Études expérimentales sur le transport de chaleur par les gaz en convection forcée

Experimental research on heat transfer by gases in forced convection

PAR J. LE FOLL

CHEF DE LA SECTION DES ESSAIS AU CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY (C.E.A.)

Les piles énergétiques refroidies par un gaz comprimé se distinguent de la plupart des autres machines thermiques par l'importance qu'y prend le problème de l'extraction économique de la chaleur. Aussi l'application de la thermodynamique classique à l'étude des pertes engendrées par la transmission de chaleur montre-t-elle l'intérêt présenté par la recherche des dispositifs susceptibles d'accroître l'énergie utilisable fixée sur le gaz à la traversée d'un élément chauffant.

Dans le cas particulier où les barreaux d'uranium sont contenus dans des gaines à ailettes longitudinales, les propriétés d'ensemble d'un canal de pile se rattachent simplement à celles de la section droite. Une analyse expérimentale des phénomènes qui interviennent dans la transmission de chaleur devient possible.

L'étude peut alors progresser vers l'amélioration des qualités thermodynamiques de la section droite en partant de configurations simples et classiques. Elle s'appuie sur l'analogie rhéoelectrique, l'analogie entre frottement et convection et sur une généralisation des théories de similitude complétée par des vérifications expérimentales directes.

L'analogie rhéoelectrique permet d'étudier la conduction dans les gaines à ailettes longitudinales qui contiennent les barreaux d'uranium, en fonction de la forme des ailettes et de la répartition des coefficients d'échange entre paroi et gaz.

L'étude expérimentale de la répartition des vitesses dans la section droite d'une maquette froide à grande échelle met en évidence une loi simple qui permet de déterminer la répartition des coefficients de frottement. L'analogie entre frottement et convection fournit alors la répartition des coefficients d'échange qui sert de condition aux limites à la maquette rhéoelectrique.

Cette méthode est vérifiée dans son ensemble par la mesure directe des températures locales effectuées sur un profil chauffé par un courant électrique et refroidi par convection.

En ce qui concerne les pertes de charge, l'étude

The importance of the problem of economically extracting heat from gas-cooled atomic piles distinguishes them from most other heat engines. Thus using the classical theory of thermodynamics to investigate losses during heat transfer shows the interest of research into devices which would increase the usable energy absorbed by a gas passing across a heating element.

In the special case of uranium bars in longitudinally vared sheaths the lump properties of a pile duct simply depend upon the cross-section. Experimental analysis of the phenomena which arise in heat transfer then becomes possible.

The investigation can then be extended to improving the thermodynamic properties of the cross-section starting with simple and classical shapes.

It is based upon the rheoelectrical analogy, the analogy between friction and convection and on generalized theories of similitude backed up by direct experimental verifications.

Using the rheoelectrical analogy it is possible to investigate conduction in the longitudinally vared sheaths which contain the uranium rods, in terms of the shape of the vanes and the distribution of exchange coefficients between the wall and the gas.

Experimental investigations of velocity distributions over the cross-section of a large scale cold model indicate a simple law by means of which the distribution of friction coefficients can be determined. The analogy between friction and convection then gives the distribution of exchange coefficients which acts as the model's boundary condition.

The method is completely checked by directly measuring local temperatures on an electrically heated shaped element cooled by convection. Load losses were investigated using an incom-

expérimentale en fluide incompressible dans un canal contenant des barreaux à ailettes longitudinales fournit une vérification très précise de la règle du diamètre hydraulique, pour un écoulement permanent établi, et précise l'influence des singularités provoquées par un désalignement éventuel de ces barreaux. Enfin l'application du théorème de la quantité de mouvement aux efforts de frottement exercés par les parois sur un fluide dilatable montre que la perte de charge rapportée à la pression dynamique moyenne croît avec le flux de chaleur quand le coefficient de frottement reste constant, et les expériences effectuées confirment cette prévision.

La synthèse de quelques règles simples et des résultats de mesures aérodynamiques et rhéologiques relativement rapides permet en définitive d'orienter la recherche vers des configurations intéressantes. Cette méthode prépare et simplifie l'expérimentation directe sur une maquette reproduisant un canal de pile, qui nécessite des mesures délicates et des moyens matériels considérables.

pressible fluid flowing through a duct containing longitudinally vaned bars. This gave a precise check on the law for the hydraulic diameter under steady flow conditions and showed the exact effect of singularities set up by any possible misalignment of the bars.

By applying the momentum theorem to the frictional forces exerted by an expanding fluid on the walls it was shown that the load losses to the mean dynamic pressure increases with the heat flux, when the coefficient of friction is constant; this is corroborated by experiment. A synthesis of a few simple rules and comparatively speedy rheologic and aerodynamic measurements makes it finally possible to guide research towards interesting shapes.

This method prepares and simplifies direct experimental work on a model representing a pile duct which requires delicate measurements and a large amount of equipment.

1. — PROBLÈME POSÉ PAR L'ÉTUDE DES PILES ÉNERGÉTIQUES

Pour obtenir de l'énergie noble à partir de la chaleur dégagée par la fission de l'uranium naturel, il faut non seulement extraire cette chaleur du bloc actif, mais encore la fixer sur un fluide porté à une température assez élevée pour qu'on puisse l'utiliser dans une machine thermique. Dans les applications aux piles énergétiques, la

qualité du transfert de chaleur par convection forcée dépend donc de la valeur numérique des irréversibilités qu'il provoque. Afin de préciser comment ces irréversibilités se rattachent aux grandeurs mesurables, nous commencerons par une étude théorique préliminaire du phénomène élémentaire de convection.

2. — ÉTUDE THERMODYNAMIQUE DE LA CONVECTION ÉLÉMENTAIRE

A partir de l'élément représenté par la figure 1, définissons les coefficients classiques du tableau ci-dessous :

Définitions classiques

$$\text{Coefficient d'échange : } h = \frac{\varphi}{\delta \theta} \quad (1)$$

$$\text{Coefficient de frottement : } f = \frac{dp}{1/2 \varphi u^2 (ds/ds)} \quad (2)$$

$$\text{Nombre de Margoulis : } M = \frac{h}{\varphi C_p u} \quad (3)$$

où la vitesse u est définie à partir du débit dq et d'une section de passage arbitraire.

Pour un même débit, les coefficients f et M dépendent de la convention choisie pour définir

FIG. 1

la section de passage; on vérifie facilement que les seuls coefficients indépendants de cette convention, qu'on puisse former à partir de f et M , sont des fonctions de la variable :

$$\frac{M^2}{f} = \left(\frac{d\theta}{\delta\theta} \right)^3 \frac{dq^2}{2 \varphi ds^2 dp} \quad (4)$$

On sait que, pour un même élément, les coefficients f et M varient très lentement en fonction des conditions expérimentales; ils permettent de mettre facilement en évidence l'analogie

des phénomènes de frottement et de convection qui se traduit d'une manière générale par une relation de la forme :

$$M = \frac{f}{2} g(P) \quad (5)$$

où P représente le nombre de Prandtl.

Ces coefficients f et M , qui relient le frottement et la convection au mouvement du fluide, ne suffisent pas à décrire complètement le phénomène étudié, qui dépend aussi de l'état du fluide (pression, température) et de sa nature.

A partir de l'état et de la nature du fluide, on peut déterminer sa vitesse limite w , le flux d'énergie cinétique $\varphi w^3/2$ correspondant à cette vitesse et une grandeur $\varphi C_p w$ qui a les dimensions d'un coefficient d'échange. Le tableau ci-dessous définit la vitesse limite et trois nouveaux coefficients :

Nouvelles définitions

$$\text{Vitesse limite : } \frac{w^2}{2} = C_p \theta \quad (6)$$

$$\text{Vitesse réduite : } U = \frac{u}{w} \quad (7)$$

$$\text{Flux réduit : } \Phi = \frac{\varphi}{\varphi (w^3)/2} \quad (8)$$

$$\text{Coefficient d'échange réduit : } H = \frac{h}{\varphi C_p w} \quad (9)$$

La valeur des irréversibilités introduites par la convection peut être repérée par la différence des rendements η et η' de deux machines réversibles utilisant la même chaleur $q dS = q C_p d\theta$ et la même source froide de température θ_a :

— La première en prélevant directement cette chaleur sur la paroi à la température $\theta + \delta\theta$;

— La seconde en ramenant à son état initial le fluide qui vient de traverser l'élément.

Cette dernière fournit un travail égal à l'énergie utilisable acquise par le fluide, qui s'exprime en fonction de l'accroissement d'entropie $d\Sigma$ du fluide à la traversée de l'élément.

Calcul de l'irréversibilité

$$d\Sigma = q C_p \left(\frac{d\theta}{\theta} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dp}{p} \right) \quad (10)$$

$$\eta = 1 - \frac{\theta_a}{\theta + \delta\theta} \quad (11)$$

$$\eta' = \frac{q (C_p d\theta - \theta_a d\Sigma)}{q C_p d\theta} \quad (12)$$

$$\eta - \eta' = \frac{\theta_a}{\theta} \left(\frac{\theta d\Sigma}{q C_p d\theta} - \frac{\theta}{\theta + \delta\theta} \right) \quad (13)$$

$$\eta - \eta' = \frac{\theta_a}{\theta} \left(\frac{\Phi}{H} + \frac{f}{M^3} \frac{H^3}{\Phi} \right) \quad (14)$$

La dernière relation est obtenue par combinaison de la relation (13) avec les précédentes.

Elle fournit le rapport de l'énergie dégradée à l'énergie transmise, ou perte relative associée au phénomène.

La perte par convection apparaît aussi comme la somme de deux termes qui représentent respectivement :

— L'effet de la chute de température $\delta\theta$ qui provoque l'écoulement de chaleur;

— L'effet de la chute de pression dp qui provoque l'écoulement du fluide.

Ce second terme doit bien être rattaché à la convection puisque celle-ci est inséparable du frottement.

La perte par convection est parfaitement définie et calculable à partir des quatre coefficients :

$$\frac{\theta_a}{\theta}, \quad \Phi, \quad H \quad \text{et} \quad \frac{M^3}{f}$$

Par définition, elle est indépendante des caractéristiques des machines extérieures susceptibles d'utiliser la chaleur.

Lorsque ces machines sont irréversibles, les pertes absolues qu'elles provoquent s'ajoutent purement et simplement à celles qui résultent de la convection : on ne saurait imputer leurs pertes à la convection proprement dite (*) :

Lorsqu'on dispose d'un fluide donné à une pression et une température données, le flux de chaleur à dissiper est entièrement défini par le coefficient Φ , et la géométrie de l'élément, par le coefficient M^3/f . Pour une température donnée de source froide, θ_a/θ est fixé; le seul paramètre est le coefficient d'échange réduit H qui vérifie la relation :

$$H = M U \quad (15)$$

Le nombre de Margoulis M et la vitesse réduite U dépendent non seulement du mouve-

(*) Toutefois, pour un état donné de la technique, le fonctionnement du compresseur peut être défini par un rendement η_c .

De même, l'examen des caractéristiques de machines à vapeur montre que dans un domaine très étendu leur fonctionnement peut être représenté par un rendement η_v et une température fictive θ'_a de source froide, de sorte que leur rendement soit de la forme :

$$\eta_v \left(1 - \frac{\theta'_a}{\theta} \right)$$

Dans ces conditions la perte totale qui résulte de la convection et de l'emploi de machines imparfaites prend l'expression :

$$\frac{\theta'_a}{\theta} \left[\eta_v \frac{\Phi}{H} + \frac{1}{\eta_c} \frac{f}{M^3} \frac{H^3}{\Phi} \right]$$

Il est bien évident que l'introduction de ces coefficients ne change rien aux raisonnements.

ment du fluide, mais encore de la convention qui définit leur section de passage. Au contraire, on voit facilement que leur produit H ne dépend plus de cette convention, mais seulement du débit qui traverse l'élément.

Si l'on se fixe donc :

- l'état et la nature du fluide,
- le flux de chaleur,
- la géométrie de l'élément,

θ_a/θ et Φ sont fixés, et M^3/f ne dépend plus que de la variable indépendante H qui détermine le mouvement du fluide.

Il suffit alors de connaître la fonction $(M^3/f) [H]$ pour pouvoir calculer la valeur H_m de H qui rend la perte minimum, et la valeur de cette perte, en dérivant l'équation (14) par rapport à H . Cette fonction est en général lentement variable; on obtient une bonne approximation en la considérant comme une constante, et l'on obtient ainsi :

$$H_m = \Phi^{1/2} \left(\frac{M^3}{3f} \right)^{1/4} \quad (16)$$

$$\text{perte minimum} = \frac{4}{3} \frac{\theta_a}{\theta} \left(\frac{3f}{M^3} \right)^{1/4} \Phi^{1/2} \quad (17)$$

Le coefficient M^3/f apparaît ainsi comme un critère intrinsèque de la qualité de l'élément considéré.

D'autre part, l'expression (17) montre que la perte relative minimum croît avec le flux de chaleur; on a donc intérêt à dissiper une puissance thermique donnée par une surface aussi grande que possible.

L'accroissement de la surface d'échange d'un solide implique une transmission de chaleur par conduction à l'intérieur de ce solide. Ainsi la conduction apparaît comme un phénomène susceptible d'améliorer les conditions dans lesquelles s'effectue la convection, et il convient de généraliser l'étude précédente en rattachant à la convection les irréversibilités provoquées par la conduction.

3. — GÉNÉRALISATION AU TRANSFERT PAR CONDUCTION ET CONVECTION

Les configurations comportant des ailettes transversales, longitudinales ou vrillées, et d'une manière plus générale des développements périodiques de la surface d'échange, peuvent être décomposés en éléments comparables à celui que représente la figure ci-dessous :

FIG. 2

On remarque que, la température $\theta + \delta\theta$, le flux de chaleur φ et le coefficient d'échange h attachés au phénomène de pure convection sur la surface extérieure de l'élément, varient en général avec le point considéré. Ils ne sauraient donc en aucun cas caractériser des propriétés globales.

Au contraire, en rapportant à la surface intérieure dS_0 la puissance dissipée et les efforts de frottement, on obtiendra un flux φ_0 et un coefficient de frottement f_0 qui sont attachés au phénomène global de transfert de chaleur comprenant à la fois conduction et convection. De même, à partir de l'excès $\delta\theta_0$ de la température intérieure sur la température moyenne du gaz, on peut définir comme précédemment des coefficients h_0 et M_0 .

Les résultats précédents peuvent alors se généraliser en étudiant le transfert global depuis la surface intérieure jusqu'au fluide, en partant des conditions imposées sur cette surface intérieure repérée par l'indice 0. Cette idée correspond bien à l'application aux piles énergétiques.

En effet, la température $\theta + \delta\theta_0$ de la surface intérieure est la valeur maximum atteinte par le solide conducteur; ce maximum doit être compatible avec la tenue du métal. D'autre part, le flux φ_0 sur la surface inférieure est imposé par le régime de fonctionnement nucléaire indépendamment de la température et de la vitesse du fluide. Il est donc normal de compter les irréversibilités à partir du rendement η_0 qui correspond à la température intérieure et de considérer Φ_0 comme une constante dans l'expression de la perte.

Le tableau ci-dessous reproduit les étapes d'un calcul analogue à celui du calcul précédent :

Coefficients classiques généralisés :

$$h_0 = \frac{\varphi_0}{\delta \theta_0}$$

$$f_0 = \frac{dp}{1/2 \varphi w^2 (dS_0/ds)}$$

$$M_0 = \frac{h_0}{\varphi C_p u}$$

Nouveaux coefficients généralisés :

$$\Phi = \frac{\varphi_0}{\varphi (w^3/2)}$$

$$H_0 = \frac{h_0}{\varphi C_p w}$$

Expression de la perte :

$$\tau_0 - \tau'_0 = \frac{\theta_a}{\theta} \left[\frac{\Phi_0}{H_0} + \frac{f_0}{M^3} \frac{H_0^3}{\Phi_0} \right]$$

La généralisation des résultats du paragraphe précédent est donc immédiate : le critère global M_0^3/f_0 remplace le critère local M^3/f . Bien entendu, la relation :

$$M = (f/2) g(P)$$

qui traduit l'analogie entre frottement et convection, ne se généraliserait que si toute la surface mouillée était isotherme, ce qui excluerait la conduction.

4. — CONCLUSIONS RELATIVES A L'ORIENTATION DE L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Il était évident *a priori* que l'étude thermodynamique d'un transfert de chaleur par convection ferait intervenir simultanément le frottement et l'échange de chaleur proprement dit par deux coefficients invariants dans les transformations qui conservent la similitude aérodynamique et thermique.

Or, tandis que l'étude du frottement met en évidence le seul coefficient f , celle de la convection conduit à deux coefficients :

$$M = \frac{h}{\varphi C_p u} \text{ nombre de Margoulis}$$

$$B_g = \frac{hD}{\lambda_g} \text{ nombre de Nusselt ou Biot}$$

(λ_g conductibilité du gaz,

D longueur de référence),

de sorte qu'on pouvait s'attendre à voir figurer dans les formules le coefficient f et l'un des deux nombres M et B_g .

Toutefois, la définition même du nombre de Biot montre qu'il convient à l'étude de la conduction plutôt qu'à celle de la convection. Au contraire, le nombre de Margoulis, qui n'est défini que dans le cas de la convection, varie peu avec la vitesse et permet d'exprimer facilement la relation entre frottement et convection.

Il convient donc de réserver l'emploi des nombres de Biot à l'étude de la conduction; dans ce cas, on doit évidemment les définir à partir de la conductibilité du solide et non à partir de celle du gaz.

La conduction étant un phénomène intermédiaire qui n'intervient que lorsqu'on cherche à améliorer les conditions de la convection, les

nombres de Biot, qui n'ont aucune raison d'apparaître dans les formules locales, doivent également disparaître des formules globales au profit d'un nombre de Margoulis généralisé.

Si l'on remarque de plus que f , f_0 , M et M_0 dépendent du choix de la section de référence, tandis que M^3/f et M_0^3/f_0 n'en dépendent pas, ces derniers coefficients prennent un intérêt tout particulier, et le rôle qu'ils jouent dans l'étude thermodynamique ne doit pas surprendre.

En résumé, l'étude thermodynamique intervient de deux manières différentes dans la conduite des expériences :

— D'une part elle leur assigne un objectif global précis qui est l'accroissement du critère M_0^3/f_0 .

La mesure de ce critère sur des maquettes semblables permet alors de comparer des configurations très différentes, correspondant par exemple à des ailettes transversales et longitudinales.

— D'autre part, elle montre l'intérêt de toutes les modifications tendant à accroître le critère local M^3/f en chaque point de la surface extérieure.

Ce second résultat fournit une idée directrice précieuse parce qu'il se place au niveau de phénomènes élémentaires dont l'étude expérimentale est beaucoup plus facile que celle d'un phénomène global. La première application de cette idée directrice concerne l'influence des rugosités qui augmentent simultanément M et f : l'analogie entre frottement et convection conduisant à la proportionnalité de M et f , donc à un accroissement important de M^3/f , il im-

porte de vérifier dans quelles conditions elle s'applique et nous avons entrepris des essais dans ce sens.

Toutefois, l'exploitation complète des résultats fournis par les études expérimentales de convec-

tion locale suppose qu'on sache tenir compte facilement de la conduction. Pour l'instant, cette condition n'est remplie que par les tubes à ailettes de section constante, que ces ailettes soient rectilignes ou peu vrillées.

5. — ÉTUDE RHÉOGRAPHIQUE DE LA CONDUCTION

Dans les tubes à ailettes de section constante, le flux de chaleur qui traverse une section droite est partout nul ou négligeable, de sorte qu'il suffit d'étudier la répartition des températures dans un conducteur plan d'épaisseur constante. A l'intérieur d'un tel conducteur la température vérifie l'équation de Laplace comme le potentiel dans un conducteur électrique plan, et l'analogie rhéoelectrique est applicable sous réserve de préciser les conditions aux limites. Or, sur le modèle thermique, le problème qui se pose est le suivant :

Etant donné un conducteur dont le contour intérieur est isotherme et la répartition des coefficients d'échange locaux h sur le contour extérieur, trouver le coefficient d'échange global h_0 .

Pour représenter le coefficient d'échange h en un point quelconque, imaginons qu'on remplace le gaz par l'ensemble des bandes de conducteur représentées sur la figure 3.

FIG. 3

FIG. 4

On vérifie que, rapportée au diamètre intérieur, la longueur de chaque bande doit être égale à l'inverse du nombre de Biot-Nusselt local B formé avec ce même diamètre D_0 et la conductibilité λ_m du métal (*). Le conducteur plan ainsi prolongé a ses deux contours isothermes. Soumis à l'écart de température $\delta\theta_0$, il laisse passer la puissance thermique $\pi D_0 \varphi_0$. Définissant le nombre de Biot-Nusselt global B_0 par la relation (18), on vérifie que le conducteur rectangulaire de longueur réduite D_0/B_0 et de largeur égale au périmètre intérieur est équivalent au modèle prolongé.

Etant donné la forme du modèle et la répartition des nombres de Biot locaux, on peut donc construire le modèle prolongé puis un conducteur rectangulaire de même perméabilité; la mesure de la longueur réduite de celui-ci fournit le nombre de Biot global. Ce résultat est évidemment indépendant de la différence de température appliquée, comme de l'échelle. Sa transcription analogique est immédiate en remplaçant :

- les températures par des potentiels,
- les puissances thermiques par des intensités,
- la conductibilité thermique par la conductibilité électrique.

Les mesures analogiques permettent ainsi de déterminer B_0 à partir des valeurs locales de B_e sur le contour extérieur. Or, en un point quelconque :

$$B = M R P (\lambda_g / \lambda_m) \quad (19)$$

où le produit $R P \lambda_g / \lambda_m$ est commun à toute la section droite (R = nombre de Reynolds).

Une fois ce produit déterminé, la relation (19) lue de droite à gauche permet de déterminer sur le contour extérieur la répartition des nombres de Biot à partir de celle des nombres de Margoulis. Lue de gauche à droite, elle donne le nombre de Margoulis global M_0 à partir du nombre de Biot global B_0 déduit de l'analogie élec-

(*) Cette remarque fournit une représentation physique très simple du nombre de Biot-Nusselt.

FIG. 5

trique. En définitive, les mesures analogiques permettent de passer des nombres de Margoulis locaux au nombre de Margoulis global.

Pour cette étude analogique de la conduction, nous avons profité des travaux de MM. MALAVARD

et MARTY, ainsi que du laboratoire qu'ils ont équipé au C.N.R.S. La figure 5 représente la réalisation matérielle d'une maquette en papier conducteur, les bandes de papier étant remplacées par des résistances.

6. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT MOYEN DANS LE CAS DES AILETTES LONGITUDINALES

Le coefficient de frottement global f_0 se déduit des valeurs des coefficients locaux de frottement f par la relation simple :

$$C_0 f_0 = \int_0^{C_e} f(C_e) dc_e$$

avec :

C_0 périmètre intérieur,

C_e périmètre extérieur,

c_e abscisse curviligne sur le contour extérieur.

D'autre part, le coefficient moyen de frottement $\bar{f}$ est défini par :

$$C_e \bar{f} = \int_0^{C_e} f(C_e) dc_e \quad (20)$$

Le coefficient global s'exprime donc en fonction du coefficient moyen par la relation :

$$f_0 = \frac{C_e}{C_0} \bar{f}$$

Or, l'étude expérimentale du coefficient de frottement en fluide incompressible montre que dans un canal contenant des tubes à ailettes de formes très diverses, la règle du diamètre hydraulique s'applique avec la précision des mesures (fig. 6). Le coefficient de frottement moyen, et par conséquent le coefficient global, peuvent donc être déterminés à partir de la seule forme géométrique et du diagramme de Colebrook.

En fait, pour un fluide dilatable, l'application

rigoureuse du théorème de la quantité de mouvement montre que les efforts de frottement sont liés à la perte de pression d'impulsion ($p + \rho u^2$) et non à la perte de pression statique ou totale.

coefficient de frottement ou de perte de pression d'impulsion, ce dernier seul étant à peu près indépendant du flux de chaleur.

Le théorème de la quantité de mouvement

FIG. 6

Coefficient de frottement moyen.

Les mesures effectuées dans des tubes cylindriques chauffants vérifient la nécessité d'une distinction entre coefficient de perte de charge et

permet donc le calcul de la correction à apporter pour tenir compte de la dilatabilité. Cette correction est petite dans nos applications.

7. — RÉDUCTION DE L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE A DES MESURES AÉRODYNAMIQUES

La forme du critère de qualité M_0^3/f_0 montre que les erreurs concernant les coefficients d'échange ont trois fois plus de poids que celles qui concernent les coefficients de frottement.

Or, il résulte des deux paragraphes précédents que :

- L'analogie électrique ramène la détermination de M_0 à celle de la répartition des nombres de Margoulis locaux;
- La règle du diamètre hydraulique permet le calcul *a priori* du coefficient de frottement global f_0 .

La détermination du critère de qualité M_0^3/f_0 se réduit donc à celle des nombres de Margoulis

locaux M , c'est-à-dire à une étude expérimentale de convection pure.

Les résultats de cette étude sont indépendants du procédé qui permet d'établir le flux de chaleur traversant la surface d'échange car les études classiques montrent que le coefficient d'échange est à peu près indépendant du flux de chaleur. On pourra donc profiter de cette circonstance pour effectuer les expériences dans les conditions les plus favorables. De même, les théories classiques de similitude permettent d'opérer à la pression atmosphérique, et à une échelle adaptée à l'expérimentation. Toutefois, ces conditions favorables ne suppriment pas la difficulté des mesures de températures rapide-

ment variables le long de la surface d'échange. Au contraire, l'hypothèse de l'analogie entre frottement et convection, qui se traduit numériquement par :

$$M = \frac{f}{2} P^{-0,6}$$

ramène l'étude à celle du frottement local, donc à des mesures purement aérodynamiques, car P est une constante commune à toute la section droite.

On peut évidemment définir un nombre de Margoulis extérieur moyen $\bar{M}$ par la relation :

$$C_e \bar{M} = \int_{c_e} M(c_e) dc_e$$

analogue à la relation (20) qui définit $\bar{f}$ et il résulte immédiatement de ces définitions et de l'analogie frottement convection que :

$$\bar{M} = \frac{\bar{f}}{2} P^{-0,6}$$

ce qui permet de calculer M a priori.

Une valeur approchée de M_0 peut donc être obtenue en appliquant au contour extérieur de la maquette rhéoelectrique la condition :

$$M = C^{te} = \bar{M}$$

Pour montrer que le résultat ainsi obtenu n'est pas rigoureux, il suffit de remarquer que la puissance thermique élémentaire dissipée par

un élément de contour extérieur dc_e est proportionnelle à :

$$M(c_e) \delta \theta(c_e) dc_e$$

où $\delta \theta$ est variable, et non à l'élément différentiel :

$$M(c_e) dc_e$$

qui sert à définir la valeur moyenne $\bar{M}$.

En particulier, si conformément à l'intuition les plus grands coefficients d'échange sont obtenus aux pointes des ailettes où les écarts $\delta \theta$ sont les plus petits par suite de la chute de température due à la convection, la valeur réelle de M_0 sera plus petite que celle qu'on peut déterminer à partir de M . Les essais auront finalement un double objectif :

- Vérifier l'analogie frottement-convection;
- Déterminer la correction à apporter à la valeur de M_0 déterminée à partir de M , donc dans un délai très court.

Le coefficient de frottement étant variable le long du contour, il n'est guère accessible par mesure directe des efforts exercés sur la paroi et ne peut être atteint, comme dans le cas d'un contour circulaire, par la mesure des pertes de charges. Il doit donc être déterminé à partir de la répartition des vitesses mesurées dans la section droite (*).

La vérification portera ensuite sur la mesure des températures de paroi calculées à partir des résultats ainsi obtenus.

8. — DÉTERMINATION DES COEFFICIENTS LOCAUX PAR MESURE DES VITESSES DANS LA SECTION DROITE

FIG. 7
Schéma de l'installation d'essais.

L'installation représentée par la figure 7 permet de mesurer la vitesse en un point dont la position varie d'une manière continue, ce point

(*) Le principe de cette détermination est exposé dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 243, p. 836-838, séance du 17 septembre 1956.

Bien entendu, ces mesures n'ont de sens que si le régime est permanent et si les fluctuations sont limitées à celles qui proviennent de la maquette elle-même. Ce résultat est obtenu au moyen d'un nid d'abeille et d'un venturi sonique. Les fluctuations d'un manomètre à eau non amorti sont inférieures au $1/1.000^{\circ}$ de la différence de pression $P - p$ mesurée, ce qui permet de tracer directement les isovitesse en maintenant constante la dénivellation du manomètre.

$$R_T = \frac{u_T y_T}{\nu} = N^2$$

N étant la constante déterminée par Nikuradse dans le cas d'un canal circulaire vide et égale à 11,6.

Pour chaque point de contour, la vitesse de frottement est donnée numériquement par la valeur de la graduation à l'intersection de la droite correspondante avec le lieu de la frontière T , et le coefficient de frottement s'en déduit

FIG. 9

Vitesse en fonction de la distance curviligne à la paroi pour différents points du contour. La courbe $C(u_s)$ représente le lieu des points de transition T entre les écoulements laminaire et turbulent. Elle est graduée en vitesse de frottement.

La figure 8 représente la carte des vitesses obtenues pour un nombre de Reynolds de 517.000, et un réseau de lignes orthogonales.

La figure 9 représente la vitesse en fonction de l'abscisse curviligne à la paroi, pour plusieurs points du contour. On constate que les points s'alignent comme dans le cas d'un canal circulaire vide.

La courbe tracée à gauche de la figure représente le lieu de la frontière T de la sous-couche limite conventionnelle graduée en vitesse de frottement dans l'hypothèse où :

immédiatement connaissant la vitesse moyenne dans la veine.

La figure 10 représente une perspective cavalière de la surface des vitesses extrapolée jusqu'à la paroi, compte tenu de l'hypothèse de l'universalité de N . On remarque que le régime turbulent s'étend très près des parois, même dans le fond des gorges entre les ailettes.

Toutefois, le coefficient de frottement présente des variations considérables autour de la valeur moyenne, comme le montre la figure 11.

FIG. 10

Carte des vitesses en vue perspective.

A partir des valeurs de ce coefficient f , on calcule les nombres de Margoulis M par la relation (5) qui exprime l'analogie frottement-convection, puis les nombres de Biot-Nusselt B par la relation (19) pour obtenir les conditions aux limites de la maquette rhéoelectrique.

Le nombre de Biot-Nusselt global B_0 mesuré sur la maquette diffère peu de celui qu'on obtiendrait en affichant un coefficient d'échange constant sur tout le contour, et égal à la valeur moyenne qu'on sait déterminer *a priori*, soit de 7,4 % dans l'exemple étudié. Cet écart dépend évidemment de la forme de la section droite et croît avec la profondeur et l'étroitesse des gorges qui séparent les ailettes. Sous réserve d'une vérification des hypothèses, les mesures montrent donc qu'on peut considérer cet écart comme une correction, ce qui facilite considérablement l'étude du dimensionnement des ailettes.

FIG. 11

9. — VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

La figure 12 représente la maquette destinée à la vérification de l'ensemble des deux hypothèses :

- universalité de la constante N ,
- analogie frottement-convection.

FIG. 12
Profil chauffant.

Un courant continu de forte intensité dégageant un flux de chaleur constant dans la tôle qui matérialise la surface d'échange, le coefficient d'échange est inversement proportionnel à l'écart des températures de gaz et de paroi. La vérification porte donc sur la comparaison des températures de paroi mesurées directement

FIG. 13
Vérification expérimentale de la répartition des températures le long d'une paroi non circulaire.

dans une section droite avec celles que l'on déduit des coefficients d'échange déterminés à partir de la carte des vitesses. Les premières mesures effectuées avec des thermo-couples ayant donné des résultats aberrants par suite d'un gradient de température considérable le long du périmètre chauffant, les températures ont été mesurées avec des peintures thermosensibles en attendant la mise au point des mesures par thermo-couples.

Ce gradient de température engendre d'autre part un écoulement de chaleur transversal dans

la tôle, dont il a fallu tenir compte en utilisant une nouvelle maquette rhéoelectrique. Les résultats sont représentés par la figure 13. Ils confirment l'ordre de grandeur des variations du coefficient d'échange déterminé par les mesures aérodynamiques.

Si l'accord des valeurs locales laisse à désirer, on remarquera qu'en pratique ce sont des valeurs « efficaces » qui interviennent dans le résultat final et la vérification est évidemment bien plus satisfaisante de ce côté.

10. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DIRECTE DES CARACTÉRISTIQUES GLOBALES

Bien que la méthode décrite dans les paragraphes précédents permette d'aboutir aux caractéristiques globales d'une section droite, son objectif initial était limité à l'analyse des phénomènes orientés vers l'amélioration des échanges de chaleur. Les caractéristiques globales de la section droite et d'un canal entier devaient donc être mesurées directement sur des maquettes chauffantes en vraie grandeur et fonctionnant sous pression.

Dans ces maquettes, le chauffage est assuré par une barre en acier inoxydable sur laquelle sont enfilés des tubes à ailettes.

Les extrémités de la barre sont soumises à une différence de potentiel continue de l'ordre de 50 à 100 volts. La barre est isolée électriquement des tubes par une couche d'alumine de quelques microns. Elle est rectifiée et les tubes sont rodés pour obtenir un jeu initial inférieur à 0,03 mm nécessaire à un bon contact thermique.

La puissance électrique étant mesurée avec précision, la mesure du débit et des températures de gaz permettent de fermer le bilan thermique, ce qui assure un recoupement. La principale difficulté de mesure reste la détermination de la température maximum du tube qui mesure 1,5 mm d'épaisseur, et où le gradient de température atteint plusieurs degrés par millimètre. Cette difficulté est encore plus grande que celle de la mesure des températures de paroi sur une maquette à grande échelle, déjà mise en évidence par la dispersion des points de la figure 13.

De plus, la pression d'une dizaine d'hectopiez qui règne dans la maquette et les déplacements provoqués par des dilatations de plusieurs centimètres compliquent la réalisation matérielle. Enfin la comparaison des figures 14 et 15 montre l'importance des servitudes, et notamment de celles qui sont nécessaires pour établir

un régime effectivement permanent.

L'ensemble de ce matériel considérable ne fonctionnant que depuis peu de temps, aucun résultat utilisable n'est encore disponible. Toutefois, l'expérience acquise montre déjà que ce genre d'expérimentation doit être limité à des vérifications globales et non à la recherche d'un

θ_1 température d'entrée du CO_2
 t " de la gaine
 θ_2 " de sortie du CO_2

FIG. 14

Cellule d'essai et mesures.

optimum et que ces vérifications seront certainement beaucoup moins précises que les méthodes précédentes.

Ces expériences visent donc essentiellement à déceler par différence les phénomènes qui auraient échappé à l'analyse.

Enfin, pour reproduire complètement un canal

de pile, il est nécessaire d'obtenir une puissance thermique par unité de longueur qui varie comme dans une pile, c'est-à-dire suivant une fonction sinusoïdale de l'abscisse. Cette difficulté s'ajoute encore aux précédentes.

peu le long de ce canal et on peut montrer qu'il reste très voisin du critère du canal entier.

Lorsque la section de passage est constante, les éléments étant identiques, on peut encore calculer facilement le critère du canal entier en

FIG. 15

Installation de la cellule d'essai.

Comme pour l'élément de canal, on peut définir un critère de qualité du canal entier.

Lorsqu'on fait varier la section de passage en fonction de l'abscisse de manière à maintenir constante la température du tube tout le long du canal, le critère de l'élément de canal varie très

fonction de M_0 et f_0 , mais ce calcul sort du cadre de la présente étude. Il nous suffira d'indiquer que dans la plupart des configurations intéressantes, les conclusions qu'on peut tirer de l'étude du critère M_0^3/f_0 sont encore valables pour l'ensemble du canal.

11. — CONCLUSION

L'étude des conditions optima d'extraction de la chaleur produite par une pile énergétique constitue un ensemble à l'intérieur duquel il est difficile de dissocier les calculs des expériences proprement dites.

En effet, l'expérimentation doit séparer les phénomènes pour les analyser convenablement, et la synthèse des résultats obtenus fait néces-

sairement appel à la thermodynamique et au calcul. La règle du diamètre hydraulique et l'application sur une maquette rhéoelectrique d'un coefficient d'échange moyen calculé à partir de l'analogie frottement-convection permettent d'obtenir *a priori* une valeur approchée du critère de qualité de la section droite.

Cette valeur approchée est suffisante pour dé-

grossir les avant-projets de nouvelles piles et pour orienter l'étude vers les formes les plus intéressantes, compte tenu des impératifs technologiques particuliers à chaque pile.

L'analyse expérimentale des phénomènes apporte de son côté la vérification des règles ainsi utilisées, ou les valeurs numériques des corrections qu'on doit leur apporter dans chaque cas. Ces corrections ayant en général une signification physique assez précise, l'expérience acquise au cours des études précédentes fournit une valeur approchée des corrections qui correspondent aux nouvelles configurations, ce qui affine encore les calculs.

Cette méthode présente l'avantage considérable d'accumuler les recoupements entre les diverses séries de mesures; elle réduit la mesure des caractéristiques globales à une simple vérifi-

cation qui a pour principal objectif de mettre en évidence les phénomènes susceptibles d'avoir échappé à l'analyse.

Le tableau suivant montre les améliorations obtenues par cette méthode à partir des piles P_2 et G_1 au cours des études des piles G^2 et EDF_1 , le critère de qualité variant comme les nombres ci-dessous.

P^2	G_1	G_2	EDF_1
2,5	6.5	25	50

Enfin, ces améliorations sont le résultat du travail de toute une équipe dans laquelle MM. MELÈSE, GÉLIN et FRITSCH ont joué un rôle particulièrement important.