

THESE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR

Spécialité : Mécanique

par M. Denis MAZUYER

Ingénieur E.C.L.

LA FORCE DE FROTTEMENT LIMITE

soutenue le 23 Février 1989

JURY

Président : M J.M. GEORGES
Rapporteurs : M.M. M. GODET
T. MATHIA
Examineurs : MM. J. DE FOUQUET
Ph. KAPSA

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de **DOCTEUR**

Spécialité : Mécanique

par. **M. Denis MAZUYER**

Ingénieur E.C.L.

LA FORCE DE FROTTEMENT LIMITE

Soutenue le 23 Février 1989

JURY

Président : M. J.M. GEORGES
Rapporteurs : MM. M. GODET
 T. MATHIA
Examineurs : MM. J. DE FOUQUET
 Ph. KAPSA

ECOLE CENTRALE DE LYON

Directeur : J. BORDET
Directeur Adjoint : R. RICHE
Directeur de l'Administration de la Recherche : P. CLECHET
Directeur des Etudes : F. SIDOROFF

LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES A L'E.C.L.

(Doctorat d'Etat ou Habilitation au sens de l'Arrêté du 5 juillet 1984,
modifié par l'Arrêté du 21 mars 1988)

Mathématiques-Informatique-Systèmes

B. DAVID	Professeur 2e Classe
C.M. BRAUNER	Professeur 2e Classe - Univ.- Bordeaux
J.F. MAITRE	Professeur 1ère Classe
F. CONRAD	Maître Assistant ENSM-St-Etienne
G. THOMAS	Maître de Conférences
F. MUSY	Maître de Conférences
Cl. SCHMIDT-LAINE	Chargée de Recherche au CNRS

Physicochimie des Matériaux

P. CLECHET	Professeur 1ère Classe
J. JOSEPH	Professeur 2e Classe
P. PICHAT	Directeur de Recherche au CNRS
J.M. HERRMANN	Directeur de Recherche au CNRS
N. JAFFREZIC	Chargée de Recherche au CNRS
G. ESCHALIER	Maître de Conférences
A. GAGNAIRE	Maître de Conférences
Cl. MARTELET	Maître de Conférences
J.R. MARTIN	Maître de Conférences
R. OLIER	Maître de Conférences
A. TAILLAND	Maître de Conférences

Métallurgie et Physique des Matériaux

P. GUIRALDENQ	Professeur 1ère Classe
D. TREHEUX	Professeur 2e Classe
J. BLANC-BENON	Professeur - LYON I
J. BRUGIRARD	Professeur - LYON I
B. COQUILLET	Maître de Conférences
D. JUVE (Mme)	Ingénieur d'Etude - 2e C.
NGUYEN Du	Assistant Titulaire

Electronique

P. VIKTOROVITCH	Directeur de Recherche au CNRS
G. HOLLINGER	Directeur de Recherche au CNRS
R. BLANCHET	Professeur 2e Classe
S. KRAWCZYK	Chargé de Recherche au CNRS
M. LE HELLEY	Maître de Conférences
P. LEYRAL	Maître Assistant
O. BONNAUD	Professeur - INSA - Rennes
J. BOREL	Direct. Technique Sté E.F.C.I.S.
J.P. CHANTE	Professeur - INSA - Lyon

Electrotechnique

Ph. AURIOL
A. FOGGIA
A. NICOLAS
G. ROJAT

Professeur 2e Classe
Professeur 1ère Classe - I.N.P.G.
Maître de Conférences
Maître de Conférences

Mécanique des Solides

B. CAMBOU
F. SIDOROFF
L. JEZEQUEL
Cl. SURRY
L. VINCENT

Professeur 2e Classe
Professeur 1ère Classe
Maître de Conférences
Professeur - E.N.I.S.E.
Maître de Conférences

Technologie des Surfaces

J.M. GEORGES
J. SABOT
T. MATHIA
Ph. KAPSA
J.L. LOUBET
J.L. MANSOT
J.M. MARTIN
H. MONTES

Professeur 1ère Classe
Professeur 2e Classe
Directeur de Recherche au CNRS
Chargé de Recherche au CNRS
Chargé de Recherche au CNRS
Chargé de Recherche au CNRS
Maître de Conférences
Maître de Conférences

Mécanique des Fluides

J. MATHIEU
J. BATAILLE
B. GAY
J.N. GENGE
D. JEANDEL
E. ALCARAZ
F. LEBOEUF
R. MOREL
Cl. CAMBON
J.P. BERTOGLIO
P. FERRAND
M. LANCE

Professeur Classe Exceptionnelle
Professeur Lyon I
Professeur Lyon I
Professeur Lyon I
Professeur 2e Classe
Professeur 2e Classe
Maître de Conférences
Maître de Conférences INSA
Chargé de Recherche au CNRS
Chargé de Recherche au CNRS
Chargé de Recherche au CNRS
Chargé de Recherche au CNRS

Acoustique

(Mlle) G. COMTE-BELLOT
M. SUNYACH
D. JUVE
Ph. BLANC-BENON

Professeur Classe Exceptionnelle
Professeur IUT-Lyon
Maître de Conférences - LYON I
Chargé de Recherche au CNRS

Machines Thermiques

M. BRUN
Ph. ARQUES

Professeur 2e Classe
Professeur 2e Classe

SOMMAIRE

INTRODUCTION

NOTATION

CHAPITRE I

LES TROIS COMPOSANTES DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT

I.0. <u>LA COURBE DE STRIBECK</u>	p 2
I.1. <u>LES TROIS COMPOSANTES DU FROTTEMENT SEC OU LIMITE</u>	p 3
I.1.1. <u>Définitions du coefficient de frottement</u>	p 3
I.1.2. <u>Relations entre le coefficient de frottement et les contraintes locales</u>	p 4
I.1.3. <u>Le contact statique : notion de frottement local</u>	p 6
I.1.4. <u>L'aire réelle de contact</u>	p 8
I.2. <u>LA COMPOSANTE ABRASIVE</u>	p 11
I.2.1. <u>Cas d'une aspérité sphérique</u>	p 12
I.2.2. <u>Cas d'une aspérité conique</u>	p 13
I.3. <u>LA COMPOSANTE ADHESIVE</u>	p 13
I.3.1. <u>Aspect macroscopique : adhérence</u>	p 14
I.3.2. <u>Aspect microscopique : adhésion</u>	p 16
I.4. <u>LE COMPORTEMENT DES FILMS INTERFACIAUX</u>	p 22
I.4.1. <u>Les films de surface</u>	p 22
I.4.2. <u>Cas particulier des couches d'oxyde</u>	p 27
I.4.3. <u>Cas des films tribochimiques</u>	p 30
I.4.4. <u>Les milieux granulaires</u>	p 33
I.5. <u>CALCUL DES TROIS COMPOSANTES DU FROTTEMENT</u>	p 36
I.6. <u>CONCLUSION</u>	p 38
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	p 39

CHAPITRE II

FROTTEMENT LIMITE DU SAPHIR EN MILIEU AQUEUX

II.1. <u>POSITION DU PROBLEME</u>	p 41
II.2. <u>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	p 43
II.3. <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	p 45
II.3.1. <u>Force de frottement initiale</u>	p 45
II.3.2. <u>Force de frottement de l'agglomération des particules</u>	p 46
II.3.3. <u>Discussion</u>	p 47
II.4. <u>CONCLUSION</u>	p 51
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	p 52

CHAPITRE III

MODELISATION D'UNE INTERFACE AMORPHE EN CISAILLEMENT

III.1. <u>INTRODUCTION</u>	p 54
III.2. <u>UNE EXPERIENCE DE CISAILLEMENT</u>	p 55
III.2.1. <u>Dispositif expérimental</u>	p 55
III.2.2. <u>Comportement mécanique d'un matériau amorphe en glissement</u>	p 56
III.2.3. <u>Influence du nombre de Hill sur le comportement en grande déformation de l'interface</u>	p 59
III.3. <u>CONCLUSION</u>	p 65
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	p 66

CONCLUSION GENERALE

AVANT-PROPOS

Je tiens à remercier le Professeur J.M. GEORGES qui a dirigé mon travail, pour sa disponibilité et la précieuse aide qu'il m'a prodiguée tout au long de ma recherche ainsi que pour avoir accepté la présidence de mon jury.

Je suis très honoré de la présence de Monsieur M. GODET dans mon jury et de l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Je remercie Monsieur T. MATHIA pour l'attention qu'il a montrée pour ce travail de recherche.

J'adresse également tous mes remerciements à Monsieur J. de FOUQUET pour avoir consacré une partie de son temps à la lecture de ce mémoire et pour avoir accepté de participer à mon jury.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Ph. KAPSA, pour m'avoir permis de réaliser une partie de mon travail expérimental ainsi que pour le constant intérêt qu'il a porté à cette étude et pour sa participation au jury.

Enfin, que tous mes camarades du laboratoire soient ici remerciés pour le climat d'amitié qu'ils ont su créer et leur aide ponctuelle mais précieuse sans lesquelles il n'aurait pas été possible de mener à bien ce travail.

Mes pensées vont plus particulièrement vers Mesdemoiselles J. MILLION et L. CAMEL qui se sont assignées le fastidieux travail de frappe, pour leur patience et leur efficacité.

INTRODUCTION

La compréhension de la signification physique du coefficient de frottement sec ou limite passe par la caractérisation de l'interface en glissement tant rhéologique que géométrique. Cette interface, présente, quelles que soient sa nature et son origine, des propriétés mécaniques très différentes de celles des surfaces frottantes. La complexité du problème de l'origine de la force de frottement et de la connaissance de l'interface est telle que, les modèles existants sont peu nombreux.

Nous nous proposons, dans le cadre de ce travail, d'établir des relations entre la rhéologie du film interfacial et le coefficient de frottement en régime limite ou à sec à partir d'abord, d'une étude bibliographique concernant les diverses approches théoriques du coefficient de frottement, puis d'une étude expérimentale. Grâce à celle-ci, nous étudions plus spécifiquement le rôle joué par l'agglomération des produits d'usure dans l'interface sur le cisaillement des films compactés. Enfin, en utilisant un modèle de bulles de savon bi-dimensionnel, nous relierons le comportement en cisaillement d'un film amorphe adhérent à des substrats rigides au rapport épaisseur sur longueur cisailée de cette couche. Nous mettons, en particulier, en évidence le rôle de structures élémentaires sur les transmissions des contraintes tangentielles et normales dans l'interface.

CHAPITRE I

LES TROIS COMPOSANTES

DU

COEFFICIENT DE FROTTEMENT

NOTATIONS

T	: force tangentielle (N)
F	: force normale (N)
μ	: coefficient de frottement
A	: aire réelle de contact (m^2)
p	: contrainte normale (Pa)
τ	: contrainte tangentielle (Pa)
H	: dureté (Pa)
a	: rayon de Hertz (m)
q	: contrainte de traction dans un contact élastique (Pa)
c	: rayon du contact adhésif dans un contact statique (m)
δ	: déplacement relatif entre deux solides en contact statique (m)
μ_0	: coefficient de frottement statique
σ	: écart-type de la distribution de la hauteur des aspérités (m)
β	: rayon de courbure moyen d'une aspérité (m)
A_n	: Aire nominale de contact (m^2)
p	: pression réelle de contact (Pa)
A_0	: aire moyenne de contact statique (m^2)
A_s	: aire de cisaillement (m^2)
t	: profondeur de pénétration (m)
θ	: pente d'une aspérité (rad)
p_0	: pression d'écoulement plastique (Pa)
τ	: contrainte de cisaillement interfacial (Pa)
w	: énergie d'adhésion interfaciale (J/m^2)
P	: pression atmosphérique (Torr)
τ_f	: contrainte de cisaillement du film interfacial (Pa)
a_0	: rayon d'une jonction (m)
h	: épaisseur du film interfacial (m)
α_0	: rapport du rayon de contact en rayon hertzien
β_0	: rapport de la pression réelle de contact à la pression maximale de Hertz
t_0	: force tangentielle par unité de longueur
f	: force normale par unité de longueur
V	: vitesse de glissement (m/s)
n	: viscosité (Pa.s)
δ'	: déformation élastique du contact statique (μm)
A_H	: aire du contact hertzien (m^2)
τ_H	: contrainte de cisaillement dans l'aire de Hertz (Pa)
p_m	: pression moyenne de Hertz (Pa)
τ_0	: contrainte de cisaillement du saphir (Pa)

I.0. LA COURBE DE STRIBECK

L'étude de la force de frottement nécessite la définition de l'interface entre les deux corps en contact. Lorsque celui-ci est rempli d'un liquide ou d'un gaz, le régime est dit de lubrification hydrodynamique voire élastohydrodynamique. Lorsque l'interface est solide, on est en régime limite.

Considérons deux solides pressés sous l'action d'une force normale F . L'un est entraîné à la vitesse U_1 , le second à la vitesse U_2 .

Si les deux solides sont immergés dans un liquide, du fluide est entraîné dans le contact entre les deux solides à une vitesse $U = (U_1 + U_2)/2$ et peut permettre de séparer le contact entre les deux solides. Ceci est le principe de la lubrification élastohydrodynamique.

Si les vitesses U_1 et U_2 sont égales, il n'y a pas de résistance au mouvement donc pas de frottement. Le frottement apparaît s'il y a glissement $V = U_1 - U_2$.

Le contact entre les solides se réalise par l'intermédiaire d'un film visqueux. Dans ce cas, le coefficient de frottement dépend de la pression moyenne dans le fluide, p , de sa viscosité η , et de son épaisseur h . Celle-ci peut être déterminée en régime élastohydrodynamique. Elle est surtout fonction de la viscosité et de la vitesse d'entraînement du fluide, U .

Cependant, une des difficultés est d'estimer l'importance de cette épaisseur relativement à la rugosité des surfaces solides. Une réponse peut être apportée par la courbe de Stribeck, qui représente l'évolution du coefficient de frottement μ avec le nombre de Sommerfeld $s = (\eta V)/(ph)$:

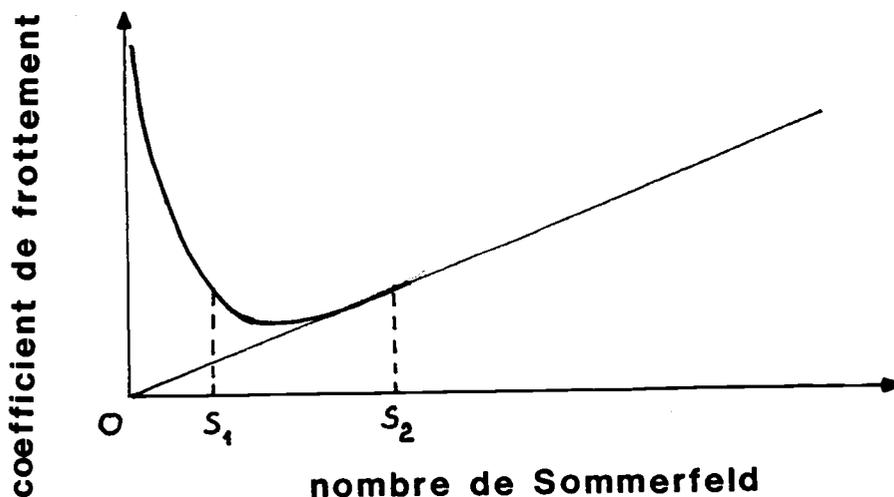


Figure I.0. : Courbe de Stribeck délimitant les différents régimes de lubrification.

Pour $0 < s < s_1$, μ varie très vite avec s . On est dans le régime de frottement sec. La viscosité et l'épaisseur du film liquide n'ont plus de sens physique.

Pour $s > s_2$, on atteint le régime hydrodynamique.

Pour $s_1 < s < s_2$, on est dans un régime mixte, dans lequel on admet que la portance peut être en partie prise par les aspérités.

Nous allons surtout nous intéresser à présent au cas du frottement sec ou limite.

En lubrification limite, le film liquide ou gazeux n'est pas suffisamment épais pour séparer les deux surfaces frottantes. Ceci se traduit par une usure responsable de la formation de films interfaciaux, dont le comportement gouverne en partie l'évolution du coefficient de frottement (Godet (1984), Georges (1982)).

Nous tenterons dans ce chapitre, à partir d'une analyse bibliographique concernant les différentes approches théoriques du frottement à sec et en régime limite, de comprendre l'origine et la signification physique du coefficient de frottement.

Nous définissons d'abord le coefficient de frottement de manière très générale, puis nous caractérisons les composantes essentielles du frottement sec ou limite. Dans un second temps, nous déterminons les paramètres gouvernant chacune de ces contributions. Enfin, nous concluons sur le rôle du film interfacial et de son comportement rhéologique proche, de par sa nature en lubrification limite, de celui de milieux granulaires.

I.1. LES TROIS COMPOSANTES DU FROTTEMENT SEC OU LIMITE

I.1.1. Définitions du coefficient de Frottement

I.1.1.1. La Loi de Coulomb

La force de frottement T , engendrée dans un contact glissant soumis à une charge normale F peut s'écrire dans un formalisme très général :

$$T = f(F, \text{Variables d'état})$$

où les variables d'état caractérisent la nature de l'interface et les conditions du glissement, comme par exemple l'épaisseur de l'interface.

Coulomb tente, en 1785, de donner un sens physique au frottement entre deux solides. Dans un contact glissant de deux corps, le coefficient de frottement μ , rapport entre les forces tangentiels et normales a deux origines distinctes, mais complémentaires. D'une part, les interactions mécaniques entre les rugosités des surfaces frottantes provoquent leur liaison ou leur rupture. D'autre part, selon lui, il existe une cohésion moléculaire au niveau du contact. Cette hypothèse le conduit à définir la force de frottement de la façon suivante :

$$T = \mu F + b \quad (\text{I.1.})$$

F force normale d'appui
T force tangentielle

Dans cette équation, Coulomb considère que le terme b relié à la cohésion moléculaire du contact est négligeable devant le terme μF caractéristique des interactions mécaniques entre les surfaces en glissement. C'est pourquoi, il écrit plus simplement :

$$T = \mu F \quad (I.2.)$$

La force de frottement devient ainsi directement proportionnelle à la charge normale statique appliquée sur le contact glissant. La relation (I.2.) constitue la première définition du coefficient de frottement, dans laquelle apparaissent déjà les notions de surface d'un solide, de surface réelle de contact et d'adhésion, bien que cette dernière contribution soit considérée par Coulomb comme non responsable des forces tangentielles développées dans un contact.

I.1.1.2. Reformulation de la loi de Coulomb

L'équation (I.2.) ne prend en compte, pour la force normale F , que les actions extérieures au contact et néglige toutes les actions internes qui peuvent se produire dans l'interface en cisaillement (déformation des aspérités, adhésion...). Il convient donc de redéfinir la force F en écrivant :

$$F = F_{\text{ext}} + F_{\text{int}} \quad (I.3.)$$

C'est en particulier l'approche de Derjaguin (1957) qui met la force de frottement sous la forme suivante :

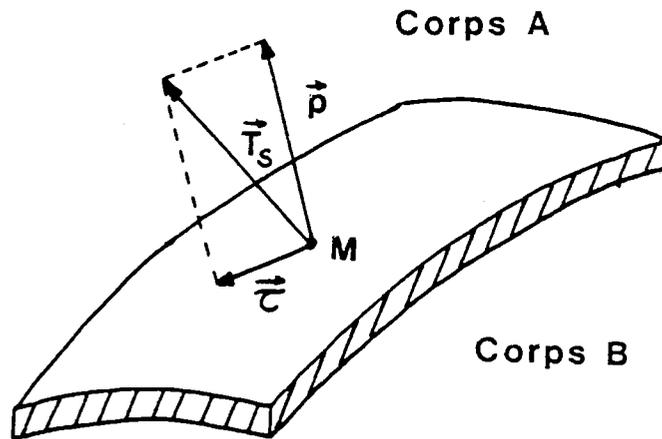
$$T = \mu (F_{\text{ext}} + F_{\text{int}}) \quad (I.4.)$$

où la composante μF_{ext} est analogue au terme de Coulomb, caractérisant les interactions mécaniques dues aux rugosités de surfaces et générées par la charge normale appliquée sur le contact, tandis que la composante μF_{int} représente une attraction moléculaire au niveau du contact.

Par conséquent, une des difficultés dans la compréhension du coefficient de frottement réside dans la définition des actions internes dans le contact, dont une caractérisation possible est apportée par les diverses théories de l'adhésion que nous évoquerons dans la suite.

I.1.2. Relations entre le coefficient de Frottement et les contraintes locales.

Soit une interface séparant deux corps solides frottant l'un sur l'autre. En chaque point de cette interface, il existe un vecteur contrainte T_s dont on peut définir les composantes (Figure I.1).



\vec{p} : contrainte normale à l'interface au point M
 $\vec{\tau}$: contrainte tangentielle à l'interface au point M

Figure I.1 : Définition des contraintes locales à l'interface entre un corps A et un corps B. En chaque point M de l'interface on définit un vecteur contrainte $\vec{T}_s = \vec{\tau} + \vec{p}$ où $\vec{\tau}$ et \vec{p} représentent respectivement les contraintes tangentielles et normales à l'interface.

On peut, en intégrant la distribution des pressions et des contraintes tangentielles locales sur la surface de contact A, en déduire les forces normales et tangentielles, soit :

$$F = \int_A p dS \text{ et } T = \int_A \tau dS$$

Dans le cas d'un contact élastique, la distribution de pression et l'aire de contact sont facilement accessibles à partir de la théorie de Hertz.

Dans le cas d'un contact plastique, on peut définir l'aire réelle de contact par la relation :

$$F = \int_A p dS = HA$$

où H est la dureté du corps le plus tendre.

Cependant, la définition des forces normales et tangentielles, à partir de la distribution des contraintes dans l'interface, pose le problème de la détermination de l'aire réelle de contact et du comportement en cisaillement de l'interface.

I.1.3. Le Contact statique : Notion de frottement local

On considère le contact statique d'une sphère sur un plan. Sous l'action de la force normale F , ce contact se déforme élastiquement selon un cercle hertzien de rayon a . Il en résulte une distribution sphérique des pressions normales.

$$p(r) = \frac{3}{2} \frac{F}{\pi a^2} \left[1 - \frac{r^2}{a^2} \right]^{1/2} \quad (I.5.)$$

Si en plus de cette force normale F donnée on introduit une force tangentielle T , plusieurs cas peuvent se présenter.

a) Lorsque le contact reste totalement adhésif, c'est à dire qu'aucun glissement n'est détectable, la force tangentielle introduit une distribution de contraintes tangentielles (Figure I.2) non uniformes dans le contact.

$$q(r) = \frac{T}{2\pi a^2} \left[1 - \frac{r^2}{a^2} \right]^{-1/2} \quad (I.6.)$$

Le coefficient de frottement $\mu = q/p$ varie donc avec le rayon r et devient infini pour $r = a$

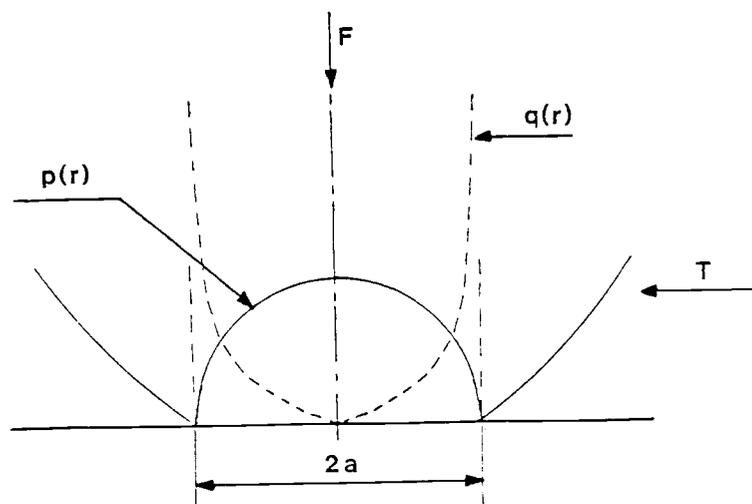


Figure I.2 : Contact élastique entre une sphère chargée (charge normale F) soumise à une force tangentielle T . Les forces normale et tangentielle induisent une répartition de pression $p(r)$ et de traction $q(r)$ données respectivement par la relation (I.5.) et (I.6.).

b) Mindlin (1949) introduit donc une répartition en deux zones concentriques du comportement de l'interface. Dans une région limitée par un cercle de rayon c il y a adhésion, dans l'anneau compris entre les cercles de rayon a et c il y a glissement (Figure I.3). Ce cercle de rayon c peut être déterminé si on suppose que le coefficient de frottement μ_0 est constant dans l'interface. On obtient alors :

$$\frac{c}{a} = \left[1 - \frac{T}{\mu_0 F} \right]^{1/3} \quad (\text{I.7.})$$

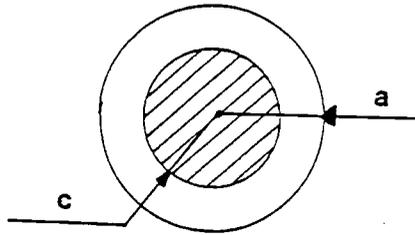


Figure I.3 : Représentation de l'anneau de glissement entre une sphère et un plan dans le cas d'un contact élastique selon Mindlin. Il est limité par le cercle de contact Hertzien de rayon a , et par une zone de contact adhésif de rayon c . Cet anneau est caractérisé par un coefficient de frottement local μ_0 constant dans la zone de contact

Il résulte du glissement dans la zone du contact telle que $c < r < a$, un déplacement relatif des solides δ :

$$\delta = \alpha \mu_0 F \left[1 - \left(1 - \frac{T}{\mu_0 F} \right)^{2/3} \right] \quad (\text{I.8.})$$

(où α est une constante dépendante des propriétés mécaniques des solides en contact), soit une évolution de la force tangentielle en fonction du déplacement relatif des deux solides. L'approche de Mindlin montre clairement que l'on peut avoir un coefficient de frottement local, et que le glissement global du contact apparaît après un déplacement seuil δ_0 . (Figure I.4).

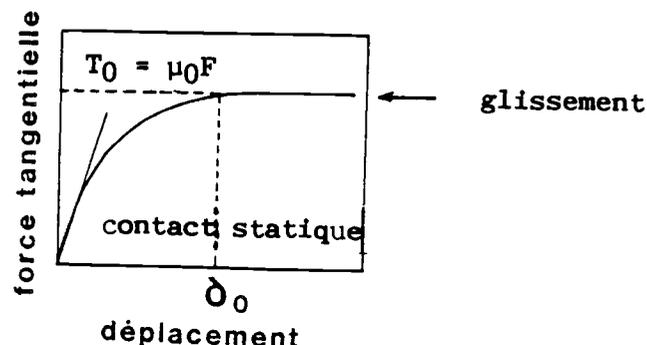


Figure I.4 : Evolution de la force tangentielle T en fonction du déplacement relatif δ . T croît d'abord linéairement avec δ pendant une phase de contact statique. La pente de cette droite détermine la raideur de l'interface, puis T atteint la valeur $T_0 = \mu_0 F$ lorsque le glissement est total ($c = 0$).

Bien entendu, Mindlin (1949) suppose que la valeur du coefficient de frottement local est constante dans toute la zone de contact et correspond à la valeur du coefficient de frottement global. Ceci est une hypothèse. Georges et coll.(1984) ont montré que cette approche pouvait être étendue au cas d'un contact séparé par un film et que la valeur du coefficient de frottement local pouvait varier dans la zone de contact.

I.1.4. L'aire réelle de Contact

L'aire réelle de contact entre deux solides dépend essentiellement de la topographie des surfaces antagonistes et du comportement mécanique des solides en contact. Beaucoup de modèles supposent que la surface est recouverte d'aspérités hémisphériques de rayon β , dont les hauteurs sont données par différentes lois statistiques. Greenwood & Williamson (1966), ont, en particulier, montré que pour une distribution exponentielle de la hauteur des aspérités, l'aire réelle de contact reste constante, que les aspérités se déforment élastiquement ou plastiquement. Par contre, pour une distribution gaussienne de la hauteur des aspérités, l'aire de contact évolue proportionnellement à la charge et indépendamment de la taille des corps. De façon générale, les théories concernant la détermination de l'aire réelle de contact, basées sur une analyse topographique des surfaces, aboutissent aux conclusions suivantes :

- i) Si le nombre d'aspérités en contact reste constant et si la charge F augmente, l'aire de contact est proportionnelle à $F^{2/3}$.
- ii) Lorsque les aspérités se déforment élastiquement, si leur nombre augmente avec la charge, et si la taille moyenne de chaque jonction reste constante, l'aire totale du contact est proportionnelle à la charge.
- iii) Si il y a déformation plastique, l'aire de contact est proportionnelle à la charge normale quelle que soit la distribution des aspérités. Les différents cas rencontrés sont rassemblés sur la Figure I.5.

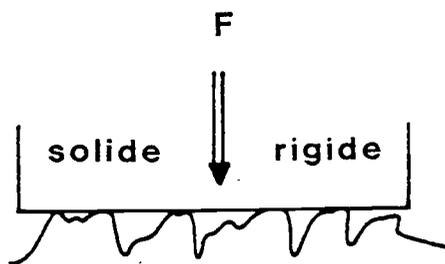


Figure I.5 : Aire de contact entre deux solides en fonction du régime de déformation des aspérités.

Régime Elastique : $A = KF^{2/3}$: le nombre d'aspérités en contact est constant.

$A = KF$: la taille du contact entre aspérités est constante.

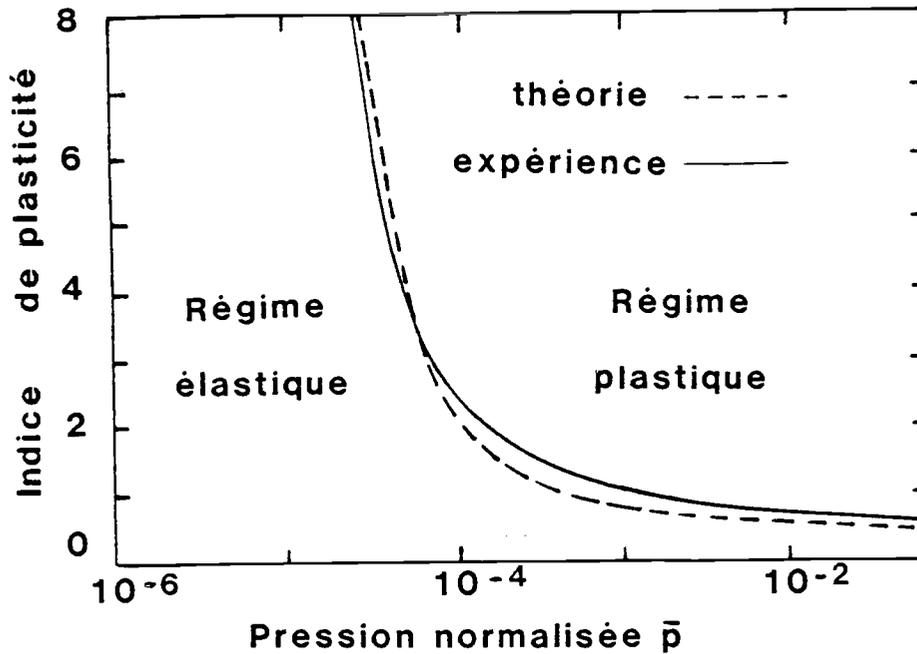
Régime Plastique : $A = KF$
(d'après Tabor).

Le rapport entre la pression réelle de contact de deux surfaces rugueuses déformées élastiquement, et la pression d'écoulement plastique qui est la dureté a permis d'introduire un critère de plasticité (Greenwood et Williamson (1966)), pour une distribution gaussienne de la hauteur des aspérités,

$$\Psi = \frac{E}{H} \left[\begin{array}{c} \sigma \\ - \\ \beta \end{array} \right]^{1/2} \quad (\text{I.9.})$$

dans lequel le rapport E/H caractérise les propriétés mécaniques des corps antagonistes, tandis que le terme (σ/β) représente la topographie des surfaces en contact. (σ : écart-type de la distribution des hauteurs des aspérités). En fait, (σ/β) définit une "pente moyenne" des aspérités hémisphériques. Ainsi, selon l'état de surface initial, on est, soit dans un régime plastique, soit dans un régime élastique pour le comportement des aspérités ; régimes qui déterminent l'aire réelle de contact.

On montre que si : $\Psi < 0.6$, la déformation est élastique pour un large éventail de charges et que dès que Ψ est supérieur à 1, la déformation des aspérités est plastique, la pression moyenne de contact valant $0.6H$, soit une surface de contact $A = F/(0.6H)$. Cette surface est effectivement indépendante de la taille des corps et directement proportionnelle à la charge normale appliquée. Halling (1986) a généralisé l'approche de Greenwood et Williamson à un contact séparé par une couche mince, en considérant un module d'élasticité équivalent et une dureté équivalente dépendant de l'épaisseur du film et de la rugosité des surfaces. Il a, entre autre, déterminé la limite du comportement élastique des aspérités donnée par la courbe de la figure I.6. Il a pu mettre en évidence deux régimes de déformations (élastique et plastique) des aspérités, selon les conditions de pressions et l'état topographique des surfaces.



*Figure I.6 : Evolution de l'indice de plasticité en fonction du paramètre $\bar{p} = p/H = A/A_n$. La courbe constitue la limite entre un régime de déformation élastique et un régime de déformation plastique des aspérités.
 Si $\bar{p} < 0,6$: les aspérités se déforment élastiquement et $A = F/p$ ($p = 0.1$ à $0.3 H$).
 Si $\bar{p} > 1$: les aspérités sont plastifiées et $A = F/H$.
 (d'après Halling).*

Toutes ces investigations, bien que basées sur des modèles théoriques, permettent néanmoins de définir les paramètres fondamentaux dans l'évaluation de l'aire réelle de contact. Cependant trois facteurs ont été occultés par tous les auteurs ayant fondé leur modélisation exclusivement sur la topographie des surfaces en contact :

- La présence de films de surfaces peut modifier les propriétés plastiques du substrat.
- La variation des propriétés mécaniques (en particulier de la dureté) dans l'extrême surface.
- Le comportement mécanique des aspérités dépend de l'action combinée d'une contrainte normale et d'une contrainte tangentielle.

Tsuya & Takagi (1961) ont d'ailleurs différencié l'aire de contact statique A_0 , de l'aire de cisaillement A_S , puisque lors d'un glissement de quelques diamètres hertziens, l'évolution de l'interface est telle qu'elle peut entraîner une modification notable de l'aire de contact (distribution des aspérités, déformation des aspérités, rhéologie de l'interface). Le coefficient de frottement s'écrit alors :

$$\mu = \frac{T}{F} = \frac{\tau A_S}{p A_0} \quad (\text{I.10.})$$

le rapport A_S/A_0 , pouvant être relativement élevé ($1 < A_S/A_0 < 10$).

Cette hypothèse permet d'expliquer les coefficients de frottement mesurés entre un substrat en cuivre recouvert d'une couche de plomb et un massif en cuivre. Dans un tel cas de figure, l'aire A_0 est uniquement déterminée par la dureté du cuivre, tandis que l'aire A_S est essentiellement gouvernée par le comportement en cisaillement de la couche de plomb. Grâce à ce résultat, on peut aussi interpréter les dispersions importantes entre les valeurs théoriques calculées à partir de la relation $\mu = \tau/p_0$ (τ = contrainte de cisaillement du matériau, et p_0 = pression d'écoulement du corps le plus tendre), et les valeurs expérimentales. En outre, l'aire réelle de contact est souvent inhomogène, du fait de la distribution des aspérités, par conséquent, dans de nombreuses expériences de frottement on peut diviser l'aire de contact en plusieurs régions d'aire A_i , chacune ayant sa contribution propre à la force de frottement. On peut donc discrétiser la force de frottement et écrire :

$$T = \int_A \tau dS = \sum_i \tau_i A_i \quad (I.11.)$$

De nombreux auteurs ont écrit la force de frottement comme la somme de trois composantes : une composante abrasive due au labourage de la surface par des aspérités plus dures, une composante due à l'adhésion et une composante due au cisaillement des films constituant l'interface en glissement.

Sachant que les phénomènes décrits par chacune de ces composantes peuvent se produire simultanément ou séquentiellement, l'additivité des contributions reste une hypothèse simplificatrice fréquemment utilisée pour la mise en équation du coefficient de frottement.

Nous allons dans la suite de ce chapitre étudier plus spécifiquement chaque composante en tentant de caractériser les paramètres qui gouvernent leur évolution et leur contribution au frottement. Nous reviendrons, dans la conclusion, sur le calcul de ces trois composantes.

I.2. LA COMPOSANTE ABRASIVE

Cette contribution à la force de frottement peut être due à la pénétration du substrat, soit par des aspérités plus dures, soit par des particules d'usure. Lorsque les surfaces frottantes ont une dureté équivalente, la particule pourra déformer les deux surfaces antagonistes. A partir de modèles simples, on peut calculer pour différentes géométries des aspérités (sphérique ou conique), le coefficient de frottement dû à l'indentation des aspérités dures dans le substrat tendre.

Le processus d'abrasion d'un substrat par une particule de forme quelconque est schématisé dans un cas tout à fait général sur la Figure I.7. Celui-ci se caractérise par un écoulement plastique du substrat qui s'accompagne de la formation d'une rayure et d'un copeau à l'avant du contact. En négligeant l'écoulement de la matière à l'avant de l'indenteur dans le processus décrit Figure I.7, et en considérant deux géométries simples de l'indenteur (conique et sphérique), on peut calculer la composante abrasive du coefficient de frottement.

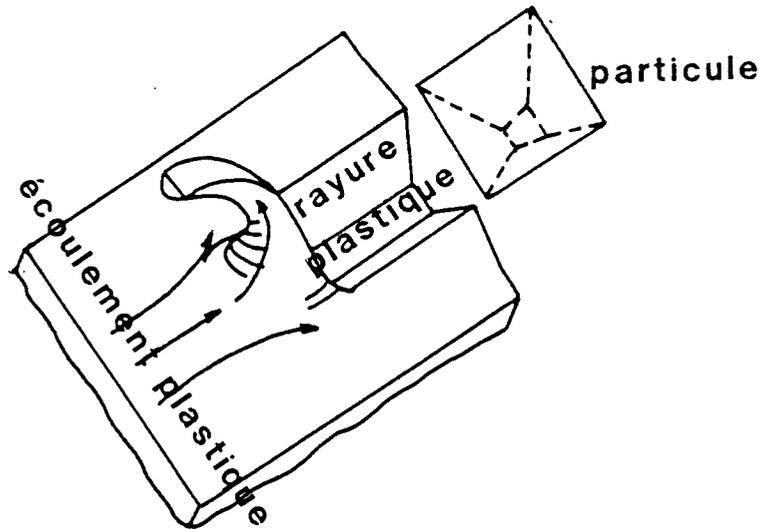


Figure I.7 : Processus d'abrasion d'un substrat par une particule de forme quelconque, caractérisé par un écoulement plastique du substrat. Celui-ci s'accompagne de la formation d'une rayure plastique et d'un copeau à l'avant du contact.

I.2.1. Cas d'une aspérité sphérique

La figure I.8. modélise la rayure effectuée par une aspérité de forme conique et hémisphérique.

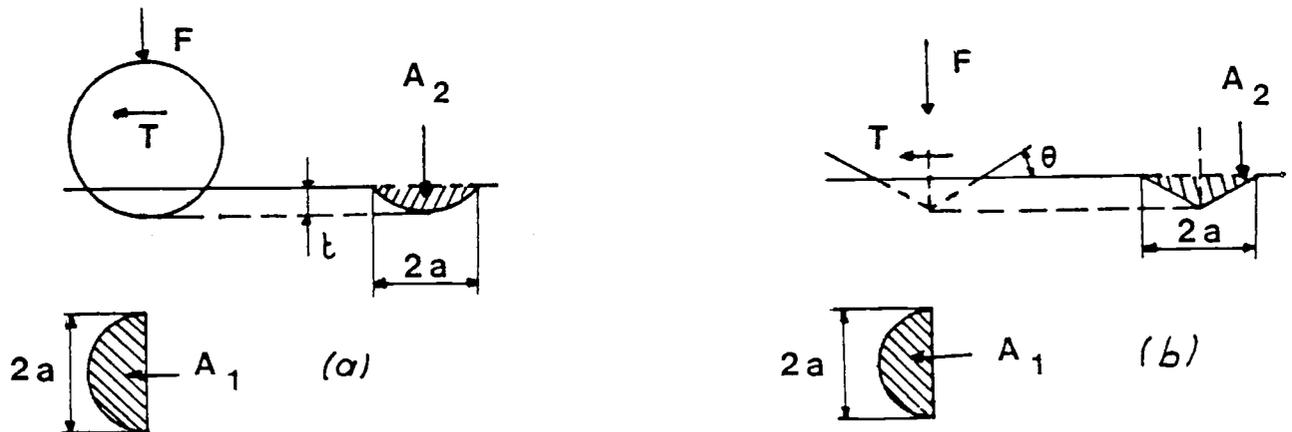


Figure I.8 : Composante abrasive du coefficient de frottement pour :
 (a) un indenteur sphérique : $\mu_p = 4 a/3 \pi R$,
 (b) un indenteur conique : $\mu_p = (2 / \pi) \tan \theta$.
 (d'après Tabor).

Pour une sphère de rayon R , la charge normale est supportée par la surface d'aire $\pi a^2/2$, tandis que la force tangentielle doit permettre le déplacement de la surface d'aire $2a^3/3R$ (Figure I.8).

Par conséquent, le rapport des deux surfaces donne le coefficient de frottement dû au labourage du substrat par l'aspérité soit :

$$\mu_p = \frac{2a^3}{3R} \cdot \frac{2}{\pi a^2} = \frac{4a}{\pi 3R} = 0.6 \left[\begin{array}{c} t \\ - \\ R \end{array} \right]^{1/2} \quad (\text{I.12.})$$

où t représente la profondeur de pénétration.

I.2.2. Cas d'une aspérité conique

Par un raisonnement analogue à celui effectué pour une aspérité hémisphérique, on peut écrire :

$$\mu_p = \frac{A_2}{A_1}$$

où A_2 représente l'aire de la surface déplacée par la force de frottement au cours du labourage, tandis que A_1 est l'aire de la surface supportant la charge normale.

Or

$$A_2 = a^2 \operatorname{tg}\theta \text{ et } A_1 = \pi a^2/2$$

soit :

$$\mu_p = \frac{2}{\pi} \operatorname{tg}\theta \quad (\text{I.13.})$$

Dans ce cas-là, la composante abrasive est uniquement déterminée par la pente moyenne des aspérités et, reste, contrairement au cas précédent, indépendante de la profondeur de pénétration. La plupart des pentes des aspérités oscillent entre 5° et 10° , ce qui donne des valeurs de μ_p comprises entre 0.07 et 0.14 (Tabor (1981)). Ces calculs, bien que relativement archaïques, puisqu'ils négligent les interactions entre la déformation normale et la déformation tangentielle, permettent de bien décrire les matériaux susceptibles de s'écouler (métaux, polymères...).

I.3. LA COMPOSANTE ADHESIVE

Les théories basées sur l'adhésion ont été un des moteurs du récent développement de la tribologie moderne. La contribution de l'adhésion au frottement, fut longtemps négligée, en particulier, par Coulomb. Derjaguin, en écrivant la loi : $T = \mu F_{\text{ext}} + \mu F_{\text{int}}$ introduit avec le terme μF_{int} un premier concept de l'adhésion, en considérant ce paramètre comme représentatif d'une attraction à l'échelle moléculaire. Il a fallu néanmoins attendre Bowden & Tabor pour intégrer dans le coefficient de frottement la déformation (élastique ou plastique) des aspérités à la fois dans un contact statique et un contact glissant. Ainsi, l'aire réelle de contact dépend non seulement de la topographie et de la géométrie des surfaces, mais aussi du comportement mécanique des aspérités. Cette remarque constitue le fondement de la théorie de l'adhésion dont nous allons voir divers aspects dans la suite de ce chapitre.

I.3.1. Aspect macroscopique : adhérence

Dans un contact glissant, il peut se produire un écoulement plastique au niveau des aspérités en contact, qui forment les jonctions. Par conséquent, que la charge soit supportée par plusieurs aspérités, ou par une seule zone de contact, l'aire réelle de contact peut s'écrire :

$$A = \frac{F}{p_0}$$

où p_0 est la pression d'écoulement plastique du matériau le plus tendre.

En outre, étant données les fortes liaisons dans l'interface, la force appliquée, pour qu'il y ait glissement est équivalente à la force nécessaire au cisaillement des jonctions d'où :

$$T = A\tau = \frac{\tau F}{p_0}$$

où τ est la contrainte de cisaillement interfacial.

La force de frottement est alors proportionnelle à la charge normale indépendante de la taille des corps, conformément aux premières hypothèses de Coulomb. On détermine alors le coefficient de frottement par l'expression :

$$\mu = \frac{\tau}{p_0} \quad (\text{I.14.})$$

Pour la plupart des matériaux, τ vaut approximativement $0.2 p_0$ ce qui conduit à une valeur du coefficient de frottement de 0.2 , valeur très faible, qui ne décrit pas le comportement des milieux où l'on atteint dans le vide et même dans l'air des valeurs beaucoup plus importantes. Tabor (1981) explique cette dispersion de la façon suivante : pour une jonction donnée, le matériau est déjà plastifié sous la seule action de la charge normale. Dès qu'une force tangentielle est appliquée pour initier le glissement on dépasse alors le critère de plasticité. L'action combinée des forces normales et tangentielles provoquent l'augmentation de la surface de contact jusqu'à ce que soient satisfaites les conditions de plasticité. Ce processus de croissance de jonctions est représenté figure I.9. Tsuya et Takagi (1961) ont étendu ce modèle de croissance de jonction au cas d'un substrat recouvert d'un film mince tendre en introduisant une aire de cisaillement A_S distincte de l'aire de contact statique A_0 . Dans ce cas, l'aire A_0 est uniquement déterminée par la dureté du substrat et la force de frottement dépend essentiellement du comportement en cisaillement de la couche mince. On peut alors écrire :

$$T = A_S \tau \text{ et } F = A_0 p_0$$

Il résulte pour le coefficient de frottement μ rapport de la force tangentielle à la force normale :

$$\mu = \frac{\tau A_s}{p_0 A_0}$$

Cette hypothèse permet d'interpréter notamment les différences entre les valeurs expérimentales de Tsuya et Takagi et les valeurs théoriques calculées à partir de la relation (I.14.).

modèle de croissance d'une jonction

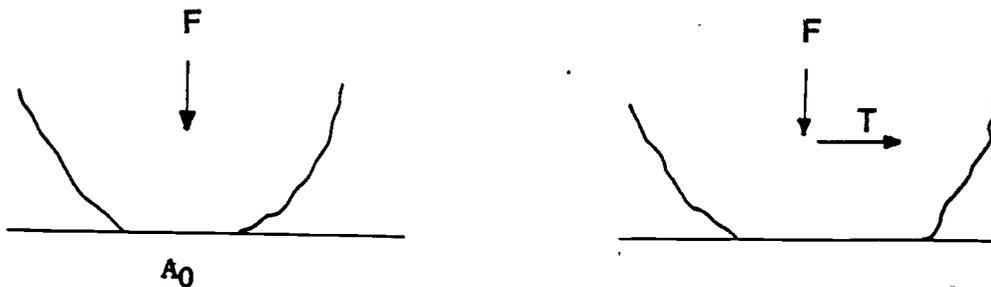


Figure I.9 : Schématisation du processus de croissance d'une jonction sous l'action combinée des contraintes normales et tangentielles. L'aire de la jonction augmente selon une loi empirique du type : $A = A_0 [1 + a (T/F)^2]^{1/2}$ où a vaut approximativement 9 et A_0 est l'aire de contact statique sous la charge normale F (d'après Tabor).

Cependant, en présence de films interfaciaux, la contrainte de cisaillement de l'interface, qui est en l'occurrence le paramètre déterminant dans l'évolution du coefficient de frottement, devient difficile à évaluer. Alors, le modèle de croissance des jonctions ne suffit plus pour décrire le comportement de l'interface.

D'autres auteurs (Machlin (1954), Coffin (1956)), ont postulé pour interpréter les différences entre la valeur théorique et les valeurs expérimentales, que les propriétés en frottement des solides pouvaient être notablement modifiées par leur énergie libre de surface. Rabinowicz (1967) a exploité et appliqué cette hypothèse à des problèmes plus spécifiques concernant l'usure et la réduction du frottement en rajoutant à l'équation (I.14.) un terme décrivant les interactions entre les solides dues à l'énergie de surface des matériaux :

$$\mu = \frac{\tau}{p_0} + \frac{k w}{p_0} \quad (\text{I.15.})$$

Le facteur k dépend surtout de la géométrie du contact et w désigne l'énergie d'adhésion interfaciale entre les corps en contact. Ce dernier paramètre difficilement accessible par l'expérience serait relié, d'après Rabinowicz, à la miscibilité et la solubilité des solides.

Cependant, ces différentes théories mettent en jeu des interactions entre aspérités, et constituent des approches macroscopiques du phénomène d'adhésion, même si l'énergie de surface est liée à des attractions moléculaires. Selon ce point de vue, le terme adhérence semble d'ailleurs mieux adapté. Or, lorsque l'on met des solides en contact, il se forme des liaisons métalliques, l'interface se comporte alors comme un joint de grains dont la contrainte de cisaillement dépend des propriétés électroniques des matériaux, de leur structure cristalline, des défauts du réseau (Buckley (1982)). Ceci nous conduit donc, à examiner l'aspect microscopique de la contribution adhésive au frottement.

I.3.2. Aspect microscopique : adhésion

L'étude de l'adhésion passe par la définition des liaisons interfaciales qui se produisent lors de la mise en contact de deux solides. Pour des distances de séparation supérieures à 2 nm, les interactions de Van der Waals augmentent lorsque la distance entre les solides diminue. Lorsque cette distance est de l'ordre des longueurs atomiques, la liaison métallique est complète et les forces de répulsion à courte distance vont gouverner l'équilibre final (figure I.10).

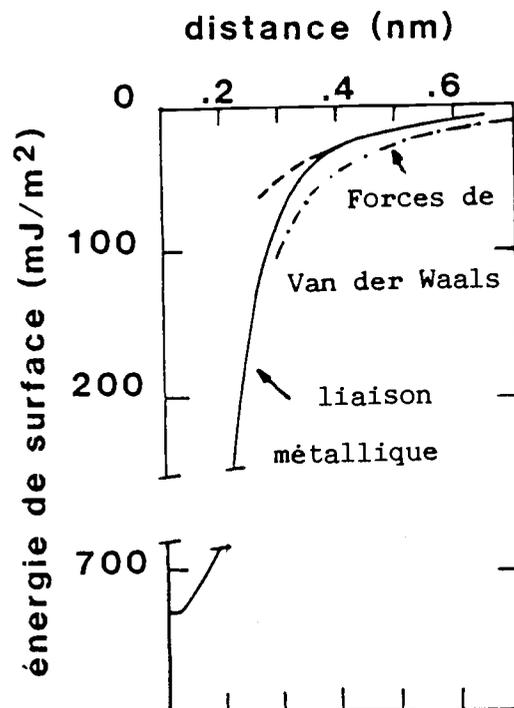


Figure I.10 : Energie d'interaction entre deux plans parallèles métalliques lorsqu'ils sont mis en contact atomique. Les interactions de Van der Waals sont prépondérantes pour des distances de séparation supérieures à 3 Å. Pour des distances inférieures elles sont masquées par la formation de liaisons métalliques. (d'après Tabor).

Certains auteurs ont suggéré que le processus d'adhésion était dû à un transfert de charges électriques dans l'interface. (Derjaguin (1978). Ceci n'est vrai que dans certains cas particuliers. Buckley (1967) fut un des premiers auteurs à étudier les interactions électroniques dans l'interface pour les corrélérer au coefficient de frottement et à montrer que la structure atomique des matériaux est à l'origine de la nature anisotropique du coefficient de frottement. Il a mis en évidence, en particulier, l'influence du nombre d'électrons de l'orbitale d sur l'énergie de liaison (Figure I.11).

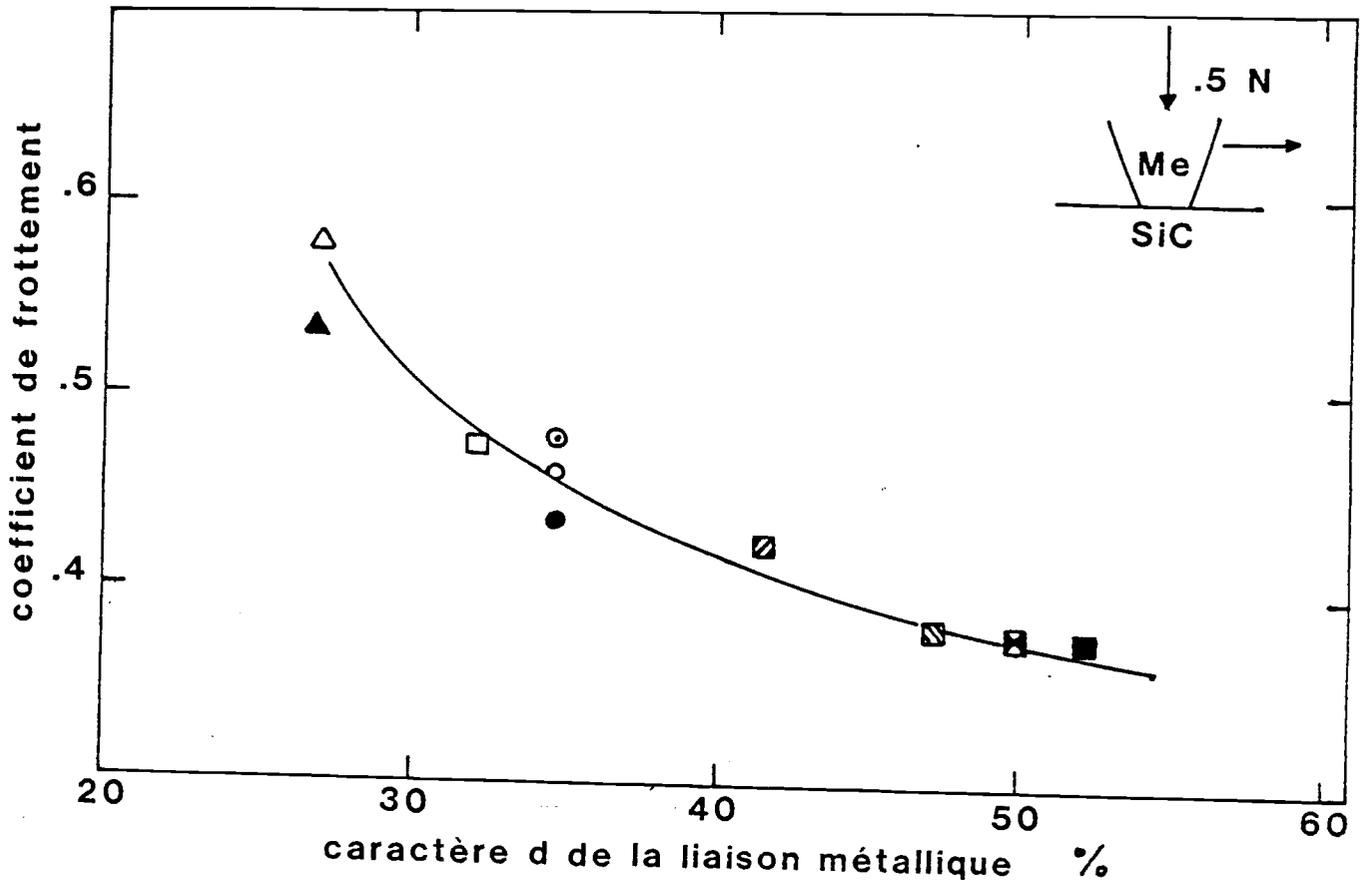


Figure I.11. : Variation du coefficient de frottement avec le caractère d de la liaison métallique, pour différents métaux frottant sur un plan en carbure de silicium. Cette courbe montre l'influence de la structure électronique sur la liaison céramique/métal (d'après Buckley).

Il a également montré que le frottement était relié à des propriétés fondamentales telles que la densité atomique des plans cristallins, la distance entre les plans, l'énergie de surface, l'élasticité des plans et la dureté. Ces propriétés sont toutes reliées à l'orientation cristalline. Par conséquent, lorsqu'un matériau monocristallin est sollicité en cisaillement, le glissement s'effectuera dans des plans cristallins privilégiés. Ces plans de glissement sont généralement les plans présentant la plus forte densité atomique (Hayden (1965)), qui sont eux-mêmes les plans les plus éloignés, donc présentant une énergie de cohésion plus faible. Dans ces plans, les directions de glissement sont atomiquement les plus denses. En effet, le glissement, résulte de mouvements de

dislocations, et sachant que l'énergie de dislocation est proportionnelle au carré du vecteur de Burger, il se fera dans la direction où la densité est la plus élevée. Ces processus de glissements interatomiques, vont gouverner les forces de frottement qui sont plus faibles lorsque la direction de glissement correspond à des orientations cristallines où la densité atomique est importante.

Buckley a aussi constaté que le coefficient de frottement pouvait être influencé non seulement par la structure atomique, mais par l'arrangement des atomes aussi bien dans les corps purs, que dans les alliages. A partir d'expériences de frottement sur un alliage de Cu_3Au à différentes températures pour modifier l'état d'ordre ou de désordre atomique de l'alliage, Buckley (1967) a prouvé que le coefficient de frottement est plus faible lorsque le matériau se trouve dans un état ordonné. Le passage d'un état ordonné à un état atomique désordonné se traduit simultanément par une décroissance de la dureté et de l'élasticité du matériau (Figure I.12).

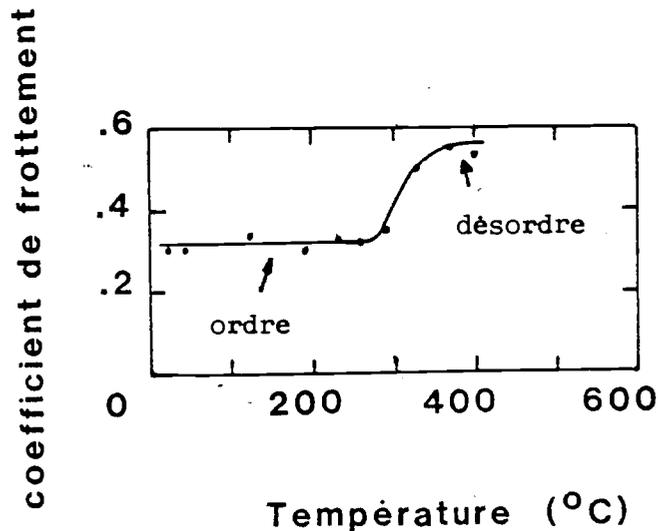


Figure I.12 : Frottement sous vide d'une sphère en Cu_3Au sur un plan en acier. La transition d'un état ordonné à un état désordonné de l'alliage Cu_3Au est obtenue dans le vide ($P = 10^{-9}$ Torr). par élévation de la température et se traduit par trois phénomènes simultanés, à charge constante ($F = 10$ N).
 (a) une diminution de la dureté,
 (b) une diminution du module d'Young,
 (c) une augmentation du coefficient de frottement.
 (d'après Buckley).

Tabor & Gane (1971), ont également mis en évidence, des variations significatives du coefficient de frottement dans des expériences de frottement à micro-échelle entre une pointe en Tungstène et un plan en graphite selon la direction de glissement de la pointe sur le plan. Dans le plan de base du graphite, le coefficient de frottement varie entre 0.005 et 0.02, sans usure importante du graphite. En revanche, si le déplacement a lieu dans un plan perpendiculaire au plan de base, le coefficient de frottement peut atteindre des valeurs élevées proches de 0.3 en ne cessant

d'augmenter avec la charge. Tabor donne deux raisons à ces résultats expérimentaux :

- i) La composante principale de la force de frottement est due à un mécanisme d'adhésion à l'interface graphite/Tungstène, qui produit un clivage du graphite à l'avant du contact glissant,
- ii) Il n'y a pas de cisaillement à proprement parler du graphite.

En d'autres termes, la composante adhésive ne produit pas de déformation du graphite et dépend des forces de surfaces entre le tungstène et le graphite. En effet, dans des matériaux ayant une structure lamellaire (MoS_2 , graphite), les liaisons inter-couche sont faibles (type Van der Waals), tandis que les liaisons internes sont covalentes donc fortes. Par conséquent, le plan de base possède une faible énergie de surface, et les forces attractives entre le Tungstène et le graphite sont peu élevées, ce qui provoque une diminution du coefficient de frottement.

Par contre, dans un plan non parallèle au plan de base, l'énergie de surface est beaucoup plus grande, ce qui conduit à des coefficients de frottement élevés. Ces expériences ont été récemment reprises par Mate & al. (1987), en utilisant un microscope à force atomique où la pointe en Tungstène, est très faiblement chargée. ($F < 10^{-4}$ N), et se déplace dans le plan de base du graphite. Les valeurs du coefficient de frottement sont, dans ces expériences de frottement à l'échelle atomique, très voisines de celles répertoriées par Tabor & Gane (1971). De plus, la force de frottement présente une périodicité analogue à la périodicité atomique du graphite (Figure I.13). Le phénomène est d'autant plus marqué que la charge est élevée. On peut définir la force de frottement comme la somme de deux contributions : une composante périodique et conservative à laquelle s'ajoute une contribution dissipative constante.

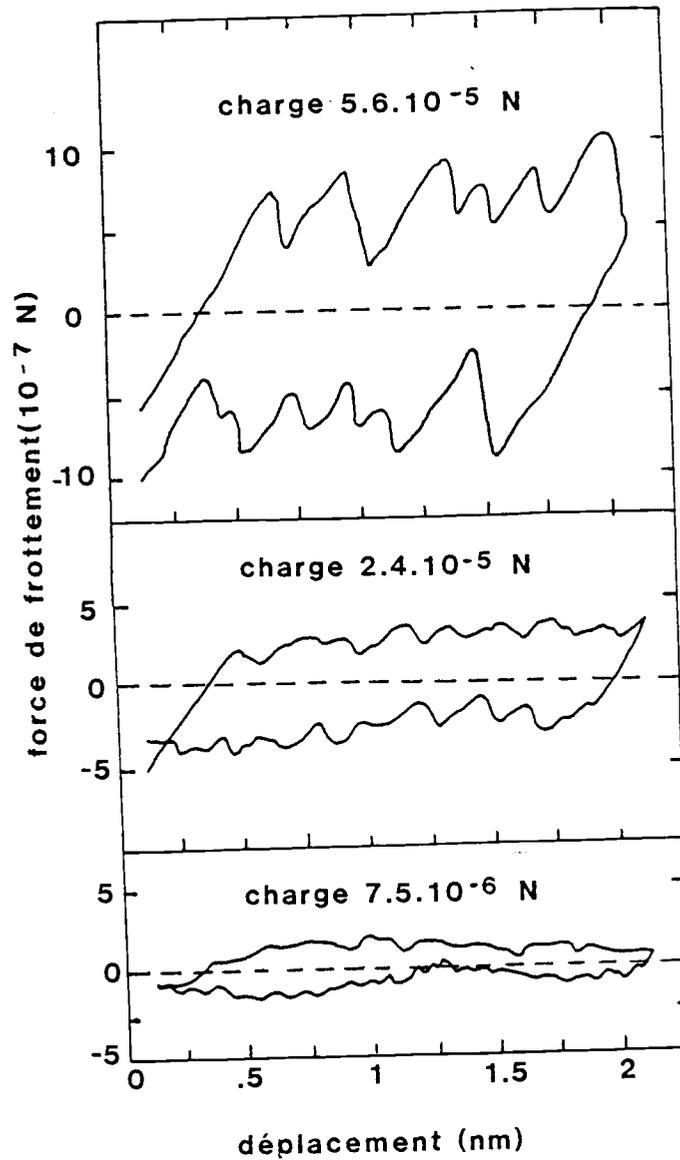


Figure I.13 : Variation de la force de frottement, à différentes charges, selon la position de la pointe en tungstène sur le plan en graphite, dans une expérience de frottement à l'échelle atomique dans un microscope à force atomique. La périodicité des oscillations dont l'amplitude diminue avec la charge correspond à la périodicité atomique du graphite. (d'après Mate).

Si le mouvement relatif de la pointe en Tungstène et du plan en graphite était exclusivement celui de deux plans d'atomes glissant l'un sur l'autre, la force résultante serait conservative oscillant autour d'une valeur moyenne nulle. Une déformation élastique réversible de la pointe pourrait éventuellement contribuer à cette composante conservative. L'origine de la force non-conservative reste mal définie : il peut s'agir d'une dissipation visqueuse, de l'émission d'un phonon, d'une déformation plastique ou de l'usure. Ces deux dernières causes semblent tout à fait improbables.

D'autre part les forces mesurées conservatives et dissipatives, augmentent avec la charge, la force résultante étant proportionnelle à la charge (Figure I.14).

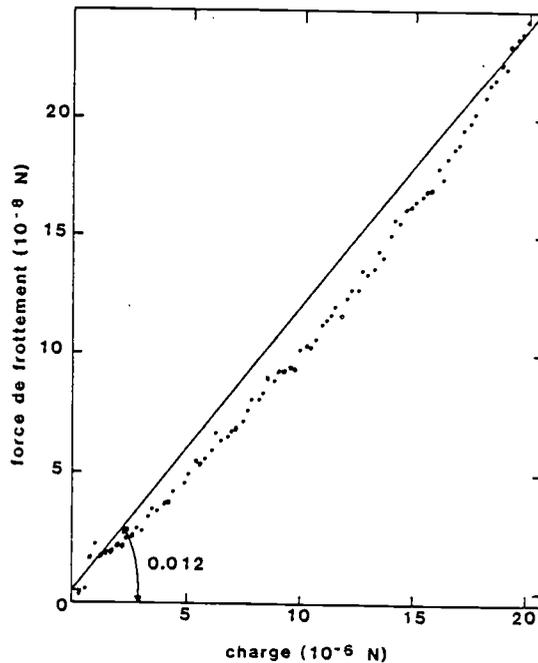


Figure I.14 : Force moyenne de frottement T en fonction de la charge normale F appliquée sur la pointe en tungstène. Cette évolution de la force de frottement donne un coefficient de frottement de 0.012 proche des valeurs expérimentales de Tabor & Gane. (d'après Mate).

De plus, se pose même à l'échelle atomique, le problème de la définition de l'aire réelle de contact. On peut en effet écrire : $T = Ar$. Pour un contact glissant, l'aire réelle de contact est constituée d'un ensemble d'aspérités en contact, la force de frottement est proportionnelle à la charge indépendamment de la déformation élastique ou plastique des aspérités. Un modèle où les aspérités de la surface de la pointe en Tungstène interagissent avec la surface du plan en graphite est cohérent avec les mesures expérimentales (Figure I.14). Cependant, cette aire de contact très inhomogène conduit à une force périodique. Si on intègre la force de frottement sur l'aire de contact tout entière (la force de frottement considérée comme la résultante d'une force conservative et d'une force dissipative), la composante conservative est faible relativement à la composante dissipative totale.

Par conséquent localement la force conservative périodique doit être très importante par rapport à la force dissipative.

I.4. LE COMPORTEMENT DES FILMS INTERFACIAUX

La définition de la surface d'un solide reste un des problèmes majeurs de la tribologie moderne, dans la mesure où les forces de frottement sont engendrées par des interactions surfaciques et impliquent des cisaillements dans, ou très proche, de l'interface en glissement. Le comportement de cette dernière est très étroitement lié à la présence de films de surface (couche de pollution due à l'atmosphère environnant le contact, couches d'oxyde...). De plus, en frottement sec ou dans un régime de lubrification limite, il se forme des films minces adhérents aux surfaces frottantes, dont le comportement gouverne, en partie, l'évolution de la force de frottement. C'est pourquoi, la connaissance de la rhéologie de ces films de différente nature dans des conditions de fortes pressions et taux de cisaillement, et de l'influence de leur géométrie sur leur comportement mécanique, constitue une étape essentielle dans la compréhension de la signification physique du coefficient de frottement.

Par exemple, on sait qu'une couche monomoléculaire de gaz adsorbés, d'épaisseur 5 Å, en réduisant les interactions entre les solides en frottement aux seules forces résiduelles de Van der Waals, diminue fortement la composante adhésive du coefficient de frottement. D'autre part, si on dépose un film tendre sur un substrat plus dur, la charge extérieure normale est supportée par le substrat, ce qui induit une surface de contact A faible. Dans le même temps, le cisaillement se produit essentiellement dans le film mince caractérisé par une contrainte de cisaillement faible, par conséquent la force de frottement définie par $T = Ar$ sera peu importante. Ces deux exemples montrent déjà que l'effet réducteur de frottement associé à la présence de couches minces recouvrant la surface d'un solide dépend de l'épaisseur et de la contrainte de cisaillement de ces films. Outre la connaissance de ces deux paramètres, se posent de nombreuses questions concernant le comportement en frottement des films de surfaces, indépendamment de leur origine, de leur géométrie et de leur nature : comment adhèrent-ils aux surfaces en contact ? Quel est leur comportement mécanique en cisaillement ? Comment se fissurent-ils ?

Nous allons, pour aborder ces problèmes, distinguer deux cas selon l'origine des films déposés à la surface des solides.

I.4.1. Les films de surface

Bowden et Tabor (1942), ont les premiers montré le rôle de l'épaisseur des couches minces sur le coefficient de frottement. Des expériences de frottement entre un frotteur à extrémité hémisphérique en acier, et un plan en acier recouvert d'une couche d'Indium (Figure I.15), montrent que la force de frottement atteint une valeur minimale pour des épaisseurs de films comprises entre 0.5 et 7 micromètres.

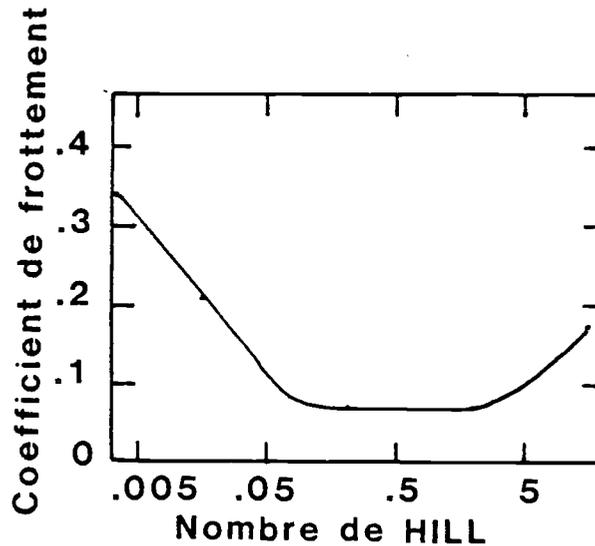


Figure I.15 : Evolution du coefficient de frottement d'un pion en acier sur un plan en acier recouvert d'une couche d'Indium ($F = 40 \text{ N}$) en fonction du nombre de Hill (rapport de l'épaisseur à la longueur cisillée) du revêtement. La pression de contact, de 1.5 GPa , induit une plastification de la couche tandis que le substrat en acier se déforme élastiquement. Il apparaît un minimum du coefficient de frottement pour les films d'une épaisseur de quelques micromètres. (d'après Bowden & Tabor).

On suppose que le substrat, plus dur, supporte la charge normale extérieure, alors que simultanément le cisaillement a lieu principalement dans le film mince. Pour des films suffisamment épais, on constate une diminution des forces de frottement générées dans le contact. En revanche, les films très minces ($h < 10^{-7} \text{ m}$) ont tendance à se rompre plus aisément sous l'effet de la charge et du cisaillement. L'interface cisillée ne contient plus le film mince complet, mais aussi une partie du substrat, ce qui se caractérise par une forte contrainte de cisaillement. Un petit modèle simple développé par Rabinowicz (1967) permet d'interpréter l'évolution du coefficient de frottement pour le cas des fortes épaisseurs ($h > 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$).

Il introduit deux valeurs de coefficient de frottement, l'une μ_1 , correspond au rapport du cisaillement du film τ_f sur la dureté du substrat P_s :

$$\mu_1 = \frac{\tau_f}{P_s}$$

l'autre μ_2 correspond au rapport du cisaillement du film τ_f sur la dureté du film P_f :

$$\mu_2 = \frac{\tau_f}{P_f}$$

Il admet de plus que la force normale F est supportée partiellement par la déformation plastique du substrat et par la cohésion latérale du film (Figure I.16) soit pour une jonction de rayon a_0 :

$$F = F_s + F_f = \pi a_0^2 p_s + 2\pi a_0 h \tau_f$$

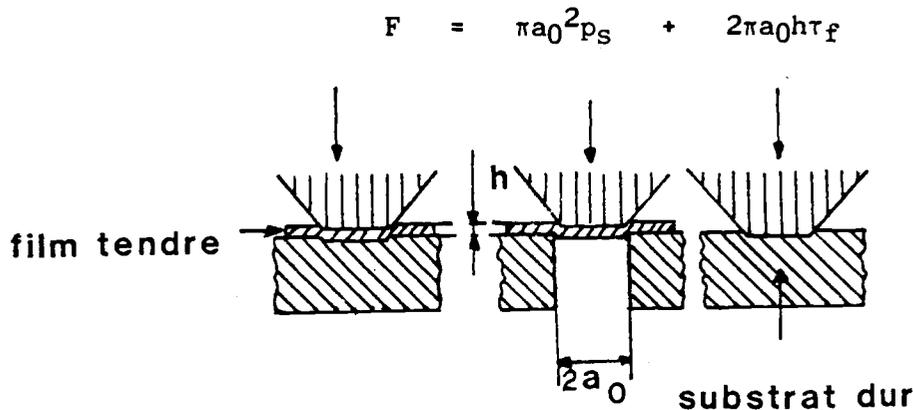


Figure I.16 : Représentation d'un modèle de jonction dans un contact entre deux substrats de même nature recouverts d'une couche tendre. La charge normale est supportée à la fois par la couche plus tendre et par le substrat plus dur. (d'après Rabinowicz).

Il en résulte un coefficient de frottement moyen μ égal à :

$$\mu = \mu_1 \frac{F_s}{F} + \mu_2 \frac{F_f}{F}$$

En tenant compte de ces deux équations, il vient :

$$\mu = \mu_1 \frac{1 + 2\mu_2 h/a_0}{1 + 2\mu_1 h/a_0} \quad (\text{I.16.})$$

On note l'intervention du paramètre h/a_0 (paramètre de Hill) que l'on retrouvera plus loin.

Pour des valeurs typiques de μ_1 et μ_2 ($\mu_1 = 0.2$ et $\mu_2 = 1$), on obtient la courbe de la Figure I.17 dont l'évolution décrit relativement bien les résultats expérimentaux de la Figure I.16.

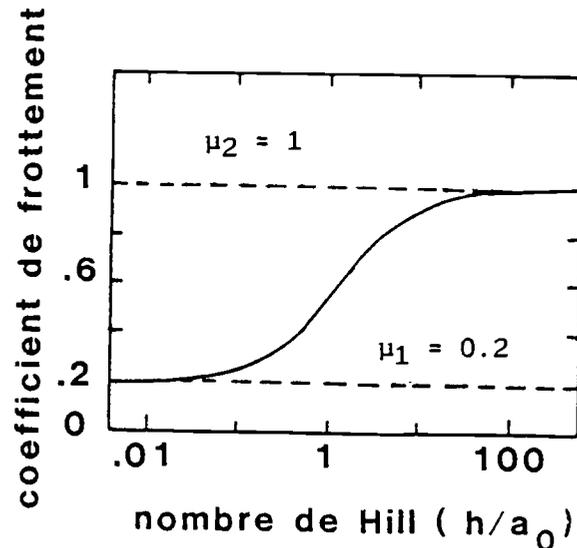


Figure I.17 : Courbe théorique tracée à partir de la relation (I.16.) du coefficient de frottement en fonction du nombre de Hill du revêtement, pour des valeurs caractéristiques de μ_1 et μ_2 ($\mu_1 = 0.2$ et $\mu_2 = 1$) dans le cas où la couche de surface est épaisse ($h > 10^{-5}$ m) et moins dure que le substrat.

Halling (1986) utilise une analyse exclusivement basée sur la topographie des surfaces pour interpréter la courbe de Bowden & Tabor (Figure I.15.). Il décompose le contact en deux interfaces distinctes :

- Un contact aspérités/substrat caractérisé par une aire A_{sub} et une contrainte de cisaillement τ_{sub} .
- Un contact aspérités/film caractérisé par une aire A_{film} et une contrainte de cisaillement τ_{film} .

Par conséquent, on peut décrire la force tangentielle par la relation :

$$T = \tau_{\text{sub}} A_{\text{sub}} + \tau_{\text{film}} A_{\text{film}}$$

et la force normale par :

$$F = P_{\text{sub}} A_{\text{sub}} + P_{\text{film}} A_{\text{film}}$$

où P_{sub} et P_{film} sont les pressions de contact entre les aspérités et respectivement le substrat et le film.

Il résulte un coefficient de frottement :

$$\mu = \frac{\tau_{\text{sub}} A_{\text{sub}} + \tau_{\text{film}} A_{\text{film}}}{P_{\text{sub}} A_{\text{sub}} + P_{\text{film}} A_{\text{film}}} \quad (\text{I.17.})$$

En utilisant le critère de plasticité du film et du substrat, Halling calcule les contraintes normales et tangentielles et obtient pour le coefficient de frottement la relation suivante :

$$\mu = \frac{\alpha_1 A'H' + \alpha_2}{A'H'(1 - \alpha_1^2)^{1/2} + (H_c^2 - \alpha_2^2)^{1/2}} \quad (\text{I.18.})$$

où $A' = A_{\text{sub}}/A_f$, H' est le rapport de la dureté du substrat à la dureté du film, α_1 et α_2 sont des constantes, et H_c est une dureté équivalente fonction de la dureté et de l'épaisseur du film. Le rapport A' dépend de la rugosité des surfaces. Cette relation relativement complexe qui met en jeu la rugosité des surfaces, l'épaisseur du film, et la dureté relative de la couche et du substrat, permet de confirmer les résultats de Bowden & Tabor, si $H' > 1$ et prévoit un comportement inverse (Figure I.18), si $H' < 1$.

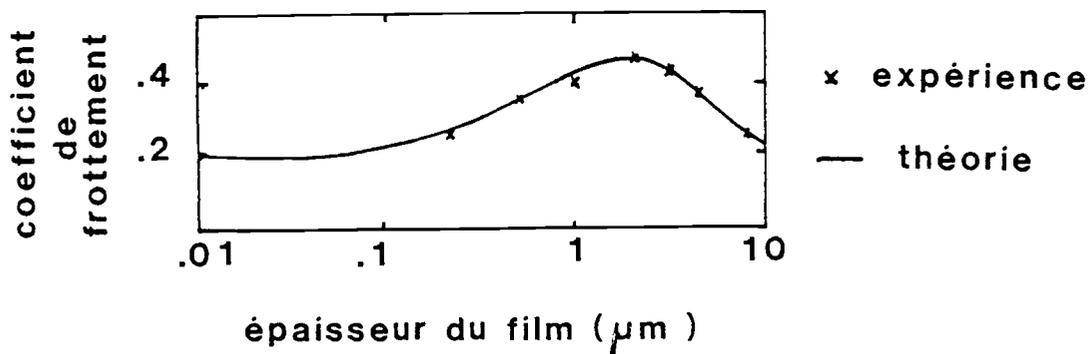


Figure I.18 : Variation du coefficient de frottement avec l'épaisseur du film pour des films durs recouvrant un substrat plus tendre et frottant sur un pion en acier. Le comportement en frottement de telles couches est inverse de celui observé pour des couches tendres sur des substrats plus durs (figure I.15). La courbe théorique, due à Halling (1986), est basée sur la décomposition du contact en une zone de contact aspérités/film et en une zone de contact aspérités/substrat.

Ainsi s'ils sont suffisamment épais et selon leur dureté relative par rapport au substrat qu'ils recouvrent, les films de surface réduisent les liaisons substrat/substrat ce qui a pour effet de diminuer la composante adhésive du coefficient de frottement. Le cas le plus représentatif de ce type de comportement est obtenu avec des couches d'oxydes dont l'épaisseur est de l'ordre de la centaine d'Angströms. Elles ont généralement une dureté élevée et un comportement fragile. C'est pourquoi, outre leurs propriétés mécaniques intéressantes et l'utilisation des métaux durs dans des conditions de fortes températures, le rôle des couches d'oxyde sur le frottement sec ou limite se situe au centre d'études nombreuses et récentes.

I.4.2. Cas particulier des couches d'oxyde

Les couches d'oxyde sont en général de très faible épaisseur (2 à 10 nm). Si on tient compte des modèles précédemment rappelés, ces couches doivent résister à la pression d'écrasement, et avoir une faible contrainte de cisaillement, dans le cas du frottement sec. Ces deux caractéristiques peuvent être antagonistes. En revanche, dans un régime de lubrification limite, Komvopoulos, Saka, Suh, (1986), ont montré grâce à une analyse expérimentale et un modèle distinguant le comportement élastique et le comportement plastique, que selon le type de déformation imposé par la charge à l'ensemble substrat/couche/substrat (plastique ou élastique), le coefficient de frottement varie et est gouverné par différents mécanismes.

a) La couche d'oxyde se déforme élastiquement.

Le contact glissant est schématisé sur la Figure I.19.

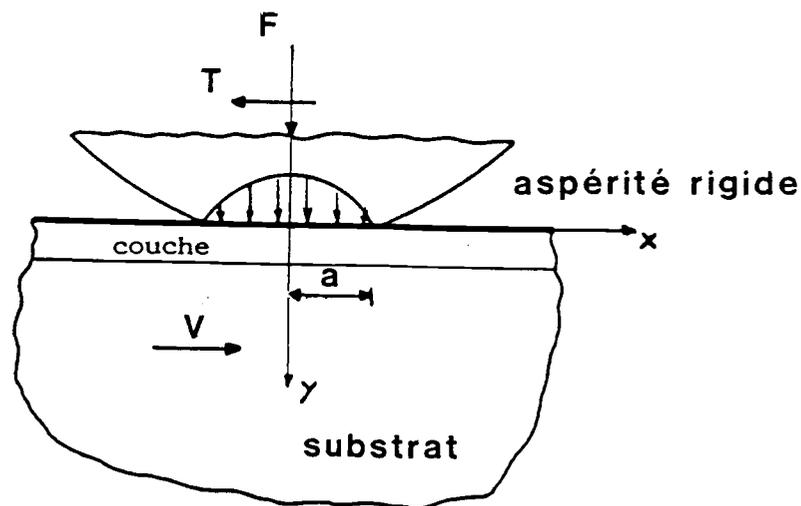


Figure I.19. : Représentation schématique d'un contact entre une aspérité cylindrique fixe et une couche élastique (oxyde + lubrifiant) recouvrant le substrat. La vitesse relative entre les deux surfaces en frottement est notée V . La distribution de pression, pour cette géométrie de contact, est la somme d'une fonction elliptique et d'une fonction parabolique. (Gupta & al (1974)). (d'après Komvopoulos).

Si α_0^2 représente le rapport de l'aire réelle de contact à l'aire de contact hertzien et β_0 le rapport de la pression réelle de contact à la pression maximale de Hertz, on peut déterminer la répartition de pression, en déformation élastique, pour un substrat recouvert d'une couche en contact avec une aspérité de forme cylindrique, en fonction de α_0 et β_0 . (Walowit(1974)). En intégrant cette distribution de pression sur la surface de contact, on obtient pour la charge f par unité de longueur :

$$f = \frac{\pi}{2} a \left[\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right] p \quad (\text{I.19.})$$

où $p = \beta_0 p_M$ (p_M est la pression maximale de Hertz).

La force tangentielle t_0 , par unité de longueur s'écrit :

$$t_0 = 2a \tau$$

d'où on déduit le coefficient de frottement :

$$\mu = \frac{4}{\pi} \frac{\tau}{p} \frac{\beta_0}{\alpha_0} \quad (\text{I.20.})$$

Le rapport (β_0/α_0) dépend du nombre de Hill (rapport de l'épaisseur de la couche sur sa longueur cisailée), ainsi que des propriétés élastiques de la couche et du substrat. Le coefficient de frottement est donc lui-même fonction du nombre de Hill et présente un minimum pour un nombre de Hill indépendant des matériaux utilisés comme le montre la Figure I.20.

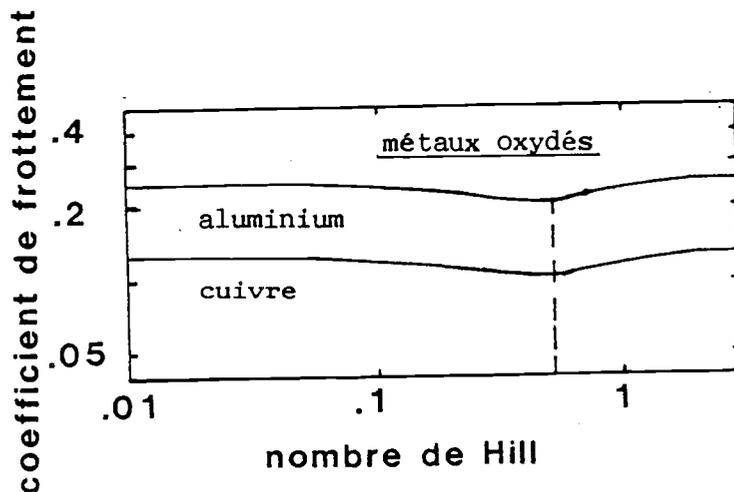


Figure I.20 : Evolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Hill (rapport de l'épaisseur de la couche à la longueur du contact), pour différents métaux oxydés, dans le cas d'une déformation élastique de la couche. Selon les propriétés élastiques relatives de la couche d'oxyde et du substrat, on obtient un minimum plus ou moins important du coefficient de frottement. Ce minimum est atteint pour le même nombre de Hill, indépendamment des matériaux. (d'après Komvopoulos).

Ces résultats fondés sur l'analyse de la déformation des aspérités en contact, montrent le rôle important du nombre de Hill sur le comportement en frottement des couches d'oxyde en lubrification limite.

D'autre part, dans le cas d'un mode de déformation élastique, le rapport (β_0/α_0) est proche de 1, ce qui signifie que le coefficient de frottement est défini principalement par le cisaillement de l'interface (couche d'oxyde + lubrifiant).

b) Le mode de déformation est plastique

Les résultats expérimentaux montrent un labourage sévère, une déformation plastique de la surface, et une destruction partielle voire complète de la couche d'oxyde (Komvopoulos (1986)). Celle-ci peut être le résultat de différents mécanismes simultanés ou séquentiels schématisés sur la Figure I.21.

- i) Cisaillement de l'interface oxyde/métal,
- ii) Déformation plastique du substrat,
- iii) Indentation de la couche oxydée et déformation plastique subsurfacique,
- iv) Apparition de microfissures dans la couche d'oxyde en raison de la porosité et enlèvement de matière par délamination.

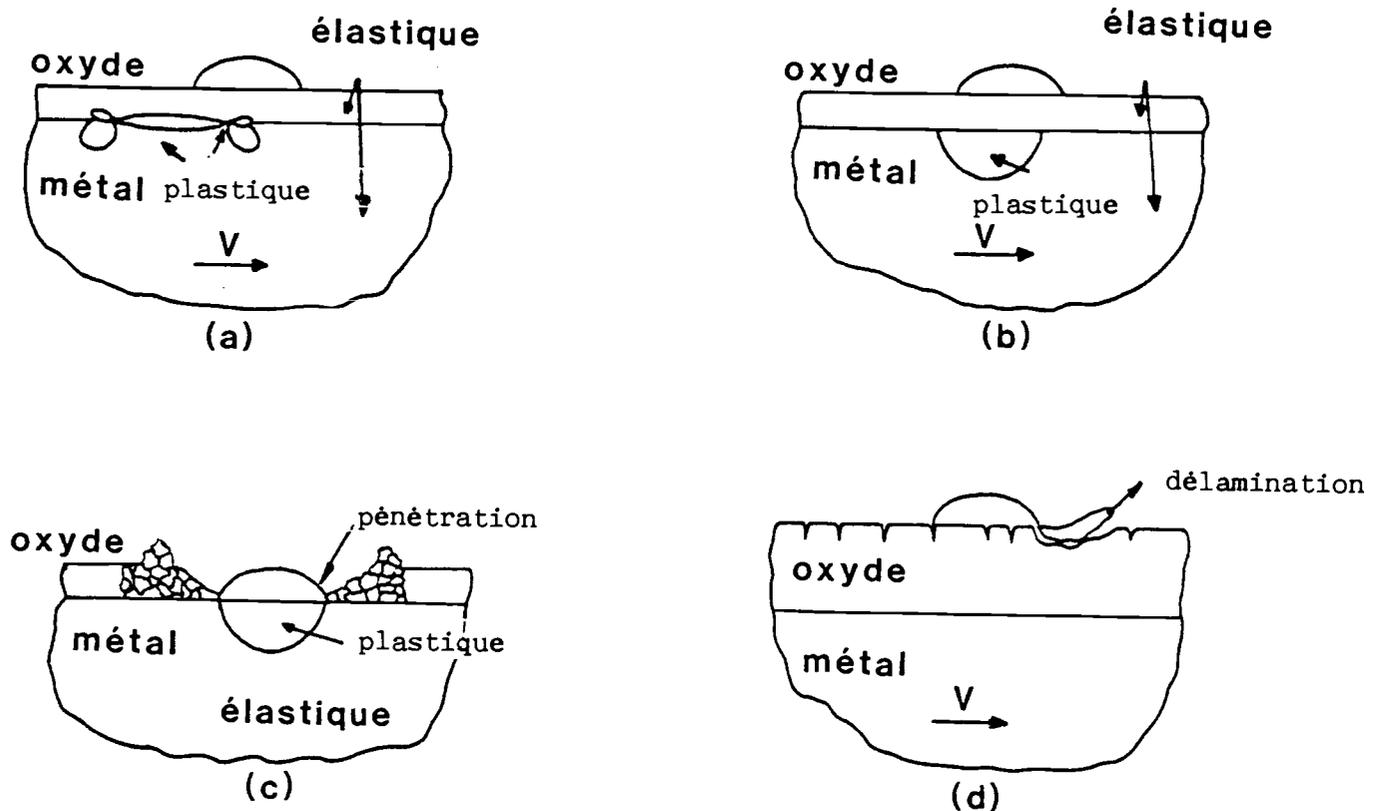


Figure I.21. : Mécanismes de destruction de la couche d'oxyde dans le cas d'un mode de déformation plastique.

(a) Cisaillement de l'interface oxyde/métal.

(b) Déformation plastique du substrat.

(c) Indentation de la couche d'oxyde induisant des déformations plastiques dans la sous-couche dont les interactions produisent la destruction de la couche d'oxyde.

(d) Apparition de micro-fissures dans la couche d'oxyde en raison de sa porosité et enlèvement de matière par délamination. (d'après Komvopoulos).

Il arrive parfois que la couche d'oxyde ne soit pas rompue. On obtient alors un coefficient de frottement proche de 0.1. Ce phénomène est dû soit, à des contraintes de traction trop faibles pour initier une délamination, soit à une très forte adhérence de la couche sur le substrat. Le mécanisme essentiel qui régit l'évolution de la force de frottement dans un mode de déformation plastique, est un processus d'abrasion provoqué par les débris d'usure piégés dans le contact glissant.

I.4.3. Cas des films tribochimiques

Les films tribochimiques sont formés par réaction entre les particules d'usure et le lubrifiant, ou par attaque chimique directe du substrat par le lubrifiant, dans des conditions de fortes pressions et à

taux de cisaillement élevé. Pour certains lubrifiants additivés, les films tribochimiques appelés aussi films réactionnels présentent, sous l'action continue du frottement, une structure amorphe permettant d'expliquer le rôle anti-usure de certains additifs comme le DTPZn (Martin (1978)).

Récemment, Tonck & al (1986) ont montré, grâce à des expériences de microglissement (analogues aux expériences de Mindlin), effectués sur divers films réactionnels formés, par ailleurs, dans des essais de frottement en régime limite, que tous ces films bien que conduisant à des coefficients de frottement différents avaient des propriétés élastiques en cisaillement semblables. On peut donc vraisemblablement penser que ce sont les comportements plastique ou viscoélastique des films interfaciaux plutôt que le comportement élastique qui gouvernent l'évolution des forces de frottement en lubrification limite. Le coefficient de frottement peut alors s'écrire :

$$\mu = \frac{\tau_0}{p} + \alpha \quad (\text{I.21.})$$

où τ_0 et α sont des paramètres caractéristiques du comportement en cisaillement des films (Peterson (1988)). Cette relation n'est cependant valable que pour de fortes pressions, comme le montre la Figure I.22. dans le cas particulier du MoS₂.

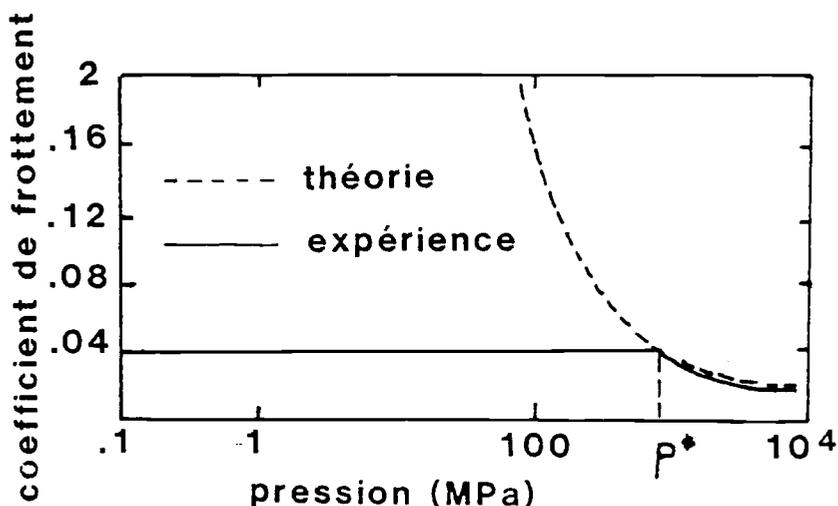


Figure I.22 : Evolution du coefficient de frottement en fonction de la pression pour un film de MoS₂. La courbe pointillée représente l'évolution théorique calculée à partir de la relation $\mu = \tau_0 + a/p$. D'après les valeurs expérimentales mesurées par différents auteurs, le comportement en frottement du MoS₂ est bien décrit par la relation (I.21.) pour des pressions élevées ($p > p^* = 8.10^8$). Le coefficient de frottement reste constant pour de faibles pressions ($p < p^*$).

Il existe alors une pression p^* en-dessous de laquelle l'évolution du coefficient de frottement diverge par rapport à la relation (I.21.). p^* est compris entre 10^8 et 10^9 Pa. Alliston-Greiner (1987) confirme cette relation pour le cas de films tribochimiques formés par le DTPZn et trouve $\tau_0 = 0$ $\alpha = 0.1$, valeur typique du coefficient de frottement en lubrification limite (Figure I.23)

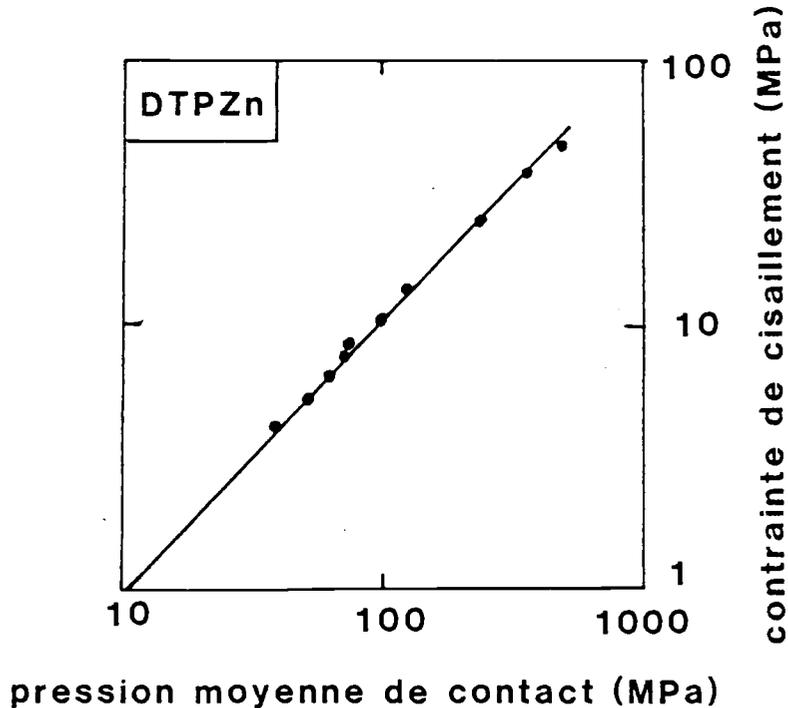


Figure I.23 : Variation de la contrainte de cisaillement de l'interface avec la pression de contact, dans un contact sphère/plan en lubrification limite et en présence de DTPZn. Le comportement du film tribochimique est tel que (d'après Alliston-Greiner):

$$\tau = \tau_0 + \alpha p,$$

avec :

$$\tau_0 = 0 \text{ et } \alpha = 0.1$$

La force de frottement est donc sans doute provoquée par le cisaillement, soit de l'interface film/métal, soit du film lui-même. Le film réactionnel, dans ce cas, est solide avec un comportement plastique. Il semble alors que la propriété essentielle du film, soit non pas sa contrainte de cisaillement intrinsèque, mais plutôt, que cette contrainte de cisaillement soit proportionnelle à la pression de contact (Figure I.23.). Ceci prouve, que les forces de frottement engendrées dans un contact glissant, en lubrification limite, sont très étroitement liées à la rhéologie des films interfaciaux dont la loi de comportement et les caractéristiques mécaniques en glissement régissent le cisaillement de l'interface. Cependant, ces comportements peuvent être modifiés par les conditions aux limites (adhérence des films aux surfaces frottantes) et le processus de formation des films tribochimiques. Ils sont, généralement, issus du compactage de débris d'usure, produits de réaction entre le

lubrifiant, les surfaces et les particules d'usure, et constituent des corps solides plus ou moins homogènes. Ainsi, de par leur structure, leur comportement mécanique dans les conditions sévères de pressions et de taux de cisaillement, se rapproche de celui des milieux granulaires.

I.4.4. Les milieux granulaires

Le comportement mécanique des milieux granulaires et colloïdaux est gouverné par les forces interparticulaires qui peuvent avoir 4 origines distinctes :

- Forces de Van der Waals,
- Forces électrostatiques,
- Forces hydrodynamiques,
- Forces dues au mouvement brownien des particules.

La contribution relative de ces interactions au comportement macroscopique du matériau dépend de la taille des particules et de leur concentration volumique. Par exemple, pour des particules dont le diamètre dépasse 20 micromètres, les forces dominantes sont les forces d'inertie. En revanche, pour des particules dont la taille est inférieure au micromètre, les effets dûs au mouvement brownien et aux charges électrostatiques seront prépondérants. Dans chaque cas, on peut décrire le comportement du milieu par un nombre adimensionnel représentant l'importance relative des différentes forces interparticulaires. Nous verrons dans ce paragraphe un cas particulier où le comportement mécanique du milieu est gouverné principalement par les forces d'inertie. L'étude de ces matériaux est basée sur deux points de vue différents.

Le premier consiste à considérer la dynamique des particules individuelles et constitutives du milieu proprement dit, la seconde, assimile le matériau granulaire à un milieu continu. Cette dernière approche a été utilisée dans une étude expérimentale du comportement en cisaillement des poudres métalliques, et plus spécifiquement de l'évolution de la contrainte de cisaillement avec le taux de cisaillement (Craig, Domoto, Buckholz, (1986)).

Les contraintes normales et tangentielles sont fortement dépendantes de l'épaisseur des films, ainsi que de la fraction volumique, ce dernier paramètre gouvernant le comportement des milieux divisés puisqu'une très faible augmentation de la fraction solide se traduit par une brutale élévation de la contrainte de cisaillement à un taux de cisaillement donné (Figure I.24).

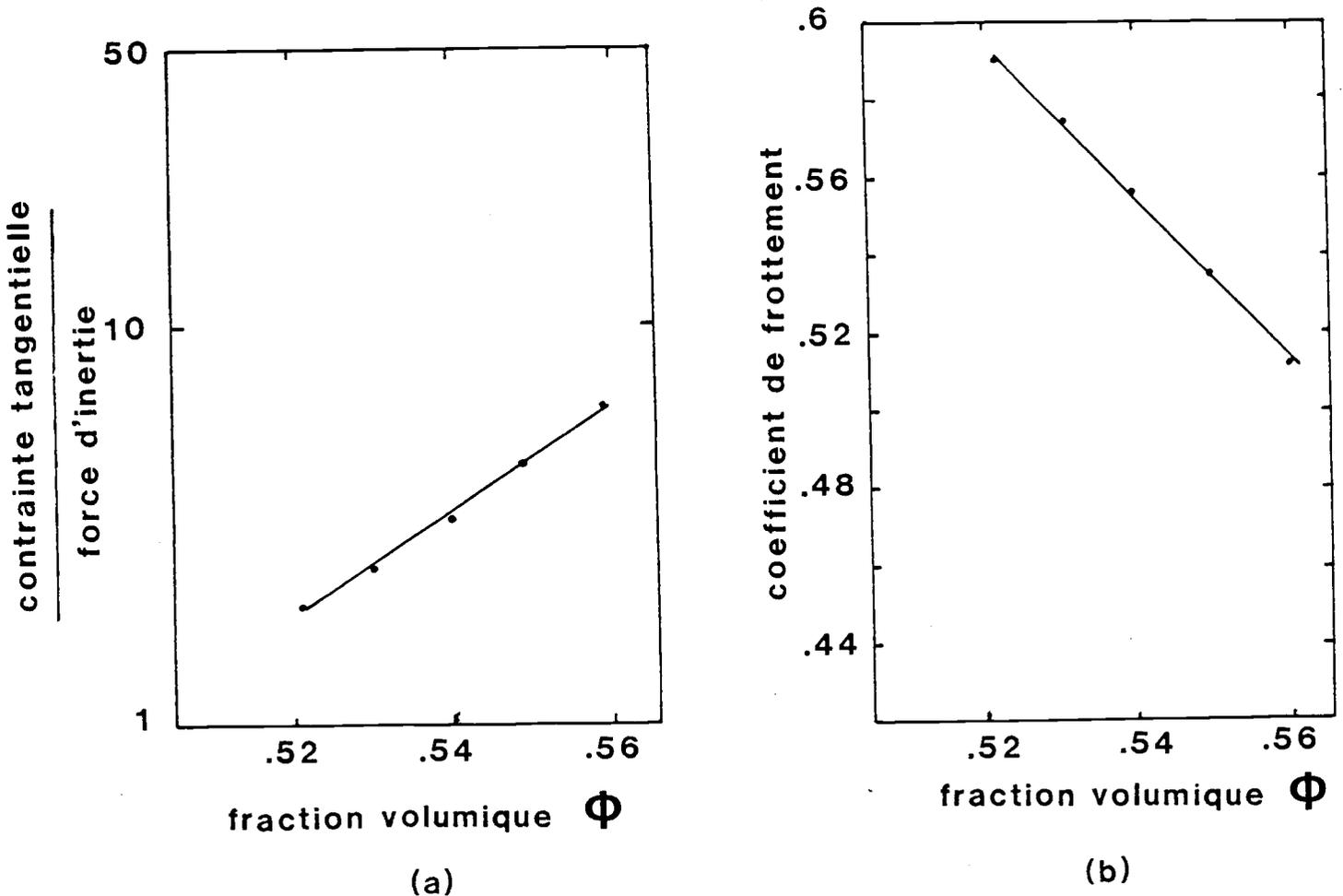


Figure I.24 : Comportement mécanique d'une poudre métallique (Taille des particules = 100 micromètres). On note en particulier, pour une épaisseur de contact et une vitesse données l'influence de la fraction volumique des particules sur :

- (a) la contrainte tangentielle, adimensionnée par les forces d'inertie, au cours du cisaillement d'une poudre métallique d'acier dans une cellule de cisaillement annulaire où h est l'épaisseur de l'interface, V la vitesse de cisaillement, d le diamètre moyen des particules. La contrainte de cisaillement augmente brutalement avec une très faible variation de la fraction volumique. La courbe (a) montre que la contrainte normale décroît plus vite que la contrainte tangentielle ne croît avec la fraction volumique en particules. Les forces d'inertie sont les forces dominantes, pour des particules de cette taille (10^{-4} m).
- (b) le coefficient de frottement de la même poudre.
(d'après Craig).

Dans le même temps, pour une fraction volumique donnée, la contrainte de cisaillement est proportionnelle à la racine carrée du taux de cisaillement (Figure I.25). Cette courbe est donc caractéristique de la loi de comportement du matériau granulaire en cisaillement pour une concentration en particules donnée.

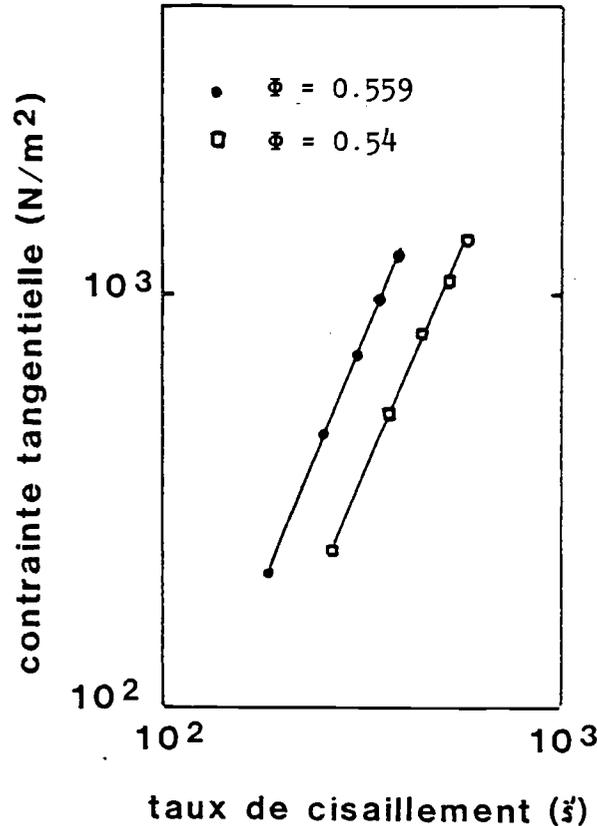


Figure I.25 : Evolution de la contrainte de cisaillement avec le taux de cisaillement moyen V/h , pour une poudre d'aluminium. Quelle que soit la fraction solide en particules d'aluminium, la contrainte tangentielle est proportionnelle au carré du taux du cisaillement. Cette loi est caractéristique du comportement en cisaillement de poudres métalliques constituées de particules de grosse taille. Ce comportement est gouverné par les effets d'inertie. (d'après Craig).

Savage & Sayed (1984) ont interprété cette évolution comme étant le résultat de collisions entre particules, et donc du frottement intergranulaire créant des instabilités mécaniques dans le milieu lui-même. De plus, le coefficient de restitution des particules n'est pas constant pour un matériau donné, et varie beaucoup avec la vitesse d'impact. Pour de faibles vitesses, ce coefficient est proche de 1 et les particules se déforment élastiquement. Dès que la vitesse augmente les déformations plastiques deviennent significatives et diminuent le coefficient de restitution. Par conséquent, lors de chocs entre deux particules, le coefficient de restitution et le coefficient de frottement interparticulaire, gouvernent la dynamique des particules du milieu granulaire sollicité en cisaillement.

Ces mêmes auteurs ont montré, théoriquement, que les contraintes de cisaillement diminuent avec le coefficient de restitution et lorsque le coefficient de frottement interparticulaire augmente. Mais on peut également penser que la rugosité joue un rôle déterminant sur l'évolution

des contraintes normales et tangentielles. Des particules rugueuses donnent des contraintes plus faibles et un coefficient de frottement plus élevé que des particules polies. En effet, les particules rugueuses lors de leurs impacts avec d'autres particules, voient une part plus importante de leur énergie cinétique transformée en énergie rotationnelle, ce qui tend à diminuer leur moment cinétique linéaire. Par conséquent, même dans le cas d'un milieu granulaire continu, le glissement interparticulaire, les mouvements locaux des particules et leurs géométries sont responsables de la génération et de la transmission des contraintes normales et tangentielles dans le milieu lui-même, la réorganisation des particules dans le milieu étant elle-même fondamentalement déterminée par la fraction volumique.

I.5. CALCUL DES TROIS COMPOSANTES DU FROTTEMENT

La force de frottement peut être considérée, en vertu des paragraphes précédents, comme la somme d'une composante abrasive C ne dépendant que de la rugosité des surfaces en frottement et d'une composante adhésive que l'on peut mettre sous la forme $A\tau$ soit :

$$T = A\tau + C \quad (\text{I.22.})$$

L'additivité des contributions reste une hypothèse simplificatrice utilisée par les auteurs pour la mise en équation du coefficient de frottement.

Expérimentalement Hayden & al. (1965), ont prouvé que la contrainte de cisaillement τ , pour la plupart des solides est une fonction affine de la pression p (pour de fortes pressions) :

$$\tau = \tau_0 + \alpha p$$

d'où :

$$T = A\tau_0 + \alpha pA + C \quad (\text{I.23.})$$

or :

$$A = F/p$$

d'où :

$$T = \frac{F\tau_0}{p} + \alpha F + C \quad (\text{I.24.})$$

on déduit le coefficient de frottement :

$$\mu = \frac{T}{F} = \frac{\tau_0}{p} + \alpha + \frac{C}{F} \quad (\text{I.25.})$$

Le terme τ_0/p représente la composante adhésive, le terme C/F caractérise la composante abrasive, le terme α , quant à lui, décrit les propriétés en cisaillement d'un film mince de surface. Cette loi formulée

par Tabor (1987) traduit sous une autre forme les hypothèses émises par Coulomb, et montre que le coefficient de frottement résulte de trois contributions simultanées ou séquentielles dont chacune a plus ou moins d'importance selon les cas rencontrés. Chacune de ces composantes concerne tout ou partie de la surface réelle de contact et, est déterminée par les conditions de glissement : la vitesse relative entre les surfaces frottantes, la rugosité des surfaces qui gouverne l'aire réelle de contact, le régime de déformation plastique ou élastique des aspérités (Figure I.26.), et la pression supportée par l'interface.

Selon les valeurs de ces paramètres, Lim, (1987) a établi une carte des différents régimes de frottement à sec dans le cas de l'acier, en dégageant trois principaux états :

- 1) le grippage,
- 2) la plastification des rugosités
- 3) le frottement contrôlé par les conditions de glissement, en particulier dans les zones de vitesses élevées, où des échauffements peuvent induire des modifications de la surface (oxydation...).

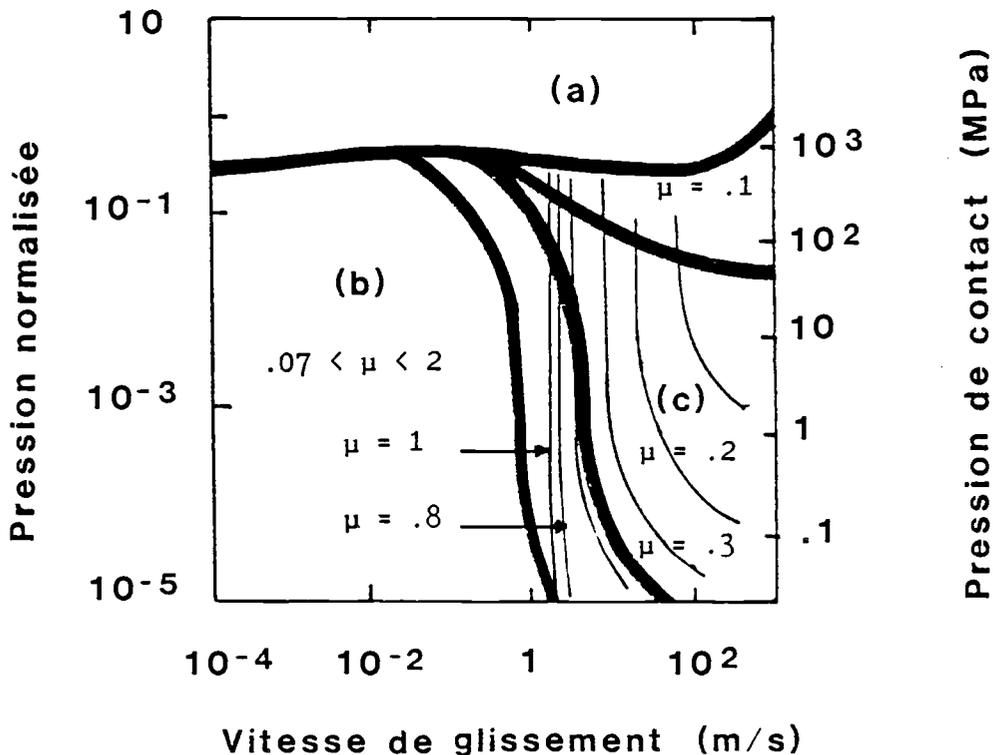


Figure I.26 : Carte de régimes de frottement, pour un contact glissant lubrifié entre deux surfaces en acier, selon Ashby. Les courbes "d'iso-frottement" définissent trois régimes essentiels :
 a) grippage
 b) plastification des aspérités
 c) frottement contrôlé par la vitesse de glissement.
 (d'après Lim).

I.6. CONCLUSION

Nous avons vu que le coefficient de frottement (à sec et en régime limite) est la résultante de trois composantes. Le paramètre α (relation (I.25.)) caractéristique du comportement mécanique des films de surface dépend du rapport épaisseur du film sur sa longueur cisailée comme nous l'avons montré au paragraphe I-4. Les films réactionnels de par leur processus de formation (compactage des produits d'usure dans l'interface en glissement) ont un comportement mécanique similaire à celui d'un milieu granulaire. La rhéologie de ces matériaux est fortement dépendante de la concentration volumique en particules, et de leur taille. La nature des forces interparticulaires joue également un rôle déterminant sur le comportement macroscopique de ces milieux.

La composante adhésive est liée aux propriétés de surface des substrats (structures électroniques, rugosités, énergie de surface), qui déterminent, en particulier, l'aire réelle de contact.

En conclusion, la prédiction du coefficient de frottement passe par la connaissance de deux paramètres fondamentaux :

- L'aire réelle de contact,
- La contrainte de cisaillement de l'interface.

Celle-ci est gouvernée par le comportement mécanique de film de différentes natures. Le rapport épaisseur de l'interface sur la longueur cisailée joue également un rôle prépondérant sur le cisaillement interfacial.

BIBLIOGRAPHIE

ALLISTON-GREINER A.F., GREENWOOD, J.A. CAMERON A., "Thickness Measurements and mechanical properties of reduction films formed by ZDDP during running", I. Mech. E. Conference, "Tribology, Friction-Lubrication and Wear, Fifty years on", Paper C178/87, (1987), pp. 565-572.

BOWDEN F.P., TABOR D., "Friction and lubrication of solids : part : 1", Clarendon press, Oxford (1950).

BUCKLEY D.H., "The influence of the atomic of crystalline materials on friction", Tribology of Ceramics, Vol I, Nature SP22-STLE, pp. 42-53.

BUCKLEY D.H., "Surface effects in adhesion, friction, wear and lubrication", Elsevier (1982), p. 631.

COFFIN L.F., Trans. of ASME (1956), Vol 1, p. 108.

COULOMB C.A., "Théorie des machines simples", Mémoire de Mathématiques et de Physique de l'Académie Royale (1785), 10, pp. 161-342.

CRAIG K., BUCKHOLZ H., DOMOTO G., "Effect of shear surface boundaries on stress for shearing flow of dry metal powders : an experimental study", Trans. of ASME, Journal of Tribology (1987), Vol 109, 2, pp. 232-237.

DERJAGUIN B.V., "The mechanism of boundary lubrication and the properties of the lubricating film", Wear (1957), Vol 1, pp. 277-289.

DERJAGUIN B.V., KROTOVA N.A., SMILGA V.P., "Adhesion of solids" (1978).

GEORGES J.M., TONCK A., SABOT J., "Microdisplacements between two elastic bodies separated by a thin film of polystyrene", ASME Journal of Tribology (1984), Vol 106, pp. 17-22.

GEORGES J.M., "Colloidal behavior of films boundary lubrication", Elsevier, (1982).

GODET M., "The third body approach : a mechanical view of wear", Wear (1984), Vol 100, pp. 437-452.

GREENWOOD J.A., WILLIAMSON, J.B.P., "Contact of nominally flat surfaces", Proc. Roy. Soc. London (1966), Vol A295, pp. 300-319.

GUPTA P.K., WALOWIT J.A., "Contact stresses between an elastic cylinder and a layered elastic solid", ASME Journal of Lubrication Technology (1974), Vol 96, pp. 250-257.

HALLING J., "The tribology of surface coatings, particularly ceramics", Proc. I. Mech. E. (1986), Vol 200, pp. 31-40.

HAYDEN H.A., MOFFATT W.G., WULFF J., "The structure and properties of materials" (1965), Vol III, John WULFF, Ed.

KOMVOPOULOS K., SAKA N., SUH N.P., "The significance of oxide layers in boundary lubrication", Trans. ASME (1986), Vol 108, pp. 502-513.

- LIM S.C., ASHBY M.F., "Wear mechanism maps", *Acta Metallica* (1987), Vol 35, n° 1, pp. 11-24.
- MACHLIN E.S., YANKEE W.R., *J. of Applied Physics* (1954), Vol 25, p. 576.
- MARTIN J.M., "Contribution à la tribologie : étude du mécanisme d'action d'un additif anti-usure en régime de lubrification limite", Thèse d'Etat n° 7827, Lyon, France, (1978).
- MATE C.M., MAC.CLELLAND G.M., ERLANDSSON R., CHIANG S., "Atomic scale friction of tungstene tip on a graphite surface" (to be submitted to *Physcial Review Letters*).
- MINDLIN R.D., "Compliance of elastic bodies in contact", *ASME Journal of Applied Mechanics* (1949), Vol 16, pp. 259-268.
- PETERSON M.B., KANAKIA M., "Friction with solid lubricat films in approaches to modeling of fiction and wear", F.F. LING & C.H.T. PAN Editors, (1988).
- RABINOWICZ E. "The role of surface energy of adhesion in metal working", *Journal of Institute of Metals* (1967), Vol 95, pp. 321-326.
- RABINOWICZ E., "Variation of friction and wear of solid lubricant : films with film thickness", *Trans. of ASLE* (1967), Vol 10, pp. 1-9.
- SAVAGE S.B., SAYED M., "Stresses developed by dry cohesionless granular materials sheared in an annular cell", *J. Fluid Mech.* (1984), Vol 142, pp. 391-430.
- TABOR D., SKINNER J., GANE N., "Microfriction of graphite", *Nature* (1971), Vol 232.
- TABOR D., "Friction : the present state of our understanding", *Trans. of ASME* (1981), Vol 103, pp. 169-179.
- TABOR D., "Friction and wear over the last fifty years", *I. Mech. E. Conference "Tribology-friction-lubrication and wear : fifty years on"*, Paper C245/876 (1987), pp. 157-172.
- TONCK A., KAPSA Ph., SABOT J., "Mechanical behavior of tribochemical films under a cyclic tangential load in a ball-flat contact", *Trans. of ASME, Journal of Tribology* (1986), Vol 108, pp. 117-122.
- TSUYA Y., TAKAGI R., "Lubricating properties of lead films on copper", *Wear* (1964), Vol 7, pp. 291-297.

CHAPITRE II

FROTTEMENT LIMITE DU SAPHIR
EN MILIEU AQUEUX

II.1. POSITION DU PROBLEME

Nous savons suite à l'analyse bibliographique, que l'on peut écrire le coefficient de frottement μ rapport de la force tangentielle T à la charge normale F comme la somme de trois composantes [II.1.].

$$\mu = \mu_{adh} + \mu_{abr} + \alpha \quad (II.1.)$$

μ_{adh} décrit la contribution de l'adhésion au frottement : la force adhésive correspondante est proportionnelle à l'aire de contact.

μ_{abr} est un terme relié au processus d'abrasion des surfaces frottantes par des aspérités ou des particules d'usure.

α correspond au cisaillement du film interfacial. La force tangentielle associée à cette composante augmente avec la pression de contact p [II.2.], [II.3.].

Dans le cas de la lubrification limite, le rôle des films interfaciaux formés par le compactage des produits d'usure dans le contact devient significatif [II.4.]. Nous avons vu que les hautes pressions et les forts taux de cisaillement générés dans le contact gouvernent à la fois leur formation et leur comportement mécanique [II.5.]. Cependant, de nombreux points demeurent mal compris comme par exemple, les phénomènes de compaction des produits d'usure et les propriétés rhéologiques des films solides qui en résultent (transmission des contraintes normales et tangentielles dans l'interface).

Des expériences de micro-glissements réalisées sur différents films tribochimiques ont récemment montré que le coefficient de frottement est davantage contrôlé par un comportement plastique de ces films que par leurs propriétés élastiques [II.6.]. Par conséquent, si les surfaces des solides en contact ont une faible rugosité, en lubrification limite, la relation (II.1.) devient :

$$\mu = \frac{T}{F} = \frac{\tau_f}{p} \quad (II.2.)$$

où τ_f caractérise la contrainte de cisaillement du film. Cependant, deux difficultés subsistent :

- premièrement, les films formés au cours du frottement limite sont généralement très minces, par conséquent, le nombre de Hill (rapport de l'épaisseur de l'interface en glissement à la longueur du contact) est un paramètre important dans l'évolution du coefficient de frottement et atteint des valeurs très faibles. Ceci signifie que le coefficient de frottement est différent de :

$$\mu_f = \tau_f / p_f \quad (II.3.)$$

(p_f est la pression d'écoulement plastique du film interfacial) puisque dans cette relation le film est considéré comme un matériau massif. On en déduit donc que :

$$\mu = \frac{p_f \mu_f}{p} \quad (II.4.)$$

Pour ce type de problème, Bowers et Zisman [II.7.] ont tenu compte de l'effet de la pression sur la contrainte de cisaillement τ_f du film en postulant :

$$\tau_f = \alpha p^n \quad (\text{II.5.})$$

Dans cette équation, l'exposant n dépend fortement de la nature du matériau [II.8.], [II.9.], [II.10.].

- deuxièmement, dans l'état actuel des connaissances, nous sommes incapables de suivre l'évolution de l'interface au cours du frottement. En particulier, la détermination de la zone du contact, dans laquelle le film est cisailé, par l'utilisation de la théorie élastique de Hertz ou la théorie plastique de la dureté ne donne que des résultats approximatifs. Scruton [II.11.] envisage, pour répondre à cette question, l'existence d'une "pénombre", entourant la zone de contact hertzien et qui supporterait partiellement la charge contribuant ainsi à la force de frottement. De la même façon, Tamaï et Rightmire [II.12.] ont supposé l'existence d'une région du contact analogue dans laquelle le lubrifiant participerait à la résistance au cisaillement. On peut alors approcher la force de frottement en considérant les contributions respectives de cette zone de pénombre (aire S_p) et de la zone de Hertz (aire A_H), soit :

$$T = A_H \tau_H + S_p \tau_f \quad (\text{II.6.})$$

Dans cette partie, nous tentons de répondre à ces questions, grâce à une analyse du coefficient de frottement en régime limite entre une bille et un plan en saphir dans différentes atmosphères contenant plus ou moins d'eau. Nous combinons pour cela la mécanique du contact à une observation détaillée des débris d'usure formés au cours du glissement. Comme le processus d'usure du saphir ne peut que générer des particules d'alumine, nous regardons l'effet de l'aggrégation de tels objets sur la force de frottement. Nous supposons, en outre, que le régime de lubrification est essentiellement déterminé par l'effet de l'eau.

Si la taille des particules est inférieure au micron, l'équilibre entre les forces attractives (Van der Waals, pression osmotique) et les forces répulsives (forces électrostatiques) gouverne ces phénomènes d'agglomération et le comportement mécanique des suspensions aqueuses d'alumine [II.13.], [II.14.]. Des mesures par électrophorèse effectuées sur des suspensions d'alumine très faiblement concentrées dans l'eau, montrent, qu'il existe un point de charge nulle à $\text{pH} = 8.5$ [II.15.]. Les particules possèdent à leur surface une densité de charges positive si le pH est inférieur à 8.5 et sont chargées négativement si le pH est supérieur à 8.5. En dehors du point isoélectrique ($\text{pH} = 8.5$), les forces électrostatiques sont donc répulsives et participent certainement à l'aggrégation des particules.

Nous étudions, ici, plus particulièrement, l'influence des processus d'agglomération des particules sur le coefficient de frottement d'un contact saphir/saphir dans des solutions aqueuses à différents pH .

II.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour réaliser ces expériences de frottement, nous utilisons deux tribomètres pion/plan, tous deux basés sur le même principe : l'un fonctionne dans l'air, l'autre dans une enceinte à ultra-vide [II.16]. Le plan se déplace avec un mouvement rectiligne uniforme alternatif à une vitesse constante $V = 1.5 \text{ mm.s}^{-1}$, l'amplitude de ce déplacement étant de 4.5 mm. Une charge constante $F = 2 \text{ N}$ est appliquée sur la bille. Durant toute la durée du test, la force de frottement est mesurée grâce à un capteur connecté à la bille fixe.

Les deux surfaces frottantes sont en saphir (alumine monocristalline α pure à 99.98 %). La surface du plan est perpendiculaire à l'axe c de la structure cristalline et la direction de glissement est parallèle au plan de base (plan (0001)), et selon une direction cristalline constante, afin d'éviter toute variation significative du coefficient de frottement avec l'orientation cristalline dont les effets ont été caractérisés par Buckley [II.17.]

Les échantillons ont été polis avec une suspension diamantée (taille des particules = 0.1 micromètres) de façon à obtenir une faible rugosité, que nous avons estimée à 5 nanomètres pour le plan et 10 nanomètres pour la bille grâce à des relevés topographiques effectués au talystep. Le polissage ne modifie pas le rayon de courbure de la bille qui est, en l'occurrence, de 3.2 mm. Sachant que la charge appliquée est de 2 N, le rayon de contact hertzien suit la loi classique :

$$a = 1.1 \left[\frac{F R}{E} \right]^{1/3} \quad (\text{II.7.})$$

où E est le module élastique du saphir évalué à 4.10^{11} Pa , ceci conduit à une déformation élastique δ' du contact statique telle que :

$$\delta' = a^2/R \quad (\text{II.8.})$$

Pour nos conditions expérimentales les applications numériques donnent :

$$a = 30 \text{ } \mu\text{m} \text{ et } \delta' = 0.28 \text{ } \mu\text{m}$$

Par conséquent, la pression moyenne de Hertz est :

$$p_m = 7.10^8 \text{ Pa}$$

p_m est la même pour tous nos essais.

Pour déterminer le régime de déformation des aspérités au cours du glissement nous évaluons l'indice de plasticité Ψ grâce à la relation :

$$\Psi = \frac{E}{H} \left[\frac{\sigma}{\beta} \right]^{1/2} \quad (\text{II.9.})$$

où β est le rayon moyen des aspérités de surface, σ est l'écart type de la distribution supposée gaussienne de la hauteur des aspérités et H la dureté du saphir ($H = 2.10^{10}$ Pa).

Grâce à des relevés topographiques, nous déduisons :

$$\beta = 2 \mu\text{m} \text{ et } \sigma = 2 \text{ nm}$$

Soit :

$$\Psi = 0.67$$

Halling [II.18.], à partir d'une analyse théorique a pu établir une relation entre l'indice de plasticité et la pression non dimensionnelle \tilde{F} définie par :

$$\tilde{F} = F/AH$$

Cette évolution de l'indice de plasticité avec le paramètre F correspond à la limite entre un régime élastique et un régime plastique de déformation des aspérités. Pour $\Psi = 0.67$, l'analyse théorique de Halling donne :

$$\tilde{F} = 4.10^{-2}$$

Cette valeur est très proche de nos conditions expérimentales où $\tilde{F} = 3.5.10^{-2}$. Nous pouvons donc conclure que certaines aspérités restent élastiques tandis que dans le même temps, d'autres aspérités subissent une déformation plastique.

En outre, selon Greenwood et Tripp [II.19.], si l'écart type σ reste en-deçà de $\sigma_s = 5.10^{-2} \delta'$, la rugosité des surfaces ne modifie pas la distribution de pression hertzienne. Dans notre cas, $\sigma_s = 14 \text{ nm}$ valeur très au-dessus de $\sigma = 2 \text{ nm}$.

Deux sortes d'expériences sont alors conduites : l'une, dans des solutions aqueuses dont nous faisons varier le pH, l'autre sous ultra-vide. Dans les deux cas, les échantillons sont nettoyés aux ultra-sons dans un bain d'acétone, puis rincés avec du propanol.

Les solutions aqueuses sont préparées à partir d'eau bi-distillée à laquelle nous ajoutons progressivement de la soude 0.1 N pour atteindre le pH d'équilibre qui varie entre 5.5 et 9.5. Notons que ces essais sont suffisamment rapides pour s'affranchir de toute variation significative du pH.

Les échantillons utilisés dans l'enceinte à ultra-vide sont d'abord nettoyés dans les mêmes conditions que pour les expériences dans des solutions aqueuses. Le plan est bombardé avec des ions Argon, ayant une

énergie de 3 keV puis sont analysés par spectroscopie X. Après plusieurs cycles, on ne détecte qu'une très faible quantité de contamination due au carbone. Un bombardement ionique identique est effectué sur la bille. Le vide, dans l'enceinte, est de l'ordre de 10^{-10} torr.

II.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

II.3.1. Force de frottement initiale

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons plus particulièrement à l'évolution de la force de frottement au début du glissement entre les deux solides. La distance de glissement est ici inférieure à $0.2 \mu\text{m}$.

Pour toutes les expériences effectuées dans l'eau, la force tangentielle initiale reste constante indépendamment du pH et vaut $T_0 = 0.4$ N, soit un coefficient de frottement $\mu = 0.2$.

Nous retrouvons une valeur identique pour le coefficient de frottement d'un contact de saphir dans l'air ambiant (humidité relative de 50 % environ). Nous pouvons, ici, supposer la présence d'une couche de pollution d'une épaisseur de quelques dizaines de nanomètres constituée par exemple d'hydrocarbures et éventuellement due à la préparation des surfaces. Si nous introduisons ces échantillons dans une enceinte à ultra-vide (10^{-10} torr) la force de frottement initiale vaut $T_0 = 0.8$ N ($\mu = 0.4$), après avoir décapé les surfaces par un bombardement ionique. Si nous ajoutons dans l'enceinte une vapeur d'eau à une pression partielle de 10^{-6} torr et si nous maintenons alors les surfaces en contact statique pendant 5 minutes avant de réaliser l'essai de frottement proprement dit, la force de frottement démarre à $T_0 = 0.4$ N ($\mu = 0.2$) (figure II.1.).

En faisant l'hypothèse que la contrainte de cisaillement est uniformément répartie dans la zone du contact hertzien, on peut évaluer la contrainte moyenne de cisaillement interfacial τ_H , au début du glissement. Nous obtenons, en écrivant que τ_H est le rapport de la force initiale de glissement à l'aire du contact hertzien :

$$\tau_H = 1.4 \cdot 10^8 \text{ Pa et } \tau_H = 2.8 \cdot 10^8 \text{ Pa}$$

respectivement pour le frottement dans les solutions aqueuses et pour le glissement sous ultra-vide. Ces valeurs demeurent relativement proches des valeurs expérimentales mesurées par Buckley [II.17.]. Il obtient pour la contrainte de cisaillement du saphir :

$$\tau_0 = 3.4 \cdot 10^8 \text{ Pa}$$

Cependant, la non-dépendance du coefficient de frottement initial avec le pH de l'eau n'est pas un phénomène surprenant puisque la couche double électrique est incapable de supporter des pressions proches de 10^9 Pa, valeur typique de la pression de contact en lubrification limite. Ce type de couche résiste à des pressions de l'ordre de 10^3 Pa à 10^5 Pa [II.10.], [II.20.].

En revanche, une couche d'eau adsorbée très mince peut jouer un rôle prépondérant lors du glissement initial.

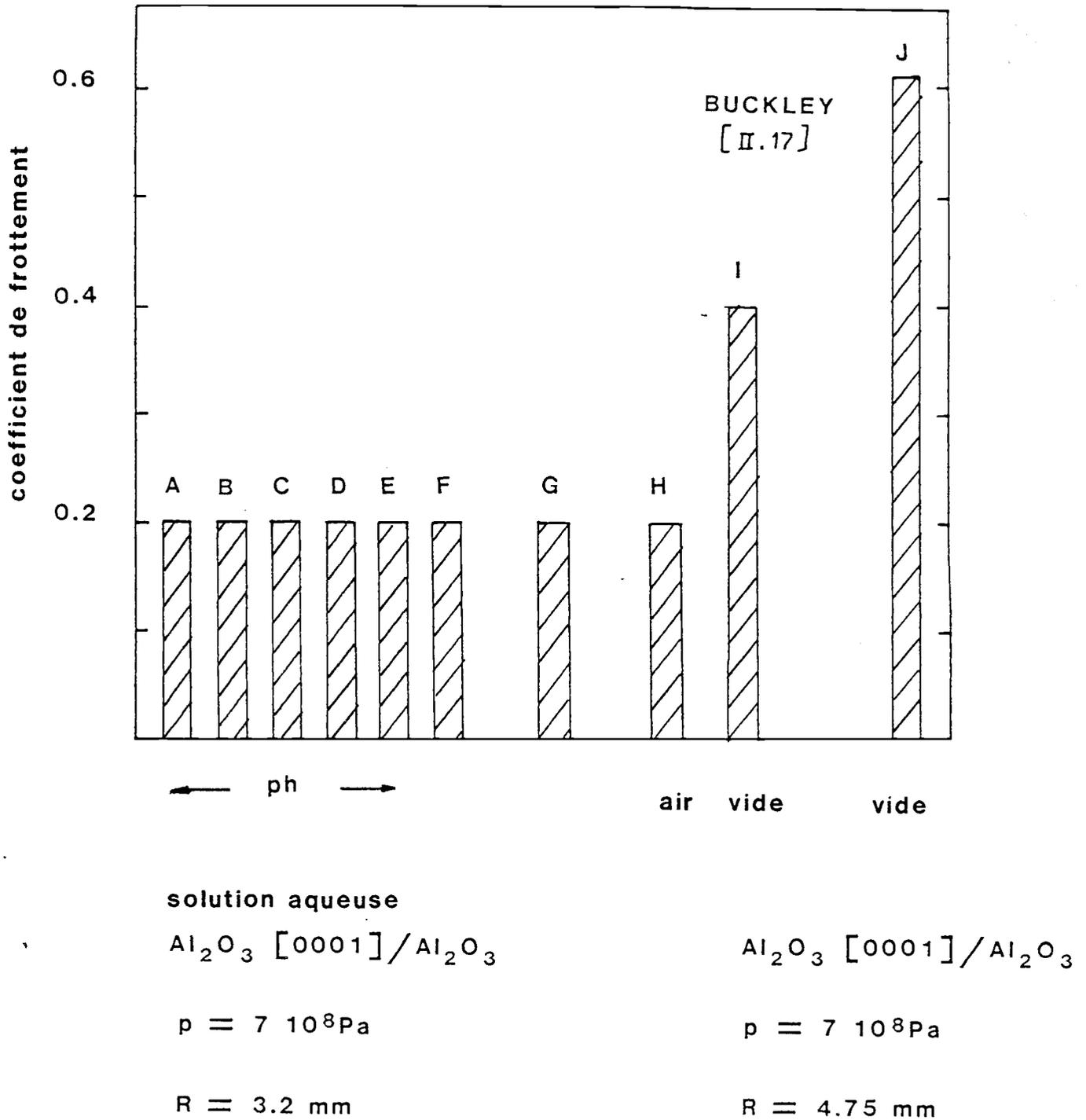


Figure II.1. : Coefficient de frottement au début du glissement entre une bille et un plan en saphir dans différents environnements. La vitesse de glissement est de $1.5 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$, la température de 20°C , la pression moyenne de Hertz est de $7\cdot 10^8 \text{ Pa}$ pour tous les essais.

- A - F : expériences effectuées dans les solutions aqueuses à différents pH.
- G : expérience réalisée dans l'air ambiant (40 % d'humidité relative).
- H : essai sous une pression partielle d'eau de 10^{-6} torr.
- I : essai sous ultra-vide (10^{-10} torr).
- J : résultats dus à Buckley [II.16.] dans des conditions tribologiques identiques sous un vide de 10^{-10} torr.

II.3.2. Force de frottement et l'agglomération des particules

La force de frottement dépend de l'agrégation des particules d'usure dans une zone de pénombre entourant le contact hertzien. Pour les essais réalisés dans les solutions aqueuses, le coefficient de frottement augmente d'abord avec le nombre de cycles effectués par la bille glissant sur le plan, puis atteint une valeur d'équilibre dans un régime stationnaire. Cette évolution ainsi que la valeur stabilisée du coefficient de frottement dépend du pH, (le cas pH = 8.5 étant en opposition avec les cas où le pH est situé en dehors du point iso-électrique), de la quantité de liquide dans le contact (goutte, taille du ménisque) et parfois même de l'extrémité de la trace de frottement.

Nous ne présentons pas ici toutes les données expérimentales mais plutôt une analyse des principaux résultats mettant en évidence une corrélation entre la force de frottement et l'agglomération des produits interfaciaux.

II.3.2.1. Morphologie des traces d'usure

La figure II.2. décrit la morphologie des dépôts formés sur le plan et sur les extrémités de la trace de frottement. Rappelons qu'en ces points, le plan arrive sur les amas à vitesse V s'arrête, puis repart avec la vitesse $-V$. Par conséquent le taux de cisaillement interfacial passe quasi instantanément de $+\dot{\gamma}$ à $-\dot{\gamma}$.

Nous voyons très précisément, que tous ces amas sont constitués de particules d'usure élémentaires d'alumine ayant une taille ne dépassant pas 10 nm. Deux éléments viennent corroborer cette observation :

a - ces agrégats résultent uniquement du processus d'usure du saphir et aucune fracture n'a pu être détectée,

b - si nous observons ces amas à une échelle plus faible, nous constatons une structure granulaire des amas constituée d'objets de petite taille (figure II.2.).

Ainsi, durant le glissement, ces particules ont floclé et ont été comprimées entre elles. Le film C brun, homogène et mince, qui se localise dans la zone de contact et qui supporte la charge a la même nature que le film E situé lui en dehors du contact et qui supporte peu ou pas la charge. Nous en déduisons donc, que le film E résulte certainement du processus d'usure du film C, tandis que le film C, lui, est issu de la compaction de particules d'usure élémentaires.

II.3.2.2. Film interfacial et force de frottement

La figure II.3. (a et b), montre deux évolutions typiques de la force de frottement. Chacune des situations a et b est une image du coefficient de frottement (mesuré sur les extrémités de la piste de glissement à la fin d'un passage et au début du suivant) alors que le régime stabilisé est atteint.

Les observations microscopiques de la zone de contact ont été effectuées à la fin de l'essai de frottement après avoir séché les surfaces avec du papier absorbant. La figure II.3 (c et d) représente les dépôts formés correspondant respectivement aux situations a et b. Nous remarquons que la bille déformée amasse au cours du frottement un ensemble de particules d'usure à l'avant du contact (film E).

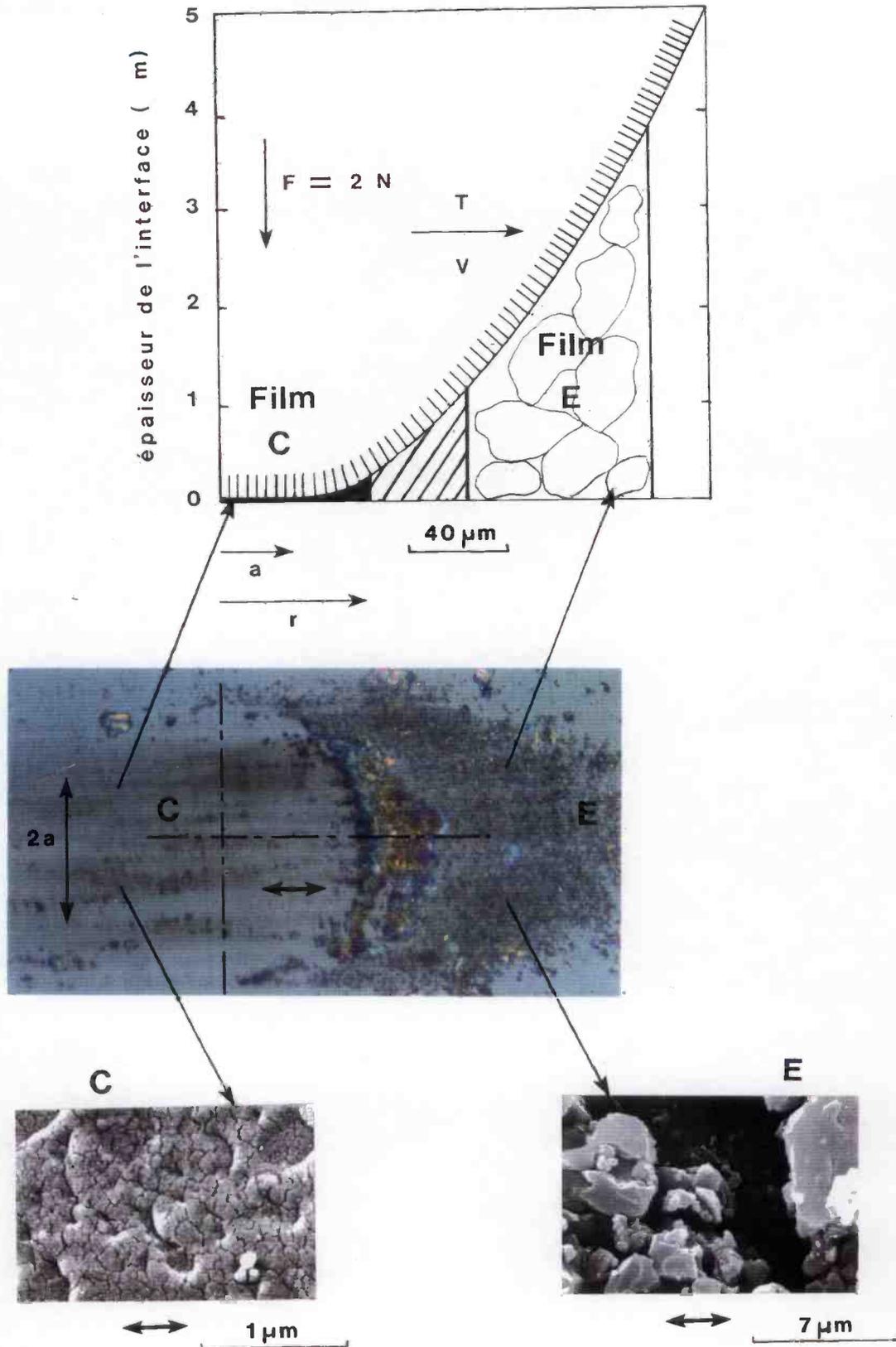


Figure II.2. : Morphologies des débris d'usure dans la trace de frottement après glissement à vitesse constante (1.5 mm.s^{-1}) d'une bille en saphir sur un plan en saphir dans une solution aqueuse. La charge normale vaut 2 N induisant un rayon de contact hertzien $a = 30 \mu\text{m}$. La distance totale du glissement est de 2.5 m . Dans la trace d'usure de longueur 4.5 mm , nous notons la présence d'un film très mince constitué de particules d'alumine compactées. L'épaisseur de l'interface est donnée par l'équation :

$$h = \frac{3ap_m}{4E} \left[\left[2 - \frac{r^2}{a^2} \right] \text{Arccos} \frac{a}{r} + \left[\frac{r^2}{a^2} - 1 \right]^{0.5} \right] \quad [\text{II.21.}]$$

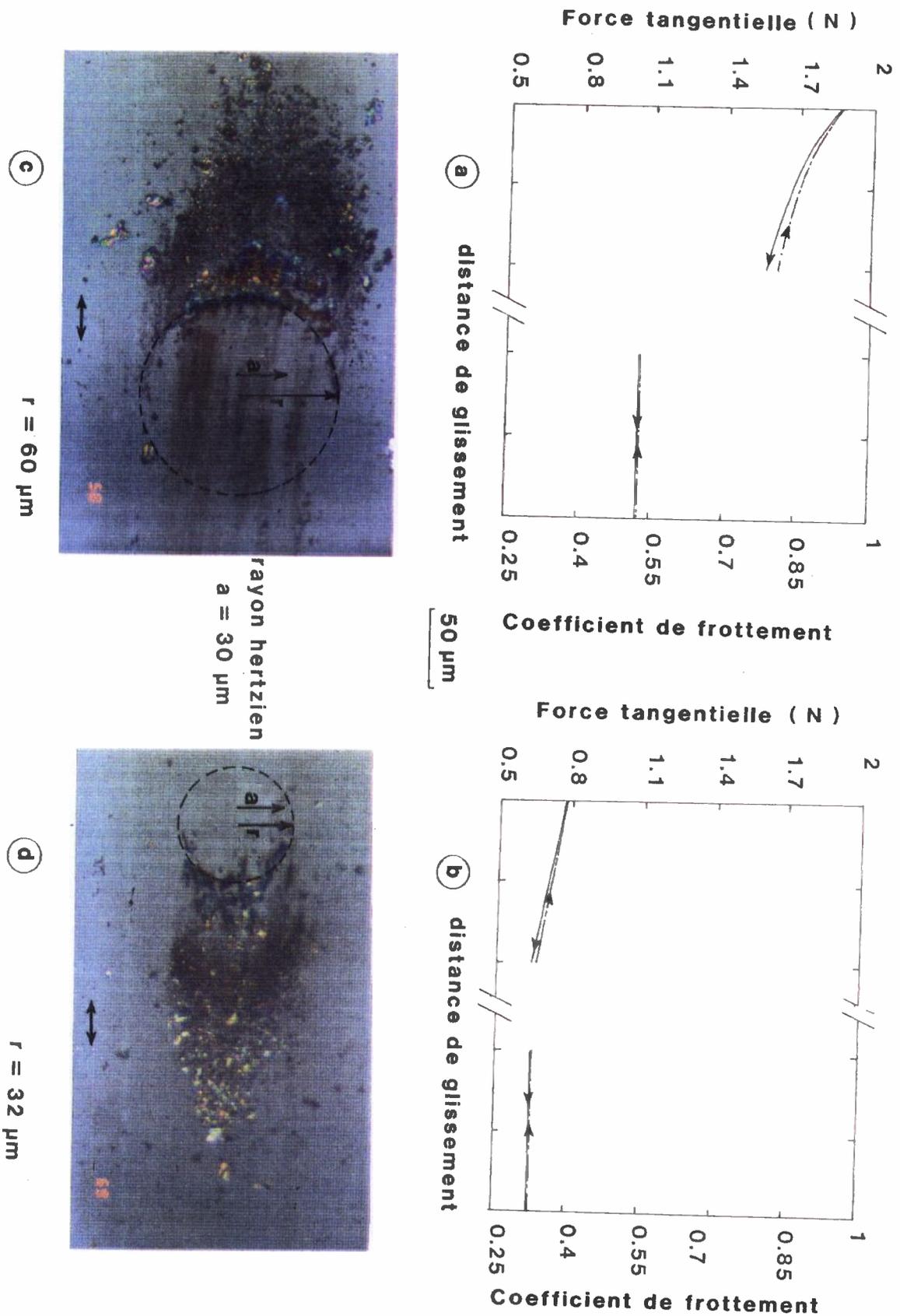


Figure II.3. : a.b : Evolution de la force de frottement locale en fonction de la distance de glissement d'un contact entre une bille et un plan en saphir immergés dans une solution aqueuse. La charge normale appliquée est fixée à 2 N et la vitesse de glissement est constante et vaut $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$. Les mesures sont faites après 500 passages ayant chacun une longueur de 4.5 mm.
 c.d : Observations microscopiques de la zone de contact sur le plan. Nous remarquons que le niveau de la force de frottement est lié au rayon r du dépôt.

Le bord externe de cette accumulation se localise sur un demi-cercle de rayon r supérieur ou égal au rayon hertzien a . Nous constatons que l'évolution de r est gouvernée par le processus d'usure des surfaces en frottement. En outre, plus r est grand, plus la force de frottement est élevée. D'autre part, nous observons que la présence du film C se traduit par une élévation de la force de frottement locale.

Le film E dispersé, formé par une accumulation de particules n'adhère pas aux substrats. En revanche, dans la zone centrale du contact, le film C compacté dont l'épaisseur peut être évaluée à 60 nm par la coloration des franges d'interférences, adhère fortement aux surfaces et ne se détruit que sous l'action du polissage.

Les observations en microscopie électronique à balayage révèlent également la présence, dans la trace de frottement, d'un film d'une épaisseur inférieure à 20 nm. Sur les bords latéraux de la trace de frottement, aucun dépôt n'a pu être observé, suggérant que l'écoulement latéral de l'eau perturbe l'accumulation des produits d'usure.

II.3.3. Discussion

II.3.3.1. Approche élastohydrodynamique : rôle de la viscosité

Puisque le film interfacial s'est formé par agglomération de très petites particules d'usure, on peut raisonnablement supposer qu'un grand nombre de ces débris se déplacent dans le lubrifiant proche de la zone de contact. Si nous notons Φ la fraction volumique des particules, nous savons que la viscosité du liquide dépend de Φ , surtout pour des suspensions très concentrées ($\Phi > 0.1$). Dans ce cas, il est possible de déterminer la viscosité η_s de la suspension en fonction de Φ grâce à la relation de Mooney [II.22.] :

$$\eta_s = \eta_0 \exp \left[\frac{2.5 \Phi}{1 - 1.6 \Phi} \right] \quad (\text{II.10.})$$

où η_0 représente la viscosité du milieu suspensé (ici, $\eta_0 = 10^{-3}$ Pa.s, soit la viscosité de l'eau).

D'après la théorie élastohydrodynamique [II.23.], l'épaisseur du film est déterminée par la zone d'entrée du contact. Soit h^* l'épaisseur du film élastohydrodynamique, la zone d'entrée correspond à un convergent dont l'épaisseur varie de h^* à $10 h^*$. Nous savons également que le coefficient de frottement, en régime élastohydrodynamique est déterminé par le glissement dans la région hertzienne.

Dans le cas d'un contact sphère/plan, l'épaisseur du film h^* est donnée par la relation [II.23.] :

$$h^* = 0.44 (\alpha \eta)^{0.57} U^{0.55} R^{0.62} \quad (\text{en m}) \quad (\text{II.11.})$$

où α est le coefficient de visco-pression de l'eau, U est la vitesse moyenne du fluide ($U = V/2 = 0.75 \text{ mm.s}^{-1}$).

Si nous supposons $\eta = \eta_0 = 10^{-3}$ Pa.s, l'application numérique conduit à une épaisseur $h^* = 3.10^{-2}$ nm, ce qui est physiquement impossible.

Mais, en utilisant les deux relations (II.10.) et (II.11.) pour déterminer la valeur de viscosité correspondant à un film élastohydrodynamique d'épaisseur h^* donnée, nous pouvons calculer la fraction volumique Φ en particules d'alumine pour obtenir une telle viscosité, ainsi que la contrainte de cisaillement moyenne due aux effets visqueux dans la région hertzienne. Ces données sont rassemblées dans le tableau II.1., duquel nous pouvons déduire qu'il est nécessaire d'avoir des suspensions d'alumine très concentrées pour obtenir des films élastohydrodynamiques soit :

$$\Phi = 0.5$$

Cette valeur est importante, mais néanmoins réaliste.

h^* (nm)	η_s (Pa.s)	Φ	$\dot{\gamma}$ (s ⁻¹)	$\tau = \eta \dot{\gamma}$ (Pa)
1	0.38	0.494	$1.5 \cdot 10^6$	$0.57 \cdot 10^6$
5	6	0.529	$3 \cdot 10^5$	$1.8 \cdot 10^6$
10	21.5	0.540	$1.5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^6$
15	43	0.545	$1 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^6$
20	72	0.548	$7.5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^6$

Tableau II.1. : Viscosité nécessaire pour obtenir dans un film élastohydrodynamique d'épaisseur h^ donnée et à une vitesse de 1.5 mm.s^{-1} . La fraction volumique Φ est alors calculée à partir de la formule de Mooney. Contrainte de cisaillement d'origine visqueuse dans la zone du contact hertzien.*

Nous savons, en outre, que des changements de phase et donc de comportement mécanique se produisent lorsque la fraction volumique augmente, selon la séquence :

fluide colloïdal → fluide colloïdal + cristal colloïdal → cristal colloïdal complet → verre colloïdal.

La concentration volumique à laquelle se produit le début de la cristallisation est $\Phi_E = 0.494$ dans le cas d'un modèle de sphères dures. Par conséquent, la valeur $\Phi = 0.5$ correspond à la limite entre les particules compactées (film C) et le fluide colloïdal (film E).

Les contraintes de cisaillement calculées dans le tableau II.1. à partir de la théorie élastohydrodynamique sont faibles devant la contrainte initiale $\tau_H = 1.4 \cdot 10^8$ Pa.

II.3.3.2. Rôle de la zone de pénombre

La figure II.4. (courbes c et d), décrit l'évolution du coefficient de frottement en fonction du rapport $S = S_p/A_H$, de l'aire de la zone de pénombre ($S_p = \pi(r^2 - a^2)$) et de l'aire de la zone de Hertz ($A_H = \pi a^2$). Ces valeurs expérimentales sont obtenues en mesurant simultanément le coefficient de frottement et le rayon r défini figure II.2., pour tous les essais effectués dans l'eau et pour une charge normale donnée ($F = 2 \text{ N}$).

Les deux courbes (a) et (b) représentent deux cas limites :

- la droite (a) correspond au cas où la contrainte de cisaillement de l'interface est constante et égale à $\tau_H = 1.4 \cdot 10^8 \text{ Pa}$. Nous notons également, que le frottement initial est décrit par le point G (figure II.4.),

- la droite (b) parallèle à l'axe S, décrit la situation où la zone de pénombre ne participe pas à la force de frottement. Les points expérimentaux montrent clairement la contribution de la zone de pénombre au coefficient de frottement.

D'après la relation (II.6.), on peut écrire :

$$\mu = \frac{\tau_H A_H + \tau_f S_p}{P_m A_H + P_f S_p} \quad (\text{II.12.})$$

ou

$$\mu = \frac{\tau_H + \tau_f S}{P_m + P_f S} \quad (\text{II.13.})$$

et

$$\frac{d\mu}{dS} = \frac{\tau_f P_m - P_f \tau_H}{(P_m + P_f S)^2} \quad (\text{II.14.})$$

soit pour $S = 0$,

$$\frac{d\mu}{dS_0} = \frac{\tau_f}{P_m} - \frac{P_f \tau_H}{P_m P_m} \quad (\text{II.15.})$$

En conséquence, nous proposons un modèle dans la limite des hypothèses suivantes basées sur l'expérience :

- i) quelques îlots de film compacté pénètrent dans la zone de pénombre de surface $S_p = \pi(r^2 - a^2)$,
- ii) le comportement mécanique des films compactés suit une loi simple : τ_f est indépendant du taux de cisaillement,
- iii) τ_f dépend de la pression que le film a subie au cours du glissement.

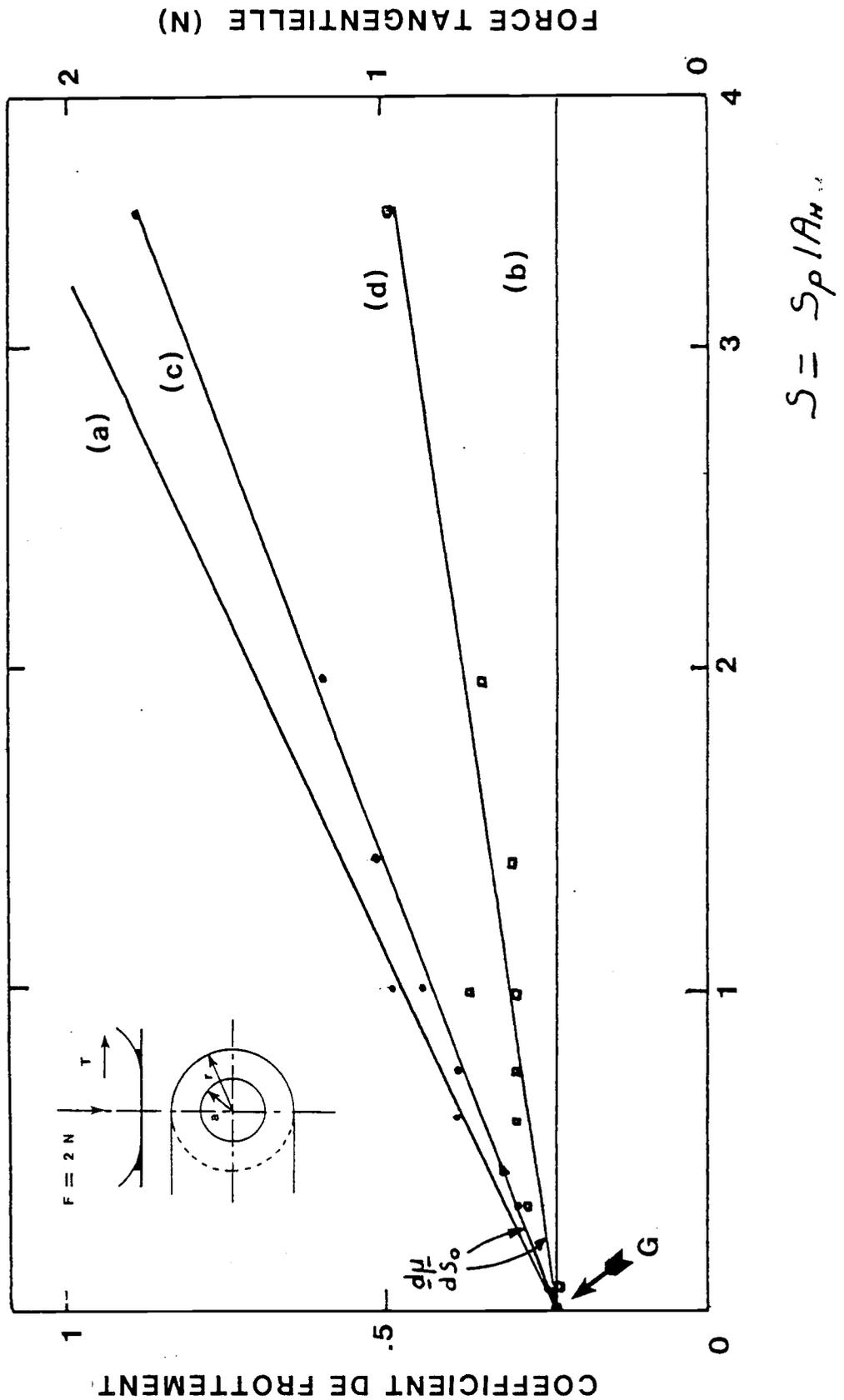


Figure II.4. : Evolution du coefficient de frottement en fonction du rapport $S = S_p/A_H$ de l'aire de la zone de pénombre à l'aire hertzienne. Nous obtenons deux courbes (c) et (d), selon que la zone de pénombre supporte ou non la charge. G correspond au coefficient de frottement initial $\mu = 0.2$. La courbe (a) représente le cas où la contrainte de frottement est uniforme et identique à la contrainte de cisaillement de la zone de Hertz. La courbe (b) décrit le cas où la zone de pénombre ne participe pas à la force de frottement.

En vertu de ces hypothèses et d'après les relations (II.13.) et (II.15.), nous déduisons les résultats suivants :

- si $S = 0$ c'est à dire lorsque la zone de pénombre ne participe pas au frottement, nous obtenons $\mu = \tau_H/p_m$, soit le coefficient de frottement initial représenté par le point G sur la figure II.4.,

$$-\frac{d\mu}{dS_0} = \frac{\tau_H}{p_m} \left[1 - \frac{p_f}{p_m} \right] \quad (\text{II.16.})$$

Supposons maintenant, qu'un îlot de film parvienne à la périphérie du contact et touche les surfaces frottantes. Cet îlot supporte alors une partie de la charge et subit une pression p^* inférieure à p_H . Comme sa contrainte de cisaillement est égale à τ_H , il ne se déforme pas plastiquement et deux processus de glissement peuvent se produire :

a - le glissement se produit à l'interface film/substrat

Dans ce cas, la contrainte tangentielle τ est telle que :

$$\tau = \mu p^* < \tau_f$$

où μ est le coefficient de frottement local.

Cette situation est décrite figure II.4. par la courbe (c). En effet, expérimentalement, on obtient pour la courbe (c), une pente à l'origine de 0.19. D'après la relation (II.16.) et sachant que $\tau_H/p_m = 0.2$, on peut déduire le rapport p_f/p_m :

$$p_f/p_m = 0.05$$

Par conséquent, le film, dans la zone de contact, subit une pression p_f très inférieure à p_m . Il ne supporte pas la charge mais participe néanmoins à la force de frottement (figure II.4.). Alors, le glissement a lieu dans l'interface film/substrat.

b - le glissement se produit à l'intérieur du film

Ceci ne peut se faire qu'à la condition suivante :

$$\tau \geq \tau_H = 1.4 \cdot 10^8 \text{ Pa}$$

Ce cas est décrit sur la courbe (d). En effet, par un raisonnement analogue à celui effectué précédemment, et sachant que la pente à l'origine de la courbe (d) est de 0.06, on a :

$$p_f/p_m = 0.7$$

Ceci signifie que p_f n'est plus négligeable devant p_m et que la zone de pénombre supporte la charge. Par conséquent, quelques îlots de film vont se rompre dans la zone de contact. Ceci peut expliquer l'absence de film C (figure II.2.) pour les points situés sur la courbe (d).

II.4. CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons mis en évidence les points suivants :

- le coefficient de frottement initial d'un contact de saphir est indépendant de l'environnement du contact du moins lorsque celui-ci se trouve dans une atmosphère contenant de l'eau. Ce résultat suggère que la force initiale de frottement résulte surtout du cisaillement d'une couche d'eau adsorbée,

- le coefficient de frottement stabilisé dépend de la quantité de liquide contenue dans le contact ainsi que de l'agrégation du produit d'usure constituant le film interfacial,

- la contrainte de cisaillement des films dépend de la pression,

- la zone de pénombre de rayon r entourant le contact hertzien participe également à la force de frottement et peut supporter une partie de la charge normale appliquée. Selon que cette zone supporte ou non la charge le glissement a lieu dans le film compacté ou à l'interface film/substrat.

BIBLIOGRAPHIE

- [II.1.] TABOR D., "Friction and wear : developments over the last fifty years", I. Mech. E., C245, pp. 157-172 (1987).
- [II.2.] ALLISTON-GREINER A.F., GREENWOOD J.A., CAMERON A., "Thickness measurements and mechanical properties of reaction films formed by ZDDP during running", I. Mech. E., C178, pp. 565-572.
- [II.3.] PETERSON M.B., KANAKIA M., "Friction with solid lubricant films", in "Approaches to Modling of Friction and Wear", F.F. LING & C.H.T. PAN Editors (1988).
- [II.4.] GEORGES J.M., "Colloidal behavior of films in boundary lubrication", Elsevier, (1982).
- [II.5.] KAPSA Ph., "Etude microscopique et macroscopique de l'usure en régime de lubrification limite", Thèse d'Etat n° 9219, Lyon, France (1982).
- [II.6.] TONCK A., KAPSA Ph., SABOT J., "Mechanical behavior of tribochemical films under a cyclic tangential load in a bull/flat contact", ASME Trans. 100, pp. 117-122 (1986).
- [II.7.] BOWERS R.C., ZISMAN W.A., "Pressure effects on the friction coefficient of thin film solid lubricants", J. Appl. Phys. 39, 12, pp. 5385-5395 (1968).
- [II.8.] RABINOWICZ E., "Variations of friction and wear of solid lubricant films with film thickness", ASLE Trans., Vol 10, pp. 1-9 (1967).
- [II.9.] BRISCOE B.J., "The shear properties of thin organic films", Revs. Def. Behav. Mat. 3, pp. 151-191 (1980).
- [II.10.] GEORGES J.M., LOUBET J.L., TONCK A., "Molecular contact pressure in Tribology", MRS, Boston (1988), (à paraître).
- [II.11.] SCRUTON B., "Monolayers adsorbed on solid surfaces : their mechanical properties", PhD Thesis, University of Cambridge (1971).
- [II.12.] TAMAI Y. and RIGHTMIRE B.G., "Mechanism of boundary lubrication and the edge effect", Trans. of ASME, D87, pp. 735-740 (1965).
- [II.13.] OTTEWILL R.H., "Stability and instability in disperse systems" Journal Colloid Interface Science, 58-2, pp. 357-373 (1977).
- [II.14.] ISRAELACHVILI J.N., "Intermolecular and surface forces", Academic Press, San Diego (1985).
- [II.15.] BALLION D., "Etude de la rétention d'ions minéraux et de molécules organiques à l'interface alumine-solution aqueuse", Thèse d'Etat, Paris VI.

- [II.16.] GARDOS M., LE MOGNE T., MARTIN J.M., MONTES H., "Tribochimistry of silicon carbide", Conférence Eurotrib 1989, Helsinki, (à paraître).
- [II.17.] BUCKLEY D.H., "Friction characteristics in vacuum of single and polycrystalline aluminium oxide in contact with themselves and with various metals", in Tribology of Ceramics, Vol 1, S.P22, STLE, pp. 18-27 (1987).
- [II.18.] HALLING J., "The tribology of surface coatings, particularly ceramics", Proc. I. Mech. E., Vol 200, pp. 31-40 (1986).
- [II.19.] GREENWOOD J.A. and TRIPP J.H., "The elastic contact of rough spheres", J. Appl. Mech., 89, pp. 153-170 (1967).
- [II.20.] ROBERTS A.D., TABOR D., "Mechanical properties of very thin surface films in thin liquid films and boundary layers", Faraday Society, Academic Press, pp. 243-250 (1970).
- [II.21.] CAMERON A., "principles of lubrication", John WILEY and Sons Inc., New york, p. 195 (1966).
- [II.22.] QUEMADA D., "Phenomenological rheology of concentrated dispersion", Journal of Theoretical and Applied Mechanics N.S., pp. 267-288 (1985).
- [II.23.] DOWSON D., HIGGINSON G.R., "Elastohydrodynamique Lubrication", Pergamon Press (1977).

CHAPITRE III

MODELISATION D'UNE INTERFACE
AMORPHE EN CISAILLEMENT

III.1. INTRODUCTION

Nous avons montré, dans les deux premiers chapitres l'importance du comportement mécanique des films minces séparant les surfaces sur le coefficient de frottement. Ces films peuvent être soit des traitements de surface, soit des couches adsorbées, soit, comme nous l'avons vu dans la partie précédente des films compactés au cours du frottement. Ceux-ci sont soumis, en glissement, à de fortes pressions et taux de cisaillement. Pour ce type de sollicitation, le comportement mécanique de ces films dépend de l'effet combiné de la pression et du cisaillement. Nous avons constaté dans le chapitre précédent, que ces deux derniers paramètres étaient fortement corrélés.

Dans un contact statique, la contrainte d'écoulement plastique d'une couche comprimée entre deux solides rigides dépend essentiellement de trois paramètres :

- (a) - les propriétés plastiques du film lui-même,
- (b) - le rapport épaisseur du film à sa longueur cisailée (c'est à dire le nombre de Hill) [III.1.],
- (c) - l'adhérence à l'interface substrat/couche.

Dans un contact soumis à une force tangentielle, le comportement mécanique en cisaillement du film mince, ainsi que le type d'écoulement se produisant dans l'interface devient responsable de la transmission des forces de frottement générées dans le contact glissant.

Nous pouvons supposer contenu des résultats de la partie précédente que l'évolution du coefficient de frottement est surtout liée à un comportement plastique, voire visco-plastique du film interfacial. Ainsi, dans le but de comprendre le processus de cisaillement d'un film amorphe ductile en grande déformation, nous utilisons un modèle plan de bulles de savon. Grâce à ce modèle, Bragg a pu visualiser, dans les années 50, les défauts structuraux dans un matériau cristallin (lacunes, joints de grains, dislocations) [III.2.], [III.3.], [III.4.].

Un potentiel d'attraction-répulsion entre les bulles dû respectivement à la tension superficielle de la solution savonneuse et à la pression interne dans les bulles elles-mêmes, gouverne leurs mouvements et leur comportement lorsqu'elles subissent une sollicitation extérieure donnée. Argon et Shi [III.5.], ont montré, que pour une tension superficielle donnée, et pour un diamètre de bulles convenablement choisi, les lois de variation du potentiel en fonction de la distance inter bulles sont très semblables à celles de deux atomes métalliques.

Les bulles sont soufflées à la surface d'une eau savonneuse à l'aide d'un capillaire, dont le diamètre détermine la taille des bulles avec une pression d'air et un débit constants. En utilisant un seul capillaire, nous obtenons un réseau cristallin bi-dimensionnel hexagonal compact comportant des défauts. Si on utilise simultanément, deux capillaires différents, on obtient un mélange de bulles de deux diamètres distincts formant une structure amorphe. Grâce à ce modèle simple, ne rendant certes pas compte de l'agitation thermique, nous étudions l'évolution de l'écoulement plastique d'une couche amorphe en fonction du nombre de Hill.

Dans un premier temps, nous détaillons une expérience de cisaillement, puis nous distinguons deux types de comportement selon les valeurs du rapport épaisseur du film sur sa longueur cisailée. Si le

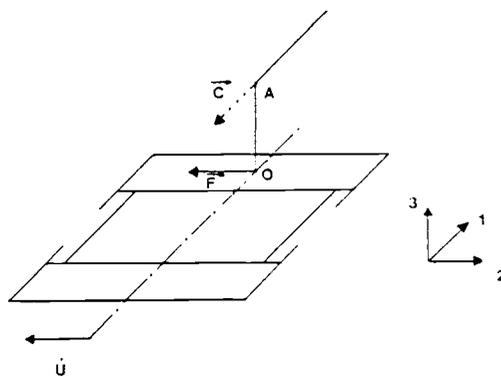
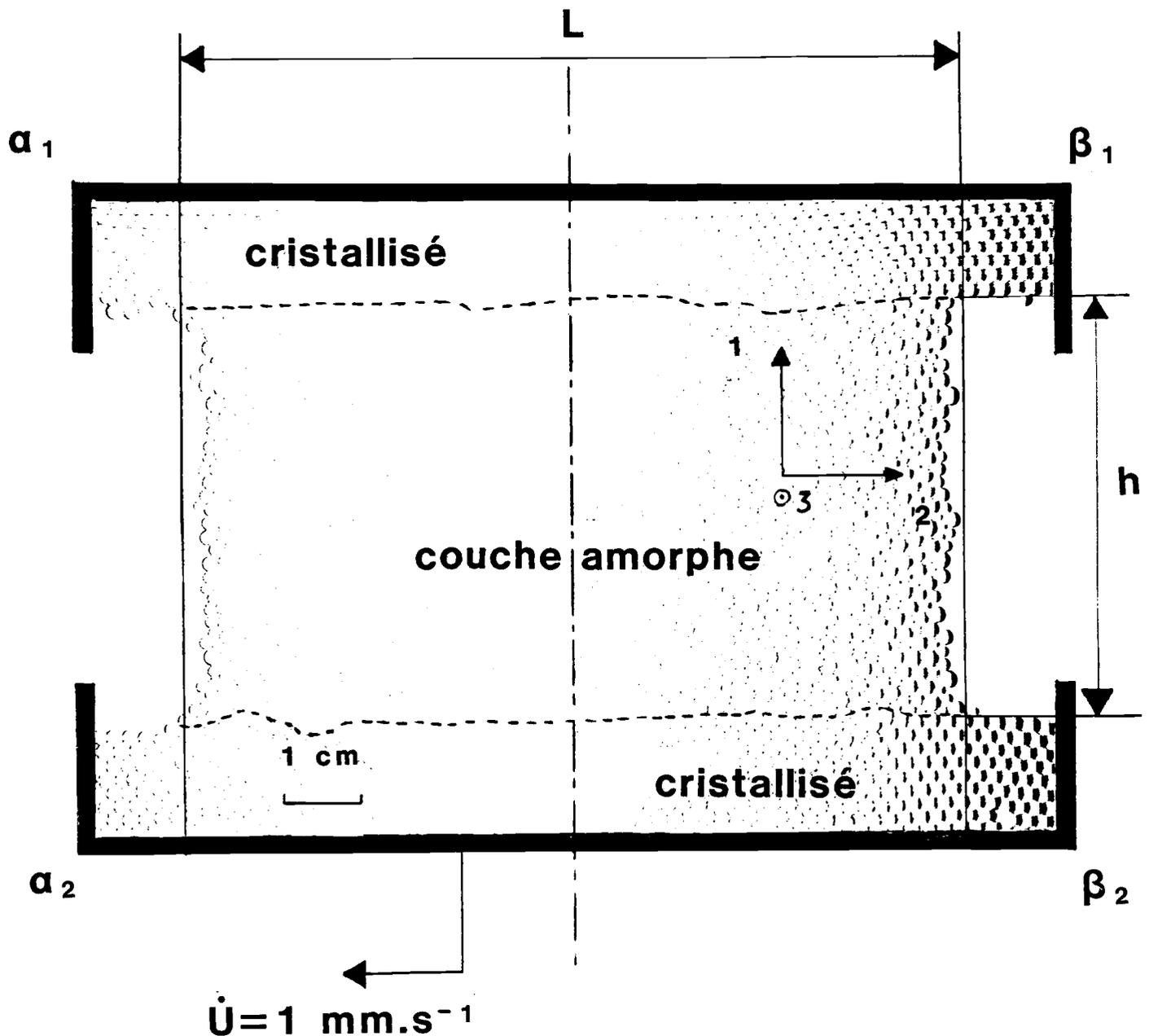


Figure III.1. : Radeaux de bulles de savon utilisés pour simuler un processus de glissement. La couche amorphe est constituée d'un mélange de deux populations de bulles de tailles différentes, tandis que les substrats cristallins sont composés par des bulles ayant toutes la même taille. Le déplacement du support $\alpha_2\beta_2$ relativement au support $\alpha_1\beta_1$ provoque le cisaillement de la couche amorphe. La force tangentielle T est transmise au support fixe exerçant sur celui-ci un couple $\vec{C} = \vec{OA} \wedge \vec{F}$ dirigé par l'axe $\delta \delta'$ et mesuré par un capteur de couples.

nombre de Hill est élevé, le milieu amorphe peut être considéré comme un milieu continu. En dessous d'un seuil critique, les lois de comportement sont influencées par des effets d'échelle et par la dynamique de groupements de cinq à six bulles.

III.2. UNE EXPERIENCE DE CISAILLEMENT

III.2.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est décrit figure III.1. Dans des capillaires courts de diamètre donné, de l'air à pression constante est soufflé à la surface d'une eau chargée en tensio actif ($\gamma_{LV} = 69 \cdot 10^{-2} \text{ N.m}^{-1}$), de façon à produire des bulles calibrées. Avec un seul capillaire, nous créons un réseau cristallin, avec deux capillaires, nous obtenons après mélange, un matériau amorphe. La structure cristalline est constituée de bulles ayant un diamètre de 2.3 mm, tandis que la structure amorphe résulte du mélange de bulles de 2.3 mm de diamètre et de petites bulles de 1.6 mm de diamètre dans un rapport 45/55. Grâce à ce procédé, nous réalisons deux lits rectangulaires cristallins adhérant à deux flotteurs $\alpha_1\beta_1$ et $\alpha_2\beta_2$. Ces lits d'une épaisseur de 12 à 15 bulles sont des monocristaux séparés par une couche amorphe dont l'épaisseur et la longueur sont variables.

Dans toute la suite de ce chapitre, nous appelons h l'épaisseur de la couche et L sa longueur. Les conditions aux limites sont déterminées par la présence des lits cristallins tandis que la rugosité à l'interface amorphe/substrat cristallin est nulle.

Lors de l'expérience, on impose au flotteur $\alpha_2\beta_2$ un déplacement à vitesse constante $\dot{U} = 1 \text{ mm.s}^{-1}$, parallèlement au support fixe $\alpha_1\beta_1$. Etant donnée la faible raideur du film amorphe relativement aux deux lits cristallins qui le bordent [III.6.], nous provoquons ainsi le cisaillement de la couche amorphe.

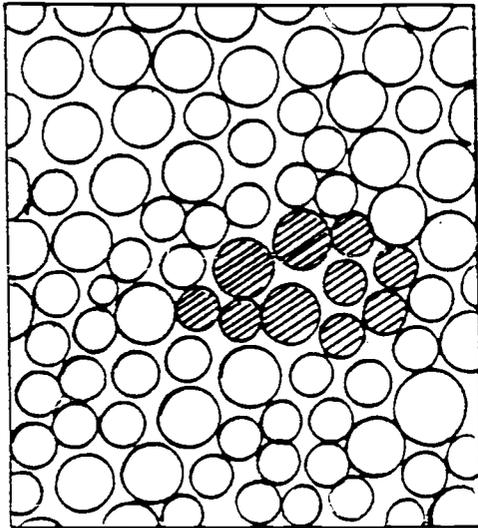
Néanmoins, quelques déplacements localisés de très faible amplitude peuvent se produire à l'intérieur des massifs cristallins. La force tangentielle est alors transmise au support fixe $\alpha_1\beta_1$ et enregistrée en continu en fonction du déplacement. Pour des vitesses de glissement comprises entre 1 mm.s^{-1} et 4 mm.s^{-1} , la force reste indépendante de la vitesse.

D'autre part, le diamètre des bulles décroît très progressivement au cours du temps, mais suffisamment lentement pour que cette variation n'affecte pas le comportement mécanique du matériau "bulles de savon", pendant la durée du cisaillement (environ 20 secondes).

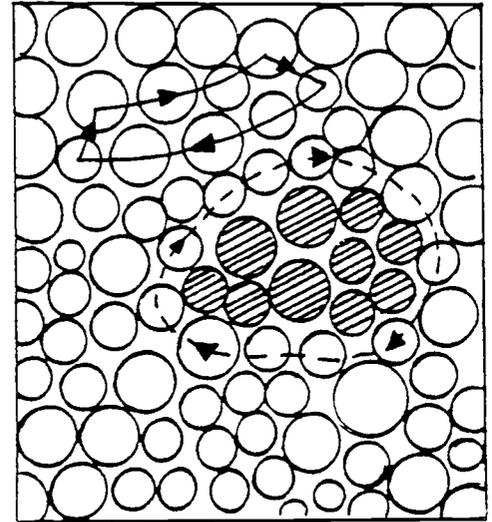
Enfin, la taille des bulles est telle que leur déformation élastique propre peut être négligée. En filmant l'expérience sur un système vidéo, puis en photographiant la couche amorphe à des intervalles de temps réguliers, nous déterminons les déplacements individuels des bulles dans le film amorphe. Nous pouvons ainsi caractériser complètement le champ cinématique de l'écoulement plastique. La résolution d'une telle méthode correspond au déplacement d'une demie-bulle environ.

III.2.2. Comportement mécanique d'un matériau amorphe en glissement

Nous considérons, ici, une couche amorphe dont les dimensions sont fixées. Le comportement mécanique et la déformation macroscopique du film amorphe sollicité en cisaillement sont gouvernés par les déplacements microscopiques des bulles à l'intérieur de la couche. Ceux-ci sont décrits sur la figure III.2. et résultent de deux processus distincts mais simultanés mis en évidence pour la première fois par Argon [III.6.].



$$t_1 = 0$$



$$t_2 = t_1 + 2s$$

Figure III.2. : Déplacements locaux des bulles à l'intérieur de la couche amorphe responsables des instabilités mécaniques observées en grande déformation. Autour de groupements de bulles fixes (bulles hachurées) il existe deux types de mouvement se produisant simultanément :

- des translations entre des lignes de bulles (—),
- des rotations d'agglomérats de bulles (---).

Un cisaillement diffus provoque des rotations de faible amplitude concernant des groupements d'une dizaine de bulles. A la périphérie de ces petits agrégats, se produisent donc des translations courtes entre des lignes de six à sept bulles. Ces mouvements locaux, dépendant des conditions de glissement et du potentiel d'attraction-répulsion, assurent la cohésion du matériau "bulles de savon" et créent des instabilités mécaniques responsables du comportement du film amorphe.

Pour une couche dont les caractéristiques géométriques sont données, nous pouvons introduire une contrainte bi-dimensionnelle, en ramenant la force tangentielle mesurée T à la longueur cisailée L . Cette grandeur caractéristique que nous noterons $\bar{\tau} = T/L$ sera utilisée dans toute la suite

de ce chapitre. Associée à cette contrainte, nous définissons la quantité $\bar{\gamma} = U/h$ où U est le déplacement relatif entre les flotteurs $\alpha_1\beta_1$ et $\alpha_2\beta_2$, caractérisant la déformation en cisaillement. Nous décrivons le comportement mécanique de la couche en glissement par la courbe $\bar{\tau} = f(\bar{\gamma})$ déduite de l'enregistrement de la force en fonction du déplacement (figure III.3.).

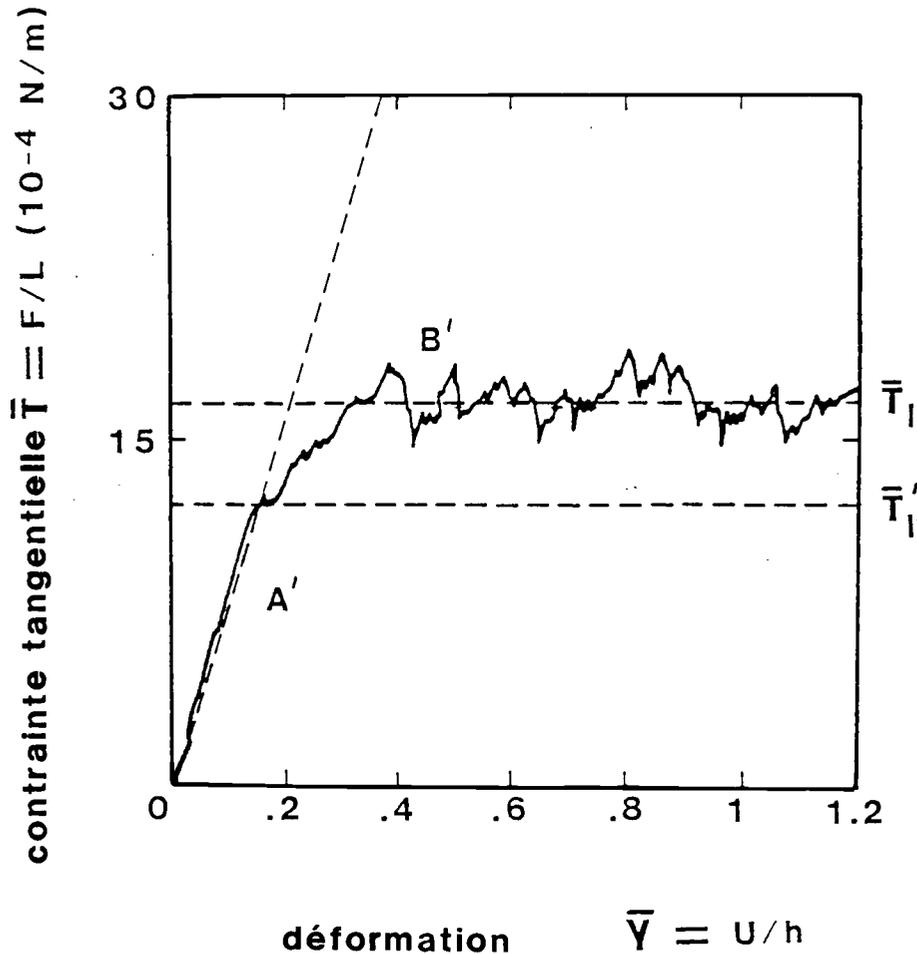


Figure III.3. : Comportement mécanique de la couche amorphe en cisaillement constituée de deux périodes :

- période A' : la contrainte tangentielle $\bar{\tau} = T/L$ est proportionnelle à la déformation $\bar{\gamma} = U/h$. Cette période caractérise un comportement pseudo-élastique.
- période B' : à l'écoulement plastique de la couche amorphe, la contrainte tangentielle atteint une valeur limite notée $\bar{\tau}_1$ caractéristique du comportement mécanique de l'interface en grande déformation.

Nous distinguons deux périodes dans l'évolution de la contrainte, $\bar{\tau}$ en fonction de la déformation en cisaillement $\bar{\gamma}$. Pendant un temps de sollicitation relativement faible, la contrainte augmente proportionnellement avec la déformation. Malgré cette linéarité, le processus de déformation, durant cette courte période, n'est pas complètement réversible puisque nous observons quelques déplacements de bulles très localisés dans l'interface. Cependant, on peut assimiler cette phase à un domaine d'élasticité apparente caractérisé par un module de rigidité en cisaillement effectif \bar{G} . Expérimentalement, on obtient $\bar{G} = 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ N.m}^{-1}$. Cette valeur est en accord avec celle calculée à partir d'un test d'indentation [III.7.].

Dans une seconde période, la contrainte croît plus graduellement avec le déplacement pour atteindre une valeur limite constante $\bar{\tau}_1$. Autour de cette contrainte seuil, on note de faibles fluctuations dues en grande déformation, aux nombreuses instabilités mécaniques dans le film amorphe. Pendant cette phase d'écoulement plastique, nous avons observé, que pour une couche amorphe ayant un nombre de Hill donné, la force T est proportionnelle à la longueur cisailée L ce qui signifie que la contrainte limite $\bar{\tau}_1 = T/L$ est constante. En conséquence, à un nombre de Hill, correspond une contrainte limite et une seule $\bar{\tau}_1$. Le comportement mécanique d'une couche amorphe en grande déformation est donc complètement défini par la contrainte limite $\bar{\tau}_1$.

Notons qu'une expérience similaire de cisaillement sur une couche cristalline ayant des dimensions identiques, se caractérise par une courbe $\bar{\tau} = f(\bar{\gamma})$ identique ; seul le module effectif \bar{G} et la contrainte limite $\bar{\tau}_1$ sont très supérieures au cas d'une couche amorphe. Ces résultats confirment les observations faites sur des couches du même type dans des essais d'indentation [III.7.].

III.2.3. Influence du nombre de Hill sur le comportement en grande déformation de l'interface

Nous nous intéressons, ici, exclusivement, au comportement en grande déformation de la couche amorphe en étudiant plus spécifiquement l'évolution de la contrainte de cisaillement $\bar{\tau}_1$ avec le nombre de Hill h/L (figure III.4.).

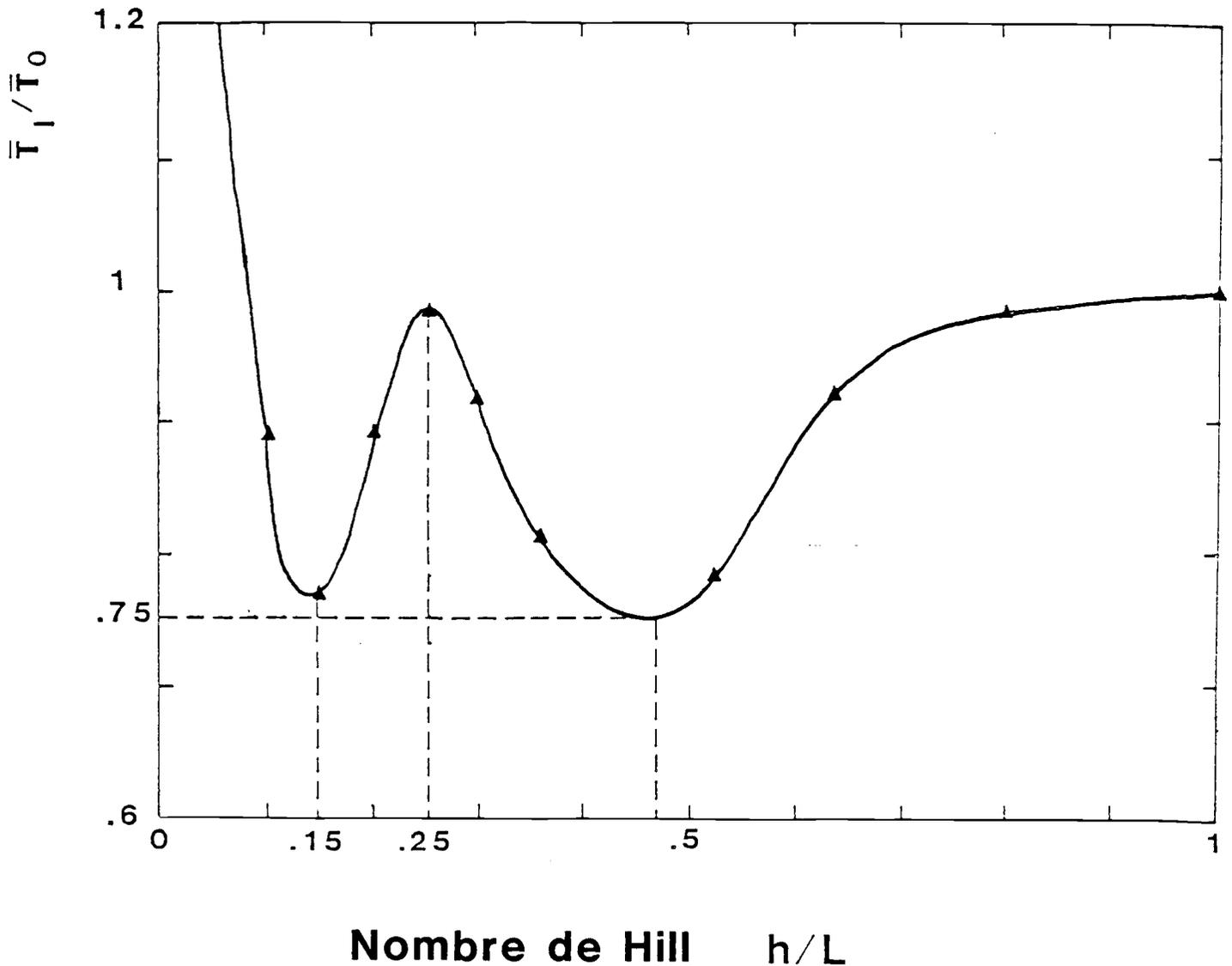


Figure III.4. : Evolution de la contrainte tangentielle limite $\bar{\tau}_1$ adimensionalisée par la contrainte $\bar{\tau}_0$, où $\bar{\tau}_0$ représente la contrainte limite maximale obtenue pour $h/L = 1$. Cette courbe est indépendante de la taille des bulles constituant la couche amorphe.

▲ : points expérimentaux.

On remarque, que la courbe présente des extrema pour des valeurs critiques simples du nombre de Hill (respectivement 0.15, 0.25, 0.5), valeur indépendante de la taille des bulles utilisée pour construire la structure amorphe. On peut sur la courbe de la figure III.4., distinguer deux comportements : un premier pour $h/L > 0.25$ et un second pour $h/L < 0.25$.

Le premier comportement peut s'interpréter en considérant l'interface comme un milieu continu, tandis que le second comportement où les défauts de structure de la couche amorphe ont des effets dominants, est le résultat des interactions physiques entre groupements de cinq à six bulles.

Dans la discussion qui suit, nous négligeons les effets dus à la rugosité et le support de nos investigations est la visualisation du champ de déplacements dans le film amorphe lors de la sollicitation en cisaillement.

III.2.3.1. $h/L > 0.25$: le milieu amorphe est un milieu continu

Les phénomènes physiques qui gouvernent l'écoulement plastique de l'interface amorphe résultent d'effets à plus ou moins grande échelle, c'est pourquoi nous définissons différents domaines d'observation, donnant chacun des observations spécifiques mais complémentaires :

- fenêtre 1 : lit amorphe complet (F_1),
- fenêtre 2 : zone d'une épaisseur de cinq à six bulles étendue sur toute la longueur cisailée (F_2),
- fenêtre 3 : groupement d'une vingtaine de bulles (F_3).

La figure III.5. représente une image instantanée du champ de déplacements au moment où la contrainte tangentielle $\bar{\tau}$ commence à croître progressivement avec la déformation $\bar{\gamma} = U/h$ (figure III.5A) et lorsque la contrainte limite est atteinte (figure III.5B).

Cette visualisation est obtenue en photographiant la couche amorphe en glissement à intervalles de temps réguliers (toutes les deux secondes) et en superposant les images pour deux instants consécutifs. Si nous observons la couche amorphe au travers de la fenêtre F_1 (figure III.5.) on peut noter qu'au cours du passage de l'état A à l'état B, la déformation de la couche amorphe n'introduit pas de déformation macroscopique des bords latéraux.

En outre, grâce à cette méthode, nous définissons trois zones dans l'interface amorphe qui se développent pendant la phase de transition entre la période pseudo-élastique et la période plastique.

La première zone est adhérente au lit cristallin fixe : ici, la plupart des bulles reste immobile, quelques-unes d'entre elles ayant de très faibles déplacements.

Si maintenant, nous observons une couche amorphe dans un repère lié au support mobile $\alpha_2\beta_2$, il existe une seconde zone, adhérente au lit cristallin mobile où les bulles ont dans ce référentiel des déplacements très limités et localisés. Entre ces deux zones bloquées, respectivement relativement au support $\alpha_1\beta_1$ et au support $\alpha_2\beta_2$, se forme une zone centrale, dont l'épaisseur, de l'ordre de dix bulles, ne dépend pas du nombre de Hill. A l'intérieur de cette zone, caractérisée par des

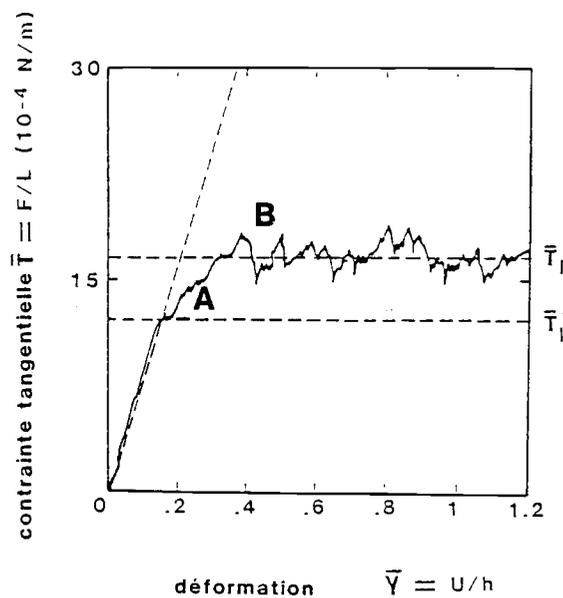
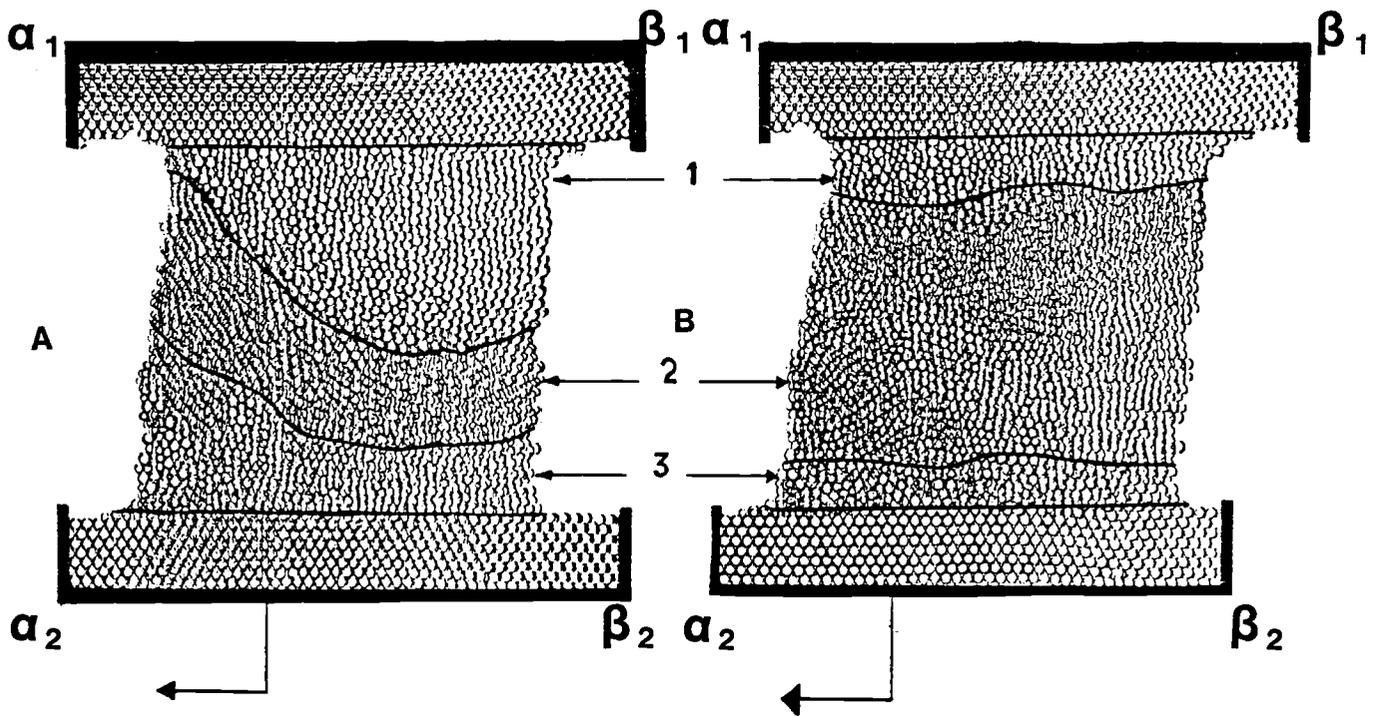


Figure III.5. : Evolution du champ cinématique de l'écoulement plastique, obtenue par superposition de deux images successives et instantanées de l'interface amorphe.

Image A : dès la fin de la période élastique, la force tangentielle continue à augmenter plus progressivement avec le déplacement. La bande de cisaillement 2 (où se localise la déformation plastique) glisse entre les deux zones 1 et 3 bloquées respectivement par rapport au support fixe $\alpha_1\beta_1$ et au support mobile $\alpha_2\beta_2$.

Image B : la contrainte limite est atteinte. L'épaisseur de la bande de cisaillement augmente et celle des zones bloquées se réduit à environ cinq bulles. Dans le même temps, la direction de la bande de cisaillement devient horizontale.

mouvements de bulles importants et désordonnés, se localise la déformation plastique.

Si l'orientation de cette zone est contrôlée au début de la phase de plastification par le nombre de Hill, nous ne savons pas pourquoi et comment se forme cette zone de grande déformation. Comme le cisaillement semble s'effectuer dans cette région centrale ayant une orientation privilégiée et dépendant du nombre de Hill, nous l'assimilons à une bande de cisaillement.

Lorsque $h/L > 0.5$, celle-ci traverse le lit amorphe en débouchant sur ses bords libres. En revanche, si $h/L < 0.5$, la bande de cisaillement est bloquée par un des lits cristallins.

Au moment où le régime permanent est atteint, la bande de cisaillement devient parallèle à la direction du glissement et son épaisseur a augmenté. Dans le même temps, les zones bloquées voient leur épaisseur diminuer et se stabiliser à environ cinq bulles.

On remarque également qu'au voisinage des bords libres de l'interface, les trajectoires des bulles ne sont pas rectilignes mais décrivent des arcs de cercles. De tels phénomènes ont été décrits par Green [III.4.] dans son modèle de croissance de jonction dans le cadre de la théorie de l'adhésion. Une jonction plastique cisailée dont le nombre de Hill est inférieur à 1.47 (c'est à dire dans le cas des géométries considérées pour nos essais), peut se diviser en une zone centrale subissant un cisaillement pur entourée par deux zones latérales en torsion pure.

En outre, en superposant l'état initial à l'état final, on remarque que le champ de déplacement est relativement homogène comme si on avait translaté le lit amorphe d'une longueur égale au déplacement total imposé au cours de l'essai. Cependant le chemin utilisé pour passer de l'état initial à l'état final, passe par les trois étapes suivantes :

- i) formation d'une bande de cisaillement dans une direction privilégiée analogue à une zone plastifiée sur laquelle glissent deux zones périphériques, l'une bloquée par rapport à la paroi fixe, l'autre par rapport à la paroi mobile,
- ii) augmentation de l'épaisseur de la bande de cisaillement accompagnée d'une diminution de l'épaisseur des zones latérales,
- iii) la direction de glissement devient horizontale, alors que l'épaisseur des zones bloquées se stabilise à une valeur de cinq à six bulles.

Ayant ainsi défini le processus de déformation de l'interface amorphe en cisaillement et à partir d'une approche mécanique simple basée sur la construction de Mohr, nous allons maintenant expliquer l'évolution de la courbe de la figure III.4. pour des nombres de Hill supérieurs à 0.25.

Nous définissons pour le matériau "bulles de savon" un critère de plasticité que nous mettons sous la forme :

$$\bar{\tau} = c + \bar{\sigma} \operatorname{tg}(\Phi) \quad (\text{III.1})$$

Le terme c représente la cohésion du matériau et il est relié au potentiel d'attraction-répulsion entre les bulles ($c = 17.8 \cdot 10^{-4} \text{ N.m}^{-1}$) tandis que $\bar{\sigma} \operatorname{tg}(\Phi)$ caractérise la contrainte normale associée à la

réorganisation des bulles en grand déplacement, lorsque la couche amorphe est soumise à un cisaillement.

La sollicitation se fait à vitesse de déplacement constante et induit un champ de contraintes uniformes sauf sur les bords libres latéraux, conformément à l'hypothèse de plasticité de Green [III.8.]. Par conséquent, on peut représenter le champ des contraintes par le tenseur :

$$\underline{\sigma} = \begin{bmatrix} \bar{\sigma}_{11} & \bar{\tau} \\ \bar{\tau} & \bar{\sigma}_{22} \end{bmatrix}$$

A l'état initial, le tenseur est nul. Les premiers déplacements du lit cristallisé se traduisent par une augmentation de la contrainte $\bar{\tau}$ selon une loi élastique (figure III.3.). Lorsque la contrainte atteint la limite $\bar{\tau}_1$, l'écoulement plastique provoque de nombreuses instabilités mécaniques dans le film amorphe. Or, les déplacements dans la direction verticale restent bloqués, en raison de la rigidité des lits cristallins qui bordent l'interface amorphe [III.7.]. Ceci signifie que ces instabilités ne peuvent se produire qu'associées à une augmentation de la contrainte normale $\bar{\sigma}_{11}$. Ce phénomène est, en fait, analogue à une portance en lubrification élastohydrodynamique. A l'état final, le tenseur est tel que :

$$\bar{\sigma}_{11} = 0 \quad \bar{\tau} = 0 \quad \bar{\sigma}_{22} = 0$$

Pendant cette phase finale de plastification, on sait, d'après l'observation du champ de déplacement, qu'il existe une zone centrale dans laquelle se localise la déformation et sur laquelle glissent deux zones latérales bloquées.

Selon que h/L est supérieur ou inférieur à 0.5, cette bande de cisaillement peut déboucher ou non sur les bords libres du film amorphe.

a) $h/L > 0.5$: la bande de cisaillement débouche

Les instabilités mécaniques responsables de la plastification de la couche amorphe se développent dans la zone centrale d'épaisseur h_1 . Les glissements se produisant dans la bande de cisaillement, provoquent un déplacement élémentaire dh_1 de celle-ci. h , restant constant au cours de la sollicitation, cette déformation élémentaire se traduit par la déformation élastique des zones latérales bloquées, déformation à laquelle on associe une variation élémentaire de la contrainte normale $\bar{\sigma}_{11}$ donnée par :

$$d\bar{\sigma}_{11} = \frac{E dh_1}{h - h_1} \quad (\text{III.2.})$$

où E représente le module d'élasticité bidimensionnel du film amorphe. L'équation (III.2.) montre qu'une augmentation de l'épaisseur de la couche s'accompagne d'une diminution de la contrainte normale $\bar{\sigma}_{11}$ et vice versa. La représentation géométrique du champ de contraintes, issue des données expérimentales, est décrite sur la figure III.6.

Les cercles de Mohr, pour chaque nombre de Hill, sont construits à partir de l'orientation de la bande de cisaillement et tangents au critère de plasticité. La comparaison des contraintes entre la situation A et la

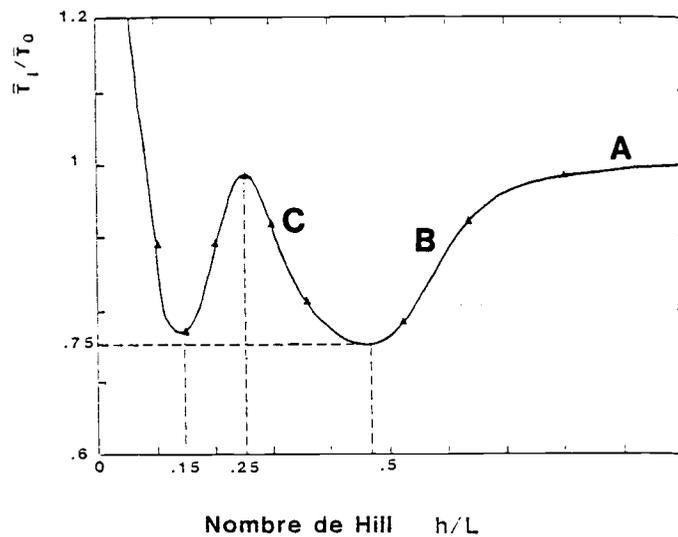
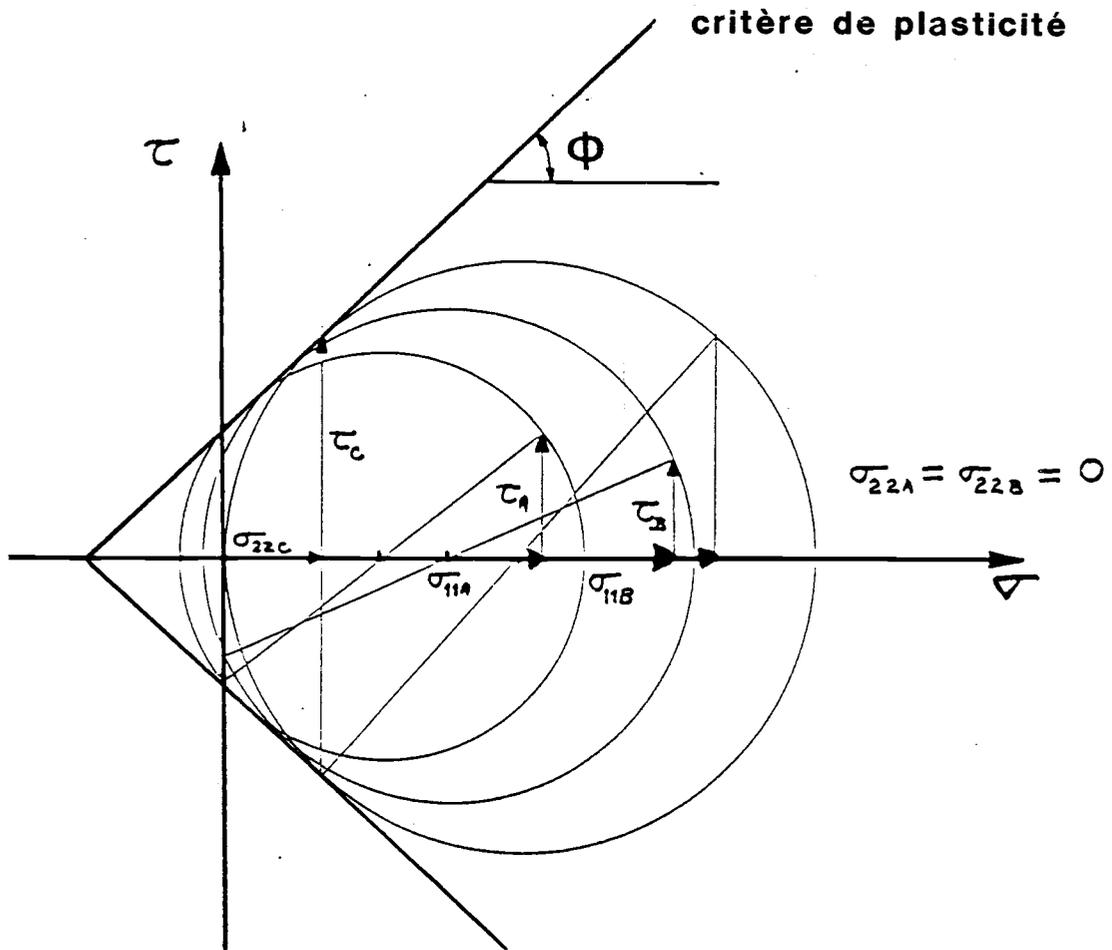


Figure III.6. : Représentations de Mohr du tenseur des contraintes dans la couche amorphe au cours du cisaillement afin de décrire l'évolution de la contrainte limite pour des nombres de Hill supérieurs à 0.25.

- (A) $h/L = 1$: configuration de référence.
- (B) $0.5 < h/L < 1$: en raison de la déformation élastique des zones bloquées, la contrainte normale $\bar{\sigma}_{11}$ augmente et $\bar{\tau}_1$ devient plus faible que dans le cas (A).
- (C) $0.25 < h/L < 0.5$: la direction de glissement est horizontale, la contrainte $\bar{\sigma}_{22}$ apparaît. $\bar{\tau}_1$ atteint alors le critère de plasticité et devient supérieure au cas (B).

situation B (figure III.6.) montre que l'accroissement de la contrainte $\bar{\sigma}_{11}$ est relié à une décroissance de la contrainte tangentielle $\bar{\tau}$. Or, d'après la relation (III.2.), une diminution du nombre de Hill induit une augmentation de la contrainte normale $\bar{\sigma}_{11}$ et donc un abaissement du nombre de Hill se traduit par une diminution de la contrainte limite $\bar{\tau}_1$ (figure III.6A-B). Nous retrouvons donc, grâce à la description de Mohr l'évolution de la courbe de la figure III.4. pour des nombres de Hill inférieurs à 0.5.

b) 0.25 < h/L < 0.5 : la bande de cisaillement ne débouche pas sur les bords libres

Dans cette configuration, l'orientation de la bande de cisaillement est telle qu'elle est bloquée par le substrat cristallin fixe. Etant donnée la raideur de celui-ci, relativement au film amorphe, [III.7.] les glissements sont impossibles dans la direction initiale de la bande de cisaillement et se produisent alors nécessairement dans la direction de la vitesse de déplacement \dot{U} imposée lors de la sollicitation. Ils induisent une contrainte normale $\bar{\sigma}_{22}$ sur les bords latéraux de l'interface amorphe.

D'après la représentation géométrique de la figure III.6C, si la direction de glissement est horizontale, alors la contrainte limite $\bar{\tau}_1$ atteint le critère de plasticité et devient supérieure au cas où le nombre de Hill est supérieur à 0.5.

Ainsi, grâce à une approche où on assimile la couche amorphe à un milieu continu auquel on peut appliquer les théories classiques de la mécanique des solides nous pouvons décrire complètement la courbe de la figure III.4. pour des nombres de Hill supérieurs à 0.25.

III.2.3.2. h/L < 0.25 : La dynamique de groupements de bulles est prépondérante

Nous avons pu déterminer, pour un temps donné, grâce à une observation au travers des fenêtres F_2 et F_3 la distribution des instabilités mécaniques responsables de la plastification de la couche amorphe (c'est à dire les mouvements précédemment définis figure III.2.) et concernant des groupements d'une dizaine de bulles. Ces résultats répertoriés sur les courbes de la figure III.7. confirment d'abord les résultats précédents lorsque $h/L > 0.25$, à savoir l'existence de deux zones bloquées respectivement par rapport au lit cristallin fixe et au substrat cristallin mobile, glissant tous deux sur une bande centrale dans laquelle les bulles ont des mouvements nombreux et désordonnés.

En revanche, lorsque $h/L < 0.25$, la distribution n'est plus centrée et ne cesse de croître du substrat fixe au substrat mobile, faisant apparaître deux zones distinctes :

- i) une zone à forte concentration d'instabilités adhérente à la paroi cristalline mobile,
- ii) une zone à faible concentration d'instabilités adhérente à la paroi cristalline fixe.

Cette dissymétrie dans la distribution des instabilités entraîne une striction des bords latéraux qui se ne se produisait pas pour $h/L > 0.25$ et schématisée sur la figure III.8.

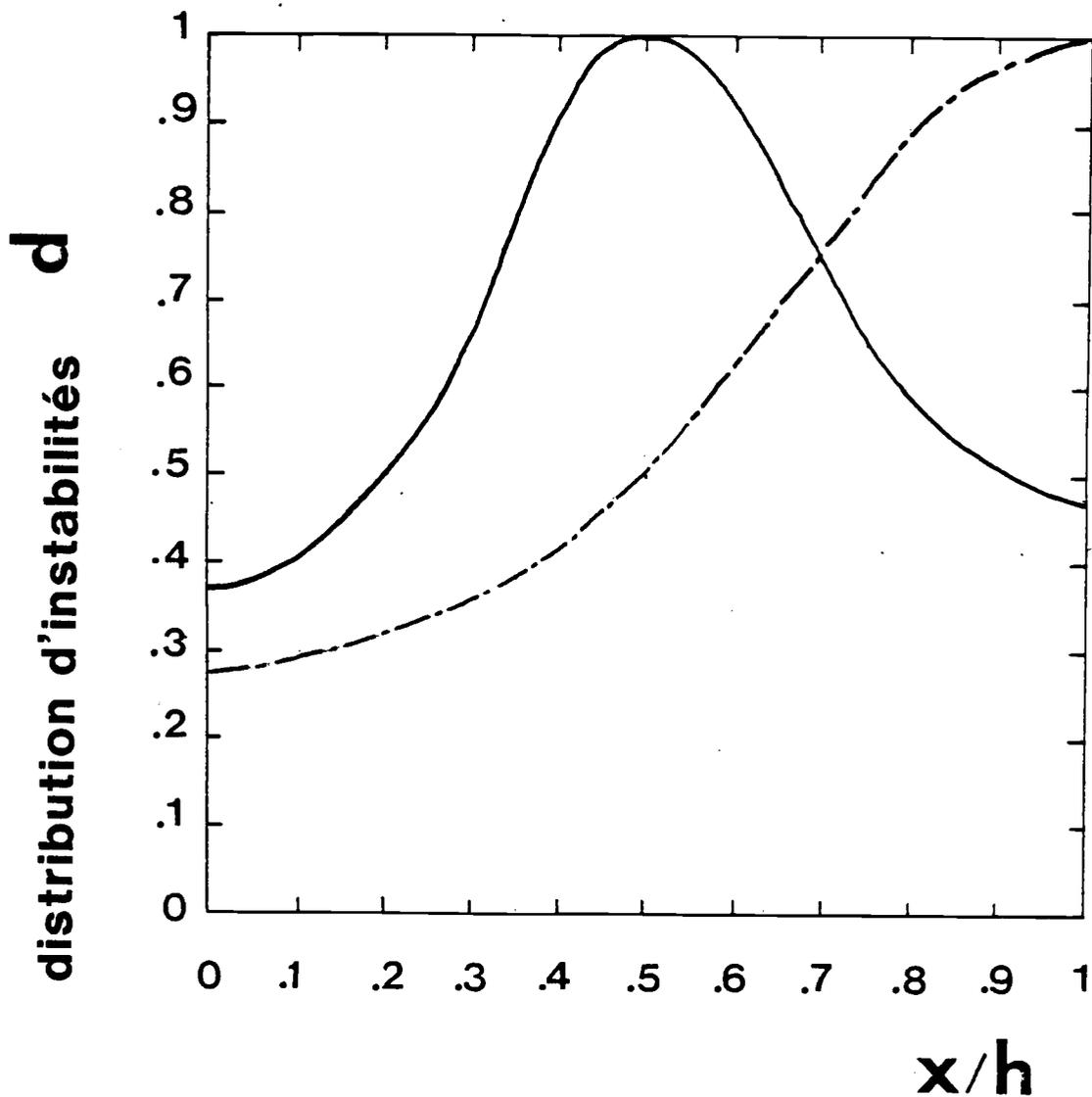


Figure III.7. : Distribution des instabilités de l'épaisseur de la couche amorphe au cours du glissement pour :

$h/L = 0.5$ (—) : la distribution est centrée autour de $x/h = 0.5$ ce qui confirme l'existence de la bande de cisaillement.

$h/L = 0.25$ (-.-) : la distribution n'est plus centrée. Le nombre d'instabilités ne cesse d'augmenter du substrat cristallin fixe ($x/h = 0$) au substrat cristallin mobile ($x/h = 1$).

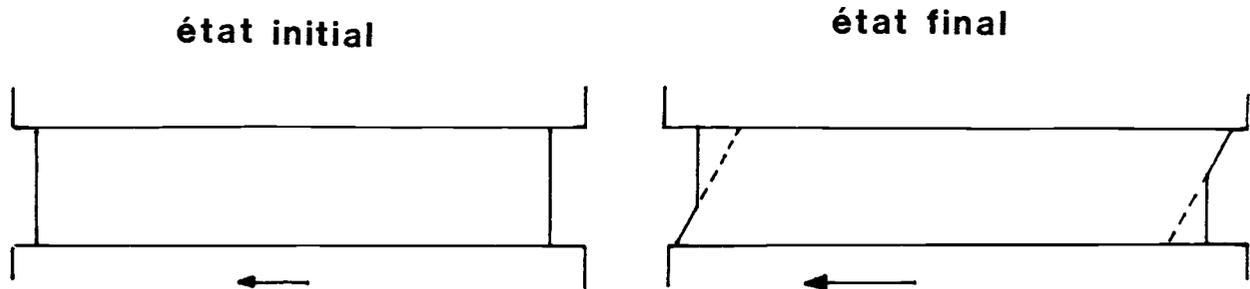


Figure III.8. : Schématisation de la striction des bords latéraux lors du cisaillement lorsque $h/L < 0.25$.

Cette déformation macroscopique est d'abord initiée par un dépôt de trois à quatre bulles qui se bloque et adhère au substrat mobile, puis s'enrichit en bulles tout au long de la sollicitation. Le cisaillement se fait alors, par glissement d'une zone périphérique sur ce dépôt bloqué réalimenté en permanence par un nouvel apport de bulles. De plus, l'angle entre cet amas (composé initialement de quelques bulles) et l'horizontale reste constant tout au long du cisaillement et vaut 45° pour $h/L = 0.14$. Cet angle ne dépend en fait que du nombre de Hill.

C'est à nouveau, dans le domaine à forte concentration d'instabilités, que se localise la déformation et contrairement à ce qui se produisait pour des nombres de Hill élevés la bande plastifiée peut déboucher grâce aux effets de striction que nous venons de décrire.

Dans nos expériences, pour des configurations à faible nombre de Hill, l'épaisseur de la couche amorphe correspond aux dimensions des agrégats de bulles autour desquels se font les mouvements microscopiques qui provoquent les instabilités mécaniques de la couche amorphe. En conséquence, le film amorphe devient lui-même une bande de cisaillement dans laquelle les instabilités ont des effets prépondérants. On atteint alors la contrainte de cisaillement maximale donnée en représentation de Mohr par le critère de plasticité de la couche. L'écoulement plastique dépend alors non seulement du nombre de Hill mais aussi de l'épaisseur h de l'interface.

En outre, pour des nombres de Hill élevés ($h/L > 0.25$) la déformation plastique est localisée dans une bande de cisaillement ayant une orientation privilégiée : ce processus de localisation de la déformation est sans doute relié à une minimisation de l'énergie de déformation. Par contre, pour de faibles nombres de Hill ($h/L < 0.25$), l'épaisseur n'est pas suffisante pour que puisse se développer un tel processus, par conséquent la ligne de glissement est alors imposée et horizontale. Ce phénomène se traduit par une augmentation de l'énergie de déformation qui peut expliquer, en partie, l'accroissement brutal de la contrainte de cisaillement $\bar{\tau}_1$ avec le rapport h/L si celui-ci est inférieur à 0.25.

III.3. CONCLUSION

La modélisation, au moyen de bulles de savon, du comportement en cisaillement d'un film amorphe représentant un film interfacial obtenu en lubrification limite montre :

- le rôle du nombre de Hill de la couche (rapport de l'épaisseur de l'interface à sa longueur cisailée) sur l'évolution de la force tangentielle,

a - si le nombre de Hill est élevé l'interface peut être considérée comme un milieu continu,

b - si le nombre de Hill est faible, ce qui est le cas en frottement limite ou à sec, les mouvements de groupements élémentaires de cinq à six bulles gouvernent le cisaillement de la couche.

- l'importance de la bande de cisaillement où se localise la déformation plastique dans la transmission de la force tangentielle.

La transposition à un cas concret de lubrification reste difficile, compte-tenu des limites du modèle. Néanmoins, nous retrouvons le rôle de structures élémentaires (groupement de cinq à six bulles et particules d'alumine compactées dans la lubrification limite du saphir) sur la rhéologie des films interfaciaux en grande déformation.

BIBLIOGRAPHIE

- [III.1.] HILL "Mathematical theory of plasticity", Clarendon Press, Oxford, pp. 226-325 (1950).
- [III.2.] BRAGG L., NYE J.F., "A dynamical model of crystal structure I.", Proc. Roy. Soc, A190, p. 474 (1947).
- [III.3.] BRAGG L., LOMER, W.M., "A dynamical model of crystal structure. Structure II", Proc. Roy. Soc., A196, p. 171 (1949).
- [III.4.] LOMER W.M., "A dynamical model of crystal structure II", Proc. Roy. Soc. A196, p. 182 (1949).
- [III.5.] ARGON A.S., SHI L.T., "Simulation of plastic flow and distributed shear relaxation by means of the amorphous Bragg bubble raft", Conf. Proc. Met. Soc., AIME, p. 279 (1982).
- [III.6.] ARGON A.S., KUO H.V., "Plastic flow in disordered bubble raft", Materials Science and Engineering, Vol 39, p. 107 (1979).
- [III.7.] GEORGES J.M., MEILLE G., LOUBET J.L., TOLEN A.M., "Bubble raft for indentation with adhesion", Nature, Vol 320, pp. 342-344 (1986).
- [III.8.] GREEN A.P., "The plastic yielding of metal junctions due to combined shear and pressure", Journal of the Mechanical Physics of Solids, Vol 2, p. 202 (1954).

CONCLUSION GENERALE

Au cours de cette étude, nous avons pu dégager un certain nombre de points importants qui nous ont permis de progresser dans la compréhension du frottement en régime limite ou à sec :

* le coefficient de frottement résulte de la contribution simultanée ou séquentielle de trois composantes essentielles : une composante adhésive (μ_a), une composante abrasive (μ_p) et une composante décrivant le cisaillement du film interfacial,

* le coefficient de frottement dépend de l'agglomération des débris d'usure dans le contact glissant. Nous pouvons alors distinguer deux zones distinctes dans l'interface en glissement :

a - la zone du contact hertzien supportant la charge,

b - une zone de pénombre, entourant la zone de Hertz et dont le rayon est fonction de l'usure, dans la zone de contact.

Cette zone participe au frottement. Si le film compacté dans cette zone supporte la charge, le cisaillement a lieu dans le film lui-même. S'il ne supporte pas la charge le glissement a lieu dans l'interface film/substrat.

* Par un modèle plan de bulles de savon, nous avons montré l'influence du nombre de Hill (rapport de l'épaisseur du film à sa longueur cisailée) sur le comportement en cisaillement d'une interface amorphe. Selon la valeur de ce paramètre, le processus de transmission des contraintes normales et tangentielles est différent.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 5 juillet 1984, modifié par l'arrêté du 21 mars 1988,

Vu la demande du Directeur de Thèse

M. J.M. GEORGES - Professeur - Ecole Centrale de Lyon

et les rapports de

M. M. GODET - Professeur - INSA Lyon

M. T. MATHIA - Directeur de Recherche CNRS - E.C.L.

Monsieur MAZUYER Denis

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du titre de **DOCTEUR**

Spécialité MECANIQUE

Fait à Ecully, le 27 janvier 1989

Le Directeur de l'E.C.L.

J. BORDET

