

# ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECHANGE THERMIQUE A FLUX ELEVE AVEC L'EAU EN CONVECTION FORCEE A GRANDE VITESSE DANS DES TUBES DE PETIT DIAMETRE, AVEC ET SANS EBULLITION

R. RICQUE et R. SIBOUL

Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Service des Transferts Thermiques, Avenue des Martyrs, 38-Grenoble, France

(Reçu le 5 Mars 1971)

**Résumé**—On expose le dispositif expérimental utilisé et les essais effectués pour déterminer les lois d'échange thermique, avec et sans ébullition locale, et les lois de frottement sans ébullition locale dans des tubes de 2 et 4 mm de diamètre intérieur, chauffés à flux uniforme élevé, dans lesquels circule de l'eau à grande vitesse.

Les lois empiriques obtenues recoupent en général les lois classiques établies pour des conditions de fonctionnement moins poussées.

	NOMENCLATURE	
$D$ ,	diamètre [mm];	$f$ ou $fl$ , à la température moyenne de mélange;
$h$ ,	coefficient d'échange thermique [ $\text{W}/\text{cm}^2 \text{ }^\circ\text{C}$ ];	film, à la température de film;
$M_s$ ,	nombre de Margoulis ou coefficient de transfert d'enthalpie;	$p$ ou paroi, à la température de paroi;
$Nu$ ,	nombre de Nusselt;	iso, isotherme;
$Pr$ ,	nombre de Prandtl;	$H$ , avec chauffage à la paroi;
$Re$ ,	nombre de Reynolds;	sat, à la température de saturation, ou de surchauffe par rapport à cette température;
$P$ ou $P_{abs}$ ,	pression absolue [ $\text{kg}/\text{cm}^2$ ] ou 98.100 Pascal;	sub, de sous saturation.
$V$ ,	vitesse [m/s];	
$T$ ,	température [ $^\circ\text{C}$ ];	
$\Delta T$ ,	écart de température [ $^\circ\text{C}$ ];	
$\varphi$ ,	densité de flux thermique [ $\text{W}/\text{cm}^2$ ];	
$\Lambda$ ,	coefficient de frottement;	
$\mu$ ,	viscosité, en poises;	
Teneur en oxygène,	en $\gamma/\text{l}$ . ou $10^{-3}$ ppm.	
Indices		
$E$ ,	entrée;	
$S$ ,	sortie;	
$CF$ ,	convection forcée sans ébullition:	
$EB$ ,	en ébullition locale;	

## 1. INTRODUCTION

DANS le cadre d'une étude\* sur le refroidissement par l'eau des bobines électromagnétiques à champ intense du type Bitter [1], on a cherché à vérifier la validité des corrélations classiques d'échange thermique pour les conditions assez exceptionnelles qui sont celles des bobines considérées; canaux de section circulaire de 2 mm environ de diamètre intérieur; vitesses de circulation élevées pouvant atteindre 25 m/s; densité de flux thermique de l'ordre de 1000  $\text{W}/\text{cm}^2$ ; pression absolue basse (quelques bars).

\* Effectuée pour la Direction des Recherches et Moyens d'Essais (DRME).

Les résultats présentés dans cet article sont extraits de [2, 3].

## 2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### *Circuit d'essais*

Le circuit est assez classique et ne nécessite pas de description particulière. Le débit est assuré par une pompe volumétrique à trois pistons à laquelle est associé un redresseur hydraulique constitué par un régulateur pneumatique à membrane.

La pression du circuit est réglée au moyen d'un pressuriseur à tension de vapeur relié au circuit en un point situé en aval de la section d'essais.

L'eau utilisée est désionisée en permanence par passage sur un lit de résines.

### *Section d'essais*

Le schéma de montage des sections d'essais sur le circuit est donné dans [2]. Elles sont réalisées avec des tubes en Monel. On a choisi cet alliage pour sa conductibilité thermique relativement bonne, sa tenue mécanique et sa résistivité électrique qui nous ont permis de choisir des tubes minces.

Les tubes ont 36 cm environ de longueur totale et ne sont chauffants que sur 16 cm. Les longueurs non chauffantes de 10 cm, en amont et en aval, sont protégées par des tubes plus épais dans lesquels elles sont brasées. Le courant électrique passe par des cosses de cuivre massives brasées sur le tube; les congés de brasure étant très courts, il y a peu d'incertitude sur la longueur chauffante.

Six tubes ont été successivement utilisés au cours de cette étude:

- 4 tubes de diamètre intérieur 4 mm environ épaisseur 0,05 mm.

- 2 tubes de diamètre intérieur 2 mm environ, épaisseur 0,045 mm.

L'intérêt de ces faibles épaisseurs est de conduire à des écarts de température dans la paroi relativement faibles pour les flux élevés considérés (de l'ordre de 6°C pour 500 W/cm<sup>2</sup>) et

à une incertitude faible sur la température de paroi mouillée calculée.

Le diamètre intérieur a été mesuré au moyen de tampons calibrés, les épaisseurs au moyen du palmer, un tampon étant introduit à l'intérieur. Une vérification du diamètre extérieur a été faite au projecteur de profil; on a également vérifié la mesure d'épaisseur sur des échantillons de tubes coupés et ouverts. L'incertitude sur la valeur du diamètre intérieur est de l'ordre de 0,01 mm.

### *Mesure des températures de paroi*

On a d'abord essayé de mesurer les températures de paroi au moyen de thermocouples soudés de façon classique. Mais, étant donné les faibles épaisseurs des tubes et les flux thermiques importants considérés, les gradients de potentiel électrique le long du canal et, par conséquent, les forces électromotrices parasites introduites par le passage du courant continu de chauffage dans les soudures chaudes des thermocouples sont importants: des étalonnages même très soignés de ces f.e.m. n'ont pas permis de retenir cette solution.

On a alors essayé différentes dispositions des fils de thermocouples par rapport au tube pour réduire ces f.e.m. et également des couples à trois fils, c'est-à-dire des couples reliés thermiquement à la paroi par un troisième fil court (1-2 mm): la f.e.m. parasite a pu être ainsi pratiquement réduite à une valeur nulle, mais deux raisons subsistaient cependant pour chercher une autre solution: d'une part, la soudure d'une dizaine de thermocouples sur une paroi aussi mince conduit souvent à la détérioration du tube; d'autre part, l'indication d'un thermocouple dont la soudure chaude, de quelques dixièmes mm de diamètre, est soudée sur une paroi de 0,05 mm d'épaisseur est assez incertaine a priori.

On a donc finalement été amené à fixer les thermocouples par un moyen autre que la soudure. Pour cela, on a utilisé une colle (colle Minnesota EC 1663), électriquement isolante, résistant et restant souple jusqu'à 300°C. Une

première couche fine de colle sert d'isolant électrique. Après séchage, les soudures chaudes des couples sont serrées sur cette couche au moyen de fil de soie et noyées dans une deuxième couche de colle.

Cette solution oblige à entourer la section d'essais d'un système de compensation thermique qui annule le flux de fuite thermique radial. Ce chauffage de garde est régulé automatiquement.

On a observé qu'un écart de 10°C entre les deux coquilles métalliques concentriques de cet écran cause une erreur de quelques dixièmes de degré seulement sur les mesures de température de paroi.

Les fuites thermiques par les cosses d'alimentation électrique qui perturberaient les températures de paroi aux extrémités du canal et les températures de fluide, sont annulées également au moyen d'un chauffage de garde régulé.

#### *Etalonnages préliminaires et vérifications des mesures*

La mesure de l'intensité du courant continu de chauffage est obtenue à partir d'un shunt étalonné.

La tension électrique est mesurée en trois points du canal.

Le débit est mesuré au moyen d'un moulinet étalonné en écoulement isotherme sur banc hydraulique.

Les mesures de pression sont effectuées sur manomètres de vérification Bourdon étalonnés sur balance.

Les thermocouples de paroi ont été étalonnés "in situ" par rapport aux thermocouples de fluide.

La résistance électrique  $R$  du tube a été déterminée en fonction de la température à partir d'un étalonnage utilisant un four à température uniforme; la courbe  $R(T)$  ainsi obtenue a permis de contrôler, au cours des essais, le rapport  $u/I$  des mesures de tension et d'intensité; cette courbe montre qu'au delà de 50°C, la variation de la résistivité des tubes en

fonction de la température est faible et que, en conséquence, la variation du flux thermique en fonction de l'abscisse du canal ne nécessite qu'une correction du second ordre.

Des mesures de perte de charge en écoulement isotherme ont été effectuées en vue de déterminer la rugosité relative des tubes utilisés: pour tous ces tubes, les points de mesure sont voisins de la courbe du diagramme de Colebrook correspondant à la rugosité relative  $\epsilon/D$  de  $2 \times 10^{-4}$  tant que le nombre de Reynolds est supérieur à 60.000; pour les valeurs inférieures à 60.000, la courbe de variation du coefficient de perte de charge  $A$  en fonction du nombre de Reynolds présente plus de dispersion et tend à devenir parallèle à la courbe du tube lisse de Blasius.

Enfin, on peut préciser qu'au cours des essais, les bilans thermiques ont été toujours vérifiés à mieux que  $\pm 2$  pour cent.

### 3. ECHANGE THERMIQUE SANS EBULLITION

#### 3.1 Domaine de variation des paramètres

Les caractéristiques locales des essais ont varié dans les gammes suivantes:

- la température du fluide  $T_{fl}$ , entre 15 et 75°C environ,
- la vitesse  $V$ , entre 6,6 et 24 m/s,
- le nombre de Prandtl  $Pr$ , entre 2,5 et 9,2,
- le nombre de Reynolds  $Re$ , entre 10 000 et 147 000,
- la densité de flux thermique, entre 150 et 800 W/cm<sup>2</sup>,
- la température de paroi, entre 57 et 137°C,
- le rapport de viscosité  $\mu_f/\mu_p$ , entre 1,75 et 4,1.

La Fig. 1 donne le domaine  $Re-Pr$  étudié.

#### 3.2 Résultats des essais

*Tube de diamètre 4 mm.* Une première série de 16 essais a été effectuée pour déterminer la forme de corrélation à rechercher.

Dans un premier temps, on n'a pris en considération que les mesures effectuées dans la section médiane du canal (soit à 20  $D$  de l'entrée de la partie chauffante), où l'on s'est imposé des conditions assez strictes sur la

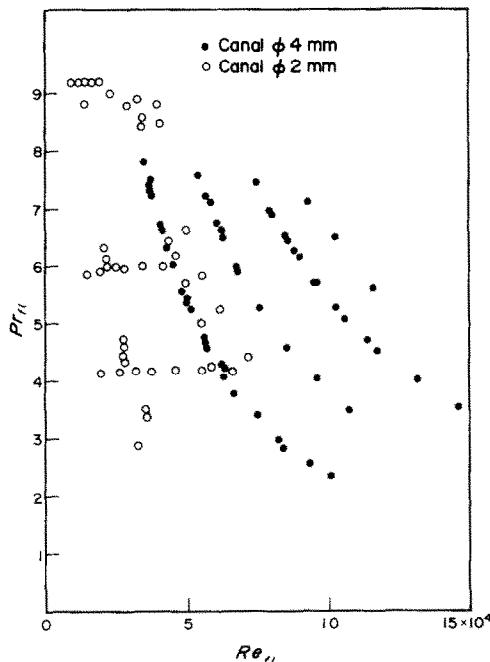


FIG. 1. Domaine experimental Prandtl-Reynolds.

température moyenne du fluide et sur la température de film  $(T_p + T_f)/2$ .

Dans chaque série d'essai (voir la Fig. 2), la température de film a été maintenue constante à  $\pm 0,7^\circ\text{C}$ ; la constance de la température moyenne de fluide a été également assez bien respectée (en général à  $\pm 1^\circ\text{C}$  environ), sauf dans la série  $T_{film} = 70^\circ\text{C}$  où, alors que la température de fluide était restée voisine de  $30^\circ$  pour les trois premiers essais, elle a été portée à  $37^\circ\text{C}$  pour la quatrième.

Ce dernier essai, qui fournit une valeur du coefficient d'échange nettement supérieure (de 3,2 pour cent) à celle de l'essai à même vitesse, même température de film mais à température moyenne de fluide de  $31^\circ\text{C}$ , montre qu'à température de film donnée, la température moyenne du fluide présente une influence non négligeable et qu'il vaut mieux, pour les conditions considérées, chercher une corrélation du type Sieder et Tate [4] qui fait intervenir à la fois ces deux températures.

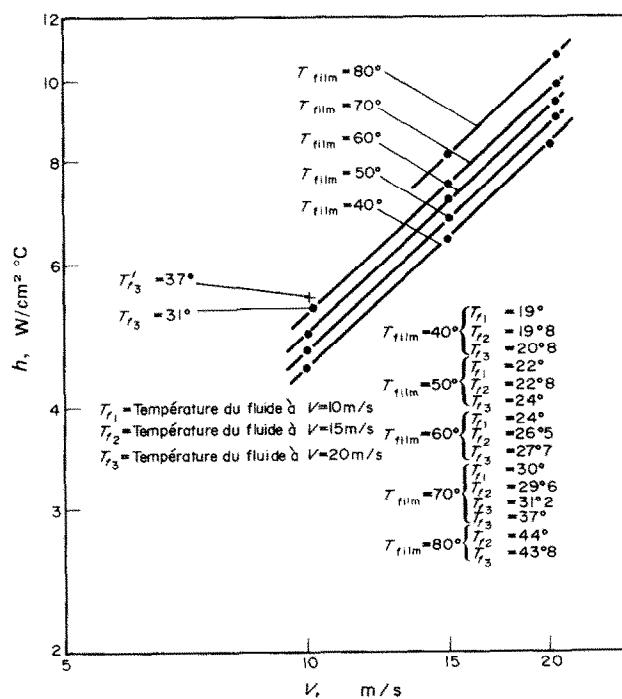


FIG. 2. Influence de la vitesse sur le coefficient d'échange thermique.

La Fig. 2 montre par ailleurs que la pente des droites est très voisine de 0,9, mais, étant donné que la température moyenne a, dans chaque série, légèrement augmenté avec la vitesse et que, d'après ce qui précède, le coefficient d'échange croît, à température de film donnée, avec la température de fluide, on peut s'attendre à un exposant de la vitesse ou du nombre de Reynolds légèrement inférieur à 0,9.

Enfin, on a constaté que ces points expérimentaux sont beaucoup plus dispersés si on les porte en fonction de la puissance 0,8 de la vitesse, puissance utilisée dans la corrélation de Colburn et que, par ailleurs, les valeurs expérimentales trouvées pour  $h$  peuvent s'écartier jusqu'à 10 pour cent des valeurs calculées par cette corrélation.

Dans un second temps, en utilisant en plus les points expérimentaux correspondant à des sections proches de la sortie et de l'entrée, après avoir vérifié qu'il n'y a pas d'effet d'entrée sensible au niveau de la section considérée, on a pu vérifier que, à température de fluide donnée,

le rapport  $h/V^{0,9}$  est proportionnel à  $(\mu_{fl}/\mu_p)^{0,14}$ , 0,14 étant la valeur adoptée par Sieder et Tate.

On aboutit finalement, à partir des essais considérés, à la corrélation

$$Nu_{fl} = 0,0092 Re_{fl}^{0,88} Pr_{fl}^{0,5} \left( \frac{\mu_{fl}}{\mu_p} \right)^{0,14}.$$

Il est évident que la valeur de l'exposant de  $Pr_{fl}$ , déterminée par tâtonnement, est assez incertaine, vu la gamme de variation assez restreinte en nombre de Prandtl, et qu'on pourrait trouver un meilleur couple de valeurs "constante numérique—exposant du nombre de Prandtl."

Des points complémentaires ont été effectués pour rendre plus "carré", c'est-à-dire tel qu'il est présenté sur la Fig. 1, le domaine expérimental: on a atteint pour ce faire des vitesses de 24 m/s et des températures de fluide de 75°C. Ces nouveaux points ne présentent pas une dispersion plus importante que les précédents par rapport à la corrélation empirique établie, présentée sur la Fig. 3.

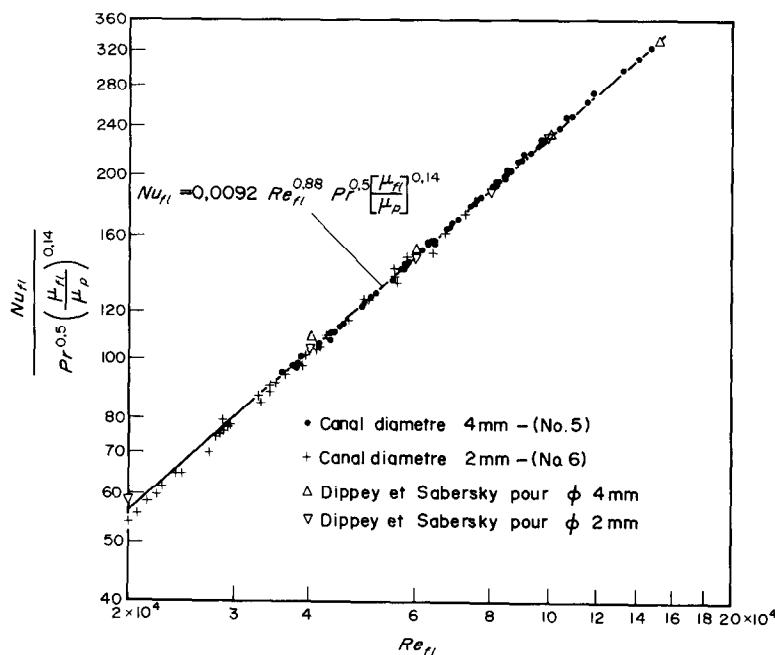


FIG. 3. Correlation d'échange thermique sans ebullition.

La dispersion maximale des points expérimentaux par rapport à la droite moyenne dont l'équation est donnée ci-dessus est de l'ordre de  $\pm 2$  pour cent.

*Tube de diamètre 2 mm.* La Fig. 4 montre que, dans le cas des faibles valeurs du nombre de

résultats à ceux qui ont été obtenus au M.I.T. par A. E. Bergles *et al.* dans le cadre d'une étude effectuée dans le même but, au cours d'essais réalisés dans des conditions analogues [6] et [7]. Les présents résultats ont pour cela été corrélés sous la forme  $NuPr^{-0.4} = f(Re)$ .

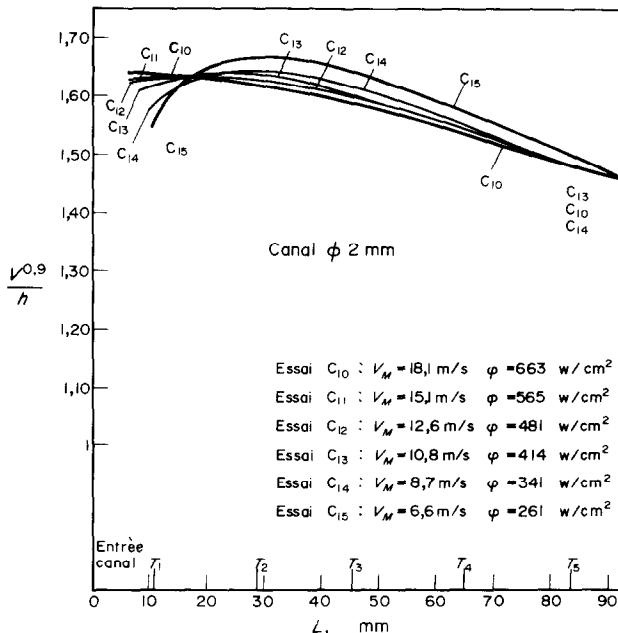


FIG. 4. Effet d'entrée suivant la vitesse.

Reynolds, il existe un effet d'entrée assez net, ce qui n'était pas apparu pour les essais sur tube de 4 mm de diamètre, effectués à nombre de Reynolds plus élevés. Les courbes de cette figure concordent avec celles présentées par R. W. Allen [5]. On n'a, en conséquence pas pris en considération les mesures effectuées en amont de la section médiane ( $L = 40 D$ ).

On voit, sur la Fig. 3, que les points expérimentaux obtenus sur ce tube de 2 mm de diamètre intérieur satisfont la corrélation précédemment établie à mieux que  $\pm 3$  pour cent en général (75 pour cent des points).

### 3.3 Discussion des résultats

(a) On peut d'abord comparer les présents

On voit sur la Fig. 5 que ce mode de corrélation conduit à une dispersion importante mais qu'il n'y a pas de divergence d'ensemble entre résultats du M.I.T. et les nôtres.

(b) Sur la même figure, on porte également une courbe tirée de la thèse de R. W. Allen [5] et correspondant à une extrapolation à flux thermique nul de résultats expérimentaux. On voit qu'elle constitue une courbe limite des présents points d'essais, effectués à différentes valeurs du flux.

Les conclusions de [5] sont que :

La forme de corrélation la plus appropriée est celle de Sieder et Tate, la corrélation du type Colburn en température de film surestimant l'effet du flux.

L'exposant  $p$  du terme  $\mu_{fl}/\mu_p$  est voisin de 0,14 pour  $Re > 60\,000$  mais doit être plus faible pour  $Re < 60\,000$ . On a vérifié que la dispersion de nos points, qui est maximale à faibles nombres de Reynolds, se trouve effectivement réduite (85 pour cent environ des points dans une bande

D'après les travaux de D. F. Diphrey et R. H. Sabersky [8], une telle relation, où le second membre se réduit à une fonction du seul nombre de Prandtl, représente une bonne approximation dans le cas de tubes à rugosité sableuse faible, à condition que le nombre de

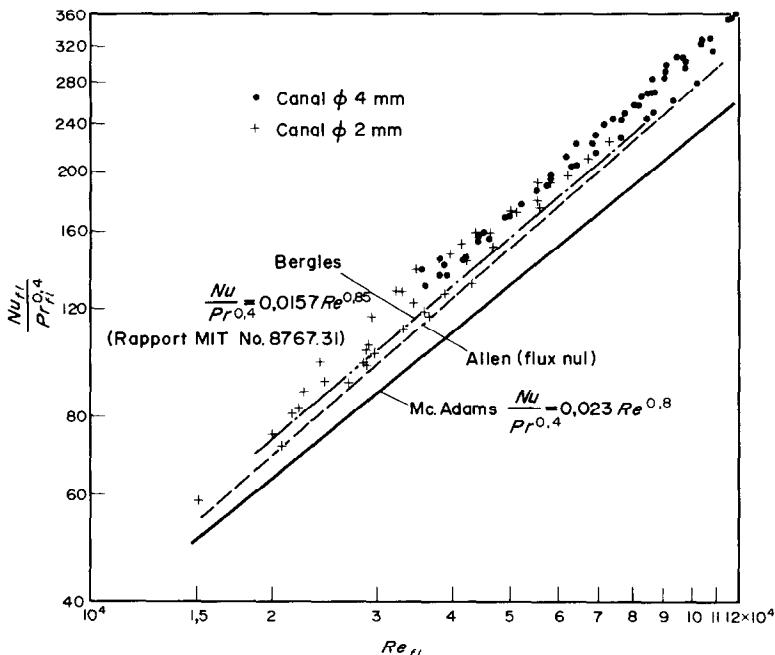


FIG. 5. Corrélation de la forme,  $Nu_{fi}/Pr_{fi}^{0.4} = f(Re)$ .

de  $\pm 3$  pour cent) et mieux répartie si l'on fait décroître graduellement l'exposant  $p$  de 0,14 à 0,10 avec le nombre de Reynolds.

Pour  $Pr = 8$ , l'exposant du nombre de Reynolds, à  $Re = 100\,000$ , est égal à 0,87.

Ces diverses conclusions concordent assez bien avec les présents résultats.

(c) On a cherché à voir si la corrélation expérimentale obtenue concorde avec une relation de la forme :

$$\frac{A}{8M_s} - 1 = F(Pr).$$

Reynolds ne soit pas trop grand : par exemple, pour  $\epsilon/D = 4 \times 10^{-4}$ , jusqu'à  $Re = 200\,000$ .

On peut penser qu'il en est de même dans le cas présent : tubes calibrés, de rugosité relative voisine de 1 ou  $2 \times 10^{-4}$ , jusqu'à  $Re < 150\,000$ .

En utilisant la valeur  $F(Pr) = 30,4$  donnée dans [8] et correspondant à  $Pr = 5,94$  et les valeurs expérimentales obtenues pour  $A$ , on obtient les points portés sur la Fig. 3.

On voit qu'il y a un assez bon accord avec les valeurs expérimentales, sauf aux faibles valeurs du nombre de Reynolds où, le léger désaccord peut s'expliquer par une erreur expérimentale sur  $A$ .

(d) Enfin, il paraît intéressant de noter que la corrélation présentée est très voisine d'une

corrélation établie pour des liquides organiques [8]

$$Nu = 0,00835 Re^{0,9} Pr^{0,4}$$

(dispersion inférieure à  $\pm 6$  pour cent pour 95 pour cent des points expérimentaux) dans des gammes de paramètres tout-à-fait comparables : nombres de Prandtl compris entre 5 et 13, nombres de Reynolds compris entre 25 000 et 350 000, canaux de section circulaires présentant une rugosité relative de l'ordre de 1 à  $2 \times 10^{-4}$ .

Toutefois, la densité de flux thermique n'ayant pas dépassé 100 W/cm<sup>2</sup>, il n'a pas été nécessaire d'introduire un terme correctif représentant la variation de la viscosité avec la température.

#### 4. PERTE DE CHARGE PAR FROTTEMENT SANS EBULLITION

Au cours des essais présentés ci-dessus, les mesures de perte de pression effectuées ont permis de calculer le coefficient de frottement avec chauffage  $A_H$  défini par :

$$A_H = A \frac{L G^2}{D 2\rho}$$

qu'on cherche à corrélérer en le rapportant au coefficient de frottement  $A_{iso}$  sans chauffage pour la même valeur du nombre de Reynolds  $Re$ , calculé à la température moyenne du fluide.

On trouve que l'on peut écrire, en première approximation :

$$\frac{A_{iso}}{A_H} = \left( \frac{\mu_{fl}}{\mu_p} \right)^n \quad (1)$$

mais l'on observe que la valeur de l'exposant  $n$  varie avec la valeur du nombre de Reynolds, ce qui concorde avec les résultats de R. W. Allen [5]. D'après ses essais [10], J. Costa note que  $n$  doit être fonction du rapport  $\mu_{fl}/\mu_p$ ; M. Courtaud et K. Schleisiek donnent dans [11] une expression empirique de  $n$ , fonction du nombre de Reynolds, mais également de  $\mu_{fl}/\mu_p$ ; J. Lafay, dans [12], conclut de même, à savoir que, si l'on utilise une expression telle que l'équation (1), l'exposant  $n$  est fonction décroissante du nombre de Reynolds, mais également de  $\mu_{fl}/\mu_p$ .

Sur la Fig. 6, on donne la variation de l'exposant  $n$  en fonction du nombre de Reynolds,

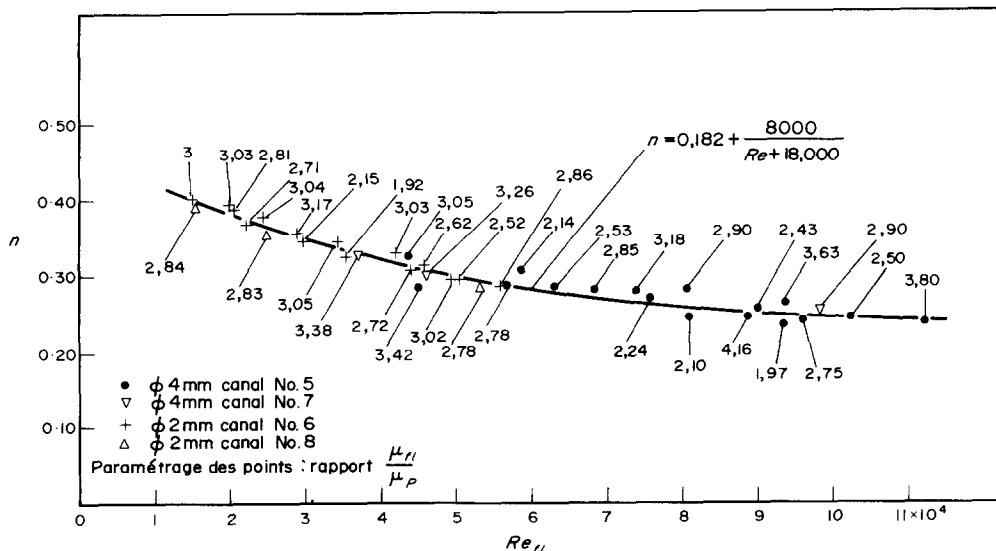


FIG. 6.  $A_{iso}/A_H = (\mu_{fl}/\mu_p)^n (Re)$ .

variation qui peut être représentée par la corrélation empirique simple suivante :

$$n = 0,182 + \frac{8\,000}{Re + 18\,000} . \quad (2)$$

Les résultats expérimentaux de cette figure proviennent des essais effectués sur les canaux N° 5 et 6 considérés ci-dessus et sur deux autres canaux, n° 7 et 8. La dispersion des points expérimentaux par rapport aux valeurs calculées en utilisant les relations (1) et (2) est au maximum  $\pm 8$  pour cent.

(J. Lafay, dans [12], propose pour le calcul du rapport  $A_H/A_{iso}$  une expression de forme plus compliquée, mais de précision sensiblement meilleure pour  $Re < 50\,000$ .)

## 5. ECHANGE THERMIQUE EN EBULLITION LOCALE

### 5.1 Conditions expérimentales

Les essais ont été effectués sur 6 sections d'essais successives : trois de 4 mm de diamètre intérieur (canaux n° 5, 7 et 9), trois de 2 mm de diamètre intérieur (canaux n° 6, 8 et 10), les canaux n° 5 et 6 ayant été utilisés auparavant pour l'étude de l'échange thermique sans ébullition.

Les gammes de variation des différents paramètres ont été approximativement les suivantes :

- pression absolue à l'entrée des canaux, en kg/cm<sup>2</sup> : de 1,8 à 5,

- pression absolue à la sortie des canaux, en kg/cm<sup>2</sup> : de 1,3 à 2,6,

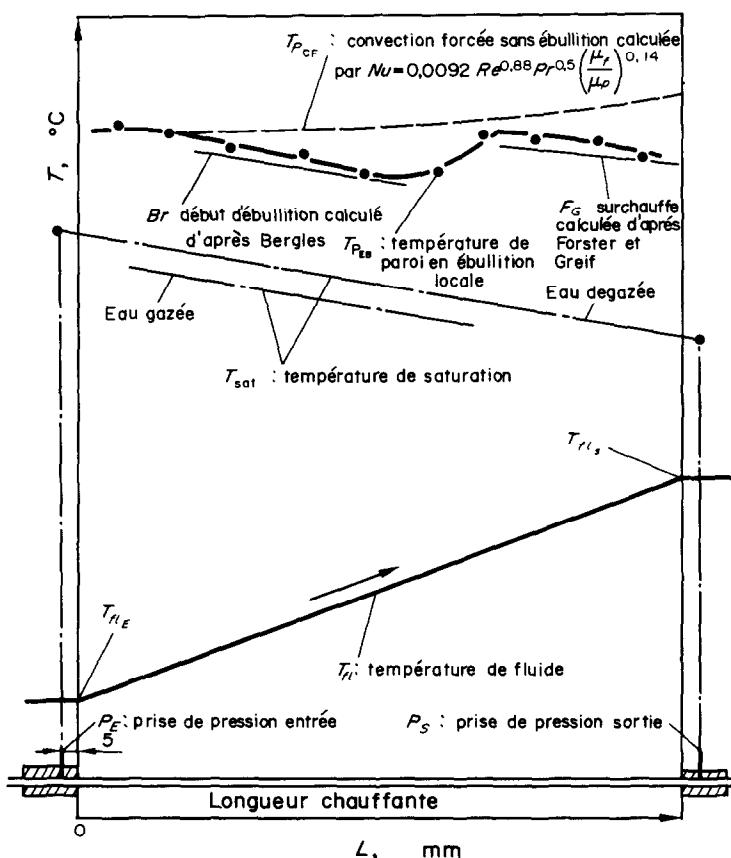


FIG. 7. Schéma de présentation d'un essai en ebullition locale.

— température moyenne de l'eau à l'entrée: de 14 à 58°C,

— température moyenne de l'eau à la sortie: de 39 à 84°C,

— sous saturation à la sortie,  $\Delta T_{\text{sub en }^{\circ}\text{C}}$ : de 31 à 78°C,

— vitesse massique en  $\text{g/cm}^2\text{s}$ : de 810 à 2500,

— densité de flux thermique, en  $\text{W/cm}^2$ : de 560 à 2050.

Pour chaque canal, les essais ont été poursuivis jusqu'à destruction par échauffement critique, qui a eu lieu dans les conditions extrêmes suivantes

Canal	Diamètre (mm)	$V\Delta$ (m/s)	$P_{\text{abs.}}$ sortie (kg/cm <sup>2</sup> )	$T_{\text{fl}}$ sortie (°C)	$\Delta T_{\text{sub.}}$ sortie (°C)	$\varphi$ (W/cm <sup>2</sup> )
n° 5	4	13,3	1,59	62	50	1220
n° 6	2	10,3	1,55	84	28	915
n° 7	4	24,8	3,66	62,5	76,5	2145
n° 9	4	10	1,45	64,5	45,5	1005
n° 10	2	15,2	2,05	74	46,5	1158

Comme on l'a dit au paragraphe 2, le circuit est équipé d'un pressuriseur à tension de vapeur relié au circuit en un point situé en aval de la section d'essai. En cours d'essai, la pression est régulée, au voisinage de la pression nominale choisie, par action d'un manostat Bourdon sur le chauffage de l'eau du pressuriseur. La régulation est suivie sur un enregistreur qui indique la température de saturation. Les enregistrements montrent que cette température oscille, de façon à peu près périodique, de  $\pm 0,4^{\circ}\text{C}$  en moyenne.

Cette oscillation s'est avérée très utile pour détecter l'apparition de l'ébullition d'après les indications des différents thermocouples placés le long de la section d'essai [3]: en effet, alors que les thermocouples non affectés par l'ébullition suivent les fluctuations rapides du courant électrique et du débit, au contraire les thermocouples affectés par l'ébullition ne sont plus soumis à ces fluctuations mais seulement aux variations de pression dues au système de régulation.

Dans certains cas, on a pu observer la correspondance existante entre la régulation de pression et le passage, très périodique, d'un profil de température à un autre (Figs. 9 et 17).

Notons encore que le pressuriseur est utilisé en dégazeur avant les essais et que les teneurs en oxygène dissous sont mesurées au moyen d'un appareil Beckman et contrôlées également dans certains cas par la méthode à l'orthotolidine; sur les graphiques, les teneurs en oxygène sont exprimées en  $\gamma/\text{l.}$ , soit en  $10^{-3}$  ppm; de la teneur en air correspondante, on déduit la température de saturation de l'eau gazée, compte tenu de la solubilité de l'air dans l'eau en fonction de la température.

## 5.2 Résultats expérimentaux

On présente les résultats des mesures sous la forme et avec les symboles indiqués sur la Fig. 7. Les Figs. 8-24 donnent dans l'ordre

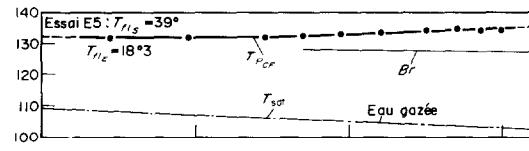


FIG. 8.

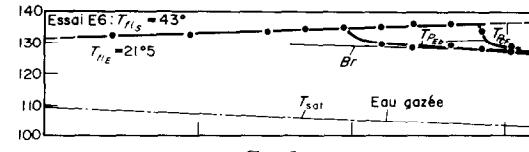


FIG. 9.

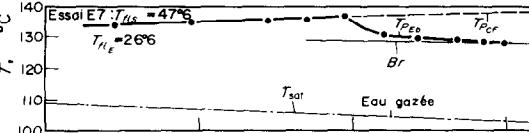


FIG. 10.

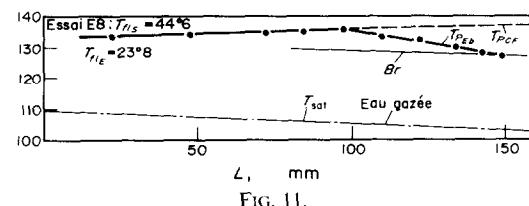


FIG. 11.

FIGS. 8-11. Canal N° 5; Diamètre: 4 mm;  $\varphi = 560 \text{ W/cm}^2$ ;  $P_s \approx 1,84 \text{ kg/cm}^2$ ;  $V_m = 10 \text{ ms}$ ; Teneur moyenne en oxygène  $\approx 1800 \gamma/\text{l.}$

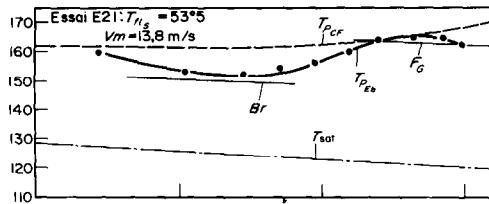


FIG. 12.

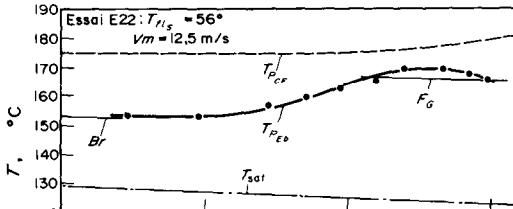


FIG. 13.

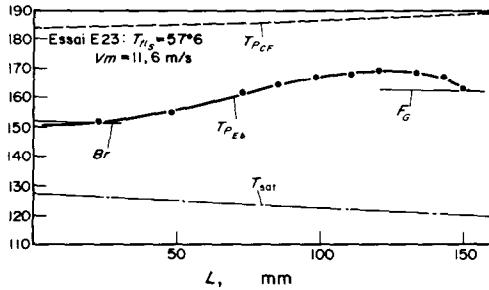


FIG. 14.

Figs. 12–14. Canal N° 5: Diamètre 4 mm;  $\varphi = 970 \text{ W/cm}^2$ ;  $P_s \approx 2.2 \text{ kg/cm}^2$ ;  $T_{fis} \approx 25^\circ$ ; Teneur moyenne en oxygène  $\approx 100 \gamma/l$ .

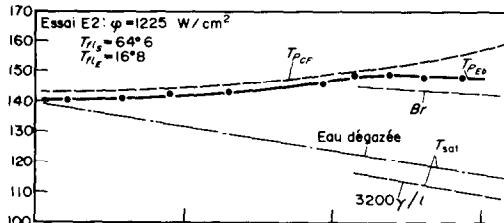


FIG. 15.

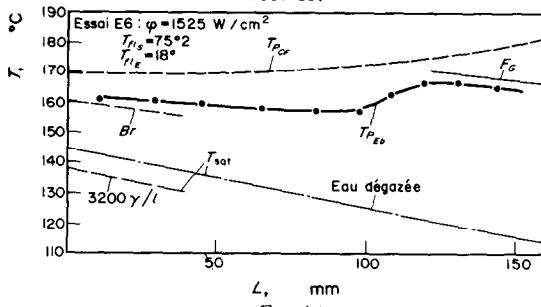


FIG. 16.

Figs. 15 and 16. Canal N° 6: Diamètre 2 mm;  $P_E \approx 4.32 \text{ kg/cm}^2$ ;  $P_s \approx 1.65 \text{ kg/cm}^2$ ;  $Vm = 20.3 \text{ m/s}$ .

chronologique, les plus caractéristiques des profils longitudinaux de température de paroi mouillée obtenus dans [3].

*Début d'ébullition locale.* On rencontre souvent d'abord, le long du canal, une zone d'ébullition où la surchauffe croît avec l'abscisse. C'est le cas pour les essais présentés sur les Figs. 13, 14, 16, 22 et 23. On peut appeler cette zone "zone d'établissement de l'ébullition locale".

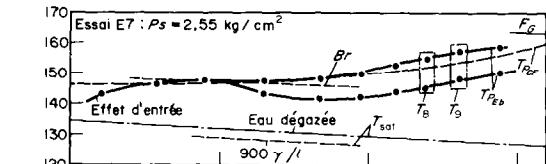


FIG. 17.

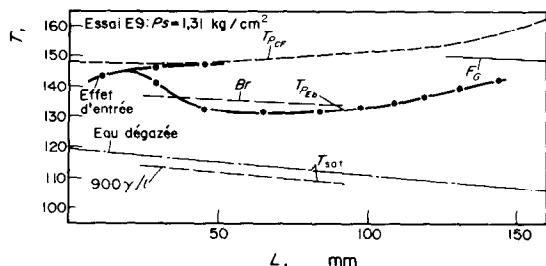


FIG. 18.

Figs. 17 and 18. Canal N° 6: Diamètre 2 mm;  $T_{fIE} = 14^\circ$ ;  $T_{fis} \approx 67^\circ$ ;  $\varphi = 680 \text{ W/cm}^2$ ;  $Vm = 9.9 \text{ m/s}$ .

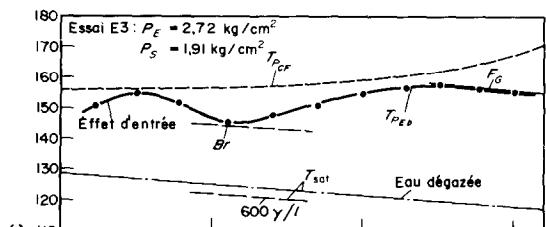


FIG. 19.

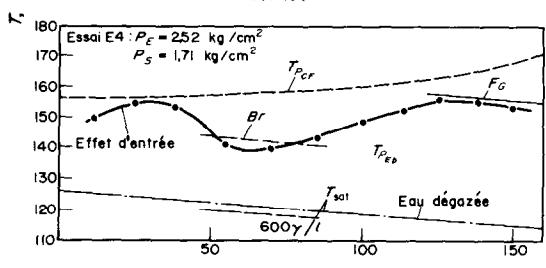


FIG. 20.

Figs. 19 and 20. Canal N° 8: Diamètre 2 mm;  $\varphi = 760 \text{ W/cm}^2$ ;  $Vm = 10.3 \text{ m/s}$ ;  $T_{fIE} = 15.8^\circ$ ;  $T_{fis} = 72.4^\circ$ .

Mais, dans de nombreux cas (Figs. 9–12, 17–21), on note une sorte de retard; dans certains cas, comme on l'a vu plus haut, ce retard varie en suivant la régulation de pression (Figs. 9 et 17); il peut atteindre des valeurs de l'ordre de 25°C; ce phénomène est étudié en [13], où il est désigné par le terme d'hystérésis.

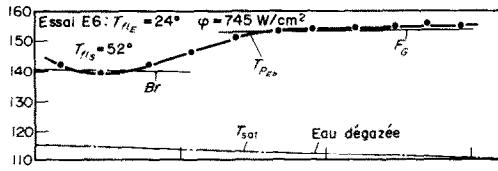


FIG. 21.

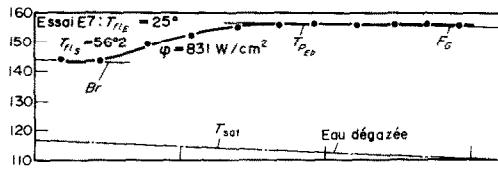


FIG. 22.

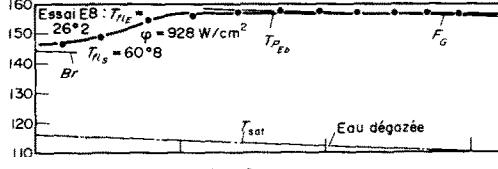


FIG. 23.

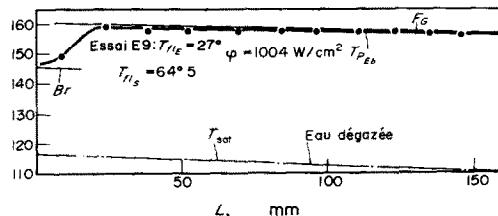


FIG. 24.

Figs. 21–24. Canal N° 9; Diamètre 4 mm;  $P_E = 1,8 \text{ kg/cm}^2$ ;  $P_S = 1,45 \text{ kg/cm}^2$ ;  $V_m = 10 \text{ m/s}$ ; Teneur moyenne en oxygène =  $150 \mu\text{l/l}$ .

La surchauffe minimale dans cette zone est définie à partir de la température de saturation de l'eau gazée utilisée. Les valeurs de surchauffe ainsi définies concordent assez bien (Fig. 25) avec les valeurs calculées au moyen de la formule empirique établie par A. E. Bergles et W. M. Rohsenow [14] et qui s'écrit:

$$\Delta T_{sat} = 0,555 \left( \frac{\varphi}{0,1053 p^{1,156}} \right)^{0,0234}$$

où la surchauffe  $\Delta T_{sat}$  est exprimée en C, la densité du flux thermique en  $\text{W/cm}^2$  et la pression absolue  $P$  en  $\text{kg/cm}^2$ .

A partir de cette valeur nominale, la surchauffe augmente le long du canal. On rejoint presque, dans certains cas, la température de paroi qu'on serait censé observer en l'absence d'ébullition. Parfois même, les températures de paroi restent, dans toute cette zone d'établissement, pratiquement confondues avec ces températures de paroi calculées sans ébullition.

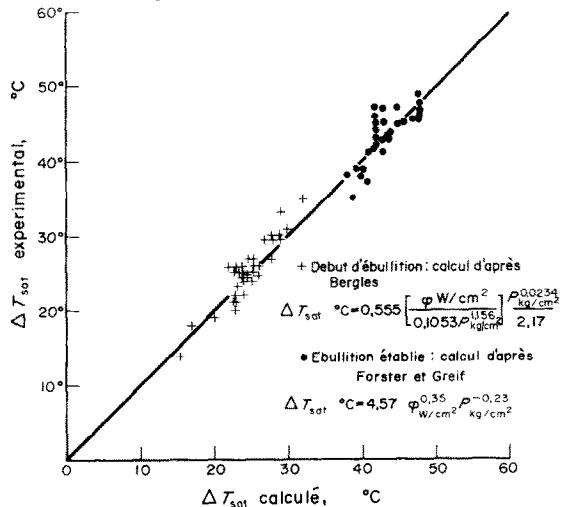


FIG. 25. Surchauffes d'ébullition.

Au fur et à mesure que l'ébullition se développe, la température de saturation à prendre en considération évolue vers celle de l'eau non gazée [15].

*Ebullition locale établie.* A la zone d'établissement succède une zone dans laquelle la surchauffe cesse de croître avec l'abscisse ou du moins croît beaucoup moins rapidement. On la désignera par "zone d'ébullition établie".

Les valeurs expérimentales de la surchauffe de paroi, définies ici à partir de la température de l'eau dégazée, sont comparées sur la Fig. 25 aux valeurs calculées par la formule :

$$\Delta T_{sat} = 4,57 \varphi^{0,35} p^{-0,23}$$

où la surchauffe est exprimée en °C, la densité de flux thermique W/cm<sup>2</sup> et la pression absolue P en kg/cm<sup>2</sup>.

Cette formule est une représentation simplifiée de la relation de Forster et Groif, le coefficient numérique étant ajusté d'après des essais effectués antérieurement à des pressions absolues comprises entre 1-8 kg/cm<sup>2</sup>, sur une autre installation du service des Transferts Thermiques.

On voit sur la Fig. 25 que la concordance est satisfaisante.

## 6. CONCLUSION

Les précautions particulières prises au cours de cette étude expérimentale, en particulier pour la détermination des températures de paroi, ont permis d'obtenir des résultats assez précis et présentent une dispersion relativement faible. Ces résultats précisent les lois d'échange thermique et de frottement en simple phase utilisables pour les conditions assez particulières de diamètre hydraulique, de vitesse de fluide et de flux thermique considérées dans cette étude et confirment la validité, pour ces mêmes conditions, de certaines lois d'échange thermique en ébullition locale établies par ailleurs.

## REFERENCES

- J. FOURNIER, Refroidissement de bobines électromagnétiques à champ intense du type Bitter, Thèse de Docteur-Ingénieur, Grenoble (Juillet 1966).
- R. RIQUE ET R. SIBOUL, Echange thermique avec l'eau en convection forcée sans ébullition dans des tubes de petit diamètre, Note CEA-N-1141 (1970).
- R. RIQUE ET R. SIBOUL, Ebullition locale de l'eau en convection forcée, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Rapport CEA-R-3894 (1970).
- E. N. SIEDER ET G. E. TATE, Heat transfer and pressure drop of liquid in tubes, *Ind. Engng Chem.* **28**, 1429-1436 (1936).
- R. W. ALLEN, Measurements of friction and local heat transfer for turbulent flow of a variable property fluid (water) in a uniformly heated tube, Thèse, University of Minnesota (Sept. 1959).
- A. E. BERGLES AND W. M. ROHSENOW, Forced convection surface boiling and burn-out in tubes of small diameter, M.I.T. Report n° 8767-21 (May 1962).
- T. DORMER AND A. E. BERGLES, Pressure drop with surface boiling in small diameter tubes, M.I.T. Report n° 8767-31 (Sept. 1964).
- D. F. DIPPREY ET R. H. SABERSKY, Transfert de chaleur et de quantité de mouvement dans les tubes lisses et rugueux à nombre de Prandtl variable, JET Propulsion Laboratory, Rapport n° 32.269. Calif. Inst. of Technology (1962).
- Anonyme propriétés thermiques des polyphényles, Etude du coefficient d'échange en convection forcée, Service des Transferts Thermiques, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Rapport Euratom 1635 F.
- J. COSTA, Mesure du coefficient de frottement en écoulement turbulent, simple phase, avec transfert de chaleur dans un canal rectangulaire, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Rapport CEA, N.1142 (Oct. 1969).
- M. COURTAUD ET K. SCHLEISIEK, Pertes de pression en ébullition locale à basse pression dans des canaux de section rectangulaire, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Note CEA, N.1054 (Jan. 1969).
- J. LAFAY, Mesure du coefficient de frottement avec transfert de chaleur en convection forcée dans un canal de section circulaire, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Rapport CEA, R.3896 (Février 1970).
- A. E. BERGLES, N. BAKHRI ET J. W. SHIRES, JR., Cooling of high-power-density computer components, M.I.T. Rapport n° DSR 70712-60 (1968).
- A. E. BERGLES AND W. M. ROHSENOW, The determination of forced convection surface boiling heat transfer, *J. Heat Transfer* **96**, 365-372 (1964).
- M. BEHAR, M. COURTAUD, R. RIQUE ET R. SEMERIA, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Fundamental aspects of subcooled boiling with and without dissolved gases. Third International Heat Transfer Conference, Chicago, 7-12 Août, vol. IV, pp. 1-11, A.I.Ch.E. n° 113 (1966).

## EXPERIMENTAL STUDY OF FORCED CONVECTION HEAT TRANSFER AT ELEVATED FLUX WITH WATER AT HIGH SPEED IN A SMALL DIAMETER TUBE, WITH AND WITHOUT BOILING

**Abstract**—In this paper are described the experimental installation and the experiments which permitted to determine the laws of heat transfer with and without local boiling as well as the laws of friction without local boiling in tubes of 2 and 4 mm inner diameter, heated with a uniform flux and in which water flows at high velocities.

The empirical laws obtained agree in general with the classical laws established in ordinary conditions.

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DES WÄRMEÜBERGANGS BEI GROSSEM  
WÄRMEFLUSS AN WASSER VON HOHER GE SCHWINDIGKEIT UNTER  
ZWANGSKONVEKTION IN ROHREN KLEINEN DURCHMESSERS MIT UND OHNE  
VERDAMPFUNG

**Zusammenfassung**—Die Arbeit beschreibt die Versuchsanordnung und die ausgeführten Versuche zur Bestimmung der Wärmeübergangsgesetze mit und ohne örtliche Verdampfung und der Reibungsgesetze ohne örtliche Verdampfung in Rohren mit 2 und 4 mm Innendurchmesser, die bei konstanten hohen Wärmestromdichten behizt wurden und in denen Wasser bei hoher Geschwindigkeit strömte.

Die gefundenen empirischen Gesetze stimmen im allgemeinen mit den klassischen Gesetzen überein, die für normale Bedingungen aufgestellt wurden.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА  
ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ПОТОКЕ ВОДЫ, ТЕКУЩЕЙ В  
ТРУБАХ МАЛОГО ДИАМЕТРА С БОЛЬШИМИ СКОРОСТЯМИ ПРИ НАЛИЧИИ  
И ОТСУТСТВИИ КИПЕНИЯ

**Аннотация**—В статье описаны экспериментальная установка и эксперименты, которые позволили определить закономерности теплообмена при наличии и отсутствии локального кипения, а также закономерности трения при отсутствии локального кипения в равномерно нагреваемых трубах с внутренним диаметром 2 и 4 мм при течении воды с большой скоростью. Полученные эмпирические зависимости в основном согласуются с классическими зависимостями, полученными в обычных условиях.