

TUBES POUR TOUTES ACTIVITÉS

CHARBONNAGES PÉTROLE

CANALISATIONS TRAVAUX PUBLICS

EAU GAZ

CONSTRUCTION MÉCANIQUE

SPORTS

TRANSPORT DE FORCE

LE HOME

TOUS DIAMÈTRES DE 3^m/_m À 1250^m/_m ET PLUS

USINES A TUBES DE LA MEUSE

STÉ A ME FLÉMALLE-HAUTE BELGIQUE

SOBELPRO

Le graissage en régime hydrodynamique

DEUXIEME PARTIE *

ETUDE DU PALIER PORTEUR

A. — PALIER PORTEUR AVEC COUSSINET COMPLET.

1. — Mise en équation.

Il est possible de reprendre l'étude du coussinet cylindrique en utilisant exactement les mêmes moyens mathématiques que ceux employés dans la première partie, traitant du blochet et du palier de butée.

On démontre, en effet, que dans le régime hydrodynamique, le centre de l'arbre O ne coïncide pas avec le centre O' du coussinet (fig. 17) et qu'ainsi il se forme un véritable coin d'huile entre les deux surfaces.

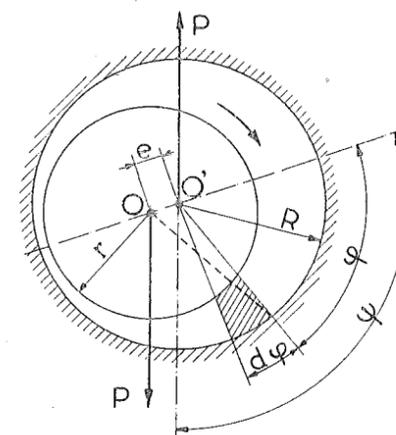


Fig. 17.

V , étant la vitesse tangentielle de l'arbre;
 μ , le coefficient de viscosité absolue;
 h , l'épaisseur de la couche d'huile en un point quelconque défini par l'angle φ compté à partir de la droite OO' qui joint les centres;

H , l'épaisseur de cette même couche à l'endroit où la pression p passe par un maximum,

il sera possible d'écrire, en vertu de la relation (8) :

$$\frac{dp}{d\varphi} = 6 \mu r V \frac{h-H}{h^3} \quad (35)$$

Entre h et φ , on peut établir aisément la relation :

$$h = a + e \cos \varphi = e (c + \cos \varphi)$$

dans laquelle :

- a représente la différence $(R-r)$ des deux rayons;
- e désigne la distance des centres O et O' ;
- c , le rapport a/e .

Si l'on introduit dans la relation (35) la valeur de h , on voit que l'on pourra déduire, par intégration, la valeur de $p_{\varphi} - p_{\varphi_1}$:

$$p_{\varphi} - p_{\varphi_1} = 6 \mu r V \frac{1}{e^2} \left[\int_{\varphi_1}^{\varphi} \frac{d\varphi}{(c + \cos \varphi)^2} - \frac{H}{e} \int_{\varphi_1}^{\varphi} \frac{d\varphi}{(c + \cos \varphi)^3} \right] \quad (36)$$

Dans l'hypothèse où le film d'huile est continu, on peut écrire :

$$p_{(\varphi_1 + 2\pi)} - p_{\varphi_1} = 0$$

Cette condition conduit à la valeur du rapport :

$$\frac{H}{e} = \frac{2c(c^2 - 1)}{2c^2 + 1} \quad (37)$$

En effectuant les intégrations dans l'équation (36) et en remplaçant H/e par sa valeur (37), on obtient :

(*) Première Partie : Voir *Standards*, n° 1-1941, pp. 1 à 14.

$$\frac{p_{\varphi} - p_{\varphi_1}}{p_m} = 12 \frac{\mu V}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \frac{c^2}{2c^2+1} \left[\frac{\sin \varphi}{c + \cos \varphi} \left(1 + \frac{c}{c + \cos \varphi}\right) - \frac{\sin \varphi_1}{c + \cos \varphi_1} \left(1 + \frac{c}{c + \cos \varphi_1}\right) \right] \quad (38)$$

le premier membre ayant été divisé par p_m et le second membre par $P/2r$, p_m désignant la pression moyenne définie par la relation :

$$p_m = \frac{P}{2r}$$

(On se rappellera que P représente la charge par unité de longueur du coussinet.)

Ainsi, comme dans le cas du blochet, nous sommes en mesure de tracer le diagramme des pressions en fonction de la variable, qui est, ici, l'angle φ .

Mais il est possible, auparavant, d'établir qu'il existe une relation nécessaire entre :

$$\frac{\mu V}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad \text{et} \quad c = \frac{a}{e}$$

si bien que la répartition des pressions est complètement fixée dès que $\mu V/P (r/a)^2$ est déterminé.

Pour cela, il suffit d'exprimer que la résultante des forces $p r d\varphi$ appliquée à l'arbre est égale à P . En projetant le système des forces qui se font équilibre sur la direction OO' , puis sur la direction perpendiculaire, on établit :

1) que l'angle φ que fait la direction de la force avec OO' est égal à $\pi/2$;

2) que :

$$6 \frac{\mu V}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2 = \frac{\sqrt{c^2-1}}{2\pi} \times \frac{2c^2+1}{c^2} \quad (39)$$

Ainsi, à toute valeur de $\mu V/P (r/a)^2$ correspond une valeur de c et une seule, partant, une seule distribution des pressions.

Quand $\mu V/P$ tend vers 0, c tend vers l'unité, c'est-à-dire que e tend à prendre la valeur :

$$e = a$$

Or, c'est là une limite impossible à atteindre, puisque, pour $e = a$, il y a contact entre l'arbre et le coussinet et qu'ainsi le film cesse d'exister,

le débit tombant à une valeur nulle. Dans la réalité, on constate qu'effectivement, à partir d'une certaine valeur de c ou de $\mu V/P (r/a)^2$, le régime hydrodynamique cesse d'être possible. Nous reviendrons sur cette question plus loin.

Ainsi, les relations établies montrent que, comme pour le blochet, dès que $\mu V/P$ est le même et r/a le même, la similitude existe et la répartition des pressions sur la périphérie de l'arbre et du coussinet ainsi que la répartition des vitesses dans le film **sont les mêmes**.

Comme pour le blochet aussi, on peut, par le calcul, établir la valeur du coefficient de frottement, en partant du couple :

$$M = \int_0^{2\pi} r \mu \left(\frac{dw}{dy}\right)_o r d\varphi \quad (40)$$

et en observant que, par définition :

$$P f r = M \quad (41)$$

Si, au lieu de prendre le gradient de vitesse le long de l'arbre, on introduit la valeur de celui-ci établi pour la surface du coussinet, on obtient :

$$M_c = \int_0^{2\pi} r \mu \left(\frac{dw}{dy}\right)_h r d\varphi \quad (42)$$

et

$$f_c = \frac{M_c}{P \times r} \quad (43)$$

Entre M et M_c , il est aisé d'établir la relation :

$$M - M_c = P \times e \quad (44)$$

ce qui conduit à :

$$f - f_c = \frac{e}{r} \quad (45)$$

Lorsque e est égal à zéro, c'est-à-dire lorsque l'arbre est centré par rapport au coussinet, le coefficient de frottement devient égal au coefficient de frottement f_c au coussinet.

Au lieu de développer les calculs comme nous l'avons fait au chapitre précédent, nous voudrions profiter de cette remarque pour établir, sur une base théorique, la forme de la fonction qui donne approximativement f_c et faire apparaître comment s'introduit la valeur de la variable indépendante $\mu V/P (r/a)^2$.

2. — Etude du cas limite. — Valeurs de f_c et de f .

Lorsqu'on examine le cas limite de l'arbre centré par rapport au coussinet, il devient

facile de déterminer le coefficient de frottement f .

En effet, en partant de la loi Newton-Navier traduite par la relation (4), on peut, très simplement, calculer la force tangentielle F

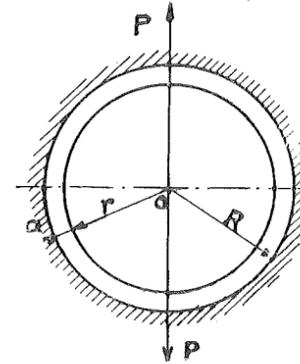


Fig. 18.

(fig. 18) en écrivant qu'elle est proportionnelle à la viscosité absolue et au gradient de vitesse qui est égal à V/a , puisque :

$$\frac{dw}{dy} = \frac{V}{a} \quad (46)$$

la variation de la vitesse dans l'épaisseur du film étant linéaire pour le cas envisagé.

Dans ces conditions, par unité de longueur du coussinet :

$$f = \frac{F}{P} = 2\pi \frac{\mu V}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (47)$$

En multipliant les deux membres par r/a , on voit que :

$$f \left(\frac{r}{a}\right) = 2\pi \frac{\mu V}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (48)$$

c'est-à-dire que $f(r/a)$ est proportionnel à la variable indépendante $\mu V/P (r/a)^2$ que nous avons mise en évidence dans l'exposé du § 1.

La fonction ainsi trouvée donne, en réalité, l'équation de l'asymptote à la courbe vraie du coefficient de frottement multipliée par le rapport r/a ; elle se confond très sensiblement avec la valeur de :

$$f_c \left(\frac{r}{a}\right)$$

On conçoit que, dans le cas habituel où les deux centres sont loin de coïncider, l'analyse du phénomène est autrement complexe et qu'il faut recourir à l'intégration pour pouvoir tenir compte de ce que le gradient de vitesse varie

le long de la surface et n'est pas le même suivant que l'on suit la paroi de l'arbre ou la paroi du coussinet.

En procédant comme nous l'avons indiqué au § 1, on trouve que f est donné par une fonction telle que :

$$f \left(\frac{r}{a}\right) = \frac{\mu V}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \times \frac{4\pi c}{\sqrt{c^2-1}} \times \frac{c^2+2}{2c^2+1} \quad (49)$$

Comme c est lui-même une fonction de $\mu V/P (r/a)^2$, on peut en conclure que $f(r/a)$ est finalement **exclusivement fonction de ce dernier facteur**.

On a généralement transformé ce facteur en introduisant le nombre de tours N par seconde et la pression spécifique définie par la relation :

$$p = \frac{P}{2r} \quad (50)$$

Si on fait la substitution, on trouve, pour la valeur asymptotique :

$$f \left(\frac{r}{a}\right) = 2\pi^2 \left(\frac{\mu N}{p}\right) \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (51)$$

et, pour la valeur générale :

$$f \left(\frac{r}{a}\right) = \left(\frac{\mu N}{p}\right) \left(\frac{r}{a}\right)^2 \times \frac{4\pi^2 c}{\sqrt{c^2-1}} \times \frac{c^2+2}{2c^2+1} \quad (52)$$

Nous avons donné, figure 19, les résultats du calcul pour $f(r/a)$, $f_c(r/a)$ et $c = a/e$.

Remarque. — On voit qu'à partir d'une valeur de :

$$X = \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2 = 0,05$$

les valeurs de f et de f_c croissent pratiquement comme les ordonnées de deux droites dont celle donnant f_c passe très approximativement par l'origine et se confond avec celle représentée par la relation (51).

Pour les valeurs inférieures à 0,05, la loi de variation du coefficient de frottement à l'arbre est assez complexe, mais on ne commet pas d'erreur appréciable en regardant f comme constant et égal à (a/r) .

Ce qu'il faut noter aussi, c'est que dans cette région, qui est celle de l'utilisation des paliers

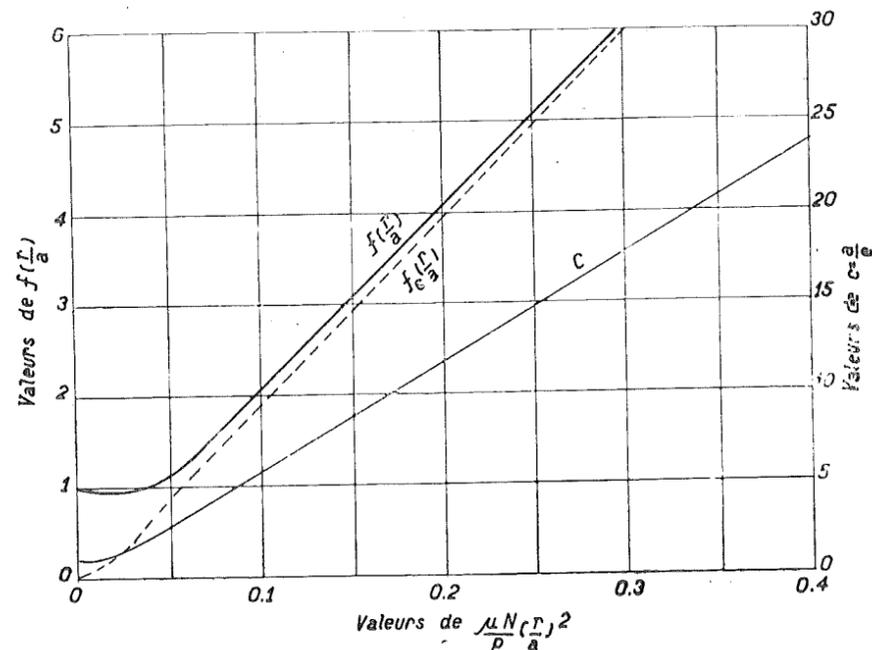


Fig. 19.

courants de transmission, il y a une différence qui va croissant entre f et f_0 , partant, entre M et M_0 , c'est-à-dire entre le couple mesuré à l'arbre, d'une part, et le couple mesuré au coussinet, d'autre part, et qu'ainsi les méthodes d'expérimentation qui consistent à mesurer le couple au coussinet pour obtenir le couple appliqué à l'arbre en écrivant :

$$M = M_0$$

au lieu de la relation (44), est de plus en plus inexacte. Les erreurs peuvent atteindre, dans la réalité, le rapport 2/1 et même 3/1.

Sur la figure 19, on peut noter que pour les petites valeurs de X de l'ordre de 0,02, le rapport est même de l'ordre de 5/1, ce qui est manifestement plus que les valeurs observées, et nous allons voir pourquoi.

3. — Répartition des pressions. — Valeur critique de X . — Loi de déplacement du centre O .

La loi de répartition de la pression est donnée par la relation (38). Si nous introduisons l'huile à la pression atmosphérique p_0 au point défini par l'angle φ_1 , nous obtiendrons, par cette équation, la valeur du rapport de la pression effective $p-p_0$ à la pression moyenne p_m .

Si on prend la précaution d'introduire l'huile en un point approprié situé entre 190° et 230° suivant la valeur de X (l'angle étant compté

dans le sens de la rotation à partir de la direction OO'), on constate que $(p-p_0)$ reste constamment positif, c'est-à-dire que la pression est, en tous les points, supérieure à la pression d'introduction de l'huile, supposée ici la pression atmosphérique.

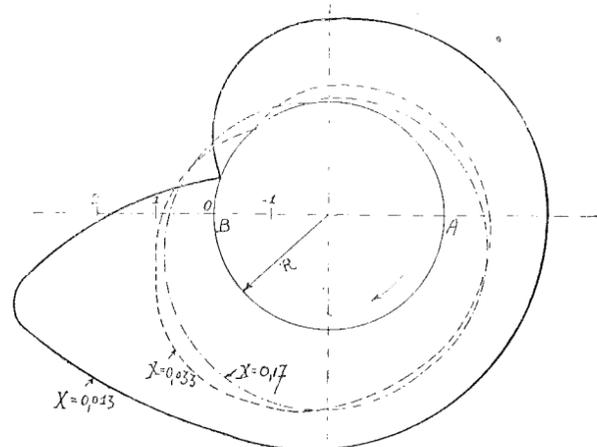


Fig. 20.

La figure 20 donne le diagramme polaire de p/p_m (p étant la pression effective, p_m la pression moyenne) pour trois valeurs de X :

$$0,17, \quad 0,033, \quad 0,013$$

l'introduction de l'huile se faisant au point du minimum. Les pressions sont portées à partir du cercle de rayon R .

Comme on peut le voir, le maximum grandit très rapidement quand la valeur de X devient plus faible, c'est-à-dire lorsque le rapport a/e tend vers l'unité, ce qui revient à dire quand le film tend à s'amincir jusqu'à une très petite fraction du jeu radial $(R-r) = a$.

Valeur critique de X . — On peut concevoir que, dès que l'épaisseur du film atteint une valeur de l'ordre de la hauteur des aspérités de la paroi, l'écoulement du lubrifiant, tel que la théorie l'envisage, cesse d'être possible et la loi de variation de f change complètement.

En fait, l'expérience établit qu'à partir d'une certaine valeur de X que nous précisons par la suite et que l'on peut désigner sous le nom de **valeur critique**, le coefficient de frottement se met à croître **très rapidement** à mesure que X diminue. En fait, à partir de ce moment, le régime hydrodynamique cesse d'exister.

Déplacement du centre. — Dans la théorie que nous venons d'exposer du **film complet et continu**, on établit que le centre de l'arbre doit se déplacer sur l'horizontale OO' (la charge étant supposée verticale) quand $\mu N/p$ varie.

Cette conclusion ne se vérifiera dans la réalité que pour les faibles charges et l'on peut comprendre pourquoi :

Nous avons, en effet, admis — ceci pour éviter des pressions inférieures à la pression d'alimentation p_0 — que l'introduction de l'huile se faisait à l'endroit du minimum de pression; mais cet endroit se déplace avec la charge et, dans la réalité, l'huile est introduite soit à la génératrice supérieure, soit, dans beaucoup de cas, à la génératrice située dans le plan horizontal (pour un arbre supportant des charges verticales).

Si nous supposons, comme c'était le cas dans les expériences que nous précisons plus loin, que l'huile est introduite à la génératrice supérieure, en V (fig. 21), toutes les courbes tracées figure 20, pour devenir valables, devront passer par le point V .

On voit que, dans ces conditions, pour la valeur $X = 0,033$, les pressions deviennent négatives dans l'angle compris entre 200° et 270° .

Pour une valeur de X plus faible, de l'ordre de 0,013, ces pressions négatives commencent à partir de 180° et le maximum négatif atteint :

$$1,6 p_m$$

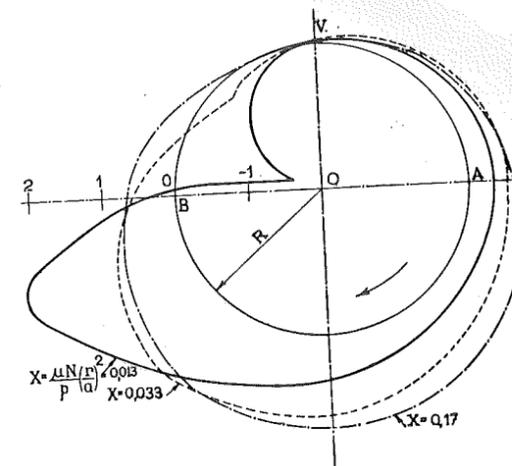


Fig. 21.

Ainsi, pour $X = 0,033$, la valeur du maximum négatif atteint déjà :

$$0,25 p_m$$

ce qui veut dire que, pour une pression moyenne de 4 kg/cm^2 , la pression maximum négative est égale à 1 kg/cm^2 .

Il est évident que des pressions négatives de cet ordre ne peuvent pratiquement exister, car, sous l'effet de cette dépression, l'air atmosphérique s'installera nécessairement sous le coussinet et l'équilibre qui s'était établi par la continuité du film cessera d'exister.

La disparition des pressions négatives sous la surface supérieure du coussinet, lorsqu'elle se présentera, aura pour effet de provoquer la descente de l'arbre : le centre, qui devait se déplacer, dans l'hypothèse du film continu, sur la trajectoire rectiligne OO' (fig. 22)

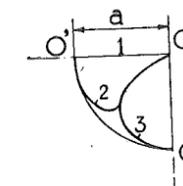


Fig. 22.

quand la charge variait, se déplacera à présent sur une courbe O_3O_1 à mesure que la valeur de X diminuera.

Dans les cas où l'huile est introduite, ainsi qu'on le fait fréquemment, sur la génératrice située dans le plan horizontal, en A , la répar-

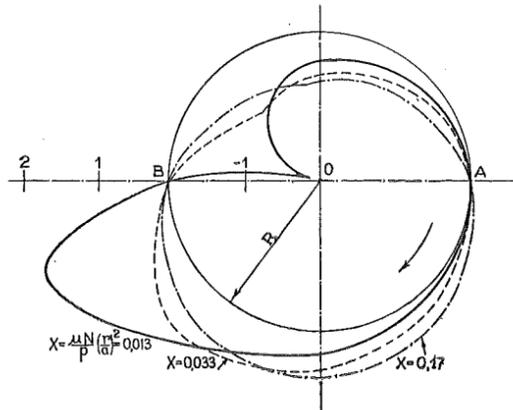


Fig. 23.

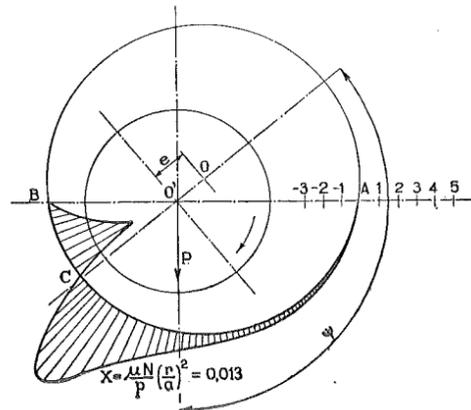


Fig. 24.

tion des pressions, qui est alors donnée, pour les trois valeurs de X, par la figure 23, montre que les pressions négatives s'étendent à tout le demi-coussinet supérieur, quelle que soit la valeur de X, et que les maxima négatifs sont toujours plus élevés.

Il en résulte que, dès que les pressions p_m moyennes atteignent des valeurs de l'ordre de 4 à 5 kg/cm² avec l'alimentation au-dessus et 1 kg/cm² avec l'alimentation latérale en A, le film ne peut exister que sous le demi-coussinet inférieur, le demi-coussinet supérieur ne jouant plus aucun rôle dans la répartition des pressions.

Nous sommes ainsi amenés à étudier, avant de conclure, le cas du demi-coussinet.

**B. — PALIER PORTEUR
AVEC DEMI-COUSSINET INFÉRIEUR
(accompagné ou non
d'un demi-coussinet supérieur)**

1. — Demi-coussinet avec film continu de A en B.

Lorsqu'on a affaire au demi-coussinet alimenté à la pression atmosphérique en A (fig. 24) sur la génératrice d'entrée, la théorie montre que la pression s'établit suivant la loi qui est indiquée, pour la valeur particulière $X = 0,013$, sur le diagramme polaire de la figure 24.

La courbe décrite par le centre O de l'arbre quand la charge varie, dans l'hypothèse d'un film continu de A à B, est la courbe 020' de la figure 22.

Mais cette trajectoire suppose que les pressions négatives peuvent exister sur l'arc BC; or, celles-ci atteignent des valeurs très grandes: pour le cas envisagé ($X = 0,013$), il suffit

que la pression moyenne atteigne 1/4 kg/cm² pour que la pression maximum négative dépasse 1 kg/cm².

Ainsi, pour toutes les pressions supérieures à quelques dixièmes de kg/cm², la continuité de la couche fluide ne peut exister de C à B.

2. — Demi-coussinet avec film continu allant seulement de A à C.

Il faut donc, pour résoudre les équations en tenant compte de cette discontinuité, admettre, par hypothèse, que la pression atmosphérique s'établit sur l'arc BC: on arrive alors à trouver que le centre de l'arbre, au lieu de se déplacer sur la trajectoire 020' (fig. 22) quand X diminue, tend à se déplacer sur la trajectoire 030₁. En d'autres termes, du fait de l'inexistence des pressions négatives sur l'arc BC, la répartition des pressions devient telle que, pour les valeurs de plus en plus petites de X, le centre de l'arbre se rapproche de O₁, sur la verticale, au lieu de se rapprocher de O' sur l'horizontale, comme l'indiquait la théorie établie en admettant la continuité sur la demi-circonférence.

De ce fait, la différence entre f et f_c est réduite, car, s'il est vrai que la valeur maximum du déplacement tend toujours vers $a = R - r$, la distance $e \sin \psi$ (fig. 24) mesurée suivant l'horizontale, au lieu de tendre vers a , tend vers zéro.

Or, entre f et f_c existe la relation :

$$f = f_c + \frac{e}{r} \sin \psi \quad (53)$$

3. — Relation entre f et f_c .

Cette relation entre f et f_c , qui n'est que l'extension au cas général de la relation (45),

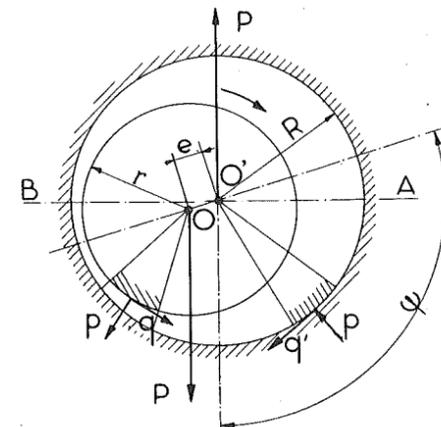


Fig. 25.

mérite d'être établie directement tant elle est fondamentale.

Désignons par :

q , la force par unité de surface provenant de l'action du frottement sur l'arbre;
 p , la force normale due à la pression sur l'arbre (fig. 25).

Nous pourrions écrire :

$$q = f \times p$$

et en déduire :

$$M = \sum q \times r$$

Pour le coussinet, nous dirons que :

$$q' = f_c \times p$$

et nous en déduisons :

$$M_c = \sum q' \times R$$

La résultante de toutes les forces appliquées à l'arbre peut se ramener à une force passant par O et à un couple. Comme on peut négliger q par rapport à p , nous voyons que l'ensemble des forces p donne lieu à une résultante appliquée en O égale et directement opposée à P, charge supportée par l'arbre.

Le même raisonnement conduira, pour le coussinet, à regarder la force P appliquée au coussinet comme égale à la résultante de toutes les forces p concourantes passant par le centre O'.

Dans ces conditions, le moment de toutes les forces appliquées au coussinet par rapport à O (centre de l'arbre) se ramène à :

$$M_c + P e \sin \psi$$

Or, il doit y avoir égalité entre le moment, par rapport à O, des forces extérieures appli-

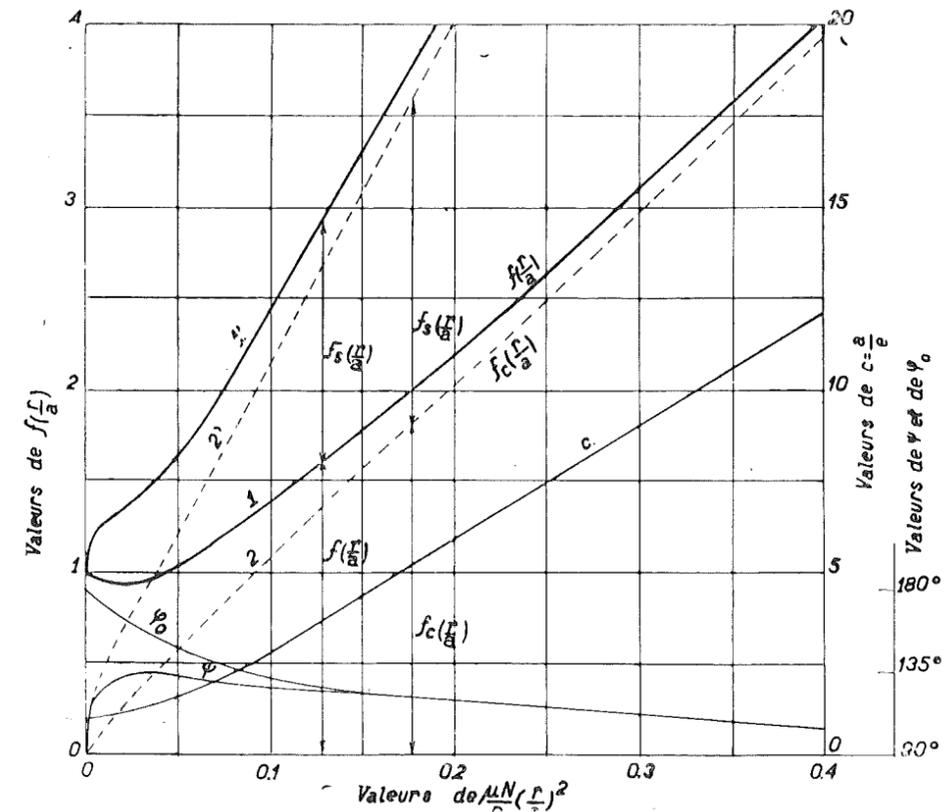


Fig. 26.

quées au coussinet et le moment, par rapport à ce même point O, des forces extérieures appliquées à l'arbre (principe de l'égalité de l'action et de la réaction).

D'où la relation :

$$M = M_0 + P e \sin \psi$$

ou :

$$P f r = P f_0 R + P e \sin \psi$$

ou encore :

$$f = f_0 + \frac{e}{r} \sin \psi$$

le rapport R/r pouvant être confondu avec l'unité.

4. — Valeurs de f et de f₀.

Nous sommes ainsi amenés à distinguer trois cas pour la détermination de f et de f₀.

A. — Demi-coussinet avec continuité du film de A à B. — Les valeurs de f et de f₀ sont données figure 26 respectivement par les courbes 1 et 2.

Sur le même diagramme, on trouve la courbe de c = a/e et de ψ qui permettent de situer la position de l'arbre pour chaque valeur de X. φ₀ désigne l'angle pour lequel la pression passe par un maximum.

B. — Demi-coussinet avec continuité du film de A à C. — Les valeurs de f et de f₀ sont données sur la figure 27 respectivement par les courbes 1 et 2.

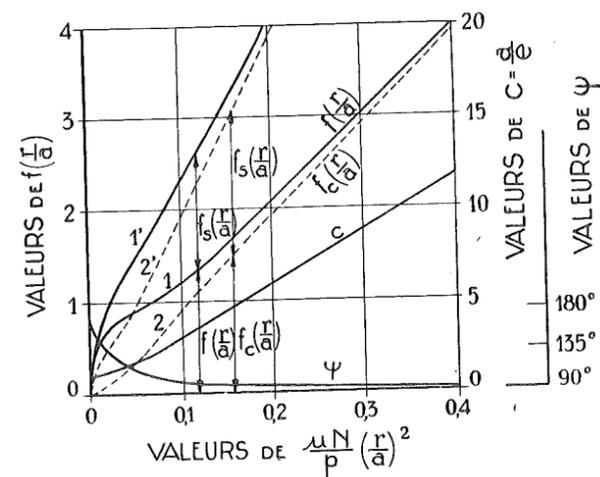


Fig. 27.

En réalité, ces courbes ont été calculées en partant de l'hypothèse que le minimum de pression se présente en B (hypothèse de Gumbel) et en intégrant les équations de 0 à π.

C. — Coussinet complet alimenté en A ou B, le demi-coussinet supérieur n'intervenant plus dans la répartition des pressions.

Pour passer à ce cas, il faut ajouter aux valeurs de f et de f₀ trouvées ci-dessus, les valeurs de f_s supplémentaire provenant de l'action du frottement de la couche d'huile régnant tout le long du demi-coussinet supérieur.

Cette valeur de f_s est la même pour l'arbre et pour le coussinet, parce que la loi de variation de la vitesse dans l'épaisseur du film, lorsque la pression n'y varie pas, est linéaire, et qu'ainsi le gradient de vitesse reste le même le long de la surface de l'arbre et le long du coussinet.

Les courbes 1' et 2' des figures 26 et 27 donnent respectivement le f et f₀ total, dans les deux hypothèses envisagées ci-dessus.

Remarque. — Tout ce que nous venons d'établir est déduit exclusivement de la théorie. Nous verrons plus loin que les expériences font apparaître une certaine instabilité de régime quand on alimente le coussinet, charge verticalement, sur la génératrice supérieure et quand les pressions moyennes atteignent 4 à 5 kg/cm².

Ce que nous avons dit au sujet de la répartition des pressions au § 3 du chapitre A fait comprendre le phénomène qui apparaît à ce moment, en raison des pressions négatives qui s'établissent sous le coussinet supérieur et qui devraient atteindre des valeurs inférieures à 1 kg/cm² si le film restait continu. La réduction forcée des pressions négatives amène la « chute » du centre de l'arbre qui, au lieu de se déplacer sur l'horizontale OO' (fig. 22), suit une loi telle que 020' ou 030_x suivant l'importance de la charge appliquée et la valeur de X.

Les coefficients f et f₀, qui devraient être donnés par les courbes de la figure 19 pour le cas de la continuité complète du film, sont en fait un peu plus élevées et se rapprochent davantage des valeurs fournies :

1) par les courbes théoriques 1' et 2' de la figure 26 lorsque, l'alimentation se faisant sur

la génératrice supérieure, la pression moyenne ne dépasse pas 4 à 5 kg/cm² (1);

2) par les courbes théoriques 1' et 2' de la figure 27 lorsque l'alimentation se fait sur la génératrice située dans le plan horizontal et que la pression moyenne dépasse 1 kg/cm² dans les mêmes conditions.

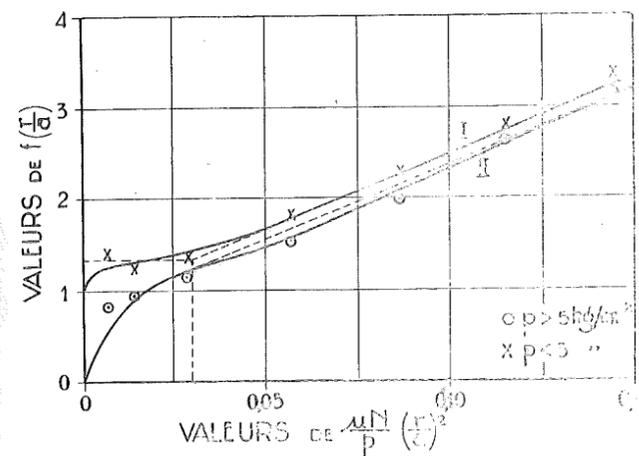


Fig. 28.

Nous avons groupé, sur la figure 28, les courbes de f(r/a) pour les deux cas limites. Les points indiqués sur les courbes résultent des valeurs observées lors des essais effectués sur un palier de 40 mm de diamètre que nous décrirons plus loin.

On pourrait, avec une approximation suffisante :

1) remplacer la courbe 1 par une valeur constante f(r/a) = 1,35 jusque X = 0,030.

A partir de cette valeur de X, l'équation donnant f(r/a) serait :

$$f \left(\frac{r}{a} \right) = 0,85 + 16,3 \left(\frac{\mu N}{P} \right) \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (54)$$

(1) Pour les valeurs de X = 0,033 et plus, nous avons vu que les pressions négatives n'atteignent 1 kg/cm² que pour des pressions de l'ordre de 4 à 5 kg/cm²; pour des valeurs inférieures de X, ces pressions devraient donc dépasser 1 kg/cm² : cela veut dire que la courbe de la répartition des pressions sera modifiée dans la région du maximum des pressions négatives et cela d'autant plus que la valeur de X sera plus faible, le maximum ne pouvant évidemment dépasser 1 kg/cm². Lorsque les pressions moyennes dépassent notablement 5 kg/cm², il peut arriver et il arrive que la pression atmosphérique s'établisse dans toute la couche d'huile qui s'étend sur la surface du coussinet supérieur et, dès lors, c'est le second régime qui s'établit, correspondant aux courbes de la figure 27.

2) remplacer la courbe II par une courbe parabolique jusque X = 0,030 :

$$f \left(\frac{r}{a} \right) = 7,2 \left(\frac{r}{a} \right) \sqrt{\frac{\mu N}{P}} \quad (55)$$

et, à partir de X = 0,030, par une droite :

$$f \left(\frac{r}{a} \right) = 0,72 + 16,3 \left(\frac{\mu N}{P} \right) \left(\frac{r}{a} \right)^2$$

C. — PALIER PORTEUR AVEC COUSSINET PARTIEL

1. — Valeurs expérimentales de f.

Lorsqu'on a affaire à un coussinet n'embrasant qu'une très petite fraction de la circonférence, la théorie du blochet est applicable.

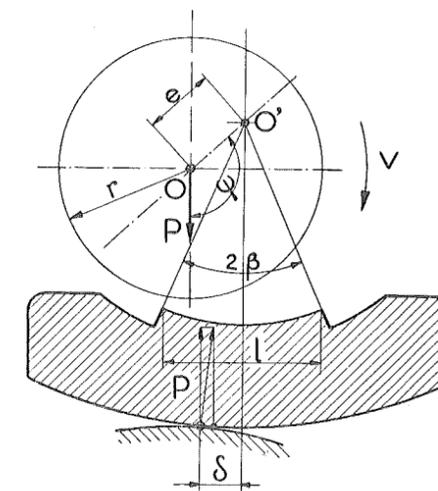


Fig. 29.

Le coin d'huile peut se former sous celui-ci par basculement du coussinet ou bien par déplacement horizontal sans rotation, ainsi que l'indiquent respectivement les figures 29 et 30.

Malheureusement, en l'absence d'une connaissance précise sur la façon dont se déplace le coussinet, la théorie est forcément impuissante à établir la loi de variation de f. Tout ce qu'on peut dire, parce que l'expérience le confirme, c'est que f est donné par une fonction parabolique :

$$f = A \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (57)$$

A étant toujours plus grand que la valeur indiquée pour le blochet réalisant le delta/l le plus favorable.

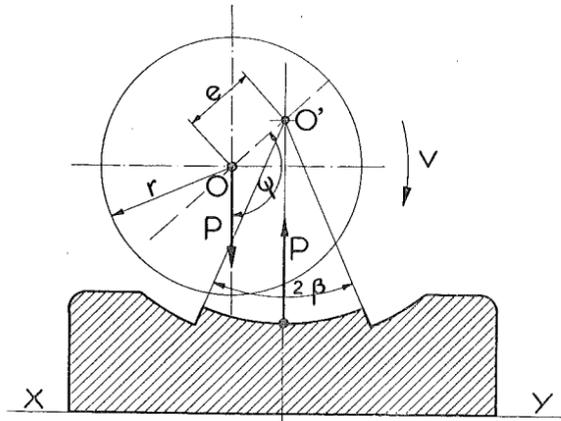


Fig. 30.

Dans les expériences de Prandtl utilisant le coussinet articulé avec le rapport $\delta/l = 0,15$, la courbe obtenue correspond à une valeur de :

$$A = 2,26$$

contre $A = 1,88$ trouvé par la théorie pour le blochet articulé présentant $\delta/l = 0,15$.

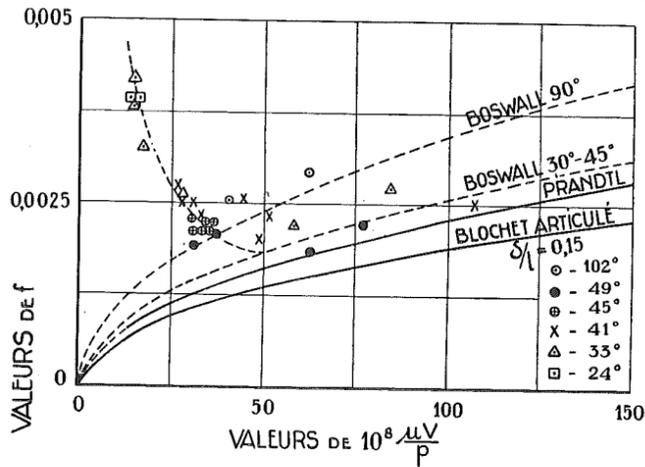


Fig. 31.

La figure 31 donne le tracé des paraboles correspondant à ces deux valeurs de A.

Les deux autres paraboles, tracées pour des angles $2\beta = 30-45^\circ$ et $2\beta = 90^\circ$, se rapportent aux résultats trouvés par Boswall. Les points indiqués sont ceux qui correspondent aux expériences effectuées par la Société Isothermos, à Paris.

Ces derniers confirment, comme on le voit, les résultats obtenus par Boswall, qui, lui, n'avait opéré qu'avec des pressions et des vitesses

conduisant à des valeurs de $10^8 \frac{\mu V}{P}$ supérieures à 300.

A partir de $10^8 \frac{\mu V}{P} = 35$, on voit que la

loi de variation de f change totalement : le régime hydrodynamique cesse d'exister par suite de l'amincissement du film, dont l'épaisseur devient de l'ordre de grandeur des rugosités.

Les expériences auxquelles nous faisons allusion ci-dessus, et dont il sera donné une idée dans le chapitre suivant, ont été exécutées avec des coussinets présentant un jeu relatif de l'ordre de $1/250$ par Boswall, beaucoup plus faible dans le cas du Laboratoire Isothermos, puisque celui-ci utilisait des coussinets rodés à froid.

Il semble donc que, jusque 90° , le jeu n'intervienne pas. Il ne doit toutefois pas être nul, car les expérimentateurs ont noté que, si l'on utilise des coussinets rigides rodés à chaud, le régime hydrodynamique ne peut s'établir et le coussinet chauffe à toutes les charges.

2. — Valeurs critiques.

Pour élucider la question du point critique, la Société Isothermos, opérant avec des coussinets à faible ouverture ($2\beta = 60^\circ$), a montré que le début de l'accroissement rapide de f coïncidait avec la disparition de la pression au manomètre métallique placé sur la génératrice supérieure du coussinet, qui est ici placé en haut.

La figure 32 donne, pour une charge constante t , pour des nombres de tours de plus en plus petits, c'est-à-dire pour des valeurs décroissantes de $\mu V/P$, la pression relevée au manomètre (environ 160 kg/cm^2) en même temps que le coefficient de frottement.

C'est à partir de b que, brusquement, f croît et que la pression tombe rapidement à zéro : le débit d'huile cesse d'exister et le manomètre ne peut plus s'alimenter.

Les points cessent de se trouver sur la courbe parabolique pour des valeurs de :

$$10^8 \frac{\mu V}{P} = 17$$

Ce chiffre est en dessous de celui établi figure 31 : il semble bien que l'état de poli du demi-coussinet intervient pour réduire la valeur

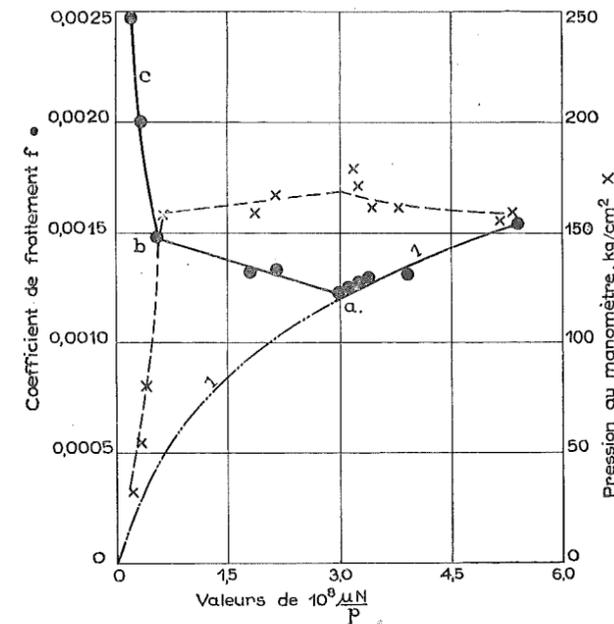


Fig. 32.

critique de $\mu V/P$, et qu'il convient, pour ne pas s'exposer à des mécomptes, d'adopter une valeur plus élevée.

Il est vrai que le véritable point critique s'établit pour une valeur encore beaucoup plus faible (point b) :

$$10^8 \frac{\mu V}{P} = 4$$

si bien qu'en adoptant une valeur de l'ordre de 20, on se trouve nettement en sécurité. Le phénomène qui provoque le changement de régime étant d'ailleurs en rapport avec la rugosité de la surface, il est vraisemblable que la valeur de X dépend des dimensions. S'il en est ainsi, la valeur 20 convient pour des diamètres de l'ordre de 150 mm et au-dessus.

D. — VERIFICATIONS EXPERIMENTALES DE LA THEORIE

Après l'exposé théorique que nous venons de faire au sujet du palier porteur, nous croyons nécessaire de jeter un coup d'œil rapide sur les diverses méthodes expérimentales utilisées en vue d'éclaircir définitivement cette question.

1. — Coussinet complet.

A. — Essais du Laboratoire de Construction de Machines de l'Université de Liège. — La méthode « par ralentissement » employée dans ce laboratoire, qui permet de soumettre à des

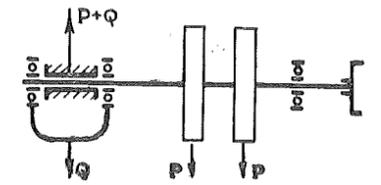


Fig. 33.

essais des paliers de transmission dans les conditions normales d'utilisation, comporte (figure 33) un tronçon d'arbre porté à l'une des extrémités par le palier d'essai, à l'autre par un palier à billes.

La charge est fournie par deux volants et par la traction correspondant à un effort Q appliqué par une chaise rattachée à l'arbre par deux roulements à billes.

En lançant la transmission à la vitesse de N tours/min et en notant par points la courbe de ω en fonction du temps, on est en mesure de déterminer le couple C résistant appliqué à l'ensemble :

$$C = -I \frac{d\omega}{dt}$$

I désignant le moment d'inertie de la partie mobile et $d\omega/dt$ représentant le coefficient angulaire de la tangente à la courbe de ralentissement au point fixé par le nombre de tours N envisagé.

Si, connaissant C , on détermine, par le calcul, le couple C_1 exercé par le frottement des volants dans l'air, et si, par des essais sur les paliers à billes, on est en mesure de connaître C' , le couple absorbé par les paliers de la chaise; C'' , le couple absorbé par le palier côté commande, on pourra déduire finalement :

$$f = \frac{C - C_1 - C' - C''}{(P+Q)r} \quad (58)$$

P désignant le poids d'un volant et Q la charge appliquée par le dynamomètre agissant sur la chaise A.

Pour la charge particulière correspondant au poids P d'un volant, il est possible de trouver directement f en remplaçant le palier à billes d'extrémité par un palier lisse identique à celui essayé. On aura, en effet, dans ce cas :

$$f = \frac{C - C_1}{2Pr}$$

C_1 , continuant à désigner le couple exercé par les deux volants en mouvement dans l'air, couple que l'on peut calculer avec une préci-

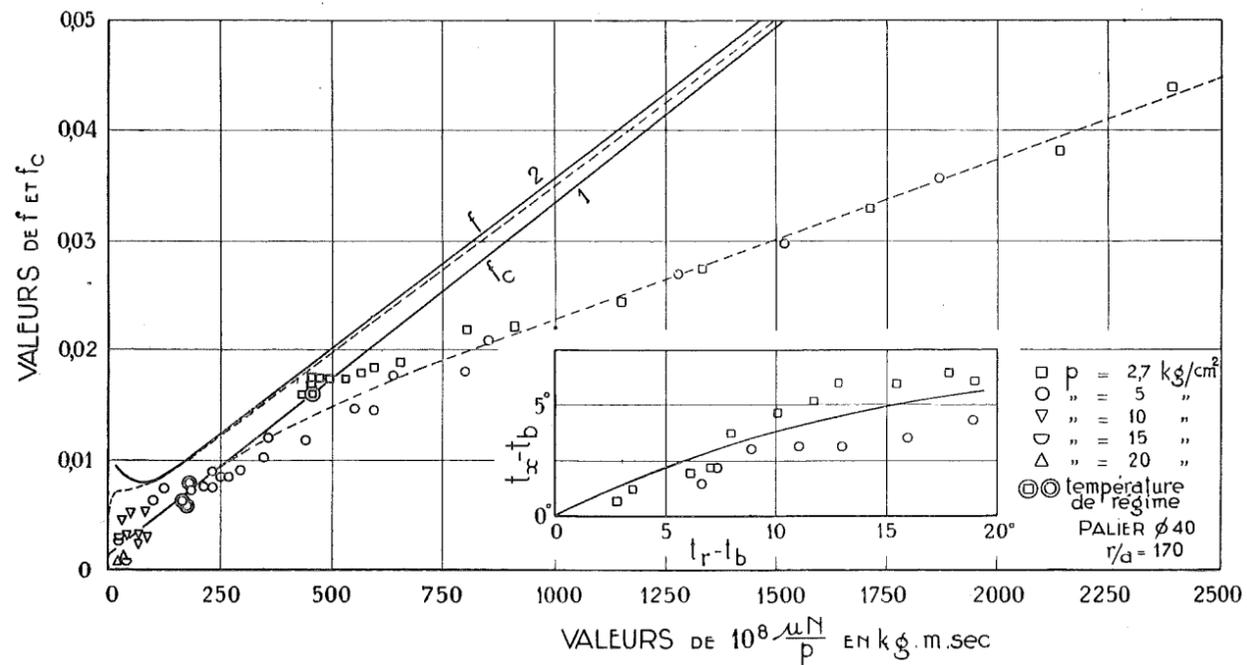


Fig. 34 et 35.

sion suffisante, en utilisant les formules et les coefficients établis à l'occasion des recherches faites sur le travail absorbé par le frottement des disques de turbines dans l'air ou dans la vapeur.

Concurremment avec cette méthode par ralentissement, le Laboratoire employait la méthode de la mesure directe du couple au coussinet, M_c . Pour cela, le corps même du palier était porté sur deux roulements à billes, et, par l'action d'un contrepoids q , appliqué à une distance λ de l'axe, on pouvait maintenir en place l'index qui donnait la position horizontale du palier.

Dans ces conditions, la valeur de f_c pouvait être déduite immédiatement du contrepoids q :

$$f_c = \frac{q \lambda}{(P+Q) r}$$

Les résultats, notés au cours d'un très grand nombre d'essais, ont permis de déterminer les points indiqués dans le diagramme de la figure 34, pour lequel on a utilisé, comme abscisses :

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

le jeu relatif a/r du coussinet pouvant être pris égal à $1/170$.

La courbe, tracée dans la moyenne des points jusqu'à l'abscisse 500, est pratiquement une

droite qui se confond avec la courbe théorique 2' tracée figure 26.

Si, à partir de l'abscisse 500, les points calculés en partant des relevés d'expérience se trouvent tous et de plus en plus en dehors de la courbe théorique, c'est parce que le calcul de l'abscisse s'est fait en partant de la température μ établie en fonction de la température non du film, mais de celle du bain d'huile du palier.

Or, une telle manière de procéder ne peut se justifier que quand le palier se trouve en régime de température, parce que, à ce moment, la différence entre la température du film et la température du bain ne dépasse pas 1° , ainsi que l'ont montré les expériences effectuées par Goodman.

Du fait, donc, de l'introduction de la température t_b du bain d'huile à la place de la température du film, toutes les abscisses sont trop grandes : pour ramener les points ainsi calculés sur la courbe théorique, il faut admettre des écarts d'autant plus grands que l'on est plus éloigné de la température de régime.

La figure 35 donne l'écart nécessaire :

$$t_x - t_b$$

entre la température du film t_x et la température du bain t_b , en fonction de la différence entre la température de régime t_r et la température du bain t_b .

La courbe tracée en trait plein, entre les

points, représente la courbe relevée directement par des mesures au moyen de couples thermoélectriques par Goodman.

On voit, d'après cela, qu'il est légitime de dire que la courbe expérimentale donnant f_c correspond à la courbe théorique fournie par le diagramme de la figure 34 dans toute son étendue, du moment où le régime est établi et que l'on ne fait pas d'erreur appréciable pour le calcul de μ en confondant la température du film avec la température du bain d'huile relevée dans le palier.

Pour ce qui concerne le coefficient de frottement f , mesuré par la méthode de ralentissement, on a tiré, des expériences, le rapport f/f_c pour différentes conditions de fonctionnement

conduisant à des valeurs de $10^8 \frac{\mu N}{p}$ allant de 15 à 1.500 (fig. 36).

Les points ainsi obtenus se groupent sur deux courbes distinctes; pour les pressions égales ou inférieures à 5 kg/cm^2 , les points sont assez dispersés en raison de l'erreur expérimentale relativement élevée, résultant de la formule (58), mais on peut tracer avec une certaine certitude une courbe telle que 2 pour relier les points en respectant la valeur moyenne.

Pour les points au-dessus de 5 kg/cm^2 , on

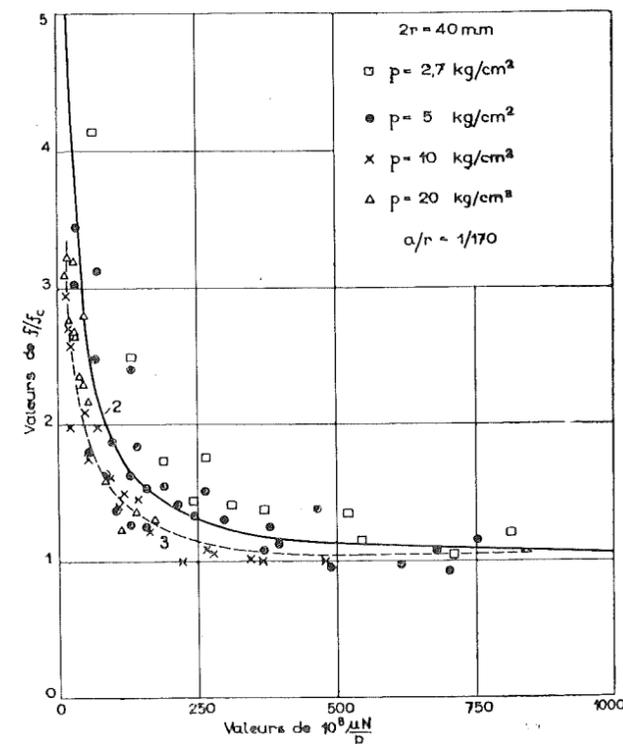


Fig. 36.

remarquera que tous se groupent et avec moins d'écart sur une courbe telle que la courbe 3 pointillée.

A partir de $10^8 \frac{\mu N}{p} = 160$, on peut remarquer que des points de 5 kg/cm^2 se trouvent sur la courbe inférieure pointillée. L'exposé fait au chapitre B explique la raison d'être de ce double régime.

Nous avons établi, en effet, qu'à partir de l'abscisse $X = 0,033$, la pression négative maximum sous le coussinet supérieur atteignait $0,25 p_m$, soit 1 kg/cm^2 pour une pression moyenne $p_m = 4 \text{ kg/cm}^2$.

On peut donc s'attendre qu'à partir de $X = 0,040$, qui correspond à $10^8 \frac{\mu N}{p} = 160$

et pour des pressions de l'ordre de 5 kg/cm^2 et plus, les pressions négatives ne puissent atteindre les valeurs qui devraient exister selon la théorie du film continu.

On peut donc conclure que la théorie explique cette instabilité de régime constatée par la dispersion des points aux environs de 5 kg/cm^2 et la concentration des points sur une seconde courbe pour les pressions de l'ordre de 10 kg/cm^2 et plus. Lorsqu'on reporte, sur les courbes théoriques de la figure 28, les points correspondant à chacune des deux courbes, on obtient une concordance très satisfaisante entre les valeurs déduites du calcul et les valeurs observées suivant le régime qui s'établit.

Avec les faibles pressions et les faibles valeurs de X , les points observés se groupent tous, il est vrai, au-dessus de la courbe théorique et il faut ajouter qu'en toute rigueur de raisonnement, la courbe théorique aurait dû être celle déduite de la théorie pour le coussinet complet (fig. 19), ce qui amplifie encore l'écart des points observés et des points déduits de la théorie mathématique du coussinet complet.

Nous ne pensons pas qu'il faille s'attendre à une coïncidence plus complète et plus satisfaisante, étant donné l'incertitude qui règne sur l'état du film dans la partie supérieure du coussinet à partir du moment où les pressions négatives peuvent provoquer des discontinuités par rentrée d'air et, en tout cas, une limitation des pressions négatives.

Il faut encore ajouter que l'hypothèse mise à la base « fuites latérales nulles » est de plus en plus éloignée de la réalité quand l'on se

rapproche des faibles valeurs de X, pour lesquelles la pression maximum devient considérable par rapport à la pression moyenne.

B. — Essais du Laboratoire du Bureau of Standards (U. S. A.). — La méthode utilisée ici s'applique surtout à des coussinets de bielle

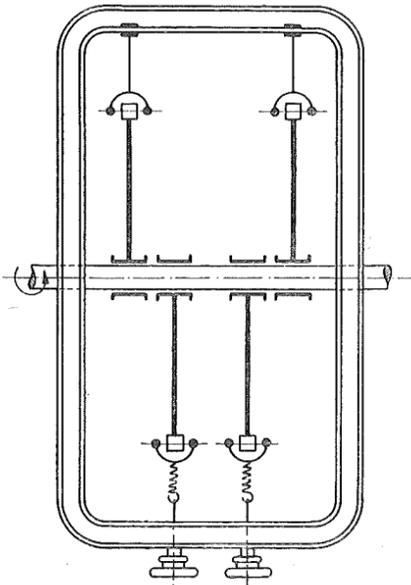


Fig. 37.

et elle est particulièrement précise : la figure 37 montre très schématiquement le dispositif expérimental.

En mesurant le couple C, qui tend à entraîner le cadre sur lequel s'équilibre la traction des quatre bielles groupées deux à deux, on peut évaluer le couple à l'arbre par la relation :

$$f = \frac{C}{4P \times r}$$

P étant l'effort appliqué à l'une des bielles.

Il est possible de montrer que tout le système mobile, par raison de symétrie dans les excentremens des coussinets, tend à tourner autour de l'axe de l'arbre lui-même, ce qui fait que le couple mesuré représente bien le couple total par rapport à l'axe de l'arbre, c'est-à-dire :

$$4Pfr$$

Les essais ont surtout été conduits en vue de déterminer l'influence du jeu relatif a/r.

Pour cela, il fallait opérer avec un arbre court pour limiter la flèche de flexion et la disposition avec les quatre coussinets présen-

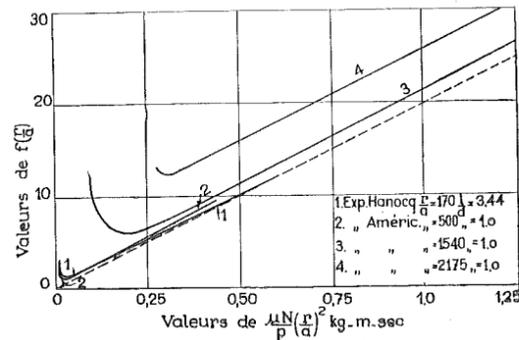


Fig. 38.

tant un rapport l/d = 1, répondait particulièrement à cette condition.

Les résultats sont traduits à petite échelle, par les courbes de la figure 38, les valeurs de X ayant été poussées jusqu'à 1,25.

Pour les jeux relatifs a/r égaux ou supérieurs à 1/500, la courbe 2 se confond sensiblement avec les résultats expérimentaux exposés ci-dessus pour des paliers du type des paliers de transmission courants, à grande portée, comportant deux coussinets de rapport l/d = 1,5 de part et d'autre d'une bague de graissage centrale fixée sur l'arbre.

Cette constatation montre toute la confiance que l'on peut accorder aux considérations théoriques présentées dans cette étude. Non seulement les résultats sont pratiquement superposables, mais l'instabilité de régime dans la région des faibles valeurs de X est traduite, ici, par le fait qu'entre deux courbes limites, les diagrammes donnent les résultats d'expérience présentant une plage noire de points observés.

A partir de a/r = 1/500 et au-dessus, le coefficient de frottement augmente pour une même abscisse, tout en donnant une courbe parallèle à la courbe théorique. On peut traduire ces résultats en écrivant :

$$f = f_{th} + \Delta f$$

avec :

$$\Delta f = 2,66 \cdot 10^{-13} \left(\frac{r}{a}\right)^3 \quad (59)$$

Tout se passe en somme comme si, au couple de frottement hydrodynamique, s'ajoutait un couple supplémentaire, dû à une traction tangentielle, analogue à celui qui se produit dans le frottement sec.

Si l'on note l'abscisse pour laquelle f passe par un minimum, c'est-à-dire la valeur de X pour laquelle le régime hydrodynamique cesse

d'exister, on constate que le jeu n'intervient pas dans cette valeur et que ce qui reste sensiblement constant, c'est :

$$10^8 \frac{\mu N}{P} = 7 \text{ environ}$$

D'autres essais, effectués avec des coussinets présentant un rapport l/d plus petit que 1 ont permis d'établir que les résultats théoriques restent valables jusqu'à l/d = 0,8.

A partir de cette valeur, les fuites latérales prennent de l'importance et le coefficient de frottement grandit. On peut écrire, pour les valeurs de l/d comprises entre 0,8 et 0,25 :

$$f = f_{th} + \Delta' f$$

avec :

$$\Delta' f = 0,0153 - 0,0232 \frac{l}{d} \quad (60)$$

2. — Coussinet partiel.

A. — Essais anglais de S. Boswall. — L'appareil utilisé en vue de déterminer f dans des coussinets partiels est représenté, très schématiquement, par le dessin de la figure 39.

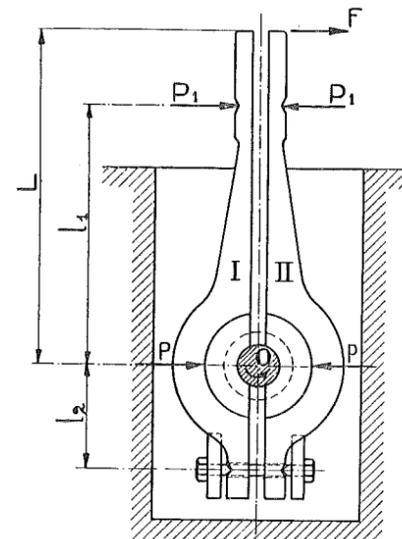


Fig. 39.

L'arbre est entraîné en rotation dans le bain d'huile et est pressé, de part et d'autre, par deux coussinets identiques sur lesquels agissent deux leviers reliés par un ressort dont on peut mesurer la tension.

En empêchant le système de suivre le mouvement de rotation de l'arbre, on détermine le couple résistant, d'où l'on peut déduire la valeur de f.

Les résultats fournis par cette méthode pour des valeurs élevées de $\mu V/P$ ont été indiqués par les parties pointillées des courbes de la figure 31.

B. — Essais français de la Société Isothermes. — L'appareil utilisé à cette fin est schématisé sur la figure 40. Par des doubles lectures et dans les deux sens de marche, il est possible de déterminer le couple appliqué, avec une

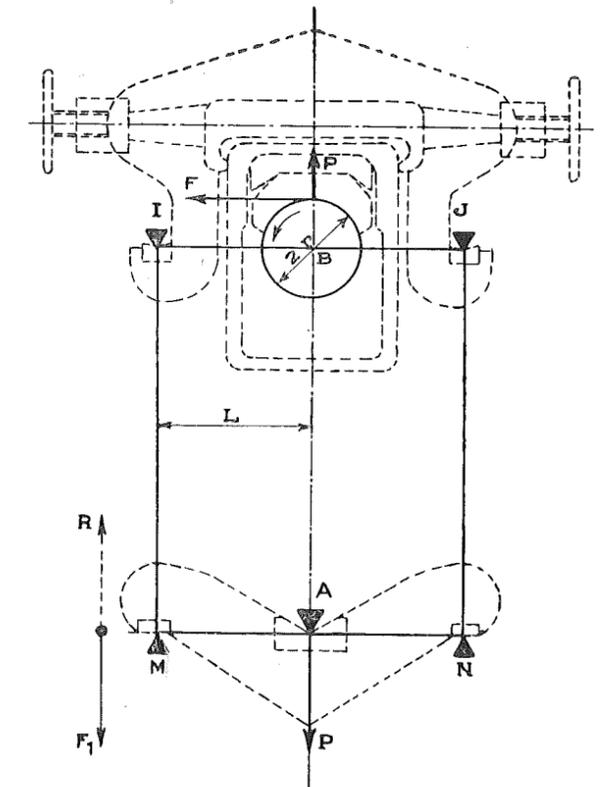


Fig. 40.

grande précision et sans commettre d'erreur sur la valeur du bras de levier.

Grâce aux deux volants agissant sur le coussinet en prenant appui sur le palonnier, il est d'ailleurs possible de déplacer la ligne d'action de la charge P de façon qu'elle passe strictement par l'axe de l'arbre.

Pour assurer une sensibilité très grande à l'appareil, on remarquera que les points d'application des tringles agissant sur le palonnier sont situés sensiblement au niveau de l'axe de l'arbre.

La machine permettait d'opérer sur des fusées réelles d'axe de voiture pour chemin de fer; la fusée normale avait les dimensions :

$$140 \times 270$$

et l'on pouvait appliquer à celle-ci des charges allant jusqu'à 10.000 kg avec des vitesses de rotation allant jusqu'à 840 t/min.

Les principaux résultats des essais effectués sur des coussinets d'angle au centre 2β allant de 24 à 102° ont été indiqués dans le chapitre C (fig. 31); nous pouvons nous dispenser d'y revenir ici.

E. — CONCLUSIONS GÉNÉRALES

A la lumière de l'exposé que nous venons de faire, au cours duquel nous avons été obligé de mêler parfois les déductions de la théorie à l'exposé des résultats d'expérience, nous pouvons conclure :

1) Pour le coussinet complet, alimenté le long de la génératrice supérieure la courbe I de la figure 28 est valable jusqu'à des pressions moyennes de :

$$4 \text{ à } 5 \text{ kg/cm}^2$$

Au delà, il faut utiliser la courbe II.

2) Pour le coussinet complet, alimenté sur la génératrice située dans le plan horizontal, la courbe II de la figure 28 est valable depuis la plus petite charge de 1 kg/cm^2 , pour fixer les idées, jusqu'à la charge qui conduit à la valeur critique.

3) Pour le demi-coussinet *seul* alimenté sur la génératrice située dans le plan horizontal, la courbe I de la figure 26 est valable pour les pressions très faibles, inférieures à 1 kg/cm^2 , pour fixer les idées; pour des valeurs supérieures, c'est la courbe I de la figure 27 qui donne les valeurs correctes de f .

4) Pour le coussinet partiel, le coefficient A de la formule (57) :

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

prend les valeurs suivantes :

$$A = 2,5 \text{ pour } 2\beta = 30 \text{ à } 45^\circ;$$

$$A = 3,4 \text{ pour } 2\beta = 90^\circ.$$

5) En dessous de :

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = 7 \text{ pour le coussinet complet, et}$$

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = 20 \text{ pour le coussinet partiel,}$$

le régime hydrodynamique cesse d'exister. Il convient donc de faire en sorte que, par le

choix de μ à la température de régime, la valeur du coefficient caractéristique ne puisse tomber en dessous des chiffres indiqués ci-dessus.

Ces chiffres, toutefois, ne doivent être considérés comme valables que pour des dimensions de l'ordre de 100 mm et, a fortiori, au-dessus, avec un coussinet rodé normalement.

6) Pour le coussinet partiel, présentant un angle inférieur à 90° , le jeu ne joue aucun rôle, étant entendu toutefois qu'un jeu nul, comme celui que l'on réaliserait avec un coussinet rigide rodé à chaud sur l'arbre, ne peut exister sous peine de ne pouvoir réaliser le régime hydrodynamique.

7) Pour le coussinet complet, le jeu relatif le plus favorable paraît être aux environs de :

$$\frac{a}{r} = \frac{1}{250} \text{ à } \frac{1}{300}$$

Jusqu'à :

$$\frac{a}{r} = \frac{1}{500}$$

il n'y a pratiquement aucune correction à apporter à la valeur de f . A partir de ce jeu relatif, il faut ajouter à f une valeur Δf qui, pour des coussinets de petit diamètre, peut être donnée par :

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

Il paraît évident, toutefois, que cet accroissement du coefficient de frottement, qui tient à l'importance grandissante des rugosités à mesure que le jeu diminue, ne pourrait être le même pour tous les diamètres. On est ainsi conduit à admettre que l'on peut diminuer le jeu relatif a/r à mesure que le diamètre augmente, sans inconvénient au point de vue du coefficient de frottement et avec avantage au point de vue des fuites latérales qui doivent être influencées par la valeur absolue de l'épaisseur de la couche d'huile, bien que la théorie exposée ici, qui fait abstraction des fuites latérales, ne mette pas ce point en évidence.

8) Pour le choix de l/d , on peut dire qu'il convient de ne pas descendre en dessous de :

$$\frac{l}{d} = 1$$

le coefficient f , donné par la théorie, restant valable jusqu'à :

$$\frac{l}{d} = 0,8$$

Nous verrons, lors du calcul de l'équilibre thermique des paliers, comment se justifie le rapport l/d souvent adopté de :

$$\frac{l}{d} = 1,6 \text{ à } 1,8$$

dans les applications qui ne comportent aucun moyen de refroidissement forcé.

Remarque I. — On peut comprendre aussi, en conclusion de l'exposé théorique et expérimental que nous venons de faire de la question, que la pratique des « pattes d'araignée » doit être proscrite et que si, pour des raisons de sécurité, en cas de grippage, on estime qu'il faut prévoir des rainures d'écoulement, il convient que ces rainures soient réalisées suivant les *génératrices* du coussinet et se trouvent réparties en dehors de la zone des fortes pressions, c'est-à-dire, pour un coussinet chargé verticalement, en dehors de l'angle $2\beta = 60$ à 90° , s'étendant à droite et à gauche de la verticale. Nous reviendrons sur cette question dans la partie de cette étude réservée à la technologie.

Remarque II. — Toutes les expériences démontrent, en conformité avec les vues physiques, que la nature des matériaux n'intervient pas tant que l'on se trouve dans le régime de frottement hydrodynamique. Le point critique à partir duquel le frottement hydrodynamique cesse d'exister dépend, par contre, de la perfection d'exécution des surfaces et, ainsi, la nature des matériaux intervient indirectement. Elle intervient encore à un autre point de vue : celui du refroidissement, qui dépend de la conductibilité du matériau qui est employé pour le coussinet. Nous reviendrons sur cette question dans la partie technologique de l'étude des paliers.

Remarque III. — La conclusion que nous venons d'émettre concernant la nature des matériaux suppose qu'en tous les points du coussinet, le régime hydrodynamique existe. Il n'en est pas toujours ainsi, même quand on situe le fonctionnement de façon à réaliser des valeurs de X supérieures à la valeur critique, parce que l'arbre n'étant pas indéformable, l'épaisseur théorique de la couche d'huile n'est pas réalisée en tous les points des génératrices du coussinet.

Cette remarque met en évidence la nécessité de prévoir, pour les fortes portées, des coussinets articulés et, pour les arbres présentant des appuis très éloignés, la nécessité de limiter la tangente à la déformée dans les paliers à des valeurs de l'ordre de $1/1300$.

F. — APPLICATION AU CALCUL D'UN PALIER

Premier exemple.

Nous supposons les données suivantes (1) :

$$P = 1.540 \text{ kg}$$

$$N = 180 \text{ t/min}$$

Diamètre de l'arbre imposé par les conditions de résistance :

$$d = 135 \text{ mm}$$

Nous adopterons le rapport $l/d = 2$ que nous justifierons lorsque nous aurons exposé le problème de l'équilibre thermique.

Nous choisirons, comme étant voisin du jeu relatif le plus favorable :

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

L'huile utilisée est supposée avoir un coefficient de viscosité absolue dans le système d'unités kg-m-sec de :

$$\mu = 0,01$$

à la température de 30°C .

De ces données, on déduit, p étant égal à $4,2 \text{ kg/cm}^2$:

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = 10^8 \frac{0,01 \times 3}{4,2 \times 10^4} = 71$$

valeur suffisamment éloignée de la valeur critique et qui conduit à :

$$X = \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2 = 0,044$$

Avec cette valeur de X et la pression de $4,2 \text{ kg/cm}^2$, il est vraisemblable que l'on se

(1) Ces dimensions sont celles du tourillon intermédiaire de l'arbre reposant sur trois paliers, étudié par M. L. Leloup dans son article « Le calcul des arbres rectilignes par une méthode entièrement graphique ». — Standards, n° 4-1939, p. 137).

trouve dans les conditions de fonctionnement qui conduisent à la courbe II de la figure 28.

La courbe II ou l'équation (56) donne environ :

$$f \left(\frac{r}{a} \right) = 1,44$$

soit :

$$f = 0,0060$$

Le produit $p f V$, qui donne, en kg.cm/cm^2 et par sec, le travail du frottement est donc égal à :

$$3,2$$

Nous verrons dans la troisième partie de cette étude que la quantité de chaleur qui correspond à ce travail du frottement et qui, quand le régime existe, doit être dissipée par le palier dans l'unité de temps, peut s'écouler pour une température de 10° au-dessus de l'ambiance.

D'après ce calcul, le régime s'établirait donc aux environs de 35°C , pour une température ambiante de 25°C .

Sur le diagramme de la figure 27, on trouve $c = 1,5$, ce qui conduit à l'épaisseur de film :

$$h = (a - c) = \frac{c-1}{c} \left(\frac{a}{r} \right) r$$

soit 0,09 mm.

a étant égal à 0,27 mm, on en déduit l'excentrement de l'arbre :

$$e = 0,18 \text{ mm}$$

Deuxième exemple.

Nous supposons qu'il s'agit d'un palier de turbine correspondant aux données suivantes :

$$N = 3.000 \text{ tours/min}$$

$$P = 1.850 \text{ kg}$$

$$d = 150 \text{ mm}$$

le diamètre d étant imposé par le calcul de l'arbre.

Nous choisissons, ici, un rapport $l/d = 1,3$ parce que, dans ce genre d'application, la circulation forcée de l'huile permet toujours de réaliser l'équilibre thermique quel que soit le rapport l/d adopté.

La valeur 1,00 doit être regardée toutefois comme un minimum, ce qui conduirait à la valeur :

$l = 150$ au lieu de celle que nous adoptons ici :

$$l = 200$$

Avec l'huile supposée à la température $t = 60^\circ$ (il s'agit d'un palier à graissage forcé),

la viscosité absolue en unités du système KMS sera :

$$\mu = 0,002$$

On obtient :

$$p = 6,17 \text{ kg/cm}^2$$

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = \frac{10^8 \times 0,002 \times 50}{6,17 \times 10^4} = 162$$

$$X = \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a} \right)^2 = 0,685$$

en adoptant :

$$\frac{r}{a} = 650$$

pour des raisons de bon fonctionnement de l'arbre.

A la valeur $X = 0,685$ correspond :

$$f = 0,021$$

La quantité de chaleur produite par seconde s'élève donc à :

$$P V f = 915 \text{ kg.m/sec} = 9 \text{ kW}$$

Si on y ajoute la quantité de chaleur apportée par la conductibilité de l'arbre, en raison du fait que celui-ci est, dès l'entrée dans le bourrage, en contact avec la vapeur à haute température, on pourra en déduire la quantité de chaleur totale à enlever par seconde pour maintenir la température de régime aux environs de 60°C .

Avec une chaleur spécifique de 0,4 et en supposant que l'huile qui rentre du réfrigérant dans le palier ait 45°C , on voit qu'il faudra faire passer, entre l'arbre et le coussinet, une quantité d'huile égale à :

$$0,72 \text{ kg/sec}$$

en supposant que la quantité de chaleur apportée par l'arbre soit égale à la quantité de chaleur développée par les frottements.

Pour assurer la circulation d'une telle quantité d'huile, on doit prévoir des rainures appropriées dans le coussinet, qui permettent la circulation. Nous reviendrons sur cette question dans la partie technologique.

Le calcul montre qu'un tel palier absorbe :

$$P V f = 9 \text{ kW environ}$$

On voit tout l'intérêt qu'il peut y avoir à réduire le diamètre, c'est-à-dire μ ou le coefficient de frottement, en diminuant la valeur de X qui fixe la valeur de f .

Pour agir sur X , on peut augmenter le rapport a/r , c'est-à-dire réduire la valeur r/a , ou bien choisir une huile ayant à 60° une viscosité encore plus faible.

Pour le jeu, le choix doit être dicté par une question de tenue de l'arbre et $r/a = 500$ apparaît comme une valeur faible pour un arbre de ce diamètre. Pour ce qui est de la valeur de la viscosité à la température de régime, il convient de tenir compte qu'en cas d'élévation de température du circuit pour une cause quelconque, la valeur de μ doit rester telle que l'on se trouve encore très éloigné de :

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = 7$$

Troisième exemple.

Pour montrer la limite d'applicabilité des formules proposées, nous prendrons comme troisième exemple le cas d'un arbre de turbine de grandes dimensions, pour lequel nous avons trouvé (Annales du Congrès de Londres de 1937*) toutes les données, y compris la puissance absorbée, établie par des expériences directes :

$$N = 3.000 \text{ tours/min}$$

$$d = 380 \text{ mm}$$

$$l = 560 \text{ mm}$$

$$P = 22.400 \text{ kg}$$

soit :

$$p = 10,55 \text{ kg/cm}^2$$

$$t = 49^\circ$$

*) Proceedings of the General Discussion on Lubrication and Lubricants, October 1937, London. Published by the Institution of Mechanical Engineers, Storey's Gate, St James's Park, S. W. 1.

$$\frac{r}{a} = 500$$

$$\mu = 0,00175$$

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = \frac{10^8 \times 0,00175 \times 50}{10,55 \times 10^4} = 83$$

$$\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a} \right)^2 = 0,2075$$

$$f \frac{r}{a} = 4,3$$

$$f = 0,0086$$

$$P f V = 22.400 \times 59,7 \times 0,0086 = 113 \text{ kW}$$

Le palier absorbait 140 kW, mais le constructeur ajoute que, par des retouches effectuées sur un palier identique, il a pu ramener la puissance absorbée à :

$$110 \text{ kW.}$$

Remarque.

A la fin de la troisième partie de cette étude qui traitera la question de la dissipation de la chaleur et de l'équilibre thermique du palier, nous établirons, comme nous l'avons fait pour le palier de butée (1), des tableaux résumant la méthode de calcul à adopter suivant qu'il s'agit d'un palier ordinaire à refroidissement libre ou d'un palier à refroidissement forcé, soit par ventilation, soit par circulation forcée de l'huile refroidie en circuit fermé.

(1) Document S B M 1101.

ERRATUM

Note introductive au Rapport SBM 501 : Recommandations pour les essais des moteurs à injection, par A. Jadot (Standards n° 2-1941).

A la page 56, deuxième alinéa, il est écrit :

« Cette formule se borne à traduire les hypothèses déjà formulées: le rendement thermique indiqué reste constant si, malgré de légères variations des conditions atmosphériques de la vi-

tesse et du pouvoir calorifique, on s'arrange pour maintenir constante la pression moyenne indiquée ».

Il faut lire :

« ..., on s'arrange pour maintenir proportionnelle au poids d'air sec aspiré la pression moyenne indiquée. »