

L'ordre de prédominance des réactions n'est donc pas le même à 327°C et à 727°C.

Lors des opérations de cracking et d'hydrogénation (huiles de graissage optima) il faut éviter la présence des hydrocarbures aromatiques qui ont des courbes de viscosité peu favorables et donnent rapidement des résines.

M. Victor HENRY préconise, pour suivre les huiles et pour déterminer la proportion des différents carbures, la méthode spectrale.

\*  
\*\*

Des communications furent faites par M. BURDET-BERTHOD sur la production de la paraffine et par M. MATHIEU de la Sorbonne sur l'étude de la structure des paraffines par les rayons X. M. Mathieu montra l'importance de l'étude des structures moléculaires des corps solides pour la compréhension des propriétés à l'état liquide et l'intérêt de la connaissance des relations qui existent entre les phénomènes d'association et des propriétés telles que la mouillabilité et le pouvoir dissolvant.

M. DUNSTAN, chimiste en chef de l'Irak Petroleum Cy, parla de l'utilisation des gaz de pétrole ce qui constitue, effectivement, un des problèmes les plus importants de la technique moderne.

Cinquante pour cent de la production d'essence est obtenue actuellement par cracking dont un des sous-produits est un gaz contenant 16 % d'oléfines. Ces oléfines pourraient être concentrées en 1,000,000,000 de gallons d'essence de polymérisation à 81 d'octane.

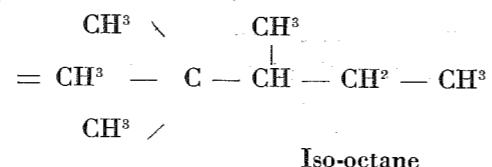
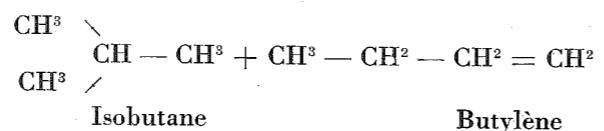
Les hydrocarbures résiduels pourraient être déshydrogénés en oléfines qui seraient soumises, à nouveau, au procédé de polymérisation.

Les gaz résiduels peuvent également servir à la préparation de carbures aromatiques entrant dans la fabrication de matières colorantes et plastiques, de produits pharmaceutiques et d'explosifs, du carbon-lack, etc. Les hydrocarbures non saturés donneront des composés organiques, tels que aldéhydes, cétones, alcools, glycols, éthers, etc.

On peut obtenir à partir du gaz des hydrocarbures isoparaffiniques susceptibles d'augmenter l'in-

dice d'octane des carburants. Parmi ces hydrocarbures, le plus intéressant semble l'iso-octane qui peut être obtenu en hydrogénant le produit de condensation du butène-isobutène.

La préparation de l'iso-octane par accouplement de l'isobutène avec l'isobutane a été réalisé avec un très bon rendement.

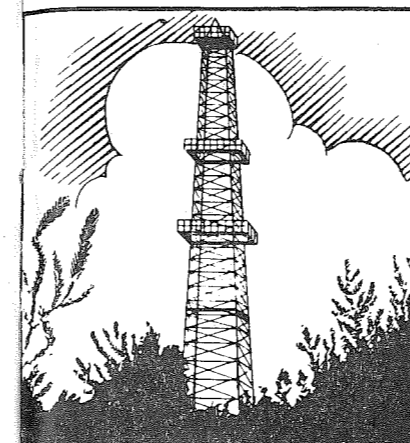


Ces procédés catalytiques de synthèse qui se généralisent de plus en plus, permettent une utilisation plus rationnelle, plus efficace et sans perte de sous-produits pétrolifères. Ils améliorent la qualité des essences en leur attribuant un nombre d'octane plus élevé et conduiront, par polymérisation, et par hydrogénation, à la fabrication d'huiles de graissage synthétiques parfaites susceptibles de résister à la plupart des sollicitations mécaniques et chimiques.

\*  
\*\*

Tels furent les principaux sujets qui furent exposés et discutés au cours de ces journées de perfectionnement qui se déroulèrent dans une atmosphère de cordialité particulièrement propice au travail.

Ceux qui eurent le plaisir d'assister aux conférences et aux démonstrations manifestèrent, à différentes reprises, leur reconnaissance envers ceux qui eurent la lourde et ingrate tâche d'organiser ces cours et principalement envers M. le professeur HUGEL, président du Groupe de l'Est de l'A.F.T.P. et envers M. SCHMITZ, directeur scientifique de Pétrofina et promoteur des journées de perfectionnement.



N° 7

# ANNALES DE LA SOCIÉTÉ BELGE POUR L'ÉTUDE DU PÉTROLE de ses Dérivés et Succédanés

SECRETARIAT : 3, rue de Jemappes, GAND (Belgique)

Compte Chèques Postaux : BRUXELLES 38.28.44.

REDACTION : 75, rue Terre-Neuve, Bruxelles. — Tél. 11.59.75

PRIX DU NUMERO : 5 Fr.

1938

## SECTION UTILISATION

### Le Graissage en Régime Hydrodynamique

par Ch. HANOCQ,  
Professeur à l'Université de Liège.

#### INTRODUCTION

On peut dire que toute la technique des machines est dominée par la question du graissage. Ai-je besoin d'insister? Pas de machines sans organes en mouvement; pas d'organes en mouvement sans lubrification.

En fait, la durée de bon fonctionnement, et même de fonctionnement tout court sont intimement liés à la parfaite répartition du lubrifiant entre toutes les parties frottantes.

Je devrais même ajouter que la durée de bon fonctionnement est liée au choix judicieux du lubrifiant; cependant, dans le domaine du graissage en régime hydrodynamique, le seul domaine que je voudrais explorer ici, le lubrifiant n'intervient que par une seule de ses propriétés : la viscosité.

Et cela est si vrai que j'ai pu réaliser au laboratoire le fonctionnement parfait d'un palier de transmission lubrifié avec un sirop de sucre d'une concentration suffisante. A charge égale et à vitesse de rotation égale, ce

lubrifiant inattendu s'est révélé comme l'équivalent de la meilleure huile : je veux dire que la tenue du palier est restée exactement la même, le coefficient de frottement gardant strictement la même valeur, à viscosité égale.

Je ne voudrais naturellement pas conclure que c'est là un mode de lubrification à conseiller, bien que la Société qui m'avait demandé d'entreprendre des expériences à ce sujet ait mis en service, chez elle, à cette époque, de nombreux paliers de moteurs, de pompes, etc., munis de ce lubrifiant occasionnel; la seule difficulté rencontrée à l'origine s'était montrée dans la nécessité du nettoyage parfait des surfaces de l'arbre et du coussinet, de façon à ne laisser subsister sur celles-ci aucune trace d'huile. On peut dire que la moindre tache de graisse laissée sur les surfaces frottantes se montrait fatale et cela parce qu'en l'absence d'une adhésion parfaite des particules du liquide au solide, la formation de

(\*) Conférence faite le 16 mars 1938 à la Société Belge pour l'Étude du Pétrole.

la pellicule liquide, qui constitue en fait le phénomène du graissage, devenait impossible.

Ainsi, après un nettoyage à fond au moyen d'essence, puis d'éther des paliers et des arbres primitivement graissés à l'huile, le service technique était parvenu à réaliser une marche industrielle, à la condition toutefois de maintenir, malgré l'évaporation, un degré de concentration constant de la solution sucrée. A la longue, je pense que l'on aurait rencontré une autre difficulté, celle de l'oxydation de l'arbre.

Le personnel qui avait eu à s'intéresser à cette question avait été étonné qu'en augmentant la densité du sirop, et partant en accroissant sa viscosité, le coefficient de frottement augmentait; en cherchant à réduire celui-ci, il avait été amené, d'autre part, à se rendre compte qu'il y avait une viscosité minimum en dessous de laquelle le fonctionnement du palier devenait défectueux.

Nous verrons que la théorie, aidée de l'expérimentation systématique, explique d'une façon absolument satisfaisante tous les faits que nous venons de signaler et permet de prédéterminer les conditions à réaliser pour obtenir un fonctionnement optimum du palier en régime hydrodynamique.

## 1. — ETUDE DU PALIER DE BUTÉE

Que faut-il entendre tout d'abord par régime hydrodynamique? Je dirai que c'est le régime qui s'établit lorsque les conditions d'équilibre sont telles que la couche du lubrifiant peut atteindre et garder une épaisseur de quelques centièmes de millimètre. Lorsque l'épaisseur tombe à des valeurs de l'ordre du millième de millimètre, le phénomène se complique considérablement par des actions de surface et devient inaccessible à l'analyse mathématique: le coefficient de frottement est plus que décuplé, bien près dans certains cas d'être centuplé, et les lois qui régissent sa variation sont totalement différentes.

En somme, dans la phase hydrodynamique, l'épaisseur de la couche d'huile est suffisante pour que la nature des surfaces et la nature chimique du lubrifiant n'interviennent pas: seule la viscosité joue et elle joue un rôle essentiel, comme nous allons le voir.

En fait, si nous admettons que l'adhérence du fluide à la paroi est telle que les particules immédiatement en contact ont la même vitesse qu'elle, tout le phénomène du graissage hydrodynamique se ramène à un phénomène d'écoulement d'un fluide visqueux entre les surfaces à lubrifier et, comme l'écoulement se fait en régime laminaire, les équations de l'hydrodynamique sont applicables et permettent d'établir les relations fondamentales capables de faire connaître successivement:

- 1) la loi de répartition de la vitesse dans l'épaisseur de la couche d'huile;
- 2) la loi de répartition des pressions entre les surfaces;
- 3) le coefficient de frottement défini par la relation:

$$f = \frac{F}{P}$$

F étant l'effort tangentiel et P la charge totale appliquée.

Examinons tout d'abord le cas le plus simple, celui du blochet articulé (fig. 1), sous lequel se déplace avec

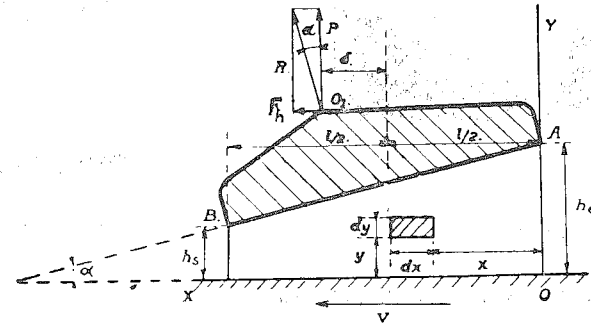


Fig. 1.

une vitesse V, un plateau qui constitue le plateau de butée.

Il est facile de se rendre compte que les forces d'inertie et de pesanteur qui entrent en jeu dans le phénomène, sont négligeables vis-à-vis des forces de viscosité. Dès lors, l'équation fondamentale de la dynamique se ramène à l'expression suivante qui traduit l'équilibre statique de l'élément isolé, sans l'action des forces, pression d'une part, force de viscosité d'autre part.

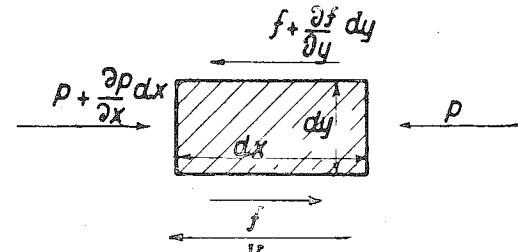


Fig. 2.

Pour une unité de profondeur, on peut écrire:

$$dy \left[ p - \left( p + \frac{\partial p}{\partial x} \right) dx \right] = dx \left[ f - \left( f + \frac{\partial f}{\partial y} \right) dy \right]$$

ou encore:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial y} \quad (1)$$

La force f dont il est question dans cette relation est la force déduite de la relation Newton-Navier:

$$f = \mu \frac{dw}{dy} \quad (2)$$

dans laquelle  $\mu$  désigne le coefficient de viscosité absolu du liquide envisagé, dw le gradient de vitesse suivant la normale à la surface de la couche envisagée.

Compte tenu de cette dernière relation, et étant donné

que  $\frac{\partial p}{\partial x}$  peut être remplacé ici par  $\frac{dp}{dx}$ , puisque

$\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ , on voit que l'équation fondamentale peut s'écrire:

$$\frac{dp}{dx} = \mu \frac{d^2 w}{dy^2}$$

de laquelle on peut tirer très simplement, en tenant compte des conditions aux limites:

$w = 0$  pour  $y = h$ ,  $w = V$  pour  $y = 0$ ,

$$w = \frac{1}{2\mu} \left( \frac{dp}{dx} \right) (y-h)y - V \frac{y-h}{h} \quad (3)$$

Dans cette équation, V désigne la vitesse de déplacement de la surface, h l'épaisseur de la couche d'huile en un point d'abscisse x.

En exprimant que tout le fluide qui entre sous le blochet doit passer par la sortie rétrécie de hauteur  $h_s$ , c'est-à-dire en écrivant qu'il n'y a pas de fuites latérales ou, ce qui revient au même, que le débit:

$$Q = \int_0^h w dy \quad (4)$$

est constant, on arrive à la relation:

$$\frac{dp}{dx} = 6\mu V \frac{h-H}{h^3} \quad (5)$$

dans laquelle H désigne la valeur particulière de h dans la section où la pression passe par un maximum,

c'est-à-dire pour laquelle  $\frac{dp}{dx} = 0$ .

La loi de p en fonction de x peut se déduire immédiatement par simple intégration, du moment où l'on se donne une relation entre h et x. En adoptant la loi linéaire, c'est-à-dire en supposant que la surface du blochet est plane:

$$h = h_s \left( 1 + \frac{l-x}{k} \right) \quad (6)$$

on arrive aisément à l'expression de p, ou mieux à l'expression du rapport  $\bar{p}/p$  qui ne dépend plus que de  $x/l$  et de  $l/k$ , p désignant la pression moyenne sous le blochet définie par:

$$\bar{p} = \frac{P}{l \times 1}$$

puisque tout est écrit pour un blochet qui aurait l'unité de profondeur, sa surface étant donc égale  $l \times 1$ .

En exprimant que  $p = 0$  pour  $x = l$ , on trouve la valeur:

$$\frac{H}{h_s} = 2 \frac{k+l}{2k+l}$$

En remplaçant  $H/h_s$  par cette valeur et en divisant

par  $\frac{P}{l \times 1} = \bar{p}$ , on trouve:

$$\frac{p}{\bar{p}} = 6 \left( \frac{\mu V}{P} \right) \left( \frac{l}{h_s} \right)^2 \varphi(l/k, x/l)$$

En exprimant la seconde condition d'équilibre du blochet, c'est-à-dire l'égalité des moments:

$$P \left( \frac{l}{2} + \delta \right) = \int_0^l p x dx \quad (7)$$

on peut établir qu'il existe une relation nécessaire et invariable entre:

$$\delta/l \quad \text{et} \quad l/k$$

En d'autres termes, on peut établir qu'à tout rapport  $\delta/l$  qui fixe le point d'articulation, il existe un rapport unique  $l/k$  quelle que soit la valeur du terme qui, dans les équations, apparaît comme la variable indépendante:

$$\frac{\mu V}{P}$$

Des relations trouvées en exprimant les deux conditions d'équilibre:

$$P = \int_0^l p dx$$

et

$$P \left( \frac{l}{2} + \delta \right) = \int_0^l p x dx$$

on déduit, en effet, assez simplement:

$$h_s/l = C \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (8)$$

C étant une constante qui ne dépend que de  $\delta/l$ .

D'après cette relation, on voit que si  $\delta/l$  est fixé, l'épaisseur de la couche d'huile à la sortie est d'autant plus faible que  $\frac{\mu V}{P}$  est plus faible.

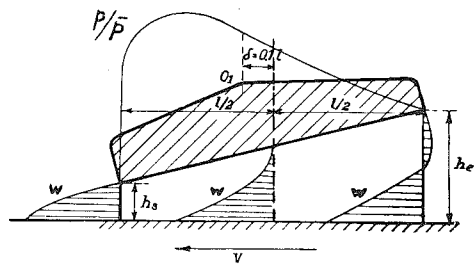


Fig. 3.

Les figures 3 et 4 donnent respectivement pour  $\delta/l = 0,10$ , qui est la valeur la plus favorable, celle qui conduit au minimum du coefficient de frottement, comme on peut l'établir, et pour  $\delta/l = 0,22$  respectivement :

la loi de  $p/\bar{p}$  en fonction de  $x$ ;

la loi de  $w$  en fonction de  $h$  pour différentes sections :

- 1) section d'entrée;
- 2) section moyenne;
- 3) section de sortie.

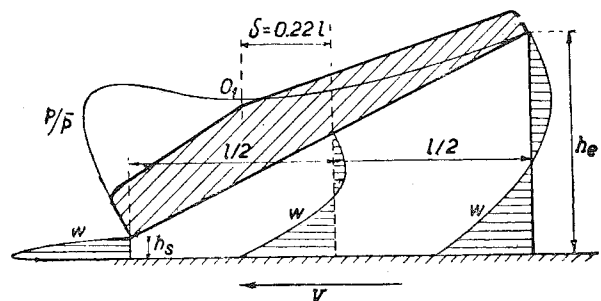


Fig. 4.

Pour ce qui est du coefficient de frottement, on peut le déduire de la relation :

$$F = - \int_0^l \mu \left( \frac{dw}{dy} \right)_0 dx \quad (9)$$

puisque :

$$f = \frac{F}{P}$$

et que la force tangentielle  $F$  s'obtient en appliquant la relation fondamentale (2), qui donne  $f$  par unité de surface. Pour trouver  $F$  le long de la surface mobile, il suffit donc de faire la dérivée des vitesses le long de

cette surface, c'est-à-dire de faire la dérivée de l'équation (3) en y faisant  $y = 0$ .

On trouve, par cette voie :

$$f = A \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (10)$$

dans laquelle  $A$  est une valeur constante qui ne varie qu'avec  $\delta/l$ .

$A$  est égale à :

$$1,8 \text{ pour } \delta/l = 0,10$$

$$2,2 \text{ pour } \delta/l = 0,22$$

Je voudrais m'arrêter là dans les considérations mathématiques et chercher à faire comprendre le phénomène physique qui est à la base de la formation du film d'huile.

Nous venons de voir que les conditions aux limites que nous avons fait intervenir pour déterminer les constantes d'intégration étaient les suivantes :

1) vitesse au blochet de la couche immédiatement en contact avec lui  $w = 0$ ;

2) vitesse au plateau  $w = V$ ;

3) débit à la sortie égal au débit à l'entrée.

Dire que le débit à la sortie est égal au débit à l'entrée, c'est dire qu'il n'y a pas d'écoulement latéral de l'huile qui s'engage sous le blochet. Dans la réalité et pour autant que le blochet ait une profondeur égale au moins à la longueur, il en est pratiquement ainsi : par suite de la viscosité, les filets ne sont pas déviés de leur trajectoire rectiligne, et tout le flux qui passe à l'entrée doit, dans le même temps, s'écouler à la sortie. Or, pour qu'il en soit ainsi, il faut nécessairement que la vitesse moyenne des éléments dans une tranche soit de plus en plus élevée et cela n'est possible que si le liquide se met en charge sous le blochet par l'action des forces de viscosité, de façon que, par la détente subséquente vers la section de sortie, les éléments prennent une grande accélération. En d'autres termes, par suite de la viscosité, il se forme un véritable *coin d'huile* qui se maintient en équilibre hydrodynamique.

D'après cela, on comprend que plus la vitesse est grande, ou plus la viscosité est grande, plus grande sera la pression totale  $P$  qui pourra être appliquée au blochet et l'on voit par l'équation (8) et l'équation (10) que l'épaisseur de la couche d'huile et que le coefficient de frottement ne dépendent que du rapport :

$$\frac{\mu V}{P}$$

Pour un blochet dont le point d'articulation a été réglé une fois pour toutes avec :

$$\delta/l = 0,11$$

on réalise les conditions optima de fonctionnement, c'est-à-dire la valeur minimum du coefficient de frottement pour toutes les valeurs de  $\frac{\mu V}{P}$ .

Il est intéressant de faire remarquer que si les surfaces sont parallèles :

$$h = H$$

la valeur de  $p$  ne peut être que constante en vertu de la relation (5). Cela revient à dire que  $p$  est égal à la pression atmosphérique, puisque, à l'entrée du blochet,  $p$  est nécessairement égale à cette dernière.

Avec l'explication physique que nous avons donnée plus haut du phénomène, cette conclusion est évidente, puisque, si les sections d'entrée et de sortie deviennent égales, il ne peut plus être parlé de mise en charge, de détente subséquente, en un mot de formation du coin d'huile. En fait, si les surfaces sont strictement parallèles, le graissage hydrodynamique ne se réalise pas, et l'épaisseur de la couche d'huile, au lieu d'atteindre des valeurs de l'ordre de  $1/100$  seulement, tombe à des valeurs de l'ordre de  $1/1000$  de millimètre. Comme je l'ai dit en débutant, le phénomène est alors infiniment plus compliqué; il échappe à l'analyse mathématique et, à

l'heure actuelle encore, les lois du frottement dans ce régime, que nous pourrions appeler *régime onctueux*, ne sont même pas connues d'une façon quelque peu satisfaisante.

Tout ce que nous venons de dire correspond au cas du frottement entre surfaces planes légèrement inclinées l'une par rapport à l'autre. C'est sur ce principe qu'est basée la construction des paliers modernes de butée qui équipent aujourd'hui la totalité, peut-on dire, des navires, des turbines hydrauliques, des turbines à vapeur.

La figure 5 montre la réalisation sur ce principe d'une butée capable de supporter une charge de  $P = 100.000$  kilogrammes à la vitesse de rotation de  $N = 120$  tours par minute, le dessin étant supposé exécuté au  $1/10$ .

La difficulté de réalisation dans ce système, c'est de faire qu'automatiquement, tous les blochets se mettent à la même hauteur; je n'insisterai pas sur ce détail, qui a été réalisé de différentes manières, mais on peut dire que c'est de la mise en application des idées que je viens d'exposer, par l'ingénieur anglais Mitchell, qu'est sorti un des très grands progrès de la technique moderne.

Et nous avons ici un rare en même temps qu'un bel exemple, dans les sciences d'application, d'une inven-

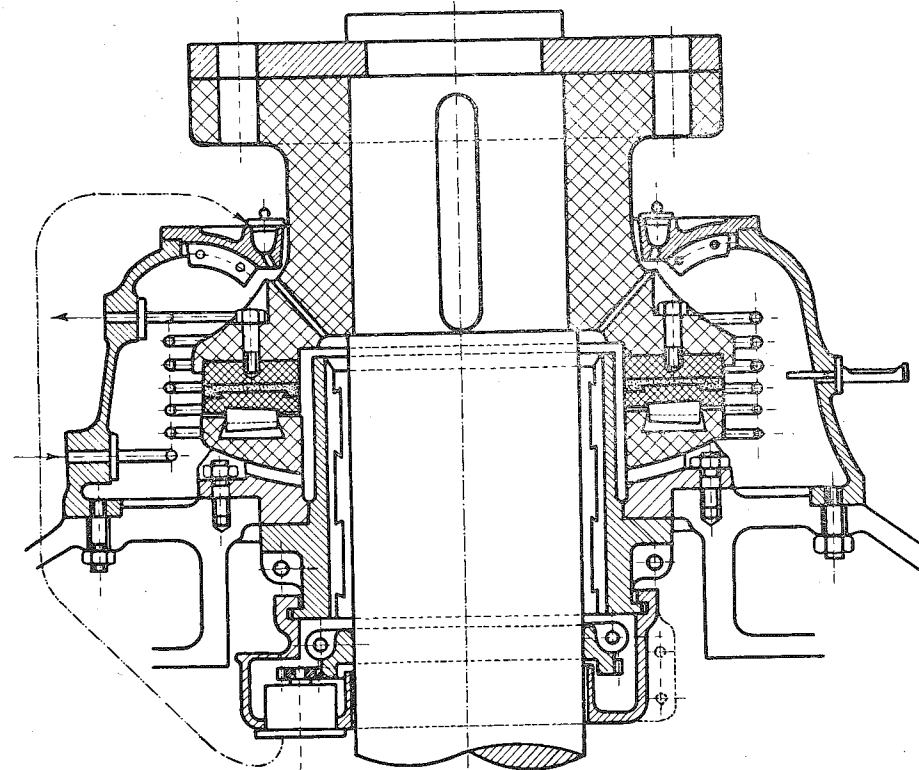


Fig. 5.

tion sortie tout entière d'une théorie mathématique, qui n'avait été précédée par aucun semblant de réalisation antérieure.

Car la théorie que je viens de présenter a été exposée et développée par le physicien anglais Osborne Reynolds dès 1886, c'est-à-dire une quinzaine d'années avant que l'ingénieur anglais, tirant parti des conclusions du savant, réalise la butée à blochet articulé qui porte son nom.

## 2. — ETUDE DU PALIER PORTEUR

Dans ce qui précède, nous n'avons pu envisager que le principe du fonctionnement du palier de butée. Mais comment les choses se passent-elles dans le cas du palier porteur?

Nous examinerons successivement trois cas.

### A) Coussinet complet.

Il est logique d'examiner tout d'abord le fonctionnement au point de vue hydrodynamique du coussinet complet. On démontre et l'on peut s'assurer qu'il en est bien ainsi que, dans un tel système en fonctionnement, le centre de l'arbre ne coïncide pas avec le centre du coussinet. Il se forme, dans ces conditions, comme le fait voir la figure 6, automatiquement un coin d'huile, par simple déplacement des centres et par le jeu des forces de viscosité, comme dans le cas des surfaces planes.

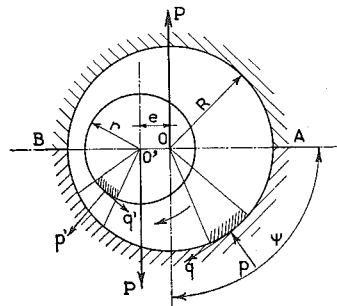


Fig. 6.

Il est possible, en partant de l'équation (5), de rechercher mathématiquement, comme pour le cas précédent, successivement :

1) la loi des pressions, c'est-à-dire le diagramme polaire des pressions normales qui se développent à la périphérie du coussinet, ou mieux, la loi de variation du rapport  $p/\bar{p}$ ,  $\bar{p}$  désignant ici :

$$\bar{p} = \frac{P}{l \times d} \quad (11)$$

2) la loi du coefficient de frottement en fonction de la variable indépendante, qui est ici :

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

coefficient dans lequel :

N désigne le nombre de tours par seconde;

r le rayon de l'arbre;

a le jeu radial;

p la pression moyenne définie par la formule (11).

Sans entrer dans le détail des calculs mathématiques, il est possible de faire apparaître cette variable indépendante, en raisonnant sur le cas limite, celui qui correspond aux arbres centrés (fig. 7).

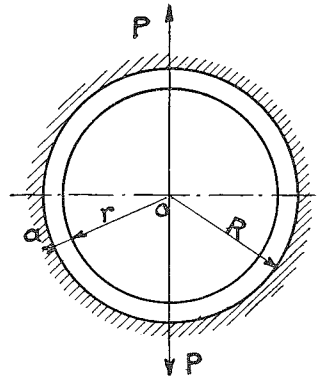


Fig. 7.

Dans ce cas, en effet, on peut très simplement calculer, en partant de la loi Newton-Navier, la force tangentielle développée par le frottement de la couche fluide; en effet, en désignant la longueur du coussinet par l :

$$F = \mu (\pi d \times l) \frac{V}{a} \quad (12)$$

puisque la vitesse *varie* ici linéairement de 0 à la paroi du coussinet, à V à la périphérie de l'arbre, et qu'ainsi

$\frac{dw}{dy}$  de la formule (2) devient :

$$\frac{dw}{dy} = \frac{V}{a}$$

Dans ces conditions :

$$f = \frac{F}{P} = 2\pi \frac{\mu V}{P/l} \left(\frac{r}{a}\right) \quad (13)$$

ou, en introduisant le nombre de tours N par seconde et

la pression spécifique p par unité de surface projetée du coussinet [formule (11)] :

$$f = 2\pi^2 \left(\frac{\mu N}{p}\right) \left(\frac{r}{a}\right) \quad (14)$$

Lorsque, abandonnant le cas limite, qui n'est réalisé strictement que pour des valeurs infinies de  $\frac{\mu N}{p}$ , on

veut passer au cas réel pour lequel les deux centres cessent de coïncider, on ne peut plus avoir recours au raisonnement simple que nous venons de faire, parce que, dans l'épaisseur de la couche d'huile, la vitesse ne varie plus linéairement; en utilisant la théorie mathématique complète, on arrive alors à démontrer que :

$$f \left(\frac{r}{a}\right) = \varphi \left[ \left(\frac{\mu N}{p}\right) \left(\frac{r}{a}\right)^2 \right] \quad (15)$$

cette fonction étant donnée par la courbe de la figure 8; cette courbe est asymptotique à la droite fournie par l'équation :

$$f \left(\frac{r}{a}\right) = 2\pi^2 \left(\frac{\mu N}{p}\right) \left(\frac{r}{a}\right) \quad (16)$$

obtenue en multipliant par  $\left(\frac{r}{a}\right)$  les deux membres de l'équation (14) ci-dessus.

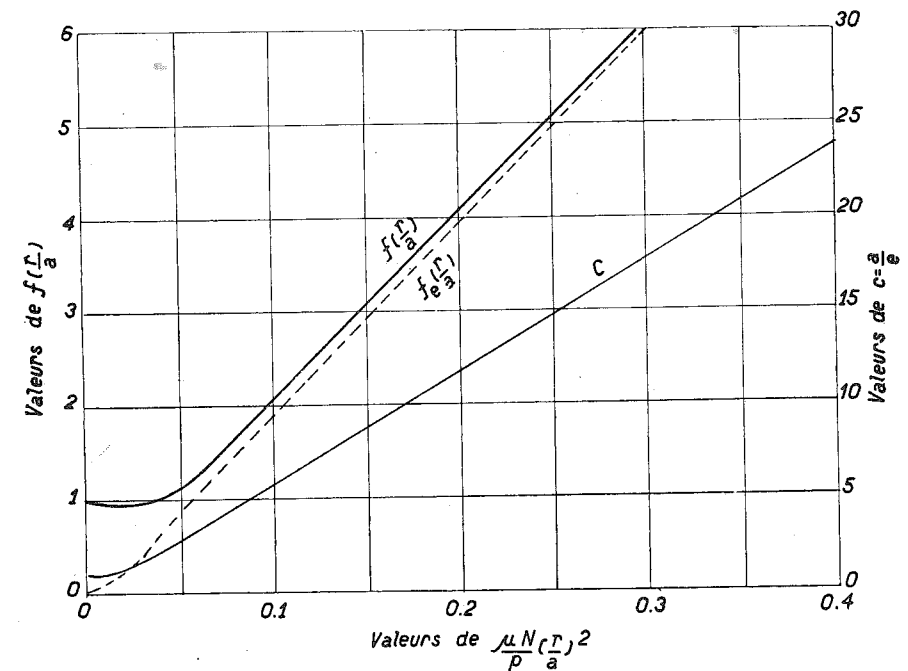


Fig. 8.

Lorsque l'on cherche à fixer la courbe de  $p/\bar{p}$  pour différentes valeurs de la variable indépendante :

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

on s'aperçoit que si on introduit l'huile en un point approprié situé dans l'angle 280-320° (fig. 9), variable

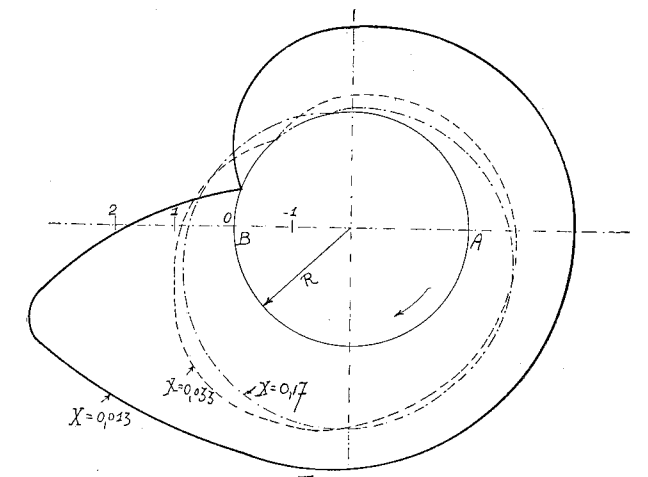


Fig. 9.

d'ailleurs avec X, les pressions restent constamment au-dessus de la pression atmosphérique; les pressions p prennent des valeurs considérables par rapport à la pres-

sion moyenne  $\bar{p}$  lorsque les valeurs de  $X$  diminuent ou que les valeurs de  $c = a/e$  tendent vers 1. Car à mesure que les valeurs de  $X$  diminuent, les valeurs de  $c = a/e$  (voir fig. 8) se rapprochent de l'unité. A la limite, pour une valeur nulle de  $X$ ,  $e$  tend vers  $a$ , l'arbre tend à toucher le coussinet latéralement (fig. 10).

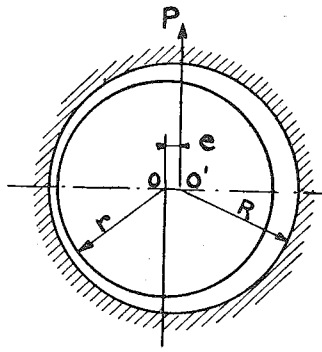


Fig. 10.

En passant, nous ferons remarquer que cette valeur ne peut jamais être atteinte, car pour  $e = a$ , c'est-à-dire pour une section de passage nulle, le débit d'huile serait impossible, et toute la théorie que nous venons d'exposer cesserait d'avoir une base. En fait, on constate que pour les faibles valeurs de  $X$  (ou de  $c$ ), à partir d'une valeur qui varie relativement peu et que nous indiquerons plus loin, le film cesse d'exister et la loi que nous avons tirée de la théorie pour  $f$  en fonction de  $X$  cesse d'être vraie; le coefficient de frottement grandit brusquement à partir d'une valeur de  $X$  que nous avons le droit d'appeler valeur critique de  $X$ , puisque, dès que l'on tombe en dessous de cette valeur, le film se rompt, le régime hydrodynamique cesse d'exister.

Des essais en cours, dans notre laboratoire de Construction des Machines de l'Université de Liège, permettront, je l'espère, de fixer la valeur limite de  $\frac{\mu N}{p}$

en fonction de  $p$ , de  $N$  et de  $\mu$ .

Nous venons de voir ce qui se passe lorsque l'introduction de l'huile s'opère en un point bien défini qui varie d'ailleurs avec chaque valeur  $X$ . Mais dans la réalisation courante et notamment dans le système que j'ai utilisé dans mes expériences et qui représentait un palier normal du commerce, l'introduction de l'huile se fait très sensiblement au point haut, c'est-à-dire sur la génératrice supérieure. Dans ces conditions, le point de pression atmosphérique est le point situé à  $0^\circ$ , et dès lors, toute la région qui précède, située approximativement entre  $280^\circ$  et  $360^\circ$ , se trouve en dépression: ceci veut dire que les pressions sous le coussinet sont infé-

rieures à la pression atmosphérique. Pour des valeurs de  $X$  très grandes, ces pressions négatives sont négligeables, ainsi que le montre le diagramme de la figure 11; mais pour des petites valeurs de  $X$  ou de  $c$  (ce qui revient au même), la valeur du rapport  $p/\bar{p}$  négatif peut atteindre 2 et davantage. On remarque sur le diagramme que pour  $X = 0,033$ , la valeur de  $p/\bar{p}$  est de l'ordre de  $1/4$ , c'est-à-dire que la valeur négative de la pression peut dépasser 1 kilogramme pour une pression moyenne de  $p$  de  $4 \text{ kgs/cm}^2$ .

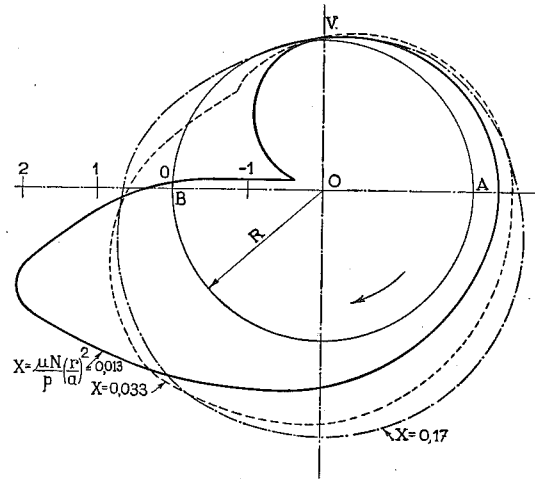


Fig. 11.

Qu'est-ce que cela veut dire? Il est évident que les pressions négatives ne peuvent jamais dépasser ni même atteindre une valeur de  $1 \text{ kg./cm}^2$ . En effet, avant que cette limite soit atteinte, l'air s'introduira sous le coussinet et la pression atmosphérique s'établira petit à petit, rompant l'équilibre et laissant l'arbre descendre par rapport au coussinet. Dans ces conditions nouvelles d'équilibre, le centre de l'arbre, qui, d'après ce que nous avons vu figure 10, tendait à se déplacer sur une horizontale lorsque la valeur de  $X$  allait diminuant, suivra une trajectoire telle que (2) figure 12.

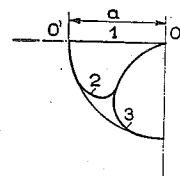


Fig. 12.

B) Demi-coussinet ou coussinet complet dont la moitié supérieure reste à la pression atmosphérique.

La trajectoire (2) de la figure 12 a été déterminée en supposant que l'alimentation se faisait sur la génératrice

située dans le plan horizontal et que le demi-coussinet supérieur restait sur toute l'étendue à la pression atmosphérique. Avec cette hypothèse, en effet, on peut établir que la loi de répartition des pressions est donnée par des courbes de l'allure de la figure 13, la valeur de  $p/\bar{p}$  allant croissant de A à C, pour devenir négative à partir de C et retomber à 0 en B.

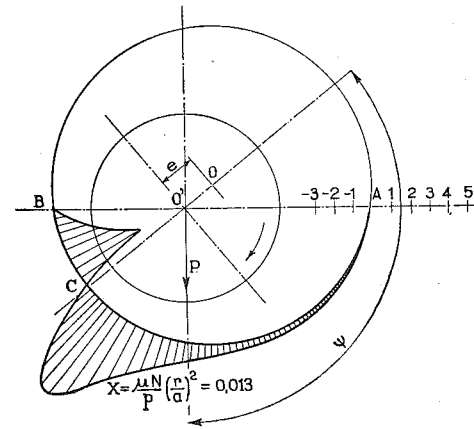


Fig. 13.

La courbe de la figure 13 montre le résultat du calcul pour la valeur particulière  $X = 0,013$ ; elle fait ressortir que, pour une telle valeur, il existe sur l'arc CB des pressions négatives irréalisables si  $\bar{p}$  moyen atteint seulement  $1/4$  de  $\text{kg./cm}^2$ . Cela revient à dire que sur l'arc BC s'établit dans la réalité la pression atmosphérique dès que la pression  $p$  est de l'ordre de quelques  $\text{kg./cm}^2$  et  $X$  de l'ordre de  $0,05$ .

Lorsqu'on fait l'hypothèse dans les calculs que, sur l'arc soumis à des pressions négatives, la pression atmosphérique s'établit, on arrive à trouver pour trajectoire du centre de l'arbre, non plus la courbe (2) (fig. 12), mais la courbe (3): le centre de l'arbre, au lieu de tendre vers la position  $o'$  sur l'horizontale, tend au contraire à se rapprocher de la verticale, pour des valeurs de  $X$  très faibles. Ainsi la distance  $e$  des centres tend toujours vers  $a$ , comme limite, quand  $X$  tend vers 0, mais la distance  $e \sin \psi$  (fig. 13), elle, tend vers 0.

Et ceci explique pourquoi il peut y avoir un écart relativement grand entre les valeurs de  $f$  calculées d'après les diagrammes de la figure 8 et celles observées en supposant une répartition telle que celle de la figure 13, l'arc BC étant bien entendu à la pression atmosphérique. En effet, il est possible de montrer, même simplement, que  $f$  répond à la relation:

$$f = f_c + \frac{e}{r} \sin \psi \quad (17)$$

$f_c$  étant le coefficient de frottement au coussinet déduit de la relation:

$$f_c = \frac{M_c}{P \times r}$$

S'il en est ainsi, on voit que  $f$  tend dans le dernier cas envisagé vers  $f_c$  lorsque  $X$  diminue, puisque  $e \sin \psi$  tend vers 0, alors que dans la première hypothèse du film complet entourant l'arbre tout entier, l'écart entre  $f$  et  $f_c$  devenait maximum pour  $X = 0$ .

Cette relation entre  $f$  et  $f_c$ , qui jette un jour si net sur la question et qui est d'une importance capitale au point de vue de l'étude expérimentale, il est aisé de l'établir en se rapportant à la figure 6. On peut, en effet, écrire:

$$\begin{aligned} q &= f \times p & M &= \sum q \times R \\ q' &= f_c \times p' & M_c &= \sum q' \times r \end{aligned}$$

et, entre  $M$  et  $M_c$ , la relation:

$$M = M_c + P \times e \quad (18)$$

puisque si l'on néglige les forces  $q$  vis-à-vis de  $p$  au point de vue des moments, toutes les forces élémentaires  $p$  passent par le centre  $o$  et donnent comme résultante  $P$ .

De là la relation en vertu de (18):

$$P \times f \times R = P \times f_c \times r + P \times e$$

et, en confondant  $R$  et  $r$  qui ne diffèrent que d'une quantité très faible:

$$f = f_c + \frac{e}{r} \quad (19)$$

$f_c$  étant défini par la relation:

$$M_c = P f_c \times r \quad (20)$$

Dans le cas du demi-coussinet ou, ce qui revient au même, du coussinet complet dont le demi-coussinet supérieur se trouve à la pression atmosphérique, la relation ci-dessus doit être remplacée par la relation (17), puisque la distance horizontale des centres n'est plus  $e$ , mais  $e \sin \psi$ .

Nous avons appliqué la théorie à la recherche de  $f$  et de  $f_c$  pour le coussinet complet dont la moitié supérieure ne joue aucun rôle dans la répartition des pressions, mais n'en exerce pas moins un couple par suite du laminage de l'huile, et nous avons obtenu les résultats qui sont traduits par les diagrammes de la figure 14.

La courbe 2 se rapporte à  $f$  dans l'hypothèse d'une répartition des pressions comme l'indique la figure 13; la courbe 3 se rapporte à  $f$  dans l'hypothèse où les pressions négatives sur l'arc BC n'existent pas.

Comme on le voit, dans le premier cas  $f\left(\frac{r}{a}\right)$  tend vers 1, tandis que dans le second cas,  $f\left(\frac{r}{a}\right)$  tend vers 0.

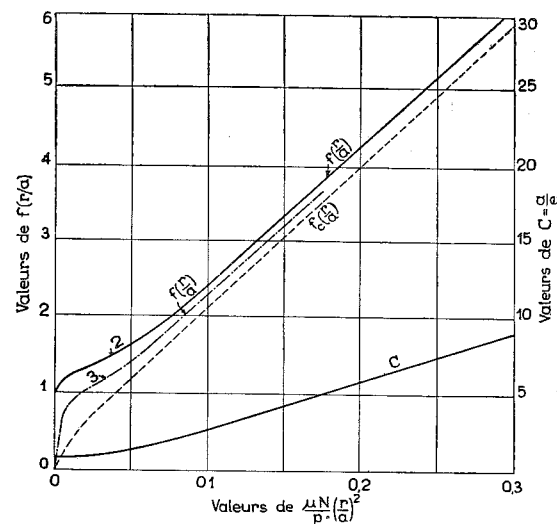


Fig. 14.

Les valeurs de  $f_c$  ne diffèrent pas dans les deux cas et se confondent sensiblement avec celles données par l'asymptote définie par la relation (16).

### C) Coussinet partiel.

Que deviennent les relations donnant la valeur de  $f$  lorsque le coussinet, au lieu d'envelopper l'arbre comme c'est le cas dans la plupart des paliers utilisés dans la construction mécanique, se limite à un arc de  $90^\circ$  et moins, comme c'est le cas dans l'application aux fusées de wagons (fig. 15).

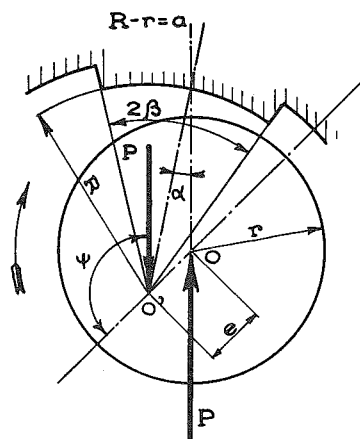


Fig. 15.

On peut, lorsque l'arc est très faible,  $90^\circ$  et moins, assimiler sans grande erreur le coussinet à un blochet articulé et, dès lors, les lois établies pour ce dernier sont valables et l'on peut dire que, comme nous l'avons établi formule (10) :

$$f = A \sqrt{\frac{\mu V}{P}}$$

Généralement, les auteurs qui se sont occupés de cette question au point de vue expérimental, ont mis cette formule sous la forme :

$$f = A \sqrt{\frac{\mu N}{P}} \quad (21)$$

l'une étant déduite de l'autre en remplaçant :

$$V \text{ par } \pi d N \quad \text{et} \quad P \text{ par } 2 \frac{d}{2} \sin \beta \times p$$

$P$  désignant dans la relation (10) la force appliquée par unité de profondeur.

Comme on le voit,  $A$  contient l'angle  $\beta$  et nous verrons que les expériences ont montré que  $A$  n'était pas le même pour tous les coussinets partiels quel que soit  $\beta$ .

Entre  $f$  et  $f_c$ , on peut facilement établir qu'il existe la relation :

$$f = f_c + \operatorname{tg} \alpha \quad (22)$$

$\alpha$  étant l'angle d'inclinaison de la normale avec la verticale, la force  $P$  appliquée étant supposée dirigée suivant la verticale.

### 3. — RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR LE COUSSINET COMPLET ET LE DEMI-COUSSINET

L'exposé théorique qui précède nous a permis de voir clairement le mécanisme du graissage hydrodynamique, l'influence de la position du point d'introduction d'huile sur la répartition des pressions et, par voie de conséquence, sur le coefficient de frottement; il nous a permis de faire apparaître la variable indépendante dont dépend le phénomène et d'établir les fonctions qui donnent  $f$  et  $f_c$  pour le blochet, pour le coussinet complet, pour le coussinet partiel.

Une question se pose, que vous posez, je n'en doute pas, avec une certaine impatience. Dans quelle mesure ces déductions tirées de la théorie se vérifient-elles?

Je puis immédiatement répondre : « d'une manière tout à fait remarquable », exceptionnellement remarquable, dans un domaine comme celui de la technique. Il est rare, en effet, que l'on puisse appliquer avec une certaine rigueur les équations de l'hydrodynamique, mais

ici, étant donné qu'il s'agit d'écoulement laminaire, les équations d'équilibre s'établissent en toute rigueur.

Si nous avons dû compliquer néanmoins l'exposé en faisant apparaître des restrictions sur la valeur des premières conclusions théoriques, c'est que les conditions aux limites qui doivent être introduites dans la théorie du coussinet complet, ne sont vraies que s'il n'existe pas de pressions négatives ou tout au moins si celles-ci ne dépassent pas  $1 \text{ kg./cm}^2$ .

Faute d'avoir pu dégager de la théorie la variable indépendante, la distinction entre  $f$  et  $f_c$  et enfin les restrictions quant à la valeur de la pression limite à partir de laquelle une certaine indétermination peut exister dans les équations, ce qui revient à dire, au point de vue expérimental, une certaine instabilité dans le régime, un grand nombre d'expérimentateurs se sont égarés et ont apporté des conclusions fausses, tout particulièrement en ce qui concerne la loi de rayonnement du palier, autre aspect de la question du calcul des paliers.

Car en fin de compte, le problème fondamental est moins dans la détermination du coefficient de frottement que dans la prédétermination de la température de régime du palier envisagé, compte tenu de :

la température ambiante  $t_a$ ;

la viscosité  $\mu$  de l'huile, fonction de la température de régime  $t_r$  du palier;

les valeurs réalisées pour  $p$  et  $N$ .

Pour aboutir à la solution de ce problème, il ne suffit pas de connaître  $f$ , il faut encore pouvoir établir la loi de dissipation de la chaleur en fonction de la différence  $(t_r - t_a)$  :

$t_a$  étant la température ambiante;

$t_r$  étant la température de régime de l'huile dans le palier.

Nous montrerons comment se présente la solution à la fin de cet exposé.

Mais avant, nous voudrions établir aussi rapidement que possible la méthode que nous avons employée pour déterminer  $M$  et  $M_c$ , puis  $f$  et  $f_c$ , ainsi que  $e \sin \psi$  expérimentalement, sur des paliers de transmission du commerce.

Nous avons eu recours à la méthode de ralentissement : un arbre porté par deux paliers identiques et chargé au moyen de deux volants est lancé à une vitesse  $N$  (fig. 16), en déterminant  $N$  à différents instants  $t$ , on peut déduire la courbe de ralentissement donnant  $N$  ou  $\omega$  en fonction du temps  $t$ . De cette

courbe, on peut déduire  $\frac{d\omega}{dt}$  pour différentes valeurs

de  $N$ , et partant  $M$ , puisque :

$$2M + M_1 = -I \frac{d\omega}{dt} \quad (23)$$

$M_1$  représentant le moment résistant dû au frottement des volants dans l'air; ce dernier peut être calculé en fonction des dimensions et de la vitesse  $\omega$ .

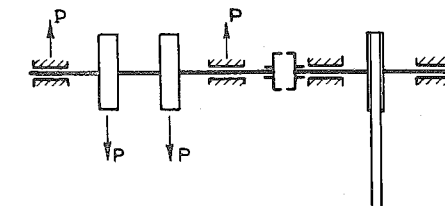


Fig. 16.

Pour ce qui est de  $M_c$ , nous avons adopté la méthode directe, en utilisant une disposition permettant de soutenir le palier par deux roulements à billes, de façon que celui-ci puisse tourner tout entier autour de l'axe de son coussinet (fig. 17). Par application d'un contre-

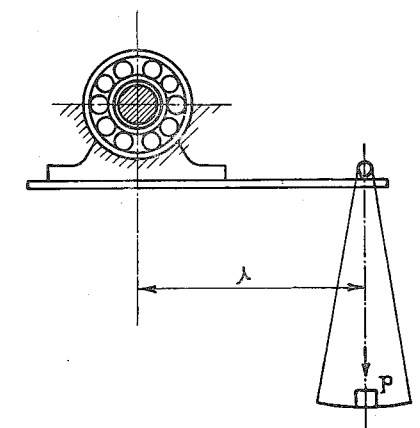


Fig. 17.

poids  $p$  appliqué à la distance  $\lambda$ , il était possible de maintenir le palier dans sa position initiale, d'où :

$$M_c = p \times \lambda$$

Pour la détermination de  $f$  et  $f_c$  aux charges élevées, nous avons dû avoir recours à une disposition un peu différente de celle représentée figure 16, disposition que la figure 18 fait comprendre. Cela nous a conduits à des recherches préalables sur le coefficient de frottement propre aux roulements à billes, afin de pouvoir calculer le couple  $M_r$  dû à ces roulements, couple qui s'introduit dans l'équation (23).



La précision dans la détermination de  $f$  s'en est ressentie; néanmoins, il nous a été possible de déduire avec une suffisante rigueur le rapport  $f/f_c$  pour une gamme de pressions  $p$  allant de 2,7 kgs/cm<sup>2</sup> à 20 kgs/cm<sup>2</sup>.

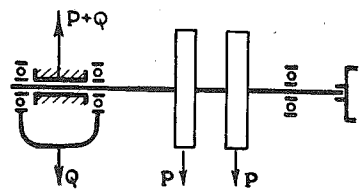


Fig. 18.

La figure 19 donne l'ensemble des points tirés de nos expériences. Comme on peut le voir, les points correspondant à des valeurs de  $p$  inférieures ou égales à 5 kgs/cm<sup>2</sup> se groupent d'une façon satisfaisante sur la courbe (2), les points obtenus pour des pressions supérieures, qui sont plus réguliers, se groupant eux sur une courbe telle que (3).

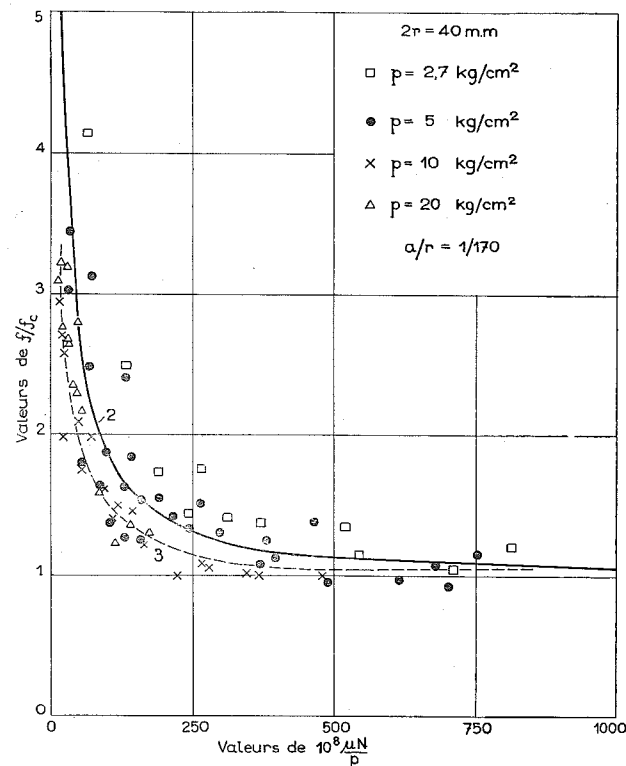


Fig. 19.

Comme nos expériences nous avaient donné pour  $f_c$  une courbe tout à fait superposable à la courbe théorique, nous avons pu déduire  $f$  en fonction de  $X$ . La figure 12 traduit ces résultats, la courbe (2) se rapporte

tant aux pressions égales ou inférieures à 5 kgs/cm<sup>2</sup>, la courbe (3) convenant pour les pressions supérieures à 5 kgs/cm<sup>2</sup>.

Tous ces résultats ont été obtenus avec un jeu relatif  $a/r = \frac{1}{170}$  en utilisant un palier à graissage par bague

fixe, l'huile étant introduite à la partie supérieure du coussinet. Ils correspondent d'une façon remarquable avec ceux que l'on peut déduire de la théorie pour l'un des trois cas limites que nous avons précisés dans le paragraphe 1.

En effet, si nous nous reportons à la figure 11 correspondant au premier cas envisagé du film complet, alimenté sur la génératrice supérieure, nous voyons que les pressions négatives atteignent 0,25  $p$  pour  $X = 0,033$ .

c'est-à-dire lorsque  $10^8 \frac{\mu N}{p}$  descend en dessous de 125 pour fixer les idées.

Ceci veut dire que pour  $p = 4$  kgs/cm<sup>2</sup> et :

$$10^8 \frac{\mu N}{p} \leq 125$$

le film complet ne peut plus exister.

Or, compte tenu des erreurs relatives d'expérience assez importantes aux faibles pressions, on peut voir très nettement sur les courbes de la figure 19 que c'est à partir de  $10^8 \frac{\mu N}{p}$ , égal à environ 150, que l'on

observe des points qui sont nettement en dessous, en moyenne, de la courbe (2), valable pour le film complet. L'instabilité de régime qui accentue la dispersion des points commence donc bien pour une valeur de  $p$  de l'ordre de celle que fait prévoir la théorie.

Pour des pressions plus élevées, de l'ordre de 10 kgs/cm<sup>2</sup> et au-dessus, tous les points se groupent sur la courbe inférieure (3), c'est-à-dire que la seule loi de répartition possible des pressions est alors une loi donnée par une courbe analogue à celle de la figure 13, la pression atmosphérique s'étendant sur l'arc BC.

C'est donc à la courbe (3) de la figure 20 qu'il convient de comparer la courbe théorique (3) de la figure (14).

Nous avons reproduit sur la figure 20, en trait interrompu, les parties des courbes théoriques distinctes des courbes expérimentales, pour les deux limites :

- courbe (2) : film continu sur toute la périphérie;
- courbe (3) : film continu sur l'arc AC seulement.

Les expériences américaines, dont nous n'avons pas connaissance au moment où nous exécutions nos essais dans les années 1927 et 1928, avaient fait ressortir cette instabilité de régime que nous venons de signaler, sans en préciser la cause, pour les faibles valeurs de

$\frac{\mu N}{p}$  : les points obtenus par une toute autre méthode (donnant directement la valeur de  $f$ , avec une plus grande précision que la nôtre) venaient former une plage couvrant sensiblement l'espace compris entre les deux courbes (2) et (3) que nous venons de présenter (fig. 20).

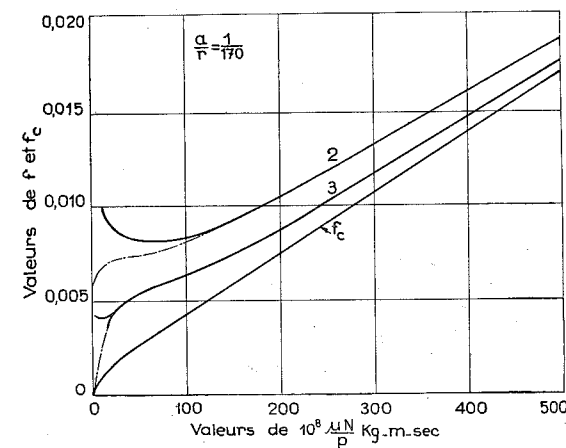


Fig. 20.

Il résulte donc, tant de nos expériences que des expériences américaines, que la théorie se vérifie d'une façon tout à fait satisfaisante et que l'on peut s'en remettre aux courbes tracées figure 14 pour apprécier la valeur de  $f$  :

- la courbe (2) convenant pour les faibles pressions;
- la courbe (3) convenant pour les fortes pressions,

s'il s'agit d'un coussinet complet alimenté à la pression atmosphérique sur la génératrice supérieure.

Deux remarques essentielles pourtant :

- 1) Pour les valeurs de  $10^8 \frac{\mu N}{p}$  inférieures à 5, pour

fixer les idées, le film cesse d'exister et la loi de  $f$  change totalement,  $f$  augmentant très rapidement à mesure que  $X$  diminue;

- 2) Pour les valeurs de  $a/r$  inférieures à  $\frac{1}{500}$ , pour

fixer les idées, la valeur de  $f$  croît d'une quantité cons-

tante, indépendante par conséquent de  $X$ , variable avec  $a/r$  de telle sorte que l'on peut poser :

$$f_t = f + \Delta f$$

avec :

$$\Delta f = 10^{-13} 2,66 \left(\frac{r}{a}\right)^3 \quad (24)$$

$f$  étant fixé par la courbe de la figure 14.

La première de ces remarques ressort de nos propres expériences et des expériences américaines. La seconde se déduit des diagrammes de la figure 21, qui traduisent l'ensemble des résultats fournis par les expériences américaines, pour les différents jeux relatifs utilisés. Comme on peut le voir, le minimum se déplace à mesure que  $a/r$  diminue, en même temps que ce minimum s'élève, mais on peut s'assurer qu'il reste atteint pour une valeur pratiquement indépendante de  $a/r$  et fonction seulement

de  $\frac{\mu N}{p}$ .

Pour ce qui regarde la valeur critique de  $10^8 \frac{\mu N}{p}$ ,

nous y reviendrons dans l'étude du coussinet partiel; nous nous bornerons à dire ici que la valeur limite peut descendre en dessous de 5, particulièrement quand on utilise des pressions élevées, plus de 10 kgs/cm<sup>2</sup> pour fixer les idées.

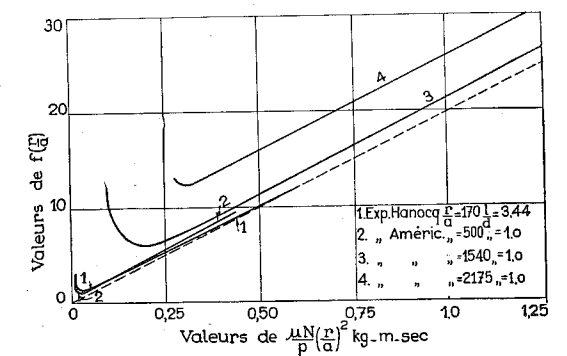


Fig. 21.

Toutes les courbes tracées sont valables pour des rapports  $l/d$  plus grands que 0,8; en dessous, les valeurs de  $f$  grandissent sensiblement, comme conséquence des fuites latérales qui réduisent l'épaisseur du film d'huile.

Ainsi, le coefficient de frottement  $f$  est fixé d'une manière complète quels que soient le jeu relatif  $a/r$  et le rapport  $l/d$ .

Il ne dépend ni de la nature chimique de l'huile, ni de la nature du métal qui constitue le coussinet, tant

que le régime hydrodynamique est réalisé, c'est-à-dire pour toutes les valeurs de :

$$10^8 \frac{\mu N}{p} \approx 5$$

Ainsi que nous l'avons dit en débutant, les courbes établies peuvent l'être aussi bien en employant un sirop de sucre que de l'huile. Pour ce qui regarde la valeur de  $10^8 \frac{\mu N}{p}$  critique, nous n'oserions être aussi formel, mais les essais en cours éclaireront ce point.

En ce qui concerne la loi de dissipation de la chaleur produite par les frottements dans le palier, nous avons porté dans le diagramme figure 22 les valeurs de  $p f v$  proportionnelles à la quantité de chaleur produite par unité de surface projetée du coussinet en fonction de  $(t_r - t_a)$ ; il s'agit, bien entendu, des valeurs observées lorsque la température  $t_r$  de régime était parfaitement établie.

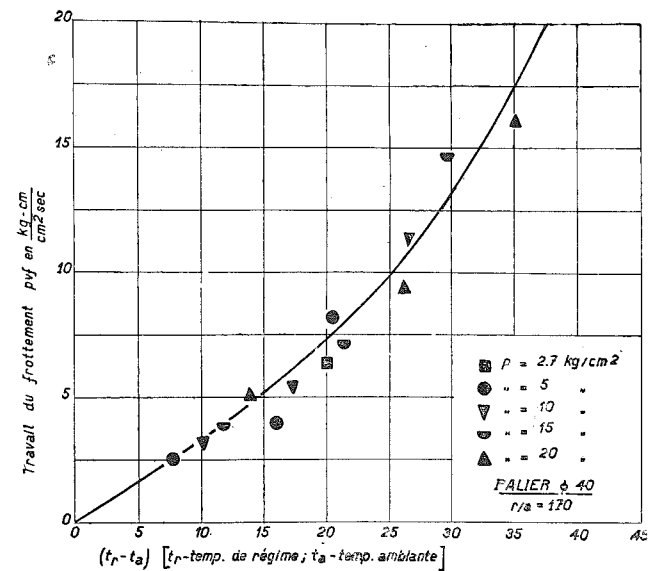


Fig. 22.

On voit qu'en dehors d'un point correspondant à 5 kgs/cm<sup>2</sup> (valeur de  $p$  pour laquelle il existe une certaine instabilité, comme nous l'avons vu dans la valeur de  $f$ , ce qui a pu introduire une erreur relative importante dans la fixation de  $f$  expérimentalement), on voit, disons-nous, que tous les points se regroupent régulièrement sur une courbe unique, bien que les points correspondent à des conditions de fonctionnement très différentes, au point de vue pression et vitesse.

On peut voir que cette courbe est assez bien représentée par la relation :

$$p v f = 1/3 (t_r - t_a) + 4 \times 10^{-6} (t_r - t_a)^4 \quad (25)$$

le premier terme tenant compte de la chaleur dissipée par conductibilité et convection, le second de la chaleur dissipée par rayonnement.

On se rendra compte de l'erreur que l'on commettrait si, au lieu de prendre pour coefficient de frottement vrai la valeur de  $f$ , on utilisait le coefficient de frottement apparent  $f_c$ . La figure 23 donne les points calculés en utilisant erronément pour l'évaluation de  $p v f$  les valeurs de  $f_c$  de nos expériences, et nous avons tracé sur cette figure les deux courbes fournies par Lasche d'après ses propres résultats d'expériences pour représenter la loi de dissipation : les courbes sont assez bien dans la moyenne des points, mais l'on peut voir par cette remarque, l'importance de l'erreur introduite en confondant  $f$  avec  $f_c$  comme l'avaient fait antérieurement plusieurs expérimentateurs.

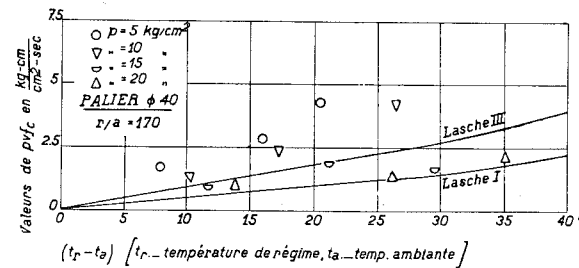


Fig. 23.

C'est qu'en effet, il est plus aisé de mesurer le couple au coussinet que le couple à l'arbre et, faute d'avoir vu que l'on ne peut confondre l'un avec l'autre dans la plupart des cas, on peut introduire ainsi des erreurs de 200 %.

Inutile de dire que les points expérimentaux portés dans la figure 23 ne peuvent être groupés sur une courbe, puisque aucune relation n'existe entre les quantités portées en ordonnée et les valeurs de l'abscisse,  $p v f_c$  ne représentant pas la quantité de chaleur réellement produite dans le palier et dissipée en régime par la conductibilité, la convection et le rayonnement.

La courbe (3) figure 20 et la loi de dissipation donnée par la formule (25) étant regardées comme vraies pour tous les paliers, la solution du problème de la prédétermination de la température de régime  $t_r$  devient possible, connaissant la loi de variation de  $\mu$  en fonction de la température. Dans tous nos calculs relatifs à nos expériences, nous avons utilisé  $\mu$  en unités kgm./sec.

Entre  $\mu$  ainsi exprimé et  $E$  en degrés Engler, on a la relation :

$$\mu = 10^{-6} \left( 0,745 E - \frac{0,645}{E} \right) \delta$$

### RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR LE COUSSINET PARTIEL

Des expériences de Boswall ont permis d'établir la valeur de  $A$  de la formule (21) pour différentes valeurs de l'angle  $2\beta$ .

La méthode très ingénieuse utilisée par Boswall permet de mesurer non seulement le couple  $M$ , mais encore la valeur de  $M_c$  et partant :

$$f - f_c = \frac{e}{r} \sin \psi = \operatorname{tg} \alpha$$

Avec des coussinets présentant un jeu relatif

$a/r = \frac{1}{250}$ , Boswall a obtenu les diagrammes de la

figure 24, la courbe (1) groupant tous les points correspondant aux coussinets d'angle au centre  $2\beta$  compris entre  $45^\circ$  et  $90^\circ$ , la courbe (2) se rapportant aux angles inférieurs ou égaux à  $30^\circ$ .

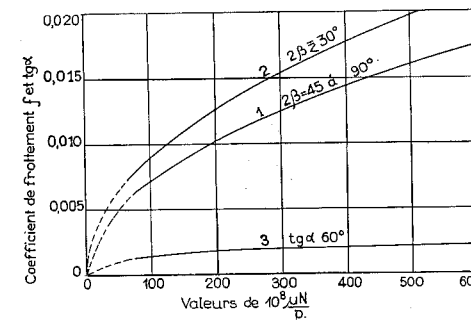


Fig. 24.

La partie pointillée de ces courbes se rapporte à la région non explorée par Boswall. La courbe (3) fixe les valeurs de :

$$\operatorname{tg} \alpha = f - f_c$$

pour l'angle particulier  $2\beta = 60^\circ$  et le jeu relatif

$$a/r = \frac{1}{250}$$

Ayant eu l'occasion comme conseil d'orienter les recherches du laboratoire de la Société Générale Isothermos de Paris, qui s'occupe de l'application du graissage sur film, aux coussinets de chemins de fer, nous nous sommes posé le problème de la détermination du

coefficient de frottement  $f$  pour de grandes pressions spécifiques telles que celles utilisées dans l'exploitation, et dans un premier programme de recherches, nous avons

voulu déterminer la loi de  $f$  en fonction de  $\frac{\mu N}{p}$  pour des coussinets d'angle au centre  $2\beta$  de plus en plus petits.

Afin de nous libérer autant que possible de la question de la mesure de  $(f - f_c)$ , nous avons opéré avec des coussinets rodés à froid.

La machine d'essai utilisée est basée sur le principe de la balance appliqué au coussinet (fig. 25); elle est conçue de façon à pouvoir opérer sur des fusées normales, et les essais ont été conduits avec un diamètre de 140 millimètres et une portée de 300 millimètres, les charges pouvant être poussées jusqu'à 12.000 kilogrammes et les vitesses jusqu'à 840 t./min.

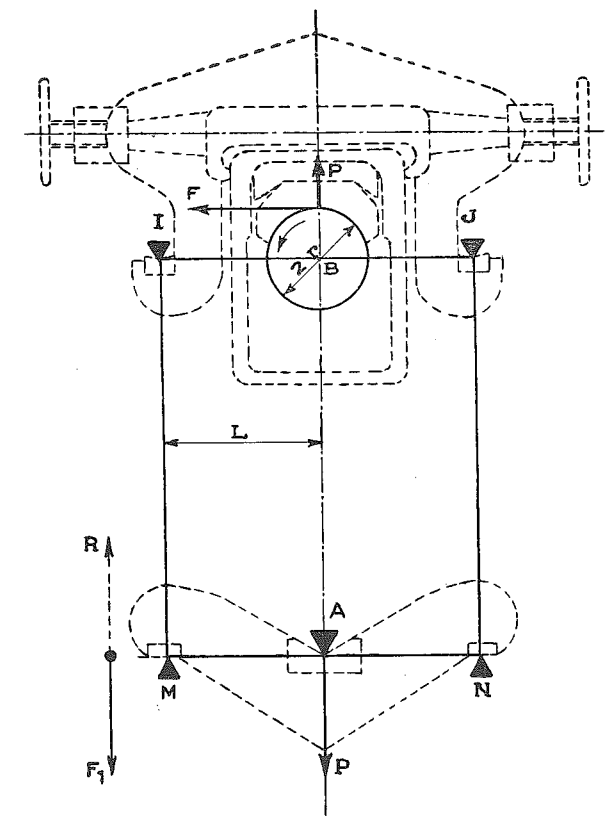


Fig. 25.

En mesurant la réaction  $R$  opposée à la force  $F_1$ , appliquée en  $M$  et résultant de l'action  $F$ , on peut évaluer le couple  $F \times r = R \times L$  et partant :

$$f = \frac{L}{r} \cdot \frac{R}{P}$$



Les soins apportés dans la fabrication des couteaux ont permis de faire des mesures assurant une approximation de l'ordre de l'unité sur la quatrième décimale du coefficient de frottement.

Pour éliminer les erreurs systématiques résultant de ce que la force P peut ne pas être appliquée sur la verticale passant par l'axe de l'arbre, on a appliqué la méthode des doubles lectures, avec renversement de marche (fig. 26).

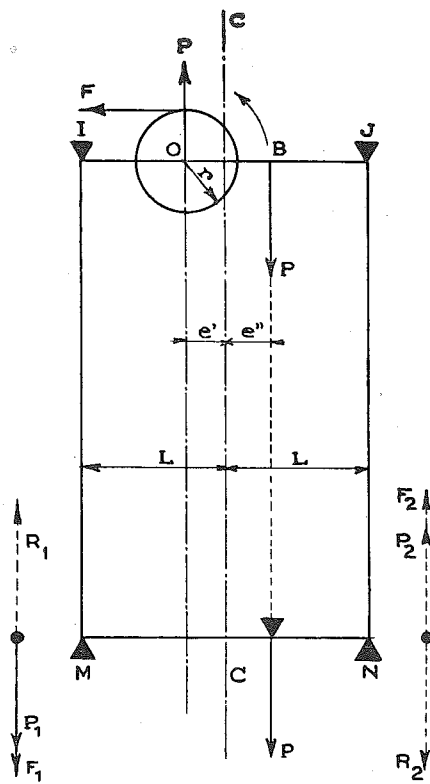


Fig. 26.

La machine ayant été conçue de façon à permettre le déplacement du palonnier supérieur par rapport au coussinet, en agissant sur l'un des deux volants placés à droite et à gauche du palonnier (fig. 25), on a pu déplacer la ligne d'action de la charge de façon qu'elle passe par le centre de l'arbre : dans ce cas, les deux lectures opérées avec un sens de marche, puis avec l'autre, donnent le même résultat, à une différence près, négligeable, puisque :

$$R_1 = F_1 = \frac{F \times r}{L + e''}, \quad R_2 = F_2 = \frac{F \times r}{L - e''}$$

M. L. Bastin, à qui est confiée la direction du Laboratoire Isothermos, a eu l'ingénieuse idée de placer sur le palonnier un niveau d'eau très sensible en même

temps qu'un comparateur permettant de mesurer le déplacement du palonnier par rapport au coussinet. De cette façon, il est possible d'assurer l'équilibre du système sans l'adjonction d'un contrepoids : si, en effet, on porte l'axe de la force appliquée à une distance E de la verticale passant par le centre de l'arbre, de façon

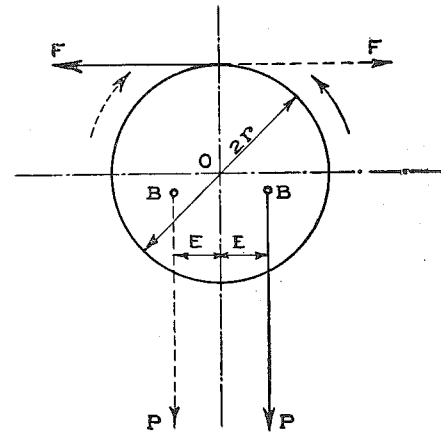


Fig. 27.

que le palonnier reste dans la position horizontale, on pourra dire qu'il y a équilibre et qu'ainsi (fig. 27) :

$$F \times r = P \times E$$

soit :

$$f = \frac{F}{P} = \frac{E}{r}$$

Les résultats obtenus sont traduits dans les diagrammes de la figure 28 pour des coussinets rodés à froid. Ce qu'il y a de remarquable, c'est que la courbe (1)

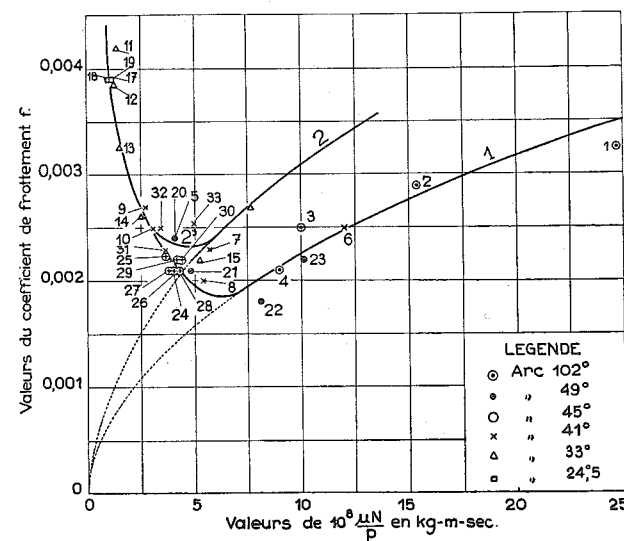


Fig. 28.

tracée pour les angles supérieurs à 45° coïncide strictement avec la courbe donnée par Boswall dont, à ce moment, nous n'avons pas connaissance. Pour les angles inférieurs à 45°, la courbe que nous avons tracée est celle donnée par Boswall relativement aux angles égaux ou inférieurs à 30°, et l'on voit qu'elle passe par les points 15 et 16 observés par nous.

Ainsi les conclusions :

$$A = 7,10 \text{ pour } 2\beta \text{ compris entre } 90^\circ \text{ et } 45^\circ;$$

$$A = 8,80 \text{ pour } 2\beta \text{ égaux ou inférieurs à } 30^\circ,$$

peuvent s'étendre aux petites valeurs de  $\frac{\mu N}{p}$ .

Il existe toutefois une valeur critique de  $\frac{\mu N}{p}$  à partir

de laquelle la loi change totalement et ceci est un point capital au point de vue exploitation : s'il importe, en effet, de se rapprocher du minimum de f, il importe plus encore de ne jamais s'exposer, par une réduction de  $\mu$  consécutive à une élévation de la température du palier,

à réaliser une valeur  $\frac{\mu N}{p}$  inférieure à la valeur critique.

En raison de l'importance de cette question, le laboratoire a poursuivi des expériences de nature à éclaircir le phénomène et à fixer de façon précise le point dangereux du changement de régime.

En plaçant un manomètre sur la génératrice supérieure du coussinet et en opérant avec des angles au centre  $2\beta$  de 60° couramment employés en exploitation, et des jeux relatifs de l'ordre de 1/50, on a trouvé le diagramme en pointillé de la figure 29.

Le diagramme a été obtenu en maintenant constante la charge de 7.000 kilogrammes et en faisant varier le nombre de tours N. La pression spécifique utilisée pour la détermination de p a été calculée par la relation :

$$p = \frac{P}{2rl \sin \beta}$$

$2\beta$  étant l'angle effectivement embrassé.

On voit clairement que la courbe de f garde l'allure parabolique jusqu'à l'abscisse 3; pour les valeurs inférieures de l'abscisse, f grandit lentement et ce n'est qu'à partir de 0,7 que le phénomène change totalement d'aspect, que le frottement onctueux se substitue au frottement hydrodynamique. Ce changement de régime est accusé par le manomètre qui, jusqu'en (a), continue à marquer des pressions de 150 à 175 kgs/cm<sup>2</sup> et qui, à partir de (b), donne des pressions tendant rapidement vers 0.

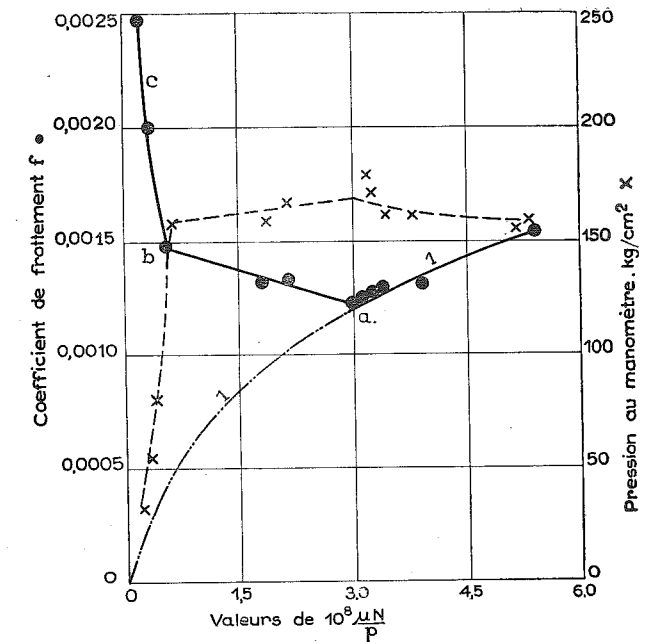


Fig. 29.

Cette constatation est tout à fait remarquable : le film se maintient sous la charge de 7.000 kilogrammes avec des nombres de tours tombant à 4 par minute. A la vitesse de 1 1/2 t./min., le coefficient de frottement n'est pas encore le double du coefficient de frottement minimum.

### CONCLUSIONS GENERALES

Il est temps de conclure : au sujet de la théorie mathématique, nous pouvons dire qu'elle éclaire d'une manière remarquable le phénomène du graissage hydrodynamique, qu'elle crée le fil conducteur qui permet de faire une synthèse complète de tous les faits observés. Faute de cette théorie, l'expérimentation aboutirait à un amoncellement de documents absolument inextricable et pratiquement sans objet. En dégagant la variable indépendante dont dépend le phénomène, en montrant le rôle des pressions négatives, en mettant en évidence l'influence du jeu relatif et la différence entre M et M<sub>c</sub> ou f et f<sub>c</sub>, la théorie apparaît ici plus qu'ailleurs triomphante.

Néanmoins, elle reste impuissante à fixer le point critique à partir duquel le phénomène du graissage hydrodynamique cesse d'exister et, dans une certaine mesure, à fixer numériquement la valeur de f, étant donné le rôle des pressions négatives et la difficulté de fixer dans les équations les conditions aux limites qui correspondent à la réalité des faits. Ici comme ailleurs, l'expérimentation systématique est nécessaire : d'abord pour vérifier dans

quelle mesure les hypothèses que l'on met à la base de la théorie sont suffisantes, ensuite pour compléter les déductions tirées de la théorie lorsque les conditions de fonctionnement se trouvent en dehors des limites d'applicabilité.

Nous avons fait ressortir la notion du *point critique*, puisqu'il est de la plus haute importance d'amener le palier à fonctionner dans la région du régime hydrodynamique et pratiquement aussi près que possible du point critique, étant donné que dans cette région le minimum de  $f$  est réalisé.

Des expériences plus complètes mériteraient d'être poursuivies en vue de préciser la valeur de  $\frac{\mu N}{p}$  critique dans

les conditions les plus variées de vitesse, de pression et de viscosité. En ce qui concerne le jeu relatif  $a/r$ , les expériences américaines ont permis de fixer la valeur à partir de laquelle le coefficient de frottement cesse pratiquement d'être égal à celui déduit de la théorie : ce jeu peut être fixé à 1/500 ou 1/600.

En ce qui concerne le rapport  $l/d$  à partir duquel la théorie est applicable, il peut également être fixé d'après les expériences américaines à la valeur de 0,8.

Comme le problème final est moins celui de la recherche du coefficient de frottement que celui de la pré-détermination de la température de régime du palier dans des conditions déterminées de température ambiante  $t_a$ , de pression  $p$ , de vitesse  $N$ , la qualité de l'huile étant fixée par la courbe de viscosité, le problème qui subsiste est celui de la recherche de la loi de dissipation de la chaleur en fonction de  $(t_r - t_a)$ . On pourrait se placer dans les conditions les plus défavorables, c'est-à-dire en faisant en sorte que le palier expérimenté ne se refroidisse au cours des essais, que par convection naturelle.

En opérant avec différents types de paliers et différents modes de circulation d'huile : tampon, bague flottante, bague fixe, on pourrait indiquer la loi de variation de  $p v f$  avec  $(t_r - t_a)$ .

La courbe que nous donnons, en attendant mieux, paraît valable et constitue une limite, le palier essayé étant muni d'une circulation d'huile intense par bague fixe.

En ce qui concerne la pratique de la construction, on peut dégager de la théorie du film d'huile l'influence néfaste des « pattes d'araignée ». Si, pour des raisons de sécurité, pour permettre en cas de grippage le refoulement des particules de métal en dehors des surfaces frottantes, on veut ménager des rainures, il faut que celles-ci soient faites suivant les génératrices et en dehors de la zone de pression maximum.

En ce qui concerne la nature du métal, on peut dire qu'elle n'intervient pas, si ce n'est par la conductibilité, la différence entre la température du film d'huile et la température  $t_r$  de l'huile dans le palier, étant influencée par la conductibilité du métal dont est fait le coussinet et même, soit dit en passant, par la conductibilité de l'huile elle-même, puisque la plus grande partie de la chaleur de frottement transmise à l'arbre ne peut se dissiper qu'en traversant la couche d'huile du film.

Si le métal blanc est préféré, c'est qu'il permet un rodage plus rapide et qu'en cas de grippage, les dégâts sont limités au minimum. Avec les alliages au plomb relativement plus ductiles, on peut même s'attendre, avec les coussinets à faible portée circonférentielle, à une adaptation automatique de la surface cylindrique : si les différences d'alésage sont exagérées, la zone de portage s'agrandit automatiquement par refoulement du métal sans que le grippage s'ensuive.

En ce qui concerne la nature de l'huile, nous avons dit et montré que seule la viscosité  $\mu$  intervient : mais la courbe de viscosité de l'huile en fonction de la température constitue une caractéristique essentielle : trop plate, elle ne permet pas d'atteindre la valeur de  $f$  voisine du minimum; trop plongeante et asymptotique à une horizontale d'ordonnée trop faible, elle peut conduire à un régime qui se rapproche rapidement de la

valeur  $\frac{\mu N}{p}$  critique :  $N$  et  $p$  étant fixés *a priori*, on voit que l'on ne peut agir que sur  $\mu$  en choisissant une huile appropriée à la température de régime.

Lorsque le jeu relatif  $a/r$  augmente par suite d'usure, les courbes de coefficient de frottement montrent qu'il est possible de rétablir la situation primitive au point de vue du coefficient de frottement en augmentant la viscosité de l'huile, fait mis en évidence par M. Dintilhac dans des expériences d'endurance en automobiles :

$f$  étant fonction de  $\frac{\mu N}{p} (r/a)$ , on voit qu'il suffit de

faire croître  $\mu$  proportionnellement à  $a$  pour maintenir la même valeur de  $f$  et partant la même température de régime.

Nous voudrions terminer par quelques applications récentes des principes que nous venons de dégager de l'ensemble des recherches.

Une matérialisation en quelque sorte des idées théoriques a été faite dans ces dernières années sous la forme du palier Nomy : non seulement la firme suédoise qui s'occupe de cette spécialité a popularisé en quelque sorte les paliers de butée du type Mitchell en les fabri-

quant en série, mais elle a appliqué au palier porteur le principe du blochet orientable en poussant à l'extrême la précision dans la réalisation des éléments constituants (fig. 30).

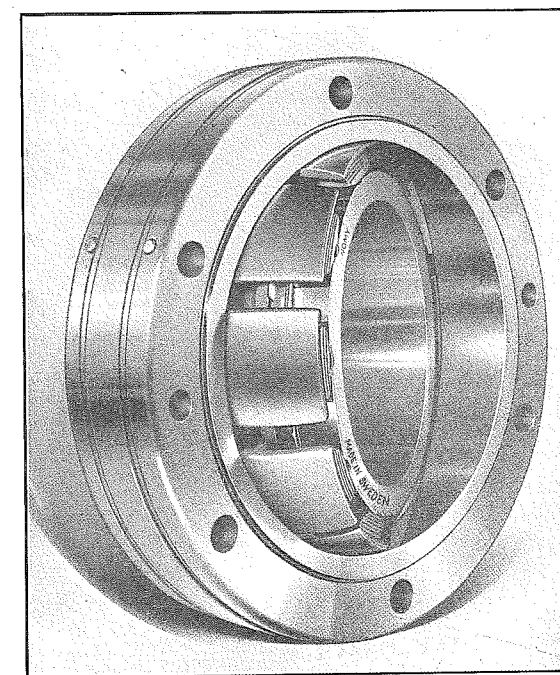


Fig. 30.

Pour les applications moins poussées, elle a réalisé avec la perfection nécessaire, les jeux relatifs étant très faibles et des rapports  $l/d$  de l'ordre de 0,5 à 0,6, des bagues porteuses n'ayant pas un encombrement sensiblement supérieur à celui des paliers à billes.

Les coefficients de frottement obtenus sont de l'ordre de ceux réalisés avec les roulements à billes les plus soignés.

En matériel de chemins de fer, la Société Isothermos de Paris, utilisant un procédé d'alimentation en huile simple et efficace capable d'apporter sur toute l'étendue du coussinet et à toutes les vitesses de rotation la quantité d'huile nécessaire à la formation du film, a permis de faire profiter du graissage hydrodynamique les fusées des wagons, réalisant ainsi des coefficients de frottement

équivalents à ceux fournis par les meilleurs roulements à rouleaux, sans en présenter les inconvénients. Les pressions spécifiques peuvent atteindre 70 kgs/cm<sup>2</sup> et plus en moyenne, avec des maxima de 150 kgs/cm<sup>2</sup>, sans le moindre inconvénient : la surface portante du coussinet prend en service un aspect gris mat qui indique que le contact entre les surfaces portantes n'existe en aucun point, sauf par l'intermédiaire du film : l'usure dans ces conditions est absolument nulle; si l'on constate en service des usures de l'ordre de 1/10 de celui réalisé sur fusées à graissage par tampon, c'est qu'au moment du démarrage et pendant les très courts instants du passage de la vitesse nulle à la vitesse minimum de 3 ou 4 tours par minute, le film ne peut se former et qu'ainsi le graissage se fait sous régime onctueux.

Enfin, je terminerai en faisant remarquer que des nombreux documents fournis par les mémoires publiés à l'occasion du Congrès de Londres d'octobre 1937 organisé par l'Institution of Mechanical Engineers, il apparaît que la théorie telle que je viens de l'exposer rend compte d'une façon remarquable de tous les faits observés : elle explique comment l'eau et même l'air peuvent servir de lubrifiant : il suffit que les pressions soient assez

faibles et les vitesses assez grandes pour que  $\frac{\mu N}{p}$  reste nettement supérieur à la valeur critique.

Dans une des études publiées, on peut noter qu'un palier de turbine tournant à 3.000 t./min. et avec une vitesse périphérique de 59 m./sec. sous une charge de 22.400 kilogrammes absorbait à l'origine 140 kw.; après avoir apporté des améliorations que l'auteur ne précise pas, cette puissance est descendue à 110 kw. Nous nous sommes demandés ce qu'il aurait été possible de prévoir avec la théorie. Avec la viscosité de l'huile indiquée par l'auteur à la température de régime, on peut calculer que

$\frac{\mu N}{p} (r/a)^2$  atteint 0,21. Or, pour cette valeur, le dia-

gramme de la figure 8 donne à  $f(r/a)$  la valeur 4,2, soit avec le jeu relatif  $r/a = 500$  adopté :

$$f = 0,0084$$

Le calcul indique dans ces conditions 110 kw.