

Modell für Gleitverschleiss bei Trockenreibung

Citation for published version (APA):

Dautzenberg, J. H., & Zaat, J. H. (1975). Modell für Gleitverschleiss bei Trockenreibung. In *Tribology : European congress, London, 25-27 September 1973* (pp. 147-154). Mechanical Engineering Publ..

Document status and date:

Gepubliceerd: 01/01/1975

Document Version:

Uitgevers PDF, ook bekend als Version of Record

Please check the document version of this publication:

- A submitted manuscript is the version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal.

If the publication is distributed under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license above, please follow below link for the End User Agreement:

www.tue.nl/taverne

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at:

openaccess@tue.nl

providing details and we will investigate your claim.

MODELL FÜR GLEITVERSCHLEISS BEI TROCKENREIBUNG

J. H. DAUTZENBERG, Dipl Phys

Senior Scientific Officer, Technological University,
Eindhoven, Netherlands.

J. H. ZAAT

Professor, Technological University,
Eindhoven, Netherlands.

The Ms. of this paper was received at the Institution on 15 November 1972 and accepted for publication on 7 May 1973. 33

Synopsis

The sliding of OFHC copper against steel SAE 1045 shows exclusively displacement of copper in a wide range of the load, the sliding velocity, and the partial oxygen pressure of the environment. Application of theoretical plasticity and metallurgical interpretation of the observations has led to an equation of the energy balance. The conclusion is that the process is governed by both plastic deformation of the crystals themselves and grain boundary sliding.

ZUSAMMENFASSUNG In einem weiten Bereich von Belastung Gleitgeschwindigkeit und Sauerstoffdruck findet bei der Metallparung OFHC Kupfer gegen Stahl SAE 1045 ausschliesslich Gleittransport von Kupfer statt. Plastizitätstheoretische Ausarbeitung und metallkundliche Interpretation der Messergebnisse führen zu einer Energiebilanz. Hieraus ergibt sich dass der Prozess hauptsächlich statt findet durch Gleitung in den Kristallen und durch Korngrenzengleiten.

SYMBOLLISTE

A_c	= Flächeninhalt der Equischubspannungsfläche in mm^2
A_w	= Wahre Kontaktfläche in mm^2
a, c	= Ortskoordinaten vom Punkte P in mm
b	= Spurbreite in mm
C	= Charakteristische Spannung (= Vergleichsspannung für $\delta = 1$ in N/mm^2)
F_N	= Normalkraft in N
F_W	= Reibungskraft in N
F_{Wgb}	= Reibungskraft für Korngrenzengleiten in N
l	= Spurlänge in mm
l_v	= Abstand zwischen Stiftachse und Bartschwerpunkt in mm
\bar{h}	= mittlere Lamellendicke in mm
n	= Verfestigungsexponent
N	= Anzahl der Spuren
v	= Gleitgeschwindigkeit in mm/sec
V	= Volumen einer Lamelle in mm^3
W_g	= Leistung für Gleitung im Kristall in Nmm/sec
W_{gb}	= Leistung für Korngrenzengleiten in Nmm/sec
x, y, z	= Achse eines Koordinatensystems
$Z_g(b)$	= mittlere Ortsänderung eines Punktes in einer Spur (Breite=b) durch Gleitung im Kristall in mm
α	= Winkel zwischen der Normale auf der Equischubspannungsfläche und der y-Achse in Grad
γ_{ij}	= Scherwinkel in Grad
γ_p	= Scherwinkel im Punkte P in Grad
δ	= Vergleichsformänderung (= Effektive Verformung)
$\bar{\delta}_p$	= Vergleichsformänderung (= Effektive Verformung) im Punkte P
$\bar{\delta}_S$	= Vergleichsformänderung (= Effektive Verformung) an der Oberfläche
k	= Geometriefaktor
Λ	= Gespeicherte Energie pro Volumeneinheit durch Gleitung im Kristall in Nmm/mm^3
λ	= $\pi - k$ in Grad
ρ	= Radius eines Equischubspannungszylinders in mm
$\bar{\sigma}$	= Vergleichsspannung (= Effektive Spannung) in N/mm
$\bar{\sigma}_{gb}$	= Vergleichsspannung (= Effektive Spannung) notwendig für Korngrenzengleiten in N/mm^2
$\bar{\sigma}_p$	= Vergleichsspannung (= Effektive Spannung) im Punkte P in N/mm^2
$\bar{\sigma}_S$	= Vergleichsspannung (= Effektive Spannung) an der Oberfläche in N/mm^2

τ_{gb}	= Schubspannung notwendig für Korngrenzengleiten in N/mm^2
τ_{ij}	= Schubspannung in N/mm^2
Φ_V	= Volumenstrom zum Barte in mm^3/sec
Ω	= Gespeicherte Energie pro Volumeneinheit durch Korngrenzengleiten in Nmm/mm^3

1. EINLEITUNG

Bei der Stiftringanordnung (pin-disc arrangement) einer Verschleisskombination von OFHC Kupfer (Stift) gegen Stahl SAE 1045 kann unter sehr unterschiedlichen Bedingungen ausschliesslich Gleitungstransport vom Kupfer stattfinden. Hierbei entsteht ausserhalb des Stiftes an der Rückseite der so genannte Bart (Figur 1 gibt einen Bartdurchschnitt senkrecht zur Gleitebene und in Gleitrichtung), während innerhalb des Stiftes senkrecht auf der Gleitrichtung und in der Nähe der Verschleisszone das in Figur 2 gezeigte Verformungsfeld sich gebildet hat. In vorherigen Untersuchungen (Ref. 1,2) sind Modelle ausgearbeitet zur Beschreibung der Vergleichsformänderung (=effektiven Verformung) und der Vergleichsspannung (=effektiven Spannung). Angewandt auf die oben genannte Kombination, wird gezeigt dass die Modellen die Spannungen und Verformungen quantitativ sehr gut ergeben. An Hand der Plastizitätslehre (Ref. 3,4) kann aus Vergleichsspannung (=effektiver Spannung) und Vergleichsformänderung (=effektiver Verformung) die für diesen Prozess verantwortliche Energie bestimmt werden. Neben Gleiten im Metallkristall- dieser Vorgang wird verwendet bei der Bestimmung der Vergleichsformänderung-kann auch, wie bei früheren Untersuchungen (Ref. 6,5) gefunden ist, beim Verschleissprozess Korngrenzengleiten auftreten, wie das bekannt ist vom Kriechprozess bei hoher Temperatur. In Hinsicht auf diese beiden Gleitprozesse wird eine Energiebilanz angesetzt, die mittels makroskopisch messbarer Grössen, einen Zusammenhang ergibt zwischen Verschleissgeschwindigkeit, Geometrie des Bartes, Gleitgeschwindigkeit, Reibung, Breite der Kontaktfläche und einigen Materialkonstanten.

2. ENERGIEBETRACHTUNG BEI GLEITUNG IM METALLKRISTAL

Wenn die Verteilungen der Vergleichsformänderung $\{\delta(x,y,z)\}$ und der Vergleichsspannung $\{\bar{\sigma}(x,y,z)\}$ bekannt sind, wird die totale aufgenommene

plastische Energie gegeben durch (Ref.3,4):

$$\iiint_{zyx\delta} \bar{\sigma} d\bar{\delta} dx dy dz \quad (2.1)$$

Wird (2.1) angewendet auf die Gleitkombination OFHC Kupfer gegen Stahl SAE 1045 so stellt sich heraus, dass - abgesehen von einem kurzen Einlauf, der hier nicht betrachtet wird- die plastische Energie, die während des stabilen Prozesses im Stahlring aufgenommen wird zu vernachlässigen ist. - Die Experimente zeigen dass das Verformungsfeld sich im Stahl nicht ändert, und dass nach Ablauf der Einlaufstrecke fast kein Stahl wird abgetragen. Weiter lässt das Experiment darauf schliessen, dass im Stifte während des Prozesses das Verformungsfeld und daher auch das Spannungsfeld sich in Mittel nicht ändert, sondern sich nur verschiebt in Richtung der Stiftachse. Das heisst, dass die während der Zeit dt aufgenommene Energiemenge der plastischen Energie von der in dieser Zeit zum Bart transportierten Kupfermenge gleich ist. Weil jedes Kupferteilchen, das im Bart gelangt die gleiche Vergleichsformänderung bekommen hat, folgt aus (2.1) dass die aufgenommene Leistung (=Energie pro Zeiteinheit) gegeben wird durch

$$W_g = \Phi_V \int_0^{\bar{\delta}_S} \bar{\sigma} d\bar{\delta} \quad (2.2)$$

Hierbei stellt Φ_V das pro Zeiteinheit zum Bart transportierte Kupfervolumen dar. Mittels der Nadai-Beziehung ohne Berücksichtigung der Formänderungsgeschwindigkeit:

$$\bar{\sigma} = C \bar{\delta}^n \quad (2.3)$$

mit C = Charakteristische Spannung (= Materialkonstante) und n = Verfestigungsexponent wird (2.2)

$$W_g = \Phi_V \frac{C \bar{\delta}_S^{n+1}}{n+1} \quad (2.4)$$

für die Endverformung $\bar{\delta}_S$ und die Anfangsverformung Null. Vergleicht man diese Leistung W_g (2.4) mit der totalen durch das System aufgenommen Leistung - d.h. mit dem Produkt der Reibungskraft und des pro Zeiteinheit zurückgelegten Weges (=Gleitgeschwindigkeit = v)- so stellt sich heraus dass dies nur maximal 20% der totalen Leistung beträgt (Siehe Kapitel 7). Um diese Differenz zu erklären muss noch ein anderer Gleitmechanismus betrachtet werden n.l. das Korngrenzengleiten. Wie sich im Folgenden zeigen wird kann letzterer Mechanismus nur quantitativ beschrieben werden, wenn der Gleittransport infolge Gleiten im Metallkristall, bekannt ist.

3. MODELL FÜR DEN GLEITTRANSPORT DURCH GLEITUNG IN DEN KRISTALLEN

Wird vorausgesetzt dass nur Schub auftritt und dass an der Oberfläche (x-z Ebene in Figur 3) über ein Gebiet zur Breite b und eine unendliche Länge l in z-Richtung eine Schubspannung

$$\tau_{oyz} = \frac{\bar{\sigma}_S}{\sqrt{3}}$$

wirkt, so kann hergeleitet werden (Ref. 2 oder Appendix Formel 10) dass die Vergleichsspannung im Punkte P unter der Gleitoberfläche beschrieben wird durch:

$$\bar{\sigma}_P = \frac{\kappa}{\pi} \times \bar{\sigma}_S \quad (3.1)$$

Weiter gilt (Ref. 2 oder Appendix Formel 13):

$$\rho = \frac{b}{2|\text{tg}\kappa|} \sqrt{1 + \text{tg}^2\kappa} \quad (3.2)$$

und

$$\kappa = \text{arc tg}\left(\frac{c+b/2}{a}\right) - \text{arc tg}\left(\frac{c-b/2}{a}\right) \quad (3.3)$$

mit c und a = die Ortskoordinaten vom P in der x-y Ebene

T = der Koordinatenursprung (Mitte von b)

ρ = der Radius des Equischubspannungszyllinders bei vorgegeben κ .

Mit Hilfe der Nadai-Beziehung (2.3) folgt aus (3.1) die Beziehung

$$\bar{\delta}_P = \bar{\delta}_S \sqrt[n]{\frac{1}{\pi} \kappa} \quad (3.4)$$

wobei $\bar{\delta}_P$ und $\bar{\delta}_S$ beziehungsweise die Vergleichsformänderung im Punkte P und in der x-z Ebene sind.

Im Falle von reinem Schub kann aus den allgemeinen Levy von Mises-Gleichungen einfach hergeleitet werden dass (Ref.1):

$$\bar{\delta} = \frac{1}{\sqrt{3}} \text{tg} \gamma_{yz} \quad (3.5)$$

wo γ_{yz} = Schubwinkel. Kommt während des Verschleisses der betrachtete Punkt P durch Materialtransport vom Stift zum Bart um den Abstand da näher zur Oberfläche so gilt für die Verschiebung dz in der Equischubspannungsfläche (Figur 3)

$$dz = \text{tg} \gamma_P \frac{da}{\cos\alpha} \quad (3.6)$$

Die Normale der Schubfläche im Punkte P bildet nämlich einen Winkel α mit der γ -Achse,

$$\text{wo} \quad \sin \alpha = \frac{c}{\rho} \quad (3.7)$$

Substitution von (3.5) in (3.6) liefert

$$dz = \frac{\bar{\delta}_P \sqrt{3} da}{\cos\alpha} \quad (3.8)$$

Die Verschiebung eines Punktes auf der Equischubspannungsfläche ist also abhängig von $\cos\alpha$ d.h. von der Lage des Punktes P im Bezug auf b. Die gesamte Verschiebung des Punktes P in z-Richtung nach Beendigung der ganzen Verformung wird mit Hilfe von (3.4) gegeben durch

$$\int_0^z dz = \int_a^0 \frac{\bar{\delta}_S \sqrt{3}}{\cos\alpha} \sqrt[n]{\frac{1}{\pi} \kappa} da \quad (3.9)$$

Für die mittlere Verschiebung (= \bar{z}_g) eines beliebigen Elementes das das ganze Verformungsfeld einer Spur von Breite b durchlaufen hat, gilt bei Ankunft an der Oberfläche

$$\bar{z}_g(b) = \frac{\bar{\delta}_S \sqrt{3}}{b} \int_{c=-\frac{1}{2}b}^{+\frac{1}{2}b} \int_{\infty}^0 \sqrt[n]{\frac{1}{\pi} \kappa} \times \frac{1}{\cos\alpha} da dc \quad (3.10)$$

4. MODELL DES GLEITTRANSPORTES DURCH KORNGRENZENGLEITEN

Obwohl frühere Untersuchungen (Ref. 5,6) ergeben haben, dass Korngrenzengleiten schon bei kleiner Vergleichsspannung auftritt, wird hier vorausgesetzt - dies um die mathematische Behandlung des Problems nicht unnötig kompliziert zu machen - dass das Auftreten von Korngrenzengleiten einsetzt bei Überschreitung einer kritischen Schubspannung τ_{gb} auf einer zylinderförmigen Equischubspannungsfläche. Für die Spur von Figur 3 gilt für die Mittelpunktskoordinaten des Equischubspannungskreises:

$$M = \left(0, \frac{b}{2|\operatorname{tg} \kappa|}\right) \quad (4.1)$$

und für ρ (3.2).

Das durch Korngrenzgleiten transportierte Volumen V (= Zylindersegment STQPxl aus Figur 3) ist nun

$$V = \frac{b^2}{4\sin^2 \lambda} (\lambda - \cos \lambda \sin \lambda) \quad (4.2)$$

$$\text{wo } \lambda = \pi - \kappa = \frac{1}{2} \text{SMT} \quad (4.3)$$

Weiter gilt für den Flächeninhalt A_c der Equischubspannungsfläche

$$A_c = b \times l \times \frac{\lambda}{\sin \lambda} \quad (4.4)$$

Wird vorausgesetzt, dass bei Kontakt zwischen Stift und Ring nur Gleittransport von Kupfer stattfindet, so ist das Volumen ϕ des Materials welches pro Zeiteinheit vom Stift im Bart transportiert wird, wenn nur jeweils eine Spur aktiv ist:

$$\phi = \frac{V}{l_v} \times v \quad (4.5)$$

wobei l_v = mittlere Verschiebung vom Material vom Stift in den Bart (= Abstand zwischen Stiftachse und Bartschwerpunkt). Ist F_{Wgb} der Teil der Reibungskraft, der das Korngrenzgleiten verursacht, so wird die Anzahl der Spuren (=N), die gleichzeitig aktiv sind, gegeben durch

$$N = \frac{F_{Wgb}}{\tau_{gb} \cdot A_c} \quad (4.6)$$

Mittels (4.4), (4.5) und (4.6) gilt nun für den totalen Volumenstrom ϕ_V bei Schub in N Spuren

$$\phi_V = \frac{v}{l_v} \times \frac{F_{Wgb}}{\sigma_{gb}} \sqrt{3} \times \frac{b}{4\sin \lambda} \left(\frac{\lambda - \cos \lambda \sin \lambda}{\lambda} \right) \quad (4.7)$$

Für die mittlere Schichtdicke \bar{h} des im Barte transportierten Kupfervolumens gilt:

$$\bar{h} = \frac{V}{l \times b} \quad (4.8)$$

Mit (4.2) wird (4.8)

$$\bar{h} = \frac{b}{4\sin^2 \lambda} (\lambda - \cos \lambda \sin \lambda) \quad (4.9)$$

Für kleine Werte von λ d.h. $\sin \lambda = \lambda$ wird der totale Volumenstrom nach (4.9)

$$\phi_V = \frac{v}{l_v} \times \frac{\sqrt{3}}{\sigma_{gb}} \times F_{Wgb} \times \bar{h} \quad (4.10)$$

5. DIE ENERGIEBILANZ

Um die mathematische Beschreibung des Prozesses zu vereinfachen wird angenommen, dass im Gegensatz zur Wirklichkeit, das Gleiten im Kristall und das Korngrenzgleiten nacheinander geschehen. Nimmt man weiter an dass die totale Energie, die pro Zeiteinheit im System gespeichert wird (= $F_W \times v$, wo F_W die Reibungskraft darstellt) durch beide Verformungsmechanismen aufgenommen wird so gilt für die Energie pro Zeiteinheit (=Leistung) die durch Korngrenzgleiten wird aufgenommen

$$W_{gb} = v \times F_{Wgb} = \phi_V \times \frac{l_v - \bar{z}_g}{\bar{h}} \frac{\sigma_{gb}}{\sqrt{3}} \quad (5.1)$$

wobei \bar{z}_g im Term $(l_v - \bar{z}_g)$ das Abgleiten im Korn zum Ausdruck bringt. Für obige Bedingungen gilt weiter

$$W_g + W_{gb} = F_W \times v \quad (5.2)$$

Auflösung von (5.2) nach ϕ_V liefert mittels (5.1) und (2.4):

$$\phi_V = \frac{v}{\Omega + \Lambda} F_W \quad (5.3)$$

wo

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(l_v - \bar{z}_g \right) \frac{\sigma_{gb}}{\bar{h}} \quad (5.4)$$

$$\Lambda = \frac{C \delta_S^{n+1}}{n+1} \quad (5.5)$$

Physikalisch betrachtet bedeutet Ω die pro Volumeneinheit durch Korngrenzgleiten aufgenommene Energie und Λ die pro Volumeneinheit durch Gleiten im Kristall aufgenommene Energie.

6. VERSUCHSDURCHFÜHRUNG UND MATERIALVORBEREITUNG

Die Verschleissversuche wurden durchgeführt auf einer Stifttringanordnung, wobei Stift und Ring sich in einem Raum befanden, dessen Atmosphäre genau einstellbar war. Als Atmosphäre wurde sowohl Argon als trockene Luft verwendet. Die kontinuierlich zu messen Grösse waren die Verschiebung des Stiftmaterials d.h. der transportierte Volumenstrom ϕ_V , die Reibungskraft F_W , die Normalbelastung F_N (einstellbar) und die Gleitgeschwindigkeit v des Ringes.

Der zylindrische Stift aus OFHC Kupfer hatte eine Länge von 30 mm und einen Durchmesser von 8 mm. Das vordere Ende hatte über eine Länge von 6 mm einen quadratischen Querschnitt (Kantenlänge 6 mm) und war so bearbeitet, dass makroskopisch betrachtet Stift und Ring vollständig Kontakt machten. Die Stifte wurden vorher während 3 Stunden bei 750°C im Vakuum von ca 10⁻⁵ Torr ausgeglüht. Der Ring war eine runde Scheibe aus normalgeglühtem Stahl SAE 1045 (Durchmesser 82 mm; Stärke 10 mm). Die Stiftproben und Ringe wurden vor dem Versuch beide möglichst auf Hochglanz poliert.

7. VERSUCHSERGEBNISSE UND DISKUSSION

1. Die numerische Lösung von Gleichung (3.10) mit Hilfe eines Computers liefert für die vorher experimentell (Ref.2) bestimmten Werte von $n=0,1$ und $\delta_S = 70$ einen Zusammenhang zwischen \bar{z}_g (=mittlere Ortsänderung eines Punktes in Spur durch Gleiten im Kristall in Drehrichtung des Ringes) und die Spurbreite b (Figur 4). Klar ist, dass dies nur gültig ist für jene Spurbreite, die ein \bar{z}_g liefern kleiner als l_v .

2. Bei einem konstanten Wert von Ω und Λ (d.h. konstante b , σ_{gb} , \bar{h} , δ_S , v und l_v) liefert (5.3) einen linearen Zusammenhang zwischen F_W und ϕ_V . Der experimentelle Nachweis dafür ist der Figur 5 zu entnehmen. Die Grösse von F_W und ϕ_V und noch einige andere für den Verschleissprozess wichtige Daten sind in Tabelle 1 verzeichnet.

3. Mit den Messwerten für Normalkraft $F_N = 40\text{N}$ Gleitgeschwindigkeit $v = 2\text{m/s}$ - die nicht alle in Tabelle 1 sind aufgeführt- bekommt man mittlere experimentell bestimmte Werte für

$$\begin{aligned} \phi_V &= 0,25 \text{ mm}^3/\text{s} \\ F_W &= 37,5 \text{ N} \\ l_v &= 4,5 \text{ mm} \\ b &= 0,2 \text{ mm} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{z}_g &= 1,3 \text{ mm (Figur 4)} \\ C &= 400 \text{ N/mm}^2 \\ n &= 0,1 \\ \bar{\delta}_S &= 70 \end{aligned}$$

Nimmt man weiter für $\bar{\sigma}_{gb} \approx \bar{\sigma}_S = C \bar{\delta}_S^n$ d.h. mittels (3.1) und (3.3)

$$\kappa = 2 \arctan \frac{b}{2a} = \Pi \quad (7.1)$$

wobei a die Höhe der Lamelle an Stelle $c=0$, so berechnet man aus (5.3), (5.4) und (5.5) für \bar{h} den Wert von ca 4 μm .

Aus mehreren Messungen an Lamellen (Figur 6) findet man einen Wert für \bar{h} der schwankt zwischen 4 und 6 μm .

4. Die Bestimmung von \bar{h} im Bart geschieht in der Nähe des Kontaktes mit dem stählen Ring in einigem Abstand des Endes der Lamellen (Figur 1). Eine genaue mikroskopische Messung dieser Lamellen zeigt dass sie über die ganze Länge mit Ausnahme des letzten Endes (Figur 6) die gleiche Stärke haben, also \bar{h} sich nicht ändert.

Lamellen in grosser Entfernung von der Kontaktebene haben aber im Querschnitt in folge einer Aufstauung eine Keilform (Figur 1). Der Öffnungswinkel des Keiles nimmt zu mit der Entfernung von der Kontaktebene. Hierdurch entsteht die in Figur 1 deutlich zu erkennen gefächerte Struktur.

Der Querschnittflächeninhalt dieser Keilen mit verschiedenen Öffnungswinkeln ist derselbe wie experimentell bestätigt wurde.

5. Der Materialstrom vom Kupfer findet diskontinuierlich in Lamellen statt. Die Breite b (Figur 2) dieser Lamellen ist viel kleiner als die Kantenlänge des rechteckigen Stiftquerschnitts d.h. es befinden sich mehrere Spuren nebeneinander, wovon eine oder mehrere aber niemals alle gleichzeitig bestätigt werden.

6. Mit den Werten aus 7.3 findet man für Λ den Wert 39 Joule mm^{-3} und für Ω 261 Joule mm^{-3} . Hieraus ergibt sich dass der Energiebeitrag durch Korngrenzengleiten um einen Faktor 7 grösser ist als durch Gleitung im Kristall d.h. Korngrenzengleiten ist der wichtigste Prozess bei dieser Form von Verschleiss.

7. Die mechanische Energie (=Reibungskraft x Weg) wird zum grössten Teil in Reibungswärme umgesetzt. Nur ein Bruchteil wird im Metall gespeichert als Versetzungsenergie.

8. SCHLUSSFOLGERUNG

1. An Hand des Modells kann man die Schichtstruktur des Bartes verstehen.

2. Das gebrauchte Modell gibt einen Zusammenhang zwischen einigen wichtigen für den Verschleissprozess makroskopisch messbaren Grössen (z.B. F_W und Φ_V).

3. Das Modell ist im Einklang mit den vorher veröffentlichten Vorstellungen über Spannungs- und Verformungsverteilungen im Material.

4. Korngrenzengleiten ist für diesen Verschleissprozess ein sehr wichtiger Verformungsprozess.

An dieser Stelle möchten wir recht herzlich danken die Herren J.A.B.v.Dijck und M.J. Links für die Durchführung der Experimenten.

9 APPENDIX.

Bestimmung der Vergleichsspannungsverteilung im Stifte.

Man betrachte (Ref.2) einen lokalen Kontakt der Grösse A_W zwischen Stift und Ring von der Breite b und unendliche Länge l , und wähle ein Koordinatensystem derart dass die x -Achse zusammenfällt mit der Spurbreite b , die y -Achse senkrecht steht auf der Kontaktebene A_W und die z -Achse die gleiche Richtung wie die Spur hat. Vorausgesetzt wird dass in der Kontaktebene die Schubspannung τ_{oyz} wirkt, wie in Figur 7 dargestellt ist. Es wird in dieser Kontaktebene eine kleine Fläche der Breite $dx \ll b$ und der Länge l betrachtet. Die in der kleinen Fläche wirksame Kraft $l dx \tau_{oyz}$ liefert in einem Punkt P in Abstand R (Figur 8) der Mitte von dx einen Beitrag $d\tau_{RP}$ zu der in P wirksame Schubspannung. Aus dem Kräftegleichgewicht folgt

$$l dx \tau_{oyz} = l \pi R d\tau_{RP} \quad (1)$$

$$\text{Aus Figur 8 folgt } dx = \frac{R d\phi}{\cos\phi} \quad (2)$$

wo ϕ der Winkel ist zwischen die Normale der Fläche in der $d\tau_{RP}$ wirkt und die y -Achse. Die Beziehung zwischen $d\tau_{RP}$ und die Schubspannung $d\tau_{yzP}$ Parallel zur x - z Ebene wird gegeben durch

$$d\tau_{RP} = \frac{d\tau_{yzP}}{\cos\phi} \quad (3)$$

Mittels (2) und (3) folgt aus (1)

$$\tau_{oyz} \frac{R d\phi}{\cos\phi} = \pi R \frac{d\tau_{yzP}}{\cos\phi} \quad (4)$$

Integration von (4) über die Spurbreite b liefert nun mittels

$$\phi_b = \arctan \left(\frac{c - \frac{1}{2}b}{a} \right) \quad (5)$$

$$\text{und } \phi_e = \arctan \left(\frac{c + \frac{1}{2}b}{a} \right)$$

$$\tau_{yzP} = \frac{\tau_{oyz}}{\pi} \left\{ \arctan \left(\frac{c + \frac{1}{2}b}{a} \right) - \arctan \left(\frac{c - \frac{1}{2}b}{a} \right) \right\} \quad (6)$$

Für reinen Schub gilt weiter

$$\tau = \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{3}} \quad (7)$$

(7) eingesetzt in (6) liefert

$$\bar{\sigma}_P = \frac{\bar{\sigma}_S}{\pi} \left\{ \arctan \left(\frac{c + \frac{1}{2}b}{a} \right) - \arctan \left(\frac{c - \frac{1}{2}b}{a} \right) \right\} \frac{\kappa}{\pi} \bar{\sigma}_S \quad (8)$$

Betrachtet man nun Punkte gleicher Vergleichsspannung (d.h. $\bar{\sigma}_P = \text{konstant}$), so gilt mit (8) für die Isovergleichsspannungskurve bei konstanten b und $\bar{\sigma}_S$

$$\arctan \left(\frac{c + \frac{1}{2}b}{a} \right) - \arctan \left(\frac{c - \frac{1}{2}b}{a} \right) = \kappa \quad (9)$$

$$\text{wo } \kappa = \frac{\bar{\sigma}_P}{\bar{\sigma}_S} \pi \quad (\text{siehe 3.1}) \quad (10)$$

aus (9) ergibt sich

$$\left(\frac{a}{b} - \frac{1}{2 \text{tg} \kappa} \right)^2 + \left(\frac{c}{b} \right)^2 = \left(\frac{1 + \text{tg}^2 \kappa}{4 \text{tg} \kappa} \right) \quad (11)$$

Aus Gleichung (11) folgt dass die Isovergleichsspannungskurve Kreise sind mit Mittelpunkt M

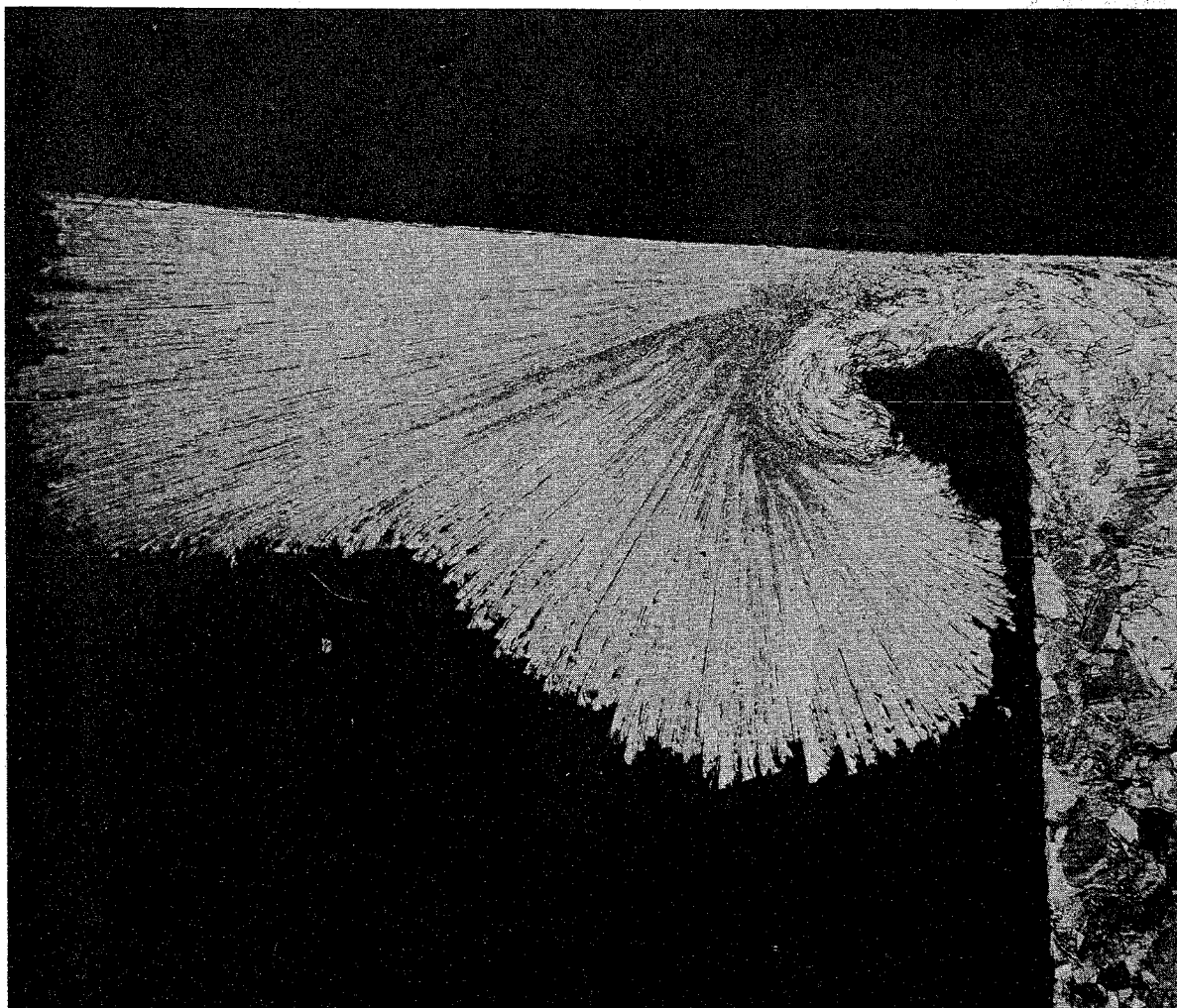
$$M = \left(0, \frac{b}{2 | \text{tg} \kappa |} \right) \quad (12)$$

und Radius

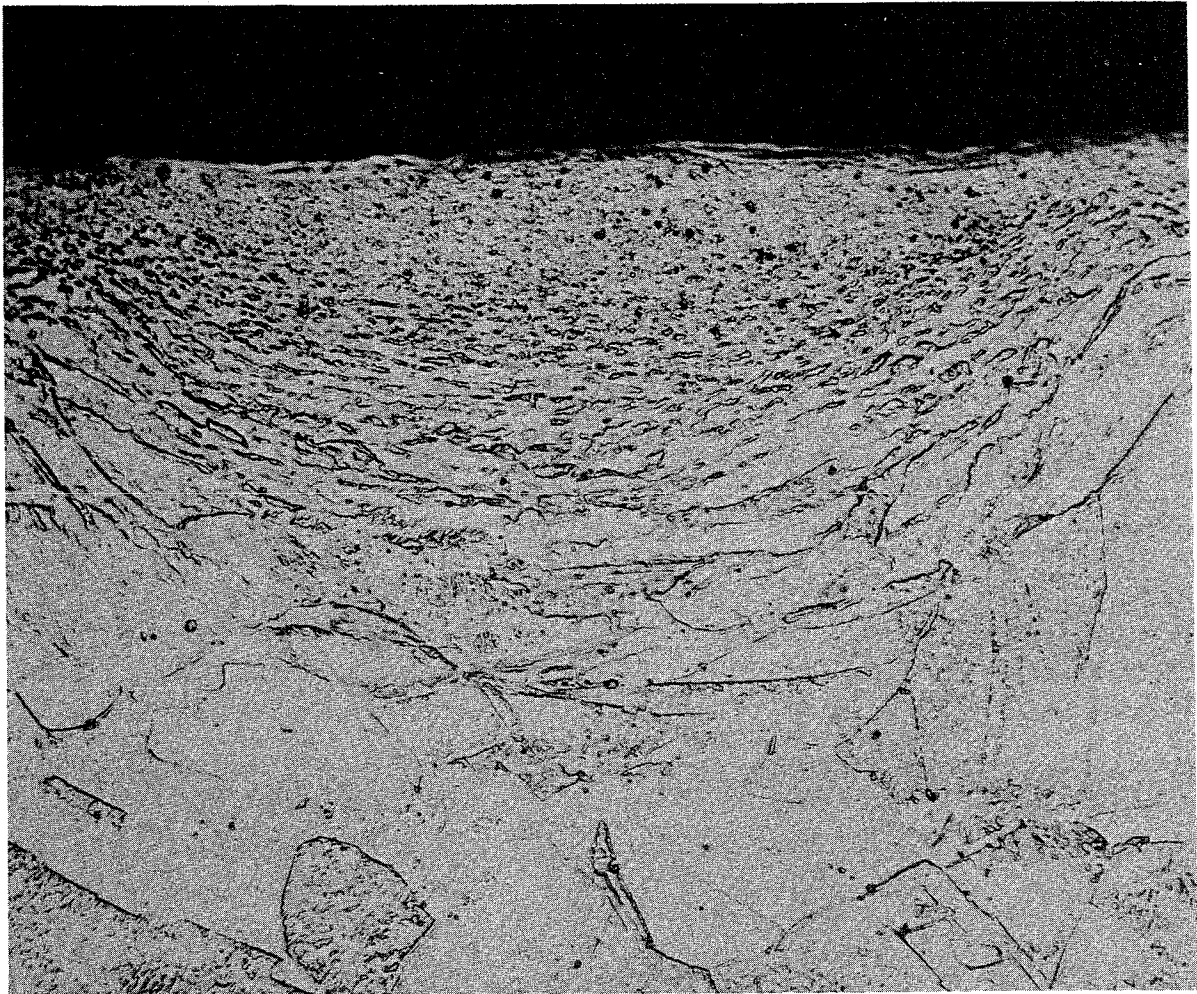
$$\rho = \frac{b}{2|\operatorname{tg}\kappa|} \sqrt{1+\operatorname{tg}^2\kappa} \quad (13)$$

TABELLE 1

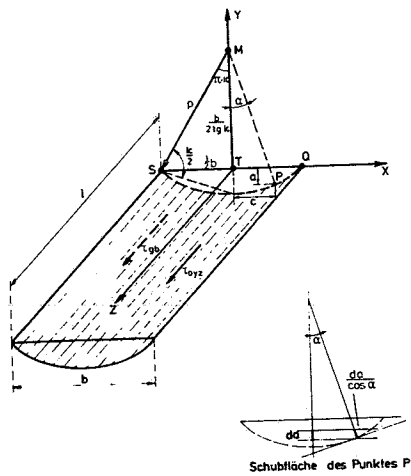
LITERATUR.	nr.	V (m/s)	F _N (N)	F _W (N)	Φ _V (mm ³ /s)	b (mm)
	176-2	2	10	9,6	0,035	0,15
1. Dautzenberg J.H. and Zaat J.H. Quantitative determination of deformation by sliding wear. Wear 1973, pg. 9-19.	177-1	2	20	16	0,12	0,21
	177-2	2	20	21	0,12	0,18
	189-1	2	20	16	0,11	0,24
2. Dautzenberg J.H. and Zaat J.H. Model of strain-distribution by sliding wear. Wear, September 1973.	189-2	2	20	14	0,073	0,22
	174-1	2	40	19	0,10	0,18
	174-2	2	40	43	0,27	0,21
3. Thomson E, Yang C and Kobayashi A. Mechanics of plastic deformation in Metal Processing. The Macmillan Comp. New York (1965).	174-3	2	40	43	0,22	0,21
	180-1	2	60	66	0,41	0,23
4. Veenstra P.C. Grondslagen van de mechanische technologie Technische Plasticiteitsleer. Technische Hogeschool Eindhoven.	180-2	2	60	65	0,40	0,19
	175-1	2	80	98	0,65	0,21
	175-2	2	80	96	0,61	0,20
5. Gleiter H., Hornbogen E und Baro G. Der Mechanismus des Korngrenzengleitens. Acta Metallurgica 1968 Vol. 16, August S 1053-1067.	186-1	2	80	42	0,22	0,22
	186-2	2	80	51	0,25	0,21
6. Wird veröffentlicht in Wear (Dautzenber J.H.-Zaat J.H.).	181-1	2	100	126	0,88	0,24
	181-2	2	100	125	0,65	0,27



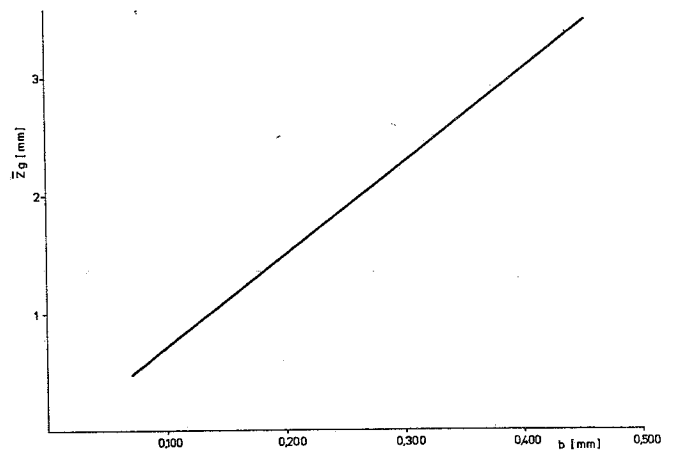
Figur 1. Durch Kupfertransport an der Rückseite des Stiftes gebildeter Bart in Längsschnitt V = 50x.



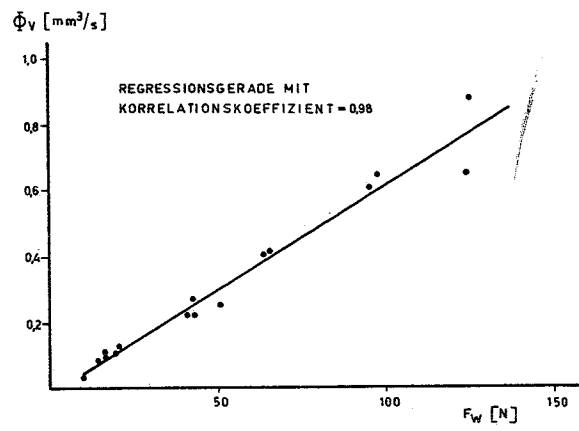
Figur 2. Querschnitt durch das Verformungsfeld im Kupferstift $V = 600\times$.



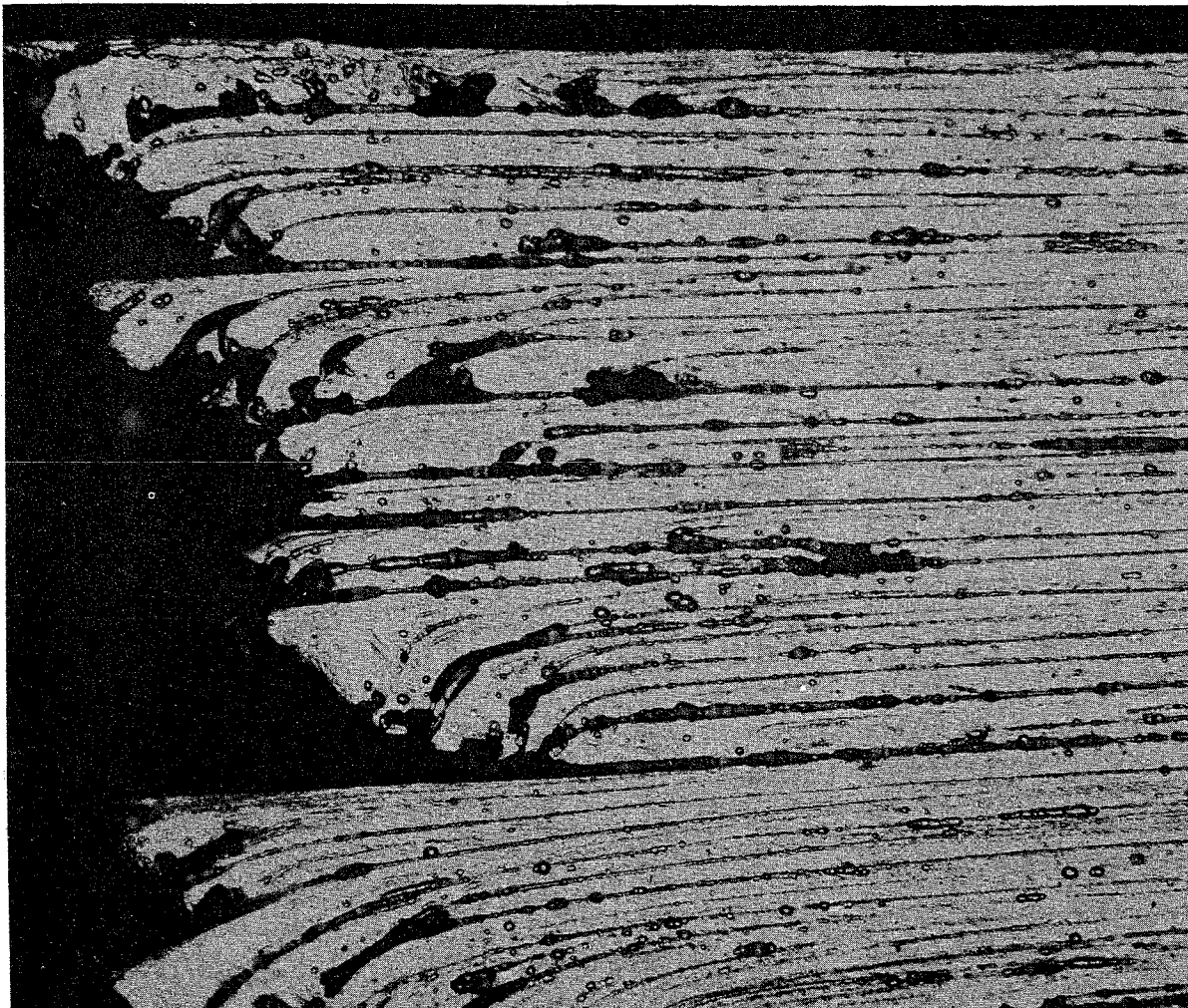
Figur 3. Spur mit Equischubspannungsfläche



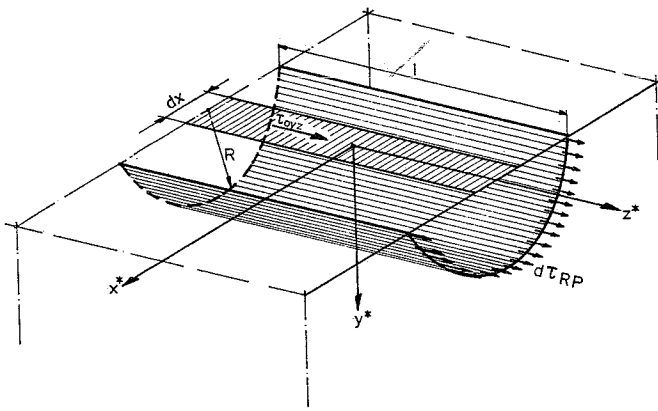
Figur 4. Mittlere Verschiebung in z-Richtung durch Abgleitung im Kristall als Funktion der Spurbreite.



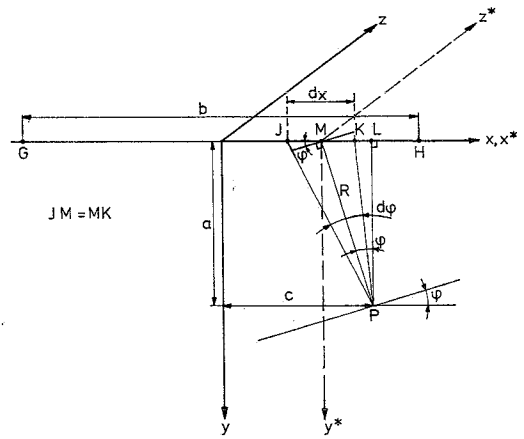
Figur 5. Volumenstrom oder Verschleissgeschwindigkeit als Funktion der Reibungskraft.



Figur 6. Lamellen eines Bartes $V = 600x$.



Figur 7. Equischubspannungsfläche für ein Spurelement dx auf Abstand R .



Figur 8. Schubspannungsbeitrag eines Spurelements dx im Punkte P .