

## PREMIERE PARTIE

# Position du problème

par Ch. HANOCQ

Professeur à l'Université de Liège  
Rapporteur de la Commission S B M des Paliers

### CHAPITRE I.

#### CLASSIFICATION DES DIFFERENTS REGIMES OBSERVES ET DES DIFFERENTS PROBLEMES POSES

Nous avons pensé qu'une journée consacrée à l'étude du graissage serait utile et bien accueillie par les ingénieurs mécaniciens et nous nous sommes partagé le champ d'investigation et de synthèse de façon à aborder successivement :

1) l'étude du régime hydrodynamique qui relève de la théorie, la seule qui puisse être abordée par les méthodes mathématiques et que M. D. De Meulemeester, Professeur à l'Université de Gand, a bien voulu accepter de traiter ici, en se limitant au strict nécessaire;

2) l'étude du régime onctueux qui fait surtout appel à l'expérience systématique et que M. L. Leloup, Chef de Travaux à l'Université de Liège, a mise au point avec sagacité dans les dernières années;

3) l'étude de la loi de dissipation de la chaleur par convection naturelle qui a fait l'objet de longues et patientes recherches au Laboratoire de Construction de Machines de l'Université de Liège;

4) le calcul d'un palier porteur en se basant sur cette loi de dissipation de la chaleur par convection et rayonnement dont nous venons de parler. Ce sujet sera traité par M. L. Leloup;

5) l'étude du régime semi-fluide, celui que l'on rencontre dans les organes mettant en présence des surfaces strictement parallèles comme celles du piston dans le cylindre, ou du patin de crosse dans son guide; elle résulte de l'ana-

lyse de documents expérimentaux très complets fournis, d'une part, par des recherches sur le frottement au Laboratoire de Construction des Machines de l'Université de Liège et, d'autre part, par des recherches sur les pertes par frottement dans le moteur à gaz, effectuées au Laboratoire de Mécanique de la Sorbonne à Paris par M. Planiol.

Cette étude qui sera présentée sous une forme aussi condensée que possible, est venue faciliter grandement l'effort de synthèse que nous nous sommes proposés de réaliser;

6) Enfin en **conclusion**, nous nous efforçons de montrer aussi succinctement que possible les conséquences de ces recherches sur le tracé des paliers et, d'une façon plus générale, des organes du mouvement alternatif; nous y ajouterons un certain nombre de documents inédits résultant des recherches entreprises au Laboratoire de Liège sur les paliers, notamment ceux qui concernent le point d'introduction de l'huile, dont le choix détermine à la fois l'importance du coefficient de frottement et la tenue du palier.

Nous n'étonnerons pas le lecteur en disant, dès le début de cet exposé, que le sujet est complexe et que nous ne pouvons avoir la prétention de faire le tour de la question sans la limiter à son *aspect mécanique*, laissant systématiquement de côté tout ce qui est du ressort de la chimie.

Même ainsi limité, le problème reste vaste puisque, si l'on veut aborder le calcul du palier refroidi par convection naturelle, il faut pouvoir s'appuyer sur l'étude des lois qui régissent la dissipation de la chaleur dans un palier, et cette question à elle seule, a demandé, vous le concevez, des recherches pleines de difficultés.

Le Physicien, qui se trouverait en face d'un pareil problème, aurait une tendance à ramener le palier à un corps de forme géométrique simple, à l'isoler dans l'espace et à relever la température en de nombreux points de la surface extérieure en vue d'en évaluer la moyenne : il se trouverait en fin de compte, avoir résolu le problème pour un palier *comme on n'en fait pas*, et du point de vue technique, la prédétermination de la température de régime d'un vrai palier resterait aussi inaccessible qu'auparavant. Pour le Mécanicien, la température de régime, c'est la température de la réserve d'huile dans le corps du palier lorsque l'équilibre s'est établi entre les calories apportées par le frottement et les calories dissipées par convection et rayonnement. C'est en partant de cette température que toutes les observations et mesures devront être faites. Ceci dit en passant, pour montrer toute la distance qui peut séparer la Science de la Science appliquée.

Nous verrons, en conclusion, que malgré ces difficultés et cette complexité des recherches, il est possible d'apporter des méthodes de calcul pour les paliers et une série de déductions rationnelles pour les organes en mouvement qui conduisent, en fin de compte, à la solution du plus grand nombre de problèmes posés par la pratique.

Le sujet tel que nous comptons le présenter ne sera pas épuisé par l'ensemble de ces recherches tant théoriques qu'expérimentales, car le cas des articulations oscillantes, de même que celui des coussinets très fortement chargés, n'auront pas été étudiés systématiquement.

Pour le premier cas, tout ce qu'on peut dire, c'est que les lois de frottement se rapprochent de celles relevées dans le régime onctueux; pour le second cas, et pour autant que les déformations du coussinet n'entrent pas en jeu, on peut dire que les lois générales restent applicables, tout au moins si le jeu entre tourillon et coussinet resté assez faible pour que l'écoulement latéral de l'huile, qui forme le film entre les surfaces en présence, reste négligeable.

Toutes les expériences et toutes les théories sont faites en supposant l'application d'une force constante; si celle-ci est variable dans le temps, nous pensons que toutes les considérations émises restent applicables à la condition de raisonner en utilisant la pression moyenne dans le temps au lieu de la pression constante, notam-

ment pour l'évaluation des calories développées par le frottement.

Bien entendu, toutes les considérations mathématiques reposent sur l'hypothèse que les surfaces en présence se rapprochent des surfaces théoriques envisagées, planes ou cylindriques, telle que la géométrie les définit. Les résultats d'expériences montrent que, dans les conditions d'application courante, avec des surfaces correctement réalisées et après un rodage satisfaisant, *il n'y a pas d'écart systématique entre les valeurs théoriques et les valeurs observées.*

On peut donc faire confiance au calcul et à l'expérience scientifique pour fournir les données nécessaires à la réalisation mécanique des organes frottants *correctement exécutés et rodés.*

## CHAPITRE II.

### ETUDE EXPERIMENTALE DU PALIER LISSE EN REGIME HYDRODYNAMIQUE

Ceci dit en manière d'introduction, nous pensons qu'il convient de bien situer l'objet des exposés qui vont être faits, de définir ce qu'il faut entendre par frottement médiat et montrer comment on est amené à distinguer, dans le phénomène du frottement, les trois régimes distincts auxquels nous avons fait allusion dans le chapitre I.

Par **frottement médiat**, celui que nous allons étudier, il faut entendre le frottement qui se développe entre deux surfaces planes ou cylindriques, normalement dressées et rodées, lorsqu'elles se déplacent l'une par rapport à l'autre et qu'elles sont séparées par une couche de matière lubrifiante.

Par **frottement en régime hydrodynamique**, il faut entendre celui qui se produit entre deux surfaces *légèrement inclinées l'une par rapport à l'autre* comme cela se présente dans les paliers de butée modernes.

Lorsqu'il s'agit de surfaces *cylindriques et concentriques*, qui correspondent au cas d'un tourillon tournant dans un coussinet, l'expérience montre que le phénomène se passe de la même manière qu'entre deux surfaces légèrement inclinées l'une par rapport à l'autre.

Cela tient à ce que les centres du coussinet et du tourillon ne coïncident pas, qu'automatiquement ils se déplacent l'un par rapport à l'autre,

dès la mise en marche, pour prendre une position relative comme celle indiquée dans la figure 1, le dessin étant exécuté pour le sens de rotation correspondant à celui des aiguilles d'une montre.

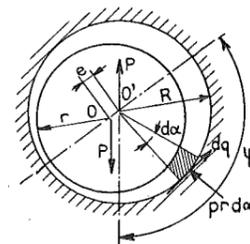


Fig. 1.

Il se forme ainsi un entraînement du lubrifiant par la force d'adhérence à la paroi et par les forces nées de la viscosité.

Dans l'épaisseur de la couche qui va diminuant, les forces hydrodynamiques mises en jeu ont pour effet de faire croître la pression dans l'arc compris entre la verticale orientée vers le bas et le rayon orienté un peu en deçà de la ligne des centres OO'. Au delà, une détente a lieu, qui peut amener des pressions négatives.

Mon collègue, M. De Meulemeester, analysera par la voie mathématique, le phénomène tel qu'il apparaît entre *deux surfaces planes légèrement inclinées l'une par rapport à l'autre*, comme cela se présente dans le palier de butée à blochets, et fera ressortir clairement le mécanisme par lequel l'entraînement provoque l'accroissement de pression entre les surfaces, immédiatement suivi d'une détente qui permet à l'huile de s'écouler sous vitesse croissante. Le régime qui s'établit ainsi est ce qu'on appelle le *régime hydrodynamique* parce que c'est celui qui résulte du jeu des forces nées de l'écoulement du fluide entre les surfaces.

Il sera possible à M. De Meulemeester d'étendre les résultats ainsi trouvés, au cas que nous envisageons en ce moment de deux surfaces cylindriques concentriques.

L'hypothèse de base est que la vitesse de glissement est nulle à la paroi fixe et égale à la vitesse de déplacement de la paroi mobile; elle suppose une *adhérence complète du lubrifiant à la paroi*. Cette qualité du lubrifiant, qui ne peut exister que s'il mouille parfaitement la paroi, est fondamentale, mais l'on peut dire qu'elle existe à un degré équivalent pour tous les lubrifiants utilisés, tout au moins quand la couche d'huile est de l'ordre du centième de millimètre ou plus.

Lorsque les couches deviennent très minces, de l'ordre du micron et moins, il peut en être autrement, et certaines huiles paraissent jouir d'une supériorité au point de vue de l'adhérence.

Ceci admis, nous pouvons, pour préparer le terrain et les conclusions de la théorie, examiner le cas limite, celui qui serait réalisé *si les deux centres coïncidaient* : cela revient au cas de deux surfaces parallèles (fig. 2).

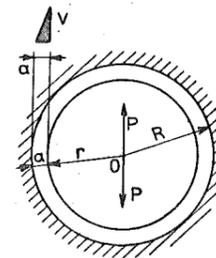


Fig. 2.

Il suffit de réfléchir un instant pour comprendre que les forces qui naissent de part et d'autre d'une lame de fluide infiniment mince d'épaisseur constante doivent être les mêmes, conséquence du principe de l'égalité de l'action et de la réaction; or, en vertu de la loi de Newton-Navier, la force F par unité de surface, née du glissement relatif, est proportionnelle au gradient de vitesse par rapport à la normale :

$$F = \mu \frac{d\omega}{dn}$$

Dès lors, dire que F est le même à la paroi fixe qu'à la paroi mobile, en vertu de l'égalité de l'action et de la réaction, implique  $d\omega/dn = \text{constante}$ , c'est-à-dire que la loi de la variation de la vitesse dans l'épaisseur de la couche d'huile doit donc être linéaire et partant que

$$F = \mu \cdot V/a \quad (1)$$

en désignant par V, la vitesse à la périphérie de l'arbre et, par a, l'épaisseur de la couche d'huile.

D'après cette relation, si P est la charge et S la surface du tourillon, on peut écrire par définition,  $M_f$  étant le moment dû au frottement

$$M_f = P f r$$

D'où :

$$f = \frac{M_f}{P r} = \frac{F S r}{P r} = \frac{F S}{P}$$

$$f = \frac{\mu \frac{V}{a} 2\pi r l}{p \times l d} = 2\pi^2 \frac{\mu N}{p} \frac{r}{a} \quad (2)$$

a désignant le jeu radial;

p la pression spécifique telle qu'on la définit en cette matière, c'est-à-dire

$$p = \frac{P}{ld}$$

N le nombre de tours par seconde.

Nous trouvons ainsi, mais pour un cas limite qui ne correspond, il est vrai, à aucun cas réel, la relation qui lie le coefficient de frottement, aux variables qui commandent le phénomène :

- 1)  $\mu$  le coefficient de proportionnalité de la formule de Newton-Navier qui constitue ce que l'on désigne sous le nom de coefficient de viscosité absolue et que l'on peut déduire directement de la viscosité Engler lorsqu'on connaît le poids spécifique  $\delta$ ;
- 2) N le nombre de tours par seconde du tourillon;
- 3) V la vitesse tangentielle du tourillon;
- 4) p la pression spécifique calculée en partant de la surface projetée du coussinet;
- 5)  $r/a$  l'inverse du jeu relatif, que l'on se donnera si l'on veut que le problème soit déterminé, entre 300 et 500 lorsque rien ne commande un jeu plus petit.

D'après la relation ci-dessus, la loi du coefficient de frottement dans un tourillon se ramène à une loi linéaire; en réalité, cette droite est l'asymptote à la courbe *réelle* que l'on peut déduire de l'extension au cas du tourillon des formules fondamentales qu'établira M. De Meulemeester, pour le cas du blochet articulé (fig. 3).

Dans le diagramme de la figure 4, nous avons porté en abscisse

$$X = \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2$$

tandis qu'en ordonnée, nous avons porté  $f \times r/a$ ; la droite en question est la droite A passant par l'origine. Si nous portons les vraies valeurs de  $f \times r/a$  en ordonnées, alors qu'en abscisse, nous

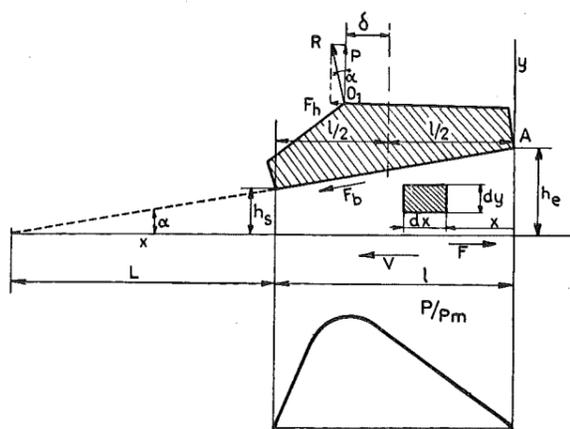


Fig. 3.

portons X, nous obtenons un diagramme de la forme 2 asymptotique à la droite A.

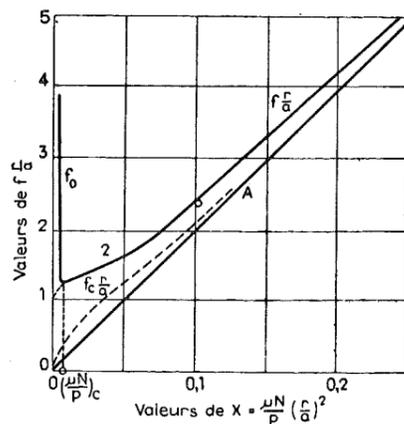


Fig. 4.

Des expériences ont été faites, notamment au Laboratoire de Construction des Machines de l'Université de Liège, pour vérifier la courbe théorique déduite de la théorie.

Généralement, la mesure du coefficient de frottement entreprise dans le passé par Stribeck et par Lasche notamment, a été faite en partant du couple au coussinet: il est plus commode, en effet quel que soit le dispositif expérimental, de mesurer, pour une charge P, une vitesse de rotation N, un coefficient de viscosité  $\mu$ , le couple qu'il faut appliquer au palier pour s'opposer à son déplacement autour de son axe. Si le couple ainsi déduit de l'expérience, que nous désignerons par  $M_c$ , était identique au couple  $M_o$  appliqué à l'arbre, la mesure de  $M_c$  entraînerait la connaissance de  $M_o$ ; mais cette identité n'existe strictement que pour le cas limite où les deux centres coïncident.

Lorsque les deux centres ne coïncident pas, comme c'est le cas normal représenté figure 1, il est facile de montrer que

$$M_o = M_c + \frac{e \sin \psi}{r} \quad (3)$$

Toutes les forces appliquées au coussinet passent en effet par O' et donnent lieu à une résultante P; dès lors, le couple  $M_o$  par rapport à l'axe O est égal au couple dû à la force P appliquée en O', centre du coussinet, augmentée du couple des forces dq résultant du frottement appli-

pu mesurer simultanément  $M_c$  et  $M_o$ . La comparaison de f et de  $f_c$  nous avait révélé une discordance systématique qui n'avait jamais été mise en évidence jusqu'alors (\*), vraisemblablement parce que les expérimentateurs estimaient que  $e/r$  étant très petit, sa valeur pouvait être considérée comme négligeable; en réalité  $e/r \sin \psi$  est du même ordre que  $f_c$  et, dans la région des faibles valeurs de

$$\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2$$

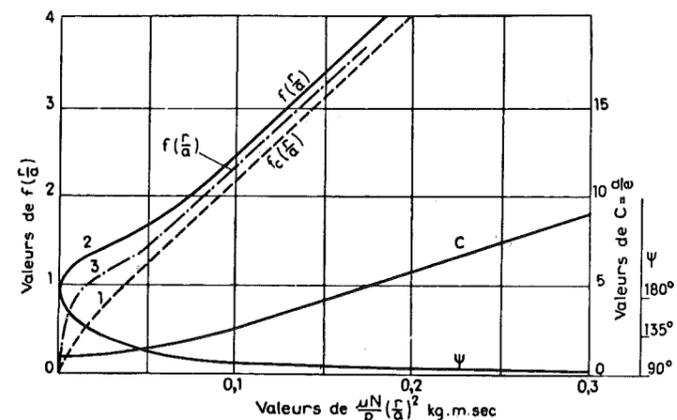


Fig. 5.

qué au coussinet et que nous désignons par  $M_c$ ; d'où

$$M_o = P e \sin \psi + M_c \quad (4)$$

Ainsi, si l'on désigne par  $f_c$  le coefficient de frottement au coussinet, nous pourrions dire que

$$f = \frac{M_o}{P r} = \frac{e}{r} \sin \psi + f_c$$

La connaissance du coefficient de frottement vrai f comporte donc la connaissance de  $M_o$  à moins que l'on ne puisse évaluer par un moyen quelconque  $e/r \sin \psi$  après avoir mesuré le couple  $M_c$  au coussinet.

Dans nos expériences, nous avons été conduits à mesurer directement le couple à l'arbre par la méthode du ralentissement, ce qui nous avait fourni directement la valeur de  $M_o$  et partant à la valeur vraie de f.

En utilisant un dispositif particulier que M. Leloup a employé dans ses expériences pour la mesure de f dans le régime onctueux, nous avons

cette quantité est plus grande que  $f_c$ . Du rapport  $f/f_c$  en fonction de

$$\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2$$

nous avons pu déduire la courbe de  $f r/a$  connaissant le couple au coussinet  $f_c$ .

La figure 5 donne les deux valeurs  $f_c r/a$  et  $f r/a$  (courbes 1 et 2) telles qu'elles résultent de nos expériences d'une part et de la théorie d'autre part; les valeurs se confondent avec une approximation très satisfaisante.

Il convient toutefois, pour donner une réelle signification à cette affirmation, de préciser ce que l'on peut déduire de la théorie.

L'extension des considérations mathématiques appliquées au blochet qui seront présentées plus loin, conduit à la valeur des coefficients

(\*) Le premier expérimentateur qui ait fait une distinction systématique entre les deux valeurs, opérait sur des coussinets de faible portée et n'utilisait pas la méthode de la mesure du couple au coussinet. Son mémoire date de 1928. Voir Boswall. — Proceedings, Inst. Mech. Eng.

de frottement  $f$  et  $f_0$  pour le tourillon, à la condition de faire l'hypothèse que le film d'huile qui enveloppe le tourillon est continu et que l'écoulement latéral peut être considéré comme nul.

La pression  $p$  en chaque point de la périphérie, peut être déduite de la théorie et, si on évalue le rapport  $p/p_{moy}$ ,  $p_{moy}$  représentant la pression rapportée à la surface projetée du coussinet que nous avons représentée par  $p$  antérieurement, on trouve le diagramme (fig. 6) qui donne la valeur du rapport, le vecteur représentatif étant compté à partir de la périphérie du coussinet.

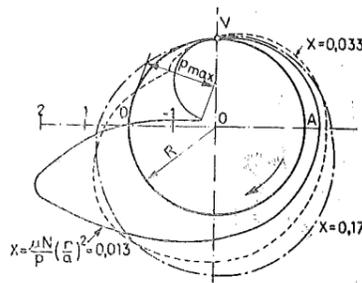


Fig. 6.

Le coussinet étant supposé alimenté en  $V$  à la génératrice supérieure, toutes les courbes passent par  $V$ , mais leur allure se modifie avec  $X$ , le maximum étant d'autant plus accentué que la valeur de  $X$  est plus faible. Pour la valeur  $X$  égale à 0,013, on voit qu'à partir du point  $O$  situé sur la génératrice horizontale de gauche, les valeurs deviennent négatives au point que  $p/p_{moy}$  atteint à la limite 1,61. Ceci veut dire que, si la pression moyenne  $p_{moy}$  atteint  $2/3$  kg/cm<sup>2</sup>, la valeur de la dépression  $p$  atteint 1 kg/cm<sup>2</sup>; en d'autres termes, pour cette valeur de  $X$ , la continuité de la couche fluide entourant le tourillon ne peut subsister que si la pression moyenne ne dépasse pas  $2/3$  kg/cm<sup>2</sup>, c'est-à-dire une pression spécifique extrêmement faible.

La courbe tracée pour  $X = 0,033$  montre que le rapport limite des valeurs négatives ne dépasse pas 0,3, ce qui veut dire que, cette fois, la rupture du film ne se produira qu'à partir d'une pression moyenne de l'ordre de  $3,3$  kg/cm<sup>2</sup>. Nous sommes ainsi amenés à conclure que la théorie de Sommerfeld basée sur l'hypothèse de la couche continue, ne peut s'appliquer dans la région des valeurs de  $X = 0,03$ , qu'à la condition de ne pas avoir affaire à des pressions supérieures à  $5$  kg/cm<sup>2</sup> pour fixer les idées. Et cette conclusion apparaît comme vérifiée quand on opère comme nous l'avons fait, avec un coussinet ali-

menté au point haut et que l'on utilise des valeurs de la pression dépassant  $5$  kg/cm<sup>2</sup>; le coefficient de frottement  $f$ , ou mieux le rapport  $f/f_0$  diminue brusquement aux environs de  $5$  kg/cm<sup>2</sup>. En fait, il y a une instabilité de régime qui peut, si l'on regarde les choses de près, s'expliquer très simplement à la lumière de ce que nous venons de dire.

D'après la théorie, le centre de l'arbre tend à se déplacer en fonction de  $X$  sur une droite  $O'O_1$ , perpendiculaire à la direction de la charge (fig. 7). Si, par suite de l'apparition de pressions négatives se rapprochant de la pression atmosphérique, la rupture du film se produit, les conditions d'équilibre ne sont plus assurées, l'arbre tombe, n'étant plus soutenu par la couche fluide en dépression; son centre prend une position telle que  $O$  et partant le terme  $(e/r) \sin \psi$  diminue et  $f$  se rapproche de  $f_0$ .

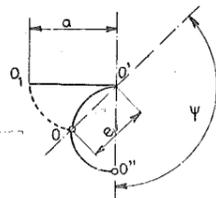


Fig. 7.

La théorie établie en supposant une continuité complète du film sur toute la périphérie, ne s'applique en définitive qu'au cas où les pressions sont très faibles ou les valeurs de  $X$  très grandes. Pour rencontrer le cas plus courant des coussinets lubrifiés par deux rainures régnant sur les deux génératrices du plan horizontal, force a été de reprendre la théorie en l'appliquant au cas du demi-coussinet avec introduction du lubrifiant en  $A$  à la génératrice horizontale; dans ce cas, la région des pressions négatives subsiste vers l'arc de sortie mais elle est moins importante et la valeur limite de  $p/p_{moy}$  négatif reste plus faible.

Pour pouvoir appliquer les formules ainsi trouvées au cas du coussinet complet, il faut toutefois ajouter au couple calculé, celui résultant de l'action de freinage du demi-coussinet supérieur ainsi que nous l'avons fait remarquer dans notre étude publiée en 1929 dans la Revue Universelle des Mines.

Les valeurs de  $f$  théoriques ne peuvent, toutefois, exister que si l'on se limite à des pressions moyennes peu élevées.

Pour tenir davantage compte des conditions réelles de fonctionnement, Gumbel a repris la théorie et évalué  $f$  dans l'hypothèse où la région des valeurs négatives de la pression n'interviendrait pas pour réaliser l'équilibre entre les réactions  $p r d\alpha$  du coussinet et la charge totale  $P$  verticale appliquée. En utilisant les résultats obtenus par Gumbel mais en ayant soin d'ajouter le couple de frottement dû à la partie du demi-coussinet supérieur qui, dans cette hypothèse, ne joue aucun rôle sur la portance mais n'exerce pas moins un couple supplémentaire de freinage, on trouve la courbe 3 pour  $f$ , la courbe 1 de  $f_0$  restant sensiblement la même (fig. 5).

### CHAPITRE III.

#### CONCLUSIONS RELATIVES AU PALIER LISSE A COUSSINET COMPLET

De l'exposé qui précède, on peut donc déduire que, pour les pressions moyennes  $p$  supérieures à  $5$  kg/cm<sup>2</sup>, c'est la courbe 3, déduite de la théorie de Gumbel, qu'il convient de retenir pour représenter la valeur de  $f$  dans le cas du coussinet complet, alimenté à la génératrice supérieure ou suivant la génératrice située dans le plan horizontal, pour un palier chargé vers le bas suivant la verticale.

Pour les valeurs plus faibles, il existe une sorte d'instabilité de régime qui vient de ce que la rupture du film se produit ou ne se produit pas : cela conduit à trouver des résultats expérimentaux compris entre les courbes 2 et 3, de la figure 5, la dispersion n'étant pas due à des erreurs d'expériences, comme on pourrait le croire à première vue.

Nous pouvons donc conclure très formellement :

- 1) que pour des pressions supérieures à  $4$  ou  $5$  kg/cm<sup>2</sup>, il convient de regarder  $f_0$  et  $f$  comme donnés respectivement par les courbes 1 et 3 de la figure 5 en fonction de  $X$ ;
- 2) que la valeur  $c$  du rapport  $a/e$  est donnée par la courbe  $c$ ;
- 3) que la valeur de  $\psi$  est fournie en degrés par la courbe correspondante.

Pour les applications ultérieures, nous estimons que l'on peut admettre que  $f$  est donné avec une approximation suffisante, si l'on adopte les deux relations simples suivantes :

a) pour les valeurs de  $X \leq 0,03$

$$f = 7,2 \sqrt{\frac{\mu N}{p}} \quad (5)$$

indépendante de  $r/a$ ;

b) pour les valeurs de  $X \geq 0,03$

$$f = k_1 + k_2 \frac{\mu N}{p} \quad (6)$$

$$\text{avec } k_1 = 0,72 \frac{a}{r} \quad (7)$$

$$k_2 = 16,3 \frac{r}{a} \quad (8)$$

De nombreuses expériences faites au cours de nos essais pour établir les lois de dissipation de la chaleur, nous ont montré que l'on pouvait considérer ces deux relations comme donnant des valeurs très approchées de la réalité, lorsque l'on se trouve en présence d'un coussinet complet rodé.

Ces correspondances entre valeurs observées et calculées supposent que l'on opère en régime, et que l'on adopte pour calculer  $\mu$ , la température de l'huile prise au moyen d'un thermomètre plongé dans la réserve d'huile du palier.

Nous pouvons ajouter que ces valeurs ont été observées avec des paliers de tracés très différents, avec des coussinets en bronze, en fonte ou bien encore en fonte garnie de métal blanc, présentant des valeurs de  $l/d$  très variables allant de  $3$  et plus à  $1,0$ , les jeux relatifs étant constamment restés supérieurs à  $1/500$ .

Nos expériences ne nous ont pas permis de dire ce que valaient les deux formules ci-dessus pour les jeux relatifs inférieurs à  $1/500$ , ni pour des rapports  $l/d$  inférieurs à  $1$ . Mais des expériences du Bureau of Standards américain ont permis d'étendre la portée de ces formules. En opérant avec des coussinets courts et des jeux relatifs pouvant descendre jusqu'à  $1/2000$ , les expérimentateurs américains ont établi (fig. 8)

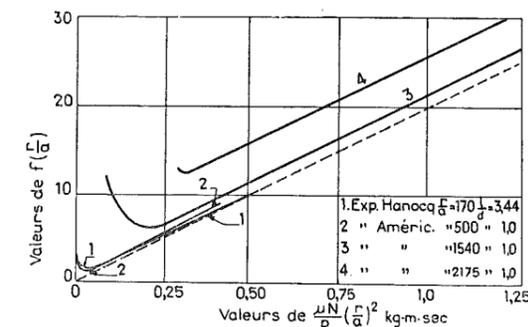


Fig. 8.

que l'on pouvait conserver les formules théoriques ci-dessus mais en ajoutant à la valeur théorique une valeur  $\Delta f$

$$f = f_{\text{théorique}} + \Delta f \quad (9)$$

$\Delta f$  étant donné en fonction de l'inverse du jeu relatif par la relation.

$$\Delta f = 10^{-13} \times 2,60 (r/a)^3 \quad (10)$$

A partir de  $a/r$  égal à  $1/800$ , le terme  $\Delta f$  prend une certaine importance qui va rapidement croissant comme si au phénomène que nous avons analysé, s'ajoutait une résistance supplémentaire résultant des actions de surface, constante pour une valeur de  $a/r$  donnée.

Peut-être ne faudrait-il pas trop facilement généraliser ces résultats, ceux-ci ayant été obtenus en opérant sur des alésages assez faibles de 40 mm. Il est probable que pour les grands alésages l'action du jeu relatif serait un peu moins importante que ne l'implique la formule (10).

Ces expériences très précises ont montré également deux faits importants :

- 1 — Les valeurs de  $f$  ne changent pas tant que l'on opère sur des paliers dont le rapport  $l/d$  est plus grand que 0,8;
- 2 — Pour des valeurs inférieures de  $l/d$ , le coefficient de frottement grandit assez rapidement pour une même valeur de  $X$ ;
- 3 — Le point à partir duquel la courbe passe par un minimum varie avec  $X$  mais se présente, comme on peut le voir, pour une même valeur de

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = 5 \text{ à } 7 \quad (11)$$

Il importe, en effet, de souligner qu'il existe un point critique à partir duquel les lois de frottement se modifient complètement : la courbe de  $f$  passe par un minimum et grandit rapidement à mesure que  $\mu N/p$  diminue : cette valeur ne paraît pas être influencée par le jeu relatif.

Ce sera l'objet de l'exposé de M. Leloup de montrer comment on passe du régime hydrodynamique au régime onctueux et de quels éléments dépend le point de séparation des deux régimes, notamment comment varie ce point de passage avec  $\mu$ ,  $V$ ,  $P$  et le rapport  $l/d$ .

Il importait au plus haut point de se rendre compte de l'influence de la nature de l'huile et de l'état du rodage. C'est en effet, en partant de ces résultats d'observation que l'on pourra situer la zone dans laquelle il faut maintenir le fonctionnement du palier, si l'on veut éviter un accroissement rapide de température et le danger de grippage.

De toute évidence, il faut se tenir assez près du minimum de  $f$  mais ne pas risquer de franchir le point critique pour sortir du régime hydrodynamique, car, dans le régime hydrodynamique, la couche d'huile reste assez épaisse *pour qu'aucun contact ne s'établisse entre les surfaces frottantes, ce qui fait que l'usure peut être regardée comme rigoureusement nulle.*

C'est sur cette conclusion que je voudrais terminer mon exposé, à la suite duquel M. De Meulemeester va faire apparaître le mécanisme du graissage en régime hydrodynamique.

**SOCIÉTÉ BELGE DES MÉCANICIENS**

(S B M)

21, Rue des Drapiers - BRUXELLES - Téléphone : 11,23,70

---

**Etude théorique et expérimentale  
du  
frottement dans les organes de machines  
et  
Calcul des paliers porteurs**

---

**PRIX : 100 Francs**

**1<sup>re</sup> EDITION  
Juin 1949**

Cette brochure peut être obtenue contre versement préalable de son prix  
au compte postal n° 1724.23 de la Société Belge des Mécaniciens