Communication présentée
au Comité technique de la Société Hydrotechnique de France
le 18 juin 1965

MÉTHODES DE CALCUL DES PALIERS A GRAISSAGE HYDRODYNAMIQUE

PAR
L. LELOUP *

La théorie de la lubrification hydrodynamique — qui implique que les surfaces portantes puissent prendre de l'inclinaison l'une par rapport à l'autre — est fondamentalement contenue dans l'équation différentielle aux pressions :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \mu V \frac{dh}{dx} \quad (1)$$

qu'établissait Osborne Reynolds dès 1886, tout le reste ne paraissant être que développements mathématiques plus ou moins aisés.

Débarrassée du second terme de son premier membre, Sommerfeld l'intégra exactement dès 1904 — les travaux de l'ingénieur australien Michell sont de la même époque — et l'appliquant notamment au cas du coussinet de 360° chargé radialement, donnait la solution, en valeurs du coefficient de frottement, du coussinet de largeur infinie, que fournit la figure 1, où les notations sont les suivantes :

f : coefficient de frottement à l'arbre;
 r : rayon de l'arbre;
 $2a$: jeu diamétral;

μ : viscosité dynamique du lubrifiant;
 N : vitesse angulaire de rotation, en tours par unité de temps;

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

* Ingénieur civil A.I.Lg, Professeur à l'Université de Liège.

p : la pression moyenne, quotient de la charge totale P par la surface projetée du coussinet : l (largeur) $\times d$ (diamètre);

et X étant la variable indépendante conditionnant le phénomène, appelée ultérieurement variable de Sommerfeld.

Faute d'inscrire la valeur de l'ordonnée correspondant à l'origine de l'axe des abscisses, cette loi serait trompeuse et paraîtrait bien figurer un phénomène réel, où le frottement au départ ($N=0$) décroît d'abord, comme le fait le frottement au repos (frottement statique) qui diminue dès qu'il y a mouvement (frottement cinétique).

Mais, si l'on inscrit la valeur de cette ordonnée — qui est égale à l'unité — et si l'on réalise que, par exemple, pour un diamètre d'arbre de l'ordre de 100 mm, le rapport r/a conseillé est égal à 1 000, on constate alors l'existence d'un coefficient de frottement de 0,001 seulement, ce qui ne correspond guère à la notion que l'on a du couple nécessaire pour assurer le démarrage d'un arbre chargé.

Il y a plus encore. Si l'on cerne davantage le problème, comme le fit Gümbel d'abord en 1914, en 1922 ensuite, on doit s'intéresser à la distribution des pressions dans le film d'huile, et l'étude de cette distribution ne va pas sans obliger à préciser la position du point d'alimentation du film, ainsi que la pression à laquelle s'opère cette alimentation.

Et l'on constate, si, pour orienter le raisonnement, on s'en tient à considérer exclusivement le cas de l'alimentation pratiquée à la pression du milieu ambiant, qu'à l'exception d'une position particulière du point d'alimentation, variable d'ailleurs avec la valeur de X considérée, il y a tendance à l'établissement de dépressions dans certaines régions du film. Même, pour peu que la pression moyenne soit un peu élevée, la théorie postule l'existence de pressions absolues négatives dans le film.

Rejetant ceci, qui heurte le sens physique le plus élémentaire, et rejetant aussi toute possibilité de dépression — ce qui se justifie si l'on songe que le coussinet, à l'encontre de ce que pose la théorie, est

de largeur limitée et forcément en communication avec le milieu ambiant par ses deux extrémités — on doit refaire la théorie, qui conclut alors à l'existence, dans l'arc de 360° , de deux portions : un arc porteur, plus ou moins étendu suivant la valeur de X et la position du point d'alimentation, suivi d'un arc non porteur, pour lequel le plus logique est de considérer qu'il s'y installe un film dont la pression est égale à la pression ambiante, constante donc sur toute la longueur de l'arc.

La loi de variation du coefficient de frottement se modifie : peu altérée aux grandes valeurs de X , elle l'est fortement près de l'origine, où elle passe dorénavant par zéro, ainsi que le fait apparaître la figure 2.

Notons, en passant, que dans le cas des butées à blochets articulés, c'est d'emblée que l'on obtient une loi de frottement passant par l'origine, comme le montre la figure 3.

Dans les deux cas, on saisit nettement la distance existant entre la théorie et le phénomène réel puisque, pour une viscosité nulle — c'est-à-dire en l'absence de lubrifiant —, la théorie indique un frottement nul, alors qu'il s'agit d'un cas de frottement immédiat, ou frottement dit sec, auquel l'expérience assigne une valeur du coefficient de frottement qui, pour citer un chiffre, serait au moins égale à 15 centièmes.

Il n'y a toutefois pas lieu d'accuser la théorie hydrodynamique; elle ne peut que rendre compte des frottements nés dans la masse fluide du film, et ils sont faibles lorsque la viscosité est faible; tout provient de l'omission qui a été faite de prendre en considération ce que nous appellerons l'interaction des surfaces.

En effet, à une faible valeur de la variable X , correspond une valeur très minime de l'épaisseur minimale h_s du film, comme l'indique la figure 4. Dans ces conditions, la séparation des surfaces por-

tantes est insuffisante pour empêcher les interactions de surface de se faire sentir fortement.

En réalité, les frottements constatés au cours du fonctionnement d'un palier en régime varié sont toujours la superposition de frottements de deux types : type « sec » et type « fluide ».

A faible valeur de X , et conséquemment à faible valeur de h_s , la prépondérance revient au frottement de type sec, le frottement fluide étant quasi négligeable; au contraire, à grande valeur de X , h_s est important, le rôle des surfaces est pratiquement annihilé et le frottement devient purement fluide.

C'est ce que montre toute courbe expérimentale de f obtenue en opérant exclusivement par variation de la vitesse de rotation N ; une telle courbe est représentée dans la figure 5.

La loi figurée fait apparaître l'existence d'un minimum que l'on considère comme départageant conventionnellement deux régimes : à la droite, le régime *fluide* ou *hydrodynamique*; à la gauche le régime dit *onctueux*, le second se substituant au premier en ce que l'on appelle le *point critique*, fixé ici par la valeur critique de la vitesse de rotation.

Seule l'expérience est susceptible de faire connaître cette valeur; si l'on poursuit l'analyse expérimentale, en provoquant la variation d'autres facteurs, d'abord ceux qui interviennent dans la variable X : viscosité, pression, jeu relatif, ensuite d'autres et notamment diamètre d de l'arbre et rapport l/d , on apprend que le point critique peut être positionné par une valeur critique du groupement

$$\frac{\mu V}{\sqrt[4]{P' (d/l)}}$$

où V est la vitesse périphérique de l'arbre et P' la charge par unité de largeur du coussinet.

C'est aussi l'expression de la variable qui conditionne la variation du coefficient de frottement tout au long du régime onctueux; constatant, dans la nouvelle variable, le même groupement viscosité $\times$ vitesse, que celui qui apparaît dans la variable de

4/

5/

Sommerfeld, on est amené à constater que le phénomène hydrodynamique d'écoulement laminaire régit également la phase onctueuse du phénomène.

Quant à la valeur critique de la variable précitée, elle est donnée, pour les degrés de préparation courants des arbres et des coussinets, dans le système d'unités pratiques (mètre, kilogramme-force, seconde), par :

$$10^5 \frac{\mu V}{\sqrt[4]{P' (d/l)}} \text{ critique} = 18,5$$

valeur qui pourrait être abaissée à un minimum de 4,5 par préparation extrêmement poussée des surfaces, y compris l'effet d'un rodage à chaud prolongé.

Il s'indique, pour diverses raisons, les unes très évidentes, les autres peut-être moins, mais le temps nous fait défaut pour les analyser, de se mettre assez largement en sécurité par rapport au point critique, et de chercher à ce que soit réalisée, si C représente la valeur critique, la condition :

$$10^5 \frac{\mu V}{\sqrt[4]{P' (d/l)}} = mC \quad (2)$$

m étant un coefficient de sécurité à prendre égal à 3 lorsque le coussinet est garni de métal blanc, à 5 ou 6, lorsqu'il s'agit d'un bronze de type classique.

A la distance du point critique où l'on tient ainsi le fonctionnement, il faut considérer que la loi de f tirée de la théorie classique est entièrement restaurée.

Nous avons été amené à formuler cette condition à la suite de très nombreux essais que nous avons exécutés voici un certain nombre d'années sur des paliers lisses; par la suite, sa valeur s'est toujours confirmée et rien n'est venu l'infirmar, à notre connaissance, sur le plan de l'utilisation pratique. Son emploi réduit souvent ce qu'il peut y avoir d'arbitraire dans des processus de calcul souvent adoptés.

Pour un palier dont les dimensions ont été déterminées, et les conditions de fonctionnement fixées : charge, vitesse de rotation, température du milieu ambiant, elle fait connaître la viscosité qu'il est indispensable de conférer au film.

Mais, la viscosité d'un lubrifiant étant variable avec la température, l'huile à utiliser ne pourra être choisie que moyennant la connaissance de la température de régime du film.

Et ainsi se pose un nouveau problème, celui de la prévision de la température qui s'établira en cours de fonctionnement et, là encore, il faut faire appel à la recherche expérimentale pour fixer la capacité que possède un palier de dissiper la chaleur produite par le frottement.

Nous en tenant au cas du refroidissement naturel sous ses diverses formes simultanées : conduction, convection et rayonnement, nous nous bornerons à citer la loi établie dans les laboratoires de l'Université de Liège, dans son expression absolument générale :

$$PfV = \frac{S'}{S} \left\{ 1,80 \left[1 + \delta \frac{1}{n_1^2} \left(\frac{d}{d_1} \right)^2 + \beta \sqrt{v} \right] K (t_r - t_a) + 24,1 \cdot 10^{-6} K^4 (t_r - t_a)^4 \right\} \quad (3)$$

loi exprimant l'égalité de la chaleur produite par le frottement par unité de surface projetée du coussinet (premier membre) et de la chaleur dissipable par le palier (second membre) et dans laquelle on a :

S' : surface externe du palier;

S : surface projetée du coussinet (ld);

$n_1 = \frac{L}{d}$, avec L longueur axiale du palier;

$d_1 = \text{constante} = 0,027 \text{ m}$;

v : vitesse de l'air au voisinage du palier;

t_r : température de régime du palier (mesurée dans la réserve d'huile du palier);

t_a : température ambiante;

δ : $\frac{1}{2}$ (palier d'extrémité).

1 (palier intermédiaire);

β : 0 (air calme),

$\frac{1}{2}$ (ventilé d'un seul côté),

1 (ventilé des deux côtés);

K : coefficient variable avec la compacité de la construction du palier, de 0,85 à 1.

Faute d'analyser cette loi, mentionnons que, faisant passer S dans le premier membre, il vient :

$$pSfV = PfV$$

ceci représentant le travail de frottement produit par unité de temps dans le palier.

Avec cette expression PfV , nous sommes amené à nous intéresser à nouveau au coefficient de frottement f .

Nous ne nous arrêterons pas à souligner ici la différence qui existe entre ce coefficient de frottement à l'arbre, ou coefficient de frottement vrai, et le coefficient de frottement au coussinet, ou coefficient de frottement apparent, autrement que pour attirer l'attention sur le risque qu'il y aurait, en mesurant le coefficient de frottement au coussinet, d'être tenté de le confondre avec le coefficient de frottement à l'arbre.

Mais discutons la connaissance actuelle des lois de frottement.

Au début de notre exposé, nous avons dit que, négligeant le terme :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right)$$

de l'équation de Reynolds, et relatif à la chute de pression en direction axiale, on avait fait la théorie du coussinet de *largeur infinie*. On a été naturellement tracassé assez tôt par cette hypothèse, paraissant trop éloignée de la réalité, d'autant plus qu'il y a bien assez de temps que l'on a abandonné la pratique des coussinets exagérément larges, de rapport $l/d = 4$ et même 4,5 pour adopter des valeurs courantes $l/d = 1,5$, poussant à $l/d = 1$ et même à 0,5 dans certains cas.

La littérature abonde en travaux qui tous ont été des approches plus ou moins heureuses de la théorie du coussinet de largeur finie; on a notamment développé des méthodes analogiques, telle celle de Kingsbury, mais il a fallu attendre l'ère des grandes calculatrices numériques pour obtenir une solution précise.

C'est essentiellement à Boyd et Raimondi qu'on la doit; elle date de 1958; déjà cependant, en 1957, avec des moyens plus modestes, les Suédois Jakobson et Floberg apportaient une contribution importante et originale.

Toutefois, chez les uns et les autres, les solutions obtenues ne concernaient guère que le cas de l'alimentation pratiquée au point d'épaisseur maximale du film, emplacement fort théorique et dont la position varie avec la valeur prise par la variable de Sommerfeld; une certaine appropriation de leurs résultats est nécessaire si l'on veut considérer le cas pratique d'une alimentation se faisant en un point diamétralement opposé à la charge.

Vers la même époque, et en tout cas avant que ces résultats soient venus à notre connaissance, nous avions entrepris, à l'aide d'un appareillage spécialement conçu pour faire des mesures précises, la détermination expérimentale des lois de frottement des coussinets de largeur réduite, essentiellement :

$$\frac{l}{d} = 1 \quad \text{et} \quad \frac{l}{d} = 0,5$$

Nos expériences ont conduit à une concordance presque inespérée avec les valeurs théoriques; aussi est-ce avec la plus parfaite certitude que nous avons pu proposer les lois analytiques simples suivantes, comme approximation très satisfaisante :

— pour $\frac{l}{d}$ nettement supérieur à 1 :

$$f \frac{r}{a} = 7,2\sqrt{X} \quad \text{pour } X < 0,03$$

$$f \frac{r}{a} = 0,76 + 16,3 X \quad \text{pour } X \geq 0,03$$

— pour $\frac{l}{d} = 1$:

$$f \frac{r}{a} = 7,2\sqrt{X} \quad \text{pour } X < 0,03$$

$$f \frac{r}{a} = 0,68 + 19 X \quad \text{pour } X \geq 0,03$$

— pour $\frac{l}{d} = 0,5$:

$$f \frac{r}{a} = 10,3 \sqrt{X} \quad \text{pour } X < 0,1$$

$$f \frac{r}{a} = 1,40 + 18,6 X \quad \text{pour } X \geq 0,1$$

Nanti des lois énumérées :

- loi de frottement,
- loi de dissipation de chaleur,
- condition de sécurité vis-à-vis du point critique,

la résolution est aisée.

Tirant la valeur de μ de la condition de sécurité (2), on évalue f à l'aide de la loi de frottement (4) qui convient au cas considéré. On calcule le premier membre de l'équation (3) relative à la capacité de dissipation de la chaleur, et procédant par itérations successives, avec au départ, une température de régime t_r choisie arbitrairement, on amène le second membre à être égal au premier.

La température de régime étant dès lors connue, on estime aisément d'une part la puissance perdue en frottement, et d'autre part, on choisit facilement l'huile qui, à la température de régime t_r obtenue, a la viscosité requise par la condition assurant la sécurité nécessaire par rapport au point critique.

Bien entendu, il convient d'apprécier si cette température n'a rien d'excessif; dans l'éventualité contraire, il faudra envisager d'utiliser des moyens plus énergiques de refroidissement : ailettes, enveloppe avec circulation de refroidissement, lubrification forcée.

Dans le cas où un lubrifiant, défini par sa courbe de viscosité, aurait été préalablement choisi, le calcul deviendrait contrôle. Choissant d'emblée une valeur de t_r arbitraire, on déterminerait la viscosité correspondante, puis le coefficient de frottement, puis le premier membre de la loi de dissipation de chaleur; la détermination de la valeur du second membre de cette loi resterait identique; tous tâtonnements terminés, l'application de la formule (2) ferait connaître la position du fonctionnement par rapport au point critique.

Tout ce qui vient d'être dit au sujet du calcul des paliers fonctionnant en régime hydrodynamique, ne vaut que si la formation du film est assurée, c'est-à-dire que si le film est réalimenté au rythme des pertes latérales dont il est le siège.

Tant que l'on n'a traité que le cas hypothétique du coussinet de largeur infinie, nul moyen n'existait d'apprécier les fuites latérales et pour cause.

Mais grâce aux travaux récents tenant compte de l'extension exacte du coussinet en direction axiale, cette lacune a été comblée; Boyd et Raimondi ont donné des tableaux faisant connaître le débit de fuite global Q_s , que l'on peut exprimer sous la forme :

$$\frac{Q_s}{arlN} = \varphi \left(X, \frac{l}{d} \right) \quad (5)$$

Pour une paire de valeurs de X et de l/d données, on peut écrire :

$$Q_s = \alpha arlN$$

α étant une simple valeur numérique.

6/

Pour se faire une idée d'un tel débit, on peut évaluer quel serait le débit propre d'un film réalisé entre arbre et coussinet concentriques. On trouve très aisément, par simple application de l'hypothèse de Petroff, que :

$$Q = \pi arlN$$

Nous avons voulu vérifier expérimentalement les lois (5) et il nous faut avouer que ce fut un très long travail, qui ne demanda pas moins de trois années d'essais menés avec persévérance.

La preuve de l'exactitude des calculs de Boyd et Raimondi ayant été ainsi faite, on peut proposer, par exemple pour l'alimentation pratiquée à l'opposé de la charge, les lois données dans la figure 6.

Elles mènent à des débits importants; ainsi pour $l/d = 1$ et $X = 0,1$, α est sensiblement égal à 3, ce qui, pour un diamètre d'arbre de 100 mm, une vitesse de rotation de 1 500 tr/mn et un rapport r/a de 1 000, donne :

$$Q_s = 0,56 \text{ l/mn} = 33,6 \text{ l/h}$$

C'est cependant ce qu'il faut obligatoirement fournir pour maintenir intégralement le film, et il n'est certainement pas assuré que les systèmes de lubrification par bague graisseuse suffisent toujours à fournir un tel débit.

Mais si l'on a la curiosité, en cours d'expériences, de réduire volontairement l'alimentation en huile du coussinet, on constate, même pour une réduction assez considérable, que le couple de frottement reste pratiquement insensible à cette réduction.

En fait, que se passe-t-il?

Pour toute alimentation déficiente, s'organise évidemment un film tel que son débit de fuite soit égal

au débit d'alimentation. Il s'agira donc d'un film porteur couvrant forcément un arc moins étendu, et d'autant plus court que le déficit est important. Dans ces conditions, il y a réduction du frottement d'une part, due au raccourcissement du film, mais augmentation d'autre part dans l'arc actif restant, en raison d'une réduction de l'épaisseur du film qui s'y établit, et les deux effets se compensent sensiblement.

Mais, à l'égalité de frottement ne correspond pas l'égalité de sécurité de fonctionnement. En effet, une épaisseur de film diminuée rapproche le point de fonctionnement du point critique. Une alimentation continûment ralentie conduirait fatalement à rejoindre le point critique et même à le dépasser, déjouant ainsi les intentions exprimées dans le calcul de garantir une large sécurité vis-à-vis de ce point.

Des essais tendant à analyser intimement le phénomène sont en cours dans notre laboratoire et ils devront permettre de mesurer la perte de sécurité de fonctionnement provoquée à tous les niveaux de réduction de l'alimentation en lubrifiant. D'ores et déjà cependant, on peut affirmer qu'il ne faut pas exagérer le risque d'insécurité tant que les débits ne sont pas très considérablement réduits.

Nous ne voudrions pas terminer cet exposé sans dire un mot d'un autre problème également préoccupant, celui du calcul des butées à blochets articulés, type Michell.

Les équations proviennent de la même théorie et font connaître :

$$\left. \begin{aligned} f &= A \sqrt{\frac{\mu V}{P'}} \\ \operatorname{tg} \alpha &= B \sqrt{\frac{\mu V}{P'}} \\ \frac{h_s}{l} &= C \sqrt{\frac{\mu V}{P'}} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

avec V : vitesse tangentielle à la circonférence moyenne;

P' : charge par unité de largeur du blochet;

α : angle d'inclinaison du blochet;

h_s : hauteur du film à la sortie du blochet;

l : longueur du blochet.

A , B , C étant des fonctions du rapport δ/l , où δ est la distance du point d'articulation au plan médian du blochet, cette distance étant portée à l'aval de ce plan; les courbes de la figure 7 font connaître ces lois de variation.

Ces valeurs sont celles déduites de la théorie considérant la largeur b du blochet comme infinie.

Pour des rapports habituels ($b = l$), l'influence de l'écoulement latéral peut assez bien être traduite en disant qu'il convient de majorer f de 40 % et de réduire h_s de 30 %.

Mais la comparaison des deux domaines : paliers lisses et butées à blochets nous paraît devoir s'arrêter là, car, d'une part, nous ne connaissons pas de loi fixant une position de point critique pour les butées, d'autre part, il nous paraît difficile de pouvoir disposer — comme ayant une valeur générale

— d'une loi de dissipation de la chaleur dans les butées à blochets.

Faute de connaître un point critique, la seule sauvegarde possible vis-à-vis de difficultés de fonctionnement paraît bien être l'obligation stricte d'imposer que soit réalisé un minimum d'épaisseur h_s à la sortie du blochet; il est difficile de nous aventurer à proposer un chiffre; 0,01 mm nous paraît devoir suffire largement, compte tenu des matières et des finis de surface normalement adoptés dans des équipements importants. Il semblerait cependant que les constructeurs désirent plus de sécurité encore et s'imposent des valeurs nettement plus grandes.

Autre problème demandant aussi de la réflexion, c'est celui de la pression moyenne admissible sous le blochet. Un tel problème ne se pose guère dans les paliers lisses, où la nécessité de proportionner les tourillons assez largement pour éviter de trop fortes tensions, mais surtout pour limiter les flèches d'arbre et empêcher des inclinaisons de la déformée aux appuis incompatibles avec les faibles jeux tolérés, limite automatiquement la pression moyenne à des valeurs somme toute très modérées. Ici, apparemment, rien de tel, et on risque peut-être d'être livré à trop d'empirisme pour le choix de la pression. La parole, à l'heure actuelle, nous paraît encore rester aux praticiens.

Discussion

Président : M. BANAL

M. le Président se fait l'interprète des membres présents pour remercier M. le Professeur LÉLOUP de cette remarquable leçon.

Sur la demande de M. Louis DENIS, M. LÉLOUP indique qu'il n'a pas abordé l'influence des vibrations des machines tournantes, à basse ou très haute fréquence, provenant de balourds ou de vitesses critiques, sur l'établissement des films, mais qu'il se propose de le faire ultérieurement.

M. PIGUET demande au conférencier s'il peut donner des précisions sur le cas des machines hydrauliques pouvant tourner dans les deux sens, la théorie du blochet réversible n'existant pas, à sa connaissance.

M. LÉLOUP répond que le point d'articulation du blochet devant être décalé à partir du milieu vers l'aval, le renversement du mouvement impliquerait que, par des dispositions spéciales, le point d'articulation soit déporté vers le nouvel aval; certains auteurs ont cependant tenté d'expliquer qu'en articulant le blochet en son milieu, on peut escompter d'assez bons résultats, la mise sous pression s'expliquant par le jeu de la variation de la viscosité du lubrifiant depuis l'entrée jusqu'à la sortie par l'effet de l'élévation de température; l'épaisseur du film serait toutefois notablement réduite.

M. LÉLOUP ajoute qu'il n'a pas eu l'occasion de connaître des résultats dans ce domaine, ni de faire des essais qui auraient confirmé ou infirmé cette idée.

M. BOUCHERAS demande quelles sont, dans le cadre des essais dont a parlé M. le Professeur LÉLOUP, les limites atteintes sur les dispositifs essayés, en diamètre et en vitesse de rotation.

M. LÉLOUP répond que ces essais, exécutés en laboratoire universitaire et avec des moyens financiers assez réduits, sont limités — du moins jusqu'à présent — à des dimensions d'arbre assez modestes (diamètre : 80 mm; vitesse : 2 000 tr/mn), donc à des écoulements laminaires.

M. le Président termine cette discussion sur l'influence des essais en posant la question suivante au conférencier :

« Les courbes que vous nous avez montrées au début, représentant un coefficient de frottement en fonction de la vitesse de rotation, font apparaître un point critique de manière extrêmement nette. Lorsqu'on utilise des fluides contenant des additifs accroissant leur onctuosité, ce point critique se déplace-t-il à viscosité constante? »

M. LÉLOUP répond qu'à son avis le point critique ne doit pas varier, car il n'a jamais trouvé d'influence de la nature du fluide sur ce point dans tous les essais qu'il a faits avec des fluides additifs ou des lubrifiants réputés très onctueux, comme les huiles de colza, les huiles animales de lard ou de pied de bœuf et même avec un sirop de sucre, à égalité de viscosité : ceci suppose qu'on reste toujours dans les conditions courantes de paliers relativement faiblement chargés, c'est-à-dire de pressions qui ne dépassent pas une trentaine de kg/cm².

Mais M. LÉLOUP ajoute que, quand on s'engage dans le régime onctueux, la différence se marque entre les divers lubrifiants industriellement utilisés; toutefois, pour arriver à discerner une différence de 20 % sur la valeur des coefficients de frottement, il faut essayer d'éliminer l'effet de rodage en faisant plusieurs essais avec la même huile et en calculant les moyennes.

D'autre part, M. LÉLOUP signale qu'en faisant tourner l'arbre au-delà du point critique à des vitesses de moins en moins fortes, avec du sirop de sucre et en recommençant l'expérience, le point critique se dégrade et se place beaucoup plus haut, parce qu'on a altéré la surface, ce qui ne se produit pas avec les huiles, quelle qu'en soit la nature.

La question est donc assez complexe, mais M. LÉLOUP peut dire que l'influence, si elle existe, est extrêmement petite avec des lubrifiants qui peuvent être considérés comme classiques.

LA HOUILLE BLANCHE

rappelle ses volumes hors série :

HYDRAULIQUE ET ELECTRICITÉ FRANÇAISES

Edition française : Un volume (1950), 413 pages..... Relié : 30 F

Edition anglaise : Un volume (1950), 413 pages..... { Broché : 22 F
Relié : 30 F

B O R T

Un volume (1953), 367 pages..... { Broché : 20 F
Relié : 30 F

DONZERE-MONDRAGON

Un volume (1955), 486 pages..... Relié : 48 F

T I G N E S

Un volume (1958), 440 pages..... Relié : 80 F

LE D A N U B E

N° 2/1964 de « La Houille Blanche », 218 pages..... Broché : 40 F

LES ENERGIES DE LA MER

IV^{es} Journées de l'Hydraulique de la Société Hydrotechnique de France (1956).

Deux volumes, 751 pages..... Brochés : 80 F

TURBINES ET POMPES HYDRAULIQUES

V^{es} Journées de l'Hydraulique de la Société Hydrotechnique de France (1958).

Deux volumes, 730 pages..... Brochés : 100 F

L'HYDRAULIQUE SOUTERRAINE

VI^{es} Journées de l'Hydraulique de la Société Hydrotechnique de France (1960).

Deux volumes, 663 pages..... Brochés : 160 F

BULLES ET GOUTTES

La tension superficielle en hydraulique

VII^{es} Journées de l'Hydraulique de la Société Hydrotechnique de France (1962).

Deux volumes, 624 pages..... Brochés : 200 F

LES INSTABILITÉS EN HYDRAULIQUE ET EN MÉCANIQUE DES FLUIDES

VIII^{es} Journées de l'Hydraulique de la Société Hydrotechnique de France (1964).

Deux volumes, 674 pages..... Brochés : 250 F