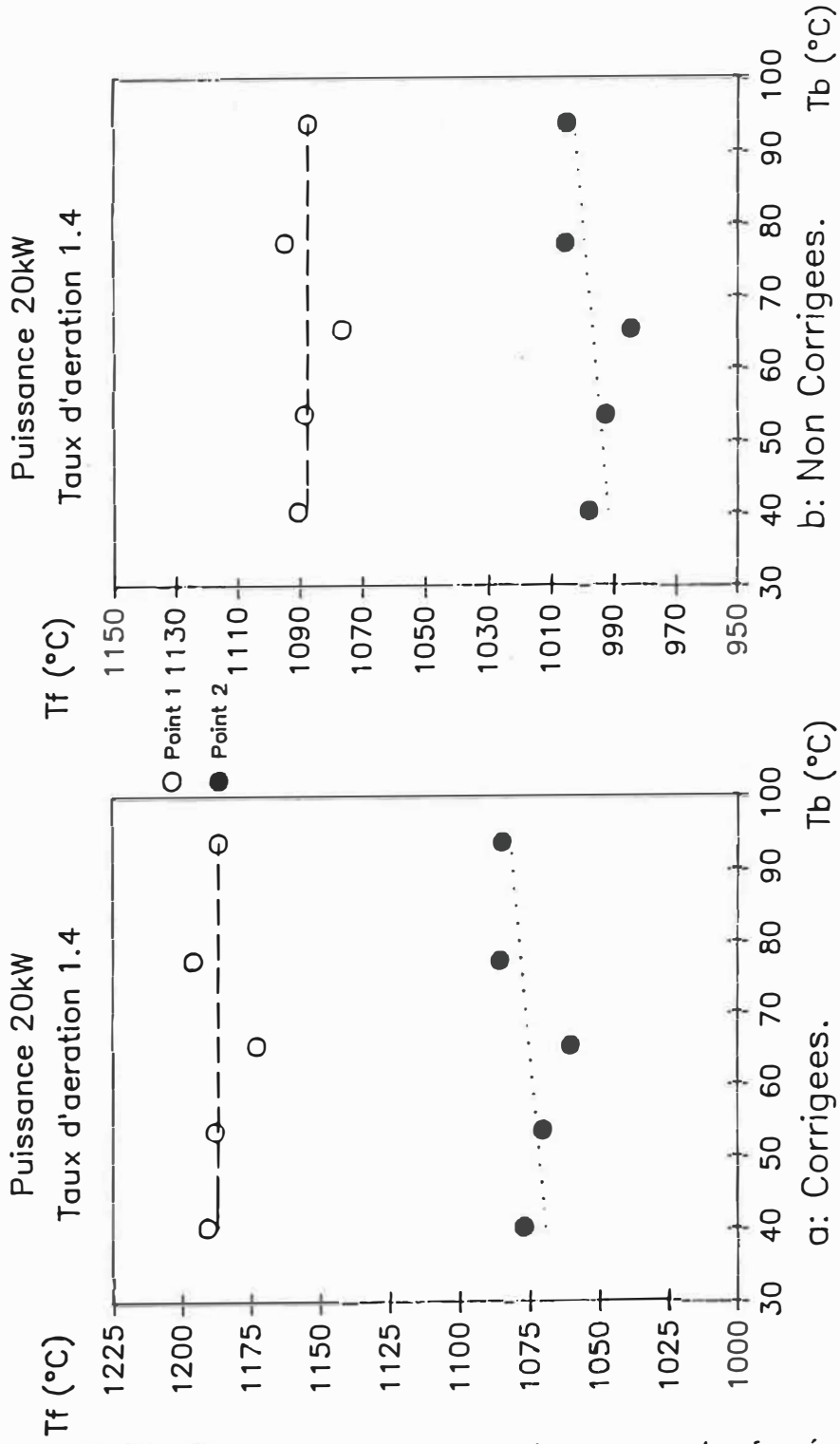


Figure 7.11: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 1. 20P

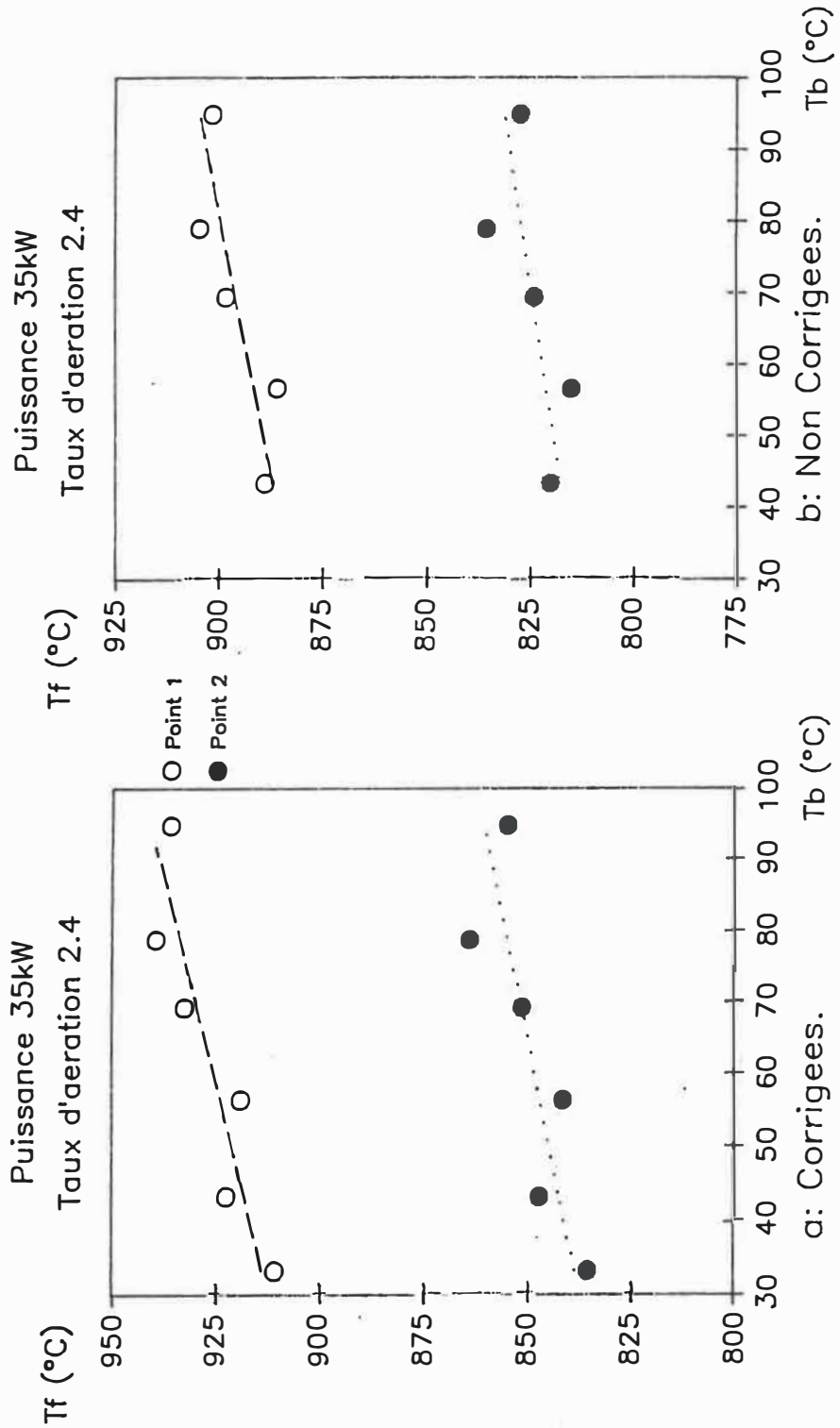


Figure 7.12: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 1. 35G

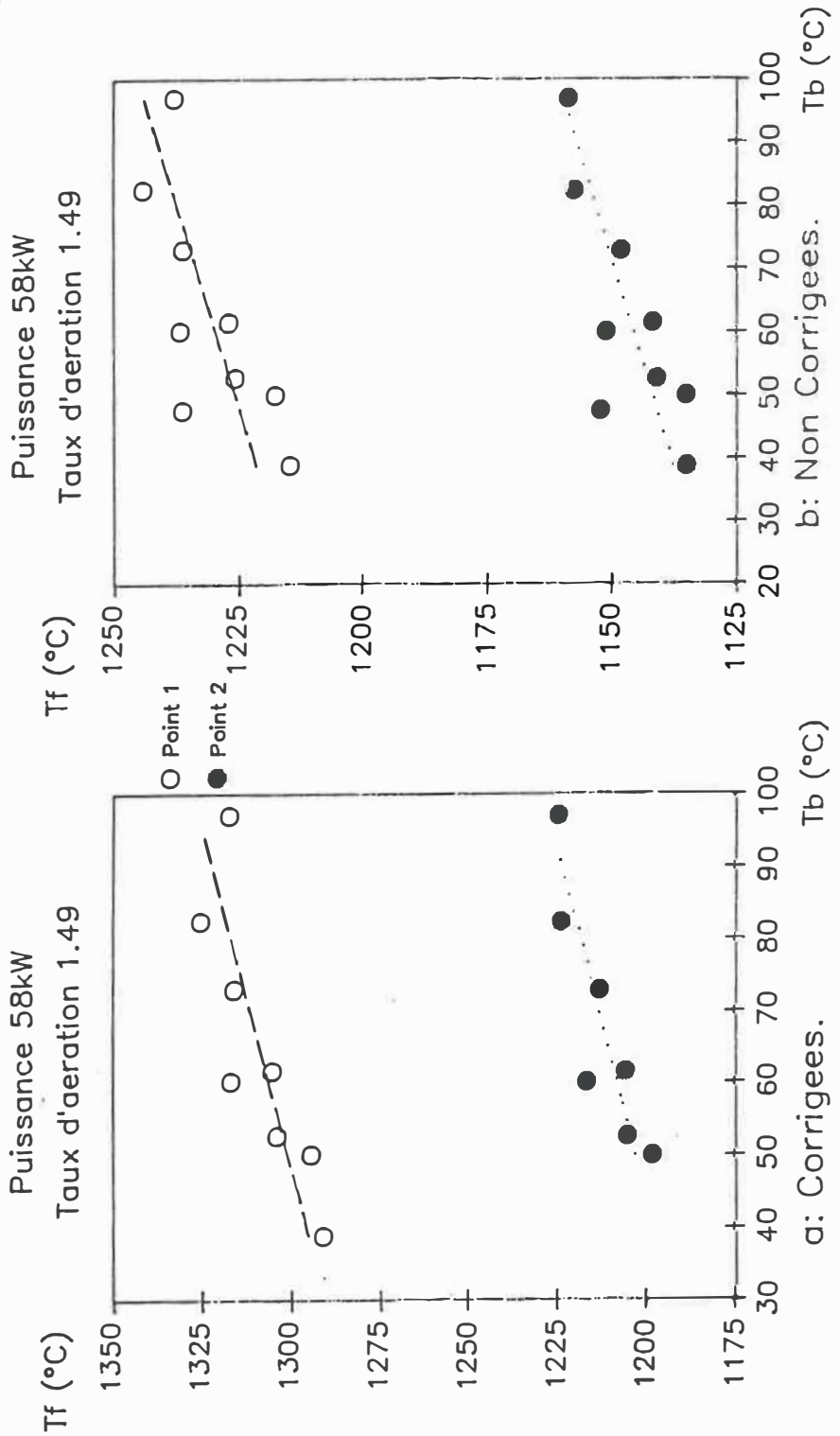


Figure 7.13: Evolution des températures de fumées en fonction de la température de bain

Longueur 1.58P

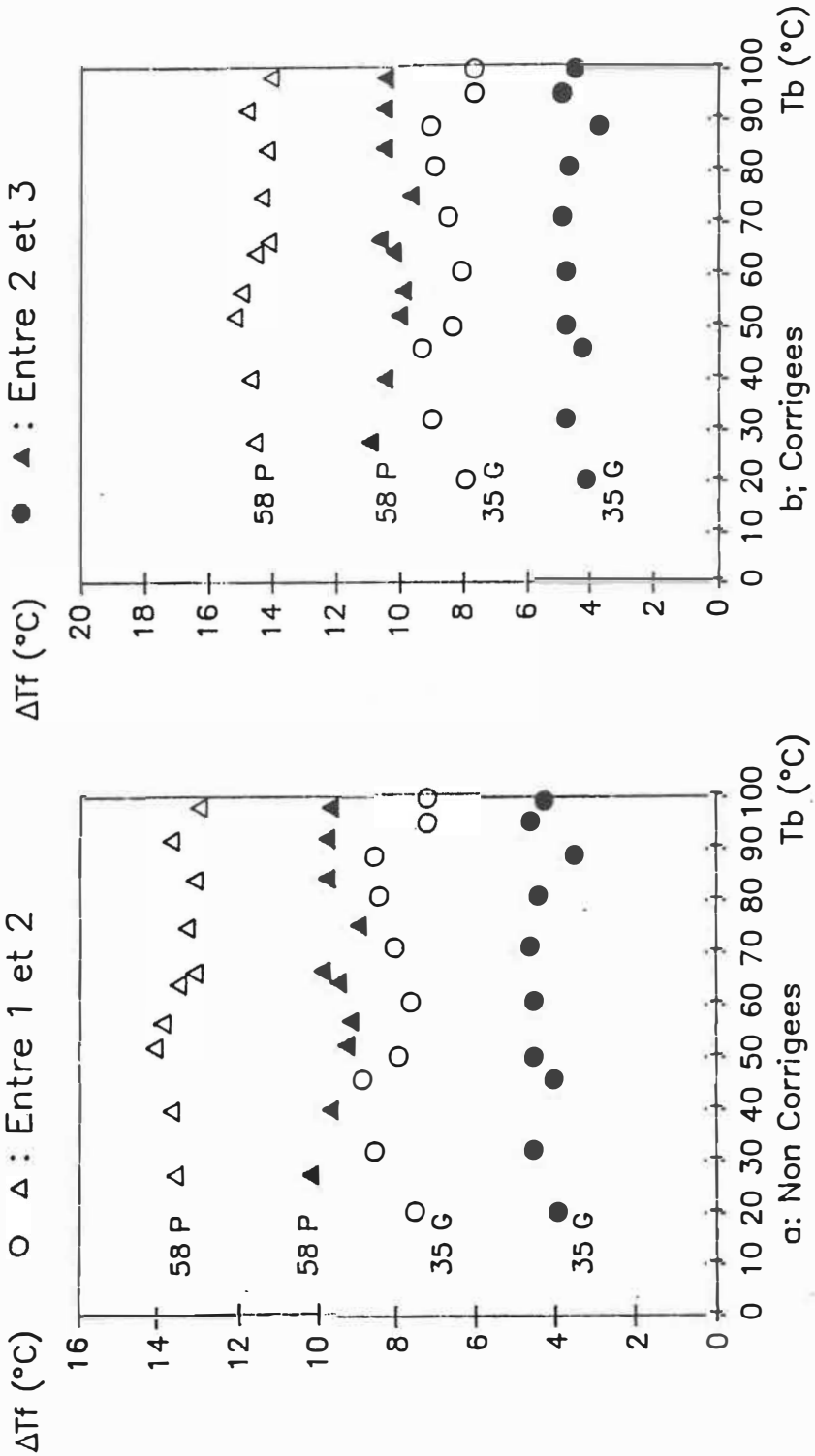


Figure 7.14: Différence de température de fumées entre deux points

Longueur 3.

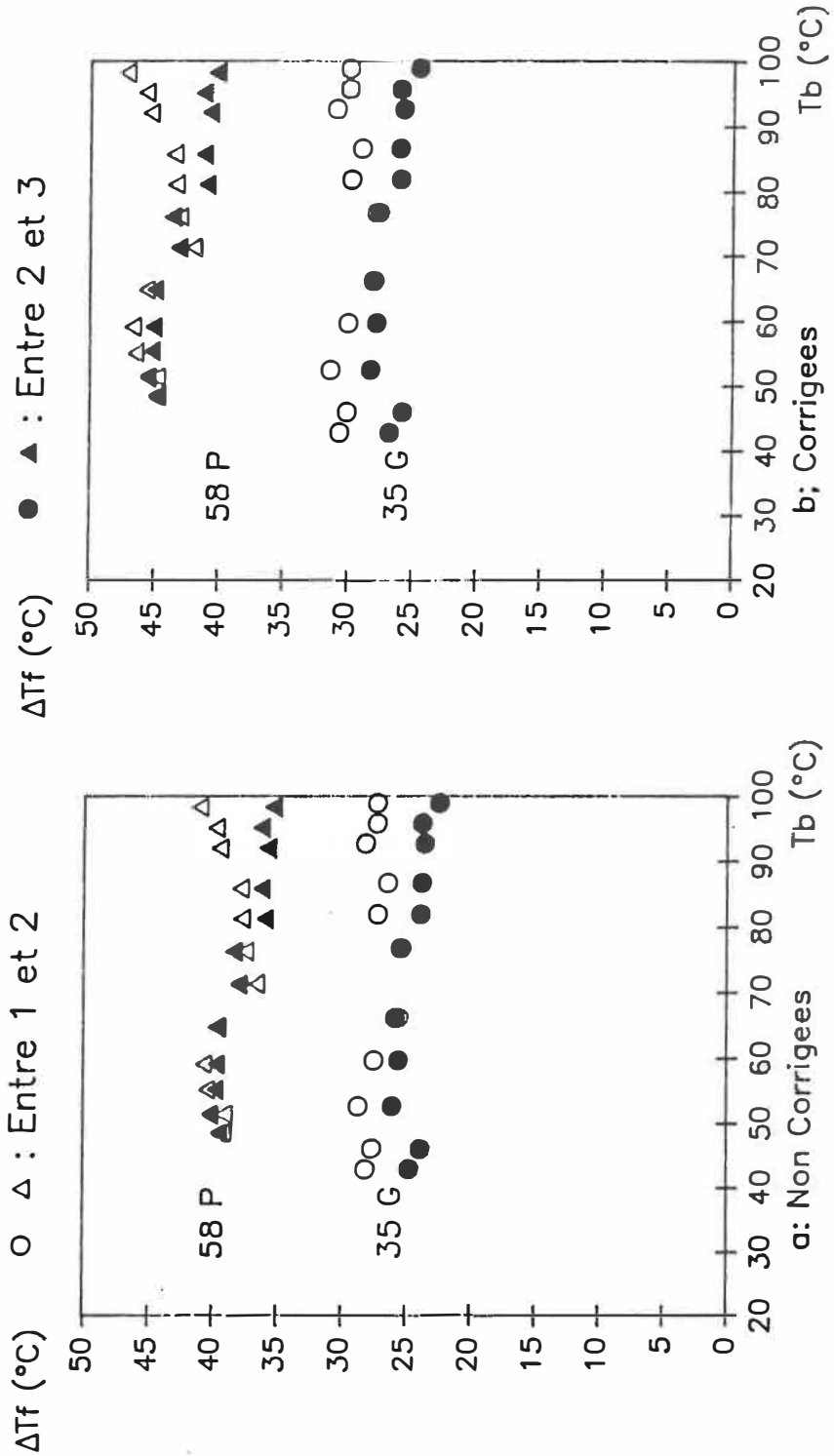


Figure 7.15: Différence de température de fumées entre deux points.

Longueur 2.

Chapitre 8

8. TEMPERATURE DE PAROIS.

Les résultats obtenus sont constitués d'un ensemble de mesures réalisées sur la circonférence du tube en trois points pour chaque longueur et ceci pour chaque point de fonctionnement étudié. Nous avons analysé ces résultats en trois temps. Tout d'abord nous présentons l'évolution de la température du cylindre en un point donné suivant la circonférence, puis l'évolution longitudinale de la température, enfin nous relions ces évolutions aux flux de chaleurs observés.

8.1 Etude du gradient angulaire.

Les figures 8.1 à 8.3 présentent pour chaque longueur étudiée le rapport $(T_{p\theta} - T_b)/(T_{pm} - T_b)$. T_b est la température de bain telle que définie dans le chapitre 6, $T_{p\theta}$ est la température de paroi mesuré au point situé à l'angle θ (Voir figure 4.5) et T_{pm} est la température moyenne de paroi obtenue en faisant la moyenne de toutes les températures disponibles. Il faut en effet souligner que sur les 6 thermocouples installés avant chaque essai sur la circonférence du tube en un point donné, certains

pouvaient se briser en cours d'expérience, réduisant le nombre de points disponibles.

Nous avons présenté les résultats pour deux points de fonctionnement seulement, 50P et 20P, pour des températures de bain proches de 60°C. Sur un même graphique sont présentés les résultats pris simultanément pour les trois sites de mesure de la longueur considérée.

Il semblerait que pour les deux premières longueurs nous puissions observer un minimum de température au point bas du tube (θ=0) suivit de maximums au environ θ=+90 et θ=-90. Les écarts sont pour la première longueur de l'ordre de ±25% par rapport à la moyenne soit de l'ordre de 5°C. Ces écarts diminuent pour la seconde longueur, 15% au maximum soit 3°C, ce qui est très proche de notre incertitude de mesure. Pour la troisième longueur, il n'est plus possible d'établir l'existence ou non d'un profil de température sur la circonférence du tube, les écarts observés restant généralement proches de 10% soit 2°C, ce qui est notre marge d'incertitude.

En conclusion, nous avons admis que l'existence d'un gradient de température angulaire était possible pour des flux de chaleur élevé, mais que son étude précise et son utilisation restait audacieuse, les modifications locales de la température de paroi dues à l'instrumentation n'ayant

pas pu être évaluées précisément. En conséquence, nous définirons et utiliserons dans la suite de l'étude la température de paroi en un point comme la moyenne arithmétique des températures mesurées sur la circonférence autour de ce point.

8.2 Etude du gradient longitudinal.

La figure 8.4 présente pour le point de fonctionnement 50P l'évolution de la surchauffe de la paroi en fonction de la température de bain pour tous les points de mesure considérés. On peut noter une très nette décroissance de cette surchauffe, pour une même température de bain en fonction de l'éloignement du brûleur, ce qui montre qu'il existe un gradient longitudinal marqué.

L'étude de l'évolution de la surchauffe en un point donné en fonction de la température de bain montre qu'après être restée quasi stationnaire la surchauffe diminue rapidement lorsque la température de paroi dépasse 100°C, température de saturation. Cela est particulièrement évident pour les longueurs 1 et 2. Cette décroissance traduit le passage d'un régime de convection naturelle à un régime où l'ébullition sous-refroidie devient de plus en plus importante lorsque le bain se rapproche de la température de saturation.

Des résultats identiques sont obtenus pour les autres points de fonctionnement si ce n'est que la valeur obtenue pour la surchauffe est différente.

Nous avons également numérisé les courbes obtenues par des polynômes de degré trois, ce qui nous permet pour un point de fonctionnement et un lieu d'observation donné d'obtenir une fonction du type:

$$T_p - T_b = \Sigma(a_i . T_b{}^i)$$

8.3 Relation avec le flux de chaleur.

En utilisant le fait que le flux de chaleur pour un point donné du tube et un point de fonctionnement donné, est indépendant de la température du bain (Cf. paragraphe 7.2) nous sommes maintenant capable de relier ce flux et la surchauffe à la paroi pour une température de bain quelconque. Le résultat est présenté en Figure 8.5 en utilisant les flux de chaleur expérimentaux obtenus sans correction et avec correction de la température de fumées. Les courbes sont tracées pour trois températures de bain, 30°C, 60°C et 90°C.

Nous pouvons observer pour les trois courbes une croissance rapide de la surchauffe lorsque le flux de chaleur

augmente entre 0 et 50kW/m^2 suivi d'une partie plus plate. La surchauffe a tendance à se stabiliser d'autant plus rapidement que le bain est chaud, ce qui traduit en particulier pour la courbe à 90°C le passage à un régime d'ébullition sous-refroidie. Une température de paroi de 105°C est atteinte dés que le flux est de l'ordre de 25kW, la température d'ébullition étant atteinte même pour les flux les plus faibles.

Lorsque le bain est à plus basse température, la surchauffe continue à croître mais plus lentement. On peut observer que pour les flux de chaleur les plus importants, elle atteint 40°C, soit une température de paroi de 70°C pour un bain à 30°C lorsque le flux de chaleur est important.

8.4 Conclusions sur les températures de parois.

Un gradient de température angulaire n'a pas été établi de façon suffisamment significative pour en permettre l'interprétation poussée. En conséquence la température de paroi en un point est définie par la moyenne des températures de parois mesurées sur la circonférence en ce point.

La surchauffe à la paroi en un point peut être corrélée au flux de chaleur en ce point et à la température du bain.

On voit que des surchauffes très importantes peuvent exister à basse température mais que la limite de température atteinte par la paroi est voisine de 110°C du fait du passage à un régime de transfert de chaleur par ébullition.

Il faut cependant être conscient que même pour des températures de bains aussi faibles que 30°C, la température de paroi dans les zones où les fumées sont à haute température peut atteindre 70°C.

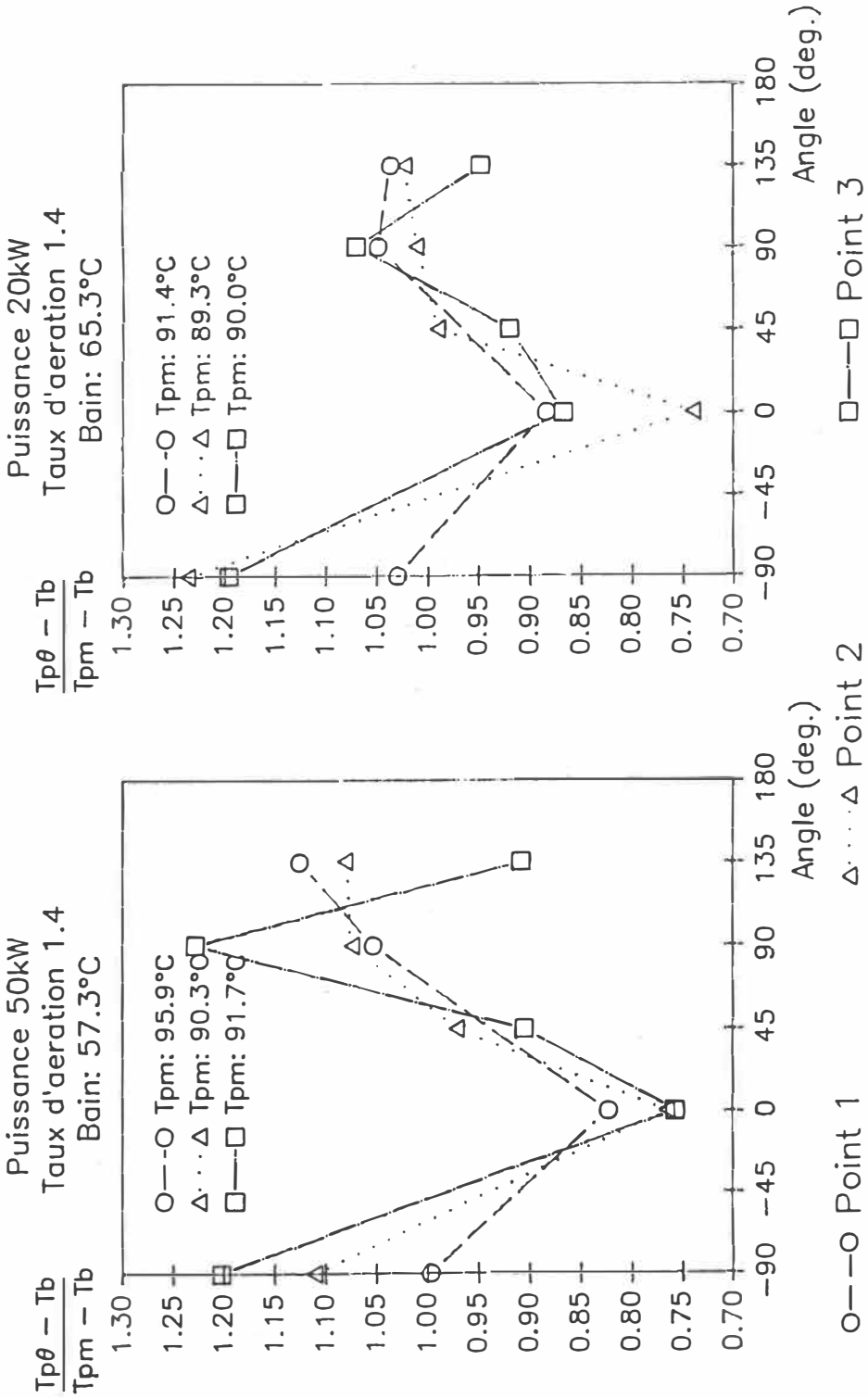


Figure 8.1: Température de paroi en fonction de l'angle. Longueur 1.

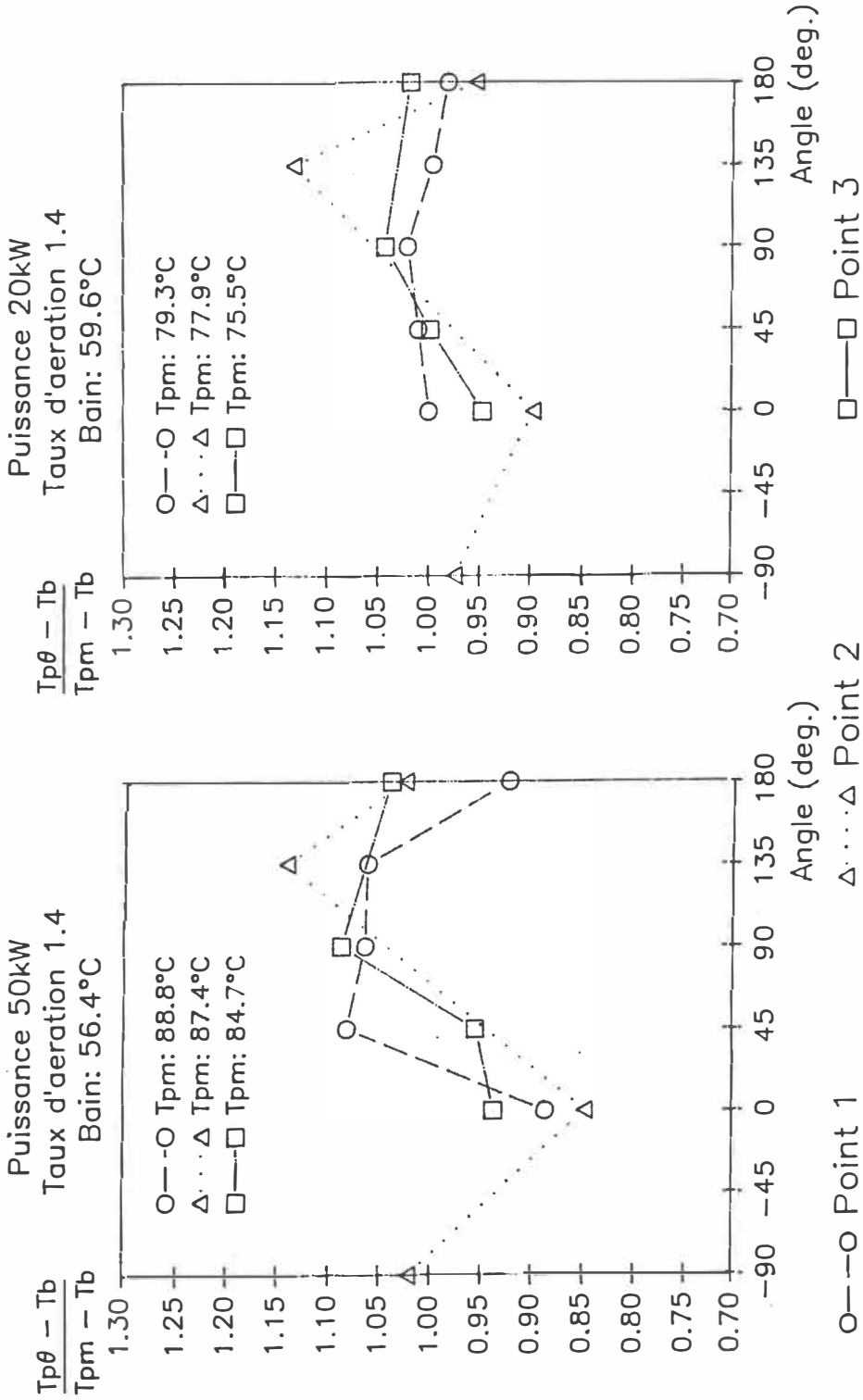


Figure 8.2: Température de paroi en fonction de l'angle. Longueur 2.

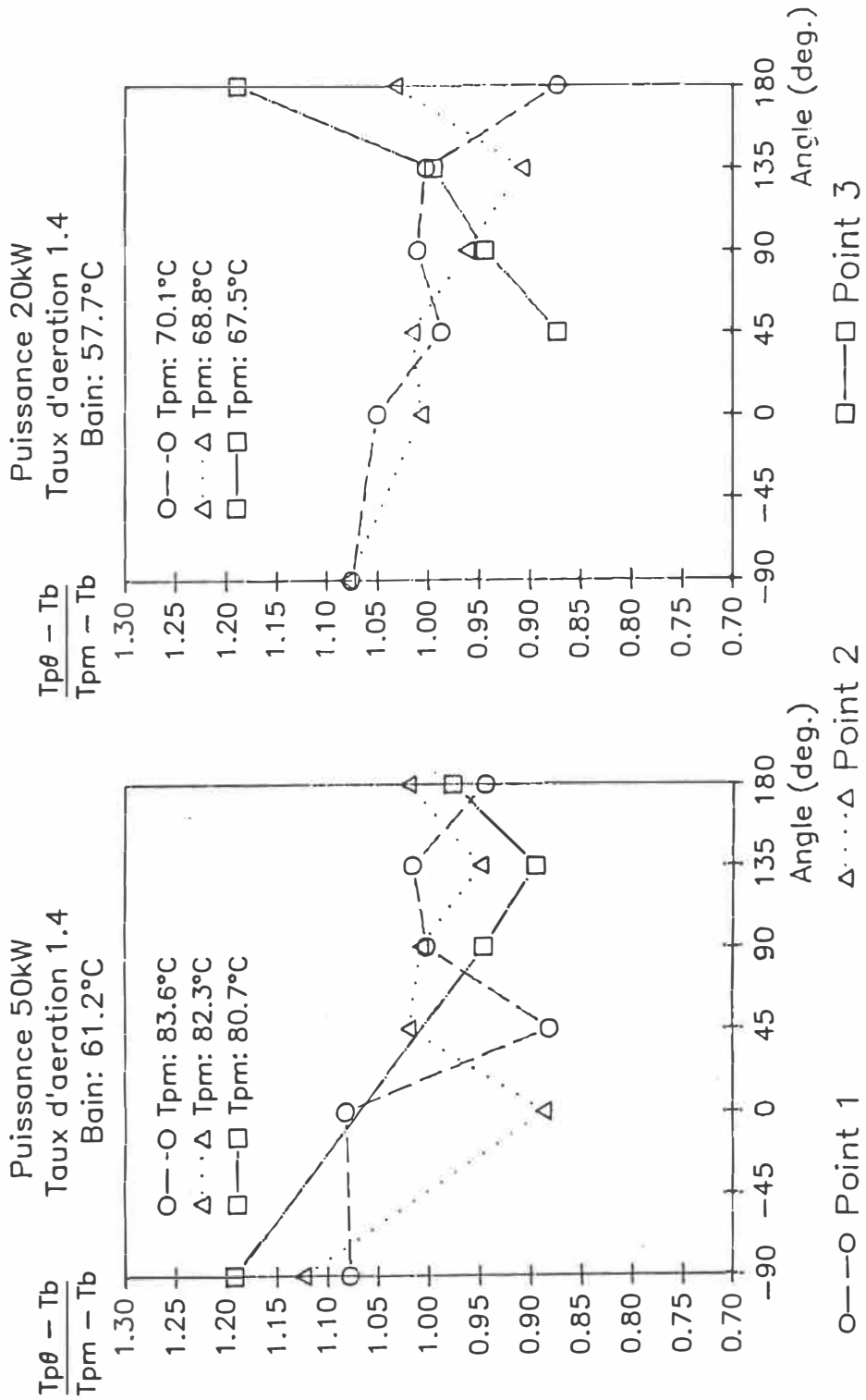


Figure 8.3: Température de paroi en fonction de l'angle. Longueur 3.

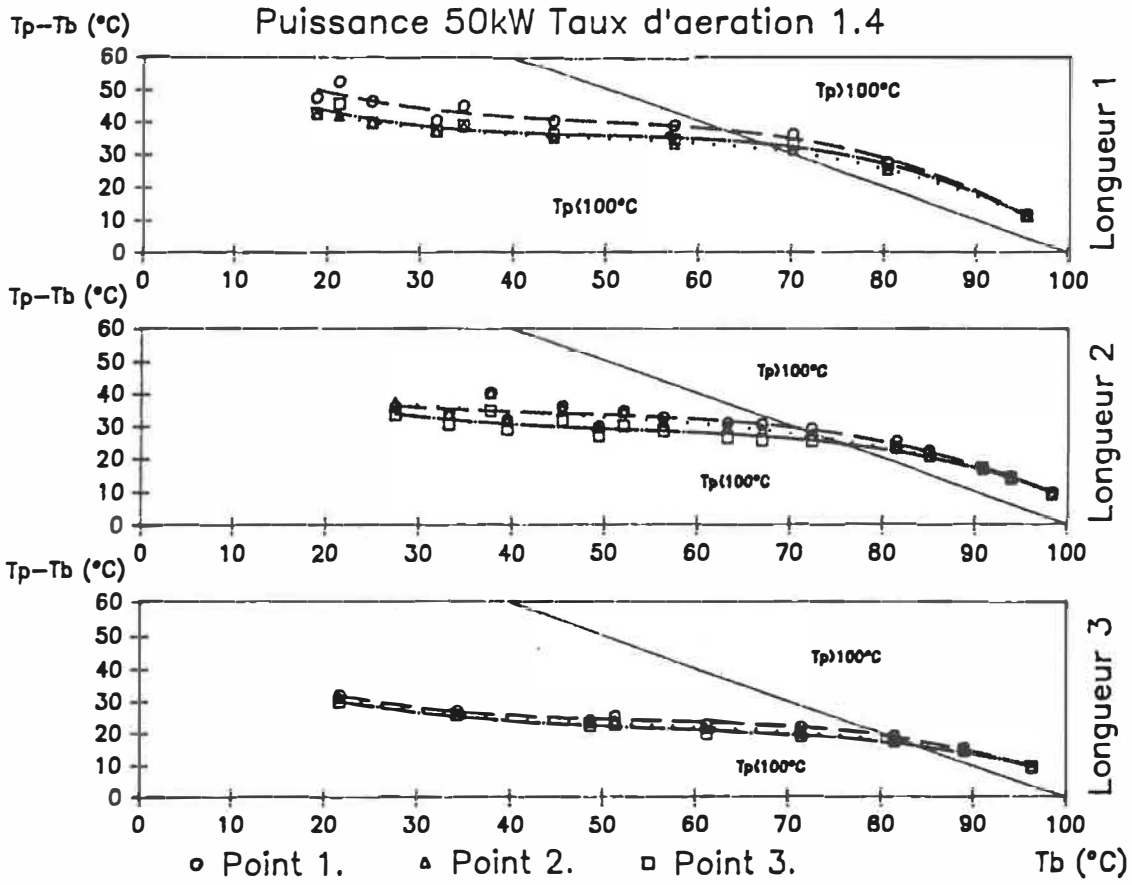


Figure 8.4: Surchauffe à la paroi en fonction de la température du bain

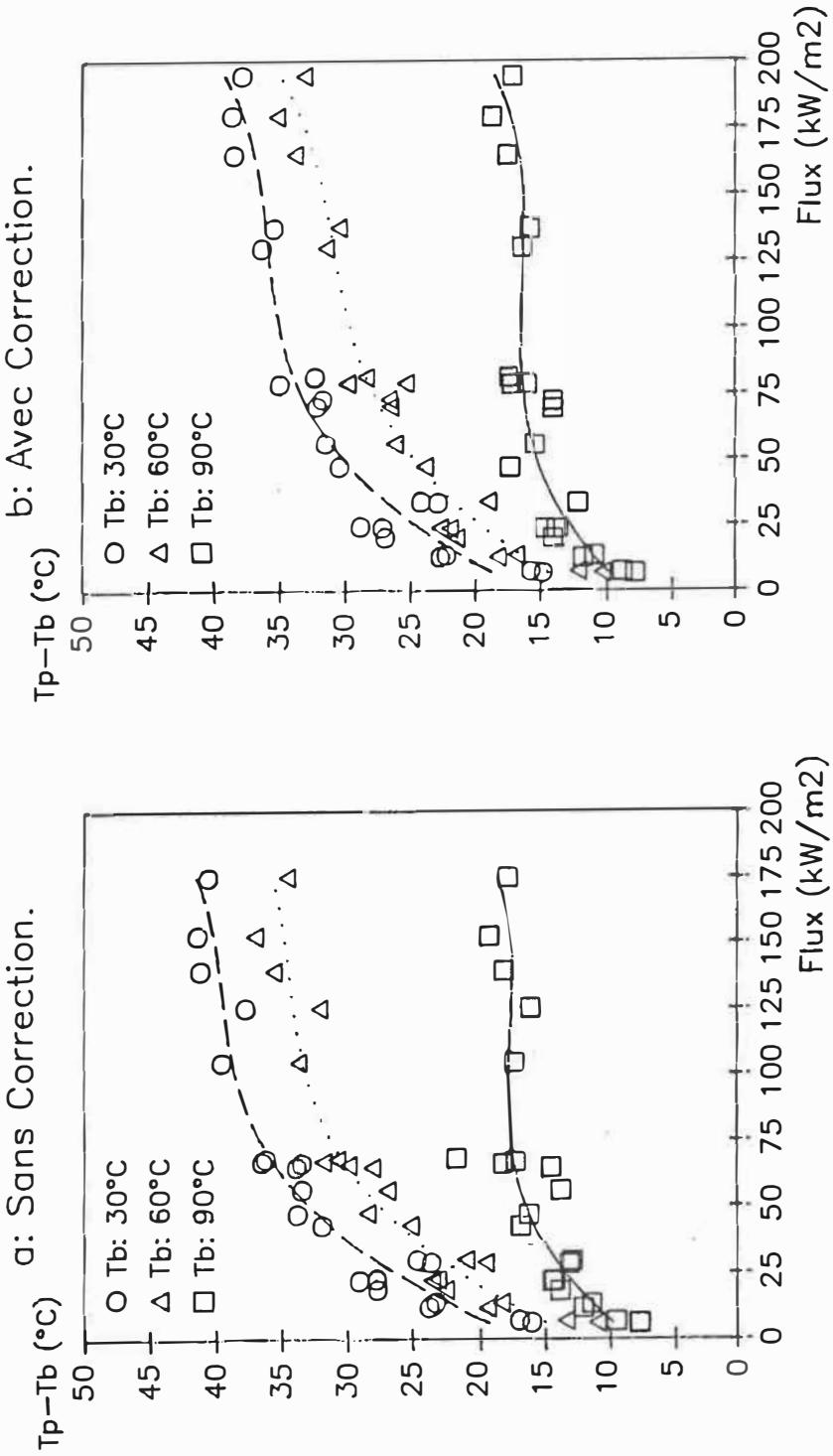


Figure 8.5: Surchauffe à la paroi en fonction du flux de chaleur.

Chapitre 9

9. COEFFICIENTS DE CONVECTION ET NOMBRES DE NUSSELT.

9.1 Coefficients de convection.

Nous avons montré que pour un point de fonctionnement donné, c'est à dire à flux de chaleur quasiment constant, la surchauffe à la paroi décroissait lentement lorsque la température de bain augmente, puis plus rapidement lorsque la température de paroi a dépassé 100°C. D'autre part, pour une température de bain donnée, la surchauffe croît rapidement avec le flux de chaleur pour se stabiliser lorsque la température de paroi dépasse 100°C.

Les courbes des figures 9.1, 9.3 et 9.3 expriment la même chose en terme du rapport entre les coefficients de convection extérieur et intérieur tel que défini par l'équation 3.3. Les deux points de fonctionnement choisis en figure 9.1 et 9.2 sont caractérisés par des débits de fumées voisins, donc des coefficients de convection intérieur à priori peu différents, et des flux de chaleur très supérieurs pour le point 58P.

Nous constatons que dans les deux cas, le rapport H_e/H_i déterminé expérimentalement (Symboles blancs) évolue peu

jusqu'à une température de bain de l'ordre de 80°C à partir de laquelle il augmente brusquement, traduisant à notre avis le passage pour le transfert de chaleur paroi-liquide d'un régime convectif à un régime dominé par l'ébullition. Lorsque nous observons un régime d'ébullition, le rapport des coefficients d'échange peut atteindre 100. Il reste confiné à des valeurs beaucoup plus faibles, 10 à 35 suivant les cas lorsque le transfert de chaleur se fait par convection pure.

La figure 9.3 présente les mêmes résultats pour le point 50P. La comparaison avec l'évolution de la surchauffe à la paroi présentée en figure 8.4 montre bien la correspondance entre le passage à l'ébullition et une température de paroi supérieur à 100°C.

Sur les mêmes figures, nous avons tracé (Symboles noirs) les valeurs de ce rapport obtenues en utilisant la méthode de calcul décrite au paragraphe 3.5.6. Notons que le passage à l'ébullition n'a pas été pris en compte, la corrélation donnée par *Churchill et Chu* ayant été utilisée pour tous les points de calcul. Les propriétés du liquide sont prises à la température de film ou 99°C si celle-ci est supérieure à 100°C. Le nombre de Rayleigh utilisé est obtenu à partir du flux de chaleur théorique donné dans les tableaux 7.2 ou 7.4 suivant que le calcul était fait en

corrigeant ou non la température des fumées par l'effet du rayonnement soit:

$$Ra^* = Pr.g.\beta.\Phi.D^4/(\nu^2.\lambda) \qquad (9.1)$$

Nous constatons que les valeurs du rapport H_e/H_i prévues par le calcul sont 3 à 5 fois plus grandes que celles que nous obtenons expérimentalement. Rappelons que la détermination expérimentale de ce rapport ne fait intervenir que les températures mesurées en un point du tube (Eq. 3.3) et donc qu'une analyse d'erreur peut être faite à partir des températures seulement.

Si nous étudions la partie de la courbe pour laquelle H_e/H_i reste stable, nous pouvons constater que nous sommes dans la zone ou la surchauffe à la paroi est de l'ordre de 15 à 40°C suivant les cas (Figure 8.5 courbes pour T_b=30°C et T_b=60°C). Nous avons estimé notre incertitude sur la mesure des températures de bain et de paroi à ±1°C, ce qui revient à admettre que la surchauffe de température à la paroi est connue avec une incertitude de 13 à 5% suivant les cas.

Les températures de fumées, outre la sous-estimation que l'on peut en faire en négligeant l'effet du rayonnement sur le thermocouple sont connues à ±2°C pour les longueurs 2 et 3 et à ±5°C pour la première longueur.

Les différences de température fumées-parois évoluent beaucoup suivant les points de fonctionnement considérés et l'endroit où se fait la mesure. Cependant, à aucun moment nous n'avons obtenu des températures de fumées inférieures à 300°C soit une différence supérieure à 200°C. Ainsi l'erreur maximale que nous puissions faire dans la mesure de la différence $T_f - T_p$ est de ±1% hormis la correction due au rayonnement.

Dans ces conditions nous pouvons affirmer que le rapport H_e/H_i obtenu expérimentalement est affecté au plus d'une incertitude de 14%. Cette incertitude maximale est obtenue sur la troisième longueur où les différences de température sont les plus faibles mais où la correction due au rayonnement est aussi très faible. Pour les longueurs précédentes, l'incertitude "mécanique" sur la température des fumées devient faible devant la correction due au rayonnement. Cependant la comparaison entre les courbes établies avec et sans correction de l'effet du rayonnement montre que celui-ci n'a qu'une très faible influence sur le rapport des coefficients d'échange.

Nous avons vu que la sous estimation de la différence entre température de fumées et température de paroi était au maximum de 25%. C'est donc la valeur maximale de la sous-estimation faite pour le rapport H_e/H_i, valeur jamais

atteinte dans la pratique. La détermination expérimentale du rapport H_e/H_i montre donc clairement que dans la phase où le transfert de chaleur paroi-liquide est dominé par la convection pure, le rapport entre ces deux coefficients est nettement plus faible que ce que prévoyait une démarche théorique.

9.2 Nombre de Nusselt intérieur.

9.2.1 Réduction des données.

Pour chaque mesure effectuée, caractérisée par un point de fonctionnement, une température de bain et une position de mesure, nous avons utilisé l'équation 3.4 pour le calcul du coefficient de convection intérieur. Ce coefficient est donné pour chaque longueur d'une part entre les points 1 et 2 d'autre part entre 2 et 3.

A partir de ce coefficient nous pouvons calculer le nombre de Nusselt par:

$$Nu_{i,ex} = H_i . D_i / \lambda_f \qquad (9.2)$$

Simultanément, nous obtenons le nombre de Reynolds moyen de l'écoulement entre les deux points par:

$$Re = 4.Q_f/(\pi.D_i.\mu_f) \qquad (9.3)$$

Q_f est le débit massique des fumées.

Dans ces deux expressions, toutes les propriétés des fumées sont prises à la température mesurée sur l'axe du tube, soit avec la correction soit sans la correction due au rayonnement. Parallèlement, le nombre de Reynolds obtenu ci-dessus nous permet, en utilisant la corrélation proposée par *Pethukov*, de calculer un nombre de Nusselt théorique.

Enfin, sachant que pour un point de fonctionnement et une position donnée le nombre de Reynolds ne varie que du fait des faibles écarts des débits autour des valeurs nominales et de l'évolution des propriétés des fumées avec leur température, il nous est possible de considérer pour chaque cas une valeur moyenne du nombre de Reynolds ainsi qu'une valeur moyenne du nombre de Nusselt. Nous effectuons ce calcul de moyenne après avoir corrigé les nombres de Nusselt expérimentaux par le rapport $(\mu_f/\mu_p)^{0.25}$. Cette correction suggérée par Pethukov lorsque il s'agit du refroidissement d'un liquide avec une température de paroi constante nous semble opportunne ici à cause des très fortes variations de température observées entre le centre de l'écoulement et la paroi, pouvant entraîner des variations de viscosité allant de 1 à 4.

Les figures 9.4 à 9.6 présentent pour chaque longueur les courbes expérimentales obtenues entre 1 et 2 et entre 2 et 3 de:

$$Nu_{i,ex} \cdot (\mu_p/\mu_f)^{0.25} = f(Re)$$

La courbe théorique obtenue en utilisant la corrélation de Pethukov est elle aussi présentée bien que les valeurs obtenues pour $Re<10^4$ soit sujette à caution, car hors du domaine de validité de la corrélation.

9.2.2 Discussion des résultats.

Deux résultats sont très apparents:

1) Le nombre de Nusselt obtenus entre les points 1 et 2 est toujours supérieur à celui obtenu entre 2 et 3 l'écart ayant tendance à croître avec le nombre de Reynolds.

2) Les nombres de Nusselt expérimentaux décroissent avec le refroidissement des fumées sans aucun rapport avec l'évolution du nombre de Reynolds, celui-ci augmentant à débit massique constant puisque la viscosité des fumées diminue avec la température (Cf figure B.1).

Remarquons en effet que la courbe théorique présentée sur les trois figures est la même dans les trois cas et peut être corrélée dans la plage de nombre de Reynolds considéré par:

$$Nu_{i,th} = 0.042.Re^{0.71}.(\mu_f/\mu_p)^{0.25} \qquad (9.4)$$

Les courbes expérimentales peuvent aussi être corrélées par des fonctions du type $Nu = a.Re^b.(\mu_f/\mu_p)^{0.25}$. Les valeurs de a et b ainsi que les coefficients de détermination obtenus pour chaque cas sont présentés ci-dessous.

Point	a	b	R_v
L1 entre 1 et 2	0.013	0.92	0.98
L1 entre 2 et 3	0.026	0.84	0.95
L2 entre 1 et 2	0.663	0.48	0.97
L2 entre 2 et 3	0.039	0.70	0.98
L3 entre 1 et 2	0.017	0.77	0.95
L3 entre 2 et 3	0.176	0.52	0.97

Tableau 9.1: $Nu_{i,ex}=f(Re)$

Non corrigées.

Point	a	b	R_v
L1 entre 1 et 2	0.021	0.88	0.98
L1 entre 2 et 3	0.039	0.80	0.95
L2 entre 1 et 2	0.849	0.46	0.97
L2 entre 2 et 3	0.087	0.68	0.98
L3 entre 1 et 2	0.020	0.77	0.95
L3 entre 2 et 3	0.194	0.51	0.97

Tableau 9.2: $Nu_{i,ex}=f(Re)$

Corrigées.

La corrélation obtenue pour un même site de mesure est très bonne dans tous les cas. Cependant, dans des conditions d'écoulement apparemment semblables et qualifiées par des nombres de Reynolds voisins, les écarts mesurés entre deux sites peuvent aller de 1 à 2.5. Remarquons que le nombre de Nusselt est calculé par:

$$Nu_{i,ex} = K_n . Ln[(T_{fa}-T_{pa})/(T_{fb}-T_{pb})] \qquad (9.5)$$

avec:

$$K_n = Q_f . Cp_f / \pi . D_i . dl . \lambda_f$$

Les indices a et b désignant tantôt les points 1 et 2, tantôt les points 2 et 3. Pour un même débit de fumées, les incertitudes sur le nombre de Nusselt sont donc liées à

celles sur le rapport des différences de températures fumées parois. Ces incertitudes sont de trois ordres:

-Dues aux instruments de mesures.

-Dues à la "représentativité" de la température des fumées au centre de l'écoulement par rapport à leur température moyenne.

-Dues au rayonnement du thermocouple.

Les incertitudes dues aux thermocouples entraînent une approximation de ±3°C pour les deuxième et troisième longueurs et de ±6°C pour la première longueur sur la détermination de la différence $T_f - T_p$ en un point. L'incertitude relative avec lequel nous obtenons le nombre de Nusselt doit être calculée pour chaque cas en fonction des températures considérés. On peut montrer que pour les deux premières longueurs, cette incertitude est toujours plus faible que 2.5% et que pour la troisième longueur elle reste inférieure à 6% sauf pour le point 35G pour lequel elle atteint 13%. A cette incertitude nous devons ajouter celle provenant de la valeur de Q_f présent dans le coefficient K soit 1.5%. Nous pouvons donc conclure que les incertitudes dues aux instruments de mesure entraînent une incertitude de l'ordre de 4% (7.5% pour la troisième longueur) ce qui ne suffit pas à expliquer les écarts constatés.

Nous devons regarder si les approximations faites en confondant température moyenne de mélange et température mesurée sur l'axe du tube et en négligeant le rayonnement du thermocouple vers la paroi ne faussent pas nos résultats. Nous savons en effet que le nombre de Nusselt est généralement représenté par une fonction simple du nombre de Reynolds. Supposons qu'il existe un nombre de Nusselt "réel" tel que nous ayons:

$$Nu_{i,r} = a.Re^{b} \qquad (9.6)$$

Nous allons montrer que les résultats que nous obtenons ne sont pas réductibles à une forme de ce type malgré les approximations énoncées ci-dessus.

La température de fumées que nous utilisons pour calculer un nombre de Nusselt expérimental, T_f, est celle mesurée sur l'axe du tube. Nous savons d'autre part que les corrélations proposées utilisent la température de mélange des fumées que l'on désignera par T_m. Nous pouvons donc définir le nombre de Nusselt "réel" par:

$$Nu_{i,r} = K_n.Ln[(T_{ma}-T_{pa})/(T_{mb}-T_{pb})] \qquad (9.7)$$

Avec:

$$T_m = \alpha . T_f + \beta . T_p \qquad (9.8)$$

$$\alpha + \beta = 1.$$

$$\alpha > 0, \ \beta > 0.$$

T_m étant la température moyenne des fumées, si l'on suppose que les profils de vitesse et de température dans le tube sont établis alors, pour un point de fonctionnement considéré, il existe un couple (α, β) unique et ne dépendant pas de T_f tels que l'équation 9.8 est vérifiée. Dans ces conditions:

$$T_m - T_p = (T_f - T_p).\alpha \qquad (9.9)$$

et, en remplaçant dans 9.7 nous avons:

$$Nu_{i,r} = K_n . Ln[(T_{fa} - T_{pa})/(T_{fb} - T_{pb})] \qquad (9.10)$$

soit:

$$Nu_{i,r} = Nu_{i,ex}$$

Exprimant que, si les profils de vitesse et de température sont établis, l'utilisation de la température de fumée sur l'axe du tube pour la détermination du nombre de Nusselt au lieu de la température de mélange abouti au même résultat.

D'autre part si l'on veut évaluer précisément la température réelle des fumées sur l'axe du tube, en reprenant l'équation 4.4, nous pouvons écrire que, si T_f est la température <u>réelle</u> des gaz sur l'axe du tube et T_c la température donnée par le thermocouple, nous avons:

$$Nu_{i,ex}=K_n \cdot \{Ln[(T_{ca}-T_{pa})/(T_{cb}-T_{pb})]+Cor(T_{ca},T_{cb})\} \quad (9.11)$$

avec:

$$Cor(T_{ca},T_{cb})= Ln[(1+Er(T_{ca}))/(1+Er(T_{cb}))] \quad (9.12)$$

$Er(T_c)$ est définie par l'équation 4.5 et est donc une fonction positive et croissante de T_c. En conséquence, la fonction $Cor(T_{ca},T_{cb})$ est toujours strictement positive puisque $T_{ca}>T_{cb}$ par définition.

Désignons par $Nu_{i,ex}'$, le nombre de Nusselt approché par:

$$Nu_{i,ex}'= K_n \cdot \{Ln[(T_{ca}-T_{pa})/(T_{cb}-T_{pb})] \quad (9.13)$$

Remarquons que les courbes des figures 9.4.b à 9.6.b expriment $Nu_{i,ex}'$ en fonction de Reynolds. D'après les équations 9.12 et 9.13, nous devrions pouvoir définir une fonction de correction Cor(T), positive et croissante, dont

la dérivée est positive et croissante et telle que le nombre de Nusselt "réel" s'exprime par l'équation suivante à partir du nombre de Nusselt déterminé sans faire de correction sur la température donnée par le thermocouple:

$$Nu_{i,r} = Nu_{i,ex}' + K_n . Ln[Cor(T_{ca})/Cor(T_{cb})] \qquad (9.14)$$

On peut démontrer que la fonction de correction du nombre de Nusselt résultante, $Ln[Cor(T_{ca})/Cor(T_{cb})]$, est elle aussi positive et croissante. Cela implique que plus la température donnée par le thermocouple est élevé, plus la correction à apporter sur le nombre de Nusselt est importante, aboutissant à accroître, à nombre de Reynolds constant, l'écart existant entre nos résultats. Les courbes des figures 9.4.a à 9.6.a tracées en effectuant une correction sur la température donnée par les thermocouples illustrent ce fait.

L'analyse qui précède devient fausse si l'on ne peut plus considérer les profils de vitesse et de température dans le tube comme établis, c'est à dire si l'on admet que les coefficients α et β ne sont pas constant sur la longueur du tube pour un point de fonctionnement donné. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ce fait. Nous savons que le brûleur utilisé induit une combustion turbulente et met en rotation les gaz en combustion. Nous pouvons supposer

que ce mouvement ne disparait pas dés la sortie de la chambre de combustion et entraîne une augmentation de la turbulence qui augmente le transfert de chaleur gaz-parois au moins sur la première longueur.

Pour les longueurs suivantes, les deux coudes à 90° successifs qui relient les différentes sections droites pourraient augmenter, par rapport à une valeur de base, le transfert de chaleur à la sortie du coude. Cet effet diminue lorsque le profil de l'écoulement se stabilise. Ceci peut expliquer que sur une même longueur droite et donc pour des valeurs obtenues dans les mêmes conditions de fonctionnement et pour des températures de fumées assez proches, nous obtenions toujours un Nusselt plus important lorsque mesuré entre 1 et 2 que lorsqu'il est mesuré entre 2 et 3.

9.3 Nombre de Nusselt extérieur.

9.3.1 Réduction des données.

Dans le chapitre 8 nous avons défini la température de paroi en un point comme la moyenne des températures mesurées sur la circonférence du tube en ce point. Nous avons aussi mis en évidence le gradient longitudinal de la température de paroi et la relation étroite qui existe

entre la surchauffe à la paroi et le flux de chaleur en un point donné.

Nous savons cependant que le flux de chaleur que nous avons défini avec l'équation 3.6 n'est que le flux de chaleur moyen entre deux points situés à 0.15m l'un de l'autre.

Le nombre de Nusselt que nous désirons obtenir étant basé sur la valeur du flux de chaleur à la paroi par l'intermédiaire de l'équation 3.7, nous écrirons:

$$Nu_{e,ex} = D_e . Q_f . Cp_f . (T_{fa} - T_{fb}) / (T_{pm} - T_b) / \lambda_e \qquad (9.15)$$

Avec:

$$T_{pm} = (T_{pa} - T_{pb})/2$$

Les valeurs obtenues sont comparées aux valeurs calculées en utilisant la corrélation proposée par *Churchill et Chu*. Le nombre de Rayleigh utilisé avec cette corrélation est obtenu à partir du flux de chaleur moyen par:

$$Ra^* = Pr_e . g . \beta_e . \Phi . D_e^4 / \lambda_e / \nu_e^2 \qquad (9.16)$$

Toutes les propriétés du liquide sont calculées à la température de film estimée par la moyenne entre la

température du bain et la température de paroi. Enfin sont exclus de l'analyse les points pour lesquels la température de paroi est supérieure à 100°C, susceptibles d'être le lieu d'un transfert de chaleur dominé par l'ébullition. Les résultats obtenus sont présentés sur les graphiques des figures 9.7 à 9.10. Le nombre de Nusselt porté en ordonné est corrigé de façon à prendre en compte les variations importantes du nombre de Prandtl pour faire apparaître une relation du type:

$$Nu_{e,ex} = a.Pr^{0.084}.Ra^{b} \qquad (9.17)$$

Cette relation est suggérée par *Raithby et Hollands* [24] pour les grands nombres de Rayleigh lorsque le transfert convectif sur le cylindre est turbulent sur la totalité de la circonférence. Notons que ces auteurs proposent une valeur de 0.101 pour a et 1/3 pour b, aboutissant à des résultats comparables à ceux fournis par d'autres auteurs dans la domaine qui nous concerne: $10^{9} < Ra^{*} < 3.10^{11}$.

9.3.2 Discussion des résultats.

D'une manière générale, les résultats obtenus présentent une dispersion assez importante autour d'une valeur moyenne, dispersion cohérente avec les incertitudes dues aux instruments de mesure. Ces incertitudes introduisent

une marge d'erreur sur le nombre de Nusselt de ±15% en moyenne pour les deux premières longueurs et de ±40% sur la troisième longueur en moyenne. L'erreur possible sur le nombre de Nusselt, somme des erreurs relatives faites sur $T_{fa}-T_{fb}$ et $T_{pm}-T_b$, croît d'autant plus vite que les différences de températures deviennent faibles, ce qui se produit sur la troisième longueur.

Les nuages de points obtenus sont cependant corrélés avec de très bons coefficients de détermination par des expressions du type présenté dans l'équation 9.17. Les tableaux ci-dessous présentent les coefficients a et b obtenus ainsi que la valeur du coefficient de détermination pour chaque courbes des figures 9.7 à 9.9.

Point	a	b	R_v
L1 entre 1 et 2	$0.12\ 10^{-3}$	0.58	0.95
L1 entre 2 et 3	$0.23\ 10^{-3}$	0.55	0.95
L2 entre 1 et 2	$6.81\ 10^{-3}$	0.41	0.91
L2 entre 2 et 3	$0.89\ 10^{-3}$	0.49	0.95
L3 entre 1 et 2	$3.25\ 10^{-3}$	0.42	0.97
L3 entre 2 et 3	$4.74\ 10^{-3}$	0.40	0.87

Tableau 9.3: $Nu_{e,ex}=f(Ra)$

Non corrigées.

Point	a	b	R_v
L1 entre 1 et 2	$0.19\ 10^{-3}$	0.57	0.95
L1 entre 2 et 3	$0.39\ 10^{-3}$	0.53	0.95
L2 entre 1 et 2	$5.93\ 10^{-3}$	0.42	0.92
L2 entre 2 et 3	$0.87\ 10^{-3}$	0.49	0.95
L3 entre 1 et 2	$3.22\ 10^{-3}$	0.42	0.97
L3 entre 2 et 3	$4.27\ 10^{-3}$	0.41	0.87

Tableau 9.4: $Nu_{e,ex}=f(Ra)$

Corrigées.

Pour toutes ces valeurs, le nombre de Nusselt théorique obtenu en utilisant la corrélation de *Churchill et Chu* peut se ramener à l'expression simple suivante:

$$Nu_{e,th} = 0.15.Ra^{0.33}.Pr^{0.084} \qquad (9.18)$$

très proche de l'expression donnée par *Raithby et Hollands*.

Enfin la figure 9.10 présente l'ensemble des résultats obtenus portés sur le même graphique. Dans ce cas les corrélations suivantes peuvent être proposées:

1) Pour les valeurs obtenues sans faire de correction sur la température de fumée donnée par les thermocouples:

$$Nu_{e,ex} = 2.12\ 10^{-5}.Ra^{0.65}.Pr^{0.084} \qquad (9.19)$$

$$R_v = 0.97$$

2) Pour les valeurs obtenues après avoir corrigé la température de fumée donnée par les thermocouples en fonction du rayonnement:

$$Nu_{e,ex} = 1.68\ 10^{-5}.Ra^{0.66}.Pr^{0.084} \qquad (9.20)$$

$$R_v = 0.97$$

Les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement sont donc très inférieurs, dans un rapport 3 à 4, à ceux que l'on peut évaluer avec la corrélation utilisée. De plus dans le domaine qui nous intéresse, la corrélation que nous obtenons est plutôt du type $Nu = C.Ra^{2/3}$, ce qui est en contradiction avec les travaux effectués jusqu'à présent.

Cet écart avec les travaux existants peut avoir deux causes:

-Mauvaise détermination du flux de chaleur.

-Mauvaise détermination de la différence de température paroi-liquide.

Le flux de chaleur est déterminé uniquement par des mesures prises à l'intérieur du tube, et les paramètres que nous avons fait varier pour modifier ce flux de chaleur,

débits d'air et de gaz, sont totalement indépendants des conditions du liquide. De plus nous avons vu que, dans la limite physique imposée par notre instrumentation, nous pouvions considérer le flux de chaleur pour un point de fonctionnement et un endroit donnés, indépendant de la température du bain. Enfin la dispersion observée est compatible avec les incertitudes de mesure. Ainsi pour expliquer les différences entre nos résultats et les travaux antérieurs, nous devons supposer que nous avons fait une erreur systématique sur la mesure du flux de chaleur ou de la surchauffe à la paroi.

Nous pourrions donc définir le flux réel par:

$$\Phi_r = \gamma . \Phi_m \tag{9.21}$$

En affectant l'indice **r** aux grandeurs réelles et l'indice **m** aux grandeurs mesurées.

$$Nu_{e,r} = \gamma . \Phi_m . D_e / (T_{pm} - T_b) / \lambda_e \tag{9.22}$$

Soit:

$$Nu_{e,r} = \gamma . Nu_{e,ex} \tag{9.23}$$

En supposant que ce nombre de Nusselt réel varie en fonction du Rayleigh à la puissance 1/3, nous aurions:

$$Nu_{e,r} = C.Ra_r^{1/3} = \gamma.C'.Ra_m^{0.66} \qquad (9.24)$$

Le nombre de Rayleigh réel est calculé avec le flux de chaleur réel et le nombre de Rayleigh mesuré avec le flux de chaleur mesuré soit:

$$Ra_r = \gamma.Ra_m \qquad (9.25)$$

En rapprochant les équations 9.24 et 9.25, le résultat suivant est obtenu:

$$\gamma \approx (C/C')^{3/2}.Ra_m^{-1/2} \qquad (9.26)$$

Impliquant donc que γ n'est pas une simple constante. De plus une évaluation sommaire de γ faite en considérant que le nombre de Nusselt réel est égal à celui obtenu par la corrélation utilisée, montre que γ évolue entre 20 et 2 pour $10^9 < Ra_m < 10^{11}$, ce qui impliquerait des corrections sur le flux de chaleur bien supérieures à la marge d'incertitude que nous obtenons.

Si l'on admet que le flux de chaleur mesuré est correct dans la tolérance que nous avons déterminé, nous devons nous interroger sur la mesure de $T_p - T_b$.

Posons comme précédemment que l'écart de température mesuré est proportionnel d'un facteur γ à l'écart de température réel. En introduisant cette correction dans l'équation 9.15, nous avons directement:

$$Nu_{e,r} = Nu_{e,m}/\gamma \qquad (9.27)$$

Impliquant alors:

$$\gamma = C'.Ra^{0.66}/(C.Ra^{1/3}) \qquad (9.28)$$

Et si l'on considère comme ci-dessus que $C = 0.15$ et $C' \approx 2.10^{-5}$, nous obtenons:

$$\gamma \approx 1.3\ 10^{-4}.Ra^{1/3} \qquad (9.29)$$

Soit pour des nombres de Rayleigh allant de 10^9 à 10^{11}, une valeur évoluant entre 0.13 et 0.603.

Là encore, γ n'est pas constant mais fonction du nombre de Rayleigh. De plus, une telle correction implique que l'erreur de mesure sur $T_p - T_b$ va de 87% à 60%, ce qui est largement supérieur à notre marge d'erreur possible.

Nous ne pouvons donc pas expliquer par les seules erreurs de mesure l'écart constaté entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Cependant notre détermination du nombre de Nusselt repose sur la température du bain telle qu'elle est définie au chapitre 6. Cette température, moyenne des températures mesurées, n'est peut être pas celle qu'il faut prendre en compte, pour le calcul du nombre de Nusselt, à cause de la présence des autres tubes.

Dans ce cas, le transfert de chaleur serait plus complexe qu'un simple transfert par convection naturelle autour d'un tube droit, rendant possible les écarts que nous constatons entre théorie et expérience.

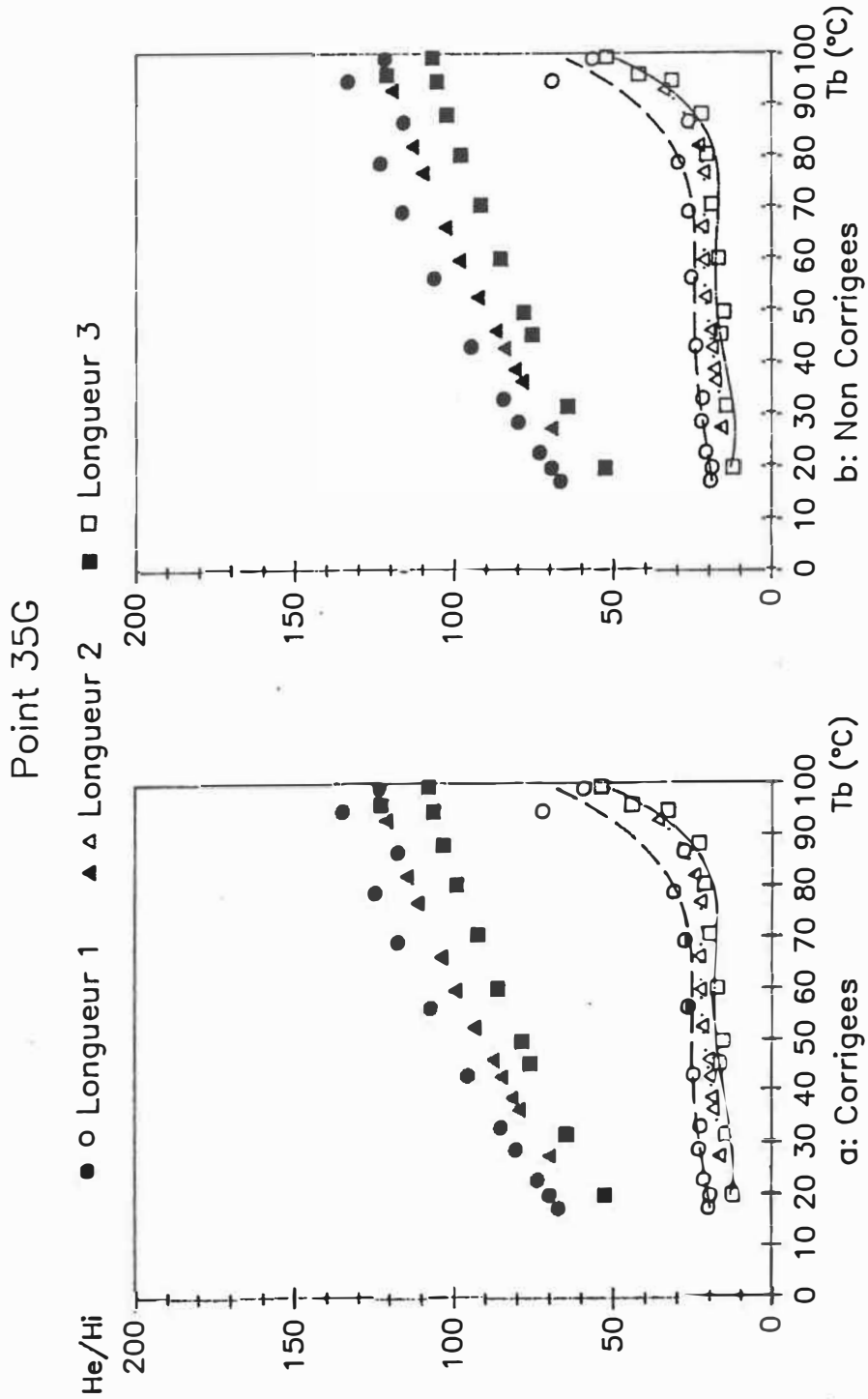


Figure 9.1: Rapport entre les coefficients d'échange

Point 35G

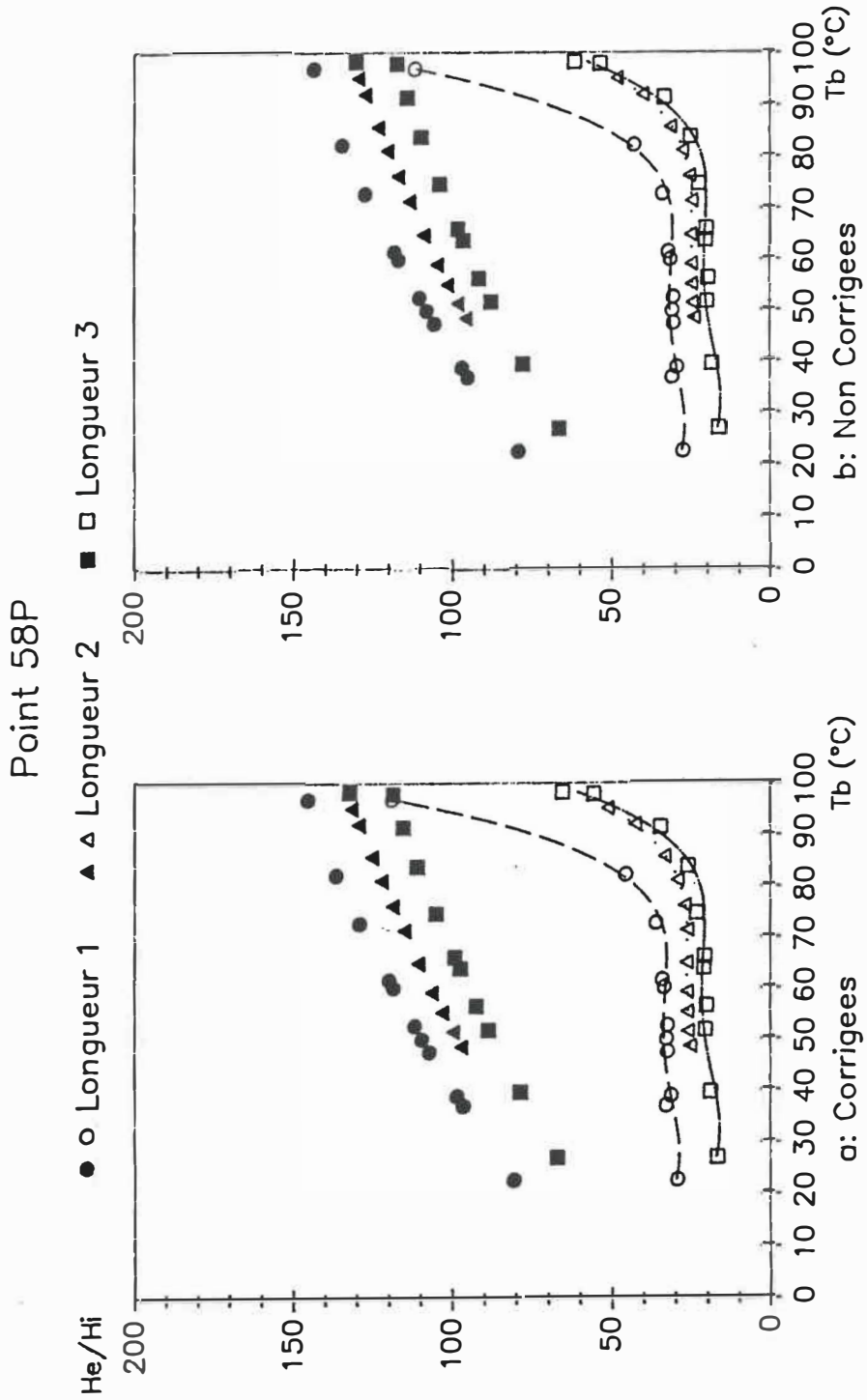


Figure 9.2: Rapport entre les coefficients d'échange

Point 58P

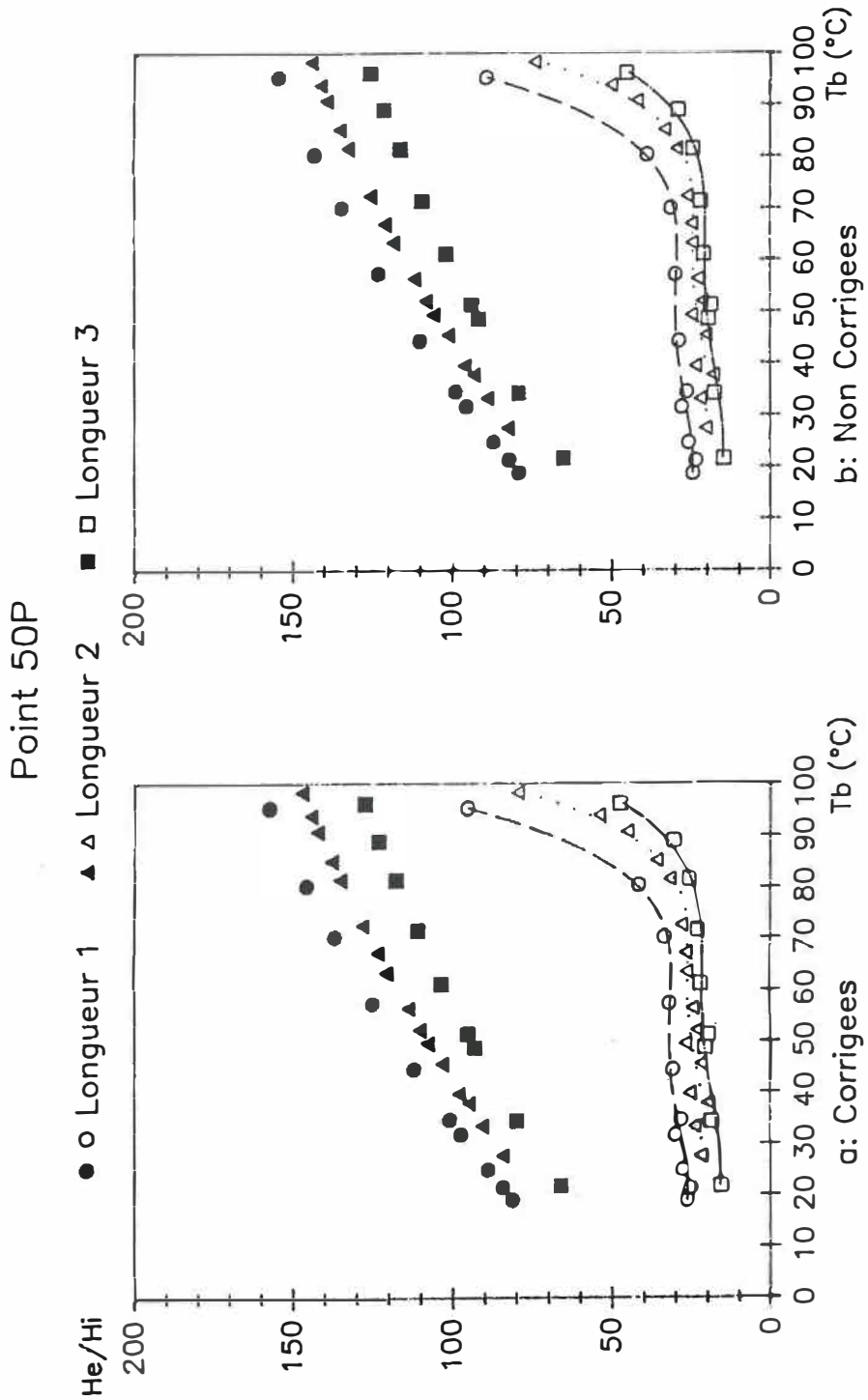


Figure 9.3: Rapport entre les coefficients d'échange

Point 50P

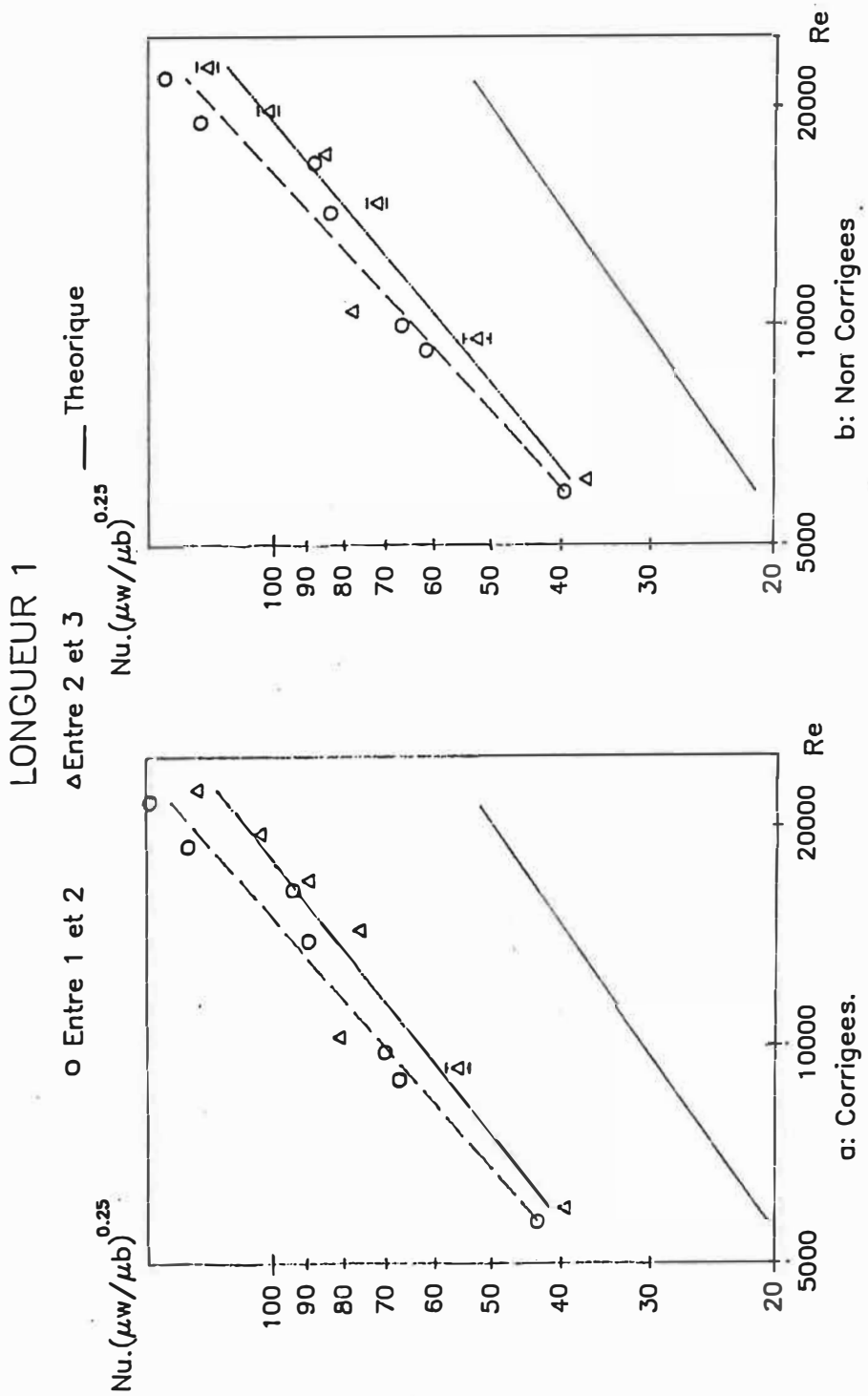


Figure 9.4: Nombre de Nusselt intérieur.

Longueur 1

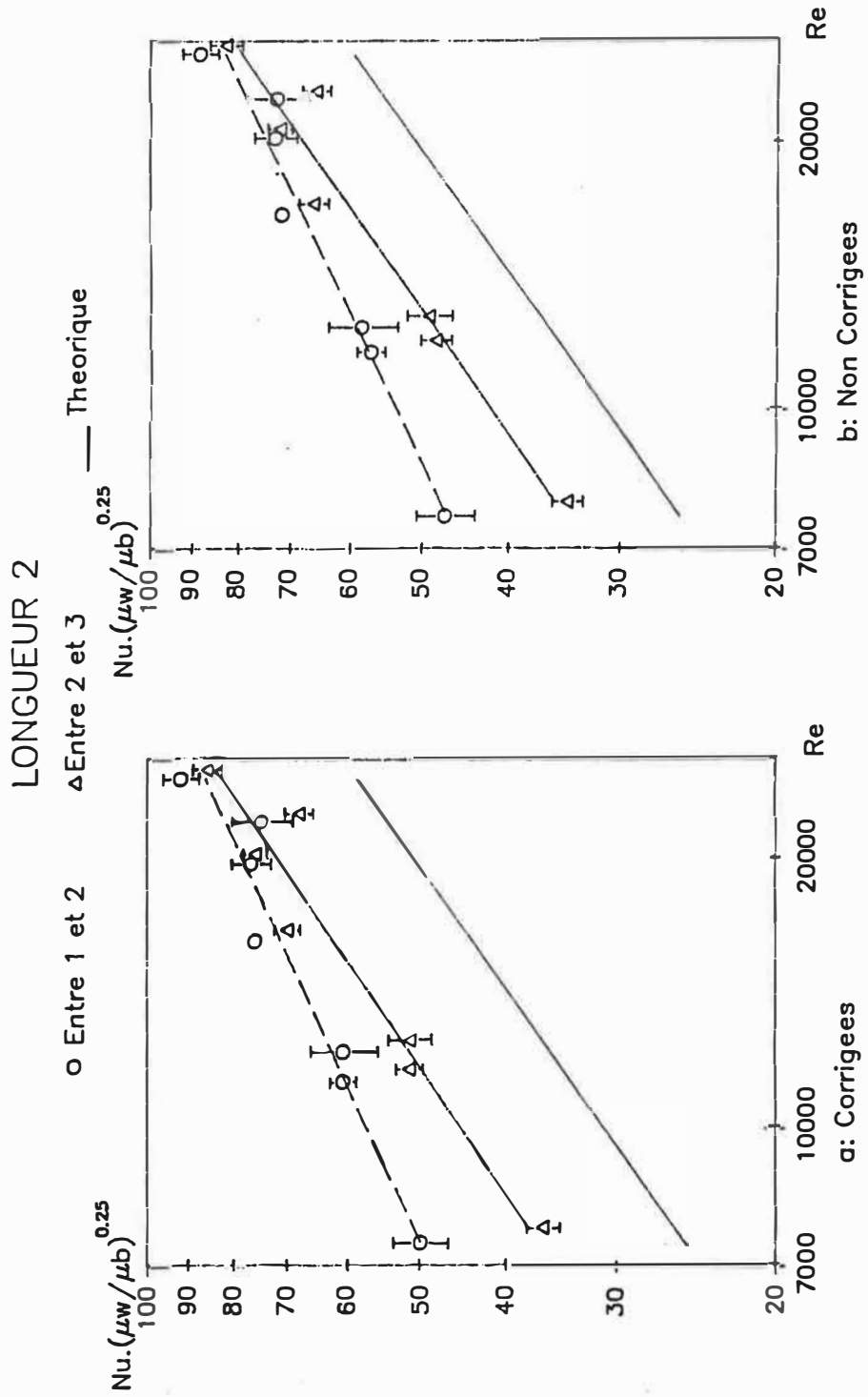


Figure 9.5: Nombre de Nusselt intérieur.

Longueur 2

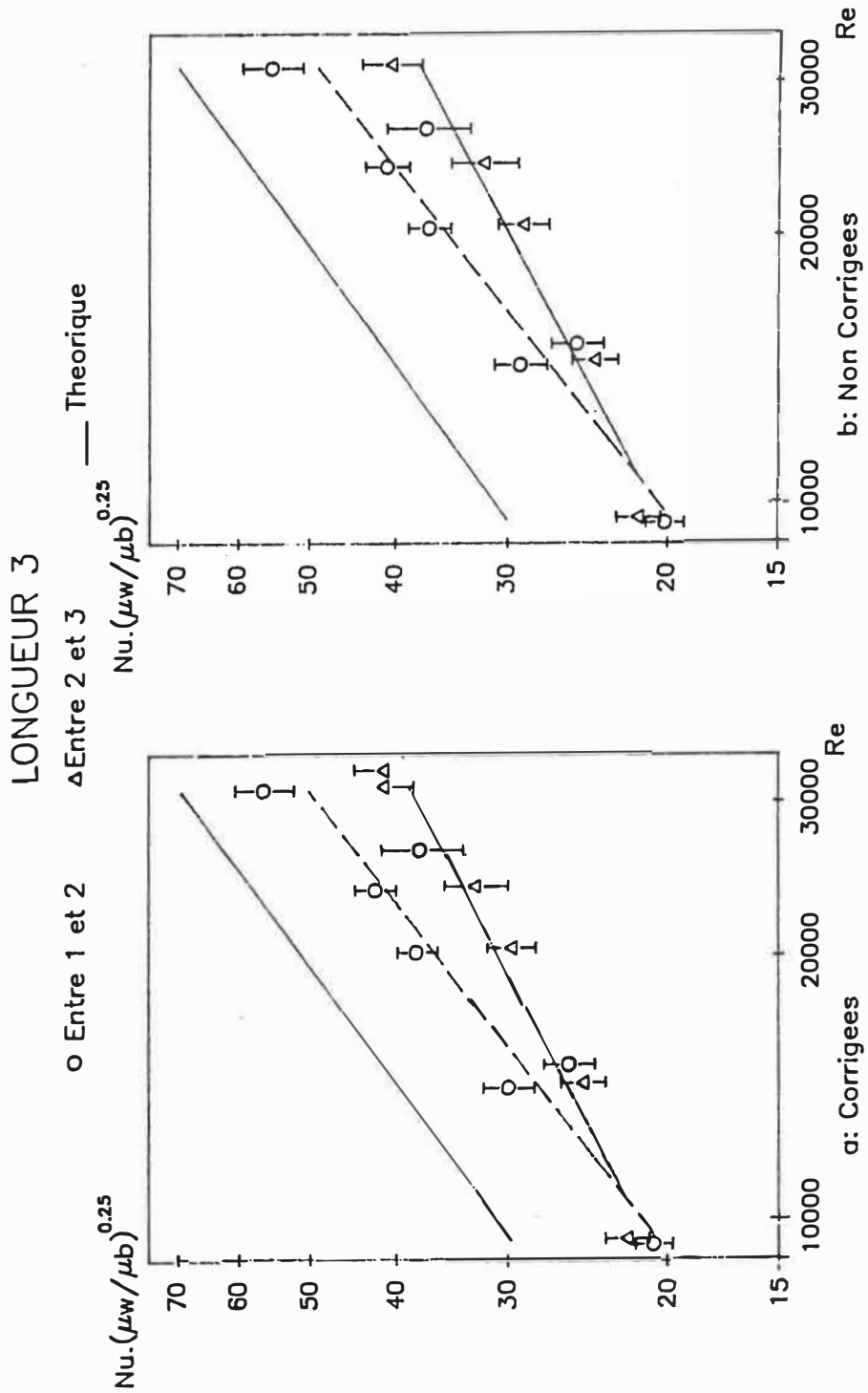


Figure 9.6: Nombre de Nusselt intérieur.

Longueur 3

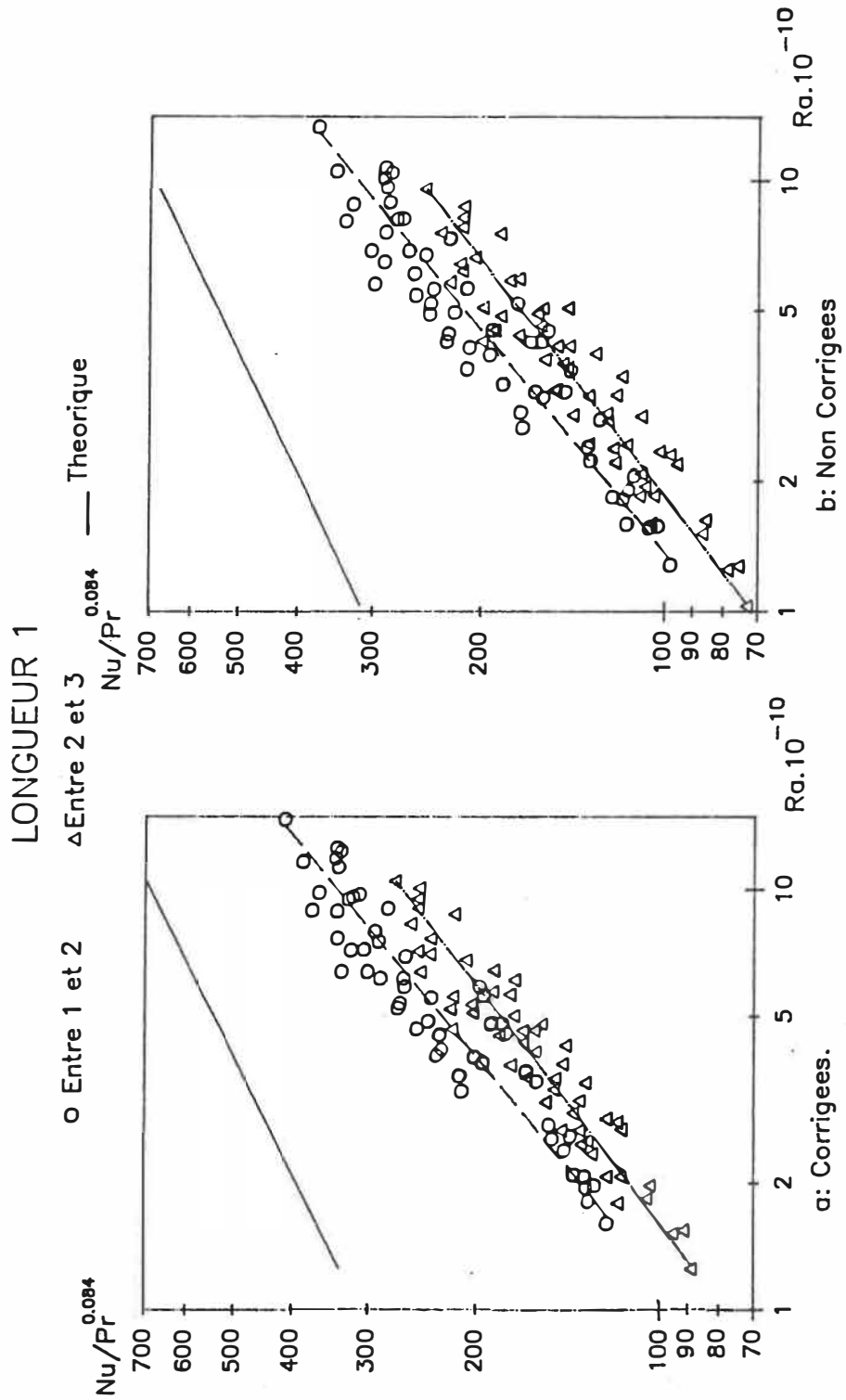


Figure 9.7: Nombre de Nusselt extérieur.

Longueur 1

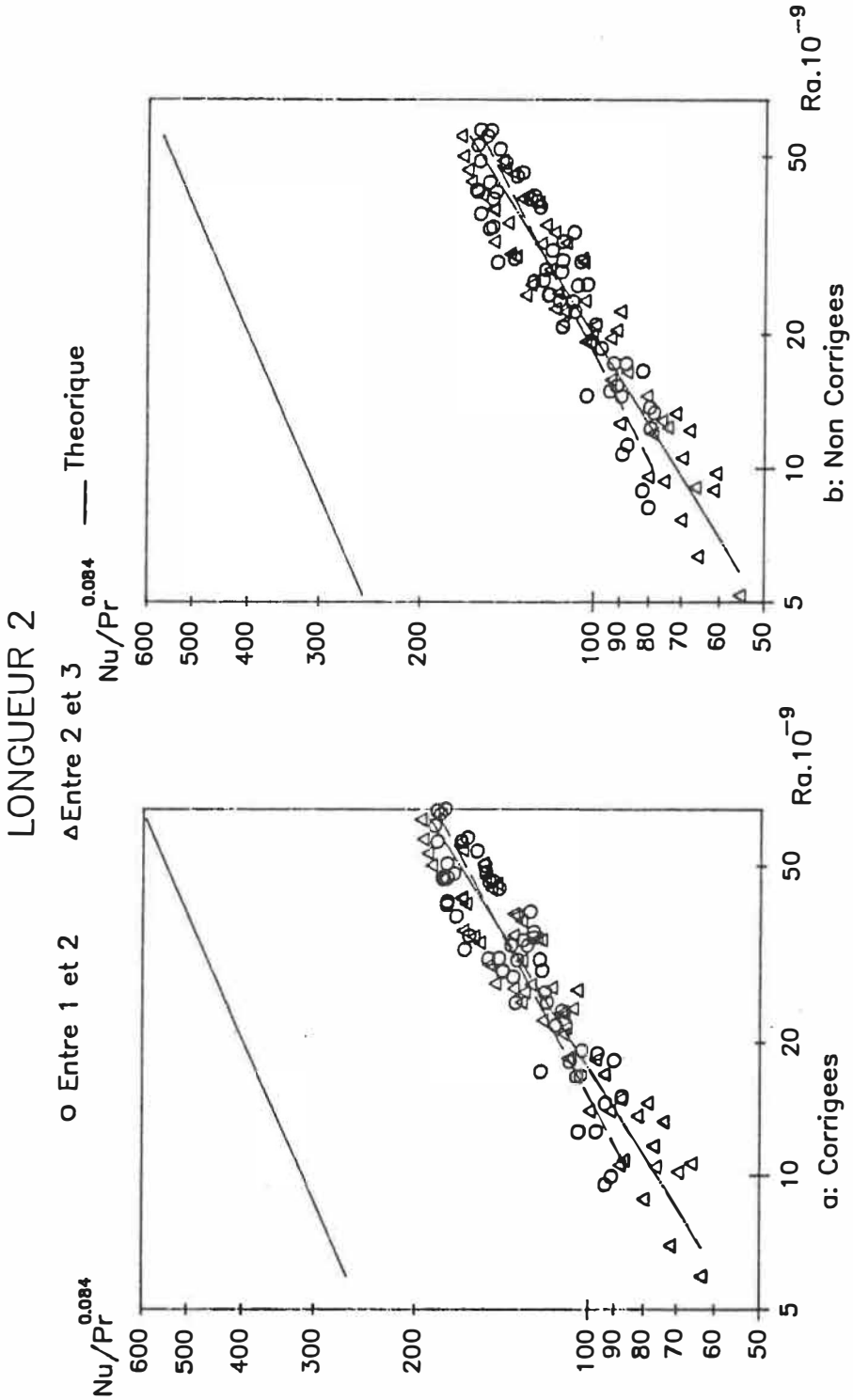


Figure 9.8: Nombre de Nusselt extérieur.

Longueur 2

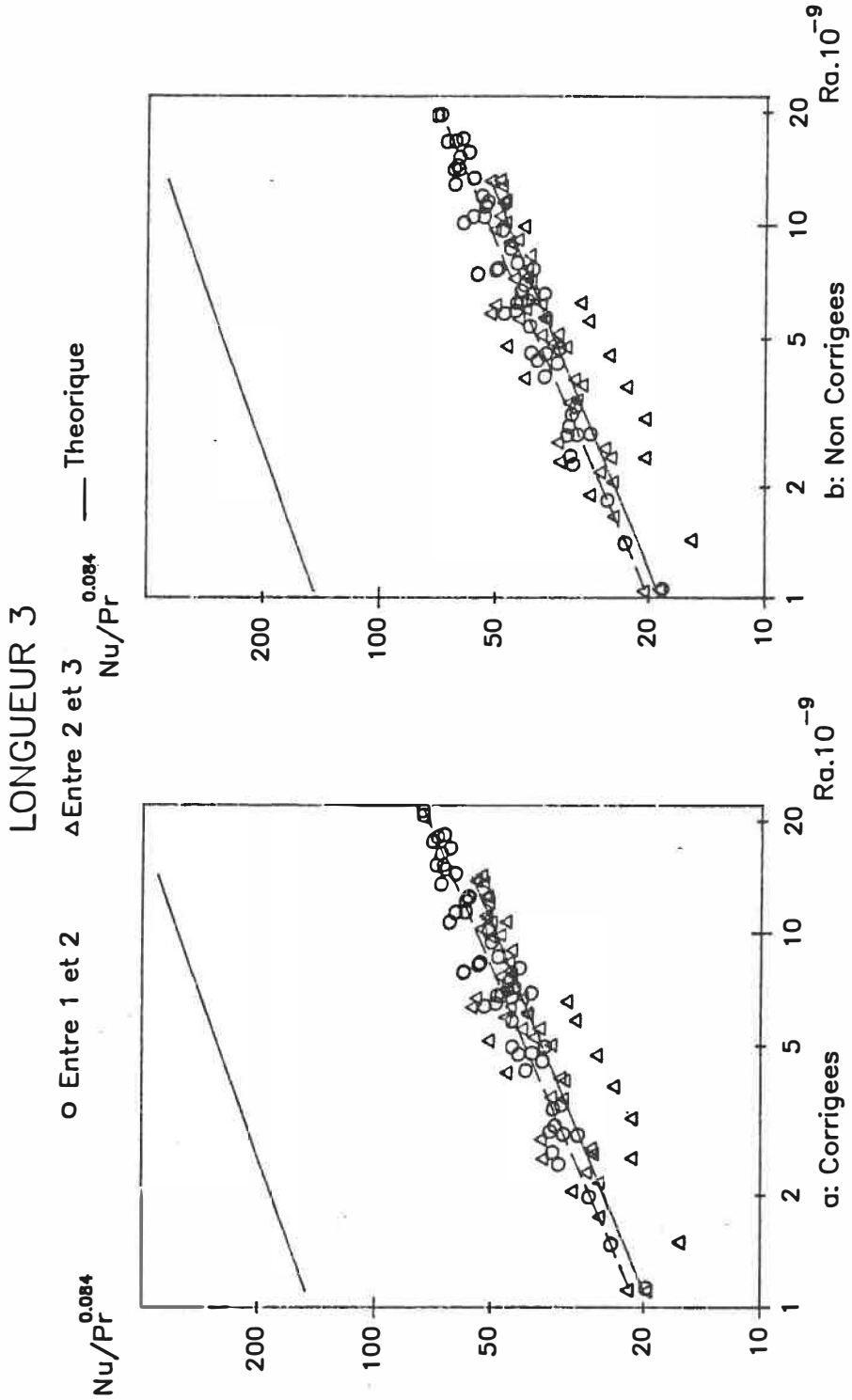


Figure 9.9: Nombre de Nusselt extérieur.

Longueur 3

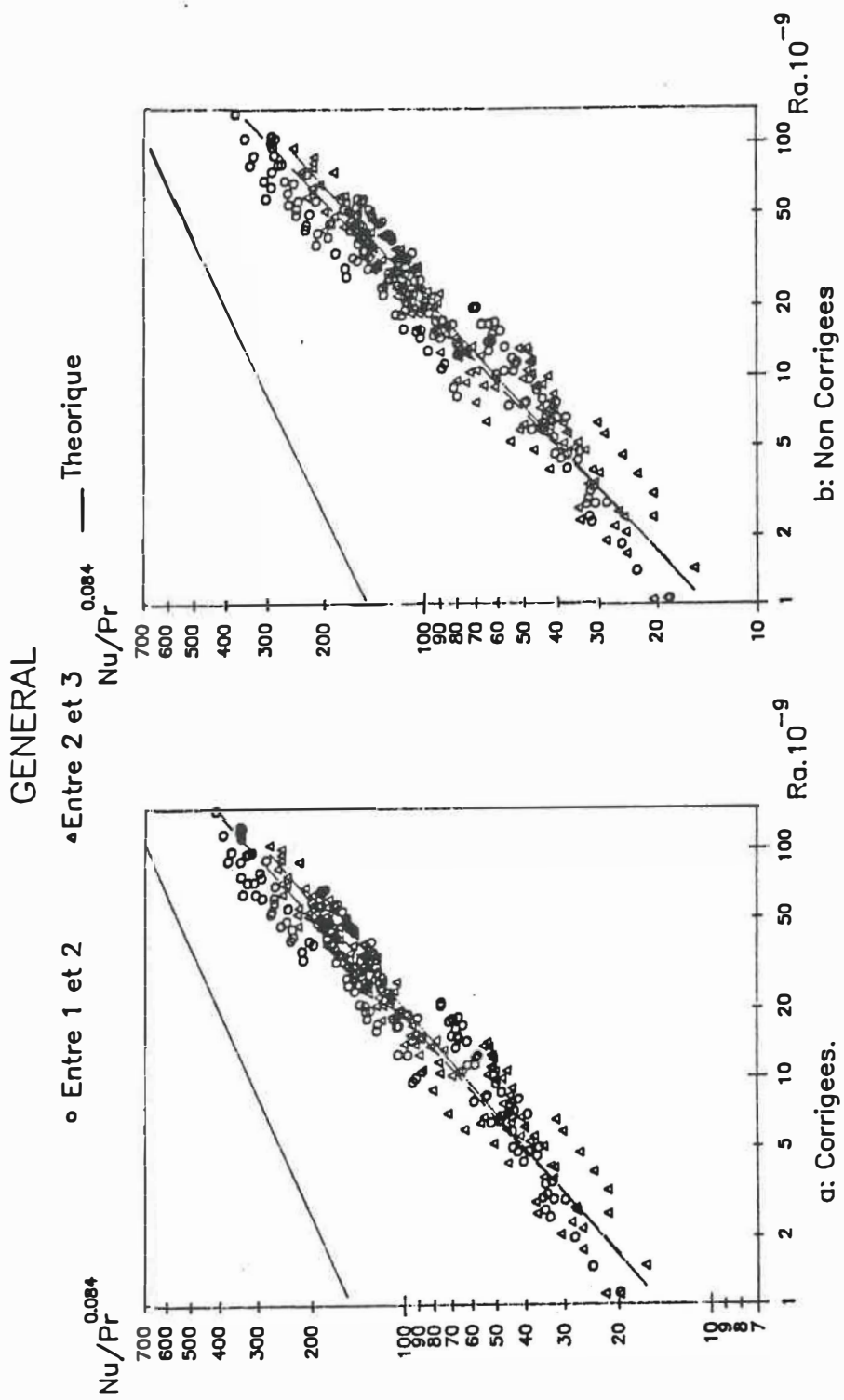


Figure 9.10: Nombre de Nusselt extérieur.

Général

Chapitre 10

10. CONCLUSION.

Nous avons étudié le fonctionnement d'un tube immergé compact, dans des conditions proches de la réalité industrielle.

Le résultat qui nous semble le plus important à souligner est l'existence d'une surchauffe importante de la paroi, de l'ordre de 30°C à 40°C pour des températures de bains faibles et une puissance de fonctionnement élevée. Le concepteur d'un tube immergé compact doit donc prendre en compte le fait qu'un tel appareil présente forcément une zone où la température de paroi est supérieure à 70°C dés que le bain est à plus de 30°C si les conditions de fonctionnement sont comparables à celles que nous avons utilisé. De plus un régime d'ébullition peut se produire dans les zones les plus chaudes dés que la température de bain dépasse 80°C.

Nous avons dans la dernière partie de l'étude tenté de retrouver des résultats théoriques concernant les nombres de Nusselt, tant intérieur qu'extérieur. Des résultats cohérents sont apparus bien que des écarts, trop importants

pour être expliqués par les seules erreurs expérimentales, ont été mis en évidence entre la théorie et l'expérience.

Pour tenter d'expliquer les écarts observés sur le nombre de Nusselt intérieur, deux points à notre avis devraient être approfondis:

-Mesure des températures de fumées.

-Détermination du profil de vitesse et de température dans le tube.

Le premier point permettrait une meilleure connaissance des flux de chaleur par la mesure plus précise des températures tandis que le second permettrait de déterminer si les champs de vitesses et de température qui règnent dans le tube sont différents de ceux qui sont pris en compte dans les études théoriques. Ces différences peuvent être causées par le brûleur, les coudes ou tout simplement l'existence de gradients de température suffisamment importants pour créer des effets de turbulence supplémentaires dans l'écoulement.

En ce qui concerne le transfert de chaleur extérieur, nous avons vu qu'une meilleure connaissance pourrait être obtenue par la réduction des incertitudes sur les flux de chaleur et les températures de paroi.

Il reste également à déterminer quels sont les mouvements convectifs à l'intérieur de la cuve. Nous avons en effet étudié le transfert de chaleur comme si chaque tube était isolé dans un milieu infini, alors que les mouvements de convection induits par un tube ont certainement des répercussions sur la circulation du liquide autour des tubes voisins. Une étude spécifique de ces mouvements de convection nous semble d'un grand intérêt, tant pour la nouveauté de ce domaine de recherche que pour les enseignements à en tirer pour développer une meilleur maîtrise du chauffage des cuves.

Annexe A: PRESENTATION DU BANC D'ESSAIS.

A.1 Objectifs poursuivis.

Lors de la conception de notre banc d'essais nous avons voulu simuler une installation de type industriel nous permettant de reproduire avec une grande souplesse des conditions variées de fonctionnement restant comparables à celles pouvant être rencontrées dans l'industrie.

Pour cela nous avons installé dans une cuve de $2m^3$ un tube immergé d'une puissance nominale de 50kW (PCS).

La nécessité de mesurer les grandeurs locales caractéristiques de l'échange de chaleur nous a amené à concevoir une "section test", pouvant remplacer un morceau du tube échangeur et équipées des dispositifs de mesure nécessaires à notre expérimentation.

Nous allons maintenant décrire les différents sous-ensembles de notre banc d'essais en mettant en lumière les critères qui ont guidé leur conception.

A.2 Le brûleur.

Le brûleur retenu [Fig.A.1] est du type "brûleur à contre rotation" (Brevet Gaz de France).

De part sa conception il autorise une très grande souplesse de fonctionnement. Ayant une puissance nominale de 50kW (PCS) il nous a permis de travailler entre 20kW (PCS) et 60kW (PCS) avec des taux d'aération pouvant aller de 1.2 à 2.4 tout en gardant, bien sûr, une combustion complète.

A.3 La chambre de combustion.

Le brûleur induisant une combustion très turbulente, nous avons dû utiliser une chambre de combustion à parois chaudes, isolée intérieurement par du béton réfractaire [Fig.A.2].

Afin d'éviter de perturber l'écoulement de liquide à l'intérieur de la cuve par la présence de la chambre de combustion assez volumineuse, celle-ci est située à l'extérieur de la cuve.

A.4 La cuve.

Comme la plupart des cuves industrielles, notre cuve est rectangulaire [Fig.A.3], d'un volume de $2m^3$, ce qui est grand devant la puissance de chauffage mais compatible avec

les ratios rencontrés dans l'industrie lorsque le chauffage est destiné à maintenir en température un bain.

Toutes les parois sont réalisées en feuilles d'acier inoxydable de 1.5mm d'épaisseur. Un des cotés est percé d'une ouverture obturée d'une plaque de verre afin de pouvoir éventuellement observer les mouvements de liquide à l'intérieur de la cuve.

Les parois verticales sont isolées par des plaques de "Styrofoam" de 5cm (2po) d'épaisseur. Le fond de la cuve est isolé du sol par une lame d'air de 15cm.

On pourra considérer dans la suite de l'étude que les parois de la cuve sont adiabatiques.

La surface du liquide n'a pas pu être laissée libre au cours du chauffage à cause de l'évaporation intense observée lorsque le bain dépasse 80°C, et qui est source de pollution pour l'environnement du laboratoire.

En conséquence les essais ont étés faits en recouvrant la surface du bain de plaques de "Styrofoam", ce qui isole ainsi presque totalement le bain du milieu extérieur.

La cuve est remplie d'eau venant du réseau de distribution donc sans traitement préalable.

La présence de gaz dissous dans l'eau pose un problème si l'on désire observer les mouvements de liquide. Ces gaz

forment en effet des petites bulles sur toutes les surfaces présentes dans le bain, parois, tube échangeur, fils de thermocouples, dés que commence le chauffage.

Néanmoins, un chauffage à une température de 80°C suffit pour, après refroidissement naturel, dégazer presque totalement le bain.

A.5 Le tube échangeur.

Dimensionné en suivant les critères habituels, le tube échangeur est d'une longueur totale de 6m70 pour un diamètre intérieur de 42mm et un diamètre extérieur de 45mm.

Ces dimensions permettent d'obtenir un rendement de chauffage de 84% (PCS), pour les conditions de fonctionnement nominales et un bain à 70°C, comparable en cela aux appareils actuellement commercialisés.

Le tube échangeur est disposé dans un plan horizontal à 20cm au dessus du fond de la cuve [Fig.A.4].

Il est divisé en sections différentes, reliées par des brides à collerettes, de façon à permettre le remplacement d'une des sections droite par la section test et de l'installer à diverses positions le long du tube échangeur.

A.6 Les équipements annexes.

Ce sont l'ensemble des équipements permettant d'assurer le fonctionnement du banc d'essai.

A.6.1 La ligne d'air.

Elle est composée [Fig.A.5].

- D'un surpresseur d'air capable de délivrer un débit de 0.042kg/s ($\approx$120m^3(n)/h) avec une pression statique au refoulement de 10kPa [Fig.A.6].
- D'une longueur droite sur laquelle est installée une plaque à orifice destinée à la mesure du débit d'air.
- Des vannes nécessaires au réglage du débit.
- D'un pressostat contrôlant la pression statique d'air à l'entrée du brûleur.

Cet organe de sécurité est indispensable pour empêcher l'alimentation en gaz du brûleur si le débit d'air est nul ou insuffisant pour assurer un fonctionnement correct.

A.6.2 La ligne gaz.

Elle est composée [Fig.A.7]:

-D'une vanne de barrage manuelle.

-D'un détendeur permettant d'abaisser la pression de 60kPa à 12kPa.

-D'une électrovanne de sécurité, coupant le circuit en cas défaut.

-D'un élément de mesure "Laminar Flow Element".

-D'une électrovanne permettant le fonctionnement du brûleur.

-Des vannes nécessaires au réglages du débit.

-De deux pressostats controlant la pression du gaz.

Cet élément permet d'arrêter le brûleur si la pression devient trop élevée, généralement à cause d'une défaillance du détendeur, ou trop faible généralement par fermeture intempestive de la vanne de barrage.

A.7 Fonctionnement.

Un boitier électronique de commande gère les informations de pression relevées par les trois pressostats et, lorsque le brûleur est en fonctionnement, contrôle en permanence l'existence d'une flamme au moyen d'une cellule

sensible au rayonnement ultraviolet émis par celle-ci.

Toute anomalie de pression ou abscence de flamme provoque la fermeture de l'électrovanne du brûleur.

Ce boitier gère aussi le cycle d'allumage du brûleur qui se décompose en trois phases:

-Préventilation:

Le ventilateur est mis en fonctionement et les pressions de gaz et d'air sont vérifiées. Puis on attend 15 secondes afin de ventiler l'appareil de chauffage avec de l'air pur.

-Allumage:

On envoie l'ordre d'ouverture à l'électrovanne brûleur et simultanément un transformateur très haute tension (8000V) est alimentée permettant de créer une étincelle entre les électrodes d'une bougie, du type de celles utilisée sur les automobiles, placée dans la tête de brûleur.

-Détection:

Après 5 secondes, la bougie d'allumage cesse d'être alimentée. La cellule de controle de flamme est intégrée à la chaîne de sécurité du boitier et l'on passe en fonctionnement normal.

Nous pouvons donc assurer un fonctionnent stable et continu du brûleur pendant toute la durée des expériences.

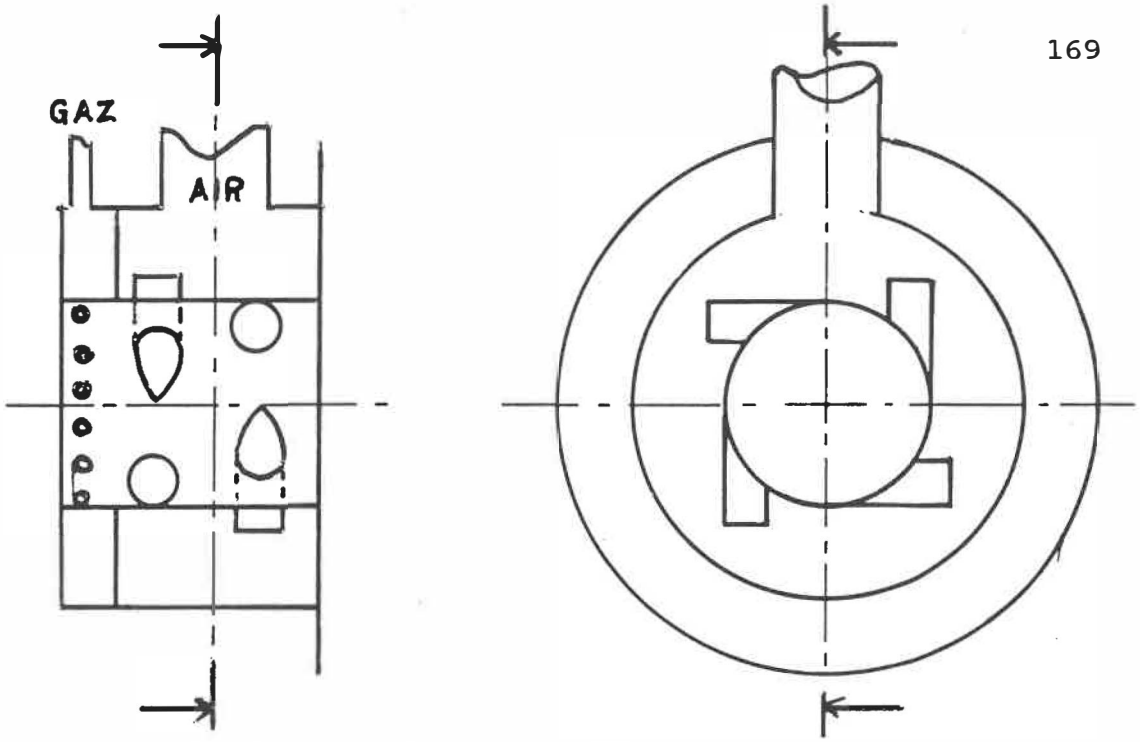


Figure A.1: Brûleur à contre Rotation.

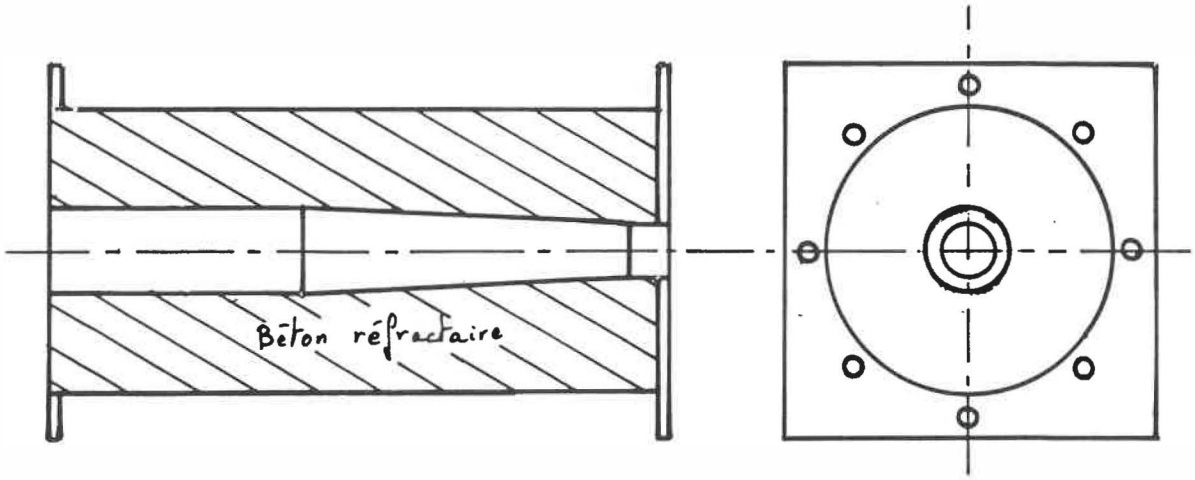


Figure A.2: Chambre de combustion

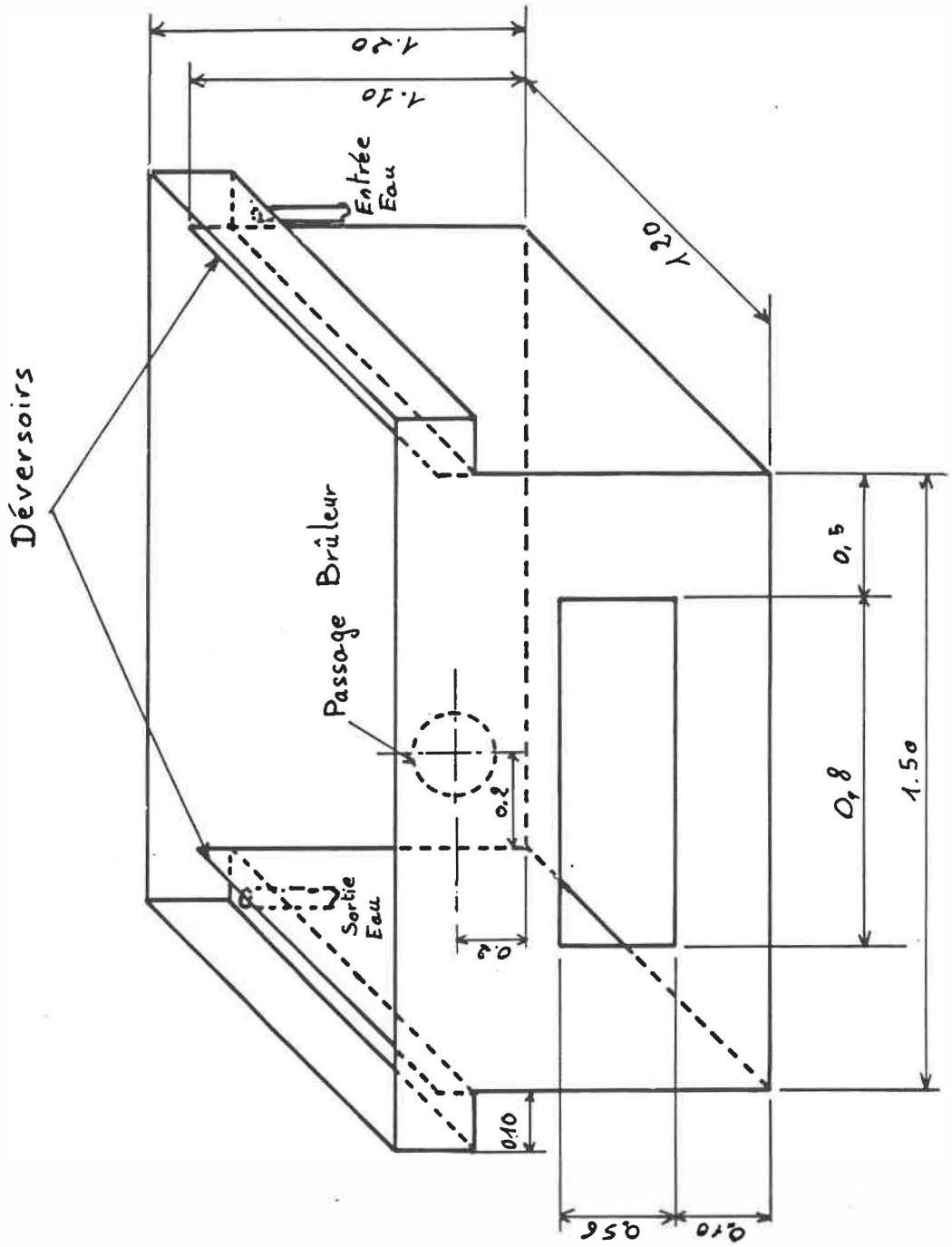


Figure A.3: Cuve expérimentale.

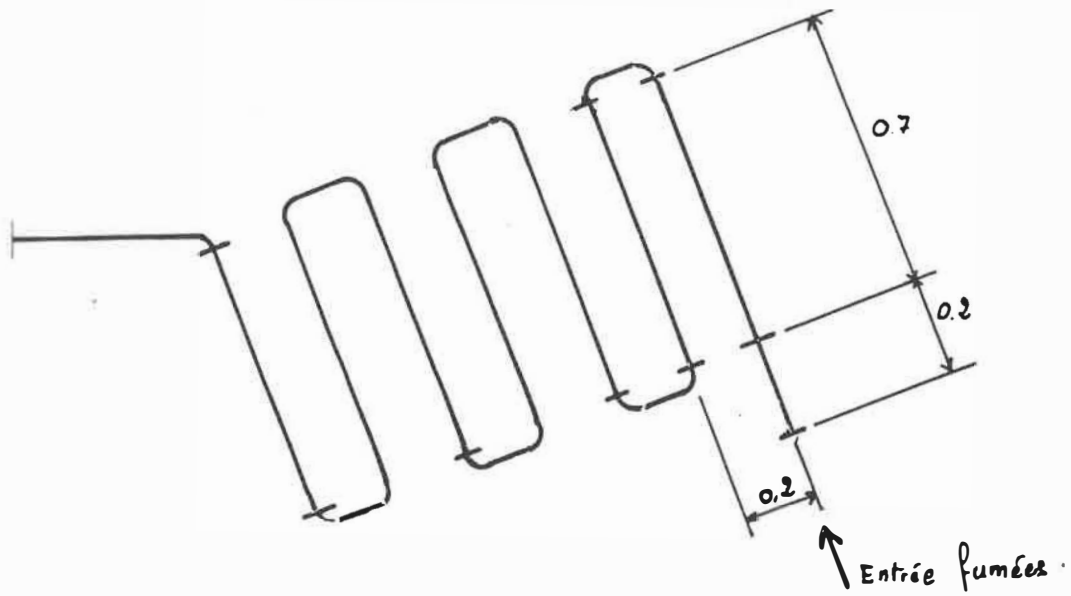


Figure A.4: Tube échangeur.

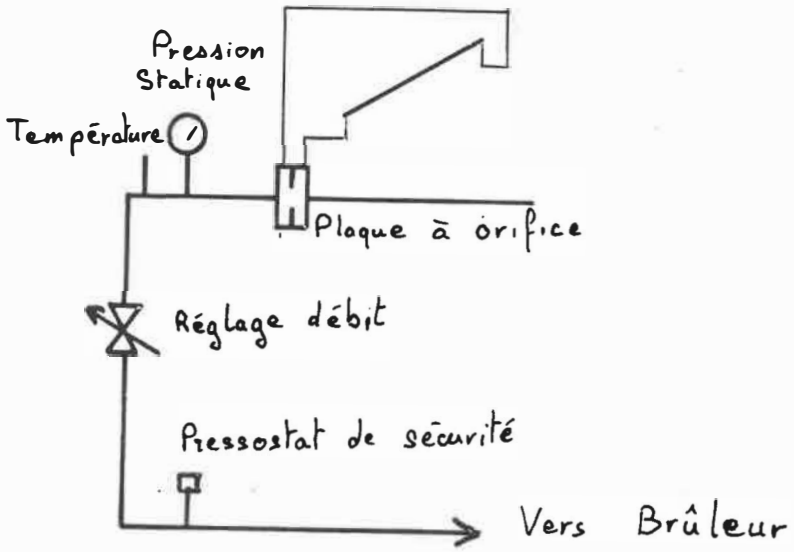


Figure A.5: Ligne d'air

Spencer® VB-007S-E Vortex Blower

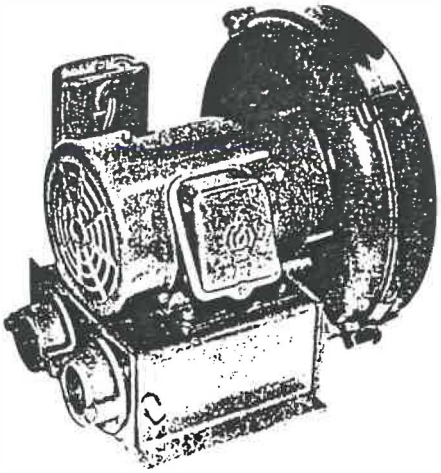
Bulletin 414D

General Specifications

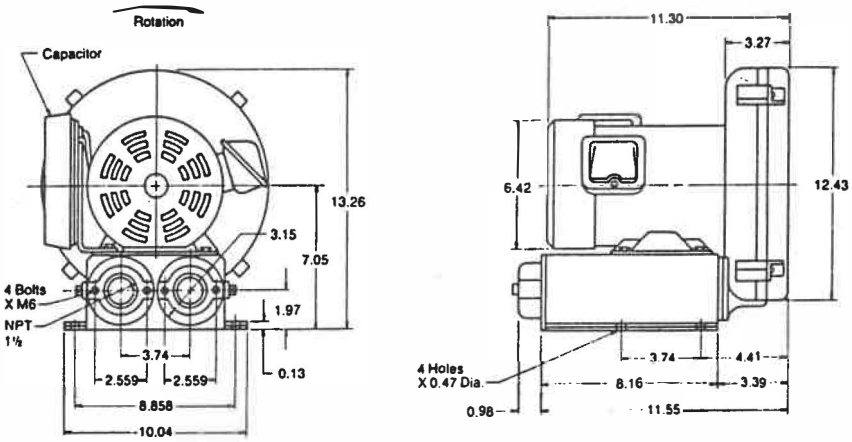
Model	VB-007S-E
Maximum volume	110 CFM
Maximum operating vacuum/pressure	47"/51" H_2O
Maximum ambient	40°C
Weight	57 lbs.
Acoustical noise @ 1.5 meters	68 dB(A) at 60 Hz

Motor specifications:	TEFC
Standard voltage	115/230V, 1 phase, 60 Hz
Power input	1.05 kW
FLA current	9.4/4.7 amps
Locked rotor current	44.0/22.0 amps
Insulation	NEMA Class B
Speed	3500 RPM at 60 Hz
Thermal protection opens	120° ± 5°C

Note: Thermal protection designed for 60 Hz operation only. UL component recognition file card E74268. Motors are dual frequency (50 Hz or 60 Hz). Consult factory for applicable 50 Hz voltage.



Dimensions of VB-007S-E in inches.



The Spencer Turbine Company Windsor, Connecticut 06095

Figure A.6: Surpresseur d'air

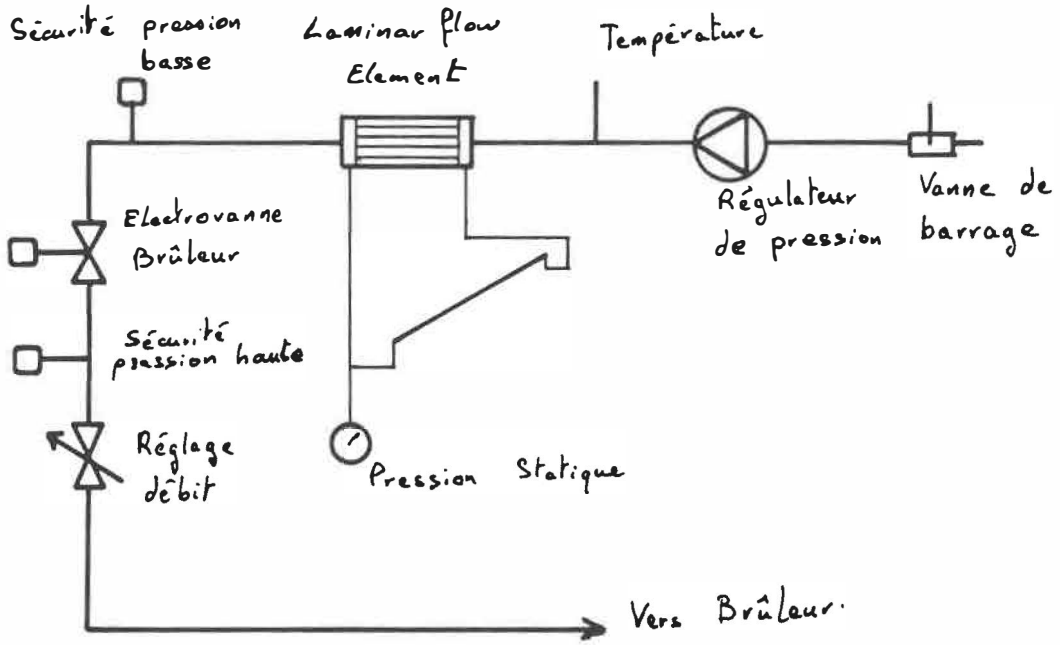


Figure A.7: Ligne gaz.

ANNEXE B: PROPRIETES DES FLUIDES.

B.1 Introduction.

Les grandes variations de température observées au cours de notre étude pour l'eau comme pour les gaz de combustion imposent de prendre en considération leurs effets sur les propriétés de transport de ces fluides.

Ce sont en effet les modifications importantes que subissent ces propriétés qui sont en partie à la base de certains des phénomènes observés.

Les propriétés qui nous sont nécessaires sont la chaleur spécifique, la conductivité thermique, la viscosité dynamique et la masse volumique. Pour l'eau s'ajoute à cette liste le coefficient cubique de dilatation thermique.

Notons que toutes ces propriétés sont évaluées à la pression atmosphérique pour les gaz et à la pression de saturation pour l'eau liquide entre 10°C et 100°C.

Ce sont les valeurs calculées comme précisé ci-dessous qui ont été utilisées chaque fois que cela est nécessaire.

B.2 Propriétés physiques de l'eau.

B.2.1 Masse volumique.

La masse volumique de l'eau est donnée par:

$\rho = \Sigma A_i * T^i$, i=0 à 2 avec ρ en kg/m^3 , T en °C et

$A_0 = 1003.38$

$A_1 = -0.157214$

$A_2 = -0.002911$

La déviation maximale observée par rapport aux tables [25] est de 0.3%.

B.2.2 Chaleur spécifique.

La chaleur spécifique à pression constante est donnée par:

$Cp = \Sigma A_i * T^i$, i=0 à 3 avec Cp en J/kg.K, T en K et

$A_0 = 895.6$

$A_1 = -40.52$

$A_2 = -0.1124$

$A_3 = -1.014*10^{-4}$

La déviation maximale observée par rapport aux tables [25] est de 0.2%.

B.2.3 Conductivité thermique.

La conductivité thermique est donnée par:

$\lambda = \Sigma A_i * T^i$, i=0 à 2 avec λ en $W/m^2.K$, T en °C et

$A_0 = 0.56957$

$A_1 = 0.001837$

$A_2 = -7.261*10^{-6}$

Aucune déviation n'est observée par rapport aux tables [25] celles-ci ne donnant que trois chiffres significatifs.

B.2.4 Viscosité dynamique.

Le domaine de température est scindé en deux. Entre 10°C et 40°C la corrélation proposée par Schmidt [26] donne:

$\mu = \Sigma A_i * (1.8*T+32)^i$, i=0 à 10 avec μ en $N.s/m^2$ et, T en °C

La déviation maximale est de 0.7% par rapport aux tables [25].

Dans le domaine 40°C à 100°C, la viscosité est donnée par Elliot [27] comme:

$$\mu = a*10^{b/(T+c)} \text{ avec } \mu \text{ en } N.s/m^2 \text{ et } T \text{ en } °C.$$

La déviation maximale observée est alors de 1.25% par rapport aux tables.

B.2.5 Coefficient cubique de dilatation thermique.

Le coefficient cubique de dilatation thermique est donné par:

$$\beta = \Sigma A_i *T^i, \; i=0 \text{ à } 3 \text{ avec } \beta \text{ en } 1/K, \; T \text{ en } °C \text{ et}$$

$$A_0 = -6.654*10^{-5}$$
$$A_1 = 1.575*10^{-5}$$
$$A_2 = -1.317*10^{-7}$$
$$A_3 = 5.619*10^{-10}$$

La déviation maximale observée est de 5% par rapport aux tables [28].

B.3 Propriétés physiques des fumées.

B.3.1 Propriétés des constituants.

Les fumées de combustion du gaz naturel contiennent lors d'une combustion complète en excès d'air, ce qui est notre cas, essentiellement de l'azote, du gaz carbonique, de la vapeur d'eau et de l'oxygène.

Nous admettons que la masse volumique des constituants suit la loi des gaz parfaits.

Leur chaleur spécifique à pression constante est donnée par les relations proposées par [31] de la forme:

$Cp = a + b*\Theta^{\alpha} + c*\Theta^{\beta} + d*\Theta^{\gamma}$ où a,b,c,d sont réels et α,β,γ sont rationnels.

Cp est donné en J/kg.K et $\Theta = T/100$ avec T en K.

Ces relations permettent d'obtenir une précision de 0.4% pour $300K \leq T \leq 3500$.

Nous avons pour chacun de ces constituants utilisé des polynômes de corrélation basés sur les données disponibles [28], [29], [30] pour corréler leur viscosité dynamique et

leur conductivité thermique en fonction de la température. On trouvera l'ensemble des coefficients utilisés ci-dessous.

Conductivité thermique:

$\lambda_c = \Sigma A_i * T^i$, i=0 à 2 avec λ en $W/m^2.K$, T en °C et $c = N_2, O_2, CO_2, H_2O$

	A_0	A_1	A_2
N_2	$2.49*10^{-2}$	$6.48*10^{-5}$	$-8.08*10^{-9}$
CO_2	$1.40*10^{-2}$	$8.96*10^{-5}$	$-1.39*10^{-8}$
O_2	$2.47*10^{-2}$	$7.99*10^{-5}$	$-1.55*10^{-8}$
H_2O	$1.50*10^{-2}$	$9.11*10^{-5}$	$3.98*10^{-8}$

la déviation maximale observée en utilisant ces valeurs est de 1% entre 100°C et 1200°C sauf pour la vapeur d'eau ou elle atteint 3.5% autour de 200°C.

Viscosité dynamique:

$\mu_c = \Sigma A_i * T^i$, i=0 à 3 avec μ en $N.s/m^2$, T en °C et $c = N_2, O_2, CO_2, H_2O$

	A_0	A_1	A_2	A_3
N_2	$1.71*10^{-5}$	$3.87*10^{-8}$	$-9.60*10^{-12}$	0
CO_2	$1.44*10^{-5}$	$3.93*10^{-8}$	$-7.52*10^{-12}$	0
O_2	$2.00*10^{-5}$	$4.38*10^{-8}$	$-7.56*10^{-12}$	0
H_2O	$9.05*10^{-5}$	$3.11*10^{-8}$	$1.49*10^{-11}$	$-9.56*10^{-15}$

La déviation maximale observée en utilisant ces valeurs est de 1.8% entre 100°C et 1200°C.

B.3.2 Propriétés du mélange.

Les propriétés d'un mélange de gaz sont donnés par les formules suivantes [30]:

Masse Volumique: $\rho_{mel} = \Sigma(\rho_i . Y_i)$

Chaleur spécifique: $$C_{p_{mél}} = \frac{\sum(C_{p_i} M_i y_i)}{\sum(M_i y_i)}$$

Viscosité dynamique: $$\mu_{mél} = \sum \left(\frac{\mu_i}{1+\sum_{j\neq i}\left(\phi_{ij}\frac{y_j}{y_i}\right)} \right)$$

Avec $\phi_{ij} = \dfrac{\left[1+\left(\frac{\mu_i}{\mu_j}\right)^{1/2}\left(\frac{M_j}{M_i}\right)^{1/4}\right]^2}{\sqrt{8}\left(1+\frac{M_i}{M_j}\right)^{1/2}}$

Conductivité thermique: $\lambda_{mél} = \sum\left(\dfrac{\lambda_i}{1+\sum_{j\neq i}\left(A_{ij}\frac{y_j}{y_i}\right)}\right)$

avec $A_{ij} \approx 1.065\Phi_{ij}$

ou Y_i et M_i représentent respectivement la fraction molaire et la masse molaire du ième constituant.

Les fractions molaires de chacun des constituants sont déterminées en fonction du taux d'aération **n** soit le rapport entre la masse d'air comburant et la masse d'air stoechiométrique.

D'autre part, l'air ambiant utilisé comme comburant étant humide, nous en tenons compte dans le calcul de fractions molaires des constituants. On a pour cela défini un facteur ω comme le rapport de la masse de vapeur contenue dans l'air comburant à la masse de gaz naturel.

A titre d'illustration, nous présentons dans cette annexe [Fig. B.1 à B.4] l'influence du taux d'aération et de l'humidité de l'air comburant sur les différentes propriétés.

On peut noter que seule la chaleur spécifique des fumées est notablement influencée par ces facteurs.

A titre de comparaison nous présentons sur ces mêmes figures les valeurs obtenues avec un taux d'aération fictif de 500 aboutissant à une composition des fumées équivalente à celle de l'air.

Les valeurs obtenues dans ce cas présentent une déviation maximale de l'ordre de 2% par rapport aux tables de l'air [29].

B.4 Propriétés du gaz naturel utilisé.

B.4.1 Composition du gaz (Données Gaz Métropolitain).

Composants	Fraction Molaire.
N_2	0.018.
CO_2	0.0046
D'ou inertes	0.0226
CH_4	0.9595
C_2H_6	0.0170
C_3H_8	0.0009
C_4H_{10}	0.0001
Total	1.000

D'où les propriétés suivantes ramenées au m^3 de gaz naturel:

Pouvoir Comburivore: $1.9834m^3$ d'oxygène ou $9.49m^3$ d'air.

et pour les fumées stoechiométriques, toujours pour un mètre cube de gaz naturel:

Volume humide: $10.45m^3$.

Volume d'azote: $7.479m^3$.

Volume de gaz carbonique: $1.001m^3$.

Volume de vapeur d'eau: $1.974m^3$.

Enfin:

Masse volumique normale (0°C, 101.325kPa): $0.7433kg/m^3$

Pouvoir Calorifique Supérieur: 53.1 MJ/kg.

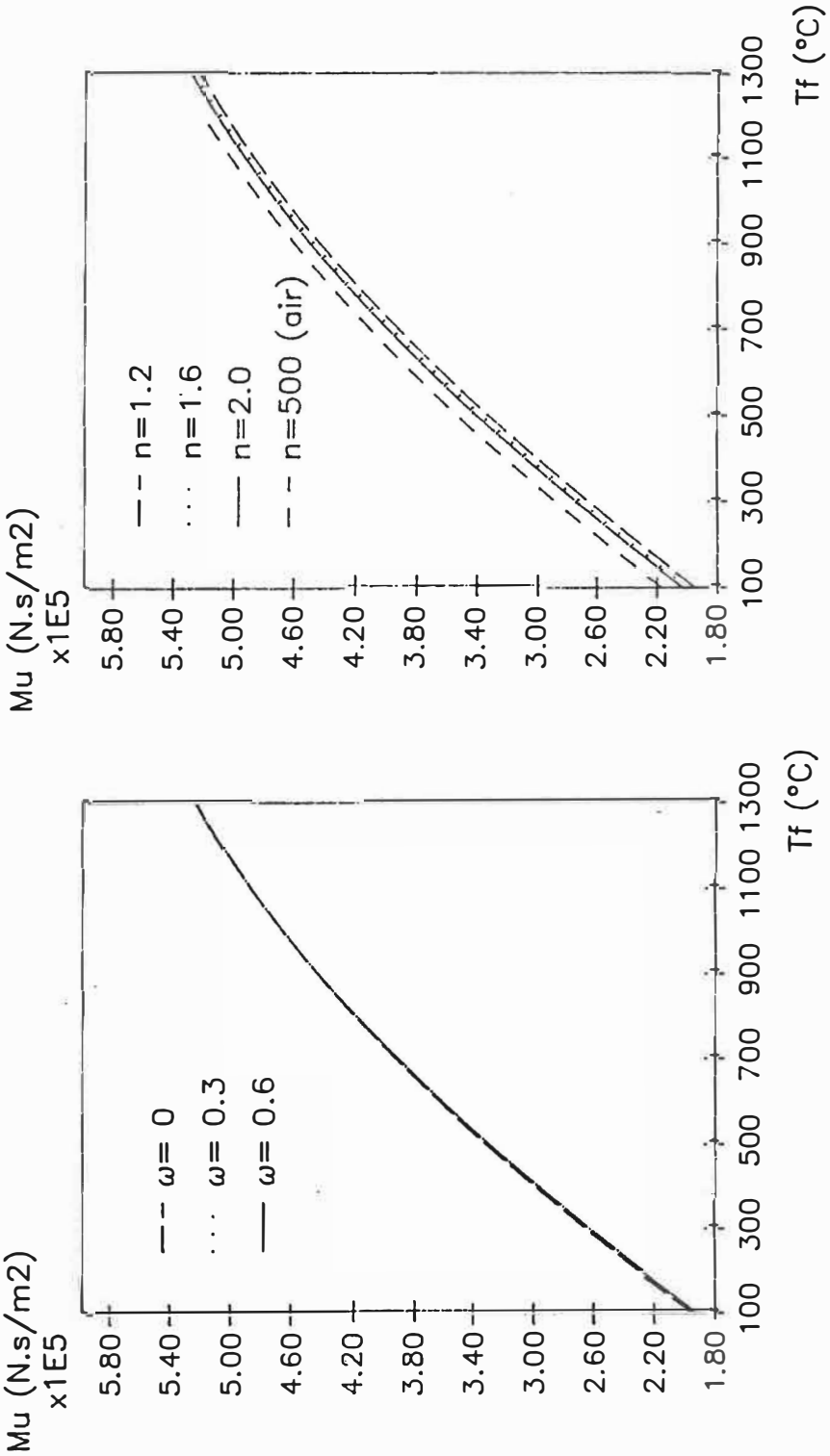


Figure B.1: Viscosité des fumées.

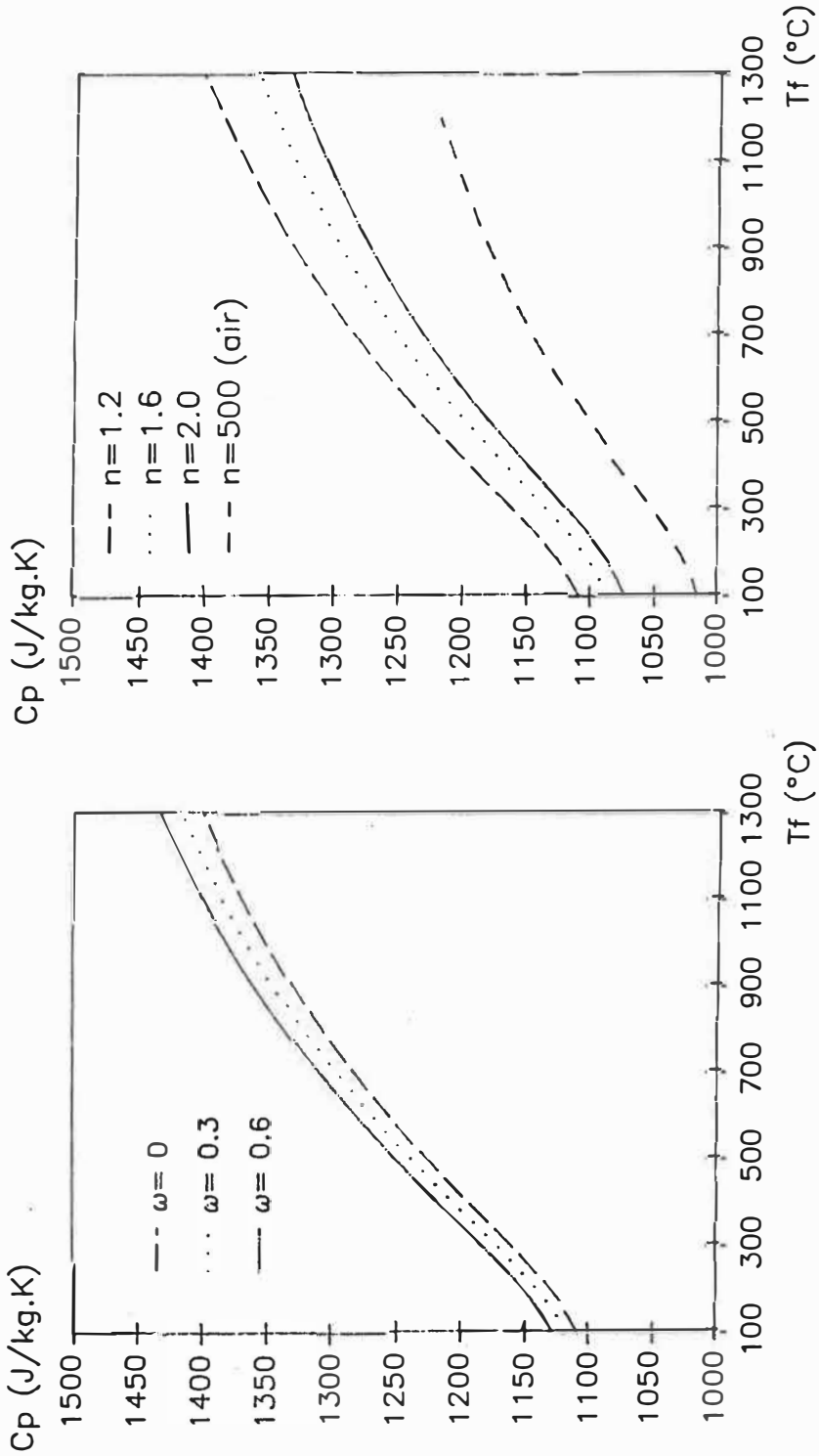


Figure B.2: Chaleur spécifique des fumées.

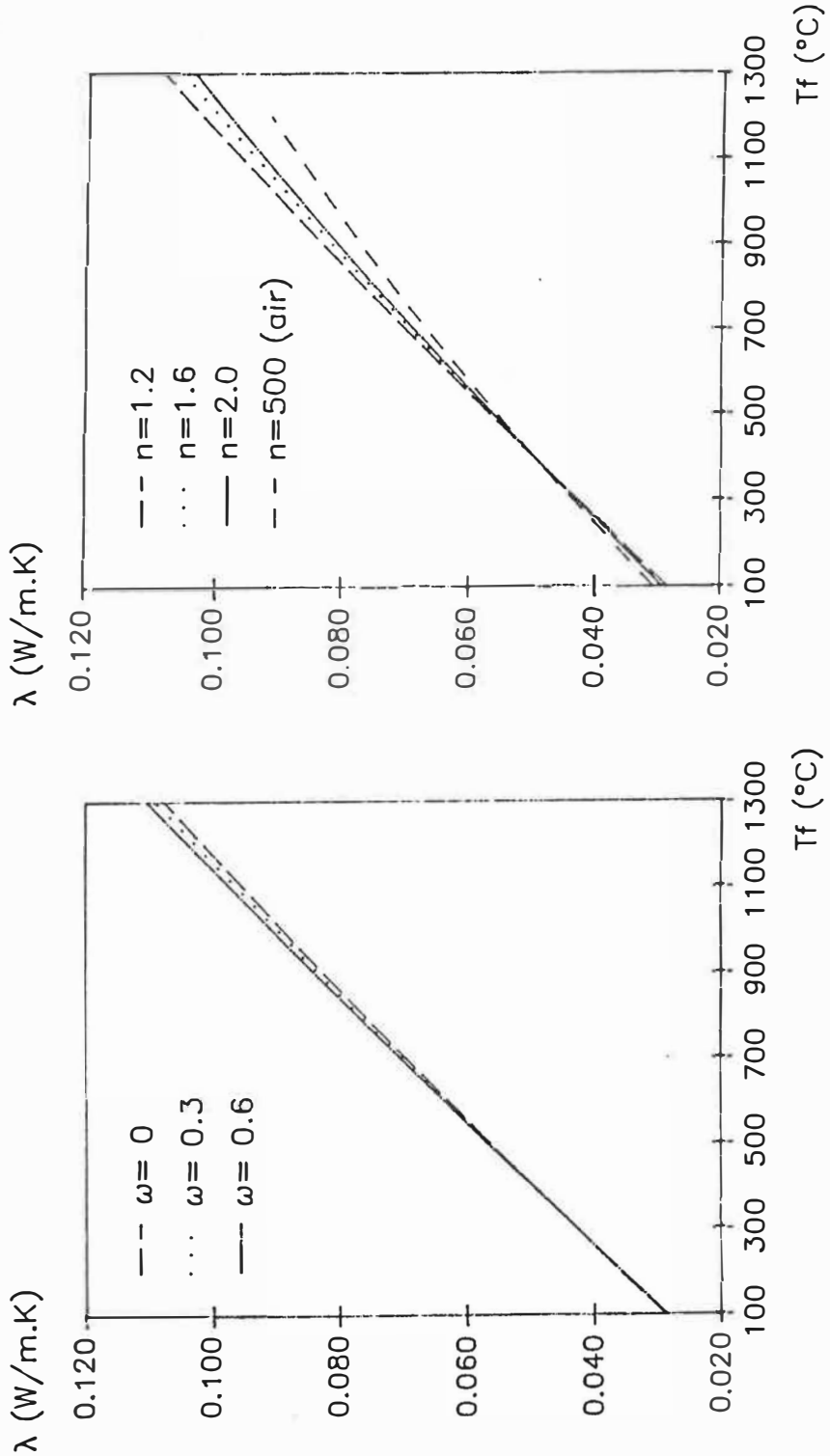


Figure B.3: Conductivité thermique des fumées.

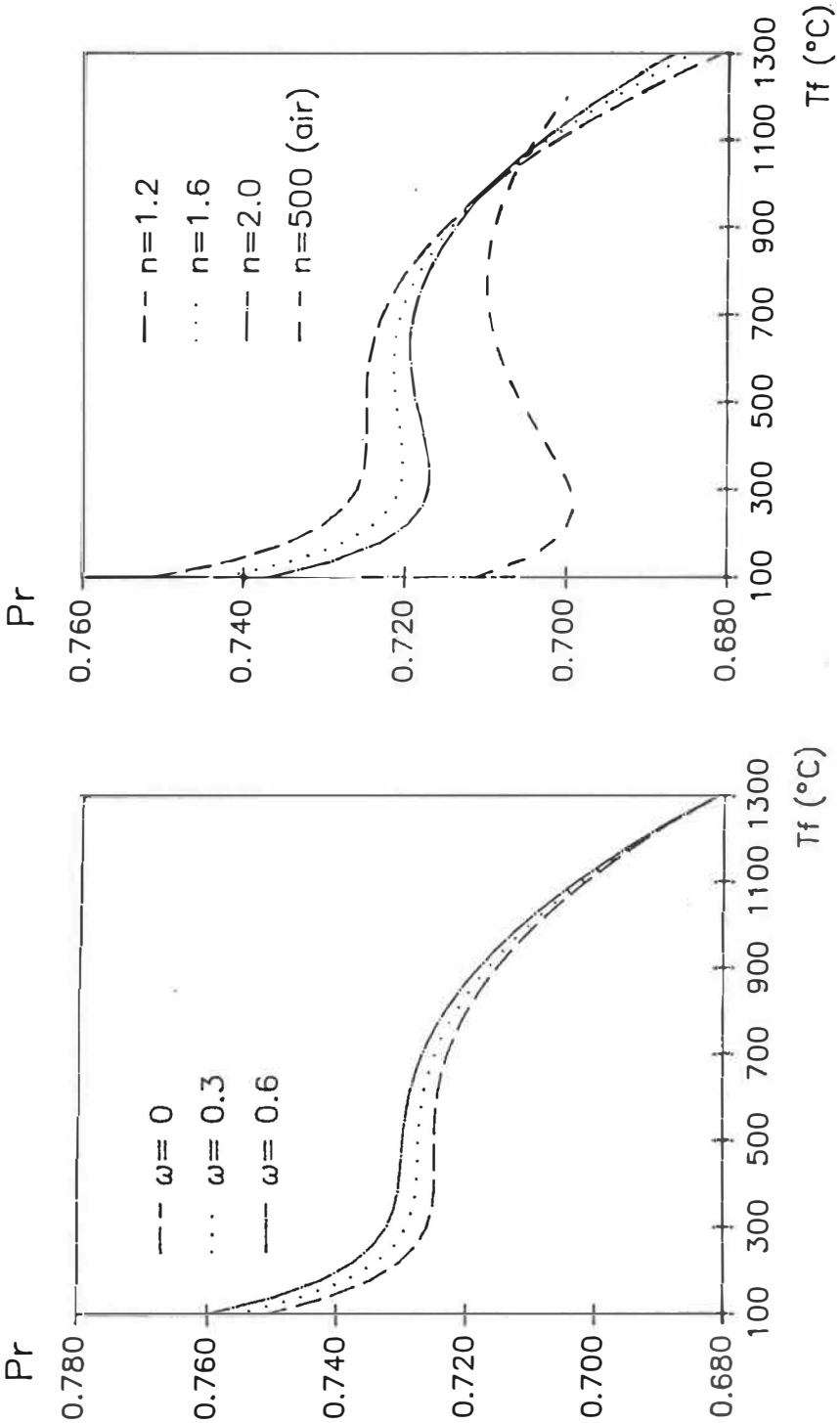


Figure B.4: Nombre de Prandtl des fumées.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

1: FARDEAU, B., «Le chauffage des liquides industriels au gaz naturel.», (1ère édition), Gaz de France, DETN, (1984).

2: SOLANA, M., «Le gaz naturel dans l'industrie textile: Chauffage des liquides.», (2ème édition, Gaz de Fance, DEC, (1986).

3: MARTRES, J., «Les traitements de surface et le gaz naturel», 3ème édition, Gaz de France, DEC, (1987).

4: THOUAULT, A, «Les possibilités d'application de la combustion submergée au chauffage des bains industriels et au traitement d'effluents liquides», C.R., Congrès A.T.G. (Association Technique du Gaz en France), (1976).

5: GUY, C., CARREAU, P.J., «La combustion submergée», l'Actualité chimique canadienne, Vol.38, No.8, p.19-23,(1986).

6: FARDEAU, B., «Le chauffage des liquides industriels par tubes et échangeurs immergés compacts.», C.R, Congrès A.T.G., (1983).

7: CAGNON, F., VINCHON, A., «Bilan du développement des techniques de chauffage des liquides industriels», C.R, Congrès A.T.G, (1986).

8: CAGNON, F., «Le tube immergé compact GDF 50kW pour le chauffage des bains industriels» C.R., International Gas Research Conférence, p. 925-932, (1986).

9: ASSOCIATION TECHNIQUE DE L'INDUSTRIE DU GAZ EN FRANCE, «Calcul, Conception et utilisation des brûleurs industriels à gaz», p.279-292, Paris, l'Association, (1983).

10: BAVAY, J.C., DAMIE, P., «Influence de la température sur la passivation et la corrosion de divers aciers inoxydables industriels dans l'acide sulfurique à 20%», Revue Métaux, (Septembre 1980).

11: MEZON, J., GRANET, T., «Le chauffage des bains corrosifs utilisés en traitement de surface.», Gaz de France, DETN, Rapport interne, M.CERUG(S3)/B3/JMe/SC/N° 86 1979, (1987).

12: SPARROW, E.M., PFEIL, D.R., «Enhancement of Natural Convection Heat Transfer from a Horizontal Cylinder Due to Vertical Shrouding Surfaces», J. Heat Transfer, Vol.106, p. 124-130, (1984).

13: KARIM, F., FAROUK, B., NAMER, I., «Natural Convection Heat Transfer from a Horizontal Cylinder between Vertical Adiabatic Walls», J. Heat Transfer, Vol.108, p.291-298, (1986).

14: YAGHOUBI, M.A., INCROPERA, F.P., «Natural Convection from a Heated Horizontal Cylinder Submerged in a Shallow Water Layer.», 6th Int. Heat Transfer Conf., Toronto, p.269-274, Hémisphère Publ. Corp., (1978).

15: FAND, R.M, KESWANI, K.K., «Mass rate of Flow in the Natural Convection Plume above a Heated Horizontal Cylinder Immersed in a Liquid.», J. Heat Transfer, p.192-198, (May 1973).

16: CICCIA, P., «Présentation et mode d'emploi du programme FANTASTIC», Gaz de France, DETN, Rapport interne, M.CERUG.B3.Ci.FL/N° 86 980, (1986).

17: NUKIYAMA, S., «Maximum and Minimum Values of Heat Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure», Jour. Soc. Mech. Engr., Japan, Vol. 37, No.206, p. 367-374, 553-554, (1934).

18: PETHUKOV, B. S., «Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties», Advances in Heat Transfer, p.504-564, Academic Press, New York,(1970).

19: CHURCHILL, S.W, CHU, H.H.S, «Correlating Equations for Laminar and Turbulent Free Convection from a Horizontal Cylinder», Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 18, p. 1049-1053, (1975).

20: "OMEGA Temperature", AN OMEGA Group Company, Catalogue du fabricant, Vol.26, (1988).

21: Whitaker, S., "Forced Convection Heat Transfer Calculations for Flow in Pipes, past Flat Plates, Single Cylinders, and for Flow in Packed Beds and Tube Bundles", AIChE J., Vol. 18, p.361-371, (1972).

22: "FLUKE", Instruction manual, Model 2204A Scanner.

23: "FLUKE", Application Bulletin, AB-25.

24: RAITHBY, G.D., HOLLANDS, K.G.T., «A General Method of Obtaining Approximate Solutions to Laminar and Turbulent Free Convection Problems», Advances in Heat Transfert, p:265-315, Academic Press, New York, (1975).

25: ARNOLD, E., "UK Steam Tables in SI Units", Edward Arnold Ltd.

26: SCHMIDT, E., "Properties of Water an Steam in SI Units", Springer Verlag, Berlin, (1982).

27: ELLIOT, J.N., "RODFLOW: A Program for Studying Transients in a Power Reactor Coolant Circuit.", Energie Atomique du Canada Ltée, TDAI-11, (1968).

28: RAZNJEVIC, "Tables et diagrammes thermodynamiques", Paris, Eyrolles, (1970).

29: HILSENRATH, J, (et al), "Tables of Thermodynamics Properties of Air, Argon, Carbon Dioxyde, Carbon Monoxyde, Hydrogen, Nitrogen, Oxygen and Steam", Rev., Pergamon Press, New York (1960).

30: REID, C.P., PRAUSNITZ, J.P., SHERWOOD, T.K., "Properties of Gases and Liquids.", (3ème édition), McGraw-Hill, New York, (c1977).

31: VAN WYLEN, G., SONNTAG, R.E., "Fundamentals of Classical Thermodynamics, SI Version.", (2ème édition), (1978).

32: TAYLOR,T.J, FOSTER, P.J,«The Total Emissivities of Luminous and Non-Luminous Flames», Int. J. Heat Mass Trans-

fer, Vol 17, p.1591-1604, Pergamon Press, (dec. 1974)

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL
3 9334 00290831 5