

Forschungsberichte



INSTITUT FÜR MASCHINEN-
KONSTRUKTIONSLEHRE
UND KRAFTFAHRZEUGBAU
UNIVERSITÄT KARLSRUHE (TH)
o. PROF. DR.-ING. A. ALBERS

Olaf Dauber

Elastohydrodynamische Rollreibung in Stahl-Keramik-Kontakten

Elastohydrodynamic rolling friction
in steel-ceramic-contacts

Band 4

Hrsg.: o. Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. A. Albers

Copyright: Institut für Maschinenkonstruktionslehre und Kraftfahrzeugbau
Universität Karlsruhe (TH), 2001

Alle Rechte vorbehalten

Druck: Schnelldruck Ernst Grässer, Karlsruhe
Tel.: (0721) 61 50 50

ISSN 1615-8113

Vorwort des Herausgebers

Wissen ist einer der entscheidenden Faktoren in den Volkswirtschaften unserer Zeit. Der Unternehmenserfolg wird in der Zukunft mehr denn je davon abhängen, wie schnell ein Unternehmen neues Wissen aufnehmen, zugänglich machen und verwerten kann. Das Wissen ist dabei eine der wenigen Ressourcen die nahezu beliebig vergrößert werden kann. Die Aufgabe eines Universitätsinstitutes ist es hier einen wesentlichen Beitrag zu leisten. In den Forschungsarbeiten wird ständig Wissen generiert. Dieses kann aber nur wirksam und für die Gemeinschaft nutzbar werden, wenn es in geeigneter Form kommuniziert wird. Diese Schriftenreihe dient als eine Plattform zum Transfer und macht damit das Wissenspotenzial aus aktuellen Forschungsarbeiten am Institut für Maschinenkonstruktionslehre und Kraftfahrzeugbau verfügbar.

Die Forschungsfelder des Institutes sind die methodische Entwicklung und das Entwicklungsmanagement, die rechnergestützte Optimierung von hochbelasteten Strukturen und Systemen, die Antriebstechnik mit einem Schwerpunkt auf den Gebieten Antriebsstrangengineering und Tribologie von Lager- und Funktionsreibungssystemen, die Mechatronik und der Kraftfahrzeugbau mit dem Schwerpunkt Fahrwerk und Reifen. Die Forschungsberichte werden aus allen diesen Gebieten Beiträge zur wissenschaftlichen Fortentwicklung des Wissens und der zugehörigen Anwendung - sowohl den auf diesen Gebieten tätigen Forschern als auch ganz besonders der anwendenden Industrie - zur Verfügung stellen. Ziel ist es qualifizierte Beiträge zum Produktentwicklungsprozess zu leisten.

Albert Albers

Vorwort zu Band 4

Zu den wichtigsten grundlegenden Elementen in den zur Erfüllung einer technischen Funktion eingesetzten Wirkflächenpaaren von Maschinensystemen und Anlagen gehören sicherlich die geschmierten Wälzkontakte. In diesen Wirkflächenpaaren werden im allgemeinen hohe Kräfte bei Relativbewegung übertragen. Um diesen Prozess energie günstig gestalten zu können, werden diese Kontakte geschmiert. Es bildet sich in ihnen ein tragender Schmierfilm, der bei Vollschrnierung zu einer vollständigen Trennung der Wirkflächen der Systemelemente führt. Die hochbelasteten Kontakte spielen bei der Definition der Funktion und bei der Gestaltung eines Maschinenelements oder eines ganzen Maschinensystems eine entscheidende Rolle.

Die hohen - in diesen Kontakten übertragenen - Kräfte führen zu örtlichen elastischen Verformungen der Wirkflächen, die mit den Gleichungen von Hertz als sogenannte Hertz'sche Kontakte berechnet werden können. Hertz'scher Kontakt und Anwesenheit von Schmierstoff führen zu den sogenannten elastohydrodynamischen Wälzkontakten, bei denen durch den Bewegungszustand der kontaktbegrenzenden Oberflächen eine Schmierstoffförderung in die Hertz'sche Kontaktzone mit Aufbau eines Schmierfilms erfolgt, wodurch die Reibung reduziert und der Verschleiß weitestgehend vermieden wird. Elastohydrodynamische Kontakte finden sich in einer Vielzahl von Maschinensystemen. Ihre experimentelle Untersuchung sowie theoretische Berechnung ist Gegenstand der Forschung seit vielen Jahren. Neben dem Schmierstoff und den tribologisch wirksamen Parametern spielt auch der Werkstoff der Leitstützstrukturen eine große Rolle bei der Schmierfilmbildung. Insbesondere bei hybriden Kontakten, d.h. Kontakte zwischen Kontaktpartnern aus unterschiedlichem Werkstoff, ist das Betriebsverhalten von besonderem Interesse.

In den letzten Jahren hat sich die technische Keramik als Konstruktionswerkstoff erste Anwendungen verschafft. Die Keramik hat durch ihre speziellen Eigenschaften eine besondere Bedeutung für Systeme mit extrem schwierigen Randbedingungen bzw. hohen Drehzahlen und Geschwindigkeiten. Herr Dr. -Ing. Dauber hat sich zur Aufgabe gestellt, diese hybriden elastohydrodynamischen Kontakte aus einer Paarung Stahl-Keramik sowohl experimentell als auch theoretisch zu untersuchen. Dabei legt er besonderes Augenmerk auf die Schmierfilmbildung und der hieraus resultierenden Reibung im Zustand des reinen Rollens, bzw. bei vernachlässigbarem Gleitanteil, d.h. einer weitestgehend äquivalenten Oberflächengeschwindigkeit der Kontaktpartner. Die experimentelle Untersuchung elastohydrodynamischer Kontakte wird seit mehr als

zwei Jahrzehnten am Institut für Maschinenkonstruktionslehre und Kraftfahrzeugbau der Universität Karlsruhe (TH) durchgeführt. Es wurden dazu unterschiedliche Prüfstände und eine spezielle Messtechnik aufgebaut, die es erlaubt, Druck-, Temperatur- und Schmierfilmdickeverlauf in hochbeanspruchten elasto-hydrodynamischen Kontakten zu messen.

Herr Dr.-Ing. Dauber hat in einem ersten Teil seiner Arbeiten dieses Verfahren weiterentwickelt und die Messtechnik - sowohl bezüglich der Sensorik als auch der Messsignalauswertung - einen entscheidenden Schritt voran gebracht. Ziel der Messungen ist dabei eine möglichst genaue Beschreibung der Druck- und Temperaturverhältnisse sowie der Schmierfilmdicke im Kontakt. Druck- und Temperaturverteilungen und ihre exakte Erfassung sind hierbei letztendlich Hilfsgrößen um eine exakte Beschreibung des Schmierfilmdickeverlaufs zu gewinnen aus der sich dann die Oberflächenkontur ermitteln lässt. Diese Oberflächenkontur lässt sich dabei nur unter Berücksichtigung des Stoffverhaltens des Öls unter extrem kurzer und hoher Belastung gewinnen.

In seinen theoretischen Arbeiten hat Herr Dr.-Ing. Dauber das Thema Rollreibung in hybriden Kontakten genauer betrachtet und insbesondere diesen Betriebsbereich in einem neuen Modell abgebildet. Die experimentell ermittelte Oberflächenkontur bildet dabei die Grundlage zur Beschreibung der entstehenden Reibung im Zustand des Rollens auf Basis der reinen Oberflächendeformation, wie dies auch im Falle trockener Rollkontakte geschieht. Da in einem trockenen Rollkontakt zwischen zwei unendlich steifen Körpern theoretisch keine Schubspannungen auftreten, erzeugt dieser keinen Rollwiderstand. Die in realen trockenen Rollkontakten auftretenden Energieverluste werden ausschließlich durch die Oberflächendeformation und die hieraus entstehenden Schubspannungen erzeugt.

Gestützt wird der Ansatz grundsätzlich durch das Verfestigen des Öls im Kontakt, was bei niedrigen Temperaturen schon bei niedrigen Lasten auftritt. Beim Rollen ist die Temperaturentwicklung im Kontakt gering, d.h. der Transitionsdruck für die Verfestigung ist niedrig. Kommt es zu Gleiten, ergibt sich eine starke Temperaturerhöhung, das Öl wird dünnflüssiger und der erforderliche Transitionsdruck zur Verfestigung steigt. Bei konstanter Last ändert sich dadurch der Betriebszustand. Der Kontakt ist nicht mehr durchgehend verfestigt, sondern im zentralen Film flüssig. Somit liegt bei auftretendem Gleiten ein Fluidkontakt vor, während bei reinem Rollen ein Festkörperkontakt den Betriebszustand beschreibt.

Die Kernaussage der Arbeit ist, dass die Reibung eines elasto-hydrodynamischen Kontaktes aufgrund dieser unterschiedlichen Betriebszustände im Zustand des Rollens als

Festkörperreibung zu betrachten ist - elastische Effekte dominieren, dagegen im Zustand des Gleitens bzw. des Wälzens als Fluidreibung zu betrachten ist - hydrodynamische Effekte dominieren. Bis heute bildet die Fluidmechanik (Reynolds-Gleichung) die Basis aller Reibungsbetrachtungen im EHD-Kontakt, die Aufteilung der EHD-Reibung in die zwei grundsätzlich unterschiedlichen Bereiche - dominierendes Rollen (= Festkörperreibung) und dominierendes Gleiten (= Fluidreibung) - erfolgt nicht. Die Notwendigkeit der Aufteilung in diese beiden Bereiche wird im Rahmen Arbeit aufgezeigt.

Dieses Modell ist die Grundlage weiterer Forschungsarbeiten am Institut. In umfangreichen experimentellen Untersuchungen wurden die theoretischen Modelle verifiziert und so neue Erkenntnisse zur Schmierfilmbildung in hybriden Kontakten gewonnen. Herr Dr.-Ing. Dauber leistet mit seiner Arbeit einen wichtigen Beitrag zur wissenschaftlichen Untersuchung hochbeanspruchter Kontakte. Einen besonderen Wert hat dabei auch die klare und nachvollziehbar dargestellte Aufbereitung der Messdaten aus den experimentellen Untersuchungen. Die von Herrn Dr.-Ing. Dauber entwickelten und so erstmals veröffentlichten Vorgehensweisen können auch bei folgenden Arbeiten mit dieser komplexen Messtechnik in dem komplexen System "elastohydrodynamischer Kontakt" mit seinen außergewöhnlichen Randbedingungen wertvolle Dienste leisten.

Albert Albers

Elastohydrodynamische Rollreibung in Stahl-Keramik-Kontakten

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte
Dissertation

von

Dipl.-Ing. Olaf Dauber
aus Heusweiler-Wahlschied

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Juli 2001

Hauptreferent: o. Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Albert Albers

Korreferent: o. Prof. Dr.-Ing. Bernd-Robert Höhn

Karlsruhe 2001

Kurzfassung

Reibung ist eine der grundlegendsten mechanischen Wechselwirkungen in den Funktionskontakten von Wirkflächenpaaren. Dennoch ist es bis heute nicht gelungen, unabhängig vom Aggregatzustand der wechselwirkenden Grundelemente, einen einheitlichen Ansatz zur Beschreibung der Reibung zu finden. So wird trockene Wälzreibung vielfach über die Deformation der in Kontakt stehenden Oberflächen beschrieben, wohingegen hydrodynamische Wälzreibung über die Schubspannungen im Schmierfilm beschrieben wird. Im Falle der elastohydrodynamischen Schmierung bildet bis heute der hydrodynamische Ansatz die Grundlage aller Betrachtungen, trotz der Tatsache, dass bei diesem Schmierungszustand sowohl die Effekte der hydrodynamischen Wälzreibung (tragender Schmierfilm) als auch der trockenen Wälzreibung (Oberflächendeformation) auftreten. Während für den Fall eines hohen Gleitanteils mit diesem Ansatz gute Ergebnisse erzielt werden konnten, gelang dies für den Zustand des reinen Rollens bzw. bei marginalem Gleitanteil nicht.

Ausgehend von experimentellen Untersuchungen wird im Rahmen der Arbeit aufgezeigt, dass entgegen der gängigen Praxis eine Beschreibung der elastohydrodynamischen Wälzreibung im Zustand des reinen Rollens, bzw. bei marginalem Gleitanteil in Anlehnung an den Ansatz zur Beschreibung der trockenen Wälzreibung sehr gute Ergebnisse liefern kann. **D. h. ein elastohydrodynamischer Wälzkontakt ist im Zustand des reinen Rollens, bzw. bei marginalem Gleitanteil in Bezug auf die entstehende Reibung als trockener Wälzkontakt zu betrachten !**

Zur Überprüfung des entwickelten Modells werden exakte Vermessungen der Oberflächendeformation im Kontakt vorgestellt, die mit Hilfe von Dünnschichtsensoren durchgeführt wurden, die am Institut für Maschinenkonstruktionslehre und Kraftfahrzeugbau der Universität Karlsruhe (TH) entwickelt und hergestellt wurden. Da diese Sensortechnologie, ähnlich wie optische Messverfahren, aufgrund der extremen Bedingungen in elastohydrodynamisch geschmierten Kontakten stark fehlerbehaftet ist, wird ein vollständiges Korrekturverfahren unter Berücksichtigung aller Einflüsse für die erhaltenen Messsignale erarbeitet und ausführlich dargestellt.

Im Hinblick auf die großen Fortschritte die in letzten Jahren auf dem Gebiet der strukturkeramischen Werkstoffe erzielt wurden, und dem damit verbundenen verstärkten Einsatz dieses Werkstoffs als Konstruktionswerkstoff werden die Betrachtungen an hybriden Stahl-Keramik-Kontakten durchgeführt.

abstract

Friction is one of the fundamental, mechanical interactions in working contacts of working surface pairs, whereby it gets a special significance, not only in mechanical engineering. Nevertheless until today there is no uniform approach to describe friction independently from the state of aggregation of the interactive elements. In case of dry combined sliding and rolling friction, friction often is described by the deformation of the surfaces which are in contact, whereas in case of hydrodynamic combined sliding and rolling friction it is described by the shear stress in the carrying lubrication film. To describe elastohydrodynamic combined sliding and rolling friction usually the hydrodynamic way is used, despite the fact that both mentioned effects, carrying lubrication film and surface deformation, are involved. In fact this approach yields good results if sliding friction is dominant, but it doesn't so in case of pure rolling friction or negligible sliding friction.

Based on experimental investigations, the dissertation on hand presents an approach to describe elastohydrodynamic friction in the state of pure rolling or negligible sliding only by the deformation of the surfaces, which yields better results than the common way. **I. e. friction in an elastohydrodynamic contact in the state of pure rolling or negligible sliding has to regard as friction of a dry sliding and rolling contact.**

To verify the developed model, surface deformations in the contact zone are presented, measured by thin film sensor technology developed and built at the Institute of Machine Design at the University of Karlsruhe. Similar to optical measurement methods the thin film technology contains parasitic errors evoked by the extreme situation in the highly loaded contact zone. Therefore a correction method considering all sophisticating influences is developed and described.

With regard to the successful innovation progress in the field of structural ceramics and consequently increased usage of these kind of materials in highly loaded tribological systems the considerations are realized in hybrid steel-ceramic-contacts.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich für die mir entgegengebrachte Unterstützung
bei der Anfertigung dieser Arbeit bedanken bei

Herrn o. Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Albert Albers
Hauptreferat

Herrn o. Prof. Dr.-Ing. Bernd-Robert Höhn
Korreferat

Herrn Dr.-Ing. Wolfgang Burger und Herrn Jürgen Ganz
Mess- und regelungstechnische Prüfstandsumbauten und Prüfstandsbetreuung

Herrn Dipl.-Ing. (FH) Hubert Heumer und Herrn Lothar Steppe
Mechanische Prüfstandsumbauten

Darüber hinaus gilt mein Dank

allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt und
allen Mitarbeitern des IT-Managements

Für die stets kollegiale Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre
bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts, insbesondere bei
den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Antriebstechnik. Ich werde mich stets gerne an
meine Zeit am Institut zurückerinnern.

Karlsruhe 2001

Olaf Dauber

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Stand der Forschung	5
2.1	Grundlagen der Elastohydrodynamik	5
2.2	Rheologie im elastohydrodynamischen Kontakt	10
2.2.1	Einführung	10
2.2.2	Rheologische Modellbildung	13
2.3	Schmieröle	18
2.4	Aktuelle Arbeiten auf dem Gebiet der Elastohydrodynamik	22
2.4.1	Kontaktsituation	22
2.4.2	Elastohydrodynamische Reibung	30
2.5	Messmethoden und Messtechnik	33
2.5.1	Messmethoden	33
2.5.2	Erfassung von Kontaktgrößen	34
2.5.2.1	Messung der Schmierfilmdicke	34
2.5.2.2	Messung der Druck- und Temperaturverteilung	35
2.5.3	Reibungsmessung	36
2.6	Abschlussbetrachtung	37
3	Ziel der Arbeit	39
4	Theoretische Betrachtungen	41
4.1	Vorbetrachtungen	41
4.2	Modellbildung	45
4.2.1	Modellbildung in einem parallelen Schmierspalt	45
4.2.2	Modellbildung in einem elastohydrodynamischen Schmierspalt	48
4.3	Verlustbetrachtung	53
5	Grundlagen der experimentellen Untersuchungen	55
5.1	Zwei-Scheiben-Prüfstand	55

5.1.1	Mechanische Prüfstandsumbauten	56
5.1.2	Mess- und regelungstechnische Prüfstandsumbauten	58
5.1.2.1	Reibmomentenmessung	61
5.1.2.2	Kontaktmessung	62
5.1.2.3	Messung der Scheibenmassentemperatur	65
5.2	Dünnschichtsensorik	67
5.2.1	Herstellung	67
5.2.2	Mechanische Sensoreigenschaften	69
5.2.2.1	Titansensoren	70
5.2.2.2	Manganinsensoren	73
5.2.3	Elektrische Sensoreigenschaften	78
5.2.3.1	Kalibrierung von Druck- und Temperatursensoren	78
5.2.3.2	Kalibrierung der Schmierfilmdickesensoren	80
5.3	Voruntersuchungen zur Messwertaufbereitung	86
5.3.1	Druck- und Temperaturmessung	86
5.3.2	Schmierfilmdickemessung	96
5.3.2.1	Newton'sches Ölverhalten	96
5.3.2.2	Nicht-Newton'sches Ölverhalten und Relaxation	102
5.4	Versuchsprogramm	111
5.4.1	Werkstoffe und Versuchsöl	111
5.4.2	Versuchsparameter	113
6	Messergebnisse	115
6.1	Kontaktmessungen	115
6.1.1	Druck- und Temperaturverteilungen im Kontakt	115
6.1.1.1	Einfluss der Belastungskraft	115
6.1.1.2	Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit	120
6.1.1.3	Einfluss der Gleitgeschwindigkeit	125
6.1.1.4	Einfluss der Werkstoffpaarung	128
6.1.2	Schmierfilmdickeverteilungen im Kontakt	131
6.1.2.1	Einfluss der Belastungskraft	131
6.1.2.2	Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit	136
6.1.2.3	Einfluss der Gleitgeschwindigkeit	140
6.1.2.4	Einfluss der Werkstoffpaarung	144
6.2	Reibungsmessungen	147
6.2.1	Wälzreibung	147
6.2.1.1	Einfluss der Belastungskraft	147
6.2.1.2	Einfluss der Gleitgeschwindigkeit	150

6.2.1.3 Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit	150
6.2.1.4 Einfluss der Werkstoffpaarung	151
6.2.2 Rollreibung	152
6.2.2.1 Einfluss der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit	152
6.2.2.2 Einfluss der Werkstoffpaarung	153
6.2.2.3 Einfluss der minimalen Schmierfilmdicke	155
6.3 Rollreibmoment und Verformungsmoment	156
7 Diskussion der Messergebnisse	161
7.1 Einfluss der Belastungskraft	161
7.2 Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit	163
7.3 Einfluss der Gleitgeschwindigkeit	166
7.4 Einfluss der Werkstoffpaarung	170
7.5 Rollreibmoment und Verformungsmoment	173
8 Zusammenfassung und Ausblick	175
Literatur	179
Anhang	191
A.1 Berechnungsgrundlage der Verformungsmomente (Kapitel 6)	191
A.2 Phasendiagramme für FVA-Referenzöl Nr. 4 nach Ohno et al.	192
A.3 Federsteifigkeit des Stauchungsstabes zur Berechnung des Verformungsmomentes	194
A.4 Formelzeichen	195

1 Einleitung

Wälzkontakte in den Wirkflächenpaaren [1] der Grundelemente technischer Systeme sind für die Funktionserfüllung von Maschinen und Maschinenelementen von grundlegender Bedeutung. Dies gilt insbesondere vor dem Hintergrund, daß ein erheblicher Anteil der Antriebsleistung ausschließlich zur Überwindung der in solchen Funktionskontakten entstehenden Reibung benötigt wird. Ihre Aufgaben bestehen in der Übertragung von Kräften und Momenten, oder in der Begrenzung von Bewegungsfreiheitsgraden relativ zueinander bewegter Teilkomponenten. Einige Beispiele derartiger Kontakte sind Bild 1-1 dargestellt.

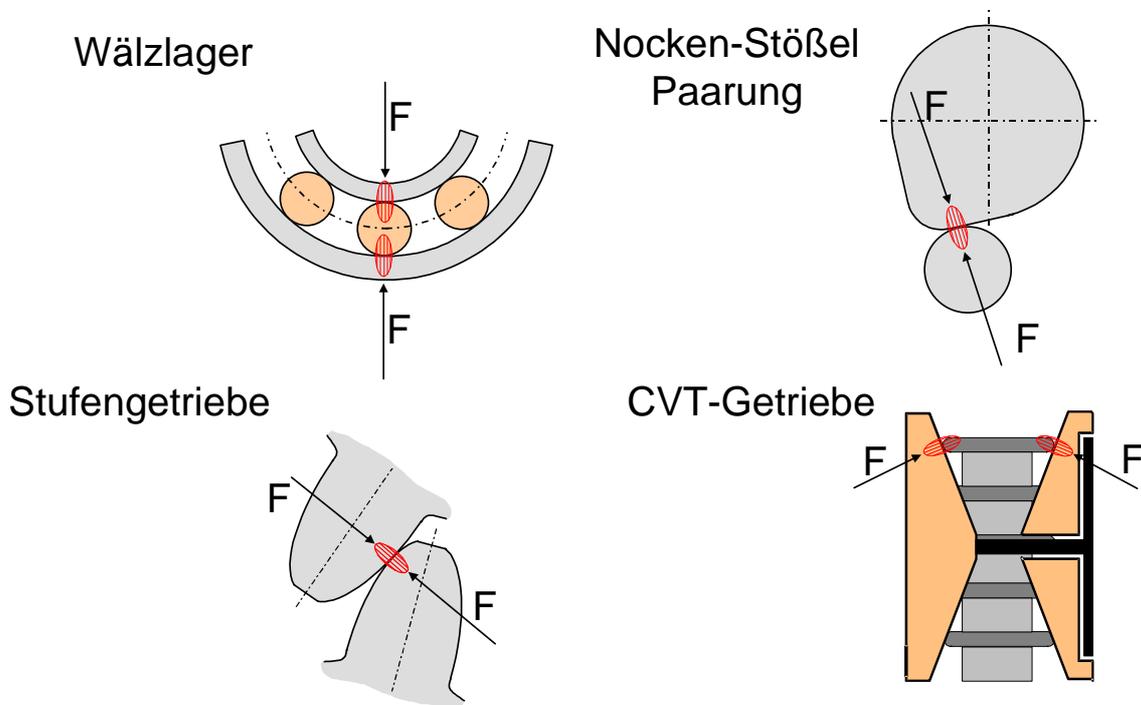


Bild 1-1: Beispiele für tribologisch hochbelastete Funktionskontakte in Maschinenelementen

Um Reibung und Verschleiß in solchen tribologisch hochbelasteten Funktionskontakten zu reduzieren, werden diese, mit dem Ziel der Ausbildung eines die Oberflächen trennenden Schmierfilms, geschmiert. Dieser Zustand kann durch einen Druckaufbau, wie er sich in konvergierenden Spalten gemäß der Reynolds-Gleichung ergibt, bei ausreichend hoher Roll-, Gleit- oder Wälzgeschwindigkeit erreicht werden. In diesem Falle spricht man von **hydrodynamischer Schmierung**. Weisen die im Kontakt stehenden Oberflächen darüber hinaus eine kontraforme Gestalt auf, so können aufgrund der

geringen Kontaktfläche bei bereits moderaten Kontaktbelastungen sehr hohe Pressungen auftreten, die zu Oberflächendeformationen führen. Liegen diese Deformationen in der gleichen Größe, wie der sich einstellende Schmierfilm, so spricht man von **elastohydrodynamischer Schmierung** oder **Elastohydrodynamik**. Bild 1-2 zeigt schematisch einen solchen Kontakt.

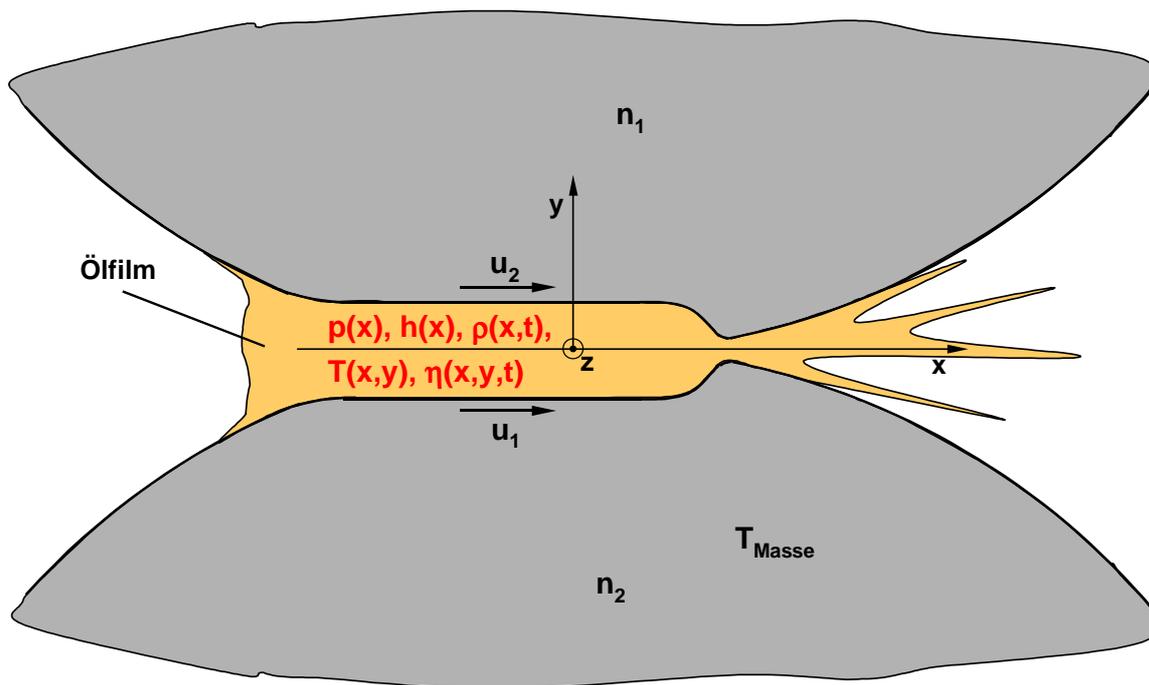


Bild 1-2: Schematische Darstellung eines elastohydrodynamisch geschmierten Linienkontaktes

Aufgrund der extrem hohen Drücke in derartigen Kontakten kommt es zum einen zu einem Anstieg der Ölviskosität um mehrere Größenordnungen, so dass nicht mehr von Newton'schem Fließverhalten des Öls ausgegangen werden kann. Vielmehr sind hier strukturviskoses (viskoelastisches) Fließverhalten [41] und glasartige Verfestigungsercheinungen [44] maßgebende Effekte. Diese Effekte werden durch die im Kontakt auftretenden Drücke und Temperaturen maßgeblich bestimmt, wobei diese Größen ihrerseits von den in Kontakt stehenden Werkstoffen beeinflusst werden können (Elastizitätsmodul, Wärmeleitfähigkeit).

Zum anderen kann das Öl aufgrund der extrem kurzen Kontaktdurchlaufzeiten ($t < 1$ ms) die zu dem aufgeprägten Druck und der entstehenden Temperaturerhöhung korrespondierenden Gleichgewichtswerte für seine Stoffeigenschaften, wie Dichte

oder Viskosität nicht einstellen. Es kommt zu Relaxationserscheinungen. Auch diese Form nicht-Newton'schen Fluidverhaltens kann durch die im Kontakt herrschenden Drücke und Temperaturen und somit durch die in Kontakt stehenden Werkstoffe beeinflusst werden.

Da insbesondere in den letzten Jahren auf dem Gebiet der strukturkeramischen Werkstoffe große Fortschritte bezüglich der mechanischen Festigkeit und der Risszähigkeit erzielt wurden, rücken diese Werkstoffe als Konstruktionswerkstoff immer mehr in den Blickpunkt des Interesses. Hierbei sind neben den bekannten Vorteilen keramischer Werkstoffe, wie hohe Verschleißfestigkeit, geringes Gewicht und chemische Beständigkeit insbesondere die große Bandbreite der auftretenden Elastizitätsmodule und Wärmeleitfähigkeiten dieser Werkstoffgruppe von großem Interesse für die Kontaktsituation elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte.

Während zu elastohydrodynamisch geschmierten Stahl-Stahl-Kontakten eine Vielzahl von Arbeiten vorgestellt wurden, beschränken sich die Arbeiten zu elastohydrodynamischer Schmierung bei Einsatz keramischer Werkstoffe auf eine sehr geringe Anzahl. Darüber hinaus wird der Werkstoffeinfluss vielfach an technisch uninteressanten Stoffpaarungen untersucht und lediglich qualitativ beschrieben.

Wie eine umfassende Literaturrecherche zeigte, ergeben sich hierzu, insbesondere im Hinblick auf hybride Kontakte, eine Vielzahl ungeklärter Fragen. Dies gilt insbesondere für die in Bezug zur Wälzlagertechnologie interessanten Betriebszustände des reinen Abrollens der Oberflächen bzw. bei marginalem Gleitanteil.

2 Stand der Forschung

2.1 Grundlagen der Elastohydrodynamik¹

Das Übertragen von Kräften und Bewegungen an relativ zueinander bewegten und geschmierten Oberflächen von Körpern ist von so grundlegender Bedeutung im Maschinenbau, dass hier eine eigene Wissenschaft, die Tribologie, entstand. Eine bis heute maßgebliche Arbeit über die hierbei entstehenden Kontaktbelastungen veröffentlichte **Heinrich Hertz** [2] 1881 in seinem Artikel "Über die Berührung fester elastischer Körper" im Journal für die reine und angewandte Mathematik. Für zwei unendlich lange Zylinder ergibt sich entlang der Kontaktlinie ein ebener Verformungszustand. Die maximal auftretende Pressung und die dabei entstehende halbe Kontaktabplattung werden als Hertz'sche Pressung (Gleichung 2.1) bzw. Hertz'sche Abplattungsbreite (Gleichung 2.2) bezeichnet.

$$p_{\text{Hz}} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{F}{\pi \cdot b} \cdot \frac{E}{R}} \quad (\text{Gl. 2.1})$$

$$a_{\text{Hz}} = \sqrt{8 \cdot \frac{F}{\pi \cdot b} \cdot \frac{R}{E}} \quad (\text{Gl. 2.2})$$

F ist die Normalkraft mit der die Zylinder belastet werden und b die Zylinderlänge. Unter der Voraussetzung, dass die Kontaktabplattung sehr viel kleiner ist als der Radius der Zylinder ($a \ll R_i$), kann das System durch einen deformierbaren Zylinder und eine nicht deformierbare Fläche beschrieben werden. Für dieses **reduzierte System** gilt

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (\text{Gl. 2.3})$$

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right] \quad (\text{Gl. 2.4})$$

Die Indizes 1 und 2 stehen für den jeweiligen Zylinder, E_i gibt die Elastizitätsmodule und ν_i die Querkontraktionszahlen an.

1. Einige Auszüge dieses Teilkapitels wurden den Arbeiten von Schouten [5] und Bartz und Oppelt [23] unverändert oder leicht abgeändert entnommen.

Zur Reduzierung von Reibung und Verschleiß werden solche Kontakte, wenn immer möglich geschmiert. **Osborne Reynolds** [3] lieferte 1886 die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung eines Druckaufbaus in dünnen Schmierfilmen zwischen relativ zueinander bewegten Oberflächen. Mit dieser Arbeit wurden die experimentellen Ergebnisse von **Beauchamp Tower** [4] bestätigt, der bereits 1882 einen Druckaufbau im Schmierfilm eines Gleitlagers entdeckte. Ausgehend von den klassischen Navier-Stokes-Gleichungen zur Beschreibung der Bewegung in strömenden Medien, sowie dem Gesetz der Massenerhaltung gelang es die Strömung im Schmierpalt für ein Newton'sches Medium zu beschreiben. Aufgrund der sehr kleinen Abmessungen des Schmierpaltess können die Massenkräfte ($F_M \sim l^3$) gegenüber den Oberflächenkräften ($F_O \sim l^2$) vernachlässigt werden. Unter der Voraussetzung, dass die Stoffdaten (Dichte, Viskosität) über den Schmierfilm hinweg konstant sind ergibt sich bei folgenden Randbedingungen:

$$\begin{aligned} u_1 &= u_1, & v_1 &= 0, & w_1 &= 0 \\ u_2 &= u_2, & v_2 &\approx u_2 \cdot \frac{\partial h}{\partial x}, & w_2 &= 0 \end{aligned}$$

für die Reynolds-Gleichung:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho \cdot h^3}{6 \cdot \eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho \cdot h^3}{6 \cdot \eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (\rho \cdot u \cdot h) \quad (\text{Gl. 2.5})$$

mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit

$$u = u_1 + u_2 \quad (\text{Gl. 2.6})$$

Bei Vernachlässigung der Seitenleckage kann der zweite Term auf der linken Seite in Gleichung 2.5 gestrichen werden.

Die Beziehungen von Heinrich Hertz¹ und Osborne Reynolds² sind neben der Elastizitätsgleichung und der Energiegleichung bis heute die maßgeblichen Gleichungen zur Beschreibung hydrodynamisch und elasto-hydrodynamisch geschmierter Kontakte, auf denen alle Berechnungsmodelle basieren.

1. Heinrich Hertz, Physiker, * 22. Februar 1857 in Hamburg, † 01. Januar 1894 in Bonn

2. Osborne Reynolds, Physiker, * 23. August 1842 in Belfast, Irland, † 21. Februar 1912 in Watchet, Somerset, England

Da sich durch die vollständige Trennung der kontaktierten Oberflächen durch einen lasttragenden Schmierfilm Reibung und Verschleiß erheblich reduzieren lässt, wurden in der ersten Hälfte des letzten Jahrhunderts große Anstrengungen zur Beschreibung der sich einstellenden Schmierfilmdicke zwischen den Kontaktpartnern unternommen. **Schouten** [5] nennt hier die Arbeiten von Martin, Gümbel, Pepler, Mehdahl und Blok. All diese Anstrengungen führten jedoch zur Voraussage von zu geringen Werten der Schmierfilmdicke, die zum Teil geringer waren als die Oberflächenrauheiten der Kontaktpartner.

Den entscheidenden Durchbruch auf dem Gebiet der Elastohydrodynamik brachte die Arbeit von **Ertel** [6]. Ihm gelang es die Beziehungen der elastischen Verformung (Gleichung 2.7), der Energiedissipation (Gleichung 2.8) und der Hydrodynamik in nur einer Gleichung zusammenzufassen.

Elastizitätsgleichung:

$$v_{(x)} = -\frac{2}{\pi \cdot E} \cdot \int_{\xi_a}^{\xi_e} p_{(\xi)} \cdot \ln|x - \xi| d\xi \quad (\text{Gl. 2.7})$$

Energiegleichung:

$$\rho \cdot c_{\text{Fluid}} \cdot u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \cdot \frac{d^2 T}{dy^2} + \eta \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (\text{Gl. 2.8})$$

Der von **Schouten** [5], in Bezug auf Ertels Arbeit, als *bahnbrechende Einsicht* bezeichnete Ansatz war, die Reynolds-Gleichung nicht wie die klassische Hydrodynamik, als Gleichung zweiter Ordnung des Drucks anzusehen, sondern als Gleichung erster Ordnung der Schmierfilmdicke (siehe Gleichung 2.5). Ausgangspunkt für diesen Ansatz war die Erkenntnis, dass sich bei hochbelasteten Kontakten die Druckverteilung stark der Hertz'schen Pressungsverteilung annähert und somit der Druck als bekannt angenommen werden konnte. Aus der Arbeit von Ertel ging bereits das Entstehen der zweiten Druckspitze hervor, die dann von **Petrusevich** [7] erstmals berechnet wurde und infolge dessen auch als Petrusevich-Spitze bezeichnet wird. **Dowson und Higginson** [8] konnten 1959 als Erste die gekoppelte Elastizitäts- und Reynolds-Gleichung für hochbelastete geschmierte Zylinder lösen und eine, später von Dowson leicht modifizierte Berechnungsgleichung für die Schmierfilmdicke im stationären, isothermen EHD-Linienkontakt angeben.

Über eine Dimensionsanalyse nach dem π -Theorem von Buckingham [9] ergibt sich mit den Einflussgrößen

R reduzierter Radius

E reduzierter Elastizitätsmodul

η_0, α dynamische Viskosität bei Umgebungsbedingungen, Druckkoeffizient

w, u Last bezogen auf Zylinderlänge, hydrodynamisch wirksame Geschwindigkeit

h Schmierfilmdicke

und den Basisgrößen R, E und η_0 die Funktion

$$\frac{h}{R} = f\left(\frac{w}{E \cdot R}, \frac{\eta_0 \cdot u}{E \cdot R}, \alpha \cdot E\right)$$

Dowson und Higginson definierten die dimensionslosen π -Größen als

Lastparameter:

$$W = \frac{w}{E \cdot R} \quad (\text{Gl. 2.9})$$

Geschwindigkeitsparameter:

$$U = \frac{\eta_0 \cdot u}{E \cdot R} \quad (\text{Gl. 2.10})$$

Materialparameter:

$$G = \alpha \cdot E \quad (\text{Gl. 2.11})$$

und Schmierfilmdickeparameter:

$$H = \frac{h}{R} \quad (\text{Gl. 2.12})$$

Auf Basis einer Parameterstudie gibt Dowson für die minimale Schmierfilmdicke folgende Beziehung an

$$H_{\min} = 2,65 \cdot \frac{G^{0,54} \cdot U^{0,7}}{W^{0,13}} \quad (\text{Gl. 2.13})$$

Diese isotherme Lösung für ein inkompressibles Newton'sches Fluid ist nach **Schouten** [5] bis heute unwidersprochen.

Erste Anstrengungen thermische Effekte in die EHD-Theorie zu integrieren stammten nach [5] von **Cheng und Sternlicht** (1965) [10], **Cheng** (1965, 1967) [11], [12], **Dowson und Whitaker** (1965) [13], **Greenwood und Kauzlarich** (1973) [14], **Wilson und Mahdavian** (1974) [15], **Murch und Wilson** (1975) [16], **Goksem und Hargreaves** (1978) [17] sowie **Wilson und Sheu** (1983) [18]. Alle Arbeiten beschreiben eine erhebliche Reduzierung der Schmierfilmdicke aufgrund der Kontakterwärmung und der damit verbundenen Viskositätsabsenkung. Diese Reduzierung der Schmierfilmdicke fließt überwiegend durch thermische Korrekturfaktoren oder über empirische Schmierfilmdickebeziehungen in die Berechnung ein. Am häufigsten angegeben wird hierbei die thermische Korrektur nach **Murch und Wilson** [16] (Gleichung 2.14), die direkt auf die Beziehung von Dowson (Gleichung 2.13) aufbaut.

$$H_{\min, th} = C_{th} \cdot H_{\min} \quad (\text{Gl. 2.14})$$

Mit

$$C_{th} = \frac{3,94}{3,94 + L_{th}^{0,62}} \quad (\text{Gl. 2.15})$$

$$L_{th} = \frac{\eta_0 \cdot \beta \cdot \left(\frac{u}{2}\right)^2}{\lambda} \quad (\text{Gl. 2.16})$$

β gibt den Viskositäts-Temperatur-Koeffizienten an, λ die Wärmeleitfähigkeit des Öls.

Erste Untersuchungen zur Reibung in elastohydrodynamischen Kontakten lieferte **Crook** [19] 1961. Er vermutete bereits nicht-Newton'sches Verhalten des Schmieröls, da ihm eine quantitative Beschreibung der Reibung nicht gelang. Als Durchbruch in dieser Frage kann eine 1962 von **Bell** [20] veröffentlichte Arbeit betrachtet werden. Ihm

gelang es erstmals nicht-Newton'sches Fließverhalten in Form der Fließtheorie von **Ree und Eyring** [21] in die Betrachtungen zu integrieren. Und in einer Folgearbeit von **Bell, Kannel und Allen** [22] gelang es 1964 erstmals den prinzipiellen Verlauf der Reibmomentenkurve zu berechnen. Mittels den gewonnenen Erkenntnissen konnte nachgewiesen werden, dass das Absinken der Reibung in elastohydrodynamisch geschmierten Kontakten mit steigendem Gleitanteil nicht auf die ansteigende Kontakttemperatur zurückgeführt werden kann, sondern auf ein Absinken der Viskosität mit steigender Schergeschwindigkeit, d. h. auf nicht-Newton'sches (viskoelastisches) Fließverhalten [23]. Zwar bewirkt die ansteigende Temperatur ebenfalls ein Absinken der Viskosität, diese Absenkung ist jedoch zu gering um den stark nicht linearen Verlauf der Reibmomentenkurve über der Gleitgeschwindigkeit zu erklären [23]. Ebenso lässt sich die Veränderlichkeit der Reibung mit der Rollgeschwindigkeit mit einem Newton'schen Ansatz nicht erklären. Weitere Arbeiten zur entstehenden Reibung wurden von **Vojacek** (1983) [24], **Holmberg** (1984) [25], **Haddad** (1985) [26], **Baumann** (1985) [27] und **Staiger** (1991) [28] vorgestellt.

Grundsätzlich lässt sich feststellen, dass spätestens seit den Arbeiten von **Bell et. al.** [20], [22] die Forschung auf dem Gebiet der Elastohydrodynamik untrennbar mit der Frage nach der Rheologie der Schmieröle im Kontakt verbunden ist.

2.2 Rheologie im elastohydrodynamischen Kontakt

2.2.1 Einführung

Unter Rheologie versteht man die Wissenschaft von der Deformation und dem Fließen der Stoffe. Sie wurde um 1930 u. a. von **E. C. Bingham** und **M. Reiner** in Easton (USA) als eigenständige Disziplin gegründet [29].

Betrachtet man ein Volumenelement (Grundfläche A) zwischen zwei Platten (Plattenabstand h), von denen eine fest eingespannt ist, während die andere durch die Tangentialkraft F_T belastet wird, so wird dem Volumenelement die über der Höhe h konstante Schubspannung τ aufgeprägt.

Besteht das Volumenelement aus einem Festkörper bewirkt die Schubspannung eine Verformung, die als Scherung γ bezeichnet wird. Zwischen Schubspannung und Scherung besteht der Zusammenhang:

$$\tau = G \cdot \gamma \quad (\text{Gl. 2.17})$$

G gibt den Schubmodul an und ist im Falle eines idealelastischen Körpers unabhängig von der Scherung γ .

Handelt es sich bei dem Volumenelement um ein Fluid, bewegt sich die Platte durch die Tangentialkraft mit einer Geschwindigkeit u_p . Im Falle einer ebenen Schichtströmung nimmt die Strömungsgeschwindigkeit linear mit der Höhe y zu. Den Geschwindigkeitsgradienten bezeichnet man als Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$. Zwischen Schubspannung und Schergeschwindigkeit besteht der Zusammenhang:

$$\tau = \eta \cdot \dot{\gamma} \quad (\text{Gl. 2.18})$$

η ist die dynamische Viskosität und ist im Falle Newton'scher Fluide unabhängig von der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ und der Belastungszeit t , kann sich jedoch sowohl mit der Temperatur als auch mit dem Druck ändern.

Alle Fluide die nicht Gleichung 2.18 genügen nennt man **nicht-Newton'sche Fluide**. Das Verhalten einiger ausgewählter nicht-Newton'scher Fluide bei steigender Schergeschwindigkeit ist in Bild 2-1 dargestellt.

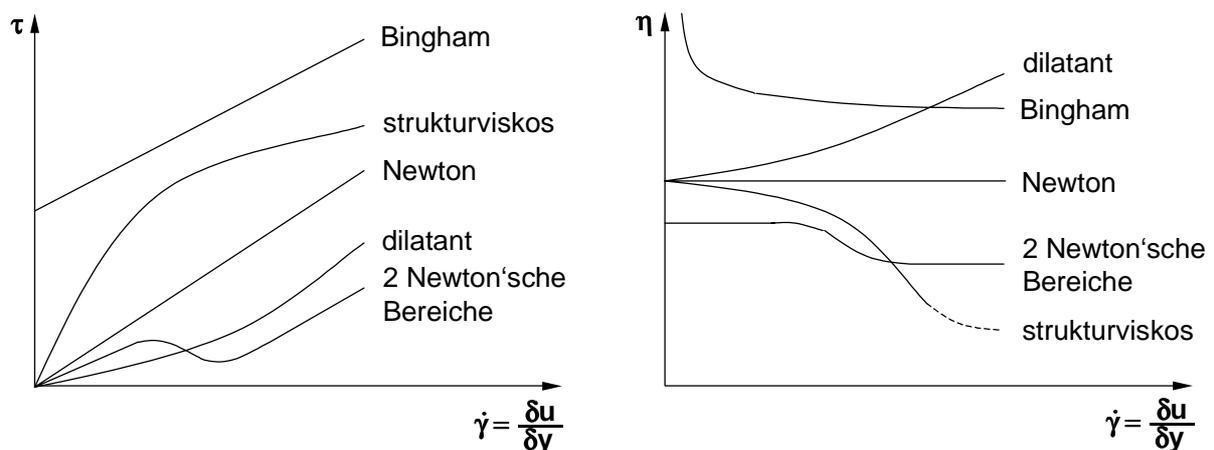


Bild 2-1: Typisierung viskoser Flüssigkeiten im Fließdiagramm [29]

Diese Fluide sind dadurch gekennzeichnet, dass sich die Viskosität η mit der Schergeschwindigkeit ändert. Die aus Fließkurven gemessene Viskosität wird hierbei als

scheinbare Viskosität bezeichnet. Ein Abfall der scheinbaren Viskosität mit der Schergeschwindigkeit beschreibt strukturviskoses bzw. viskoelastisches Verhalten, bei ansteigender Kurve spricht man von dilatantviskosem Verhalten.

Um das nichtlineare Verhalten dieser Fluide zu erfassen wurden eine Vielzahl von Ansätzen erarbeitet. **Ree und Eyring** [21] stellten hierzu 1936 ein erstes Modell vor. **Johnson und Tevaarwerk** [30] stellten 1977 ein Modell vor, das erstmals eine begrenzende Schubspannung in die Betrachtungen mit einbrachte. Wird diese erreicht, führt eine weitere Steigerung der Schergeschwindigkeit zu keinem weiteren Anstieg der Schubspannung. Das Fluid verformt sich plastisch. In allen nachfolgend vorgestellten Modellen wurde von dieser begrenzenden Schubspannung ausgegangen. **Bair und Winer** (1979) [31] geben diese in Abhängigkeit des Druckes wie folgt an:

$$\tau_L = \tau_{L0} + \beta \cdot p \quad (\text{Gl. 2.19})$$

τ_{L0} und β sind Konstanten des jeweiligen Versuchsöls.

Das Vorhandensein einer begrenzenden Schubspannung im Fluid ist seit einer Arbeit von **Bair und Winer** (1990) [32] allgemein akzeptiert. **Myllerup, Elsharkawy und Hamrock** (1994) [33] betonen jedoch die grundlegende Frage, ob diese begrenzende Schubspannung erreicht werden kann, oder eine asymptotische Grenze bildet. Sollte diese begrenzende Schubspannung erreicht werden können, kommt es zu Abgleit-effekten im Öl bzw. an der Grenzfläche zwischen Öl und Oberfläche, wodurch die Prandtl'sche Haftbedingung ihre Gültigkeit verliert und durch eine Schubspannungsrandbedingung ersetzt werden muss.

In Tabelle 2-1 sind die bedeutendsten Modelle dargestellt. Weitere Modelle wurden angegeben von **Wang und Zhang** (1987) [34], **Najji et al.** (1989) [35], **Lee und Hamrock** (1990) [36], **Zhang und Ramesh** (1996) [37] sowie **Bair und Khonsari** (1996) [38], die eine Modifikation der Carreau-Gleichung angeben.

Tabelle 2-1: Rheologische Modelle zur Beschreibung des Fluidverhaltens unter Scherung

Modell	Darstellung	Jahr
Newton	$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\eta}$	1745
Ree/Eyring	$\dot{\gamma} = \frac{\tau_0}{\eta} \cdot \sinh \frac{\tau}{\tau_0}$	1936
Johnson/Tevaarwerk	$\dot{\gamma} = \frac{1}{G_e} \cdot \frac{d\tau}{dt} + \frac{\tau_0}{\eta} \cdot \sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)$	1977
Bair/Winer	$\dot{\gamma} = \frac{1}{G_\infty} \cdot \frac{d\tau}{dt} - \frac{\tau_L}{\eta} \cdot \ln\left(1 - \frac{\tau}{\tau_L}\right)$	1979/1992
Zirkularmodell Hamrock	$\tau = \frac{\eta \cdot \dot{\gamma}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\eta \cdot \dot{\gamma}}{\tau_L}\right)^2}}$	1990
generalisiertes Modell nach Elsharkawy/Hamrock	$\frac{\tau}{\tau_L} = \frac{\eta}{\tau_L} \cdot \dot{\gamma} \cdot \left[1 + \left(\frac{\eta}{\tau_L} \cdot \dot{\gamma}\right)^n\right]^{-\frac{1}{n}}$	1991

2.2.2 Rheologische Modellbildung

Zur mathematischen Beschreibung des Stoffverhaltens unter Last bedient sich die Rheologie einiger Grundkörper.

Bei einem Hooke'schen Festkörper (ideal elastisches Verhalten) stellt sich beim Aufprägen einer Last die gesamte Deformation ohne Verzögerung ein. Zwischen Kraft und Verformung besteht eine Proportionalität (Elastizitätsmodul E, Schubmodul G oder Kompressionsmodul K). Nach Entlasten geht die Deformation vollständig zurück. Ein solches Verhalten zeigt eine ideale Feder.

Bei einer Newton'schen Flüssigkeit (ideal viskoses Verhalten) stellt sich beim Aufprägen einer Last eine sich mit der Belastungszeit linear ändernde Deformation ein (Scherviskosität η , Dehn- bzw. Trouton-Viskosität η_e). Nach Entlasten bleibt die erreichte Deformation erhalten. Ein solches Verhalten zeigt ein Dämpfer.

Durch Kombination dieser Grundelemente lassen sich Festkörper und Flüssigkeiten darstellen. Ein Voigt-Element repräsentiert einen Festkörper, während ein Maxwell-Element ein viskoelastisches Fluid repräsentiert. Ein Voigt-Element verhält sich unter lang anliegendem Formzwang wie ein elastischer Festkörper, bei kurzer Lastbeaufschlagung überwiegt jedoch der Dämpfer und es verhält sich anfänglich wie ein Fluid. Ein Maxwell-Element deformiert unter Lasteinwirkung wegen der Reihenschaltung des Dämpfers unbegrenzt. Wird das Element unter Formzwang gehalten relaxiert die Spannung mit der Zeit gegen null.

Bild 2-2 zeigt das Modell eines Festkörpers und eines Fluids.

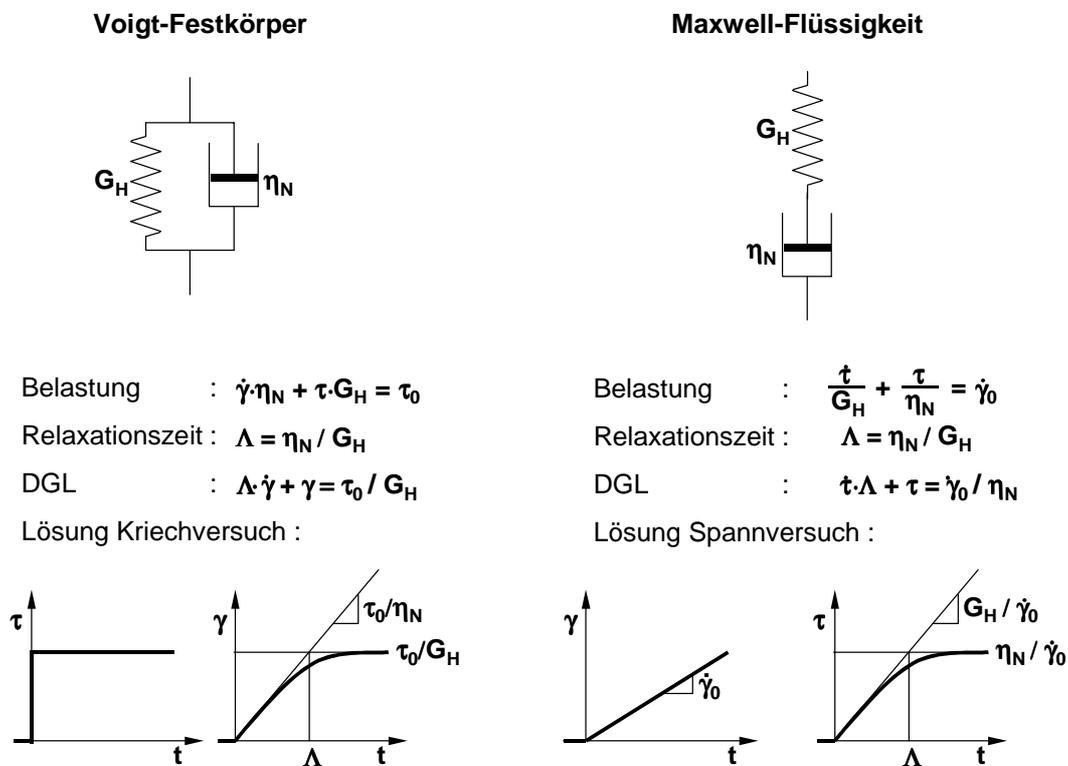


Bild 2-2: Rheologische Beschreibung eines Festkörpers und einer Flüssigkeit [29]

Für beide Modelle sind die das zeitliche Verhalten charakterisierenden Relaxations- und Retardationszeiten gleich. Es gilt :

$$\Lambda = \frac{\eta_N}{G_H} \quad (\text{Gl. 2.20})$$

Voigt-Element und Maxwell-Element sind im einzelnen Modelle die ein ideales Stoffverhalten beschreiben. Das einfachste reale Modell zur Stoffbeschreibung stellt die Kombination der beiden Modelle dar. Das Voigt-Maxwell-Modell ist das einfachste Modell um das Verhalten einer realen viskoelastischen Flüssigkeit beim Aufprägen einer Schubspannung darzustellen. Bild 2-3 zeigt den schematischen Aufbau.

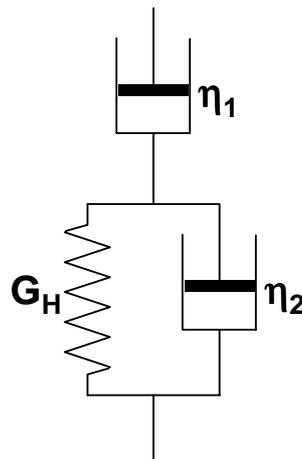


Bild 2-3: Voigt-Maxwell-Modell zur Beschreibung eines realen viskoelastischen Fluids unter Schubspannung [29]

Im Unterschied zu den beiden Ideal-Modellen stimmen für das Voigt-Maxwell-Modell Relaxationszeit und Retardationszeit nicht mehr überein. Die Relaxationszeit ist entscheidend für deformationskontrollierte Stoffbelastung, d. h. das Verhalten nach Aufbringen einer Spannungsstufe. Sie ergibt sich zu:

$$\Lambda = \frac{\eta_1 + \eta_2}{G_H} \quad (\text{Gl. 2.21})$$

Die Retardationszeit ist dagegen maßgebend für spannungskontrollierte Vorgänge, wie z. B. Kriechen. Sie ergibt sich zu:

$$\Lambda = \frac{\eta_2}{G_H} \quad (\text{Gl. 2.22})$$

Wird eine viskoelastische Flüssigkeit durch eine Normalspannung belastet, lässt sich ihr Verhalten durch ein Kelvin-Voigt-Modell beschreiben (Bild 2-4).

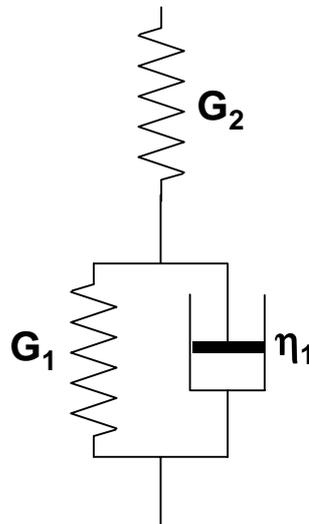


Bild 2-4: Kelvin-Voigt-Modell zur Beschreibung eines realen viskoelastischen Fluids unter Normalspannung [39], [107]

Reale Fluide werden generell mit Hilfe eines verallgemeinerten Maxwell-Modells (diskretes Spektrum) abgebildet, da sich das exponentielle Zeitverhalten über mehrere Zehnerpotenzen erstreckt. Bild 2-5 zeigt den Aufbau eines solchen Modells.

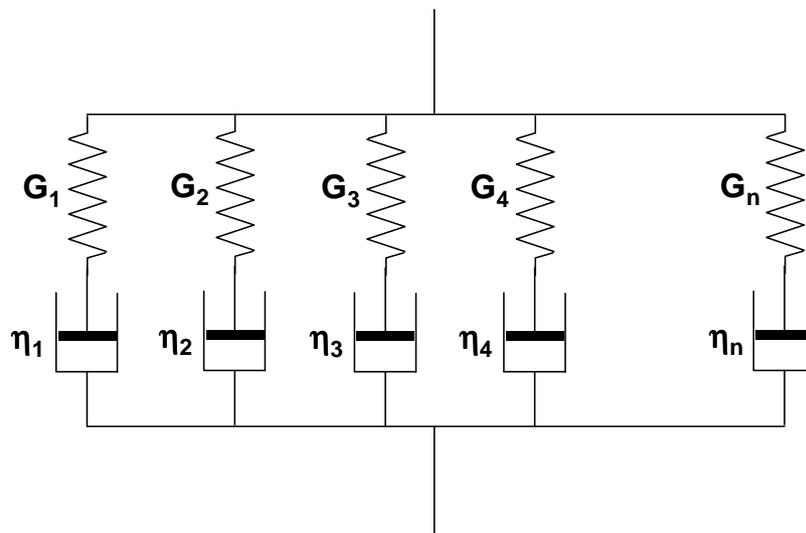


Bild 2-5: Verallgemeinertes Maxwell-Modell zur Beschreibung realer Fluide [29]

Üblicherweise arbeitet man hier nicht mit den Viskositäten η_i sondern mit den Relaxationszeiten Λ_i und den Schubmoduln G_i . Den Satz von Wertepaaren Λ_i und G_i

bezeichnet man als diskretes Relaxationszeitspektrum. Die zeitabhängige Viskosität η_i ergibt sich zu:

$$\eta_{(t)} = \sum G_i \cdot \Lambda_i \cdot \left[1 + \exp\left(-\frac{t}{\Lambda_i}\right) \right] \quad (\text{Gl. 2.23})$$

Bild 2-6 zeigt das Verhalten der Viskosität bei einem Belastungssprung und einem Entlastungssprung nach einer Berechnung von **Trachman** [39] auf Basis eines Kelvin-Voigt-Modells. Der Anstieg der Viskosität auf ihren Gleichgewichtswert benötigt hierbei einen Zeitraum der eine Größenordnung über dem des korrespondierenden Entlastungsvorganges liegt.

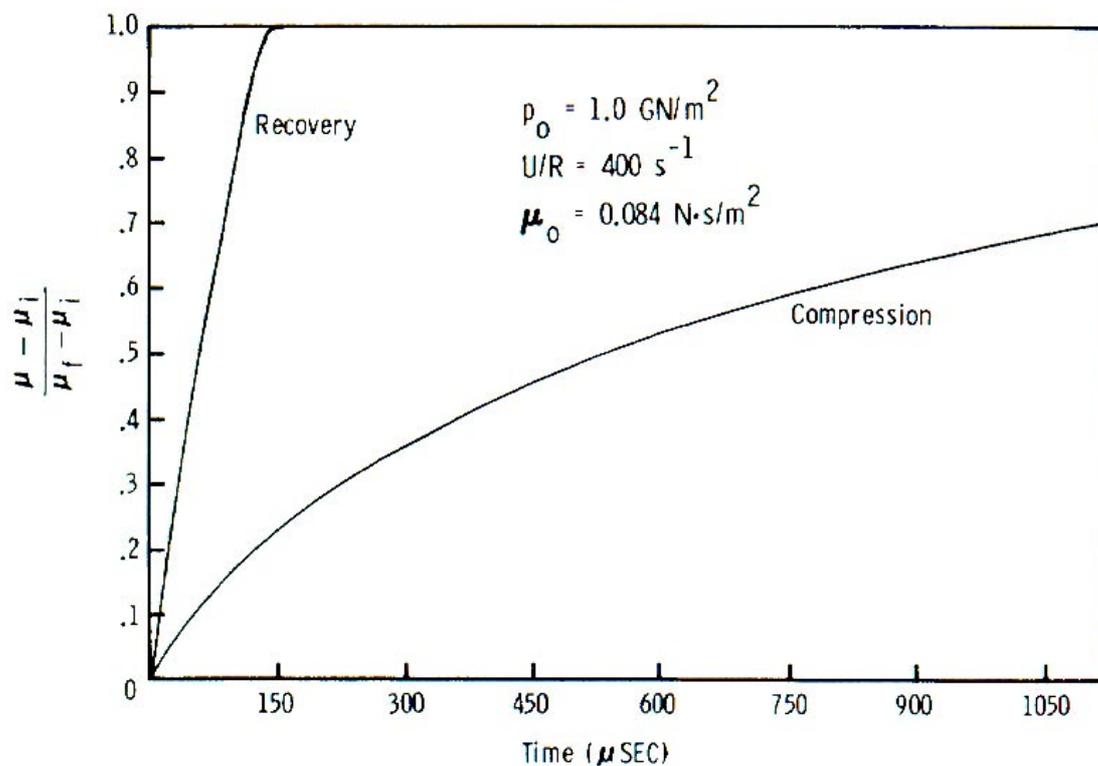


Bild 2-6: Belastungs- und Entlastungsverhalten der Viskosität nach einer Berechnung von Trachman auf Basis eines Kelvin-Voigt-Modells [39]

Zur Beurteilung der Frage, ob viskoelastisches Verhalten und somit Relaxationserscheinungen in den Betrachtungen zu berücksichtigen sind, definierte **Reiner** (1964) [40] eine dimensionslose Kennzahl (Deborah-Zahl), die das Verhältnis von Relaxationszeit und Prozesszeit angibt.

$$D = \frac{\text{Relaxationszeit}}{\text{Prozesszeit}} = \frac{\Lambda}{t} \quad (\text{Gl. 2.24})$$

Ergibt sich der Wert der Deborah-Zahl zu $D \geq 1$, d. h. ist die Relaxationszeit größer oder gleich der Prozesszeit, so sind zur rheologischen Beurteilung des Fluidverhaltens dessen elastische Eigenschaften heranzuziehen.

2.3 Schmieröle

Nach **Bartz und Oppelt** [23] zeigen sowohl synthetische hochmolekulare Öle als auch additivierte Öle bei relativ niedrigen Schergeschwindigkeiten deutlich strukturviskoses Verhalten. In Abhängigkeit vom Molekulargewicht beginnt die Abweichung von der Newton'schen Linearität bei einem kritischen Schergefälle, welches mit steigendem Molekulargewicht kleiner wird. Ebenso kann bei Fluiden, die bei Umgebungsbedingungen Newton'sches Verhalten zeigen, bei hohen Drücken, wie sie in elastohydrodynamisch geschmierten Kontakten auftreten, nicht-Newton'sches Verhalten auftreten. Nach **Ohno et. al.** [41] kann zur Beurteilung der Frage wann der Übergang im Schmierfilm zwischen den Bereichen unterschiedlichen Fließverhaltens stattfindet, das Produkt aus Viskositäts-Druck-Koeffizient α und Druck p herangezogen werden. Erreicht der dimensionslose Ausdruck $\alpha \cdot p = 13$, so findet der Übergang zwischen viskosem (Newton'schem) Fließen und viskoelastischem Fließen statt. Bei $\alpha \cdot p = 25$ ergibt sich der Übergang zwischen viskoelastischem und viskoplastischem Verhalten. Diese Grenzwerte gelten nach Ohno et al. generell für alle Öle.

Bild 2-7 gibt das Phasendiagramm an, das nach den Kriterien von Ohno et. al. für einen, im Rahmen dieser Arbeit zu untersuchenden elastohydrodynamischen Linienkontakt erstellt wurde. Der Viskositäts-Druck-Koeffizient α wurde nach [42] berechnet. Für den Druck wurde der im Zwei-Scheiben-Prüfstand zur eingestellten Belastungskraft korrespondierende Hertz'sche Druck angesetzt. Der Bereich der geplanten Untersuchungen ist im Diagramm grau unterlegt.

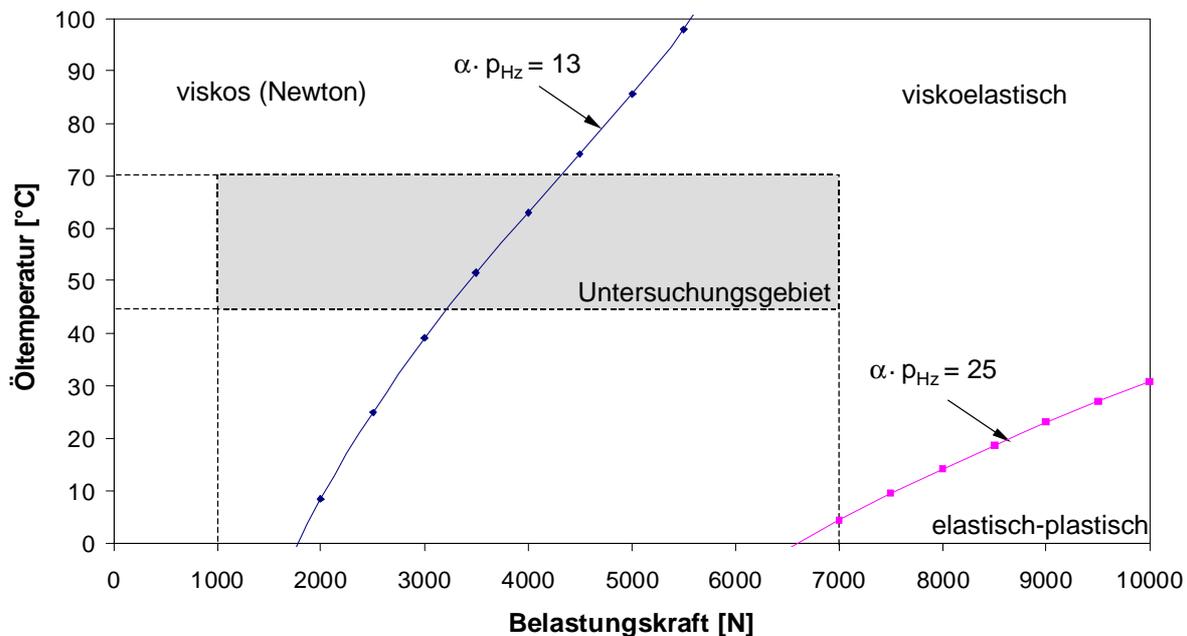


Bild 2-7: Phasendiagramm für einen 100Cr6-100Cr6-Linienkontakt berechnet für den Zwei-Scheiben-Prüfstand nach den Kriterien von Ohno et. al. [41]

Man erkennt, dass für die im Rahmen dieser Arbeit geplanten Untersuchungen mit einem Übergang von Newton'schem Verhalten zu viskoelastischem (strukturviskosem) Verhalten zu rechnen ist. Der Temperaturbereich ergibt sich aus den gemessenen Wandtemperaturen, im zentralen Schmierfilm können jedoch höhere Temperaturen auftreten. Die Diagramme für die übrigen zu untersuchenden Kontakte sind in Anhang A.2 angegeben.

Theoretische Untersuchungen von **Zhang** [43] zeigen, dass es bei den hohen Kontaktdrücken elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte zu Verfestigungserscheinungen im Öl kommt. Dabei wird der Verfestigungsdruck maßgeblich durch die Temperatur beeinflusst. Steigt die Temperatur an, steigt ebenfalls der erforderliche Druck zur Ölverfestigung an. Somit kommt es bei konstantem Kontaktdruck im kälteren Wandbereich des Schmierfilms zu Verfestigungserscheinungen, während dies im zentralen und wärmeren Schmierfilmbereich nicht geschieht. Das Fluid im Schmierpalt liegt in zwei unterschiedlichen Phasen vor, wobei die verfestigten Bereiche an der Wand haften. Wird bei konstanter Belastung der Gleitanteil im Kontakt erhöht, kommt es aufgrund der verstärkten Wärmeentwicklung zu einem Einschmelzen der verfestigten Bereiche, ausgehend von der Schmierfilmmitte, dem Bereich der größten Wärmeentwicklung. Dagegen können bei einer Reduzierung des Gleitanteils, bis hin zum Zustand des reinen Rollens, die verfestigten Bereiche in den Schmierfilm hinein

wachsen und letztendlich in der Schmierfilmmitte zusammenstoßen. Das Öl ist dann über die gesamte Schmierfilmhöhe verfestigt.

Kuss [44] untersuchte explizit FVA-Referenzöle auf Verfestigungserscheinungen. Hierbei ergaben sich bei Viskositätsmessungen im Hochdruckautoklaven Knicke im Verlauf der Viskositäts-Druck-Kurve, die eine Verfestigung des Öls anzeigen. Für das FVA-Referenzöl Nr. 4 wurde der Verfestigungsdruck bei $T = 50\text{ °C}$ zu $p = 3800\text{ bar}$ bestimmt. Diese Verfestigungserscheinungen konnten ebenfalls optisch aufgezeigt werden, hierbei wird betont, dass zwischen glasartigen Erstarrungen und Ausfällungen zu unterscheiden ist.

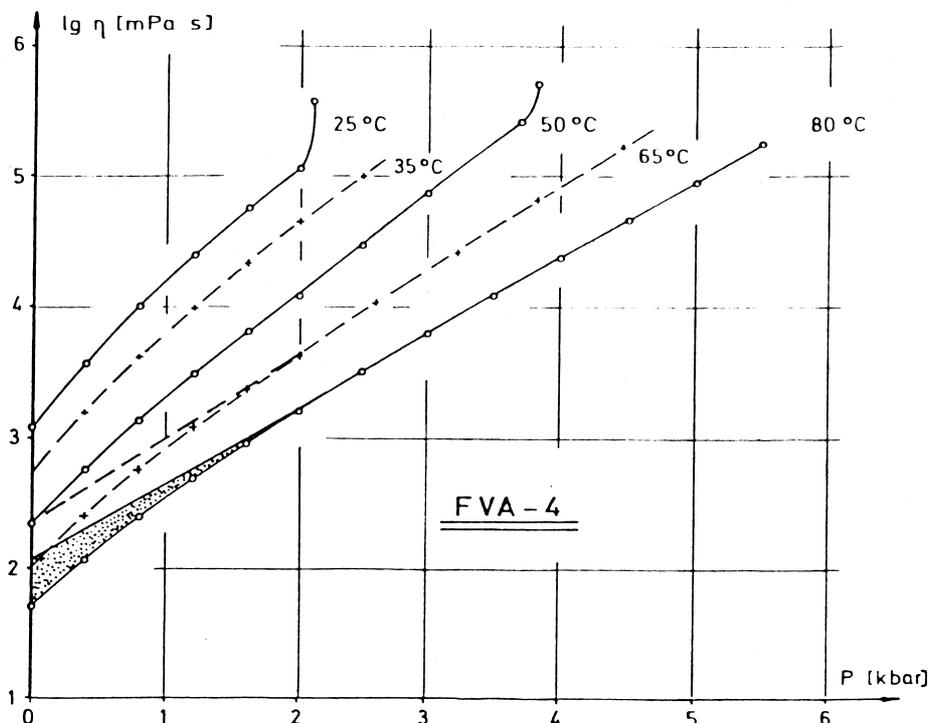


Bild 2-8: Viskositäts-Druck-Diagramm des FVA Referenzöl Nr. 4 nach Kuss [44]

Zur Beschreibung der Druckabhängigkeit der Viskosität wird vielfach die Gleichung von Barus angesetzt.

$$\eta = \eta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot p) \quad (\text{Gl. 2.25})$$

η_0 gibt hierbei die Viskosität bei Umgebungsbedingungen an, α den Viskositäts-Druck-Koeffizienten und p den Druck. In den siebziger Jahren wurde diese Beziehung für das

Viskositätsverhalten von vielen Forschern durch die Gleichung von **Roelands** [45] ersetzt, was jedoch seit Beginn der neunziger Jahre nicht mehr unumstritten ist.

$$\eta = \eta_0 \cdot \exp \left\{ (\ln \eta_0 + 9,67) \left[-1 + (1 + 5,1 \times 10^{-9} \cdot p)^z \cdot \left(\frac{T - 138}{T_0 - 138} \right)^{-s_0} \right] \right\} \quad (\text{Gl. 2.26})$$

z und s_0 sind ölspezifische Konstanten. **Williams et al.** [46] stellte 1955 die WLF-Gleichung (Williams-Landel-Ferry-Gleichung) zur Beschreibung der Viskositäts-Temperaturabhängigkeit vor, die 1984 von **Yasutomi et al.** [47] modifiziert wurde durch die Viskositäts-Druckabhängigkeit.

Im Auftrag der Forschungsvereinigung Antriebstechnik e. V., Arbeitskreis "Öle und Schmierstoffe" wurde 1976 von **Bartz, Ege und Schilling** [42] für FVA-Referenzöle folgende Beziehung angegeben.

$$\eta = \eta_{50} \cdot \exp \left(B \cdot \frac{50 - T}{C + T} + \alpha \cdot p \right) \quad (\text{Gl. 2.27})$$

η_{50} ist die Viskosität bei $T = 50 \text{ °C}$ und Umgebungsdruck, α gibt den Viskositäts-Druck-Koeffizienten an. Die übrigen Konstanten sind [42] zu entnehmen.

Zur Beschreibung der Dichte im elastohydrodynamischen Kontakt stellte **Bode** (1990) [49] nachfolgende Beziehung vor, die explizit für FVA-Referenzöle entwickelt wurde.

$$\rho_{(p,T)} = \frac{\rho^* \cdot (1 - \beta^* \cdot T)}{1 - A \cdot \ln \left(\frac{B_1 + B_2 \cdot T + p}{B_1 + B_2 \cdot T + p_0} \right)} \quad (\text{Gl. 2.28})$$

ρ^* und β^* sind Referenzgrößen für Dichte und Temperaturkoeffizient, p_0 gibt den Umgebungsdruck an. Für die Größen A , B_1 und B_2 gilt:

$$A = 0,0844$$

$$B_1 = 1326,58 + 9,233 \times 10^{-4} \cdot \frac{\rho^*}{\beta^*}$$

$$B_2 = -5,628$$

2.4 Aktuelle Arbeiten auf dem Gebiet der Elastohydrodynamik

Der überwiegende Teil der veröffentlichten Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Elastohydrodynamik der letzten 10 Jahre sind numerische Berechnungen des Kontaktes. Ausgangspunkt ist hierbei jeweils die Reynolds-Gleichung (Gleichung 2.5), die nach folgenden vier unterschiedlichen Konzepten gelöst wird:

- **isotherme Newton'sche Lösung**
- **nicht-isotherme Newton'sche Lösung**
- **isotherme nicht-Newton'sche Lösung**
- **nicht-isotherme nicht-Newton'sche Lösung**

Zur Berücksichtigung des nicht-Newton'schen Fließverhaltens wurden, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, eine Vielzahl von Modellen entwickelt, die dann in die Reynolds-Gleichung integriert wurden (Tabelle 2-1).

2.4.1 Kontaktsituation

Analog zu den vielfach vorgestellten thermischen Korrekturfaktoren stellten **Wang, Cusano und Conry** (1991) [50] auf Basis eines nicht-isothermen, nicht-Newton'schen Modells (Ree/Eyring) erstmals folgenden nicht-isothermen, nicht-Newton'schen Korrekturfaktor für die Schmierfilmdicke vor:

$$C_r = \frac{H_0}{H_{0,IN}} \quad (\text{Gl. 2.29})$$

Darin gibt H_0 die dimensionslose zentrale Schmierfilmdicke nach dem nicht-isothermen nicht-Newton'schen Modell an und $H_{0,IN}$ die dimensionslose zentrale isotherme Newton'sche Schmierfilmdicke nach der Beziehung von **Dowson und Toyoda** (1978) [51]. Darüber hinaus konnten die Autoren die Bedeutung der Wechselwirkung zwischen Kontaktdruck und Kontakttemperatur aufzeigen, da sich im Rahmen der Untersuchungen zeigte, dass die Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ des Schmiermittels maßgeblich die maximalen Kontakttemperaturen beeinflusst. Ebenfalls für den thermischen Ree/Eyring-Fall führten **Salehizadeh und Saka** (1991) [52] zweidimensionale Untersuchungen für den Zustand des reinen Rollens durch. Es zeigt sich, dass bei hohen Belastungen nahezu keine zweite Druckspitze ausgebildet wird und

der Druckverlauf nahezu identisch zur Hertz'schen Pressungsverteilung verläuft. Die Temperaturverteilungen erreichen vor der Hertz'schen Kontaktzone ihr Maximum und verlaufen in der Kontaktzone konstant. Mit steigender Rollgeschwindigkeit ergibt sich ein Anwachsen der Schmierfilmdicke, jedoch ist der Anstieg geringer als bei isothermer Newton'scher Betrachtungsweise.

Eine bemerkenswerte Arbeit zur Frage der unterschiedlichen Lösungsmethoden veröffentlichten **Hsiao und Hamrock** (1994) [53]. Sie stellten einen Vergleich der vier grundsätzlichen Lösungsmethoden und deren Auswirkungen auf einzelne Aspekte des Kontaktes vor. Nicht-Newton'sches Verhalten wird in den Betrachtungen mit dem Zirkularmodell beschrieben (Tabelle 2-1). Hsiao und Hamrock betonen, dass die Fähigkeit eines Kontaktes einen tragenden Schmierfilm auszubilden entscheidend von der Eingangsgeschwindigkeit bestimmt wird. Steigt die Eingangsgeschwindigkeit an, so steigt der Druck im Bereich der Einlaufzone, was zu einem Viskositätsanstieg führt, der wiederum eine höhere Schmierfilmdicke zur Folge hat. Gleichzeitig führt jedoch die höhere Eingangsgeschwindigkeit zu verstärkter Rückströmung im zentralen Bereich der Einlaufzone, was aufgrund erhöhter Dissipation in einer Viskositätsabsenkung resultiert. Diese bedingt ein Absinken der Schmierfilmdicke. Die Synergieeffekte aus Piezoviskosität und Thermoviskosität bestimmen den Schmierfilmaufbau, so dass eine Vernachlässigung der thermischen Effekte grundsätzlich zu einer zu großen Schmierfilmdicke führt. Nicht-Newton'sches Verhalten spielt im Einlaufbereich keine Rolle. Eine Vernachlässigung der nicht-Newton'schen Effekte im Kontakt führt jedoch zur Vernachlässigung der Scherverdünnung, so dass die Viskosität überschätzt wird, was zu einer zu hohen Schmierfilmdicke führen sollte. Hsiao und Hamrock stellen jedoch fest, dass aufgrund der zu hohen Viskosität die Schubspannungen in einem Maße ansteigen, dass die hieraus resultierende temperaturbedingte Viskositätsabsenkung letztendlich zu geringeren Schmierfilmdicken führt. **Wolff und Kubo** (1996) [54] stellten einen Vergleich von isothermer nicht-Newton'scher (Ree/Eyring) Berechnung und nicht-isothermer, newtonscher Berechnung gegenüber. Im Zustand des reinen Rollens zeigen sich zwischen beiden Ansätzen für Druck und Schmierfilmdicke nur geringe Unterschiede. Bei hohen Rollgeschwindigkeiten ergibt sich eine verjüngende Keilform des Schmierfilms. Experimentell wurde dies von **Kaneda und Nishikawa** (1989) [55] aufgezeigt und von Wolff et al. (1991, 1992) bestätigt. Bei niedrigen Lasten und hohen Rollgeschwindigkeiten sind thermische Effekte dominierend gegenüber nicht-Newton'schen Effekten. Das nicht-Newton'sche Modell reduziert ausgehend von reinem Rollen bei Aufprägen von Gleiten die minimale Schmierfilmdicke um weniger als 2 %, das thermisch Newton'sche Modell dagegen um 25 - 45 %.

Holland und Plote (1998) [56] stellten ein nicht-isothermes, nicht-Newton'sches Berechnungsmodell (Ree/Eyring) für Druck-, Temperatur- und Schmierfilmdickeverläufe vor, das neben der Wärmeerzeugung durch Scherung auch die Kompressionswärme berücksichtigt. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, dass die bis heute übliche Vernachlässigung der Kompressionswärme bei nicht-isothermer Kontaktbetrachtung unzulässig ist. Darüber hinaus kommen die Autoren zu dem Ergebnis, dass trotz der extrem kurzen Kontaktdurchlaufzeiten der überwiegende Anteil der Wärme in die Kontaktpartner abgeführt wird. Lediglich ein sehr geringer Teil der Wärme verbleibt im Fluid.

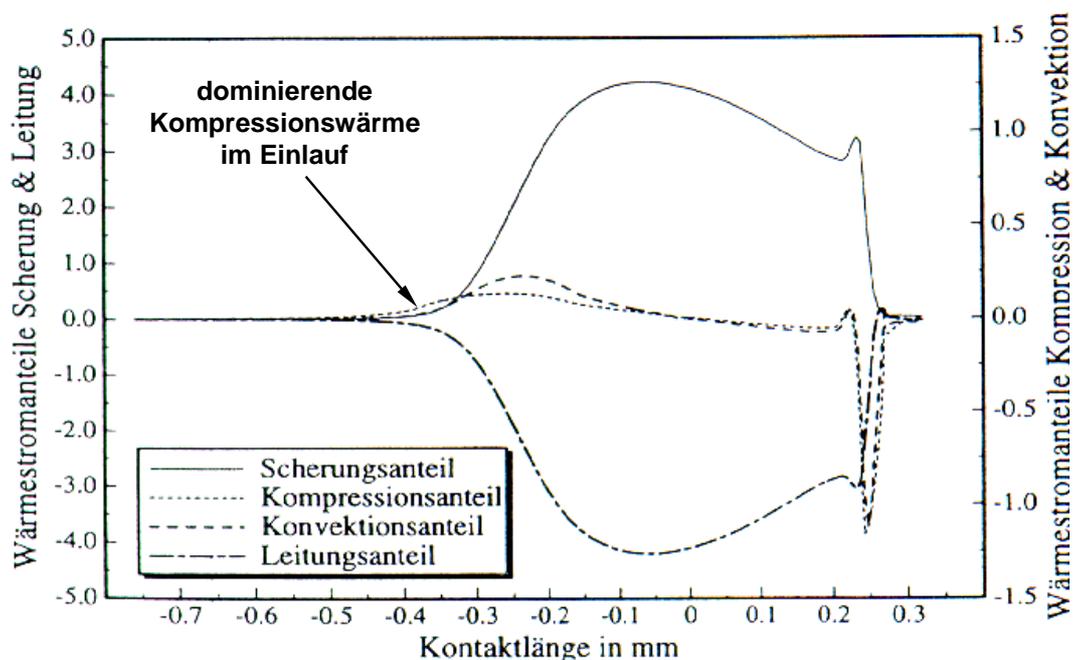


Bild 2-9: Aufteilung der Wärmeströme während eines Kontaktdurchlaufs nach Holland und Plote [56]

Ein Vergleich der unterschiedlichen Wärmeentwicklungen (Bild 2-9) zeigt, dass zu Beginn des Druckaufbaus die Wärmeentwicklung durch Kompression und erst später im Bereich des Parallelspaltes die Wärmeentwicklung durch Scherung überwiegt. Da jedoch die Viskosität im Einlaufbereich entscheidend für den sich ausbildenden Schmierfilm ist, kommt der Kompressionswärme hier eine besondere Bedeutung zu.

Einen Vergleich unterschiedlicher Modelle zur Integration nicht-Newton'schen Verhaltens gaben **Khonsari und Hua** (1994) [57]. Sie stellten das Modell von Bair/Winer und das von Ree/Eyring gegenüber. Beide Modelle zeigen im Falle des reinen Rollens sehr ähnliche Ergebnisse, mit geringen Abweichungen im Bereich der Druckspitze und der

minimalen Schmierfilmdicke. Im Falle von aufgeprägtem Gleiten wird jedoch eine Abnahme der Druckspitze vorausgesagt, was experimentelle Untersuchungen nicht bestätigen können [27], [58]. Jedoch gelingt es, die Verschiebung der Druckspitze in den Kontakt hinein durch das Aufprägen von Gleiten, wie es sich auch in experimentellen Untersuchungen zeigt, nachzubilden. Die Temperaturverteilungen im Kontakt zeigen nahezu keine Abhängigkeit vom angesetzten rheologischen Modell.

Wolff et al. (1992) [59] betrachteten im Rahmen ihrer Untersuchungen den Einfluss einer konstanten Viskosität vergleichend mit den unterschiedlichen Viskositätsmodellen nach Barus (Gleichung 2.25), Roelands (Gleichung 2.26) sowie der modifizierten Williams-Landel-Ferry-Beziehung (WLF). Bei hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit und bei hohem Gleitanteil zeigt sich eine zunehmend keilförmige Schmierfilmkontur. Für reines Rollen ergeben die Untersuchungen, dass der Einfluss der unterschiedlichen Viskositätsbeziehungen und der Variation der Viskosität über den Film sehr gering sind, jedoch mit steigender Gleitgeschwindigkeit immer größer werden. Bei hohen Gleitanteilen hat das Viskositätsmodell dann auch großen Einfluss auf die Filmform und die Druckverteilung. Die nicht-Newton'schen Effekte werden nach Angaben der Autoren mit zunehmender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit geringer und sind somit nicht verantwortlich für die keilförmige Schmierfilmkontur. Ein Vergleich der Ergebnisse mit experimentellen Daten zeigt, dass die WLF-Beziehung die besten Ergebnisse liefert. In Fortsetzung dieser Arbeit veröffentlichten **Wolff und Kubo** (1994) [60] wiederum eine numerische Untersuchung mittels dem Newton-Raphson-Verfahren. Ihnen gelang es im Gegensatz zu **Khonsari und Hua** [57] zu zeigen, dass bereits geringes Gleiten die Druckspitze stark ansteigen lassen kann, wie dies auch aus experimentellen Arbeiten hervorgeht.

Kaneta et al. [61] stellte 1992 optische Untersuchungen mit Hilfe der Interferometrie vor. Unter hohem Gleitanteil zeigt sich eine konische Einsenkung im zentralen Kontaktbereich, abweichend von der theoretisch vorhergesagten parallelen Spaltform. Es wird betont, dass die EHD-Filmform im Falle unterschiedlicher Elastizitätsmodule der Kontaktpartner erheblich durch das Roll/Gleit-Verhältnis bestimmt wird. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, dass eine neue EHD-Theorie erforderlich ist, um die Effekte unterschiedlicher Elastizitätsmodule der kontaktierten Oberflächen und der Druckkomponenten tangential zu den Oberflächen mit in die Betrachtungen einzubeziehen. Als konstruktives Ergebnis der Arbeit ergibt sich, dass im Falle unterschiedlicher Elastizitätsmodule in einem Rollkontakt die Oberfläche mit dem höheren Elastizitätsmodul schneller sein sollte als die Oberfläche mit dem geringeren Elastizitätsmodul, und der inverse Radius der steiferen Oberfläche sollte größer sein als der inverse Radius der weicheren Oberfläche, da so eine Oberflächenzerstörung durch die konische Einsen-

kung ("dimple"-Bildung) vermieden werden kann. **Kweh et al.** [62] stellte 1992 ebenfalls Untersuchungen zu hybriden EHD-Kontakten an. Hier werden gezielt raue Oberflächen im Kontakt mit weicheren Oberflächen untersucht. Es ergibt sich eine deutliche Verformung der Rauheitsspitzen und zu den Rauheitsspitzen korrespondierende Störungen in der Druckverteilung. In einem Linienkontakt zeigt die Simulation erheblich geringere Reduzierungen der Rauheiten in Folge der Deformation der Rauheitsspitzen als in einem Punktkontakt. Eine Einlaufzonenanalyse wurde 1996 von **Bair und Khonsari** [38] vorgestellt, in der realistisches Werkstoffverhalten integriert wird. Hierzu wird erstmals in der Literatur von der klassischen Reynolds-Gleichung abgewichen, wenn auch einige Voraussetzungen beibehalten werden. Die für den Fall des reinen Rollens berechneten Schmierfilmdicken stimmen sehr gut mit experimentellen Ergebnisse überein. In einer Folgearbeit von **Kaneta et al.** (1996) [63] wird die bereits 1992 beschriebene Eindellung bei Kontakten mit unterschiedlichen Elastizitätsmodulen erneut untersucht. Die Eindellung bildet sich dann aus, wenn flüssiges und verfestigtes Öl gemeinsam vorliegen (siehe auch **Zhang** [43]). Die Eindellung entspricht dann dem verfestigten Anteil des Öls. Wiederum kommen die Autoren zu dem Schluss, dass zur Beschreibung, dieser Phänomene eine neue EHD-Theorie erforderlich ist.

Wang und Aronov (1997) [64] stellten eine Studie über den Einfluss der Oberflächenrauigkeiten vor, im Rahmen derer sich zeigt, dass bei einem thermischen, nicht-Newton'schen Ansatz die Querrauigkeit zu einem Anstieg der Filmdicke, die Longitudinalrauigkeit dagegen zu einer Abnahme der Schmierfilmdicke führt. Nicht-Newton'sche Effekte zeigen hierbei einen starken Einfluss auf die Schmierfilmdicke. Dilatantviskose Fluide erhöhen die Schmierfilmdicke, strukturviskose Fluide verhalten sich entgegengesetzt.

1992 stellten **Osborn und Sadeghi** [65] eine Untersuchung der zeitlichen Einlaufphase eines EHD-Kontaktes bis zum stationären Zustand bei einer konstanten Last und konstanter Drehzahl vor. Die Druckspitze beginnt nach einem Lastsprung anzusteigen und bis zum Erreichen des stationären Endzustandes in die Kontaktzone hinein zu wandern. Erst mit beginnender Ausbildung der Druckspitze bildet sich die charakteristische Kontakteinschnürung aus. Darüber hinaus zeigt sich, dass der stationäre Endzustand bei steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit früher erreicht wird. Der Materialparameter G hat nach Angaben der Autoren keinen Einfluss auf die Einlaufdauer, dennoch wird betont, dass der Materialeinfluss nicht gänzlich geklärt werden konnte. Besondere Betonung erfährt die Tatsache, dass mit dem aufgestellten Modell die Systemreaktion auf einen Geschwindigkeitssprung oder ein Lastsprung simuliert werden kann.

Nicht-Newton'sche nicht isotherme EHD-Linienkontakte unter hochfrequenter Laständerung wurden 1992 von **Yang und Wen** [66] numerisch untersucht. Die Autoren zeigen auf, dass im Falle einer Anregungsfrequenz von $f = 1000$ Hz im Einlaufbereich eine zweite Druckspitze ausgebildet wird. Generell ergeben sich zwei wesentliche Aspekte bezüglich des Schmierfilms. Sowohl die minimale Schmierfilmdicke als auch die zentrale Schmierfilmdicke steigen mit steigender Lastfrequenz an und die Änderung der Schmierfilmdicke geschieht verzögert bezüglich der Laständerung (Phasenverschiebung).

Venner und Lubrecht (1994) [67] untersuchten die Oberflächentopographie in Bezug auf ihre Auswirkungen auf Druckverteilung und Schmierfilmdicke. Ähnlich wie die Ergebnisse von **Kweh et al.** (1992) [62] zeigt sich auch hier, dass die Störungen in der Druckverteilung fest an Oberflächenspitzen (Rauigkeiten) hängen und sich mit der Oberflächengeschwindigkeit mitbewegen. Dagegen bewegen sich die Schmierfilmdickestörungen mit der halben hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit durch den Kontakt. Die Welligkeit der Oberfläche moduliert die Filmdicke im Einlaufbereich, wobei die Modulationsfrequenz an die Welligkeit der Scheibe und deren Geschwindigkeit gekoppelt ist. Die Modulationen selbst laufen dann jedoch nicht mit der Oberflächengeschwindigkeit, sondern mit der halben hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit durch den Kontakt. Die Amplitude der Welligkeit zeigt großen Einfluss auf die minimale und zentrale Schmierfilmdicke. Die minimale Schmierfilmdicke taucht in Abhängigkeit von der Filmdicke am Kontakteinlauf auf. Nach Angaben der Autoren sind die Effekte, dass Druckschwankungen und Filmschwankung mit der Welligkeit nicht mehr in Phase sind noch völlig ungeklärt. Experimentell wurde dieser Effekt von **Wedeven und Cusano** (1979) [68] festgestellt.

Wijnant et al. (1999) [69] befassten sich mit Vibrationen die dem Kontakt aufgeprägt werden. Im Rahmen der Arbeit wird betont, dass die Bedingung, dass sich die angelegte Last aus dem Flächenintegral über der Druckverteilung ergeben muss ihre Gültigkeit verliert. Zur Beschreibung ist die allgemeine Bewegungsgleichung erforderlich, da die Schwingungen durch dissipative Verluste im Schmierfilm gedämpft werden. Experimente werden im Rahmen der Arbeit mit Berechnungen verglichen, wobei die berechneten Ergebnisse in Pseudo-Interferogrammen dargestellt werden, um einen Vergleich mit den optisch durchgeführten Experimenten zu ermöglichen. Die Ergebnisse zeigen während den ersten Schwingungen kaum Amplitudenreduktion, d.h. die Energiedissipation muss bei dem eingesetzten Versuchsöl sehr gering sein. Diese entstehenden Schwingungen sind nach Vermutungen der Autoren entscheidend für die Geräuschentwicklung und Vibrationskontrolle in Maschinenelementen.

Ramesh (1991) [70] untersuchte die Kurz-Zeit-Kompressibilität von Schmierölen. Dabei werden zwei unterschiedliche Verfahren vorgestellt, mittels derer zum einen Drücke im Bereich von $p = 40 \text{ MPa} - 1 \text{ GPa}$ in Zeitintervallen von ca. $100 \mu\text{s}$ aufgebracht werden können ("Kolsky" - Balken), zum andern Drücke im Bereich von $p = 1 \text{ GPa} - 5 \text{ GPa}$ in Zeitintervallen von ca. $1 \mu\text{s}$ (Plattenschlagversuch). Es wird eine neue Beziehung für die Schmiermittelkompressibilität in Abhängigkeit des aufgetragten Druckes angegeben, die mit experimentellen Ergebnissen sehr gut übereinstimmt (Gleichung 2.30).

Kompressibilitätsbeziehung nach Ramesh:

$$\sigma_{11} = \frac{K \cdot \varphi}{(1 + a \cdot \varphi)^2} \quad (\text{Gl. 2.30})$$

K gibt Kompressionsmodul an, φ die Longitudinaldehnung, a eine materialspezifische Konstante

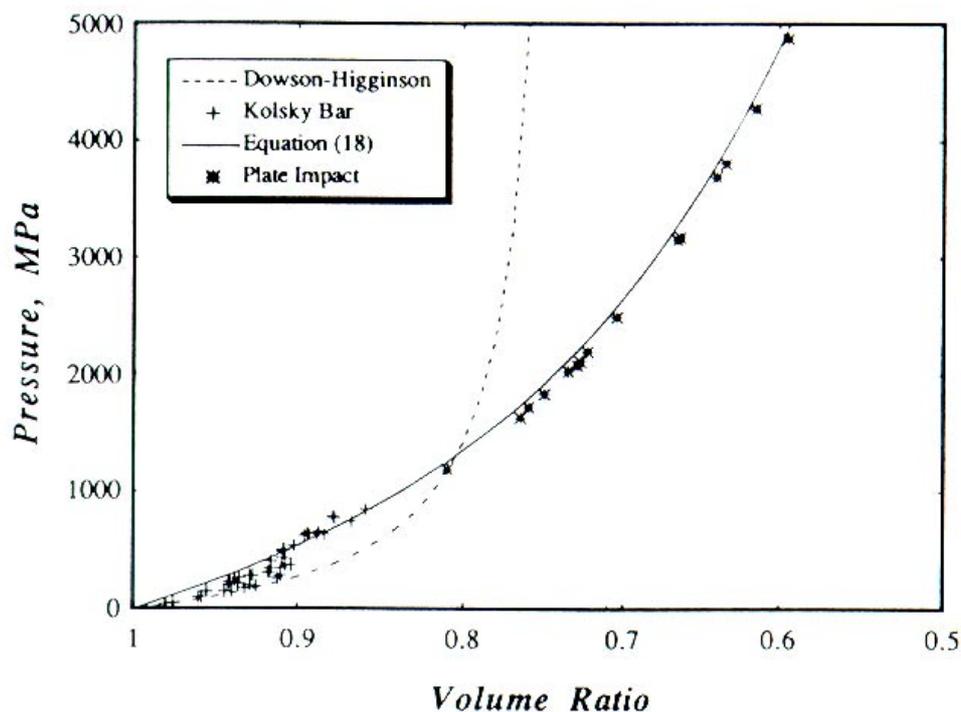


Bild 2-10: Ölkompressibilität nach Ramesh [70]

Die Ergebnisse zeigen, dass die üblicherweise verwendete Beziehung von **Dowson und Higginson** [8] im Druckbereich über $p = 1000$ MPa ein zu steifes Ölverhalten vorhersagt.

Kompressibilitätsbeziehung nach Dowson und Higginson:

$$\frac{1}{\kappa} = 1 + \frac{0,6 \cdot p}{1 + 1,7 \cdot p} \quad (\text{Gl. 2.31})$$

mit:

$$\kappa = 1 - \frac{h_0 - h}{h} \quad (\text{Gl. 2.32})$$

Prasad et al. (1993) [71] geben eine numerische Untersuchung zu den Trägheitskräften im hydrodynamischen Fall an, die üblicherweise vernachlässigt werden. Es zeigt sich, dass alle berechneten Druckverläufe bei denen der Einfluss der Trägheitskräfte berücksichtigt wird, über denen liegen, die ohne Berücksichtigung der Trägheitskräfte berechnet werden. Der Einfluss dieser Kräfte ist jedoch im Falle Newton'scher Fluide wesentlich geringer als im Falle dilatantviskoser Fluide. Aussagen über viskoelastische Fluide werden nicht gemacht. Grundsätzlich ergibt sich im hydrodynamischen Fall keine zweite Druckspitze und das Druckmaximum liegt vor der Kontaktmitte, wie dies auch in experimentellen Arbeiten beschrieben wird. Interessant sind darüber hinaus die Einflüsse der Trägheitskräfte auf die Temperaturverteilung. Hier zeigt sich im Einlaufbereich eine starke Abnahme der Temperatur durch die Berücksichtigung der Trägheitskräfte, im Auslaufbereich führt die Berücksichtigung der Trägheitskräfte dazu, dass die zweite Temperaturspitze nicht ausgebildet wird, während sie ohne Berücksichtigung der Trägheitskräfte auftritt. Begründet wird der Effekt in der Einlaufzone mit einer ausgeprägteren Konvektionszone im Bereich der Druckspitze, wodurch der Wärmeverlust im Falle der Vernachlässigung der Trägheitskräfte geringer ausfällt. Im Auslaufbereich wird nach Angaben der Autoren für den Fall ohne Berücksichtigung der Trägheitskräfte die Wärmeleitung dominant, so dass die Temperatur hier stärker abfällt als im Fall mit Berücksichtigung der Trägheitskräfte. Über das Ausbleiben der zweiten Temperaturspitze machen die Autoren keine explizite Aussage.

Rodkiewicz und Huang (1998) [72] befassten sich mit der maximal zulässigen Last eines EHD-Kontaktes. Diese Last wird definiert, als diejenige, die unter vorgegebenen Parametern den Schmierungscharakter ändert oder den Film kollabieren lässt, wenn dieser vorher merklich höher war als die Rauigkeit. Die Integration von elastischer Verformung, Temperatureinfluss sowie veränderlicher Viskosität und Dichte führt dazu, dass die maximale Last in Abhängigkeit der minimalen Schmierfilmdicke ein Maximum durchläuft, das mit dem Filmdickenverhältnis ($h_{\text{zentral}}/h_{\text{min}}$) anwächst. Bei einem Filmdickenverhältnis von $h_{\text{zentral}}/h_{\text{min}} = 2,2$ werden die Ergebnisse singulär. Die Integration nicht-Newton'schen Verhaltens lässt die maximal zulässige Last absinken und zu geringeren minimalen Schmierfilmdicken wandern.

2.4.2 Elastohydrodynamische Reibung

1990 konnten **Bair und Winer** [32] für zwei unterschiedliche Öle die begrenzende Schubspannung experimentell nachweisen, die bereits 1977 von Johnson und Tevaarwerk vermutet wurde und in ihr rheologisches Modell zur Beschreibung des Fluidverhaltens im elastohydrodynamischen Kontakt integriert wurde (Tabelle 2-1). Nach Angaben der Autoren ist bereits bei Drücken weit unterhalb des Glastransitionsdrucks und bei Scherraten von 10^5 s^{-1} mit einer Schubspannungsbegrenzung zu rechnen. Wächst die Schubspannung eine Größenordnung über den Wert, bei dem erstmals nicht lineares Verhalten auftritt, setzt diese Begrenzung ein. Eine Folgearbeit hierzu wurde von **Bair und Winer** 1992 [73] vorgestellt.

Hsiao und Hamrock [74] stellten 1992 eine komplette nicht-isotherme nicht Newton'schen Lösung des Problems unter Berücksichtigung der begrenzenden Schubspannung mittels Zirkularmodell vor. Es zeigt sich, dass ein Filmzusammenbruch infolge eines hohen Roll-/Gleitverhältnisses nicht stattzufinden scheint, wenn thermische Effekte berücksichtigt werden. Im Gegensatz hierzu kann nach Untersuchungen von **Rodkiewicz und Huang** (1998) [72] der Schmierfilm unter Last kollabieren. Die Temperatur zeigt bei diesen Untersuchungen starken Einfluss auf die entstehende Reibung. Die angegebenen Verläufe für die Reibmomente sowohl im isothermen als auch im nicht-isothermen Fall zeigen im Zustand des reinen Rollens einen Reibungskoeffizienten von null. In einer Folgearbeit gaben **Hsiao und Hamrock** (1994) [53] einen Vergleich der vier grundsätzlichen Betrachtungsweisen. Dabei zeigt sich, dass insbesondere bei hohen Lasten und niedrigen Gleitanteilen die nicht-Newton'schen Effekte im Vergleich zu den thermischen Effekten stark dominant sind. Thermische Effekte machen sich grundsätzlich erst ab Roll-/Gleitverhältnissen von 0,25 bemerkbar. Dagegen sind bei sehr hohen Rollgeschwindigkeiten ($u > 20 \text{ m/s}$) die thermischen Effekte dominant. Für den Zustand sehr großer Roll-/Gleitverhältnisse

weisen Hsiao und Hamrock auf einen weiteren bedeutenden Effekt, die Diffusionszeit, hin. Dabei erfährt die langsamere Wand einen bedeutend höheren Temperaturanstieg, da der in der Hertz'schen Kontaktzone erzeugten Wärme eine längere Zeit zur Verfügung steht, in den Einlaufbereich zurück zu diffundieren. Der verstärkte Wärmefluss von der langsameren, heißeren Wand in das Öl führt zu einer stärkeren thermischen Viskositätsreduktion, was zu einer starken Reduktion der Schmierfilmdicke und zu einem steilen Anstieg der Reibung führt. Grundsätzlich liefern die Berechnungen von Hsiao und Hamrock im Fall des reinen Rollens einen Reibungskoeffizienten von null.

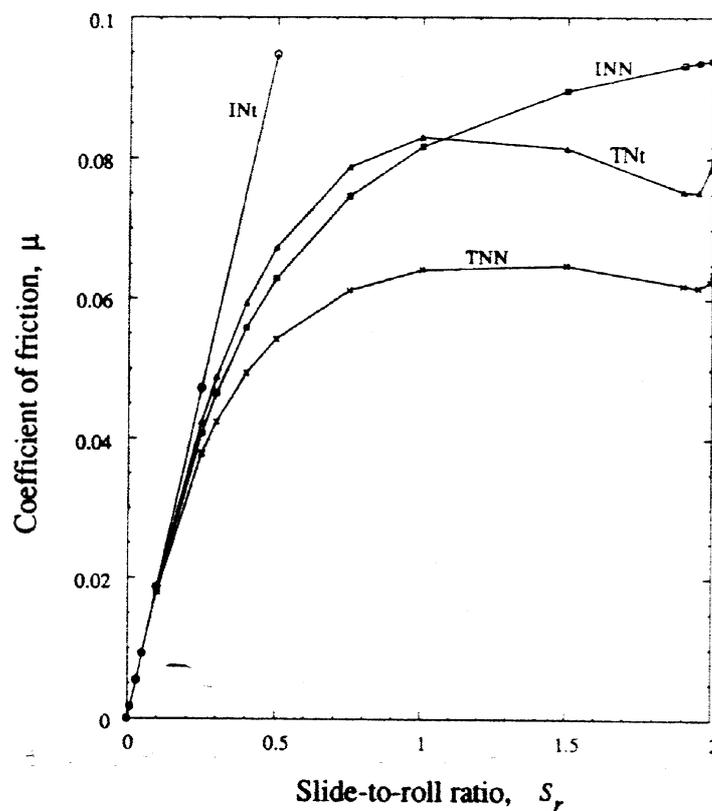


Bild 2-11: Reibungskoeffizientenverlauf nach Hsiao und Hamrock [53]

Bair (1998) [75] konnte zeigen, dass die Frage ob Newton'sches Verhalten oder nicht-Newton'sches Verhalten auftritt für einige Fluide in Abhängigkeit von der Schmierfilmdicke zu beantworten ist. Bei seinen Untersuchungen zeigen einige Fluide bei sehr dünnen Schmierfilmen Newton'sches Verhalten, wohingegen sie bei dicken Schmierfilmen nicht-Newton'sches Verhalten zeigen.

Lee und Hamrock [36] stellten 1990 einen Vergleich nahezu aller nicht-Newton'scher Modelle bezüglich der entstehenden Schubspannungen vor. Alle diese Modelle liefern im Zustand des reinen Rollens verschwindende Reibung. **Khonsari und Hua** [57] führten 1994 numerische Berechnungen der Reibung auf der Basis einer generalisierten Reynolds-Gleichung durch. Zur Beschreibung des nicht-Newton'schen Fluidverhaltens werden die rheologischen Modelle von Ree/Eyring und Bair/Winer vergleichend dargestellt. Es zeigt sich, dass die Ergebnisse, die mit dem rheologischen Modell von Bair/Winer berechnet werden mit experimentellen Ergebnissen von **Zhang et al.** [76] für den Bereich hohen Gleitanteils sehr gut übereinstimmen, wohingegen im Bereich unter 5 % Gleiten die Reibung unterschätzt wird. Für den Zustand des reinen Rollens liefert die Berechnung Reibungskoeffizienten von null.

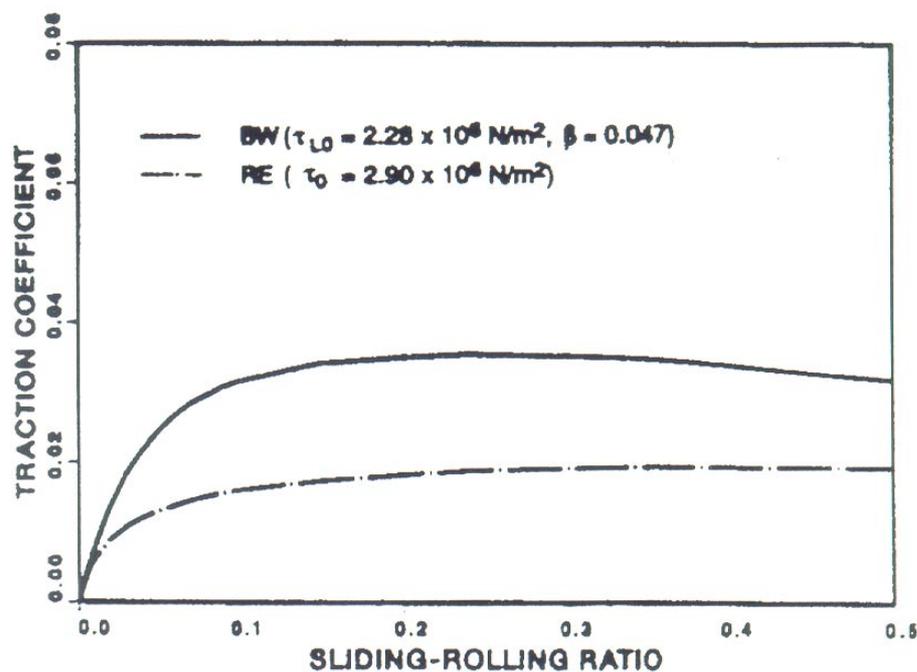


Bild 2-12: Reibungskoeffizientenverlauf nach Khonsari und Hua [57]

Myllerup, Elsharkawy und Hamrock (1994) [33] integrierten zur Beschreibung des nicht-Newton'schen Verhaltens eine generalisierte rheologische Beziehung in die Reynolds-Gleichung, die nahezu alle nicht linearen viskosen Modelle mit begrenzender Schubspannung bei Variation des Parameters n (siehe Tabelle 2-1) zumindest approximiert.

$n = 1$: lineares Modell

$n = 2$: Zirkularmodell

$n = 1,8$: Annäherung Bair/Winer-Modell $n = 2,8$: Annäherung Gecim/Winer-Modell

Sie kommen dabei zu der Feststellung, dass es generell nicht möglich ist, für beliebiges n eine modifizierte Reynolds-Gleichung herzuleiten. Jedoch zeigen die Autoren in Anlehnung an Arbeiten von **Dien und Elrod** (1983) [77] sowie **Wang und Zhang** (1992) [78] auf, dass eine Integration der generalisierten rheologischen Beziehung in die Reynolds-Gleichung unter der Annahme einer Couette-Dominanz in der Strömung gelingt, d. h. der Bereich des reinen Rollens der durch eine Poiseuille-Strömung (Druckströmung) beschrieben wird, lässt sich nicht erfassen. **Ma** [79] stellte 1998 ebenfalls einen Vergleich unterschiedlicher rheologischer Modelle bezüglich der Reibung vor. Im Falle Newton'schen Fluidverhaltens liefern seine Berechnungen singuläre Werte für die Reibung im Zustand des reinen Rollens. Seine Ergebnisse für das rheologische Modell von Ree/Eyring liefern ebenfalls für den Zustand marginalen Gleitens völlig überhöhte Werte, die im Zustand des reinen Rollens schlagartig auf null abfallen. Ein ähnliches Verhalten zeigen auch seine Ergebnisse nach den Modellen von Bair/Winer und Gecim/Winer, wenngleich die Überhöhung im Zustand des marginalen Gleitens geringer ist als die nach dem Modell von Ree/Eyring. Ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen von **Brüggemann** [80] zeigt jedoch ebenfalls die Abweichungen im Zustand des reinen Rollens. Dennoch ist festzustellen, dass die Ergebnisse von Ma eine wesentliche Verbesserung im Bereich marginalen Gleitens darstellen. **Plote** [81] veröffentlichte 2000 eine Arbeit zur Berechnung der Temperatur und der Reibung in hochbelasteten Wälz- und Gleitkontakten mit nicht-Newton'scher Betrachtungsweise (Ree/Eyring). Jedoch wird bei den dargestellten Reibungsergebnissen der Zustand des reinen Rollens ausgespart.

2.5 Messmethoden und Messtechnik

2.5.1 Messmethoden

Zur Untersuchung hydrodynamisch und elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte werden im wesentlichen zwei Methoden eingesetzt, die sich durch unterschiedliche spezifische Vor- und Nachteile auszeichnen. Diese spezifischen Eigenschaften führten dazu, dass keine der beiden Methoden durch die jeweils andere ersetzt werden konnte, so dass beide Methoden seit Jahrzehnten parallel verfolgt werden. Dies ist zum einen der Einsatz von aufgedampften oder gesputterten Dünnschichtsensoren, die in Zwei- oder Vier-Scheiben-Prüfständen zum Einsatz kommen. Der Kontakt wird durch aufeinander abwälzende Scheiben nachgebildet, auf die Dünnschichtsensoren aufgebracht werden. Die Sensoren durchlaufen den Kontakt und erfassen während des Durchlaufs die charakteristischen Parameter. Vorteil dieses Verfahrens ist die

Möglichkeit, reale Kontaktpaarungen zu untersuchen. Als Nachteil ist zu nennen, dass lediglich eindimensionale Verläufe der Kontaktparameter erfasst werden können und insbesondere in bezug auf die Kontakttemperatur lediglich die Wandtemperaturen messbar sind. Zum andern kommt vielfach das optische Verfahren der Interferometrie zum Einsatz. Hier wird der Kontakt stets durch eine transparente Platte (Saphir) und eine darauf abwälzende Kugel oder Scheibe gebildet. Entscheidender Nachteil dieser Untersuchungsmethode ist, dass stets die Transparenz eines Kontaktpartners gegeben sein muss, was die Nachbildung realer Kontakte verhindert. Bezüglich Druckmessungen lassen sich lediglich relative Druckänderungen (Schwingungen) erfassen, absolute Druckverteilungen können nicht erfasst werden. Wesentlicher Vorteil dieses Verfahrens ist die Möglichkeit zweidimensionaler Kontaktvermessungen der Temperatur und der Schmierfilmdicke durchzuführen. Ebenso lassen sich Temperaturen im freien Film erfassen.

2.5.2 Erfassung von Kontaktgrößen

1973 beendete eine experimentelle Arbeit von **M. J. W. Schouten** [82] im Rahmen derer der Nachweis der Petrusevich-Spitze gelang, einen 30 Jahre währenden Disput um das Auftreten der zweiten Druckspitze. Grund hierfür war die bis dahin fehlende oder unzureichende Messtechnik zur Untersuchung elasto-hydrodynamisch geschmierter Kontakte. **Crook** [83] war der Erste der 1965 aufgedampfte Sensoren zur kapazitiven Schmierfilmdickemessung in harten Kontakten einsetzte, dennoch war es die Arbeit von Schouten, die durch den Nachweis der Petrusevich-Spitze der Entwicklung dieser Messtechnik maßgeblichen Vorschub verlieh.

2.5.2.1 Messung der Schmierfilmdicke

Schmierfilmdickemessungen mittels Dünnschichtsensoren basieren generell auf einem kapazitiven Messprinzip. Hierbei wird auf eine Messscheibe ein dünner Metallstreifen ($b = 20 - 50 \mu\text{m}$) aufgebracht, der mit der metallischen Gegenscheibe eine Kapazität bildet. Der Ölfilm stellt das Dielektrikum dar. Bezüglich kapazitiver Schmierfilmdickemessungen in harten EHD-Kontakten mit aufgedampften Dünnschichtsensoren sind die Arbeiten von **Simon** (1984) [84], **Schmidt** (1985) [85], **Staiger** (1991) [28], **Tychsen** (1983) [86], **Mann** (1995) [87] und **Sperrfechter** (1998) [58] zu nennen. Alle Autoren weisen auf die grundlegende Problematik der veränderlichen Dielektrizitätskonstanten des Öls im Schmierpalt hin, die das Messergebnis erheblich beeinflusst. **Mann** (1995) [87] bestimmt hierfür in einer temperierbaren Hochdruckanlage die Dielektrizitätskonstanten unterschiedlicher Öle für integrale Schmierfilmdickemessungen. **Tychsen** (1993) [86] wählt dagegen für spaltauflösende

Messungen eine nachträgliche Signalkorrektur basierend auf dem Gesetz von Clausius-Mosotti zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten und der Beziehung von Bode zur Bestimmung der Dichte.

Wesentlich weiter verbreitet, als die anlagentechnisch sehr kostenintensive Dünnschichtsensorik, sind optische Messungen mit Hilfe der Interferometrie. **Schouten** [5] nennt hier als grundlegendste Arbeiten die Veröffentlichungen von Kirk, Cameron und Gohar, Foord et al. sowie Koye und Winer. Da zur Anwendung dieses Verfahrens einer der Körper transparent sein muss, lassen sich hiermit keine realen Materialpaarungen nachbilden. Die Vorteile dieses Messprinzips sind jedoch nach jüngsten Ergebnissen von **Smeeth und Spikes** (1997) [88] insbesondere in der zweidimensionalen Kontakt-darstellung und nach **Kaneta et al.** (1996) [63] sowie **Wijnant et al.** (1999) [69] in der Untersuchung von Kontaktschwingungen zu sehen, da ein Gesamtbild des Kontaktes möglich ist. Dennoch ergibt sich ähnlich zu den kapazitiven Messungen die Problematik des Einflusses der im Kontakt veränderlichen Fluidichte, die zu einer Veränderung des Brechungsindex führt. **Smeeth und Spikes** [88] geben zur Berücksichtigung dieser Messwertverfälschung die Lorentz-Lorentz-Beziehung an.

$$\left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right) \cdot \frac{1}{\rho} = k \quad (\text{Gl. 2.33})$$

n ist der Brechungsindex, ρ die Dichte und k eine Ölkonstante, die aus der Dichte und dem Brechungsindex bei Atmosphärendruck berechnet werden kann.

Weitere Verfahren zur Schmierfilmdickemessung sind das Fluoreszenzmessverfahren und die Fokusfehler Detektion Methode, die jedoch in der Untersuchung geschmierter Kontakte als randständig zu bezeichnen sind.

2.5.2.2 Messung der Druck- und Temperaturverteilung

Druck- und Temperaturverteilung werden vielfach mit geometrisch gleichen Dünnschichtsensoren gemessen, die ihren ohmschen Widerstand unter Druck- und Temperatureinfluss ändern. Erstmals wurde von **Orcutt** (1965) [89] eine ohmsche Temperaturmessung durchgeführt. **Schouten** (1973) [82] gelang mittels eines 10 μm breiten Drucksensors der Nachweis der Petrusevich-Spitze. Untersuchungen mit ohmschen Druck- bzw. Temperatursensoren wurden von einer Vielzahl von Autoren durchgeführt. Umfangreiche Untersuchungen zur Sensorgeometrie und den elektrischen Eigenschaften wurden von **Simon** (1984) [84] durchgeführt, wobei eine symmetrische Sensorgeometrie die besten Ergebnisse lieferte. Ein Vergleich der

hiermit von **Kagerer** (1991) [90] durchgeführten Druckmessungen lieferte gute Übereinstimmungen mit Berechnungen von **Oster** (1982) [91], wohingegen ein Vergleich der Temperaturmessungen mit Berechnungen Abweichungen zeigte. Die Schwierigkeit des ohmschen Messprinzips besteht darin, dass metallische Sensormaterialien sowohl auf Druck als auch Temperatur ansprechen. Umfangreiche Untersuchungen von **Knauß** (1994) [92] haben gezeigt, dass sich durch geeignete Materialauswahl dieser Fehlereinfluss minimieren, jedoch nicht vollständig beseitigen lässt. **Baumann** (1985) [27] gibt zwei mögliche Konzepte zur Beseitigung dieser Messfehler an.

- **Fehlerkorrektur:**

Sind Druck- und Temperaturverteilung bekannt, so lassen sich mit den Druck- und Temperaturkoeffizienten der Sensoren die korrekten Verläufe aus den gemessenen Verläufen rekonstruieren. Nach Baumann sind hierfür Druck- und Temperaturverteilung gleichzeitig in einem Kontakt zu erfassen. Insbesondere betont Baumann die Notwendigkeit einer sehr exakten Lagezuordnung der Kurvenverläufe, die aufgrund der hohen Gradienten in den Verläufen zwingend ist um Ergebnisverfälschungen zu vermeiden.

- **Sensorkompensation:**

In Anlehnung an **Kannel, Zugaro und Dow** (1978) [93], die einen Druck- und einen Temperatursensor übereinander anordneten und parallel schalteten, entwickelte Baumann einen Zwei-Schichtsensor zur Temperaturmessung mit nahezu verschwindendem Druckfehler. Hiermit gelang es Baumann den Druckfehler im Temperatursignal um über 90 % zu reduzieren.

Sperrfechter (1998) [58] führte die von Baumann vorgeschlagene Fehlerkorrektur erstmals aus, macht jedoch bezüglich der grundlegenden Fragestellung der Kurvenzuordnung keine Aussage.

2.5.3 Reibungsmessung

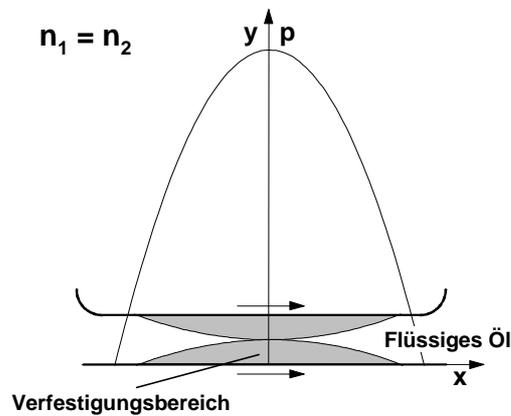
Reibungsmessungen werden vielfach an Zwei-Scheiben-Prüfständen durchgeführt, wobei eine der beiden Wellen hydrostatisch gelagert ist. **Haddad** (1985) [26] realisierte alternativ hierzu eine besonders reibungsarme aerostatische Lagerung in einem Zwei-Scheiben-Prüfstand. Einen alternativen Prüfstandsaufbau stellen 4-Scheiben-Prüfstände dar, bei denen eine Planetenanordnung realisiert wird. Das Reibmoment wird hierbei an der Sonnenscheibe abgegriffen, die ausschließlich durch die Kontaktreibung an den drei Kontaktstellen angetrieben wird [25].

2.6 Abschlussbetrachtung

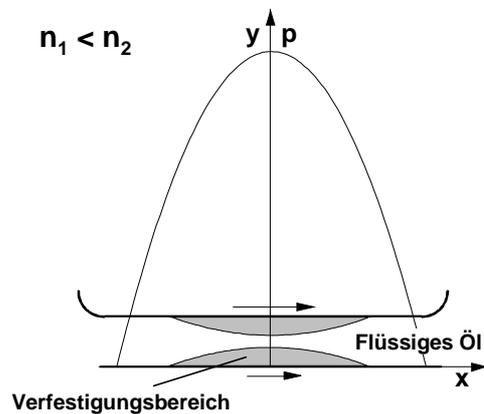
Trotz großer Anstrengungen zur Untersuchung und Beschreibung elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte, die zu großen Fortschritten in der Beschreibung der Kontaktparameter, wie Druck-, Temperatur- und Schmierfilmdickeverteilung geführt haben, ist es bis heute schwierig, die im Kontakt auftretende Reibung im Bereich des reinen Rollens bzw. bei marginalem Gleiten zuverlässig zu beschreiben. Dennoch ist gerade dieser Betriebszustand im Hinblick auf die Wälzlagertechnologie von besonderer Bedeutung.

Als Basis aller quantitativen Beschreibungen der entstehenden Reibung dient stets die Reynolds-Gleichung. Unterschiedliche rheologische Fließmodelle, die das Verhalten des Schmieröls unter den extremen Drücken und extremen Scherungen elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte beschreiben, werden hierzu in die Reynolds-Gleichung integriert. Zeitabhängige Phänomene, wie Relaxation, erschweren die Beschreibung zusätzlich, da nicht davon ausgegangen werden kann, dass das Schmiermittel innerhalb der extrem kurzen Belastungszeiten sein Stoffgleichgewicht erreicht.

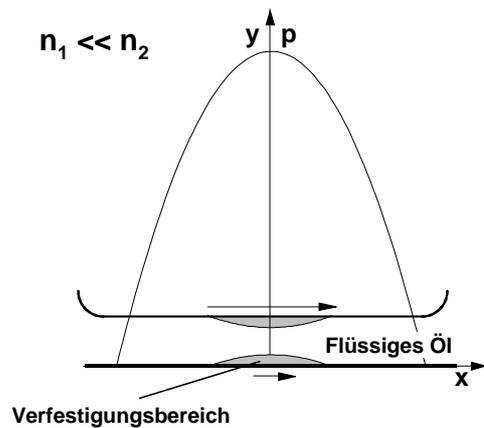
Legt man jedoch die Ergebnisse von **Kuss** (1986) [44] und insbesondere von **Zhang** (1984) [43] zugrunde, so zeigt sich, dass unter den hohen Pressungen glasartige Verfestigungserscheinung im Öl auftreten. D. h. die kontaktierten Oberflächen sind in diesem Zustand nicht mehr durch ein fließfähiges und somit strömungsmechanisch beschreibbares Medium getrennt. Die Arbeit von Zhang zeigt, dass zumindest im Zustand des reinen Rollens bzw. des marginalen Gleitens, aufgrund der geringen Wärmeentwicklung im Kontakt mit Verfestigungserscheinungen über den gesamten Schmierfilm zu rechnen ist. Wachsen die verfestigten Bereiche des Schmierfilms in der Kontaktmitte zusammen, wird die Reibung nicht mehr über eine flüssige Phase übertragen. In diesem Zustand erscheint eine strömungsmechanische Beschreibung der entstehenden Reibung problematisch. Bild 2-13 zeigt die sich ergebende Problematik anhand einer schematischen Darstellung in Anlehnung an die Ergebnisse von **Zhang** [43].



Zusammenwachsen der Verfestigungszonen in der Kontaktmitte; Schubspannungen werden nicht mehr über Fluidfilm übertragen
 → Beschreibung über fluidmechanischen Ansatz (Reynolds-Gleichung) problematisch



Verfestigungszonen schmelzen zur Wand hin weg; Schubspannungen werden über Flüssigkeitsfilm übertragen
 → Beschreibung über fluidmechanischen Ansatz (Reynolds-Gleichung) liefert gute Ergebnisse



$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\rho \cdot h^3}{\eta} \cdot \frac{dp}{dx} \right) = 12 \cdot \frac{u_1 + u_2}{2} \cdot \frac{d}{dx} (\rho \cdot h)$$

Bild 2-13: Reibung im EHD-Kontakt im Bereich des Zwei-Phasengebietes in Anlehnung an Beschreibungen von Zhang [43]

3 Ziel der Arbeit

Auf dem Gebiet der elasto-hydrodynamischen Schmierung wurden seit dem ersten Aufgreifen des Themas zu Beginn des letzten Jahrhunderts eine Vielzahl von bedeutenden Arbeiten vorgestellt. Das Hauptaugenmerk der großen Mehrzahl dieser Arbeiten konzentrierte sich hierbei auf die Bestimmung und die Berechnung des die Kontaktpartner trennenden Schmierfilms. Durch den gezielten Aufbau eines trennenden Schmierfilms besteht die Möglichkeit Reibung und Verschleiß in geschmierten Kontakten in erheblichem Maße zu reduzieren und die Bauteillebensdauer zu steigern. Gezielte Untersuchungen zum Entstehen und zur Beschreibung der entstehenden Reibung begannen dagegen erst in den sechziger Jahren des letzten Jahrhunderts.

Vor diesem Hintergrund lassen sich Kontaktbedingungen, wie Druck-, Temperatur- und Schmierfilmdickeverteilung in elasto-hydrodynamisch geschmierten Kontakten recht gut beschreiben. Dagegen stellt sich die Beschreibung der entstehenden Reibung bis heute problematisch dar. Während auch hier erste numerische Erfolge im Bereich mittlerer bis hoher Gleitgeschwindigkeiten erzielt werden konnten, gelang dies für den Zustand des reinen Rollens bzw. bei marginalem Gleiten nur bedingt. In Abhängigkeit des rheologischen Modells liefern viele Ansätze im Zustand des reinen Rollens einen Reibungskoeffizienten von null oder die Ergebnisse werden singular. Dennoch ist gerade dieser Betriebszustand der technisch und wirtschaftlich bedeutendste im Hinblick auf die gesamte Wälzlagerindustrie. Der Reibmomentenverlauf erfährt in diesem Bereich extreme Gradienten, so dass bereits durch minimale Beeinflussung des Gleitanteils die Reibungsverluste drastisch reduziert aber auch überproportional gesteigert werden können.

Ziel der Arbeit ist es, einen Beitrag zum Verständnis und zur Beschreibung der elasto-hydrodynamischen Reibung im Zustand des reinen Rollens bzw. des marginalen Gleitens zu liefern, insbesondere im Falle hybrider Kontakt. Dabei sollen traditionelle Wege, wie beispielsweise über strömungsmechanische Ansätze, verlassen und neue Möglichkeiten zur Erfassung der entstehenden Energieverluste aufgezeigt und erörtert werden.

Als Basis dieser Betrachtungen sollen experimentelle Untersuchungen der Kontaktbedingungen und der über den Kontakt übertragenen Reibmomente dienen. Insbesondere sollen die rheologischen Stoffreaktionen des Schmieröls unter den extremen Kontaktbedingungen in die Betrachtungen mit einfließen, die in vielen Arbeiten nicht berücksichtigt werden. Hierzu ist es von grundlegender Bedeutung das Zusammen-

spiel der einzelnen Kontaktparameter Druckverlauf, Temperaturverlauf und Schmierfilmdickeverlauf zu berücksichtigen. Erste Ansätze hierzu haben die Notwendigkeit aufgezeigt, alle Kontaktgrößen einschließlich des Reibmomentes und der globalen Temperaturen (Scheibenmassentemperatur, Ölzulauf-temperatur, Ölablauf-temperatur) während eines Messvorganges zu erfassen.

Zur Nachbildung dieses Betriebszustandes ist ein vorhandener Zwei-Scheiben-Prüfstand umzubauen und ein mess- und regelungstechnisches Konzept zur Datenerfassung, insbesondere im Bereich des reinen Rollens, auszuarbeiten.

Im Hinblick auf den fortschreitenden Einsatz strukturkeramischer Werkstoffe in tribologisch hochbelasteten Systemen, insbesondere in Hybridwälzlagern, sind die klassischen strukturkeramischen Werkstoffe Aluminiumoxid (Al_2O_3), Zirkonoxid (ZrO_2) und Siliziumnitrid (Si_3N_4) im Kontakt mit Wälzlagerstahl (100Cr6) zu untersuchen. Als Versuchsöl wird das FVA-Referenzöl Nr. 4 verwendet.

Zur Erfassung der Kontaktgrößen in diesen geschmierten Kontakten sind Sensoren erforderlich, die in den Kontakt eingebracht werden können, den dort herrschenden Belastungen standhalten und gleichzeitig die Verhältnisse im Kontakt nicht verfälschen. Hierzu sollen Dünnschichtsensoren zum Einsatz kommen, die mittels Hochvakuumbeschichtungsprozessen hergestellt werden. Während zur Frage der elektrischen Eigenschaften und der Sensormaterialien umfangreiche Untersuchungen vorliegen, liegen Untersuchungen bezüglich der mechanischen Eigenschaften solcher Sensoren überhaupt nicht oder nur für Teilschichten vor. Aufgrund von Wechselwirkungen (chemische Reaktionen) der Einzelschichten an ihren Kontaktflächen sind die Ergebnisse, die an Einzelschichten gewonnen wurden nur schwer auf Schichtpakete zu übertragen.

Zur Optimierung der mechanischen Sensoreigenschaften, insbesondere unter der Perspektive der Entwicklung intelligenter Maschinenelemente, sollen Untersuchungen des gesamten Sensorschichtsystems durchgeführt werden. Ziel ist es, die mechanische Belastbarkeit zu steigern und somit den Übergang vom Einsatz in reinen hydrodynamischen bzw. elastohydrodynamischen Kontakten hin zu Mischreibungsbereichen zu erarbeiten. Es sollen Wege und Möglichkeiten aufgezeigt werden, diese Technologie zu einem technischen und wirtschaftlichen Basiselement moderner mechatronischer Systeme weiterzuentwickeln.

4 Theoretische Betrachtungen

4.1 Vorbetrachtungen

Wie in Kapitel 2 dargestellt wurde, lassen sich Druck-, Temperatur- und Schmierfilmdickeverteilungen in elastohydrodynamisch geschmierten Kontakten heute recht gut numerisch beschreiben. Im Gegensatz hierzu stellt sich die Beschreibung der im Kontakt auftretenden Reibung bis heute problematisch dar. Gute Ergebnisse konnten hier lediglich im Bereich hoher Gleitanteile (Couette-Dominanz) erzielt werden. Für den technisch interessanten Zustand des reinen Rollens, bzw. marginaler Gleitanteile, wie er in allen üblichen Wälzlagern auftritt, ist es jedoch bis heute schwierig eine geeignete Beschreibung zu finden.

Bild 4-1 zeigt den Verlauf der Reibmomente in einem elastohydrodynamisch geschmierten 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontakt bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 13,09 \text{ m/s}$ und Belastungen von $F = 2000 \text{ N}$ bis $F = 7000 \text{ N}$ ($p_{\text{Hz}} = 4,9 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ bis $p_{\text{Hz}} = 9,2 \times 10^8 \text{ N/m}^2$).

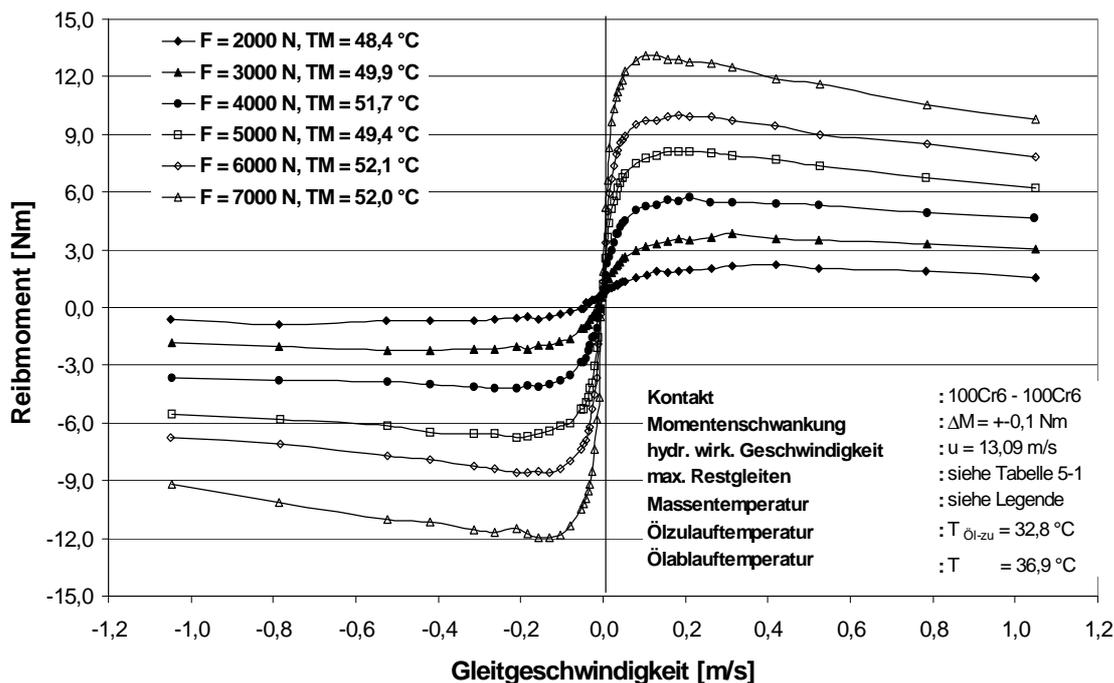


Bild 4-1: Reibmomentenverlauf eines 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontaktes

Bild 4-2 zeigt die sich aus Bild 4-1 ergebenden Rollreibungsmomente vergleichend dargestellt mit Ergebnissen des gleichen Kontaktes bei unterschiedlichen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten.

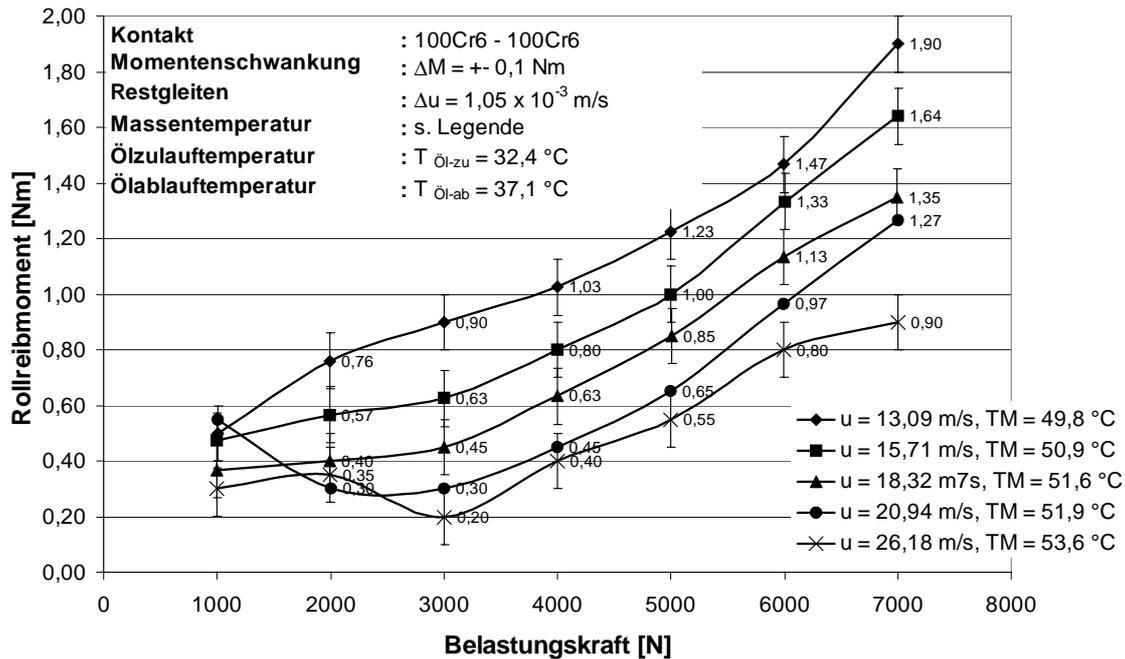


Bild 4-2: Rollreibungsmomente eines 100Cr6-100Cr6-Linienkontaktes

Deutlich zeigt sich ein Anstieg der Rollreibungsmomente mit der Belastungskraft. Dies steht im Widerspruch zu den Ergebnissen von **Baumann** [27], der zur Bestimmung der Rollreibung nachfolgende Beziehung (Gleichung 4.1) vorstellt.

$$M_R = \frac{1}{2} \cdot (M_{\max} - |M_{\min}|) \quad (\text{Gl. 4.1})$$

Baumann leitet diese Beziehung aus der Symmetriebedingung für den Gleitreibungsanteil ab, unter der Annahme, dass der Rollreibungsanteil unabhängig von der Gleitgeschwindigkeit ist. M_{\max} und M_{\min} sind das maximale und das minimale gemessene Reibmoment. Baumann stellt fest, dass die Rollreibungsmomente beim Einsatz des Versuchsöls FVA Nr. 4 bis zu einer Belastungskraft von $F = 4000 \text{ N}$ unabhängig von der Belastungskraft sind und danach stark ansteigen. Dieser Anstieg wird auf Verfestigungserscheinungen des Schmiermittels zurückgeführt; bei dem Versuchsöl FVA Nr. 3 wird keine Abhängigkeit der Rollreibung von der Belastungskraft festgestellt.

Das Absinken der Rollreibung mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit steht im Widerspruch zu den Angaben von **Dowson und Higginson** [8], wonach die Rollreibung mit der Schmierfilmdicke und somit mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit zunehmen müsste. Jedoch betrachten Dowson und Higginson lediglich eine Poiseuille-Strömung in einem einfachen Parallelschlitz bei Newton'schem Fluidverhalten, d. h. das einfachste Modell zur Beschreibung der Rollreibung. Das Absinken der Rollreibung mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit wird jedoch auch von **Bartz und Oppelt** [23] mit Bezug auf Arbeiten von **Bell, Kannel und Allen** [22] beschrieben.

Der grundsätzliche Weg, der zur Beschreibung der Reibung, bzw. des Roll- und Wälzwidestandes elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte beschränkt wird, führt über die Reynolds-Gleichung bzw. abgewandelte Formen dieser Beziehung. Diese lässt sich unter vereinfachenden Annahmen aus den Navier-Stokes-Gleichungen ableiten und basiert auf der klassischen Strömungsmechanik. Eine mögliche Form der Reynolds-Gleichung, wie sie z. B. von **Dowson und Higginson** [8] angegeben wird, ist Gleichung 4.2.

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\rho \cdot h^3}{\eta} \cdot \frac{dp}{dx} \right) = 12 \cdot \frac{u_1 + u_2}{2} \cdot \frac{d}{dx} (\rho \cdot h) \quad (\text{Gl. 4.2})$$

Die klassische Strömungsmechanik befasst sich nahezu ausschließlich mit Newton'schen Fluiden, d. h. die Viskosität η ist unabhängig von der Scherung. Eine Integration nicht-Newton'schen Fließverhaltens in die Reynolds-Gleichung kann daher ausschließlich durch unterschiedliche rheologische Modelle für die Viskosität η erfolgen. Aufbauend auf dieser Vorgehensweise konnten für den Bereich hohen Schlupfes, d. h. einem dominierenden Gleitanteil im Fluid, gute Ergebnisse bei der Beschreibung der im Kontakt entstehenden Reibung erzielt werden (siehe Kapitel 2). Dies gelang jedoch nicht für den technisch interessanten Zustand des reinen Rollens bzw. bei marginalem Gleitanteil.

Die Betrachtungen von **Zhang** [43] (Kapitel 2) können hierfür insofern eine Erklärung liefern, da sie aufzeigen, dass die Kontaktpartner eines elastohydrodynamisch geschmierten Kontaktes im Zustand des reinen Rollens und im Zustand eines hohen Gleitanteils in unterschiedlicher Weise wechselwirken. Während im Zustand hohen Schlupfes durch das Einschmelzen des verfestigten Öls in Schmierfilmmitteln die Kontaktpartner durch ein fließfähiges und somit strömungsmechanisch beschreibbares Medium voneinander getrennt sind, können sie im Zustand des reinen Rollens, bzw. bei marginalem Gleitanteil durch ein nicht fließfähiges Medium voneinander getrennt

sein. Somit lässt sich der elastohydrodynamische Kontakt im Falle des reinen Rollens, bzw. bei marginalem Gleitanteil als trockener Roll- bzw. Wälzkontakt auffassen.

Hakenjos [94], der den trockenen Rollreibungskontakt untersucht, stellt fest, dass die Rollreibung dort ausschließlich durch die elastische Oberflächenverformung entsteht. Ein Rollkontakt zwischen theoretisch unendlich steifen Körpern hätte keinen Rollwiderstand. Generell wird der Rollreibungskoeffizient im trockenen Kontakt ausschließlich über die Verformung der Oberflächen definiert [95].

$$\mu = \frac{\phi}{R} \quad (\text{Gl. 4.3})$$

mit: ϕ = Maß für die Abplattung, R = reduzierter Radius

Obwohl hierbei ausschließlich elastische Verformung auftritt, kommt es zu einem Energieverlust, der in jüngsten Arbeiten auf sogenannte Phononenreibung zurück geführt wird [96]. Hierbei geht die Energie in Gitterschwingungen (Körperschall) über, die sich über die Kontaktzone hinaus ausbreiten und zu einer Erwärmung des Körpers führen.

Ebenso zeigt **Hakenjos** [94], dass es im Falle trockener Rollreibung zu einem Abfallen des Rollreibmomentes mit zunehmender Drehzahl kommt. Erklärt wird dies damit, dass die Oberflächensegmente mit zunehmender Drehzahl eine kürzere Verweildauer im belasteten Kontakt haben. Dies führt dazu, dass sich aufgrund der Massenträgheit in kürzer werdenden Belastungszeiträumen nicht die volle Verformung wie im statischen Fall ausbilden kann. D. h. bei zunehmender Oberflächengeschwindigkeit sinkt das Ausmaß an Oberflächendeformation und somit auch der Rollwiderstand.

Betrachtet man den elastohydrodynamischen Kontakt im Zustand des reinen Rollens, bzw. eines marginalen Gleitanteils als trockenen Kontakt, muss sich das entstehende Widerstandsmoment durch die Oberflächendeformation beschreiben lassen. Der zur Oberflächendeformation erforderliche Druck stützt sich seinerseits über das verfestigte Fluid ab. Im folgenden soll nun versucht werden dieses Moment mit einem einfachen analytischen Modell zu beschreiben. Die analytischen Betrachtungen werden vollständig im reduzierten Kontaktsystem durchgeführt. D. h. es gilt :

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right) \quad \text{und} \quad \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (\text{Gl. 4.4})$$

Index 1 : Körper 1 ; Index 2 : Körper 2

4.2 Modellbildung

4.2.1 Modellbildung in einem parallelen Schmierspalt

In Analogie zum Modell zur Berechnung der Newton'schen Fluidreibung nach **Dowson und Higginson** [8] wird auch hier bei der Modellbildung zunächst ein paralleler Spalt als gegeben angenommen. Zur geometrischen Beschreibung des Spaltverlaufs wird als Parameter die zentrale Stauchungshöhe h_0 definiert (Bild 4-3).

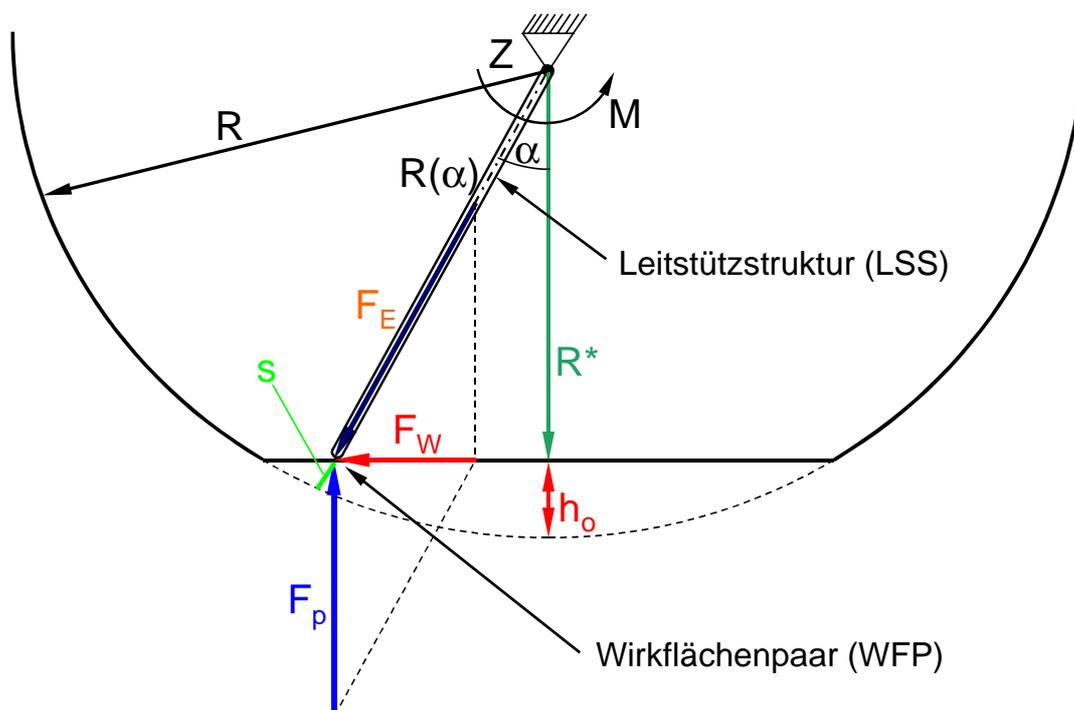


Bild 4-3: Modell zur analytischen Beschreibung einer ebenen Kontaktabplattung über Leitstützstruktur und Wirkflächenpaar [1]

Betrachtet wird ein sehr dünner Stab der Länge R , der um einen Mittelpunkt Z dreht. Um diesen Stab über eine ebene Fläche (die vorgegebene Spaltgeometrie) zu bewegen, deren Abstand vom Drehzentrum $R^* = R - h_0$ beträgt, muss der Stab gestaucht werden (Annahme: Reibung in der Kontaktfläche tritt nicht auf, der Stab kann nicht durchbiegen oder knicken!). Zur Erzeugung der Stauchungskraft F_E und der Wirkkraft F_W ist ein Stauchungsmoment M_S um den Mittelpunkt Z erforderlich. Stützkraft für die Spaltgeometrie ist die Druckkraft F_p , die durch die Druckverteilung im Schmierpalt gegeben ist. Querdehnungen des Stabes werden vernachlässigt, da die Stabstauchungen klein sind gegenüber der Stablänge ($s \ll R$).

Für die Stabstauchung s erhält man

$$s_{(\alpha)} = R - \frac{R - h_0}{\cos \alpha} \quad (\text{Gl. 4.5})$$

Nach **Föppl** [97] stellt sich für lange Zylinder ein ebener (d.h. 2-dimensionaler) Verformungszustand ein, so dass für die Federsteifigkeit des Stabes der Elastizitätsmodul gesetzt werden kann (siehe Anhang A.3). Somit erhält man

$$F_E = E \cdot s \quad (\text{Gl. 4.6})$$

und für die erforderliche Widerstandskraft um den Stab gegen die Stauchungskraft F_E durch den Kontakt zu ziehen:

$$F_W = E \cdot s \cdot \sin \alpha \quad (\text{Gl. 4.7})$$

Das erforderliche Moment ergibt sich somit zu:

$$M_S = E \cdot R \cdot \left(1 - \frac{1 - \frac{h_0}{R}}{\cos \alpha} \right) \cdot \sin \alpha \cdot (R - h_0) \quad (\text{Gl. 4.8})$$

und stellt das Widerstandsmoment gegen die elastische Stauchung des gedachten Stabes dar. Im Folgenden wird es kurz als "Stauchungsmoment" bezeichnet. Der Verlauf des Stauchungsmomentes über der Kontaktabplattung ist in Bild 4-4 dargestellt. Der Wert für die zentrale Stauchungshöhe wurde exemplarisch gewählt.

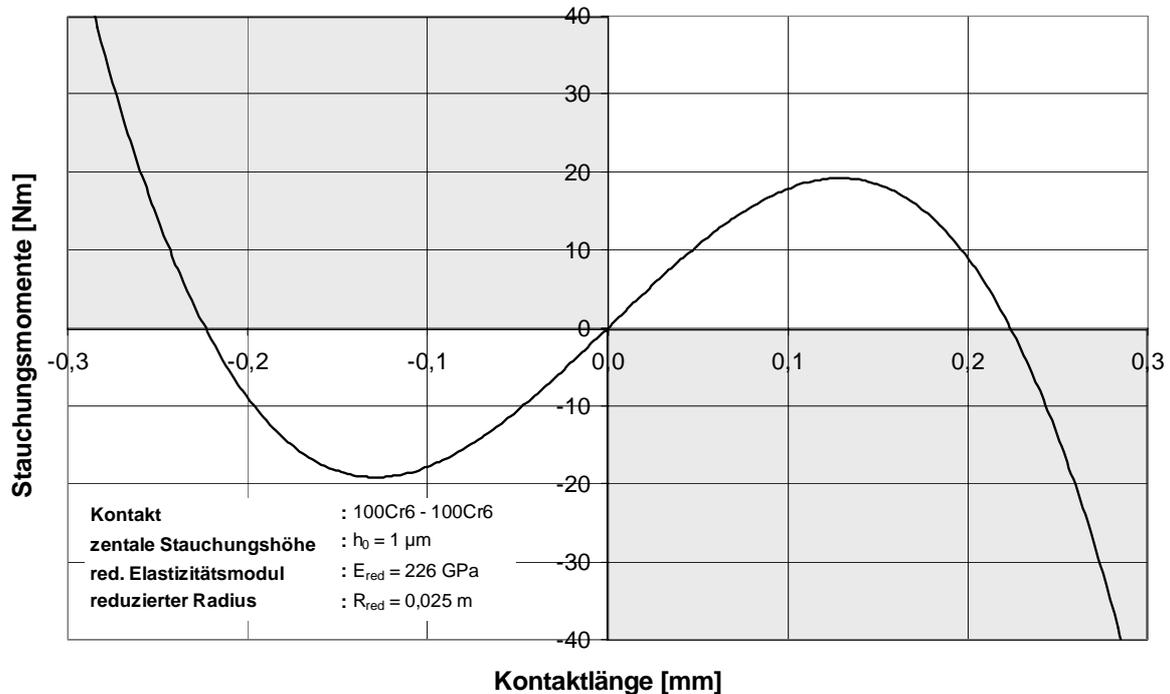


Bild 4-4: Verlauf der Stauchungsmomente im Parallelspalt eines 100Cr6 - 100Cr6 -
Linienkontaktes

Jeder vorgegebenen maximalen Stauchungshöhe h_0 entspricht eine Abplattungsbreite und somit ein Grenzwinkel α_{Grenz} , der den Gültigkeitsbereich der Berechnung festlegt. Wird dieser Grenzwinkel betragsmäßig überschritten ergeben sich negative Verformungswerte s , was physikalisch nicht sinnvoll ist (grau unterlegte Bereiche).

Für den Grenzwinkel α_{Grenz} ergibt sich:

$$\alpha_{\text{Grenz}} = \arccos\left(1 - \frac{h_0}{R}\right) \quad (\text{Gl. 4.9})$$

Stellt man sich nun die Scheibe zusammengesetzt aus vielen solcher dünner Stäbe vor, die quer miteinander verbunden sind, so befindet sich zu jedem Zeitpunkt an jeder Stelle des Kontaktes ein Stab mit dem ihm zugeordneten Stauchungsmoment (Bild 4-5).

Da die Kontaktabplattung symmetrisch ist, kompensieren die im Kontaktauslauf (rechts der Kontaktmitte) entstehenden Momente, die im Kontakteinlauf (links der Kontaktmitte) entstehenden Momente. Es wirkt kein resultierendes Moment auf die Scheibe.

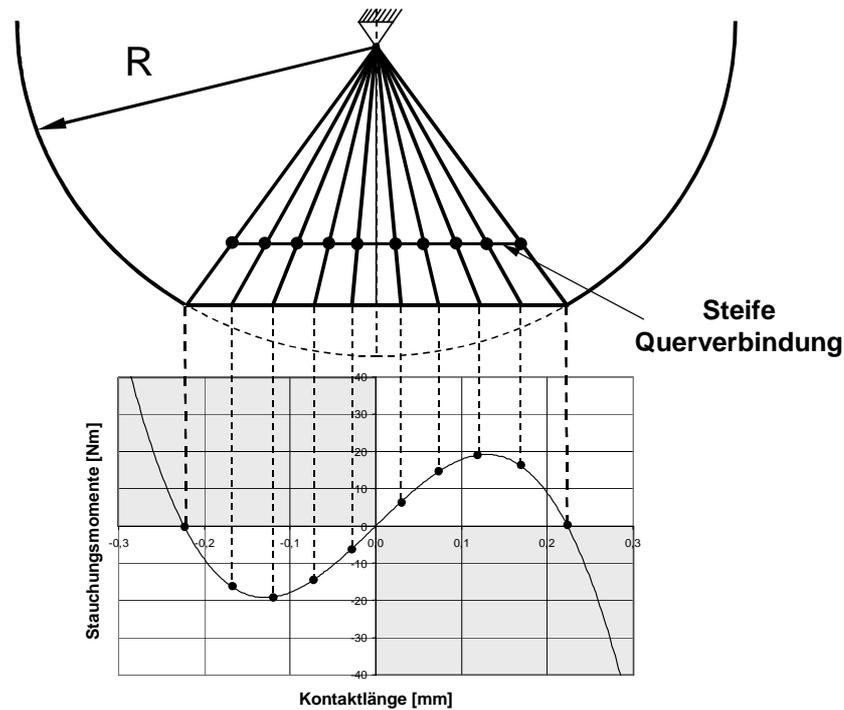


Bild 4-5: Stauchungsmomente im Parallelschlitz eines 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontaktes

4.2.2 Modellbildung in einem elastohydrodynamischen Schmierpalt

Betrachtet man die Kontaktkontur eines elastohydrodynamisch geschmierten Kontaktes, so erkennt man, dass sich aus dem unsymmetrischen Verlauf der Oberfläche ein resultierendes Moment ergibt. Zur geometrischen Beschreibung dieser Kontaktgeometrie ist es erforderlich, neben der zentralen Stauchungshöhe h_0 , zwei weitere Parameter zu definieren. Diese sind:

- die Exzentrizität der Einschnürung e und
- der Einschnürungswinkel β

Bild 4-6 zeigt das Modell zur geometrischen Beschreibung der Stabstauchung im Bereich der Kontakteinschnürung eines elastohydrodynamisch geschmierten Kontaktes.

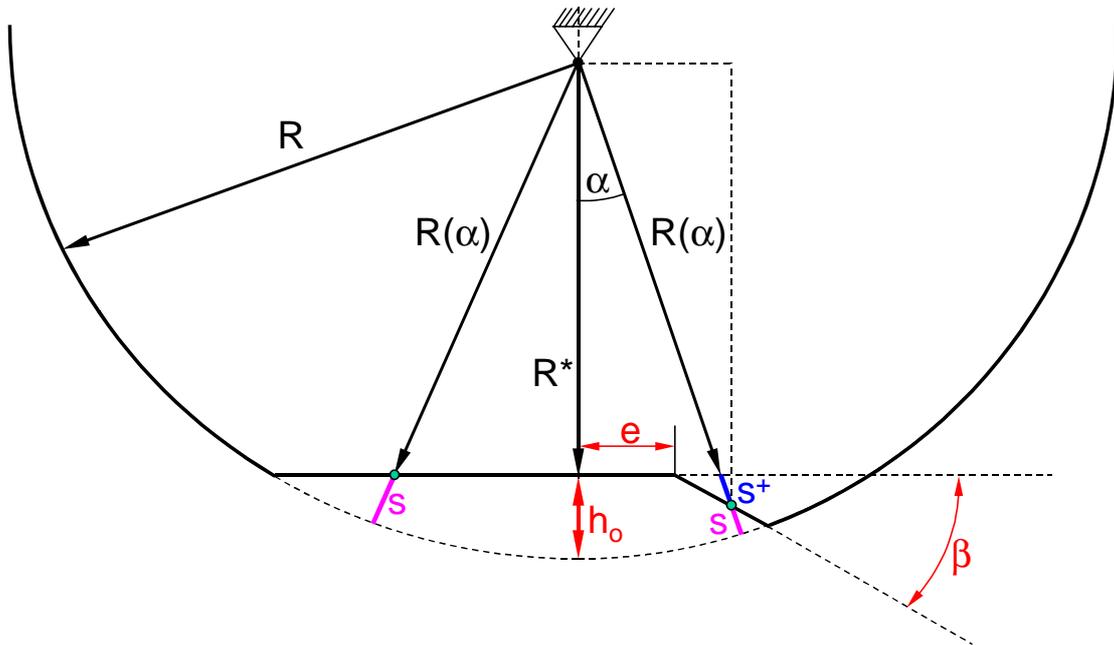


Bild 4-6: Modell zur analytischen Beschreibung der Kontakteinschnürung

Bild 4-7 zeigt die auf den Stab wirkenden Kräfte.

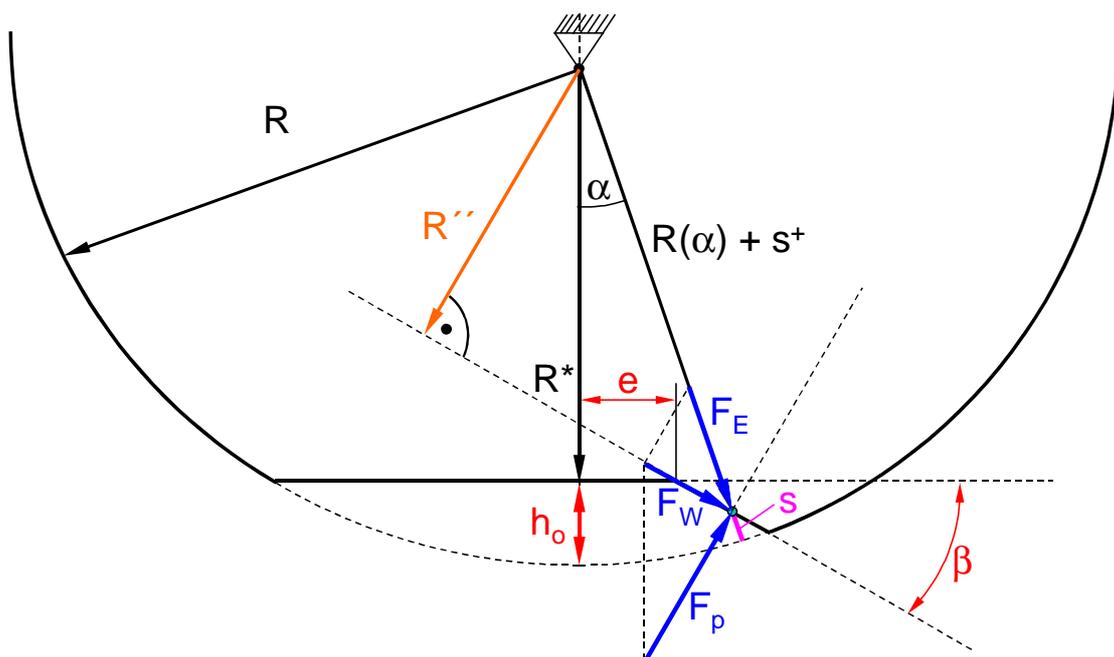


Bild 4-7: Kräfteverhältnisse im Bereich der Einschnürung

Für die Wirkkraft F_W die durch das Stauchungsmoment aufgebracht werden muss ergibt sich:

$$F_W = E \cdot \left(R - R_{(\alpha)} - \frac{e \cdot \tan \beta - R_{(\alpha)} \cdot \sin \alpha \cdot \tan \alpha}{\sin \alpha \cdot \tan \alpha - \cos \alpha} \right) \cdot \sin(\alpha + \beta) \quad (\text{Gl. 4.10})$$

Für $\beta = 0^\circ$ geht die Gleichung in die Beziehung für den parallelen Spalt (\rightarrow Gleichung 4.7) über. Der wirksame Hebelarm zur Momentenberechnung ist

$$R'' = \left(R_{(\alpha)} + \frac{e \cdot \tan \beta - R_{(\alpha)} \cdot \sin \alpha \cdot \tan \alpha}{\sin \alpha \cdot \tan \beta - \cos \alpha} \right) \cdot \cos(\alpha + \beta) \quad (\text{Gl. 4.11})$$

auch hier ergibt sich im Falle $\beta = 0^\circ$ die Beziehung für den parallelen Spalt.

Für das Stauchungsmoment folgt:

$$M_S = E \cdot (R - R_{(\alpha)} - A) \cdot \sin(\alpha + \beta) \cdot (R_{(\alpha)} + A) \cdot \cos(\alpha + \beta) \quad (\text{Gl. 4.12})$$

mit :

$$A = \frac{e \cdot \tan \beta - R_{(\alpha)} \cdot \sin \alpha \cdot \tan \beta}{\sin \alpha \cdot \tan \beta - \cos \alpha} \quad (\text{Gl. 4.13})$$

$$R_{(\alpha)} = \frac{R - h_0}{\cos \alpha} \quad (\text{Gl. 4.14})$$

wiederum geht die Beziehung für $\beta = 0^\circ$ in die Beziehung für den parallelen Spalt über (\rightarrow Gleichung 4.8).

Der Gültigkeitsbereich der Beziehungen ist begrenzt auf Einschnürungswinkel von:

$$\beta \leq \beta_{\text{Grenz}} = 90^\circ - \text{atan}\left(\frac{e}{R - h_0}\right) \quad (\text{Gl. 4.15})$$

(direkte Linie von Drehpunkt bis zur Oberfläche darf nicht unterbrochen sein !)

Zur Berechnung des Stauchungsmomentes sind die Parameter h_0 , e und β erforderlich, die z. B. im Experiment über spaltauflösende Schmierfilmdickemessungen bestimmt werden können.

Der Verlauf des Stauchungsmomentes nimmt bereits für sehr geringe Einschnürungswinkel einen sehr steilen Verlauf an. Um das Verformungsmoment im Einschnürungsbereich vergleichend mit dem Verformungsmoment im parallelen Spalt darstellen zu können, wird in Bild 4-8 zu einer logarithmischen Darstellung übergegangen. Aufgrund der logarithmischen Darstellung ist lediglich der Bereich des Kontaktauslaufes dargestellt. Die Werte für h_0 , e und β wurden exemplarisch angenommen.

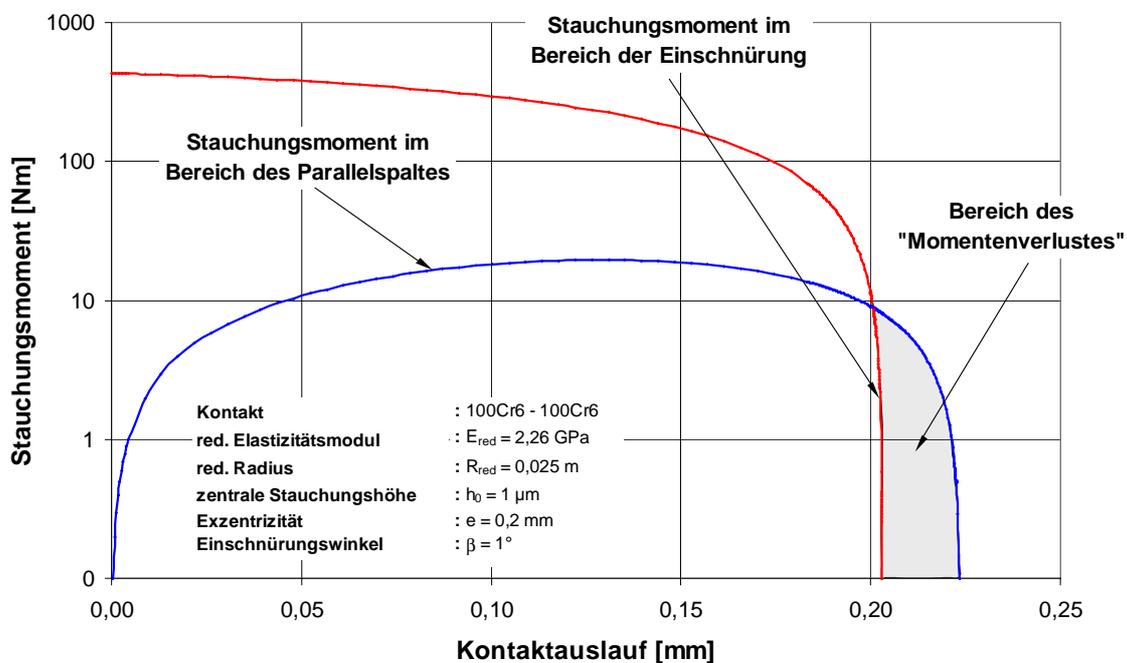


Bild 4-8: "Momentenverlust" im Bereich der Einschnürung eines 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontaktes

Man erkennt, dass die Momente im Auslauf des Parallelspaltes, die wie im Fall eines reinen Parallelspaltes beschrieben, zur Kompensierung der Momente im Einlaufbereich dienen, durch die Ausbildung der Kontakteinschnürung "abgeschnitten" werden. Das sich hieraus ergebende resultierende Moment kann als das Rollwiderstandsmoment aufgrund der Oberflächendeformation betrachtet werden.

Das resultierende Moment erhält man, wenn man die "abgeschnittenen" Stauchungsmomente im Bereich der Kontakteinschnürung aufsummiert. Das so erhaltene Moment ist das resultierende Widerstandsmoment gegen die Verformung der Oberfläche und wird im Folgenden kurz als "Verformungsmoment" bezeichnet.

Für den Parallelsplatt ergibt sich kein resultierendes Moment. D. h. werden die Stauchungsmomente M_S an n Stellen des Kontaktes ($\Delta x_K = n \cdot \Delta x$) berechnet, ergibt sich für die Summation der Stauchungsmomente M_S das resultierende Moment M_{res} zu:

$$M_{res} = \frac{1}{\Delta x_K} \cdot \sum_{i=1}^n M_{S,i} \cdot \Delta x_i = 0 \quad (\text{Gl. 4.16})$$

Für den Fall des EHD-Kontaktes teilt sich das Moment im Bereich der Einschnürung aufgrund des stark abfallenden Kurvenverlauf in ein reduziertes Stauchungsmoment M_{Sred} und ein Verlustmoment M_R auf. Liegt der Schnittpunkt der beiden Kurven (Bild 4-8) an der Stelle $i = e$ so folgt:

$$M_{res} = \frac{1}{\Delta x_K} \cdot \left(\sum_{i=1}^e M_{S,i} \cdot \Delta x + \sum_{i=e+1}^n (M_{Sred,i} \cdot \Delta x + M_{R,i} \cdot \Delta x) \right) = 0 \quad (\text{Gl. 4.17})$$

Für das Verformungsmoment ergibt sich:

$$M_V = \frac{1}{\Delta x_K} \cdot \left(\sum_{i=1}^e M_{S,i} \cdot \Delta x + \sum_{i=e+1}^n M_{Sred,i} \cdot \Delta x \right) = -\frac{1}{\Delta x_K} \cdot \sum_{i=e+1}^n M_{R,i} \cdot \Delta x \quad (\text{Gl. 4.18})$$

Lubrecht et al. [98] konnten 1998 erstmals das Auftreten derartiger Oberflächenbewegungen aufzeigen. Bild 4-10 zeigt die numerisch berechnete Amplitude der Filmdickenschwankung für einen Linienkontakt. Die starken Ausschläge am Kontaktende werden von den Autoren durch die Bewegung des Massivkörpers erklärt. Dennoch sind explizite Untersuchungen zu dieser Fragestellung nicht bekannt.

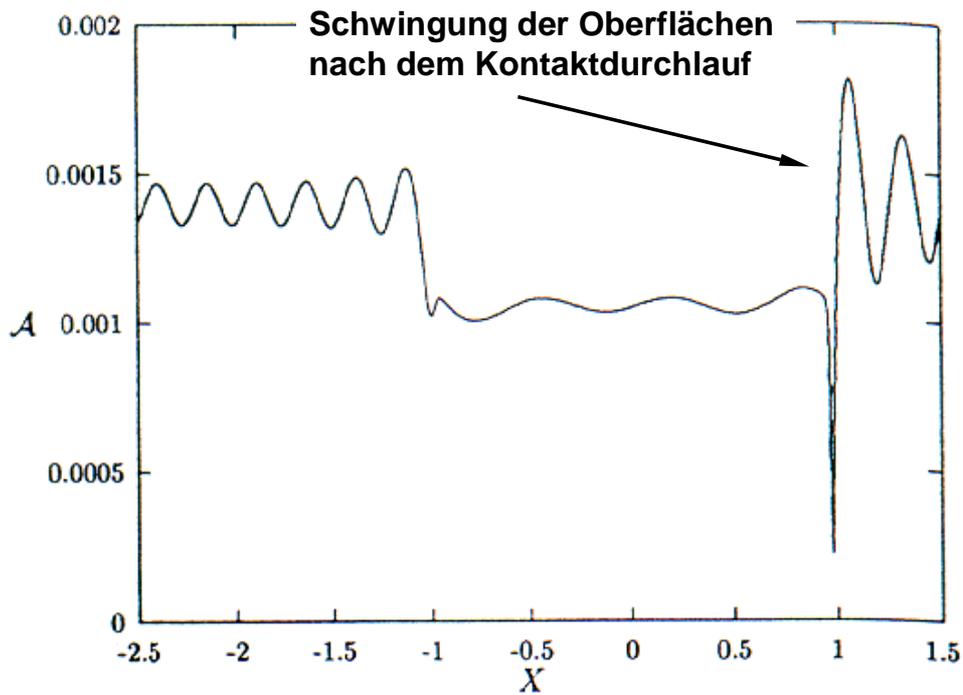


Bild 4-10: Amplitude der Schmierfilmdickeschwankung nach Lubrecht et al. (1998) [98]

5 Grundlagen der experimentellen Untersuchungen

5.1 Zwei-Scheiben-Prüfstand

Für die geplanten Untersuchungen elasto-hydrodynamisch geschmierter Kontakte im Roll- und Wälzbereich stand ein Zwei-Scheiben-Prüfstand zur Verfügung, der zur Durchführung der Arbeiten umgebaut und automatisiert werden musste. Der schematische Aufbau des Prüfstands ist in Bild 5-1 dargestellt.

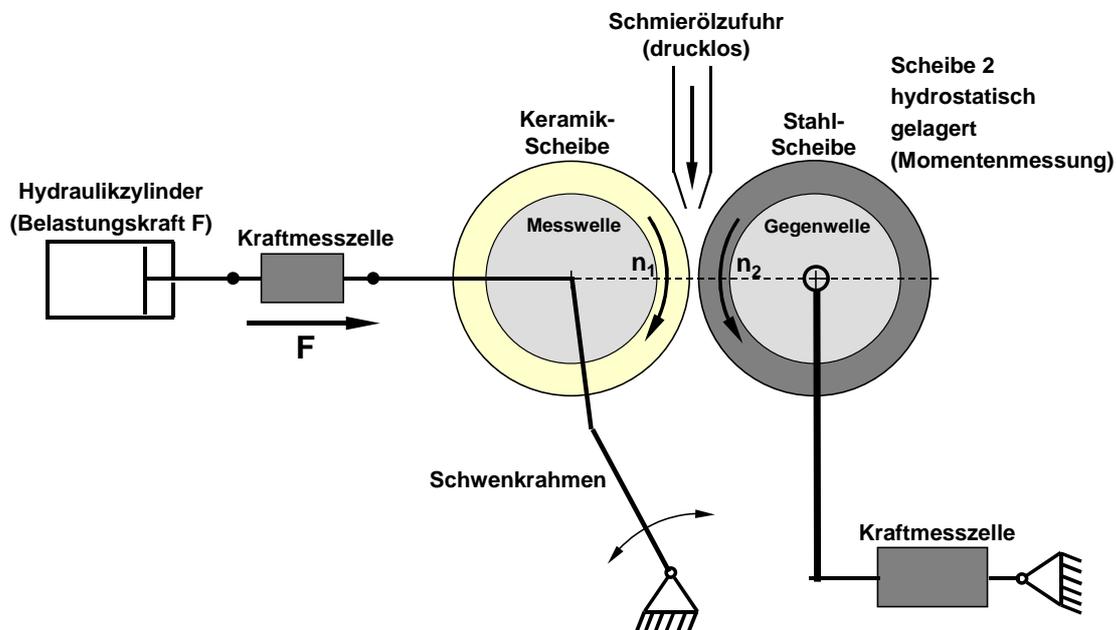


Bild 5-1: Schematischer Aufbau des Zwei-Scheiben-Prüfstands

Der Prüfstand bildet durch zwei aufeinander abwälzende Versuchsscheiben, die auf zwei gleitgelagerte Wellen aufgezogen sind, einen Linienkontakt nach. Die Gleitlager der Wellen (Mess- und Gegenwelle) werden über ein 6 bar - Hydraulikaggregat versorgt. Die Messwelle ist mit ihren Lagerstellen auf einem Schwenkrahmen montiert, der sich über einen Hydraulikzylinder abstützt. Durch diese Anordnung können die Scheiben kontaktiert und belastet werden. Die Gleitlager der Gegenwelle sind ihrerseits hydrostatisch gelagert und über einen Hebelarm gegen eine Kraftmesszelle abgestützt, wodurch das durch den Kontakt übertragene Reibmoment erfasst werden kann. Der Belastungszyylinder und die Hydrostatiklager werden über ein gemeinsames

150 bar - Hydraulikaggregat versorgt. Jede Welle wird durch einen eigenen 13,2 kW Gleichstrommotor angetrieben, die jeweils eine maximale Drehzahl von $n = 3660$ U/min liefern. Über die Drehzahlregelung der Antriebsmotoren lassen sich gezielt Roll- und Wälzzustände einstellen. Das Versuchsöl wird dem Schmierpalt über ein drittes Hydraulikaggregat drucklos von oben zugeführt. Ausführliche Beschreibungen der Prüfstandsmechanik geben **Baumann** [27], **Staiger** [28] und **Sperrfechter** [58].

5.1.1 Mechanische Prüfstandsumbauten

Zur Automatisierung des Prüfstandes wurde ein neues Hydrauliksystem entwickelt mit dem ein schnelles Anfahren der beiden Scheiben bis auf einen Abstand von $a = 1$ mm erfolgt, danach ein langsames Kontaktieren und schließlich das Aufbringen der gewünschten Belastung. Zum Einsatz kommt hier ein Proportionalregelventil mit kombinierter Druck- und Volumenstromsteuerung. Mittels Volumenstromsteuerung wird zuerst ein Vorschub der auf dem Schwenkrahmen gelagerten Messwelle erzielt, bevor kurz vor der Kontaktierung mit der Gegenwelle der Volumenstrom abgeregelt wird, um so ein stoßfreies Kontaktieren der beiden Versuchsscheiben zu erzielen. Nach der Kontaktierung wird ein Spannungsbegrenzer wirksam, der das Sollwertsignal für den Volumenstrom unterdrückt, so dass lediglich das Sollwertsignal für den Druck und somit die Belastung geregelt wird. Der Belastungszylinder ist einfach wirkend, da im Falle des Druckabfalls der Schwenkrahmen aufgrund seines Eigengewichts zurückfällt und die Scheiben entlastet. Durch den Rückfluss des Hydrauliköls durch das Regelventil wird das Zurückfallen des Schwenkrahmens gedämpft. Bild 5-2 zeigt den Aufbau der Hydrostatiklager- und Belastungshydraulik.

Eine nach Abschluss der Umbaumaßnahmen durchgeführte Systemvermessung zeigte, dass sich mit dem neu entwickelten Hydrauliksystem der Anpressdruck der beiden Scheiben im Bereich von $F = 0 - 7000$ N mit einer Genauigkeit $\Delta F = \pm 3$ N einregeln und über die Messdauer konstant halten lässt. Als Kontrollgrößen für die Belastungskraft wurden die Wellendrehzahlen, die Ölzufuhr in den Versuchskontakt sowie der Gleitlageröldruck festgelegt. Kommt es zu Abweichungen dieser Größen von ihren Sollwerten, wird der Kontakt automatisch entlastet.

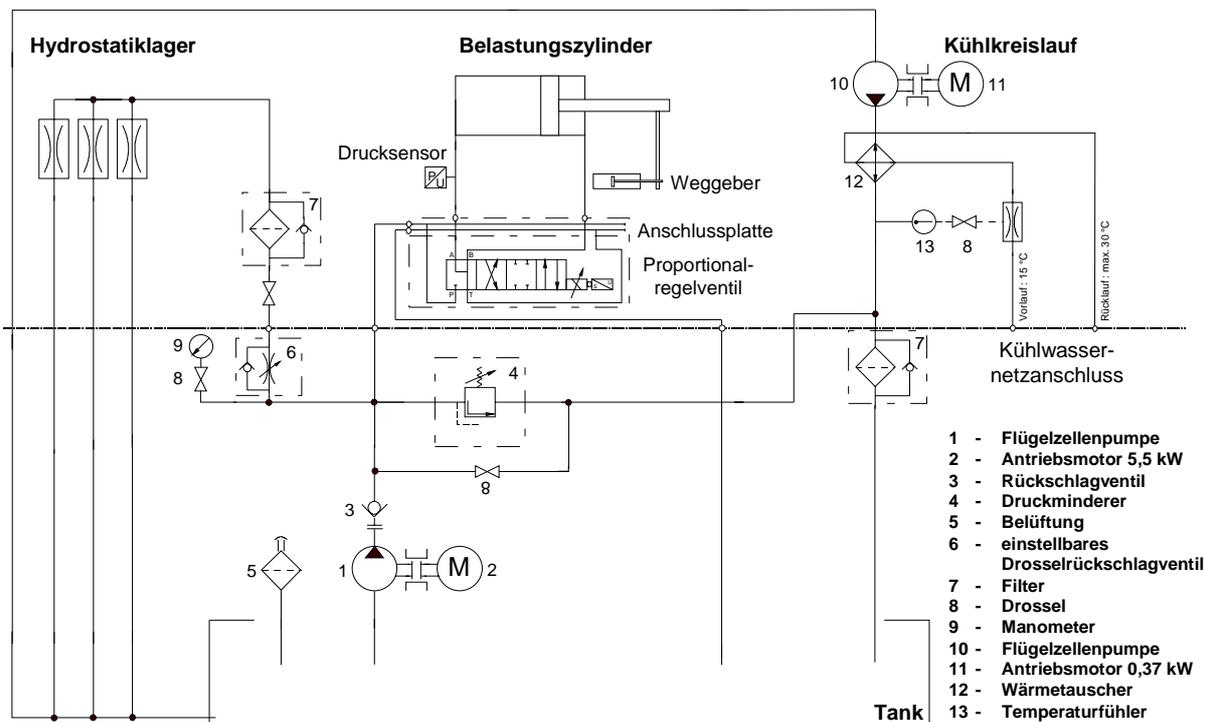


Bild 5-2: Hydraulikschaltplan (Hochdruckhydraulikaggregat)

Zur Erfassung der charakteristischen Kontaktgrößen, wie Druck-, Temperatur- und Schmierfilmdickeverteilung im Kontakt sowie der Scheibenmassentemperatur sollen auf die Versuchsscheibe der Messwelle Dünnschichtsensoren aufgebracht werden. Zur Übertragung der Messsignale dieser Sensoren von der drehenden Messwelle auf das ruhende System wurde ein aus 12 Bahnen bestehender Schleifringdrehübertrager mit Silbergraphitbürsten eingesetzt. Erste Versuche mit einem Silberbanddrehübertrager, von dem aufgrund der sehr großen Kontaktflächen der Silberbänder auf den Schleifbahnen eine besonders störungsarme Signalübertragung erwartet wurde, lieferten keine zufriedenstellenden Ergebnisse.

Bild 5-3 zeigt den Zwei-Scheiben-Prüfstand.

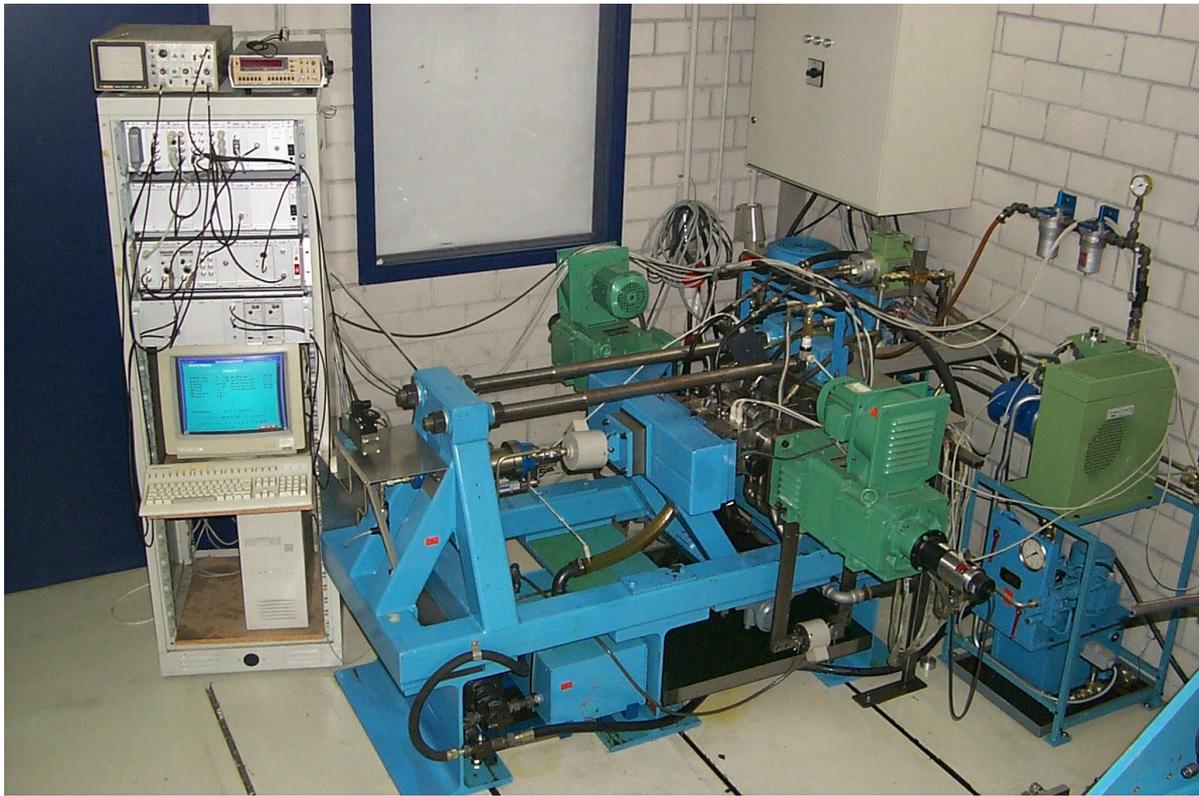


Bild 5-3: Zwei-Scheiben-Prüfstand

5.1.2 Mess- und regelungstechnische Prüfstandsumbauten

Zur Durchführung der Untersuchungen, insbesondere im Bereich des reinen Rollens, bzw. bei marginalem Gleitanteil, musste ein automatisiertes Mess- und Regelungskonzept für den Prüfstand entwickelt und umgesetzt werden. Bild 5-4 zeigt schematisch das entwickelte Mess- und Regelungskonzept für den Zwei-Scheiben-Prüfstand.

Die analogen Mess- und Regelgrößen, die nicht hochfrequent abgetastet werden (Block A), werden über einen A/D-Wandler dem Regelungsrechner zugeführt und mit Ausnahme der Hydrauliküberwachung für jede Kontaktmessung in eine Protokolldatei geschrieben. Durch eine Kennungsnummer lässt sich jeder Datensatz der zugehörigen Kontaktmessungskurve zuordnen. Eine Ausnahme bilden hier die Drehzahlen der beiden Wellen, die sowohl analog als auch digital erfasst werden können. Die Soll-Werte der Regelgrößen (Block B) werden entsprechend über einen D/A-Wandler dem Prüfstand zugeführt.

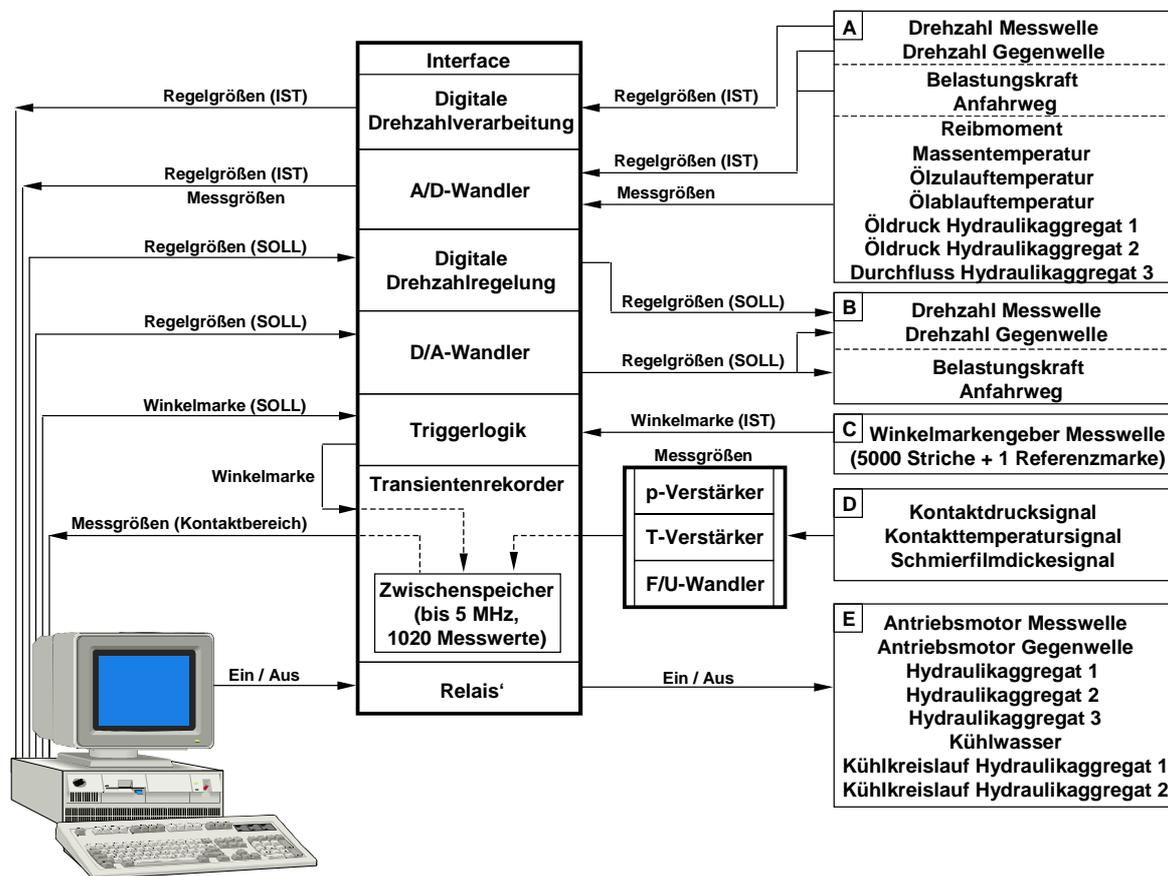


Bild 5-4: Mess- und Regelungssystem des Zwei-Scheiben-Prüfstands

Die Messsignale, die auf der Messscheibe aufgebracht sind, werden durch die Kontaktsensoren (Block D) permanent hochfrequent abgetastet und durch einen Transientenrekorder in einem schnellen Zwischenspeicher binär abgelegt. Dabei werden jeweils die letzten 1020 Messpunkte im Zwischenspeicher gehalten. Die Messdaten können mit einer Abtastfrequenz im Bereich von $f = 0,01 - 5$ MHz abgetastet werden. Über den Rechner wird der Triggerlogik eine Sollmarke zum Abbruch der Aufzeichnung durch den Transientenrekorder vorgegeben. Ein Messzyklus beginnt mit der Referenzmarke des Winkelmarkengebers der Messwelle (Block C). Erreicht der Winkelmarkengeber die durch den Rechner vorgegebene Sollmarke, wird die Aufzeichnung durch den Transientenrekorder für die aktuelle Scheibenumdrehung abgebrochen und die sich im Zwischenspeicher befindlichen Messdaten auf den Bildschirm ausgegeben. Durch kontinuierliches Verschieben der Sollmarke kann das im Zwischenspeicher gehaltene Signalfenster zu Beginn einer Messung so eingestellt werden, dass sich nach Abbruch der Aufzeichnung durch den Transientenrekorder genau die Messdaten im Zwischenspeicher befinden, die der Sensor während des Kontaktdurchlaufs erfasst hat. Wird mit

dieser Einstellung ein Messdatensatz aufgezeichnet, wird die Sollmarke abgespeichert und steht bei folgenden Messungen mit der gleichen Wellendrehzahl als Voreinstellung zur Verfügung. Somit entfällt ein erneutes Einstellen.

Für das aufgezeichnete Signalfenster ergibt sich in Abhängigkeit von Wellendrehzahl n und Abtastfrequenz f eine Breite von

$$x = \frac{\pi \cdot d \cdot n}{60 \cdot f} \cdot 1020 \text{ [mm]} \quad (\text{Gl. 5.1})$$

Für die Durchlaufzeit des Sensors durch das Signalfenster folgt:

$$t = \frac{x \cdot 60}{\pi \cdot d \cdot n} \text{ [s]} \quad (\text{Gl. 5.2})$$

Durch Steigerung der Abtastfrequenz bei konstanter Wellendrehzahl lässt sich einerseits die Auflösung des Messsignals erhöhen (siehe Kapitel 5.3), jedoch wird das Signalfenster verengt. Da wie in Kapitel 5.3 dargestellt wird, die Messsignale von Druck-, Temperatur- und Schmierfilmdickeverteilung zur gegenseitigen Korrektur von Fehlereinflüssen verwendet werden, müssen zum einen alle Signale gemeinsam während eines Messvorganges erfasst werden um jeweils exakt gleiche Kontaktbedingungen zu haben, zum anderen müssen sie mit der gleichen Frequenz abgetastet werden, damit eine korrekte Zuordnung der einzelnen Messpunkte möglich ist. Im Rahmen der hier durchgeführten Untersuchungen wurden alle Signale mit einer Abtastfrequenz von $f = 1 \text{ MHz}$ erfasst. Hieraus ergeben sich im Drehzahlbereich von $n = 1000 - 3000 \text{ U/min}$ Signalfensterbreiten von $x = 5,34 - 16,02 \text{ mm}$ und eine Signalfensterdurchlaufzeit von $t = 1,02 \text{ ms}$.

Die Signale der Druck- bzw. Temperatursensoren werden vor der Zuführung zum Transientenrekorder verstärkt. Dabei erfährt das Temperatursignal eine Verstärkung um einen Faktor $V = 1 - 10$, das Drucksignal, aufgrund des schwächeren Ansprechens des Sensormaterials auf Druckeinfluss, um einen Faktor $V = 10 - 100$. Der Verstärkungsfaktor wird im Rahmen der Sensorkalibrierung so festgelegt, dass das Ausgangssignal der beiden Sensoren in einem Messintervall von $U_{\text{Aus}} = 0 - 10 \text{ V}$ liegt. Über ein Potentiometer erfolgt ein Offset-Abgleich für die Signale. Das hochfrequente Schmierfilmdickesignal wird über einen F/U-Wandler in eine Spannung transformiert, die dann dem Transientenrekorder zugeführt wird.

5.1.2.1 Reibmomentenmessung

Zur Messung von Rollreibungsmomenten bzw. Wälzreibungsmomenten bei geringen Drehzahldifferenzen ($\Delta n < \pm 10$ U/min) ist eine sehr genaue Drehzahlregelung erforderlich. Trägt man die Reibmomente über der Drehzahldifferenz auf, so treten im Kurvenverlauf in diesem Bereich extreme Gradienten auf. Minimale Drehzahlschwankungen führen somit zu großen Messwertverfälschungen. Die Drehzahlen der eingesetzten Antriebsmotoren lassen sich mit einer Genauigkeit von $\Delta n = \pm 1$ U/min einregeln, was für eine zuverlässige Messung der Reibmomente in dem angesprochenen Differenzdrehzahlbereich nicht ausreicht. Zur Durchführung von Messungen in diesem Bereich wurde in der Mess- und Regelungssoftware eine Messroutine zur kombinierten Erfassung von Wellendrehzahlen und Reibmomenten entwickelt. Hierbei wird das Moment nur dann erfasst, wenn die Abweichung von der Soll-Drehzahldifferenz innerhalb einer vorgegebenen Toleranzschranke liegt (Tabelle 5-1). Die Messroutine startet bei einer Drehzahldifferenz $\Delta n = -200$ U/min und regelt die Drehzahldifferenzen schrittweise bis $\Delta n = +200$ U/min ein. Bei jedem Roll- und Wälzzustand werden jeweils 10 Messwerte für das übertragene Reibmoment abgegriffen und arithmetisch gemittelt in die Messdatei geschrieben. Die Momentenerfassung erfolgt über eine Kraftmessdose, die für einen Lastbereich von $M = 0 - 20$ kg ein Ausgangssignal von $U_A = 0 - 10$ mV liefert, das durch einen Verstärker in den Messbereich von $U_{\text{Mess}} = 0 - 10$ V transformiert wird. Die Kalibrierung der Kraftmessdose mit Normgewichten zeigte, nach Erneuerung des Signalverstärkers, eine mittlere Abweichung des Ist-Signals vom Soll-Signal von $f = \pm 0,02$ %, was einer maximalen Momentenmessgenauigkeit $\Delta M = \pm 0,02$ Nm entspricht.

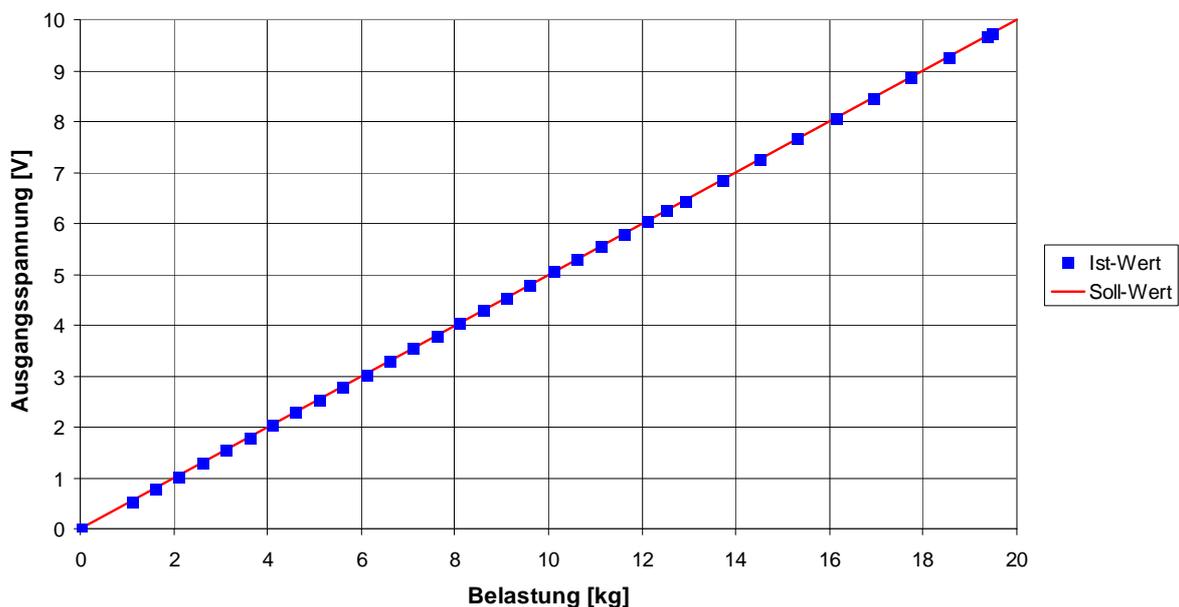


Bild 5-5: Kalibrierkurve der Reibmomentenmesszelle

Erste Reibungsmessungen zeigten, dass die vorhandene analoge Aufbereitung der Drehzahlmessung lediglich eine Messgenauigkeit der Wellendrehzahlen von $f = 0,5 \%$ ermöglichte, was bereits bei $n = 1000 \text{ U/min}$ zu Messfehlern von $\Delta(\Delta n) = \pm 5 \text{ U/min}$ führte und sich deutlich in den Messkurven abzeichnete. Zur Durchführung der Untersuchungen musste eine digitale Drehzahlverarbeitung eingesetzt werden, die einen maximalen Messfehler von $f < 0,01 \%$ lieferte. Die Integration der neuen Drehzahlverarbeitung ermöglichte ein Umschalten zwischen analogem und digitalem Betrieb des Prüfstands. Beide Wellendrehzahlen wurden mit je einem Inkrementalgeber mit 5000 Strichen gemessen. Die Schwankungen in den gemessenen Roll- und Wälzreibungsmomenten lagen bei $\Delta M = \pm 0,1 \text{ Nm}$.

Bei der Durchführung der Messungen zeigte sich, dass die Zeitintervalle, zur Aufnahme der 10 Messwerte in ihrer Dauer zum Teil stark schwankten, was in Bezug auf die Kontaktaufheizung teilweise problematisch war. Zur Reduzierung dieser Aufheizproblematik wurde die zulässige Drehzahlabweichung mit steigender Drehzahldifferenz erhöht (Tabelle 5-1).

Tabelle 5-1: Toleranzschranken zur Drehzahlregelung bei Reibmomentenmessungen

Drehzahlbereich	Toleranzschranke	Restgleiten
[- 1, +1] U/min	$\Delta(\Delta n) < \pm 0,1 \text{ U/min}$	$1,05 \times 10^{-3} \text{ m/s}$
[-10, +10] U/min	$\Delta(\Delta n) < \pm 0,5 \text{ U/min}$	$5,24 \times 10^{-3} \text{ m/s}$
[-50m + 50] U/min	$\Delta(\Delta n) < \pm 1 \text{ U/min}$	$1,05 \times 10^{-2} \text{ m/s}$
[-200, +200] U/min	$\Delta(\Delta n) < \pm 2 \text{ U/min}$	$2,10 \times 10^{-2} \text{ m/s}$

5.1.2.2 Kontaktmessung

Die Kontaktgrößen Druckverteilung, Temperaturverteilung und Schmierfilmdickeverteilung sollen mit Dünnschichtsensoren erfasst werden, die mittels Vakuumbeschichtungstechnik auf die Scheibe der Messwelle aufgebracht werden (Kapitel 5.2). Die Signale dieser Dünnschichtsensoren müssen jedoch zunächst elektrisch aufbereitet werden, bevor sie über den Schleifringdrehübertrager von der Messwelle abgeführt werden können. Die hierzu erforderliche Elektronik (Bild 5-7) wurde auf einer ringförmigen Messplatine angeordnet und stirnseitig neben der Versuchsscheibe auf der Welle befestigt (Bild 5-6).



Bild 5-6: Kontaktierte Messwelle mit Drehübertrager

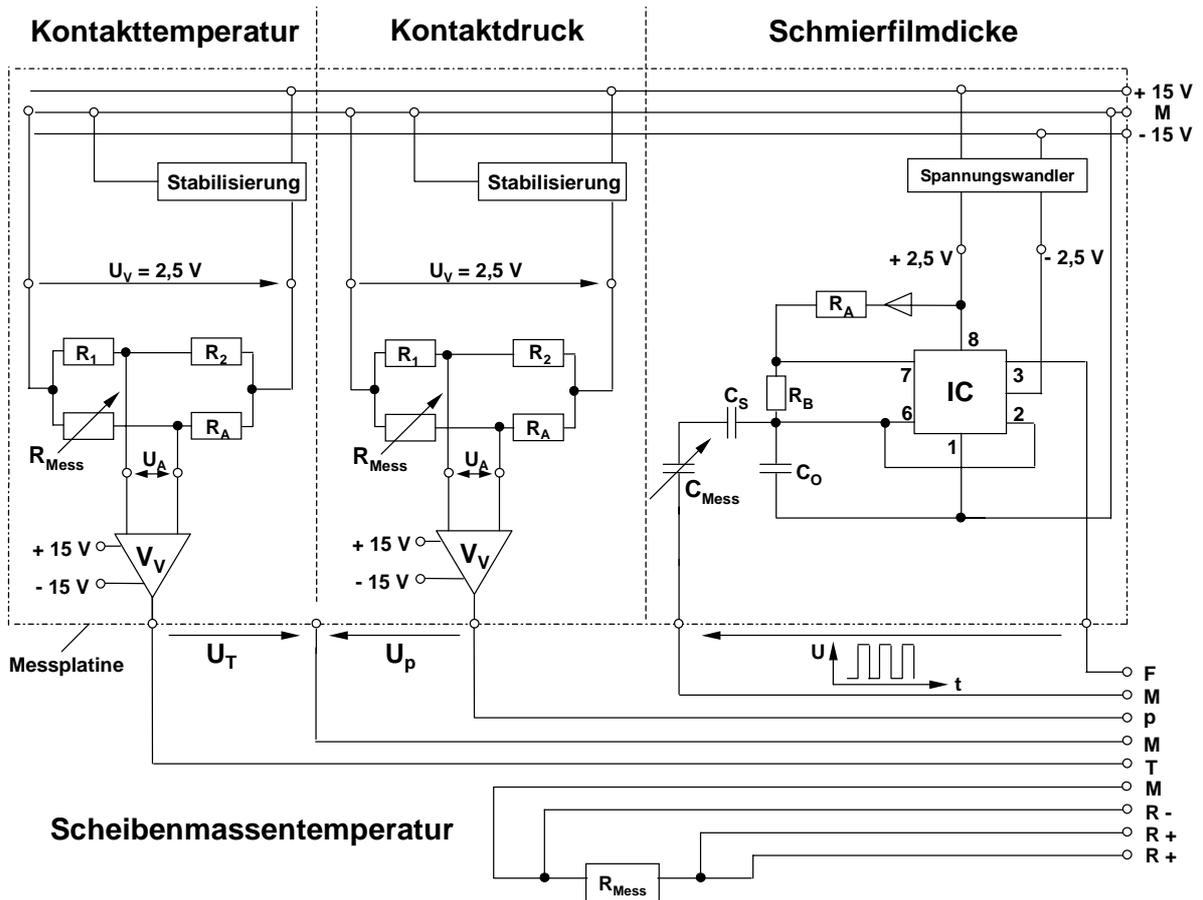


Bild 5-7: Aufbau der mitrotierenden Messelektronik

Die Messplatine wird mit einer Versorgungsspannung von $U_V = \pm 15 \text{ V}$ versorgt, die über den Drehübertrager mit Silbergraphitbürsten zugeführt wird.

Die Druck- und Temperaturmessung erfolgt nach dem ohmschen Prinzip. Druck- bzw. Temperatursensoren sind in eine Wheatstone-Brücke geschaltet, deren Ausgangsspannung über einen Abgleichwiderstand R_A bei Umgebungsbedingungen auf null abgeglichen wird. Da Störungen der Brückenversorgung linear auf das Messsignal übertragen werden, ist es erforderlich die Brücke mit einer sehr stabilen konstanten Spannung zu versorgen. Solche Störungen in der Spannungsversorgung können beispielsweise durch Abrieb der Silbergraphitbürsten auf den Schleifbahnen oder durch Schwankungen in der Anpresskraft der Bürsten entstehen. Hierzu wird über eine Stabilisierungsschaltung von der positiven Spannungsversorgung ($U_V = 15 \text{ V}$) eine sehr genaue $U = 2,5 \text{ V}$ Spannung zur Brückenversorgung abgegriffen. Die Brücke wird so ausgelegt, dass am Sensor eine Spannung von $U_{\text{Sensor}} \approx 550 \text{ mV}$ anliegt. Hierbei muss die anliegende Spannung groß genug sein um ein ausreichend großes Messsignal zu liefern, darf jedoch gleichzeitig im Falle metallischer Versuchsscheiben nicht zu Spannungsdurchschlägen durch die $3 \mu\text{m}$ dicke Isolationsschicht führen. Hierdurch wird eine obere Grenze für die anliegende Spannung vorgegeben. Als optimaler Bereich für den Sensorwiderstand erwies sich $R_{\text{Sensor}} = 300 - 350 \Omega$. Steigt der Widerstand merklich über diesen Wert, wirkt der Widerstand zunehmend als Antenne und es kommt durch eingestrahelte Störungen (z. B.: Schwingkreis auf der Messplatine) zu einem verstärkten Rauschen im Signal. Sinkt der Widerstand dagegen merklich unter den angegebenen Wert ab, steigt bei konstant gehaltener Spannung der Strom, wodurch es verstärkt durch thermisches Rauschen (Elektronenrauschen) zu Signalstörungen kommt.

Das Brückensignal wird dann mittels eines Differenzverstärkers um den Faktor 50 verstärkt. Das Messsignal für Druck und Temperatur wird bezüglich der gleichen Massebahn von der Welle abgeführt. Alle Massebahnen (Masse Druck-Temperatur-Signal, Masse Schmierfilmdickesignal, Masse Spannungsversorgung) laufen sternförmig in einem zentralen Massepunkt zusammen. Durch die Zuleitung mehrerer Einzelmassebahnen für die Spannungsversorgung und die einzelnen Messsignale wird der Eintrag von Störungen in die Messsignale über die Masse, wie es im Falle einer einzelnen Massebahn auftritt, verhindert.

Die Schmierfilmdicke wird kapazitiv gemessen. Hierzu wird der Schmierfilmdickesensor, der mit der auf Masse liegenden Gegenscheibe einen Kondensator bildet, in einen hochfrequenten RC-Schwingkreis geschaltet. Dieser Schwingkreis wird mit einer Spannung von $U_V = \pm 5 \text{ V}$ versorgt und liefert ein rechteckiges Spannungssignal einer

konstanten Frequenz. Um auch hier Störungen durch die Spannungsversorgung oder die Druck- und Temperaturmessung zu vermeiden, wird die Rechteckspannung bezüglich einer eigenen Masse abgriffen. Ändert sich die Kapazität des Messkondensators durch Änderung des Abstandes zwischen den Scheiben, so ändert sich die Frequenz des Schwingkreises. Diese Frequenzänderung kann über eine Kalibrierungsbeziehung als Maß für die Schmierfilmdickeverteilung heran gezogen werden.

Um Störungen der einzelnen Messsignale bei der Signalabführung zu vermeiden, werden die Leitungen der Spannungsversorgung (+ 15 V, Masse, - 15 V), die Leitungen der Druck- und Temperaturmessung (p-Signal, Masse, T-Signal) und die Leitungen der Schmierfilmdickemessung (h-Signal, Masse) jeweils in einem eigenen Wellenkanal abgeführt.

5.1.2.3 Messung der Scheibenmassentemperatur

Die Scheibenmassentemperatur wird mittels einer 4-Draht-Widerstandsmessung erfasst. Der hierfür erforderliche Sensor besteht aus einer aufgedampften Metallschicht, die aufgrund der schmalen Gegenscheibe am Modellkontakt der beiden Scheiben vorbei geführt wird. Die hierfür erforderlichen vier Leitungsbahnen (einschließlich Massebahn) sind vollständig von der Kontaktelektronik abgekoppelt und werden durch einen eigenen Wellenkanal geführt. Bild 5-8 zeigt den Linienkontakt zwischen einer Aluminiumoxidscheibe (Al_2O_3) und einer 100Cr6-Scheibe im Prüfstand. Darüber hinaus sind die kontaktierten Temperatur-, Druck- und Oberflächentempertursensoren sowie die mitrotierende Messelektronik zu sehen.

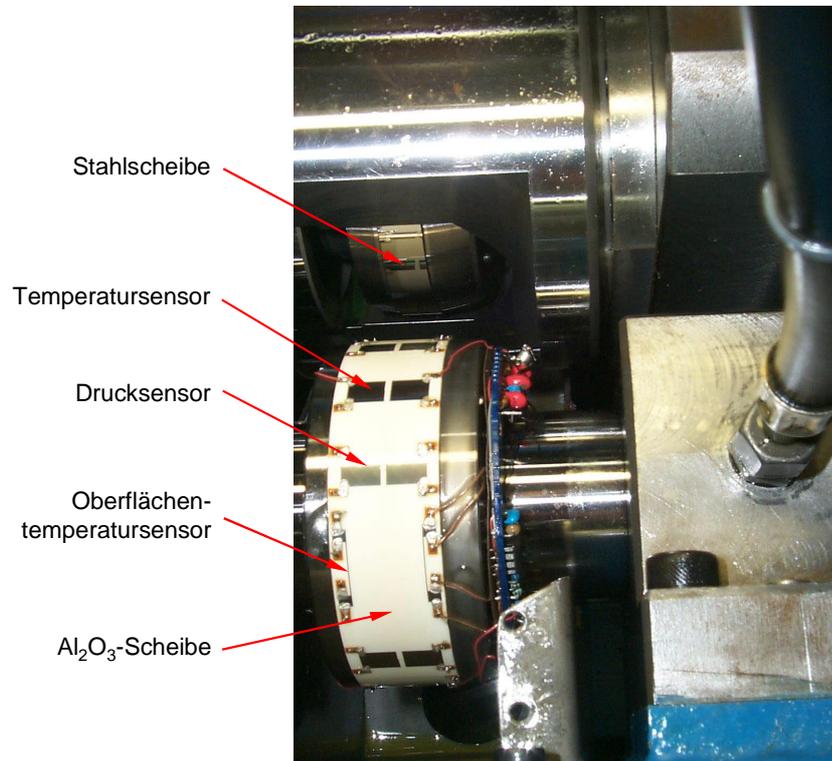


Bild 5-8: Linienkontakte einer Al_2O_3 -Scheibe und einer 100Cr6-Scheibe mit Dünnschichtsensoren und Messplatte

5.2 Dünnschichtsensorik

5.2.1 Herstellung

Zur Bestimmung der in Kapitel 4 definierten Konturgrößen h_0 , e und β elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte sind geeignete Sensoren zur Erfassung der entscheidenden Kontaktparameter Temperatur-, Druck- und Schmierfilmdickeverteilung erforderlich. Diese Sensoren müssen in die Kontakte eingebracht werden, den dort herrschenden Belastungen standhalten und gleichzeitig dürfen sie den Kontakt nicht wesentlich beeinflussen. Von **Baumann** [27] wurden Sensoren zur Erfassung der Druck- und Temperaturverteilungen im Kontakt entwickelt, bei denen die Änderung des ohmschen Widerstandes aufgrund der Temperatur- bzw. Druckänderung in einem $10\ \mu\text{m}$ breiten Messfaden erfasst wird. Zum mechanischen Schutz wurden die Sensoren mit einer keramischen Deckschicht überzogen. Beide Schichten, d. h. die metallische Sensorschicht und die Deckschicht wurden durch Aufdampfen im Hochvakuum erzeugt.

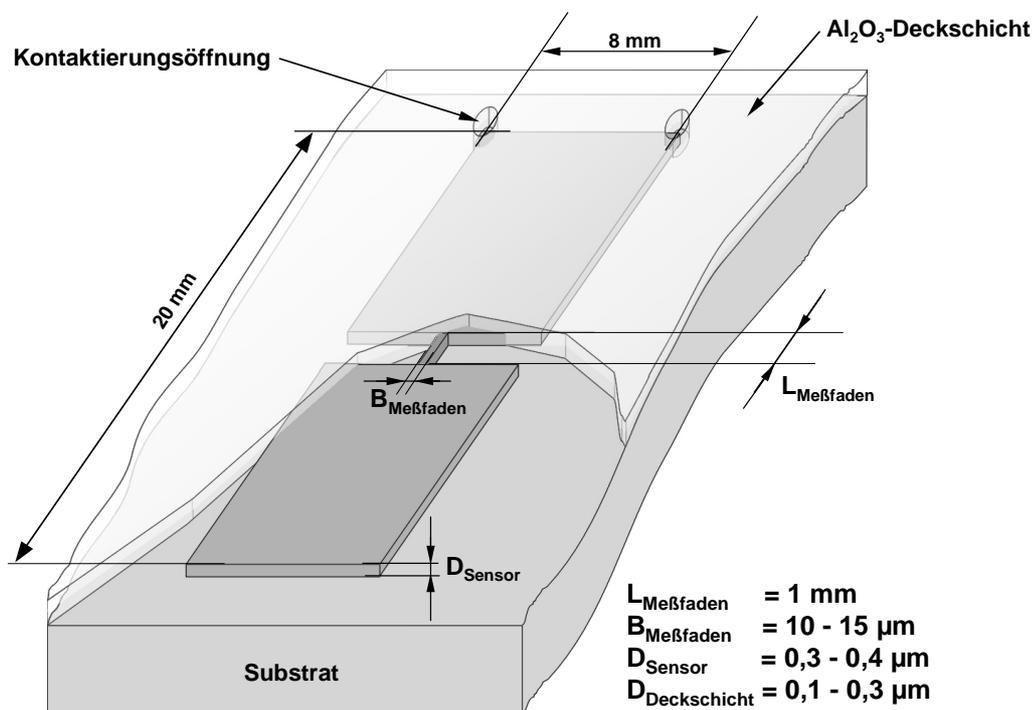


Bild 5-9: Schematische Darstellung eines Druck-, bzw. Temperatursensors

Der Temperatursensor wurde aus hochreinem Titan (99,99% Reinheit), der Drucksensor aus Manganin (86% Kupfer, 12% Mangan, 2% Nickel) hergestellt. Ausschlaggebendes Kriterium für die Materialauswahl war das Ansprechverhalten der entsprechenden Materialien auf Druck-, bzw. Temperaturänderungen.

Zur Erfassung der Schmierfilmdicke wurde von **Staiger** [28] ein kapazitiv arbeitender Sensor entwickelt, der eingekoppelt in einen hochfrequenten RC-Schwingkreis ein Frequenzsignal in Abhängigkeit von der Schmierfilmdicke liefert. Die Breite des Sensors betrug ca. 20 μm . Hierbei wurde die Metallschicht wie bei Baumann durch Aufdampfen im Hochvakuum erzeugt, wohingegen die keramische Deckschicht (Aluminiumoxid Al_2O_3) mittels Kathodenerstäubung (sputtering) aufgebracht wurde.

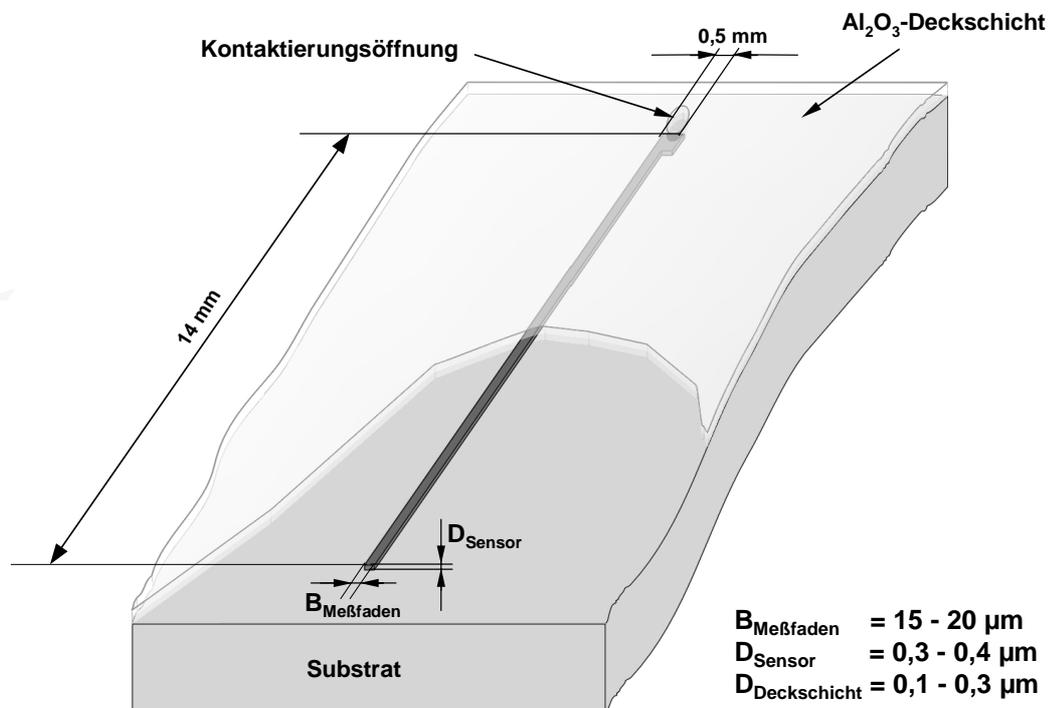


Bild 5-10: Schematische Darstellung eines Schmierfilmdickesensors

Zur Erfassung der für EHD-Kontakte bedeutenden Massentemperatur wurde von **Sperrfechter** [58] ein Oberflächentemperatursensor vorgestellt, der aus einem aufgedampften Messfaden besteht und nach dem Prinzip der 4-Draht-Messung die Änderung des ohmschen Widerstandes mit der Temperatur erfasst.

Ein wesentliches Problem aller Kontaktsensoren von Baumann und Staiger war die geringe mechanische Haftfestigkeit, die häufig schon bei der Kontaktierung oder Kalibrierung zum Versagen der Sensoren führte. Dabei wurde bei der Entwicklung dieser Sensoren die Metallschicht stets hinsichtlich der elektrischen Eigenschaften optimiert (Materialauswahl, Beschichtungsparameter) [27], wohingegen die Al_2O_3 -Deckschicht hinsichtlich ihrer Haftfestigkeit auf dem Substrat optimiert wurde. **Staiger** [28] und **Sperrfechter** [58] erzielten eine optimale Haftfestigkeit der Al_2O_3 -Deckschicht unter Zugabe von 3% hochreinem Sauerstoff in die Sputtergasatmosphäre. **Knauß** [92] arbeitete mit 3,5 % hochreinem Sauerstoff.

Eine ausführliche Darstellung des Beschichtungsprozesses, der Sensorstrukturierung und der Kontaktierung wird von **Baumann** [27], **Frey** [99], **Kirschner** [100], **Staiger** [28], **Knauß** [92] und **Sperrfechter** [58] gegeben.

5.2.2 Mechanische Sensoreigenschaften

Zur Optimierung der mechanischen Belastbarkeit der Sensoren wurden umfangreiche Versuchsreihen durchgeführt, bei denen nicht die Einzelschichten, sondern das gesamte Schichtsystem, bestehend aus metallischem Sensor und keramischer Deckschicht betrachtet wurde. Zur Charakterisierung der mechanischen Eigenschaften wurde ein Scratch-Tester der Firma CSEM eingesetzt (Bild 5-11).

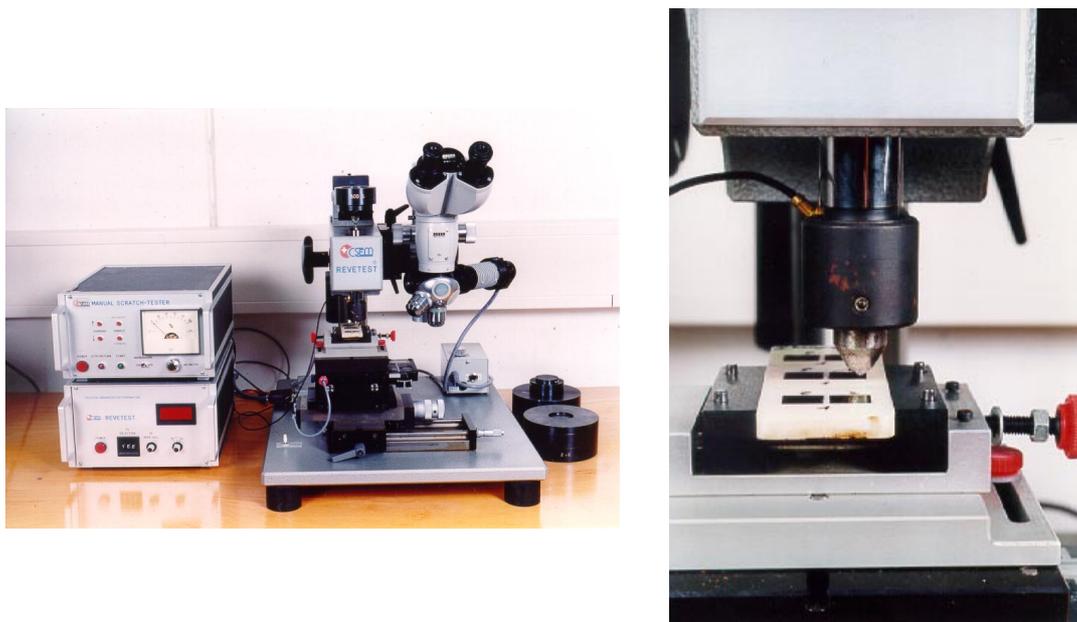


Bild 5-11: CSEM - Scratch-Tester

Bei diesem Ritztest wird eine genormte Diamantspitze (Rockwell-Kegel: Spitzenwinkel 120° , Spitzenradius $0,2\text{ mm}$) mit einer Geschwindigkeit von $v = 0,165\text{ mm/s}$ unter einer konstanten Prüfnormallast über die zu untersuchende Oberfläche gezogen. Dieser Vorgang wird mit stufenweise gesteigerten Lasten so lange wiederholt, bis die Schicht versagt. Die Ritzspuren lassen sich dann lichtmikroskopisch auswerten und beurteilen. Bei der Durchführung der Versuche wurde die Diamantspitze stets über die Kante der Anschlussfahnen gezogen.

5.2.2.1 Titansensoren

Es zeigte sich, dass bei Titansensoren die unter gleichen Bedingungen aufgedampft wurden unterschiedliche Versagensmechanismen auftraten.

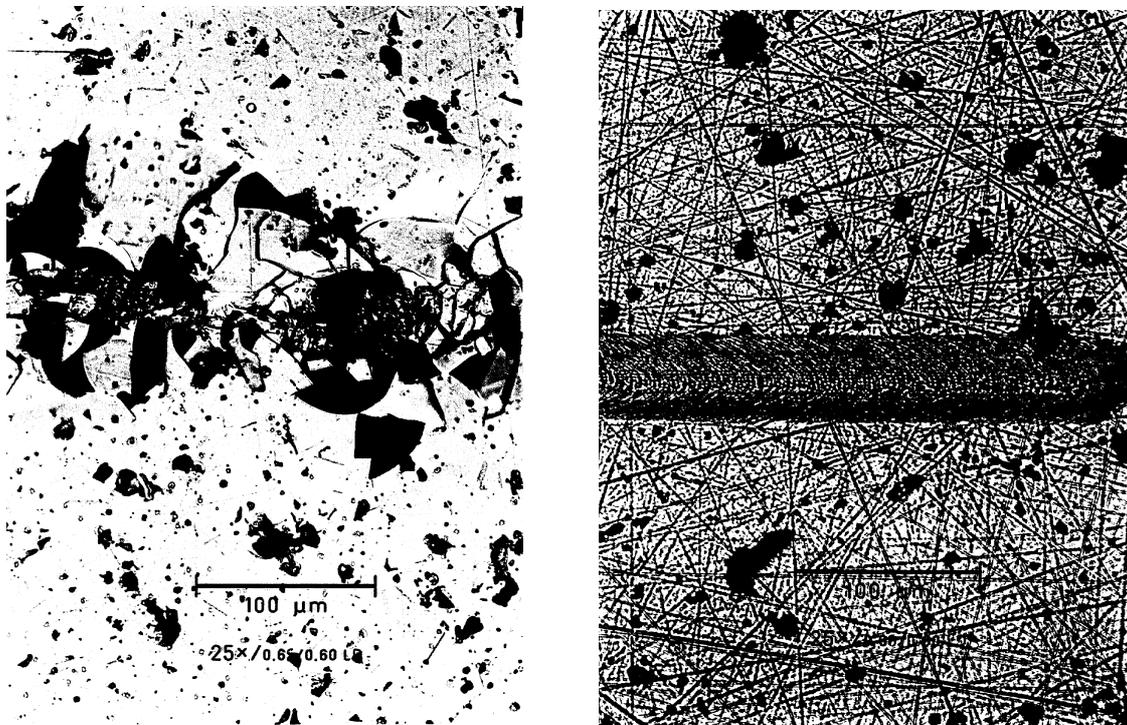


Bild 5-12: Versagensmechanismen aufgedampfter Titansensoren

Einige Sensoren versagten im Scratch-Test durch Spröbruch bei sehr geringen Belastungen von ca. 200 g (Bild 5-12, linke Aufnahme). Hierbei kam es zu Schollenbildung und zu Abplatzungen einschließlich der Deckschicht. Da diese Schollenbildung zur Trennung des elektrischen Durchgangs führte, wurden die Sensoren sofort zerstört. Andere Sensoren versagten duktil (Bild 5-12, rechte Aufnahme). D.h. es wurden durch den Diamant sichelförmig strukturierte Gräben in die Sensoroberfläche gezogen. Es

kam zu einer Art "Moränenbildung". Diese trat bei Belastungen im Bereich von 1000 - 2000 g auf. Obwohl bei diesem Versagensmechanismus die Sensoren beschädigt wurden, blieb der elektrische Durchgang erhalten, und die Sensoren waren trotz Beschädigung noch funktionsfähig. Die Zerstörung der Sensoren trat durch die Freilegung des Substrates bei Belastungen im Bereich von 1800 - 3000 g auf.

Neben diesen beiden Versagensmechanismen traten noch Zwischenstadien auf, bei denen es beginnend bei etwa 1000 g zu den oben geschilderten duktilen Beschädigungen ("Moränenbildung") kam, bei gesteigerten Lasten trat dann jedoch an den Rändern der duktilen Kratzspur Schollenbildung, d.h. sprödes Versagen auf (Bild 5-13).

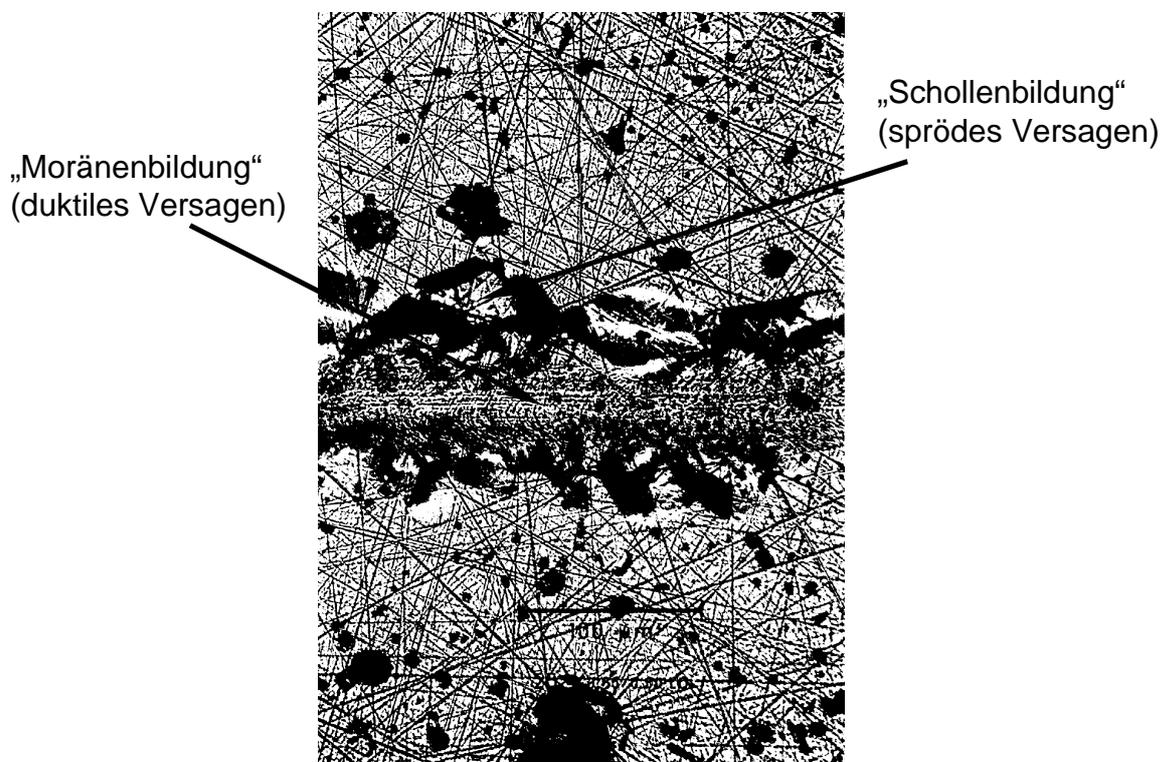


Bild 5-13: Versagensmechanismen aufgedampfter Titansensoren

Der Grund für die unterschiedlichen Versagensmechanismen ist in der unterschiedlichen Herstellung der Deckschicht zu sehen. Bei den Proben die sprödes Versagen zeigten, wurde die Deckschicht unter Zugabe von 3 % reinem Sauerstoff erzeugt. Sensorproben deren Deckschicht ohne Zugabe von reinem Sauerstoff erzeugt wurden, zeigten dagegen duktilen Verhalten. Erklären lässt sich dieser Effekt mit der Getterwirkung des Titans bezüglich des Sauerstoffs [101]. Dabei geht das Titan unter Bildung von Titanoxid (TiO_2) eine Verbindung mit dem Sauerstoff ein, was zu einer starken Abnahme der Zähigkeit führt ("Sensorversprödung").

Das auch Sensoren deren Deckschichten ohne die Zugabe von Sauerstoff abgeschieden wurden zum Teil spröde Tendenzen zeigten (duktil-sprödes Versagen), dürfte daran liegen, dass diese Sensoren eine längere Zeit der Atmosphäre ausgesetzt waren, bevor die Deckschicht aufgebracht wurde. D. h. die Titanschicht konnte mit dem Luftsauerstoff reagieren. Grundsätzlich sollten Titansensoren ohne Schutzschicht immer in einer Vakuumkammer gelagert werden.

Ein Vergleich der Belastungsgrenzen der unterschiedlichen Versagensmechanismen ist in Bild 5-14 dargestellt. Dabei ist jeweils die Grenze angegeben, unterhalb derer 0 % bzw. bis zu der 100 % der Sensorproben zerstört wurden.

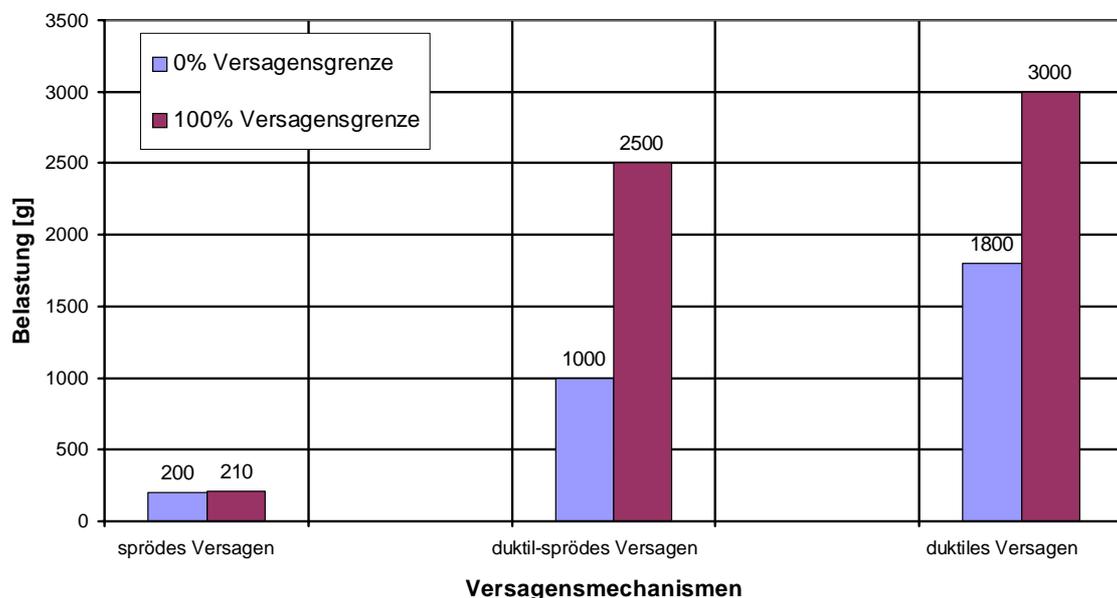


Bild 5-14: Versagensbelastungen aufgedampfter Titansensoren

Die sehr breiten Versagensbereiche können auf die Abhängigkeit der Haftfestigkeit von mehreren Einflussfaktoren zurückgeführt werden, wie z. B. die Oberflächenbeschaffenheit des Substrates, ausgeprägte Störstellen auf dem Substrat oder Eigenspannungen in der Schicht. Diese Randbedingungen können nicht immer von Probe zu Probe exakt konstant gehalten werden. Man erkennt jedoch deutlich die erhöhte mechanische Belastbarkeit der duktil versagenden Sensoren.

Der Verzicht auf die Zugabe von reinem Sauerstoff bewirkt nach **Knauß** [92] darüber hinaus einen starken Anstieg der Wärmeleitfähigkeit der Deckschicht und somit eine Annäherung der Wärmeleitfähigkeit der Schicht an die des Massivmaterials. Hierdurch wird die Kontaktbeeinflussung durch die Deckschicht erheblich reduziert.

In Tabelle 5-2 sind die Wärmeleitfähigkeiten von Aluminiumoxid als Massivmaterial und als Schicht angegeben.

Tabelle 5-2: Wärmeleitfähigkeiten von Aluminiumoxid

Al_2O_3 (massiv)	Al_2O_3 (Schichtherstellung mit Sauerstoffzugabe in die Sputtergasatmosphäre)	Al_2O_3 (Schichtherstellung ohne Sauerstoffzugabe in die Sputtergasatmosphäre)
$\lambda = 25 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ [111]	$\lambda = 0,4 - 4,0 \frac{\text{W}}{\text{mk}}$ [92]	$\lambda = 9,0 \frac{\text{W}}{\text{mk}}$ [92]

Auf eine Aufheizung des Substrates (Scheibe) zur Aufbringung der Al_2O_3 -Deckschicht wie bei **Staiger** [28] und **Sperrfechter** [58] wurde aus zwei Gründen verzichtet. Nach [101] führt die Aufnahme geringster Mengen Wasserstoff durch z. B. unsachgemäß durchgeführte Wärmebehandlung zu einer starken Abnahme der Zähigkeit des Titans. Ursache hierfür sind plattenförmige Ausscheidungen von Titanhydrid, die wie innere Kerben im Gefüge wirken. Zum anderen kann es aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnungskoeffizienten des Sensormaterials und des Scheibenmaterials während des Abkühlvorgangs nach dem Beschichtungsprozess zu Eigenspannungen an der Kontaktfläche kommen, die zu Trennbrüchen entlang der Kontaktfläche Sensor-Substrat führen können.

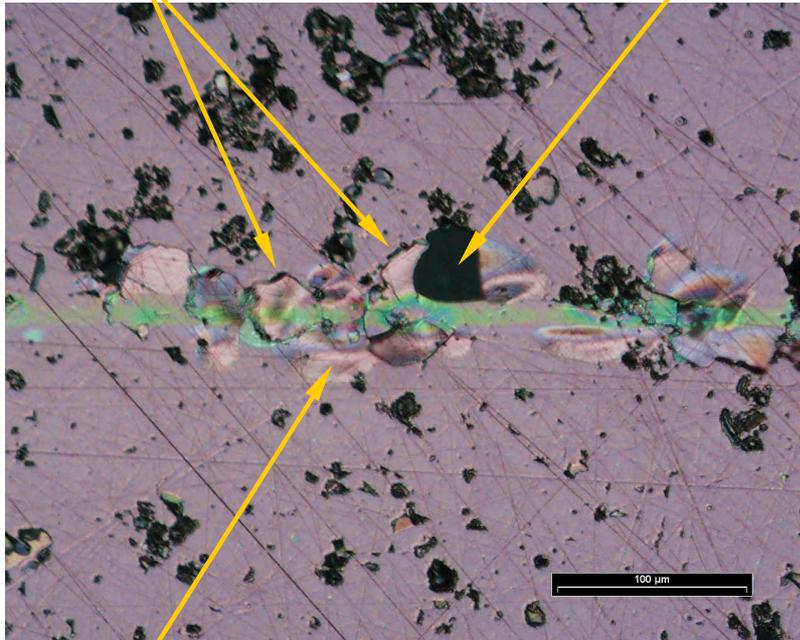
Darüber hinaus wurde auf den von **Sperrfechter** [58] durchgeführten Vorverdampfungsprozess zur weiteren Reduzierung des Vorvakuums verzichtet. Dies führte zu einer Vereinfachung des Prozessablaufs, war jedoch mit einer Verschlechterung der elektrischen Eigenschaften verbunden, d. h. die Sensoren zeigten eine größere Empfindlichkeit bezüglich des Druckes, was sich jedoch hinsichtlich des erforderlichen Korrekturprozesses (Kapitel 5.3) als vorteilhaft erwies.

5.2.2.2 Manganinsensoren

Zur Untersuchung des Einflusses des Sauerstoffes auf Manganinsensoren ($\text{CuMn}_{12}\text{Ni}_2$), die zur Druckmessung eingesetzt werden, wurden analoge Versuchsreihen wie bei den beschriebenen Titansensoren durchgeführt. Auch hier zeigte sich eine Verbesserung der mechanischen Belastbarkeit bei Sensoren die ohne die Zugabe von reinem Sauerstoff in die Sputtergasatmosphäre hergestellt wurden. Dennoch war der Einfluss des Sauerstoffs wesentlich geringer, führte jedoch auch bei diesen Sensoren zu unterschiedlichen Versagensmechanismen.

Aufbrechen der Sensorschicht

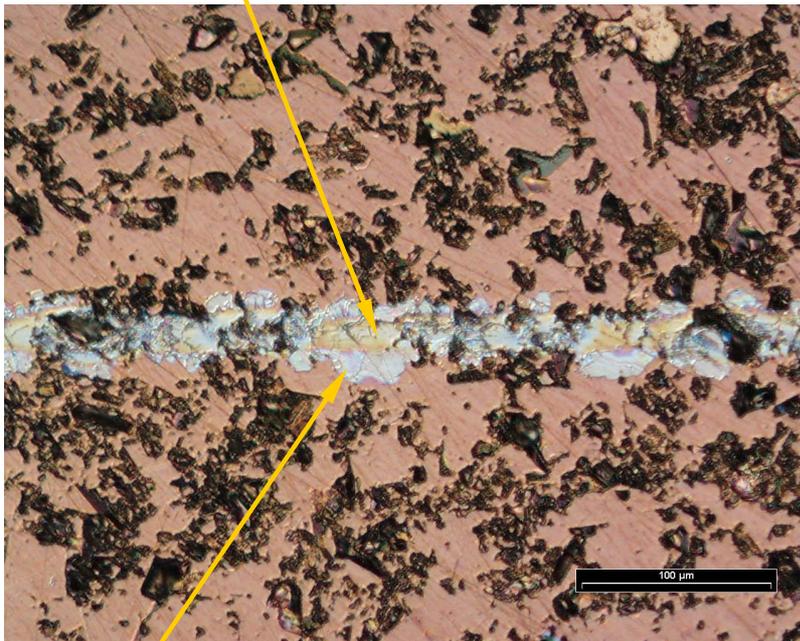
Schichtabplatzung



Deformation der Deckschicht

Bild 5-15: Manganinsensor (mit Sauerstoff) im Scratch-Test bei einer Last von $F = 300$ g

Reflexion der Schleifspur



Deformation der Deckschicht

Bild 5-16: Manganinsensor (ohne Sauerstoff) im Scratch-Test bei einer Last von $F = 300$ g

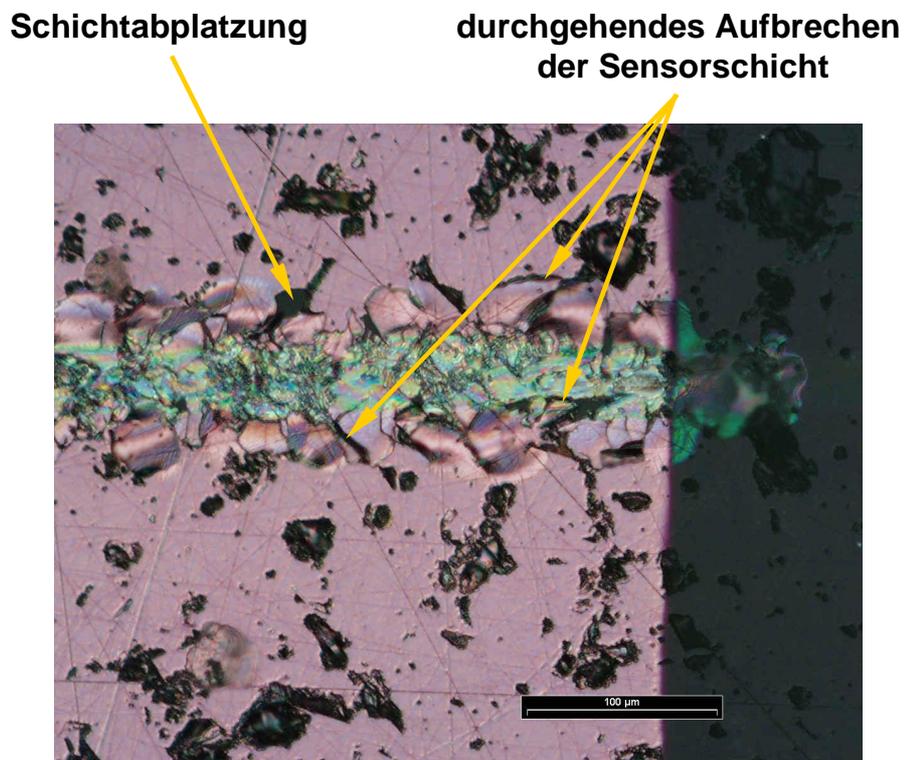
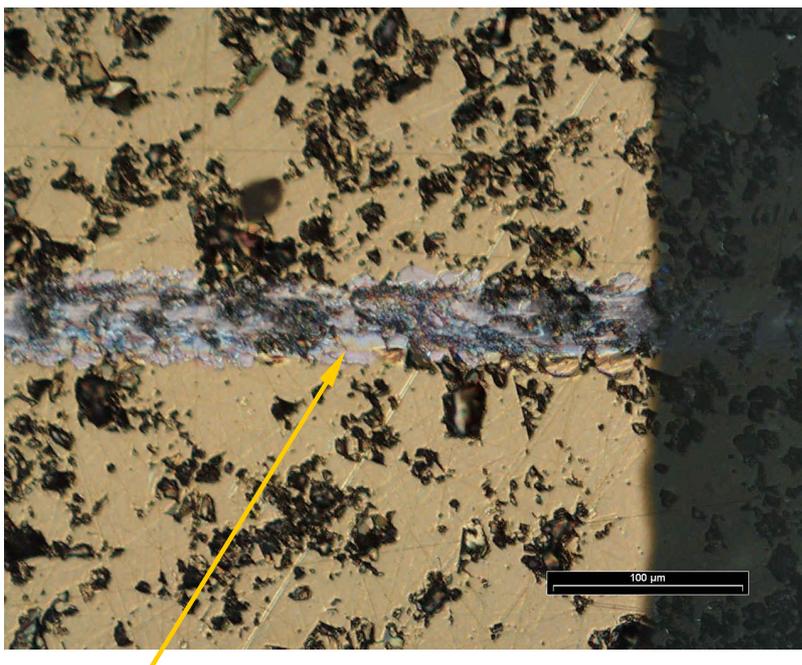


Bild 5-17: Manganisensor (mit Sauerstoff) im Scratch-Test bei einer Last von $F = 800$ g



zunehmende Deformation der Deckschicht

Bild 5-18: Manganisensor (ohne Sauerstoff) im Scratch-Test bei einer Last von $F = 800$ g

Bei Sensoren die unter Zugabe von reinem Sauerstoff hergestellt wurden, zeigte sich im Scratch-Test unter geringen Belastungen ein Verformen der Oberfläche, analog zu Sensoren, die ohne Sauerstoffzufuhr hergestellt wurden. Jedoch kam es bereits bei $F = 300$ g Belastung zu spröden Aufbrüchen der Deckschicht und der metallischen Sensorschicht (punktuelle elektrische Trennung, Bild 5-15). Bei Sensoren die ohne Sauerstoffzufuhr hergestellt wurden, zeigten sich diese Abplatzungen nicht. Die Deckschicht und die metallische Sensorschicht zeigten analog zu den untersuchten Titansensoren verstärkt duktiles Verhalten (Bild 5-16).

Ein weiteres Ansteigen der Belastung im Scratch-Test führte bei den Sensoren, die mit Zugabe von Sauerstoff hergestellt wurden, zur Ausbildung einer durchgehenden spröden Schollenbildung an beiden Seiten der Ritzspur des Rockwell-Diamanten. Der elektrische Kontakt wurde durchtrennt und der Sensor somit zerstört (Bild 5-17). Bei Sensoren die ohne die Zugabe von Sauerstoff hergestellt wurden, führt eine Steigerung der Belastungskraft zu leichten Materialaufschiebungen in Schleifrichtung des Diamanten (Bild 5-18), eine Durchtrennung der metallischen Sensorschicht trat nicht auf.

**Scharfkantig duktil
freigelegtes Substrat**

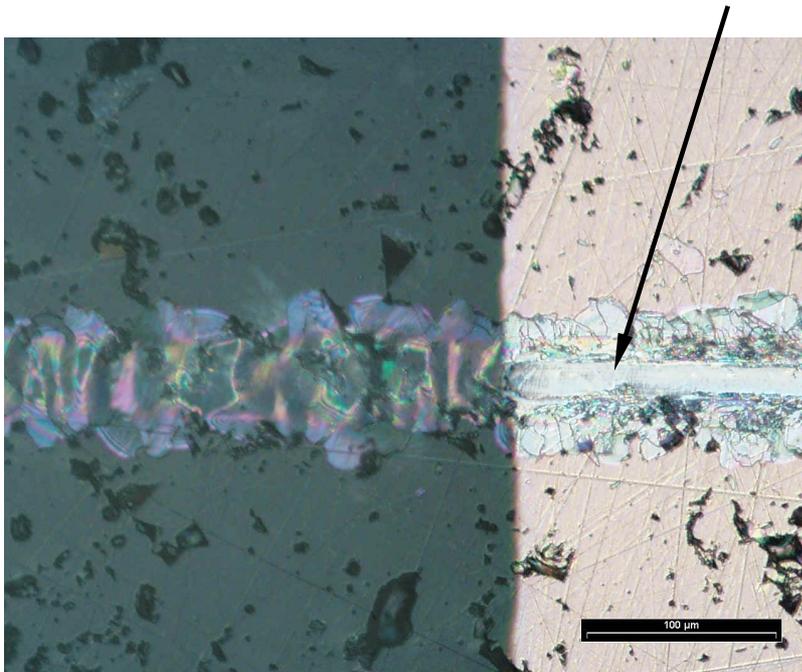


Bild 5-19: Manganisensor (ohne Sauerstoff) im Scratch-Test bei einer Last von $F = 1600$ g

Bild 5-19 zeigt einen zerstörten Sensor, der ohne die Zugabe von Sauerstoff hergestellt wurde. Eine Laststeigerung auf $F = 1600 \text{ g}$ führte zu einer scharfkantigen (duktilen) Freilegung des Substrates.

Als Grund für das geschilderte Versagensverhalten kann eine sich ausbildende spröde Passivierungsschicht, die unter Einwirkung von Sauerstoff entsteht, angesehen werden. Dieser Effekt wird im Falle von massiven Kupfer-Nickel-Legierungen genutzt um die Korrosionsbeständigkeit durch die Passivierungsschicht an der Oberfläche zu erhöhen [101]. Da der Sensor jedoch lediglich eine Dicke von $0,3 - 0,4 \mu\text{m}$ besitzt, kann davon ausgegangen werden, dass unter Sauerstoffeinfluss der Sensor vollständig in der Modifikation der versprödeten Passivierungsschicht vorliegt.

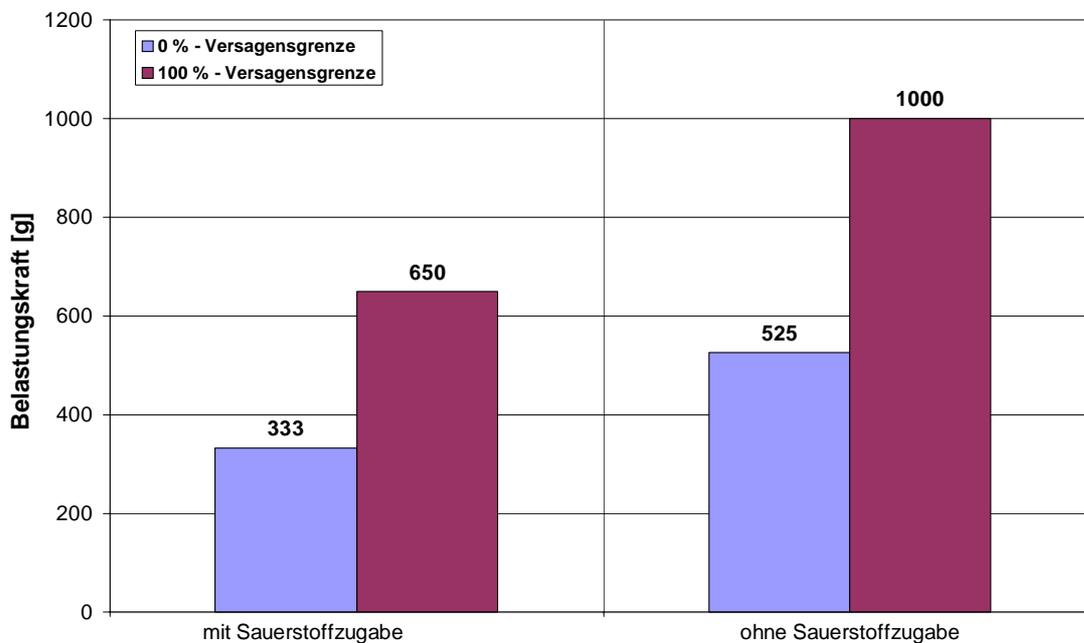


Bild 5-20: Versagensbereiche aufgedampfter Manganinsensoren

Liegen die Haftfestigkeiten der untersuchten Manganinsensoren für den Fall der Sauerstoffzugabe über denen der unter Sauerstoffzugabe hergestellten Titansensoren, so zeigen sie bei einer Herstellung ohne Sauerstoffzugabe wesentlich schlechtere Haftfestigkeiten als die Titansensoren, die ohne Sauerstoffzufuhr hergestellt wurden. Bild 5-21 zeigt einen Vergleich der Haftfestigkeiten von aufgedampften und gesputterten Manganinsensoren, auf deren Einsatz jedoch aufgrund der schlechteren elektrischen Eigenschaften verzichtet wurde.

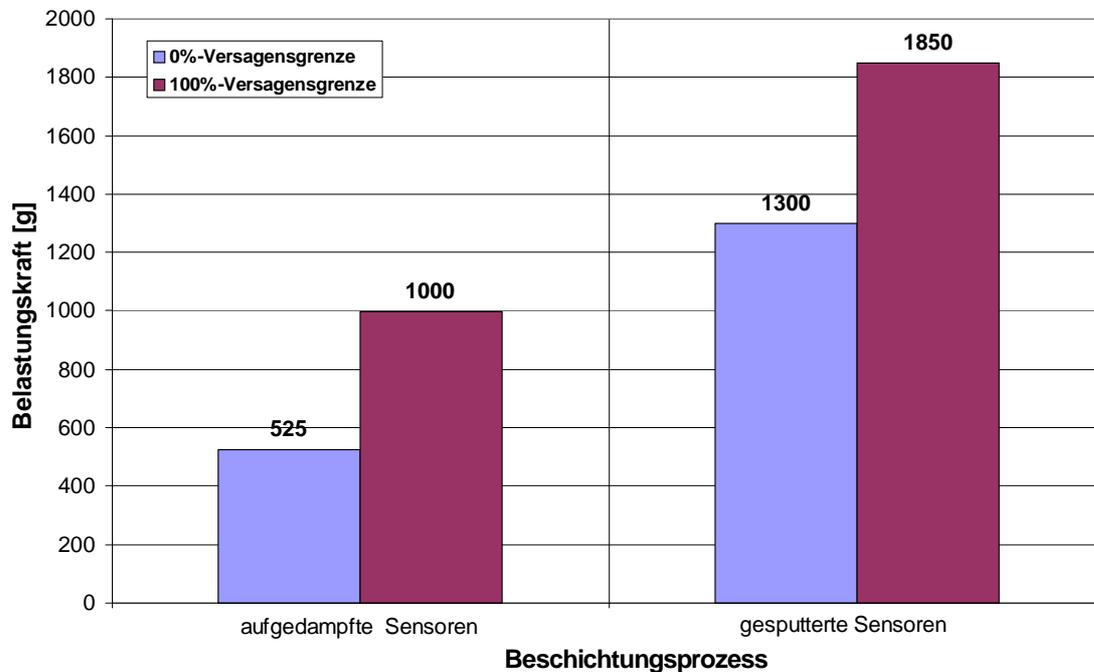


Bild 5-21: Versagensbereiche aufgedampfter und gesputterter Sensoren

5.2.3 Elektrische Sensoreigenschaften

5.2.3.1 Kalibrierung von Druck- und Temperatursensoren

Zur Bestimmung der elektrischen Eigenschaften der Druck- und Temperatursensoren sind mehrere Kalibriervorgänge erforderlich. Während der Druck-, bzw. Temperaturmessung wird die am Sensor anliegende Spannung bei konstantem Strom gemessen. Diese ändert sich aufgrund von Widerstandsänderungen die durch Druck- bzw. Temperaturänderungen im Kontakt hervorgerufen werden. Die Abhängigkeiten zwischen der gemessenen Spannung und den Zielgrößen Druck bzw. Temperatur lassen sich mittels einer Druck-Spannungs-Kalibrierung des Drucksensors bzw. einer Temperatur-Spannungs-Kalibrierung des Temperatursensors bestimmen. Hierbei ergeben sich nachfolgende lineare Zusammenhänge.

$$p \text{ [bar]} = \zeta_p \text{ [bar/V]} \cdot U_{\text{Mess}} \text{ [V]} \quad (\text{Gl. 5.3})$$

$$T \text{ [}^\circ\text{C]} = \zeta_T \text{ [}^\circ\text{C/V]} \cdot U_{\text{Mess}} \text{ [V]} \quad (\text{Gl. 5.4})$$

Die Proportionalitätskoeffizienten ζ_p und ζ_T der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Sensoren sind in Tabelle 5-3 wiedergegeben.

Tabelle 5-3: Proportionalitätskoeffizienten der hergestellten Sensoren

ζ_p [bar/V]	ζ_T [°C/V]
1703 - 2091	3,92 - 6,39

Da in elasto-hydrodynamisch geschmierten Kontakten Druck- und Temperaturänderungen stets gleichzeitig auftreten, und die Sensormaterialien auf beide Größen mit einer Widerstandsänderung ansprechen, muss der anteilige Einfluss des Druckes und der Temperatur auf die Gesamtänderung des ohmschen Widerstandes ermittelt werden. Dies geschieht über eine Druck-Widerstands-Kalibrierung bzw. über eine Temperatur-Widerstands-Kalibrierung mittels des sehr genauen 4-Draht-Messprinzips um Störeinflüsse der Zuleitungen auszuschließen. Die sich hieraus ergebenden Druck-, bzw. Temperaturkoeffizienten α_p und α_T werden nach **Baumann** [27] wie folgt bestimmt.

$$\alpha_p = \frac{1}{p - p_0} \cdot \frac{R_{(p)} - R_0}{R_0} \quad (\text{Gl. 5.5})$$

$$\alpha_T = \frac{1}{T - T_0} \cdot \frac{R_{(T)} - R_0}{R_0} \quad (\text{Gl. 5.6})$$

Das Verhältnis der Druck- und Temperaturkoeffizienten eines Sensors liefert den Fehlerkoeffizienten β . Dieser wird im Falle eines Temperatursensors als Druckfehlerkoeffizient bezeichnet und gibt den Fehler an, den der Sensor bei einer Druckerhöhung von einem bar anzeigt. Analoges gilt für den Drucksensor.

Druckfehlerkoeffizient:

$$\beta_{Tp} = \frac{\alpha_p}{\alpha_T} \quad (\text{Gl. 5.7})$$

Temperaturfehlerkoeffizient:

$$\beta_{pT} = \frac{\alpha_T}{\alpha_p} \quad (\text{Gl. 5.8})$$

Somit sind zur Bestimmung der elektrischen Eigenschaften eines jeden Druck- und Temperatursensors drei Kalibrierungen erforderlich. Die Druckkalibrierungen wurden mit einer Druckwaage im Bereich $p = 0 - 1100$ bar Überdruck durchgeführt. Die Temperaturkalibrierung wurde mittels eines temperierbaren Ofens im Temperaturintervall von RT bis 80°C durchgeführt.

Tabelle 5-4 gibt die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Druck- und Temperaturkoeffizienten sowie die Fehlerkoeffizienten an.

Tabelle 5-4: Sensorkoeffizienten

	Temperatur-sensoren	Druck-sensoren
Temperaturkoeffizienten α_T [1/ $^{\circ}\text{C}$]	$(2,6 \div 2,9) \times 10^{-3}$	$(0,4 \div 4,2) \times 10^{-5}$
Druckkoeffizienten α_p [1/bar]	$(-1,2 \div -1,5) \times 10^{-6}$	$(1,4 \div 2,1) \times 10^{-6}$
Druckfehlerkoeffizienten β_{Tp} [$^{\circ}\text{C}/\text{bar}$]	$(-4,6 \div -0,5) \times 10^{-3}$	---
Temperaturfehlerkoeffizienten β_{pT} [bar/ $^{\circ}\text{C}$]	---	$2,9 \div 20$

5.2.3.2 Kalibrierung der Schmierfilmdickesensoren

Zur Bestimmung der Schmierfilmdicke wird ein kapazitiver Sensor, wie er von **Staiger** [28] vorgestellt wurde, eingesetzt. Dieser Sensor wird in einen RC-Schwingkreis eingekoppelt für dessen Frequenzverhalten gilt:

$$f = \frac{k}{C} \quad (\text{Gl. 5.9})$$

k lässt sich als eine Konstante des Schwingkreises darstellen, C ist die Gesamtkapazität des Schwingkreises. Sie setzt sich zusammen aus der interessierenden Messkapazität C_M , der zur Messkapazität parallel geschalteten Kapazität C_O des Schwingkreises und Störkapazitäten.

Diese Störkapazitäten ergeben sich zum einen durch die Deckschicht, die den Sensor überzieht. Sie stellt eine vom Schmierfilm abweichende Kapazität C_D dar, die mit der Messkapazität in Reihe geschaltet ist. Zum anderen bildet der Sensor mit der Messwelle eine Kapazität wobei die Messscheibe (Keramikscheibe) das Dielektrikum darstellt. Diese Kapazität C_S ist parallel zur Messkapazität angeordnet. Des Weiteren stellen die Zuleitungen Störkapazitäten C_L dar, die ebenfalls parallel zur Messkapazität angeordnet sind. Bild 5-22 zeigt schematisch die Ausbildung der Schwingkreis-kapazität zur Erfassung des Messsignals.

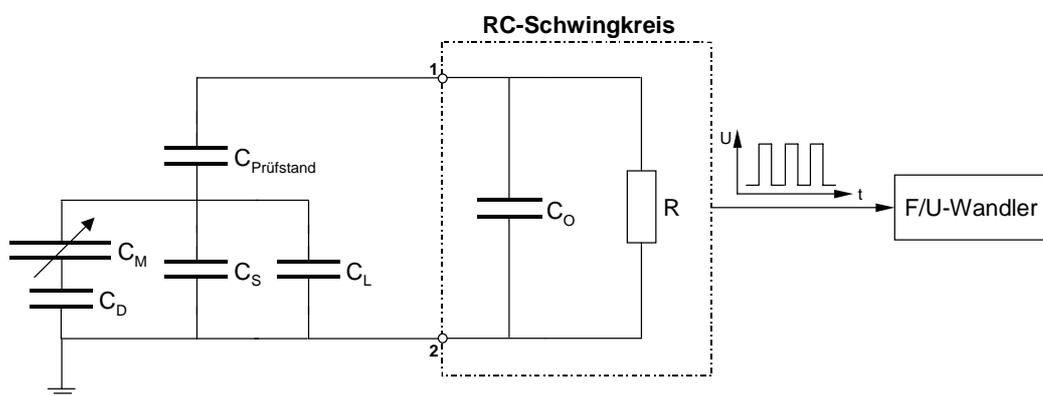


Bild 5-22: Ausbildung der Messkapazität zur Schmierfilmdickenmessung

Die Konstante k und die Kapazität C_O des Schwingkreises lassen sich durch Messung der Leerlauf Frequenz des Schwingkreises und durch Messung einer Bezugsfrequenz mit einer bekannten Referenzkapazität, die an den Klemmen (1 - 2) angelegt wird, bestimmen (siehe Tabelle 5-5).

Tabelle 5-5: Bezugsfrequenzen zur Bestimmung von k und C_O des Schwingkreises

Referenzkapazität [pF]	Ausgangsfrequenz f [kHz]
0	1307
22	500
33	365

Für die den Schwingkreis beschreibenden Größen ergibt sich hieraus:

$$C_O = 13,2 \text{ [pF]}$$

$$k = 17265 \text{ [kHz} \cdot \text{pF]}$$

Die Störkapazitäten der Deckschicht C_D , der Versuchsscheibe C_S (bei Stahlscheiben wird C_S durch die Isolationsschicht dargestellt) und der Zuleitungen C_L sind zahlenmäßig nicht zu erfassen. Aus diesem Grund muss die Versuchsscheibe mit dem Sensor in dem exakt gleichen Zustand kalibriert werden, in dem auch die Messungen durchgeführt werden. D. h. die Versuchsscheibe muss für die Kalibrierung bereits auf die Messwelle aufgezogen und vollständig kontaktiert werden. Die Lage der Zuleitungen muss exakt definiert sein und darf für die Messung im Prüfstand nicht verändert werden. Um dies zu gewährleisten wurden die Zuleitungen vor der Kalibrierung auf der Messwelle festgeklebt. Auf diese Weise konnte der Einfluss der Störkapazitäten C_D , C_S und C_L durch die Sensorkalibrierung als konstant bleibende Einflussgrößen mit erfasst werden.

Als ein weiterer bedeutender Einflussfaktor auf das Signal stellte sich der Drehübertrager heraus, mittels dem die Messsignale von der drehenden Welle auf das ruhende System abgeführt wurden. Die Sensoren zeigten im Zustand ohne Gegenplatte ($d \rightarrow \infty$) im Prüfstand und in der vorhandenen Kalibriereinrichtung hierdurch deutlich abweichende Signalspannungen an.

Zur Beseitigung dieses Fehlers wurde eine In situ - Kalibriereinrichtung entwickelt, die eine Kalibrierung der Schmierfilmdickesensoren im Prüfstand ermöglichte. Dadurch konnte neben dem Störeinfluss durch den Drehübertrager auch der Störeinfluss des Prüfstandes als konstant bleibende Einflussgröße mit erfasst und somit aus dem Messsignal eliminiert werden.

Der einzige Fehlereinfluss, der im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen nicht kontrolliert werden konnte, war die Änderung der Dielektrizitätskonstanten der 0,1 - 0,3 μm dicken Deckschicht aufgrund der elastischen Oberflächendeformation der Scheibe im Kontakt.

Bild 5-23 und Bild 5-24 zeigen die entwickelte In situ - Kalibriereinrichtung.

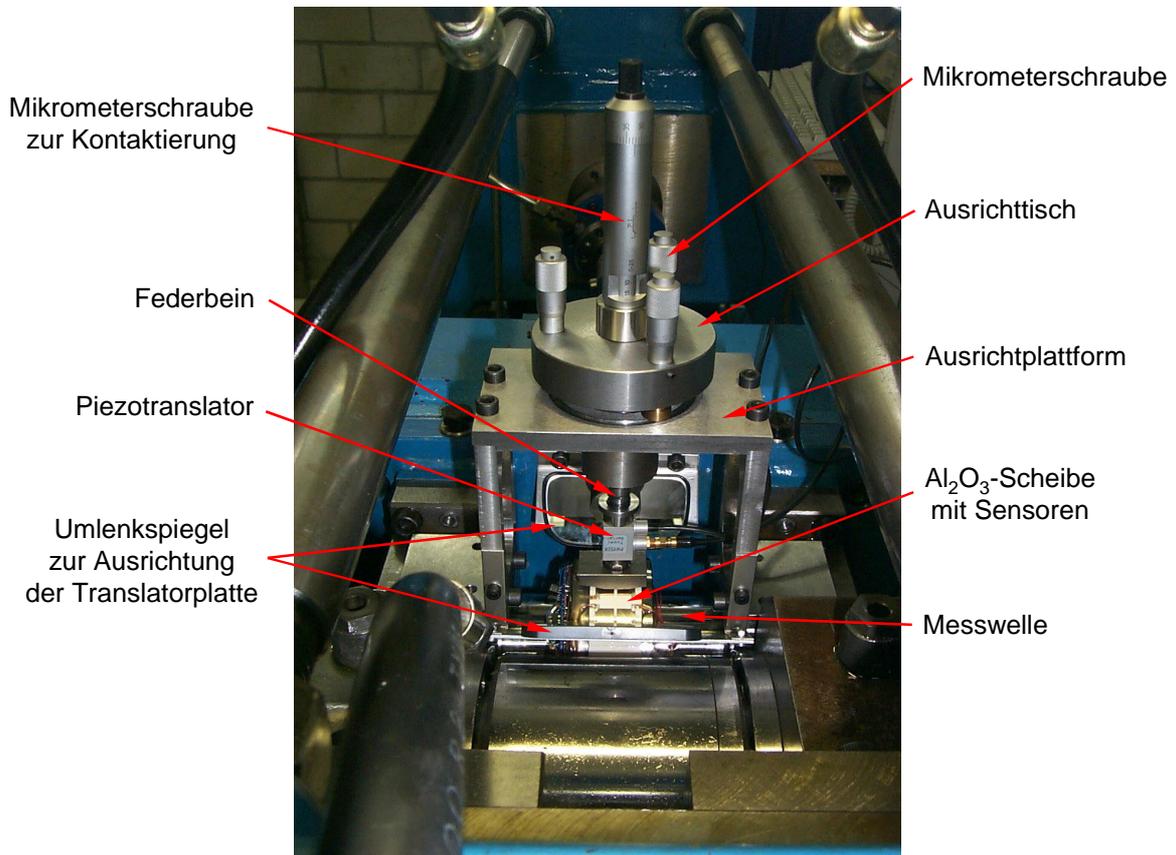


Bild 5-23: In situ - Kalibriereinrichtung für Schmierfilmdickesensoren

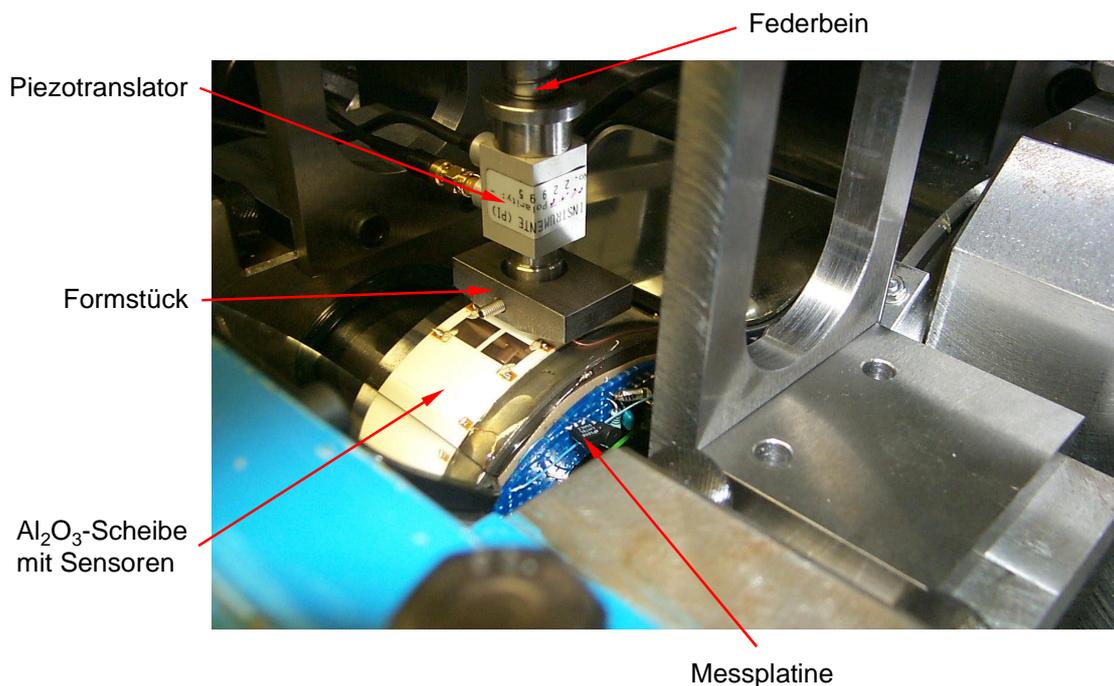


Bild 5-24: Kalibrierkontakt der In situ - Kalibriereinrichtung

Die Kalibriereinrichtung besteht aus einem geregelten Piezotranslator, der einen maximalen Hub von $\Delta s = 10 \mu\text{m}$ durchführt. Eine im Anschluss an die Kalibrierungen durchgeführte Kontrollmessung des Herstellers ergab eine maximale Hysterese beim Aus- und Einfahrvorgang von weniger als 1,2 %. Auf diesem Piezotranslator ist die Gegenplatte, die mit dem Sensor den Kondensator bildet aufgebracht. Mittels eines Formstücks wird die exakte Kontur der Gegenscheibe nachgebildet, so dass die Kalibriergeometrie exakt der Messgeometrie entspricht.

Der Piezotranslator ist weich an einem Federbein aufgehängt, das über eine Mikrometerschraube zentrisch in einen kreisrunden Ausrichttisch eingespannt ist. Dieser Ausrichttisch stützt sich über drei am Umfang angeordnete Mikrometerschrauben auf einer Ausrichtplattform ab, die auf die Lagerböcke der Messwelle aufgesetzt ist. Die Füße der drei Ausrichtmikrometerschrauben sind in einer kreisrunden Nut geführt, die in die Ausrichtplattform eingebracht ist.

Aufgabe des Federbeins ist es im Falle des Kontaktes der Gegenplatte mit der Messscheibe die weitere Dehnung des Piezotranslators aufzufangen. D. h. kommt es zum Kontakt, bewirkt die Feder, dass trotz der weiteren Bewegung des Piezotranslators, der Plattenabstand nicht mehr geändert wird und somit die Messfrequenz konstant bleibt. Der Kontaktpunkt (Nullabstand) zeichnet sich somit in einem scharfen horizontalen Abknicken der Kalibrierkurve ab. Eine steife Aufhängung des Piezotranslators führte nach der Kontaktierung zu einer nicht kontrollierbaren Stauchung der Oberflächenrauigkeiten der Deckschicht. Diese Stauchung ergab sich auf Grund der sehr hohen Kräfte die durch den Piezotranslator erzeugt werden. Da dieser Effekt sich beginnend mit dem Kontakt erster Rauheitsspitzen kontinuierlich verstärkte, ließ sich der Nullabstand, d. h. der Kontakt der ersten Rauheitsspitzen nicht exakt bestimmen. Der Kontakt der ersten Rauheitsspitzen stellt jedoch in elastohydrodynamisch geschmierten Kontakten den Zusammenbruch des tragenden Schmierfilms dar und ist somit als Kalibriernullpunkt zu betrachten. Eine exakte Definition der Nulllage war nicht möglich. Über die Federsteifigkeit des Federbeins wurde die maximale Oberflächenbelastung für alle Kalibriervorgänge identisch vorgegeben, wodurch die Vergleichbarkeit der Schmierfilmdickemessungen unterschiedlicher Scheiben erreicht werden konnte.

Über zwei Umlenksiegel kann die Gegenplatte des Piezotranslators parallel zum Schmierfilmdickesensor ausgerichtet werden.

Über ein Steuerungsprogramm wird der Plattenabstand durch Ausfahren des Piezotranslators in Schritten von $\Delta(\Delta s) = 0,1 \mu\text{m}$ verkleinert. Die jeweilige Frequenz des Schwingkreises wird über einen F/U-Wandler in ein Spannungssignal transformiert und zusammen mit der aktuellen Lage des Piezotranslators erfasst, wodurch sich die

Abstands-Spannungs-Beziehung ergibt. Die sich ergebende Kalibrierkurve lässt sich durch nachstehende Beziehung (Gleichung 5.10) durch Anpassen der Konstanten A bis E sehr gut analytisch abbilden.

$$d[\mu\text{m}] = A \cdot \left[10^{\frac{U[\text{mV}] - B}{C}} + D \right]^2 + E \quad (\text{Gl. 5.10})$$

5.3 Voruntersuchungen zur Messwertaufbereitung

5.3.1 Druck- und Temperaturmessung

Die Kontaktgrößen Druckverteilung und Temperaturverteilung werden über die Änderung des ohmschen Widerstands in einem 10 - 15 µm breiten Messfaden gemessen. Dabei ändert sich der ohmsche Widerstand des Messfadens, wie bereits beschrieben, sowohl mit dem Druck als auch mit der Temperatur. Da in einem elastohydrodynamisch geschmierten Kontakt Druck- und Temperaturänderungen stets gemeinsam auftreten, ergibt sich im Temperatursignal ein Druckfehler und im Drucksignal ein Temperaturfehler. Der jeweilige Einfluss von Druck und Temperatur lässt sich über eine sehr genaue 4-Draht-Widerstands-Kalibrierung der Sensoren bezüglich Druck und Temperatur bestimmen und durch die Druckfehlerkoeffizienten und Temperaturfehlerkoeffizienten beschreiben (Kapitel 5.2).

Wie **Knauß** [92] in umfangreichen Untersuchungen zeigen konnte, lässt sich der Fehlereinfluss durch eine geeignete Materialauswahl für die Sensoren minimieren, jedoch nicht vollständig beseitigen. **Baumann** [27] schlägt zur Lösung dieses Problems eine gegenseitige Fehlerkorrektur der beiden Signale vor, zu deren Durchführung das Druck-, und Temperatursignal während einer Messung aufzunehmen sind, um für beide Signale exakt gleiche Versuchsbedingungen zu erhalten.

Zur Durchführung dieses Verfahrens wurden nachfolgende Iterationsbeziehungen verwendet. Dabei wurden ausschließlich die Signalfehler (Klammerterm) iterativ korrigiert, bis sie unter eine Schranke von $\varepsilon < 0,001$ gefallen waren. T_0 und p_0 entsprechen hierbei den unkorrigierten Messsignalen. Für $i = 0 - n$ gilt:

$$T_{i+1} = T_0 - (\beta_{Tp} \cdot p_i) \quad (\text{Gl. 5.11})$$

$$p_{i+1} = p_0 - (\beta_{pT} \cdot T_{i+1}) \quad (\text{Gl. 5.12})$$

Zur Durchführung dieses Korrekturverfahrens ist die Frage nach der Lagezuordnung der beiden Verläufe von Druck und Temperatur von grundlegender Bedeutung. Aufgrund der extrem hohen Druck- und Temperaturgradienten führen bereits minimale Fehler in der Lagezuordnung der Verläufe zu gravierenden Fehlern und Messwertverfälschungen. Untersucht wurden mehrere Möglichkeiten der Kurvenzuordnung.

- **Gradienten-Konzept**

Aus der analytischen strömungsmechanischen Berechnung der Druck- und Temperaturverteilungen im elastohydrodynamischen Kontakt ergibt sich nach **Schouten** [82], dass das erste Temperaturmaximum an der Stelle des größten Druckgradienten im Einlaufbereich auftreten muss. Dies ist in Bild 5-25 anhand einer gemessenen Druck- und Temperaturverteilung dargestellt.

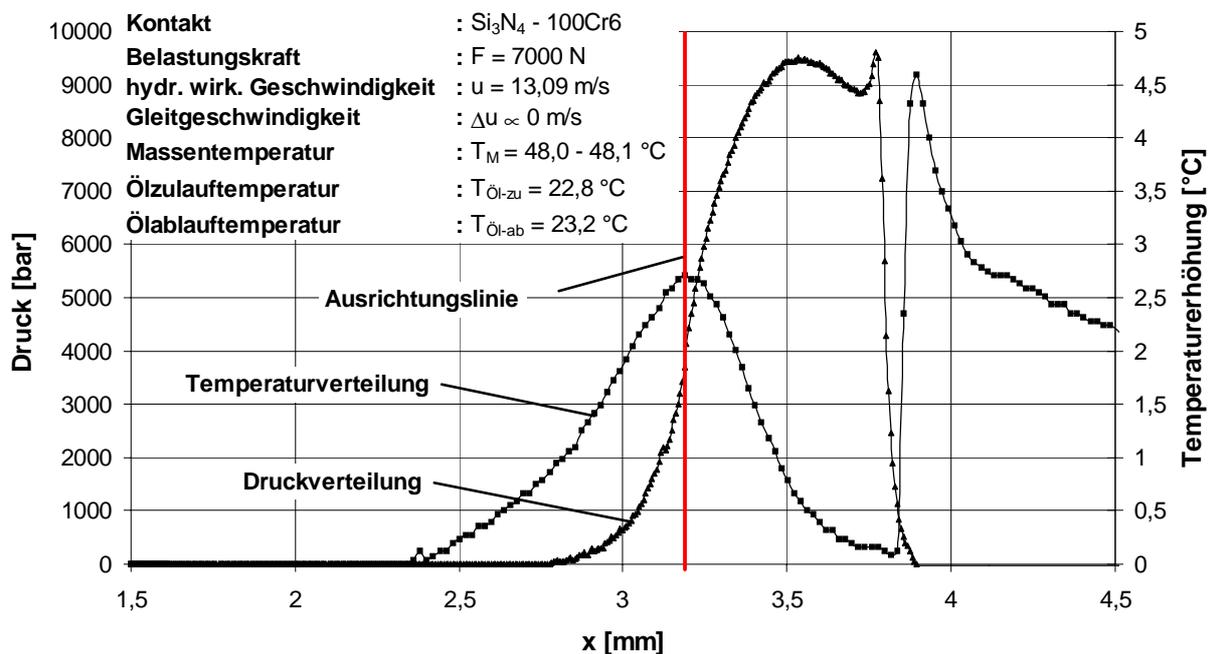


Bild 5-25: Druck-Temperatur-Ausrichtung nach dem Gradienten-Konzept

Als Ausrichtungskriterium gilt:

$$x \left(\frac{dp}{dx} \Big|_{\max,1} \right) = x(T_{\max,1}) \quad (\text{Gl. 5.13})$$

Zur Durchführung der Korrektur mittels des Gradienten-Konzepts wurde ein Auswertprogramm entwickelt, das zum einen die Druck- und Temperaturwerte iterativ nach den Gleichungen 5.11 und 5.12 korrigiert und zum anderen nach jedem Iterationsschritt die Lage der beiden Kurven zueinander neu bestimmt. Diese Ausrichtungsiteration wurde erforderlich, da sich die Lage des ersten Temperaturmaximums nach jedem Iterationsschritt veränderte.

Bei der Anwendung des Iterationsprogramms zeigte sich jedoch, dass mit diesem Iterationsverfahren keine Konvergenz der Kurven erreicht werden konnte, bzw. dass die sich ergebenden Druck- und Temperaturverläufe völlig unrealistische Gestalt annahmen. Zur Fehlerbereinigung musste daher ein anderes Ausrichtungskriterium gefunden werden.

- **Nullpunkt-Konzept**

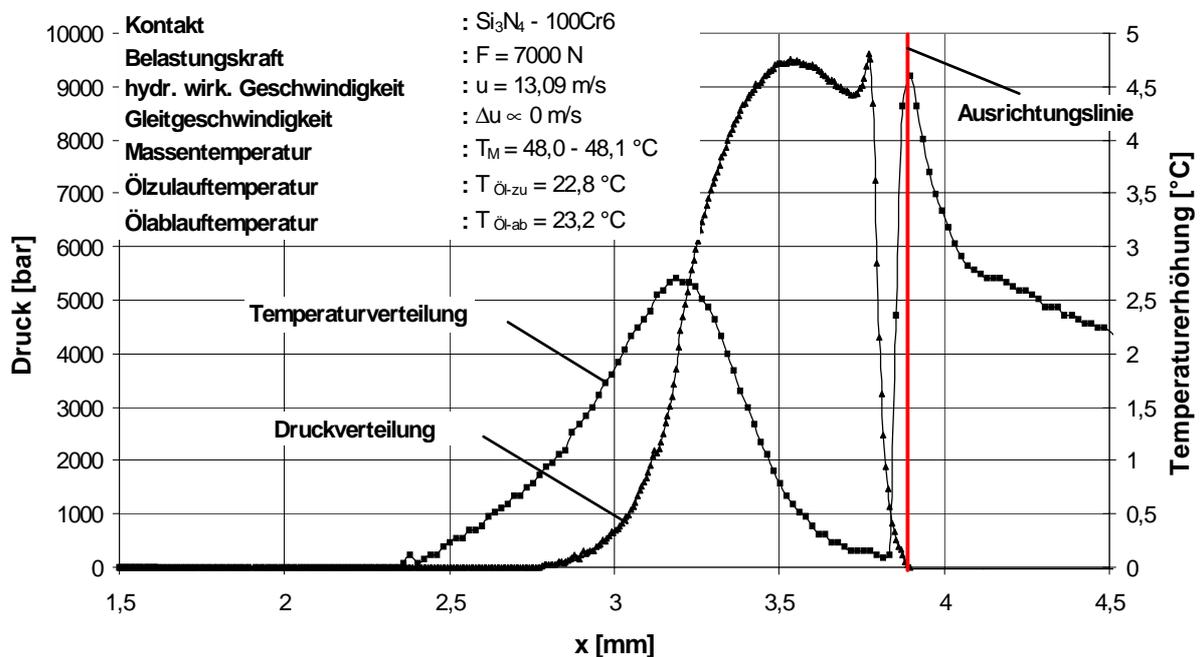


Bild 5-26: Druck-Temperatur-Ausrichtung nach dem Nullpunkt-Konzept

An der engsten Stelle der Kontakteinschnürung muss aus Gleichgewichtsgründen der Druck auf Umgebungsdruck abgesunken sein. Gleichzeitig herrscht an dieser engsten Stelle aus Kontinuitätsgründen die größte Strömungsgeschwindigkeit, wodurch der Geschwindigkeitsgradient $\partial u / \partial y$ an den Wänden maximal wird. Dies führt nach allen rheologischen Modellen für Fluide (Tabelle 2-1) zu einem Maximum der Wandschubspannung und somit zu einem Maximum der Reibung. Geht man von einer Kopplung der Wärmeentwicklung an die auftretende Reibung aus, so muss an dieser engsten Stelle ein Temperaturmaximum entstehen. In Bild 5-26 ist dieser Sachverhalt dargestellt.

Als Ausrichtungskriterium ergibt sich somit:

$$x(p = 0) = x(T_{\max,2}) \quad (\text{Gl. 5.14})$$

- **Minimum-Konzept**

Vor der Kontakteinschnürung entsteht eine Druckspitze [82]. Somit bildet sich an dieser Stelle ein Staupunkt aus, an dem die Strömungsgeschwindigkeit aus energetischen Gründen ein Minimum durchlaufen muss (Bernoulli). Als Folge muss an dieser Stelle, analog zu obiger Beschreibung, die Wandschubspannung und somit die Reibung ein Minimum durchlaufen. Geht man wiederum von einer Kopplung von Reibung und Wärmeentwicklung aus, muss sich an dieser Stelle ein Minimum im Temperaturverlauf ausbilden. Dieser Sachverhalt ist in Bild 5-27 dargestellt.

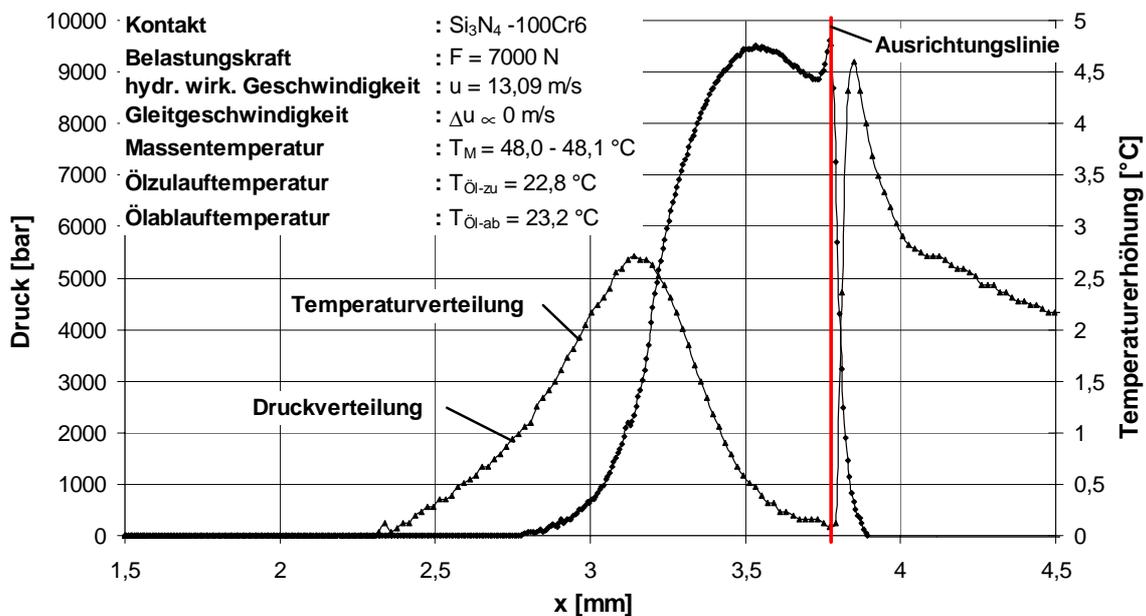


Bild 5-27: Druck-Temperatur-Ausrichtung nach dem Minimum-Konzept

Als Ausrichtungskriterium ergibt sich somit:

$$x(p_{\max,2}) = x(T_{\min}) \quad (\text{Gl. 5.15})$$

- **Peak-Konzept**

Haßdenteufel [102] gibt als Ausrichtungskriterium an, den Druckpeak und den Temperaturpeak zur Deckung zu bringen. Dieses Ausrichtungskriterium lässt sich physikalisch nicht begründen und kann lediglich eine grobe Abschätzung der Fehlereinflüsse wiedergeben. Die Kompressionswärme an der Stelle des Druckpeaks kann als Ursache für die Temperaturspitze nicht herangezogen werden, wie die Berechnungen von **Holland und Plote** (1998) [56] (Bild 2-9) zeigen. Als Ausrichtungskriterium folgt:

$$x(p_{\max,2}) = x(T_{\max,2}) \quad (\text{Gl. 5.16})$$

In Bild 5-28 ist dieses Ausrichtungskriterium dargestellt.

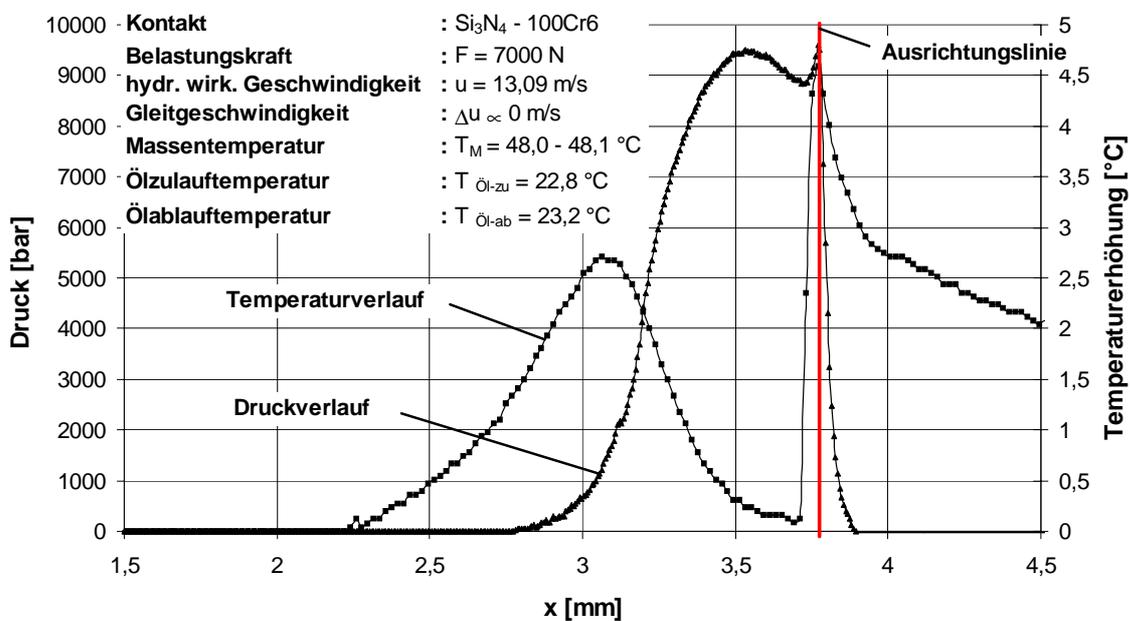


Bild 5-28: Druck-Temperatur-Ausrichtung nach dem Peak-Konzept

Die Bedeutung einer eindeutigen Klärung der Frage der Lagezuordnung beider Kurvenverläufe wird aus Bild 5-29 ersichtlich. Es zeigt einen Vergleich der nach den unterschiedlichen Ausrichtungskonzepten korrigierten Temperaturverteilungen für einen Si₃N₄ - 100Cr6 - Kontakt bei einer Belastung von F = 7000 N und einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von u = 13,09 m/s. Bei der nach dem Gradienten-

Konzept ermittelten Kurve wurde die Ausrichtungsiteration nach dem ersten Iterationsschritt abgebrochen.

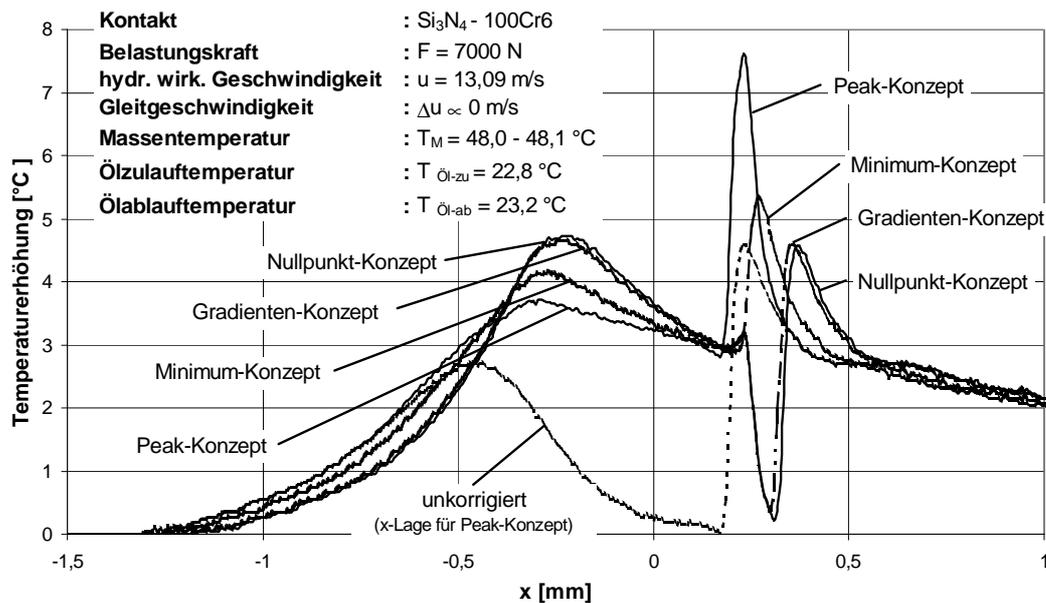


Bild 5-29: Vergleich der Ausrichtungskonzepte zur iterativen Fehlerkorrektur der Temperaturverteilung

Deutlich erkennt man, dass sowohl das Gradienten-Konzept als auch das Nullpunkt-Konzept eine sehr ausgeprägte Temperaturabsenkung vor dem Anstieg zum Temperaturpeak bewirken. Das Peak-Konzept führt zu den niedrigsten Temperaturen im Bereich des Parallelspaltes und zu einer am stärksten ausgeprägten zweiten Temperaturspitze. Je nach Konzept ändert sich sowohl die Lage des ersten Temperaturmaximums als auch die Lage des Temperaturpeaks im Kontakt. Vergleichend ist ebenfalls der Verlauf des unkorrigierten Signals eingezeichnet, das für die Ausrichtung nach dem Peak-Konzept dargestellt ist.

Obwohl sich die Lagen der korrigierten Temperaturverteilungen der unterschiedlichen Ausrichtungskonzepte bezüglich der Druckverteilung um lediglich einen Betrag von $\Delta x = \pm 50 \mu\text{m}$ unterscheiden, sind die Auswirkungen auf die sich ergebenden Verläufe gravierend.

Der Einfluss des Temperaturfehlers in Bezug auf den Druckverlauf ist für die unterschiedlichen Ausrichtungskonzepte in Bild 5-30 dargestellt. Die Abweichungen in der Druckspitze liegen bei $\Delta < 0,4 \%$ und somit im Rahmen der Messgenauigkeit.

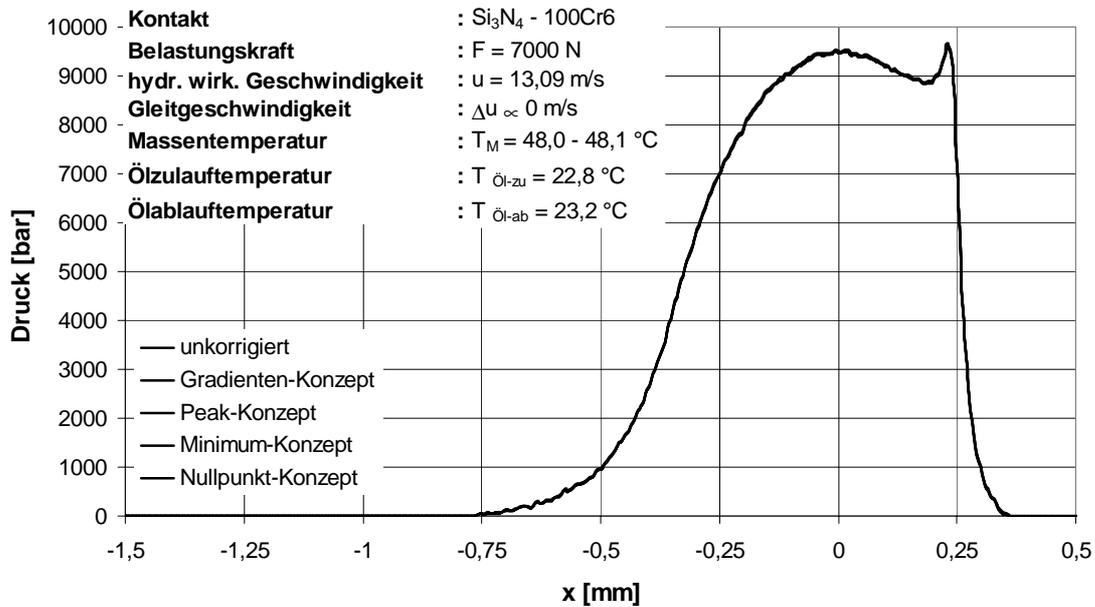


Bild 5-30: Vergleich der Ausrichtungskonzepte zur iterativen Fehlerkorrektur der Druckverteilung
(Abweichungen aus Diagramm nicht ersichtlich)

Zur Klärung der Frage welches der vorgestellten Konzepte anzuwenden ist, wurde durch eine sukzessive Steigerung der Abtastrate des Temperatursignals von $f = 200 \text{ kHz}$ auf $f = 1 \text{ MHz}$ versucht ein Zuordnungskriterium zu finden. Bild 5-31 zeigt unkorrigierte Temperaturverläufe bei ansteigender Belastungskraft und die korrespondierenden Druckverläufe.

Deutlich erkennt man, dass sich in der Temperaturabsenkung zwischen den beiden Temperaturmaxima das Drucksignal widerspiegelt. Da der Druckanstieg im Kontakt aufgrund des negativen Druckfehlerkoeffizienten des Sensors zu einer Absenkung des Sensorwiderstand führt, gleichzeitig der Widerstand jedoch aufgrund der Temperaturerhöhung ansteigt, kann sich aufgrund des gegenläufigen Effektes das Drucksignal im Temperaturverlauf widerspiegeln. Durch die um einen Faktor fünf gesteigerte Abtastrate konnte dies aufgelöst werden und somit das Ausrichtungskriterium für die iterative Fehlerkorrektur aufgezeigt werden.

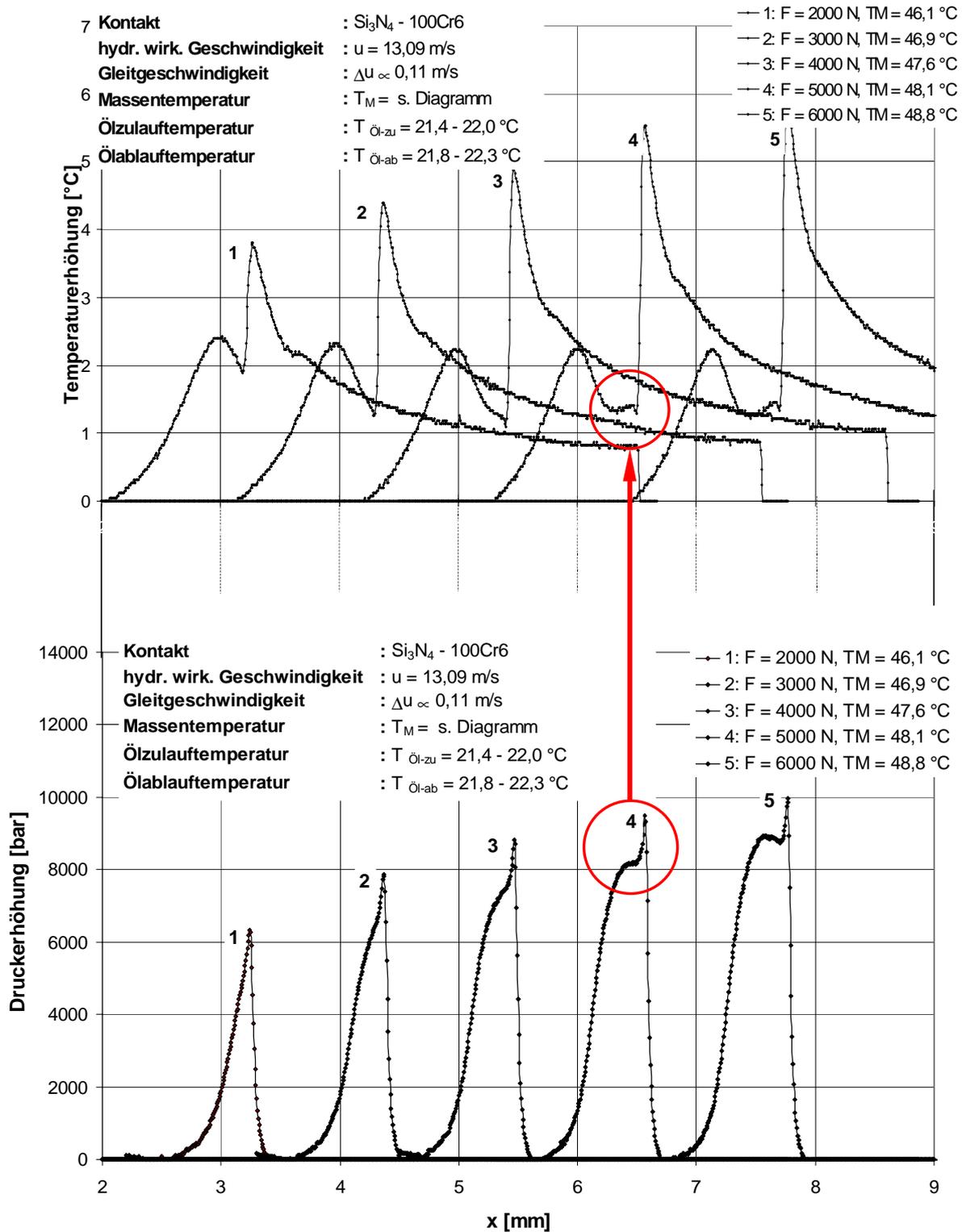


Bild 5-31: Ausbildung des Druckpeaks im Temperaturverlauf

Bild 5-32 zeigt die nicht-korrigierten und korrigierten Druck- und Temperaturverteilungen und ihre Zuordnung. Als Ausrichtungskriterium ist das **Minimum-Konzept** heranzuziehen.

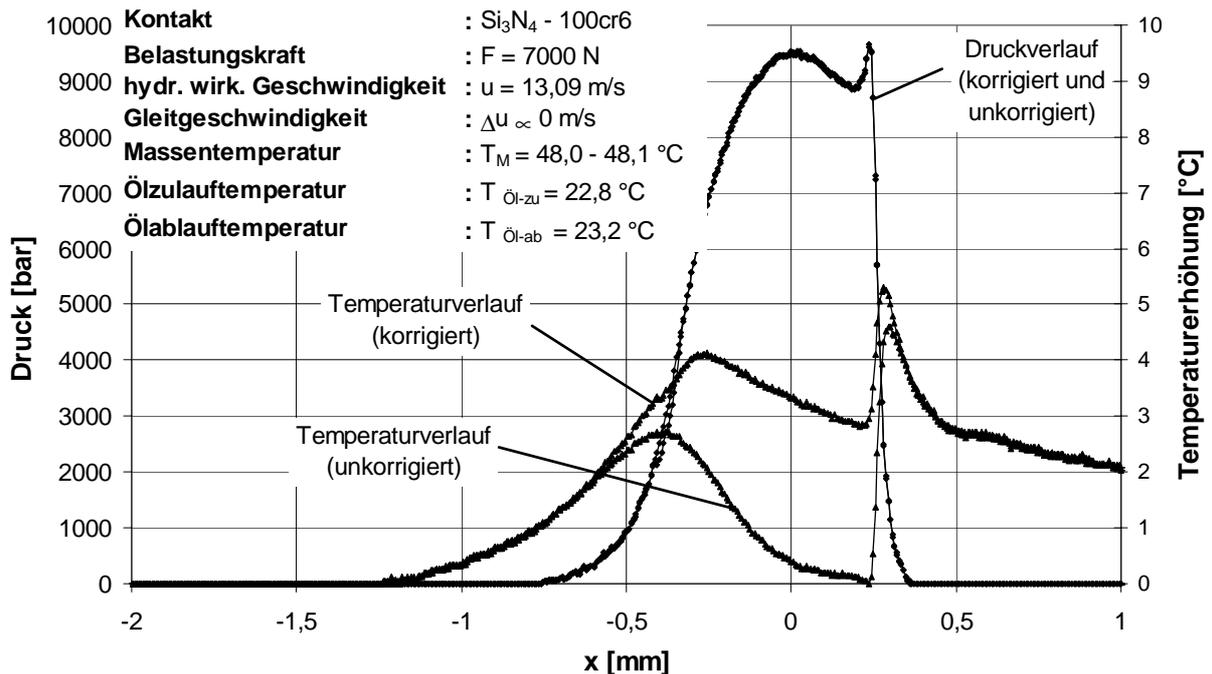


Bild 5-32: Druck-Temperatur-Fehlerkorrektur

Der Einfluss hoher Gleitgeschwindigkeiten auf die Ausbildung des Temperaturminimums ist in Bild 5-33 dargestellt. Mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit wird der Druckpeak weniger im Temperaturverlauf sichtbar. Bei hohen Gleitgeschwindigkeiten ($\Delta u > 0,31 \text{ m/s}$) zeigt sich lediglich ein Knick im Kurvenverlauf, der zur Ausrichtung herangezogen werden kann, so dass für eine exakte Ausrichtung von Druck- und Temperaturkurve eine genaue Definition dieses Knicks erforderlich wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser Knick an der Stelle des Signalverlaufs festgelegt, an der die Differenz zwischen zwei benachbarten Messpunkten des Messsignals unter einen Wert von $U_{\text{Ausgang}} \leq 0,05 \text{ V}$ ($T \leq 0,2 - 0,3 \text{ }^\circ\text{C}$) abgesunken ist. Durch die Angaben des Kriteriums in Spannung wurden Abweichungen durch unterschiedliche elektrische Sensoreigenschaften ausgeschlossen.

Bild 5-34 zeigt die Auswirkung der Korrektur im Falle hoher Gleitgeschwindigkeiten.

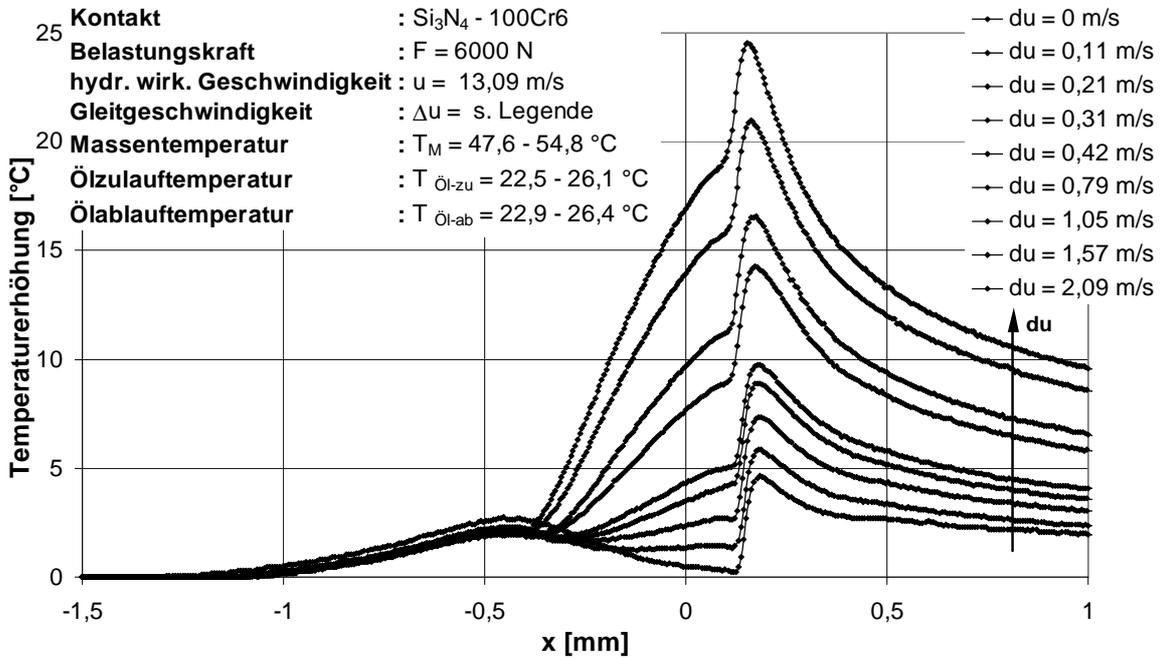


Bild 5-33: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Ausbildung des Druckpeaks im Temperaturverlauf

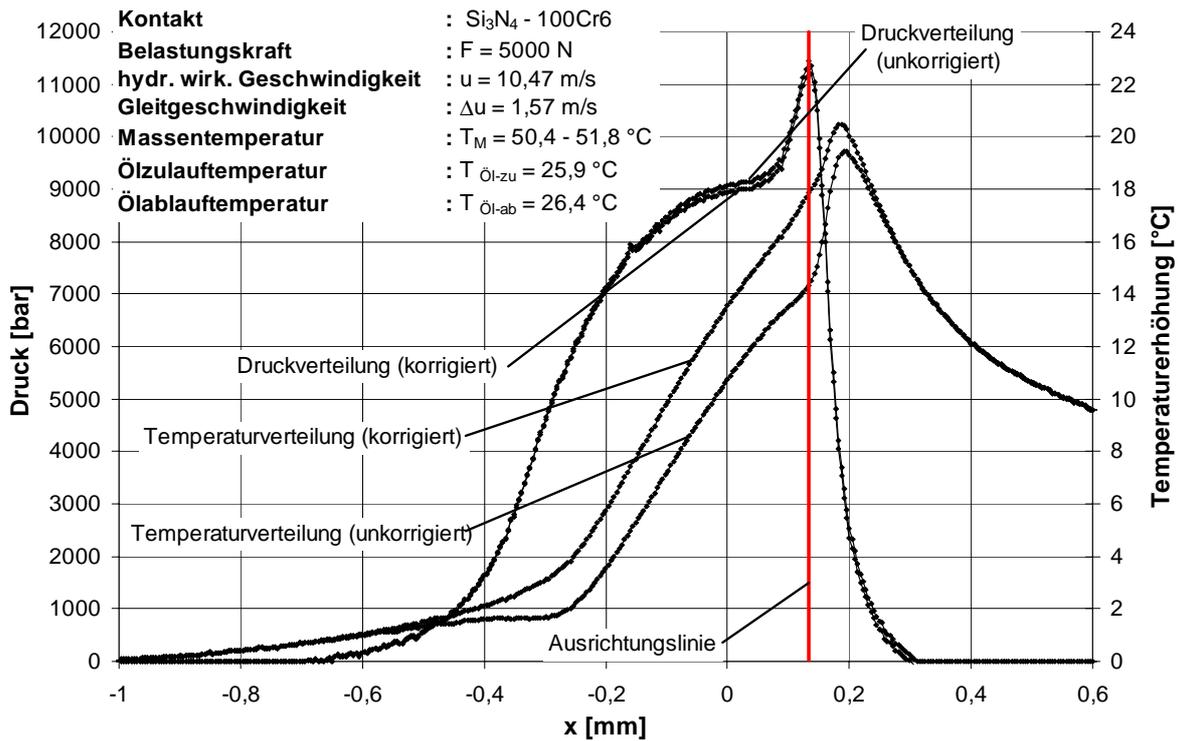


Bild 5-34: Druck-Temperatur-Fehlerkorrektur bei hohem Gleitanteil

5.3.2 Schmierfilmdickemessung

5.3.2.1 Newton'sches Ölverhalten

In Analogie zur Druck- und Temperaturverteilung lässt sich auch die Schmierfilmdickeverteilung nicht direkt ohne nachträgliche Signalaufbereitung messen. Grund hierfür sind die Druck- und Temperaturverteilungen im Kontakt. Sie bewirken eine Veränderung der Dielektrizitätskonstanten ϵ_R des Versuchsöls. Mit der in Kapitel 5.2 beschriebenen Kalibriereinrichtung lassen sich nur Kalibrierungen bei Umgebungsbedingungen durchführen. Somit muss das gemessene Frequenzsignal zunächst auf Umgebungsbedingungen zurückgerechnet werden, um dann über die Kalibrierkurve in den Schmierfilmdickeverlauf transformiert zu werden.

Über die Beziehung von Clausius-Mosotti [103] lässt sich die Dielektrizitätskonstante für apolare Flüssigkeiten in Abhängigkeit von Druck und Temperatur berechnen.

$$\frac{(\epsilon_R - 1)}{(\epsilon_R + 2) \cdot \rho_{(p, T)}} = \text{const} \quad (\text{Gl. 5.17})$$

Nach **Tychsen** [86] muss für eine apolare Flüssigkeit die Konstante auf der rechten Seite unabhängig von der Temperatur sein. Ist die Dielektrizitätskonstante ϵ_1 bei Umgebungsbedingungen bekannt, so ergibt sich für den Verlauf der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_{2(p)}$ in Abhängigkeit von der Dichte folgende Beziehung:

$$\epsilon_{2(p)} = \frac{(\epsilon_1 + 2) + 2 \cdot (\epsilon_1 - 1) \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1}}{(\epsilon_1 + 2) - (\epsilon_1 - 1) \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (\text{Gl. 5.18})$$

Die Dichte ihrerseits ändert sich in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. **Bode** [49] leitete aus der Tait-Gleichung [104], die die Abhängigkeit der Dichte vom Druck beschreibt, eine Beziehung ab, mittels derer sich die Dichte für FVA-Referenzöle in Abhängigkeit von Druck und Temperatur angeben lässt:

$$\rho_{(p, T)} = \frac{\rho^* \cdot (1 - \alpha^* \cdot T)}{1 - A_1 \cdot \ln \frac{B_1 + B_2 \cdot T + p}{B_1 + B_2 \cdot T + p_0}} \quad (\text{Gl. 5.19})$$

Die Koeffizienten werden von Bode empirisch aus der Tait-Konstanten abgeleitet und ergeben sich für das eingesetzte Versuchsöl FVA Nr. 4 zu:

$$A_1 = 0,0844$$

$$B_1 = 1326,58 + 9,233 \times 10^{-4} \cdot \frac{\rho^*}{\alpha^*}$$

$$B_2 = -5,628$$

α^* gibt den Temperaturkoeffizienten und ρ^* die Bezugsdichte an. Diese beiden Größen ergeben sich aus der klassischen Gleichung für die Temperaturabhängigkeit der Dichte.

$$\rho_{(T)} = \rho^* \cdot (1 - \alpha^* \cdot T) \quad (\text{Gl. 5.20})$$

Somit sind zur Bestimmung dieser Parameter lediglich zwei Dichtemessungen bei Umgebungsdruck und zwei unterschiedlichen Temperaturen erforderlich.

Für die Temperaturen T_1 und T_2 ergeben sich

$$\rho_1 = \rho^* \cdot (1 - \alpha^* \cdot T_1) \quad \rho_2 = \rho^* \cdot (1 - \alpha^* \cdot T_2)$$

woraus für die Größen α^* und ρ^* folgt¹

$$\alpha^* = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 \cdot T_1 - \rho_1 \cdot T_2} \quad \rho^* = \frac{\rho_1}{1 - \alpha^* \cdot T_1}$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit dem Referenzöl FVA Nr. 4 gearbeitet. Zur Bestimmung der Größen α^* und ρ^* wurden die Dichten bei $T_1 = 40^\circ\text{C}$ und $T_2 = 80^\circ\text{C}$ herangezogen.

Tabelle 5-6: Dichten des Referenzöls FVA Nr. 4 [42]

Temperatur [$^\circ\text{C}$]	Dichte [kg/m^3]
40	890,3
80	866,8

1. Die Beziehungen für α^* und ρ^* sind aufgrund von Druckfehlern in der Veröffentlichung von **Bode** [49] fehlerhaft angegeben [105]. Die hier verwendeten Beziehungen sind die korrekt abgeleiteten Beziehungen, die auch von **Skiebe** [106] angegeben werden.

Hiermit ergibt sich für

$$\alpha^*_{(40-80^\circ\text{C})} = 5,47 \times 10^{-4} \left[\frac{1}{\text{K}} \right]$$

$$\rho^*_{(40-80^\circ\text{C})} = 1074,3 \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$$

Zur Bestimmung des Dielektrizitätskonstantenverlaufs mit den oben angegebenen Beziehungen ist die Dielektrizitätskonstante bei Umgebungsbedingungen erforderlich. Hierzu wurden Messungen mittels eines Plattenkondensators durchgeführt.

Bild 5-35 zeigt den Verlauf der Dielektrizitätskonstanten in Abhängigkeit von der Temperatur. Darüber hinaus ist die sich aus den Messungen ergebende Clausius-Mosotti-Konstante aufgetragen. Diese schwankt lediglich um $\pm 0,5\%$ um ihren Mittelwert, so dass das Versuchsöl als apolar betrachtet werden kann.

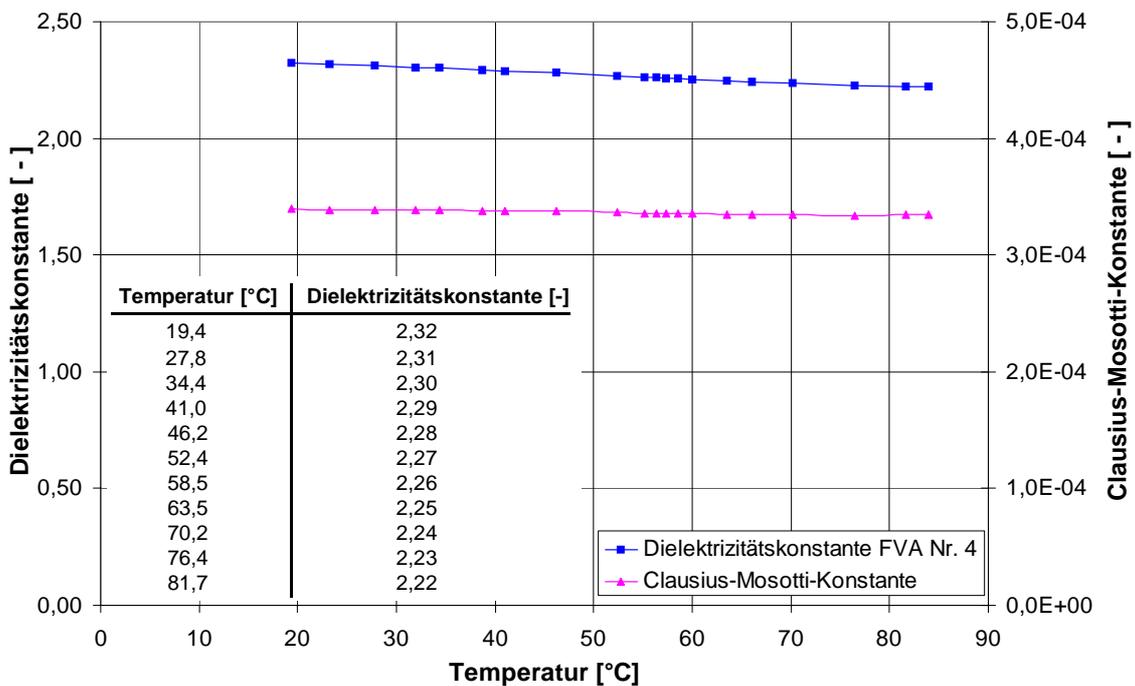


Bild 5-35: Dielektrizitätskonstante bei Umgebungsdruck für das Referenzöl FVA Nr. 4 und die entsprechende Clausius-Mosotti-Konstante

Die Dielektrizitätskonstante für das verwendete Referenzöl ergibt sich bei Raumtemperatur zu:

$$\epsilon_R = 2,32$$

Der Wert weicht um ca. 5% von dem von **Mann** [87] angegebenen Wert ab, der für das Referenzöl FVA Nr. 4 einen Wert von $\epsilon_R = 2,42$ bestimmt hat.

Bild 5-36 zeigt den Gleichgewichtsverlauf der Dichte und der Dielektrizitätskonstanten, wie er sich nach den Beziehungen von Bode (Gleichung 5.19) und Clausius-Mosotti (Gleichung 5.18) für einen Al_2O_3 - 100Cr6 - Kontakt bei einer äußeren Belastung von $F = 6000$ N und einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 15,71$ m/s ergibt. Hier erkennt man, dass es zur Durchführung dieser Korrektur erforderlich ist Druck-, Temperatur- und Schmierfilmdickeverteilung während einer Messung aufzunehmen, um jeweils die gleichen Versuchsbedingungen zu gewährleisten.

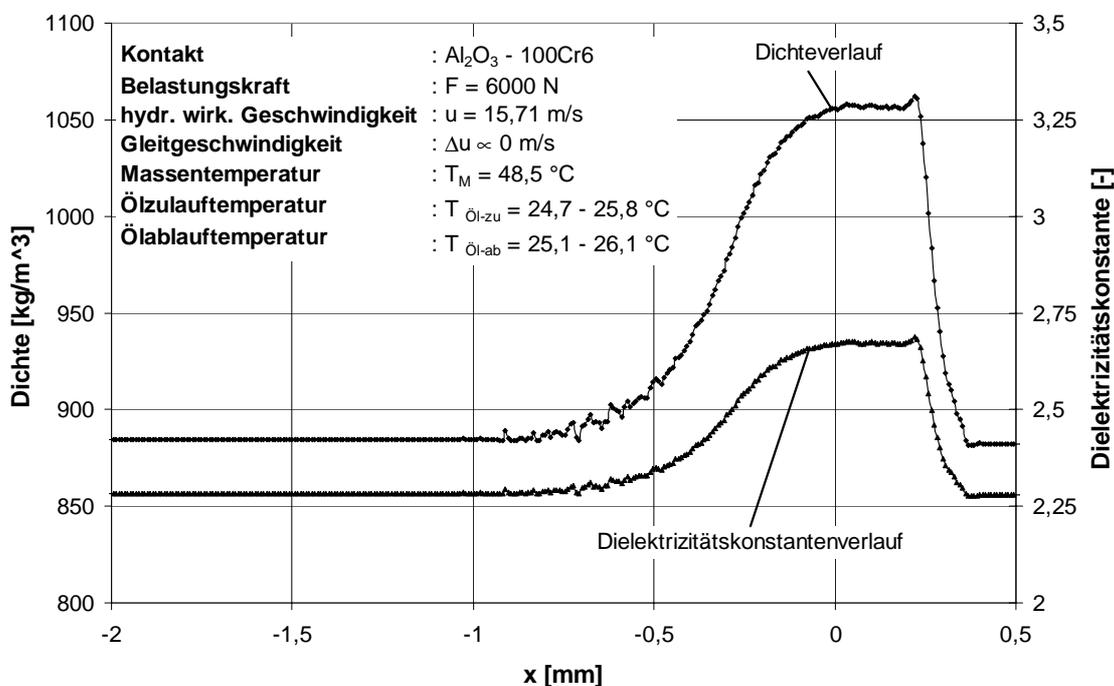


Bild 5-36: Gleichgewichtsverläufe der Dichte und der Dielektrizitätskonstanten im EHD-Kontakt für das Referenzöl FVA Nr. 4 nach Gleichung 5.19 und Gleichung 5.18

Soll mittels dieser Verteilung der Dielektrizitätskonstanten das Schmierfilmdickesignal korrigiert werden, so ergibt sich auch hier, analog zur Druck-Temperatur-Fehler-

korrektur, die Frage nach Zuordnung der Dielektrizitätskonstantenverteilung zum gemessenen Schmierfilmdickesignal.

Wie bereits erläutert muss der Druck an der engsten Stelle des Spalts aus Gleichgewichtsgründen auf Umgebungsdruck abgefallen sein (Bernoulli). Da die Dielektrizitätskonstante über die Dichte an den Druck- und Temperaturverteilung gekoppelt ist, folgt somit auch die Ausrichtung des Dielektrizitätskonstantenverlaufs am Schmierfilmdickeverlauf über die Druckverteilung. In Bild 5-37 ist dieser Sachverhalt dargestellt.

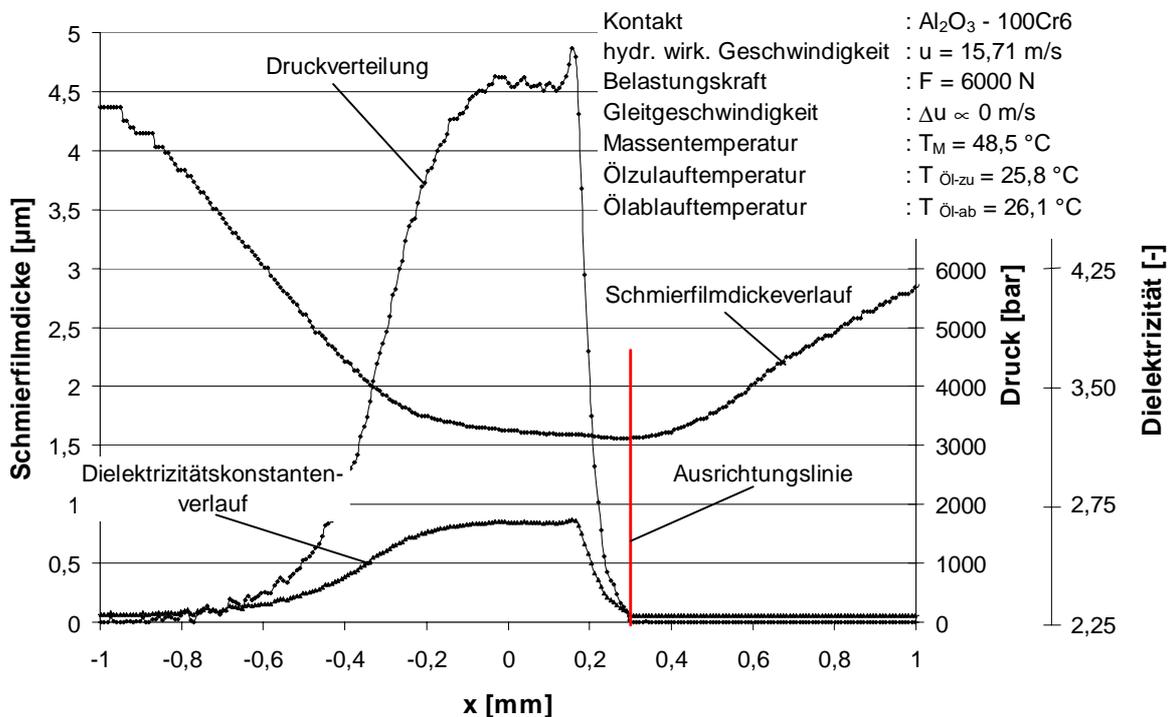


Bild 5-37: Ausrichtung des Dielektrizitätskonstantenverlaufs an dem gemessenen Schmierfilmdickeverlauf

Der Druckverlauf selbst wird dabei an der korrespondierenden Hertz'schen Druckellipse ausgerichtet. Dass die engste Stelle im gemessenen Schmierfilmdickeverlauf auch im korrekten Verlauf die engste Stelle markiert, ergibt sich aus der Tatsache, dass der Druck die maßgebliche Größe zur Bestimmung des Dielektrizitätskonstantenverlaufs ist. Im Gegensatz zu einem Temperaturanstieg führt ein Druckanstieg zum Ansteigen der Dielektrizitätskonstanten, was zu einer Vergrößerung des gemessenen Schmierfilms führt (vgl. Bild 5-36 und Bild 5-38). Aufgrund des extremen Druckabfalls im Kontaktauslauf kann an keiner Stelle des Verlaufs ein engerer Schmierfilm

entstehen als der Gemessene. Der Einfluss der Temperaturerhöhung im engsten Spalt auf die Dielektrizitätskonstante kann bezüglich der Ausrichtungsfrage vernachlässigt werden (Bild 5-35).

Bild 5-38 zeigt einen Vergleich des unkorrigierten und des korrigierten Schmierfilmdickeverlaufs.

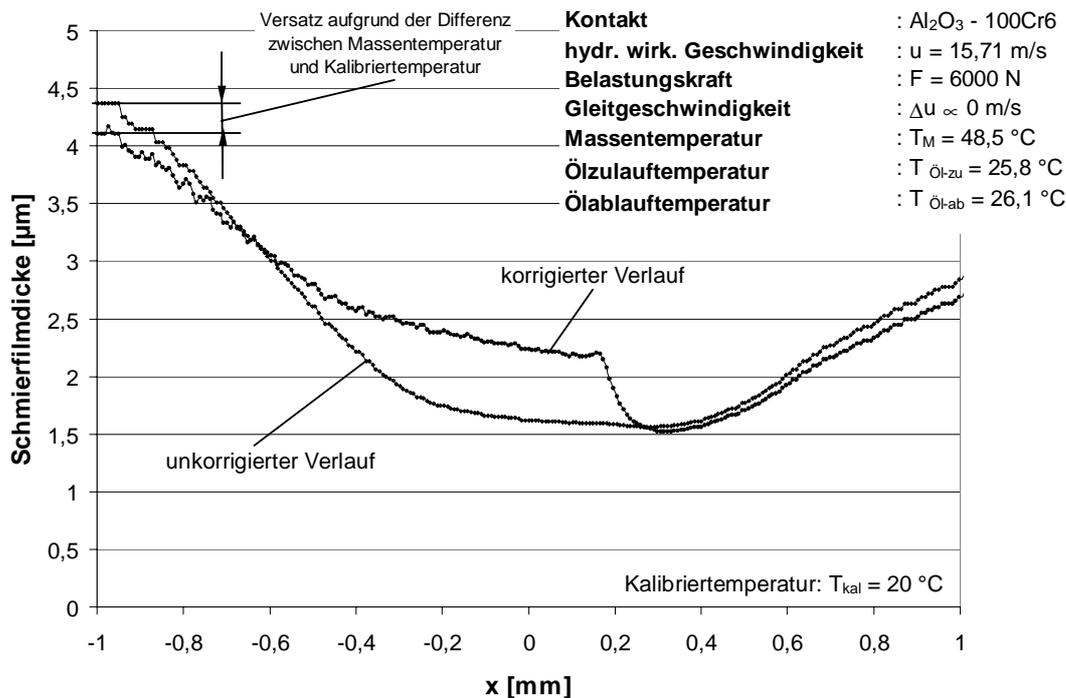


Bild 5-38: Vergleich zwischen unkorrigiertem und korrigiertem Schmierfilmdickeverlauf

Die Abweichungen zwischen der unkorrigierten und korrigierten Kurve für den Schmierfilmdickeverlauf außerhalb des eigentlichen Kontaktes ergibt sich aus dem Unterschied zwischen Sensorkalibriertemperatur und Scheibenmassentemperatur bei der Messung.

5.3.2.2 Nicht-Newton'sches Ölverhalten und Relaxation

Während die Messungen nach dem ohmschen Prinzip (Druck, Temperatur) ausschließlich von den elektrischen Eigenschaften der metallischen Sensorschicht bestimmt werden, sind die kapazitiven Messungen, neben der Sensorgeometrie in erster Linie durch das Zwischenmedium, d. h. das Versuchsöl, der beiden Kondensatorplatten bestimmt. Änderungen der Zustandsgrößen dieses Zwischenmediums, wie z. B. Druck oder Temperatur beeinflussen, wie oben gezeigt werden konnte, das Messergebnis erheblich.

Die dargestellten und zur Korrektur verwandten Verläufe von Dichte und Dielektrizitätskonstante (Bild 5-36) sind Gleichgewichtsverläufe, d. h. sie ergeben sich bei Newton'schen Fluiden, oder wenn das Öl, im Falle nicht-Newton'schen Verhaltens, der Belastung ausreichend lange ausgesetzt ist, um diese Stoffwerte einzustellen.

Wie in Kapitel 2 dargestellt wurde, ist zur Klärung der Frage ob Relaxationserscheinungen (zeitliche Effekte) zu berücksichtigen sind, die Größe der Deborah-Zahl entscheidend [40]. Nur wenn für die Deborah-Zahl

$$D = \frac{\text{Relaxationszeit}}{\text{Prozesszeit}} \ll 1 \quad (\text{Gl. 5.21})$$

gilt, können Relaxationserscheinungen vernachlässigt werden. Für die Prozesszeit ist die halbe Kontaktdurchlaufzeit anzusetzen, da in der ersten Kontakthälfte der Druck auf seinen Maximalwert ansteigt.

$$\text{Prozesszeit} = \frac{a_{\text{Hz}}}{\frac{u}{2}} \quad (\text{Gl. 5.22})$$

Die Relaxationszeit wird von der klassischen Rheologie als das Verhältnis von Viskosität und Schubmodul definiert [29].

$$\Lambda = \frac{\eta}{G} \quad (\text{Gl. 5.23})$$

Mit der Viskositätsbeziehung nach Barus

$$\eta = \eta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot P) \quad (\text{Gl. 5.24})$$

gibt **Fein** [107] folgende Beziehung für die Relaxationszeit im elastohydrodynamisch geschmierten Kontakt an

$$\Lambda = \frac{\eta_0}{G} \cdot \exp(\alpha \cdot P) \quad (\text{Gl. 5.25})$$

Trachman [39] gibt für die Relaxationszeit eine Beziehung an, die explizit für ein rheologisches Modell abgeleitet wird.

Relaxationszeit nach Trachman :

$$\Lambda = \frac{50 \cdot \eta_{P,G}}{2,4 \times 10^{-9} + 9 \cdot p} \quad (\text{Gl. 5.26})$$

$\eta_{P,G}$ ist die Gleichgewichtsviskosität, die sich ebenfalls nach der Barus-Gleichung (Gleichung 5.24) ergibt. Für nachfolgende Betrachtungen wurden die Stoffwerte nach Tabelle 5-7 angesetzt.

Tabelle 5-7: Berechnungsgrundlage für Bild 5-39

Ausgangsviskosität η_0	0,2344 $\frac{\text{Ns}}{\text{m}^2}$	[42]
Schubmodul G	$1 \times 10^9 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$	[107]
Druckkoeffizient α	$2,023 \times 10^{-8} \frac{\text{m}^2}{\text{N}}$	[42]

Bild 5-39 zeigt die sich aus der halben Kontaktdurchlaufzeit und Gleichung 5.25 sowie Gleichung 5.26 ergebenden Deborah-Zahlen in Abhängigkeit von der Hertz'schen Pressung und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit. Die beiden Ansätze nach Fein und Trachman liefern für niedrige Hertz'sche Pressungen nahezu identische Werte; mit steigender Kontaktbelastung liegen die Relaxationszeiten nach der Beziehung von Fein jedoch etwas höher als die nach der Beziehung von Trachman. Deutlich erkennt, dass bereits bei Hertz'schen Pressungen von etwa $p_{Hz} = 4000$ bar (entspricht im Prüfstand $F = 1000 - 1500$ N, Bild 5-45) mit Relaxationserscheinungen zu rechnen ist.

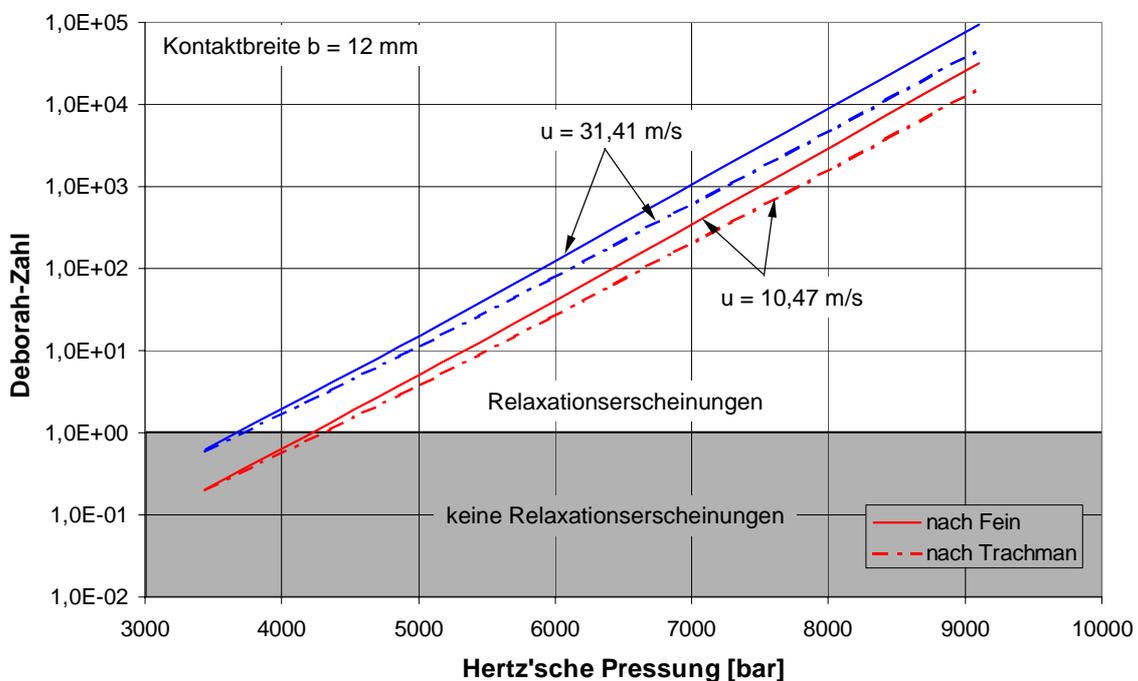


Bild 5-39: Deborah-Zahlen nach Fein und Trachman für das untersuchte Parameterfeld der Kontaktbelastung und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit ($T_M = 50$ °C)

Nach Arbeiten von **Litovitz und Herzfeld** [108], sowie **Tasköprülü, Barlow und Lamb** [109] setzt sich die Dichteänderung eines Öls aus zwei Teildichteänderungen zusammen. Wird das Öl einem schnell aufgeprägten Drucksprung ausgesetzt, kommt es zunächst zu einer sofortigen Dichteänderung, die auf eine Kompression des "Fluidgitters" zurückzuführen ist, gefolgt von einer zeitlich verzögerten Dichteänderung, die durch eine molekulare Umordnung der Molekülketten hervorgerufen wird. Bild 5-40 zeigt schematisch die beiden Mechanismen zur Dichteänderung in Ölen.

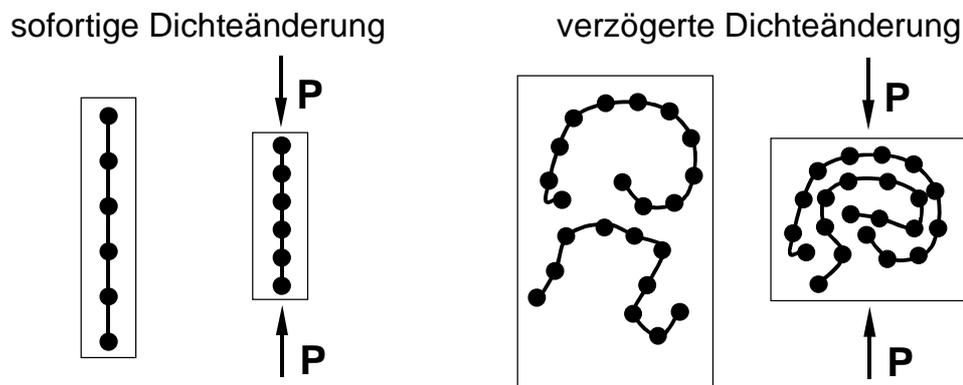


Bild 5-40: Mechanismen der Dichteänderung in Schmierölen

Nach **Frenkel** [110] kann ein derartiges Fluidverhalten durch ein Kelvin-Voigt-Modell abgebildet werden. Hierbei ist eine Feder und ein Voigt-Modell in Reihe geschaltet. Die Feder repräsentiert die sofortige Körperreaktion, das Voigt-Modell die relaxierte Körperreaktion auf eine äußere Belastung. Beide Teilreaktionen addieren sich zur Gesamtreaktion und auf beide Teilmodelle wirkt die gleiche äußere Belastung, woraus sich die Reihenschaltung ergibt.

Beide Arbeiten von **Fein** [107] und **Trachman** [39] basieren auf einem Kelvin-Voigt-Modell. Bild 5-41 zeigt dieses rheologische Modell.

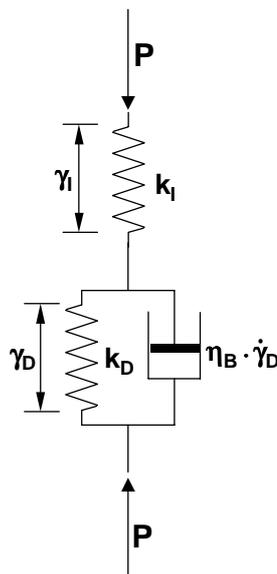


Bild 5-41: Kelvin-Voigt-Modell (Nomenklatur nach Fein [107])

Diese Modell wird auch hier als Grundlage für die nachfolgende Betrachtung herangezogen. Für die Gesamtkörperreaktion ergibt sich:

$$\gamma_{\text{ges}} = \gamma_I + \gamma_D \quad (\text{Gl. 5.27})$$

Für die sofortige Körperreaktion gilt:

$$\gamma_I = \frac{p}{k_I} \quad (\text{Gl. 5.28})$$

Für die relaxierte Körperreaktion (Voigt-Modell) gilt nach [29]:

$$\gamma_D = \gamma_0 \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\Lambda}\right)\right) \quad (\text{Gl. 5.29})$$

Hierbei ist Λ die Relaxationszeit des Öls. Für unendlich lange Einwirkungsdauer ($t \rightarrow \infty$) geht die Körperreaktion des Voigt-Modells über in

$$\gamma_D = \gamma_0 = \frac{p}{k_D} \quad (\text{Gl. 5.30})$$

da der Lastanteil des Dämpfers auf null relaxiert und die Körperreaktion ausschließlich durch die Feder bestimmt wird.

Für die gesamte Körperreaktion unter kurzzeitiger Druckeinwirkung ergibt sich somit (Relaxationszeit nach Fein)

$$\gamma_{\text{ges}} = \frac{p}{k_D} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{G \cdot t}{\eta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot p)}\right)\right) + \frac{p}{k_I} \quad (\text{Gl. 5.31})$$

und im Falle sehr langer Druckeinwirkungsdauer ($t \rightarrow \infty$, Gleichgewicht)

$$\gamma_G = \frac{p}{k_D} + \frac{p}{k_I} \quad (\text{Gl. 5.32})$$

bzw. mit:

$$K = \frac{k_I \cdot k_D}{k_I + k_D} \quad (\text{Gl. 5.33})$$

folgt:

$$\gamma_G = \frac{p}{K} \quad (\text{Gl. 5.34})$$

Hieraus wird ein Wichtungsfaktor $z_{(t)}$ definiert, der den Anteil der sich einstellenden Körperreaktion an der Gleichgewichtskörperreaktion angibt. Dieser ergibt sich zu:

$$z_{(t)} = \frac{\frac{p}{k_D} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{G \cdot t}{\eta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot p)}\right)\right) + \frac{p}{k_I}}{\frac{p}{K}} \quad (\text{Gl. 5.35})$$

Diese rheologischen Betrachtungen gelten in identischer Weise für unterschiedliche Körperbelastungen und ihre korrespondierenden Körperreaktionen (Rheologisches Modell).

Nach **Fein** [107] gilt für die Beziehung

$$\frac{K}{k_i} = 0,5$$

und mit Bezug auf Angaben von **Tasköprülü, Barlow und Lamb** [109] für

$$k_D = \frac{4}{3} \cdot G$$

womit sich folgende Reaktionsrelation ergibt:

$$k_i = k_D = \frac{4}{3} \cdot G$$

d. h. Fein wichtet somit die sofortige und die verzögerte Körperreaktion gleich.

Bild 5-42 zeigt den Verlauf des Wichtungsfaktors $z_{(t)}$ in Abhängigkeit von der Belastungskraft und der Lasteinwirkzeit für einen Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

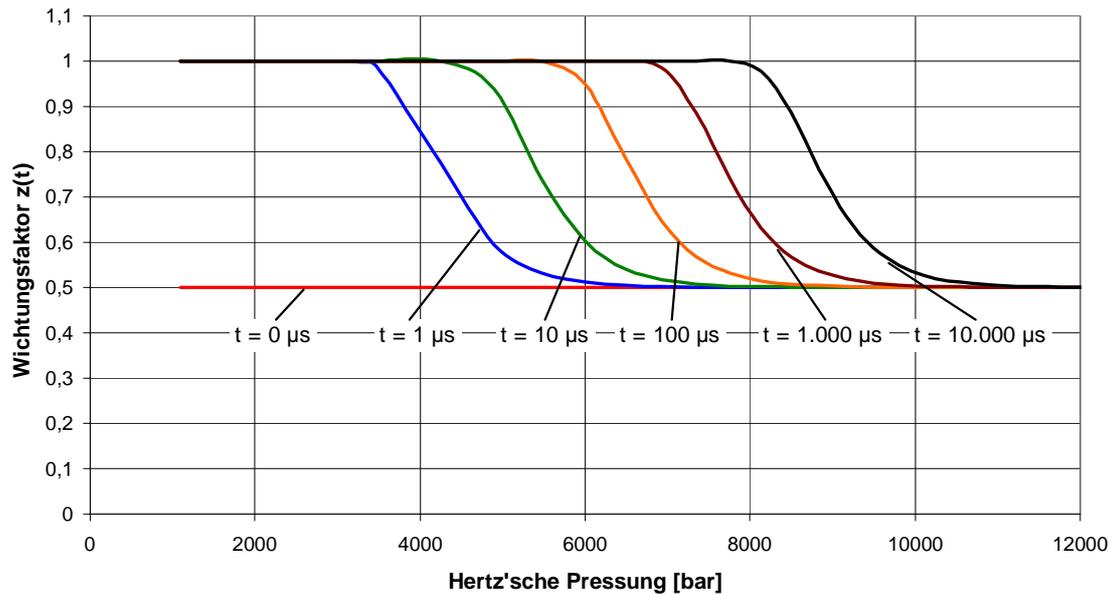


Bild 5-42: Wichtungsfaktor $z_{(t)}$ in Abhängigkeit von der Hertz'schen Pressung und der Prozesszeit (hier: Dauer der Lasteinwirkung)

Zur Bestimmung der erreichten Kontaktdichte ergibt sich folgende Betrachtung.

$$z_{(t)} = \frac{\gamma_{(t)}}{\gamma_G} = \frac{\frac{\Delta l_{(t)}}{l_0}}{\frac{\Delta l_G}{l_0}} = \frac{\frac{\Delta V_{(t)}}{V_0}}{\frac{\Delta V_G}{V_0}} = \frac{1 - \frac{V_{(t)}}{V_0}}{1 - \frac{V_G}{V_0}}$$

mit der Massenhaltung $\rho_0 \cdot V_0 = \rho_{(t)} \cdot V_{(t)}$ für einen stationär durchströmten Kontrollraum folgt:

$$z_{(t)} = \frac{1 - \frac{\rho_0}{\rho_{(t)}}}{1 - \frac{\rho_0}{\rho_G}} \quad (\text{Gl. 5.36})$$

Für das Verhältnis von relaxierter Kontaktdichte zu Umgebungsdichte erhält man:

$$\frac{\rho_{(t)}}{\rho_0} = \frac{1}{1 - z_{(t)} \cdot \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_G}\right)} \quad (\text{Gl. 5.37})$$

wobei $z_{(t)}$ nach Gleichung 5.35 einzusetzen ist und ρ_G die Gleichgewichtsdichte nach der Beziehung von Bode (Gleichung 5.19) angibt.

Bild 5-43 zeigt einen Vergleich des unkorrigierten Schmierfilmdickeverlaufs, des korrigierten Gleichgewichtsverlaufs und des korrigierten relaxierten Schmierfilmdickeverlaufs. Deutlich zeigt sich, dass eine Vernachlässigung der Relaxationserscheinungen zu Abweichungen im Bereich des parallelen Spaltes führt. Da die beschriebene Signalaufbereitung nach Bernoulli an der engsten Spaltstelle Umgebungsdruck und somit Umgebungsdichte ansetzt, bleibt die minimale Schmierfilmdicke unbeeinflusst. Hier führt der Temperatureinfluss lediglich zu einer geringfügigen Absenkung. Ein verzögertes Absinken der Dichte infolge des Druckabfalls bleibt unberücksichtigt, da die auftretende Verzögerungszeit bei Entlastung nach **Trachman** [39] (Bild 2-6) erheblich kürzer ist als bei Belastung.

Bild 5-44 zeigt die sich ergebende Komplettvermessung des diskutierten elastohydrodynamischen Kontaktes.

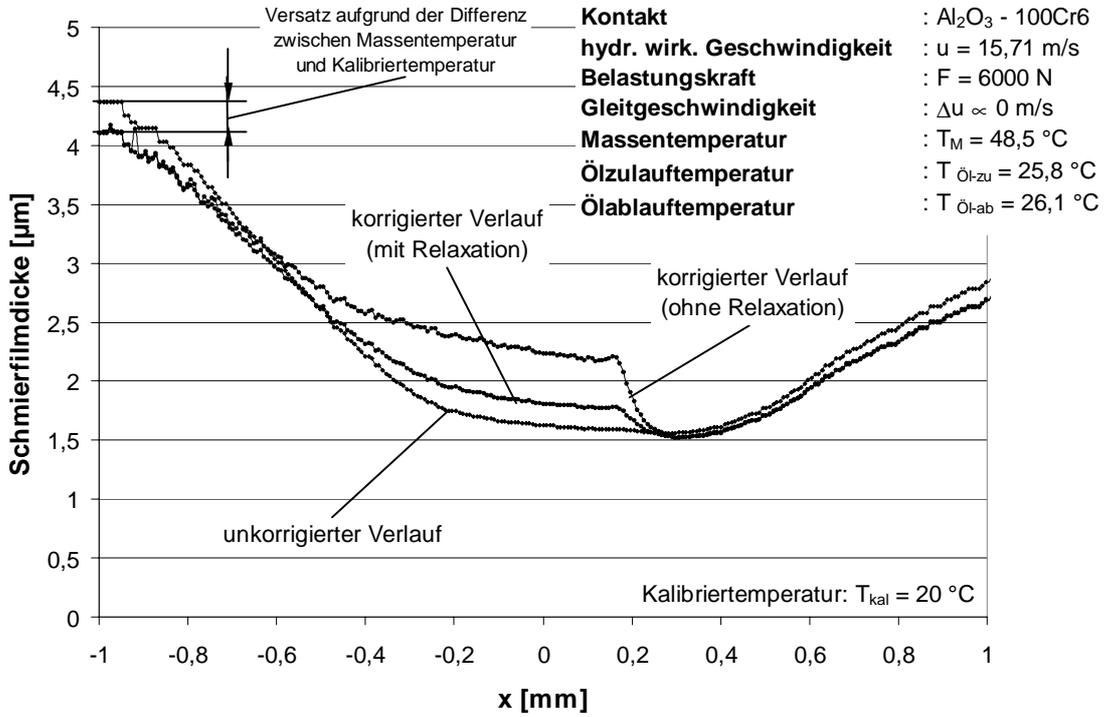


Bild 5-43: Korrigierte und unkorrigierte Schmierfilmdickeverläufe in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt

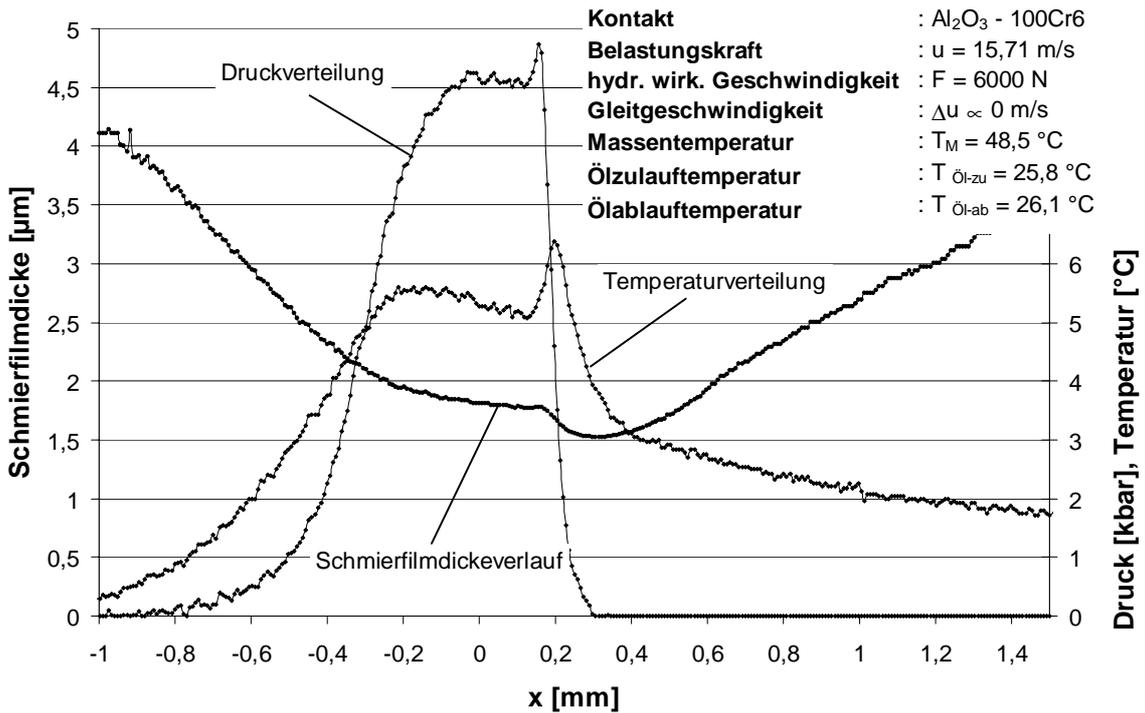


Bild 5-44: Komplettvermessung eines elastohydrodynamisch geschmierten Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontaktes

5.4 Versuchsprogramm

5.4.1 Werkstoffe und Versuchsöl

Zur Beurteilung des Einflusses hybrider Werkstoffpaarungen auf die Kontaktsituation und das Reibungsverhalten elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte, insbesondere im Hinblick auf den Einsatz moderner Hochleistungskeramiken in tribologisch hochbelasteten Maschinenelementen (CVT-Getriebe, Wälzlager) werden Untersuchungen an folgenden Werkstoffen durchgeführt.

Tabelle 5-8: Stoffdaten der untersuchten Werkstoffe

Stoffdaten	Aluminiumoxid (FZT)	Zirkonoxid (FZM)	Siliziumnitrid (Ekasin S)	Wälzlagerstahl 100Cr6
Hersteller	Fa. Friatec, Mannheim	Fa. Friatec, Mannheim	Fa. ESK, Kempten	Fa. SKF, Schweinfurt
Elastizitätsmodul [GPa]	360	200	275	206
Querkontraktionszahl [-]	0,23	0,3	0,25	0,16
Wärmeleitfähigkeit [W/mK]	25	2,5	35	27,2
Wärmekapazität [J/gK]	0,85	0,4	0,7	0,6
Wärmeausdehnungskoeffizient [$10^{-6}/K$]	8,0	10,0	2,5	4,1

Die untersuchten Kontaktpaarungen sind in Tabelle 5-9 angegeben.

Tabelle 5-9: Reduzierte Elastizitätsmodule der untersuchten Kontaktpaarungen

Kontaktpaarung	reduzierter Elastizitätsmodul
100Cr6 - 100Cr6	226 GPa
Al_2O_3 - 100Cr6	284 GPa
Si_3N_4 - 100Cr6	256 GPa
ZrO_2 - 100Cr6	223 GPa

Die Radien der Scheiben im Zwei-Scheiben-Prüfstand betragen jeweils $R = 100 \text{ mm}$, woraus sich nach den Gleichungen 2.1 bis 2.4 in Abhängigkeit von der Belastungskraft nachfolgende Hertz'sche Pressungen ergeben. Im Folgenden werden die Kontaktbelastungen durch die Belastungskraft im Prüfstand angegeben.

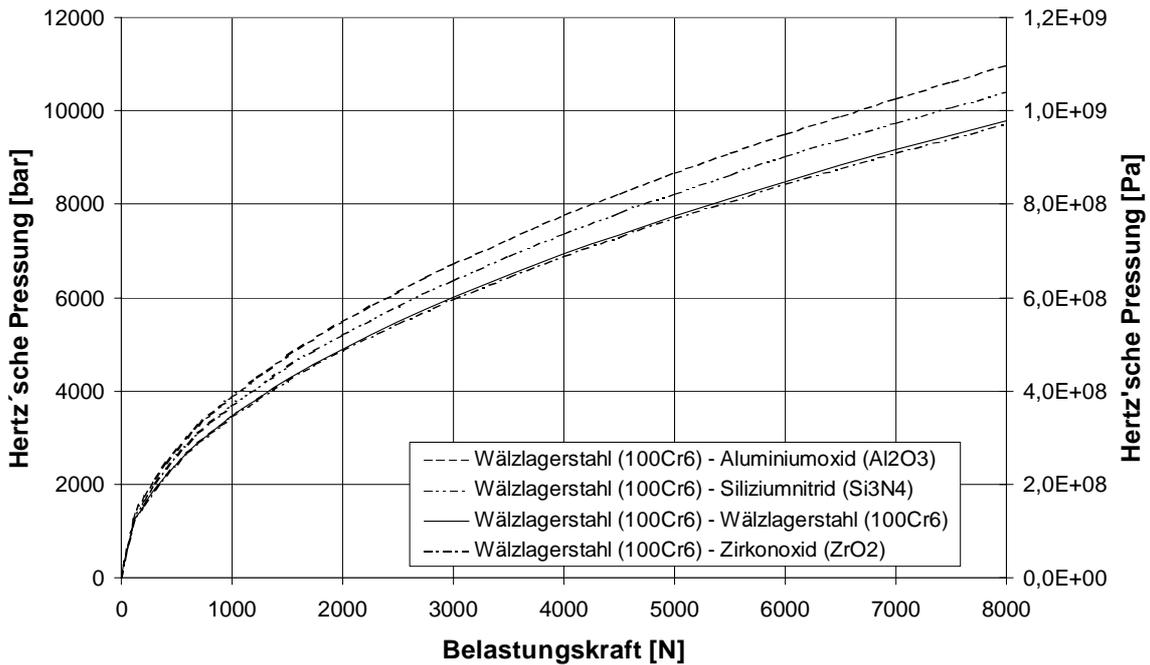


Bild 5-45: Hertz'sche Pressungen in den untersuchten Kontaktpaarungen

Die Oberflächenrauigkeiten der Versuchsscheiben wurden im Rahmen der Fertigungstoleranzen konstant gehalten. Tabelle 5-10 gibt die Mittenrauwerte R_a an, die bei den Scheiben an drei Stellen im Abstand von 120° in axialer Richtung gemessen wurden.

Tabelle 5-10: Mittenrauwerte der eingesetzten Versuchsscheiben

Versuchsscheibe	Mittenrauwert [μm]
100Cr6	0,025 - 0,032
Al ₂ O ₃	0,029 - 0,033
Si ₃ N ₄	0,027 - 0,031
ZrO ₂	0,024 - 0,030

Als Versuchsöl wird das Referenzöl FVA Nr. 4 eingesetzt. Die wesentlichen Stoffeigenschaften sind in Tabelle 5-11 angegeben.

Tabelle 5-11: Stoffdaten des Versuchsöls FVA Nr. 4

Dichte ρ [kg/m ³]	883,8
spezifische Wärmekapazität c [Ws/kgK]	1964,5
Wärmeleitfähigkeit λ [W/mK]	0,126
dynamische Viskosität η [Ns/m ²]	0,2344
Viskositäts-Druckkoeffizient α [m ² /N]	$2,023 \times 10^{-8}$
Viskositäts-Temperaturkoeffizient β [1/°C]	0,059

Die Werte in Tabelle 5-11 wurden nach [42] berechnet. Der Viskositäts-Temperaturkoeffizient β wurde berechnet nach

$$\eta_2 = \eta_1 \cdot e^{-\beta \cdot (T_2 - T_1)} \quad (\text{Gl. 5.38})$$

mit:

$$\eta_1 = 2,041 \text{ Pas bei } T_1 = 20 \text{ °C}$$

$$\eta_2 = 60,26 \text{ Pas bei } T_2 = 80 \text{ °C}$$

5.4.2 Versuchsparameter

Bei den Untersuchungen werden folgende Größen variiert:

Tabelle 5-12: Versuchsparameter am Zwei-Scheiben-Prüfstand

Belastungskraft F [N]	1000 - 7000
hydrodynamisch wirksame Geschwindigkeit [m/s]	13,09 - 26,18
Gleitgeschwindigkeit [m/s]	0 - 2,09
Werkstoffpaarung	siehe Tabelle 5-9

6 Messergebnisse

6.1 Kontaktmessungen

6.1.1 Druck- und Temperaturverteilungen im Kontakt

6.1.1.1 Einfluss der Belastungskraft

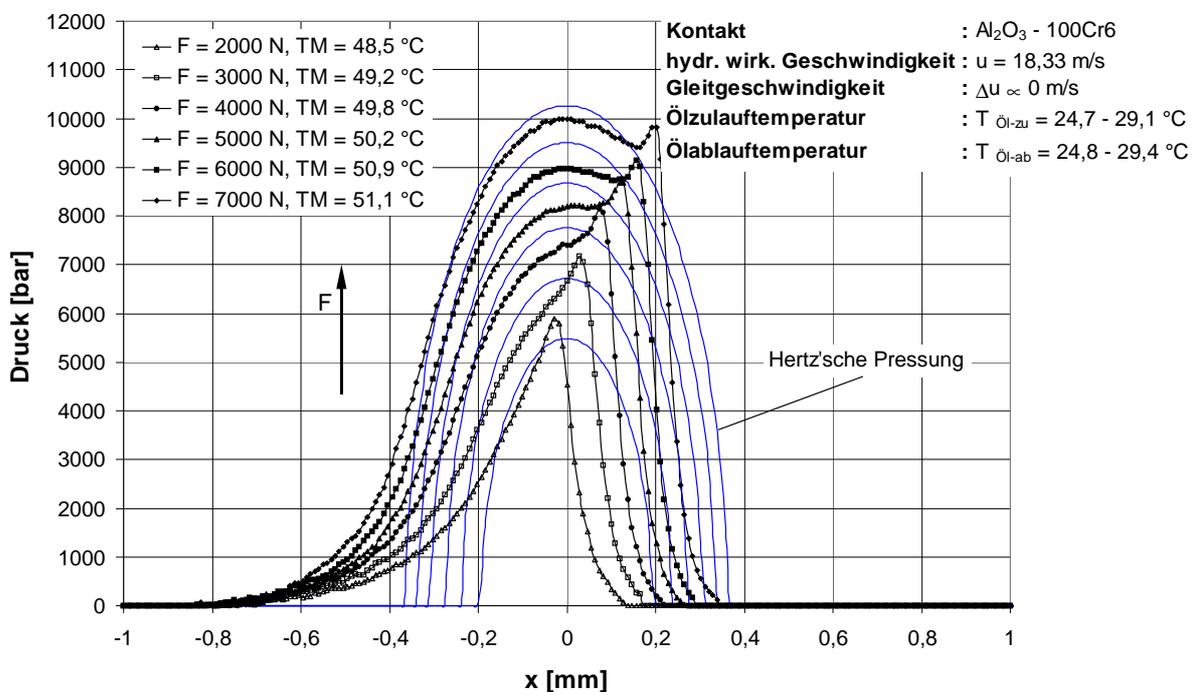


Bild 6-1: Einfluss der Belastungskraft auf die Druckverteilung in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

Bild 6-1 zeigt die Druckverteilungen in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt vergleichend dargestellt mit den entsprechenden Hertz'schen Druckellipsen. Ab Belastungen von $F = 4000$ N ($p_{\text{Hz}} = 7,8 \times 10^8$ N/m²) zeigt sich die Tendenz zur Ausbildung der zweiten, für elastohydrodynamische Kontakte charakteristischen Druckspitze. Wie in zahlreichen Arbeiten die sich mit elastohydrodynamisch geschmierten Stahl - Stahl - Kontakten beschäftigen dargestellt wird, nähert sich auch hier die Druckverteilung mit zunehmender Belastung der Hertz'schen Druckverteilung immer stärker an. Deutlich

erkennt man jedoch, dass es abweichend von den Hertz'schen Druckellipsen bereits im sich verjüngenden Kontaktzulauf zu einem Druckanstieg kommt, dessen Auswirkungen auf die Viskosität des Öls maßgeblichen Einfluss auf die Schmierfilmbildung haben.

Bild 6-2 zeigt die zu Bild 6-1 korrespondierenden Temperaturverteilungen. Die Temperaturverteilungen steigen bereits weit vor dem Druck in dem sich verjüngenden Kontaktzulauf an. Mit zunehmender Belastung steigen die Temperaturen sowohl im zentralen Kontaktbereich als auch in der Temperaturspitze an. Die Temperaturspitze ist deutlicher ausgebildet als die Druckspitze. Im Kontaktauslauf kommt es zu einem starken Temperaturabfall, dennoch sinken die Temperaturen in dem erfassten Messbereich nicht auf ihren Ausgangswert ab. Eine deutliche Ausbildung einer zweiten Temperaturspitze zeigt sich ab Belastungen von $F = 3000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 6,7 \times 10^8 \text{ N/m}^2$).

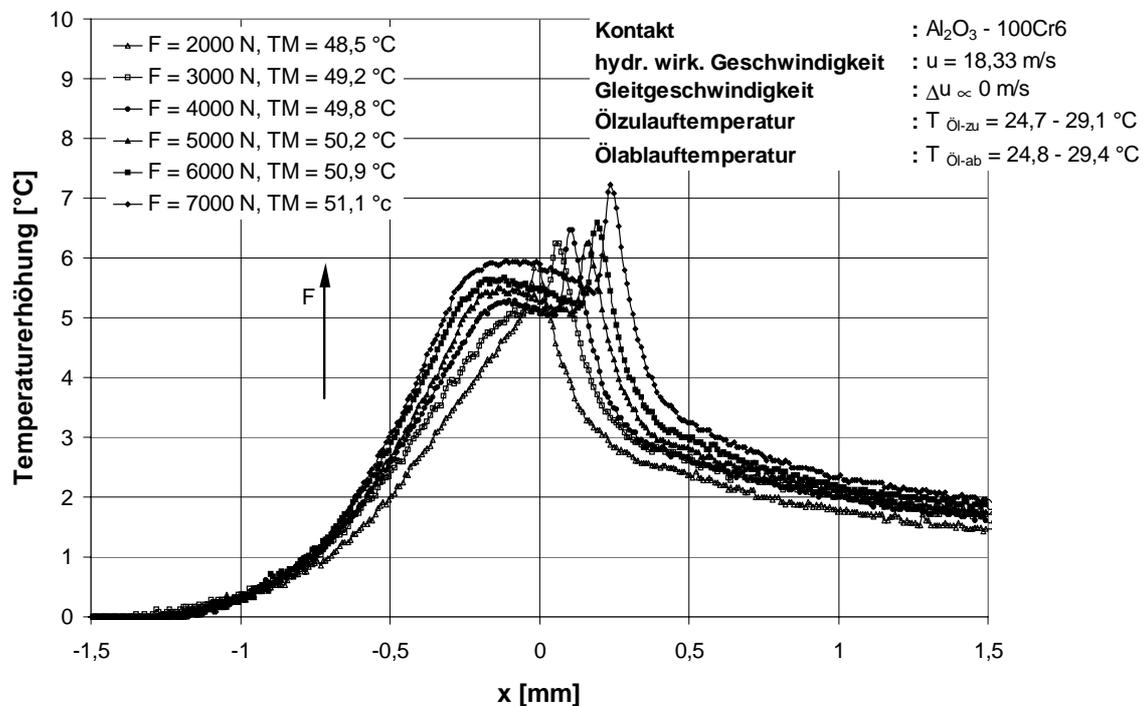


Bild 6-2: Einfluss der Belastungskraft auf die Temperaturverteilung in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

In Bild 6-3 sind die Druckverläufe für einen 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontakt dargestellt. Die Druckverteilungen zeigen bereits bei einer Belastungskraft von $F = 3000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 6,7 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) deutlich die Tendenz zur Ausbildung der charakteristischen Druckspitze; der prinzipielle Kurvenverlauf entspricht dem des Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes bei $F = 4000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 7,8 \times 10^8 \text{ N/m}^2$).

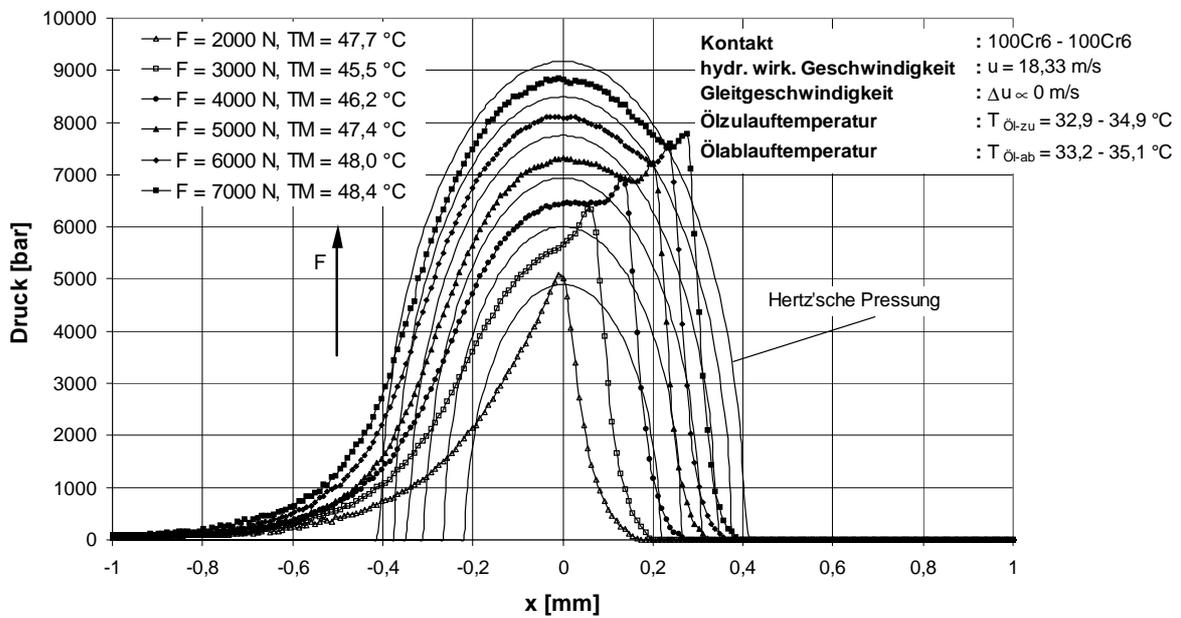


Bild 6-3: Einfluss der Belastungskraft auf die Druckverteilung in einem 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontakt

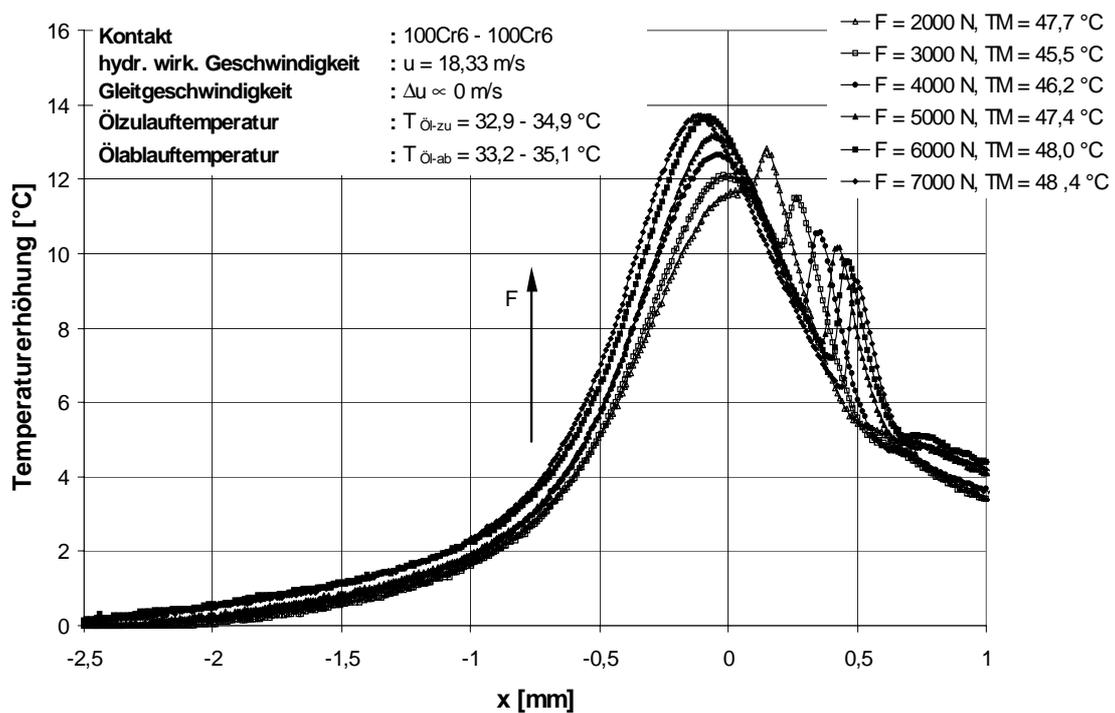


Bild 6-4: Einfluss der Belastungskraft auf die Temperaturverteilung in einem 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontakt

Die korrespondierenden Temperaturverteilungen des 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontaktes in Bild 6-4 zeigen im Vergleich zu Bild 6-2 ein sehr stark ausgebildetes Temperaturminimum. Dieses Minimum wird mit zunehmender Belastung immer ausgeprägter und gleichzeitig sinkt die Temperaturspitze in ihrem absoluten Maximum ab. Die relative Höhe der Temperaturspitze steigt jedoch ausgehend von einer Belastungskraft von $F = 2000 \text{ N}$ ($p_{\text{Hz}} = 5,5 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) bis zu einer Belastungskraft von $F = 7000 \text{ N}$ ($p_{\text{Hz}} = 10,3 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) deutlich an.

Bild 6-5 bis Bild 6-8 zeigen die Druck- und Temperaturverteilungen in einem ZrO_2 - 100Cr6 - Linienkontakt und einem Si_3N_4 - 100Cr6 - Linienkontakt. Bezüglich der Ausbildung der charakteristischen elastohydrodynamischen Kurvenverläufe für Druck und Temperatur ergeben sich die gleichen Tendenzen, wie bei den oben beschriebenen Kontakten. Ein hoher reduzierter Elastizitätsmodul der Kontaktpaarung führt erst bei höheren Lasten zu einem charakteristischen elastohydrodynamischen Druckverlauf, zu einem geringer ausgeprägten Temperaturminimum und ansteigenden Temperaturspitzen.

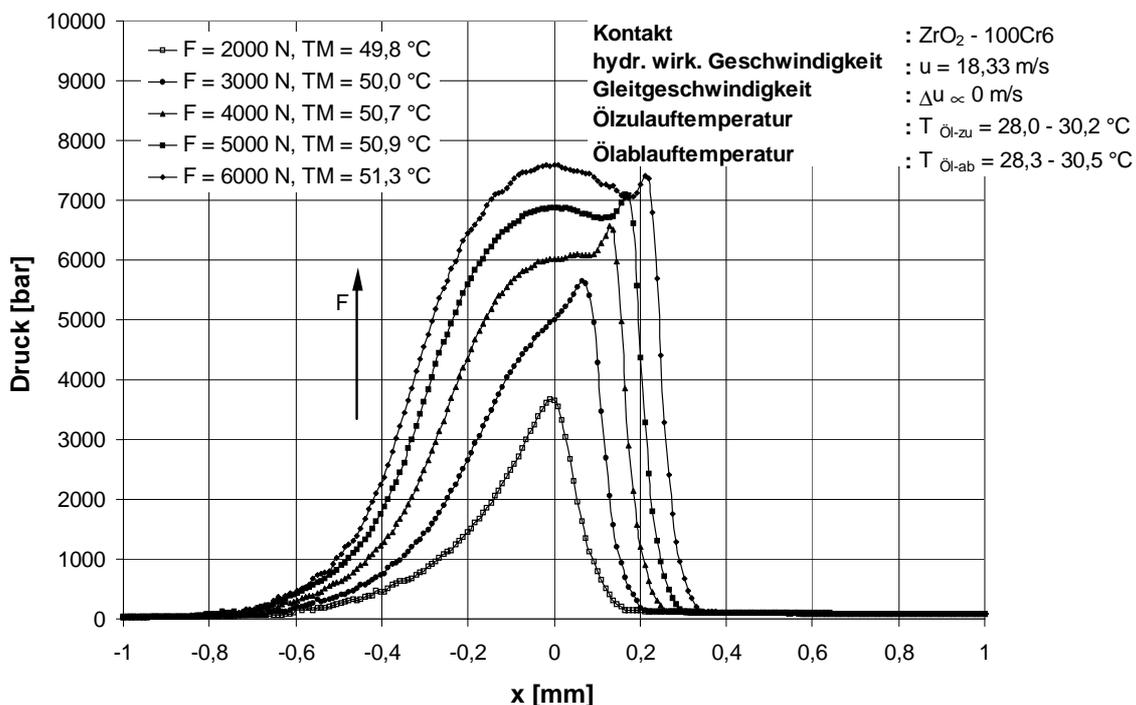


Bild 6-5: Einfluss der Belastungskraft auf die Druckverteilung in einem ZrO_2 - 100Cr6 - Linienkontakt

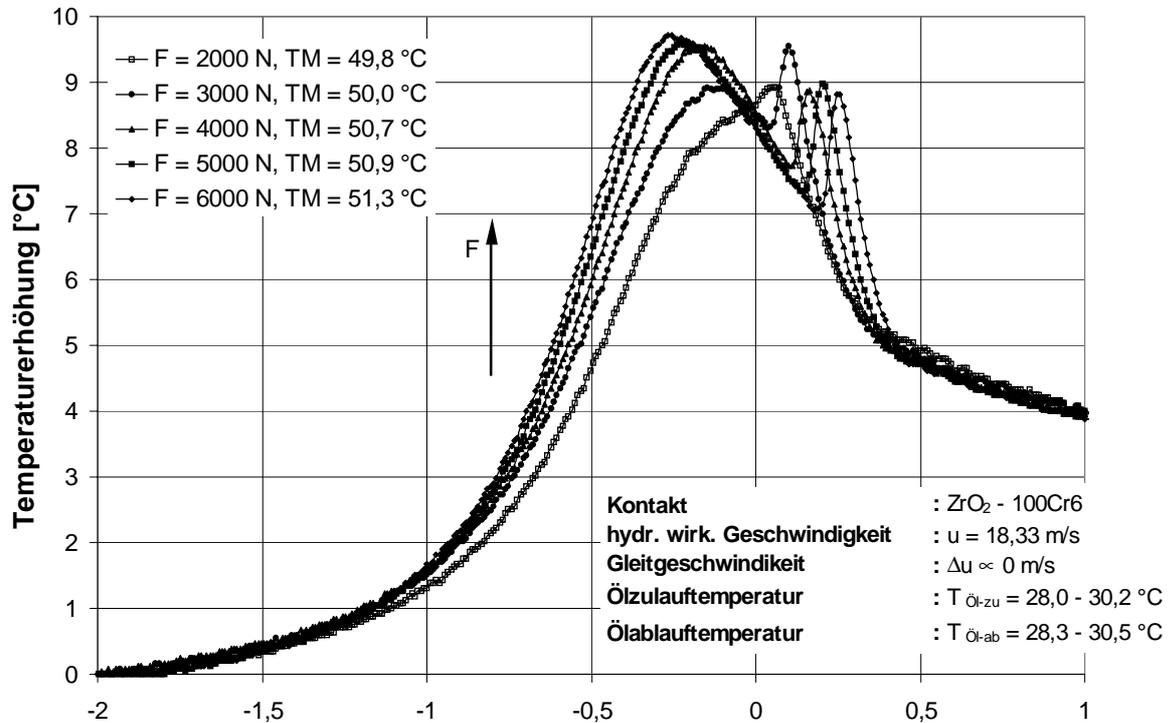


Bild 6-6: Einfluss der Belastungskraft auf die Temperaturverteilung in einem $\text{ZrO}_2 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt

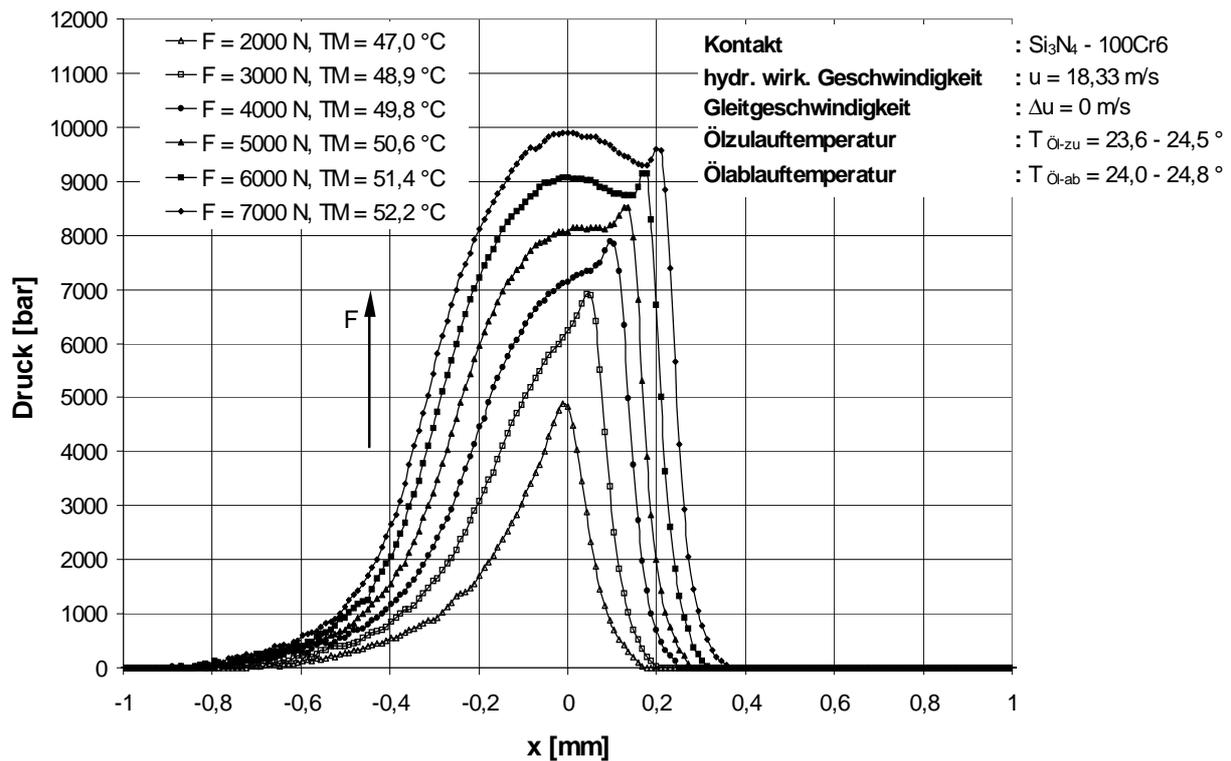


Bild 6-7: Einfluss der Belastungskraft auf die Druckverteilung in einem $\text{Si}_3\text{N}_4 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt

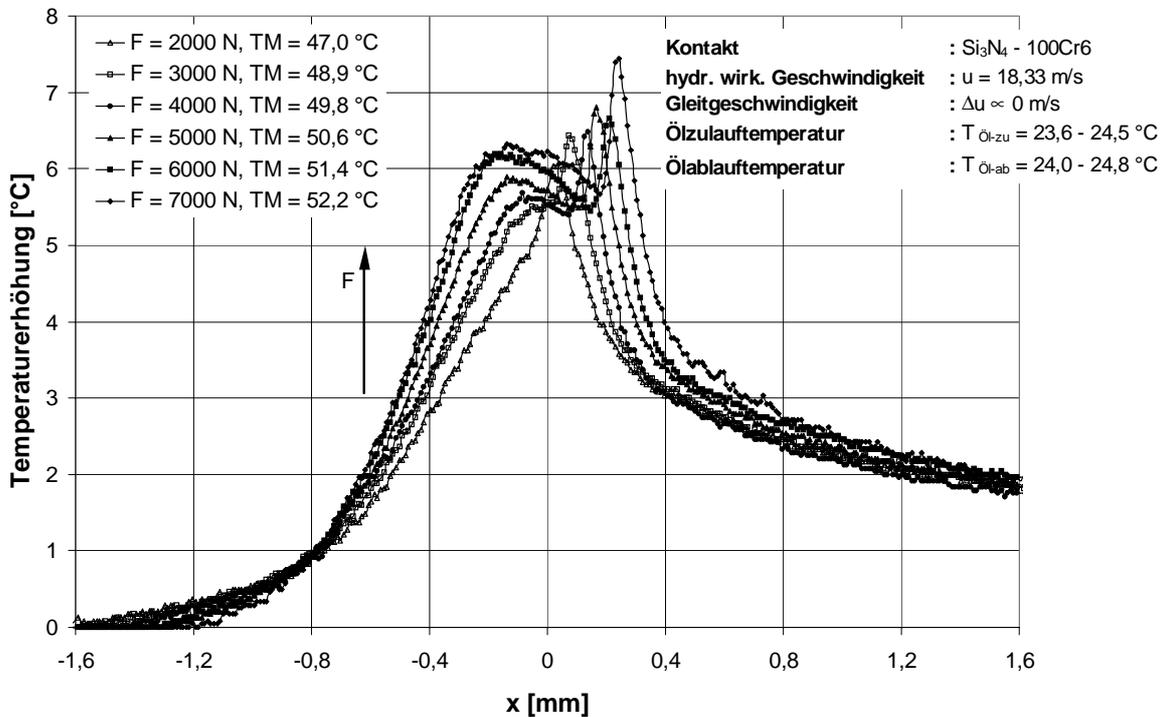


Bild 6-8: Einfluss der Belastungskraft auf die Temperaturverteilung in einem Si₃N₄ - 100Cr6 - Linienkontakt

6.1.1.2 Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit

Bild 6-9 zeigt den Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Druckverteilung in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt. Hierbei kommt es bei steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit zu einem geringfügig früheren Anstieg des Drucks im sich verjüngenden Kontakteinlauf (Bild 6-10). Die Druckdifferenzen liegen hierbei für hydrodynamisch wirksame Geschwindigkeiten von $u = 13,09 \text{ m/s}$ bis $u = 26,18 \text{ m/s}$ im Bereich von $\Delta p \approx 150 - 200 \text{ bar}$. Bild 6-11 zeigt vergrößert den Bereich der beiden Druckmaxima. Beide Maxima sinken mit zunehmender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit ab, wobei das Absinken der Druckspitze mit $\Delta p \approx 1000 \text{ bar}$ wesentlich stärker ausgeprägt ist, als das Absinken des Drucks im zentralen Kontaktbereich mit $\Delta p \approx 150 - 200 \text{ bar}$.

Bild 6-12 zeigt die korrespondierenden Temperaturverteilungen, die sowohl im zentralen Kontaktbereich als auch in der Temperaturspitze ansteigen. Der Temperaturabfall im Kontaktauslauf scheint jedoch unbeeinflusst von der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit zu sein. Die Erhöhung der Temperaturspitze spiegelt sich in einer erhöhten Kontaktauslauftemperatur wider.

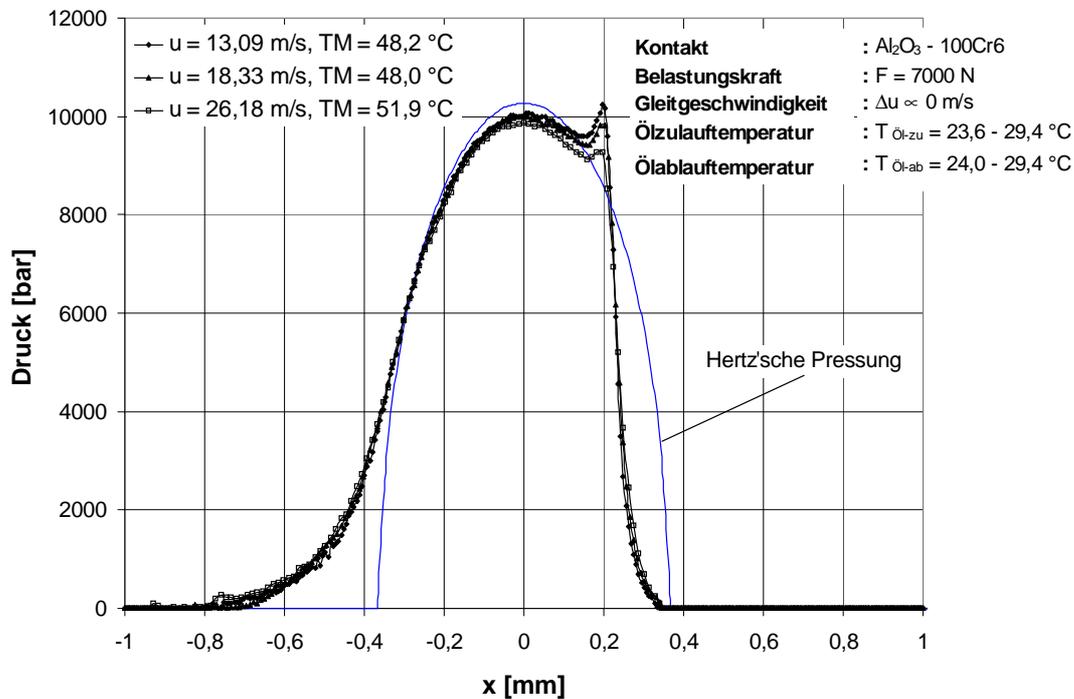


Bild 6-9: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Druckverteilung in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

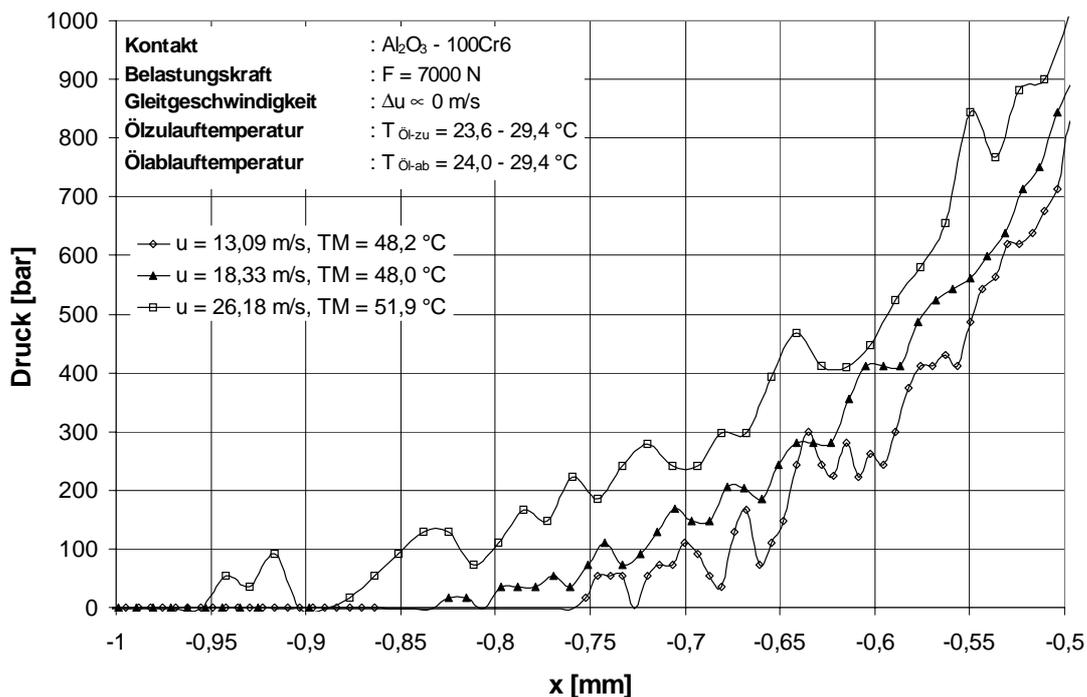


Bild 6-10: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Druckverteilung im Einlaufbereich eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

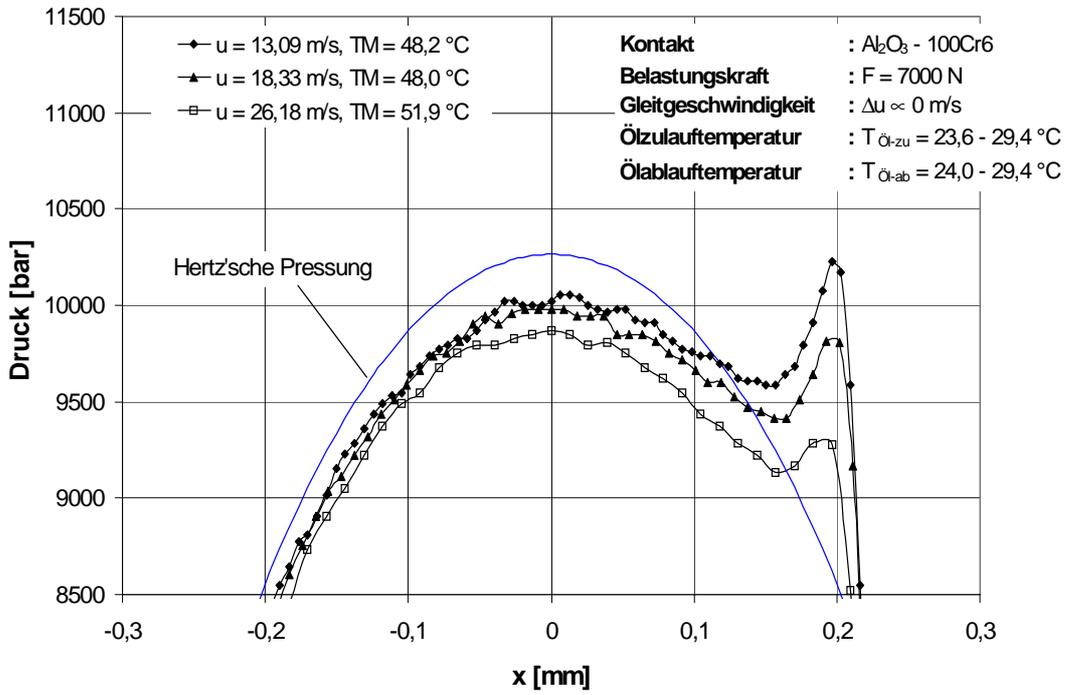


Bild 6-11: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Druckmaxima in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

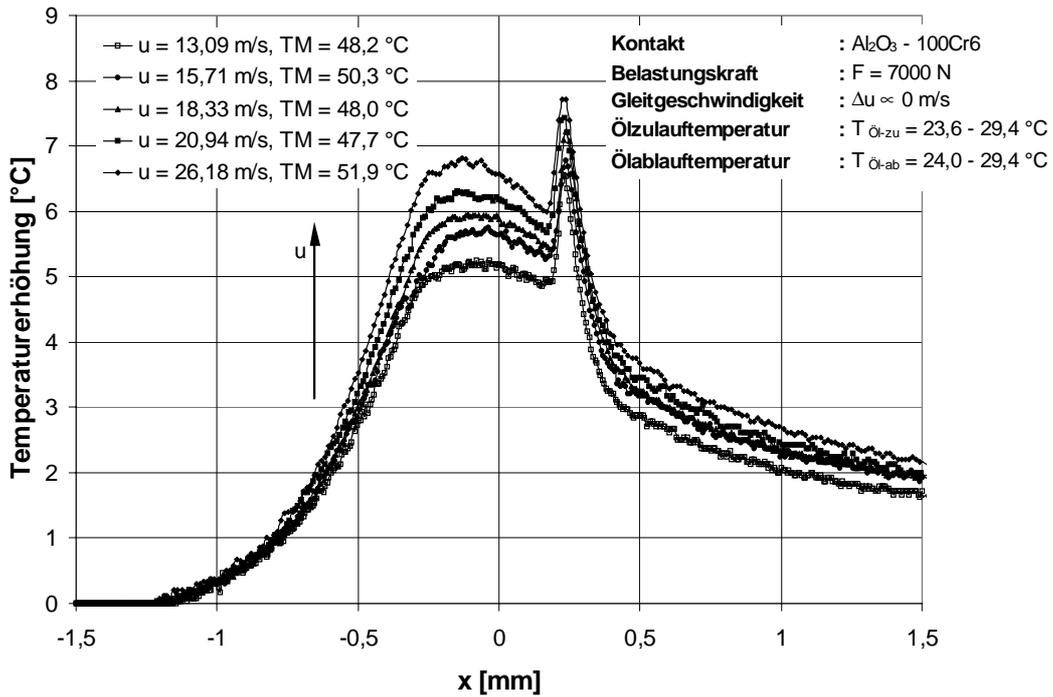


Bild 6-12: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Temperaturverteilung in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

Bild 6-13 und Bild 6-14 zeigen die Auswirkungen der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf den Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt im Falle eines hohen Gleitanteils. Der Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Druckverteilung nimmt im Falle hoher Gleitgeschwindigkeiten ($\Delta u = 2,09$ m/s) verglichen mit dem im Zustand des reinen Rollens ab. Der Anstieg der Druckspitze ist vergleichsweise gering.

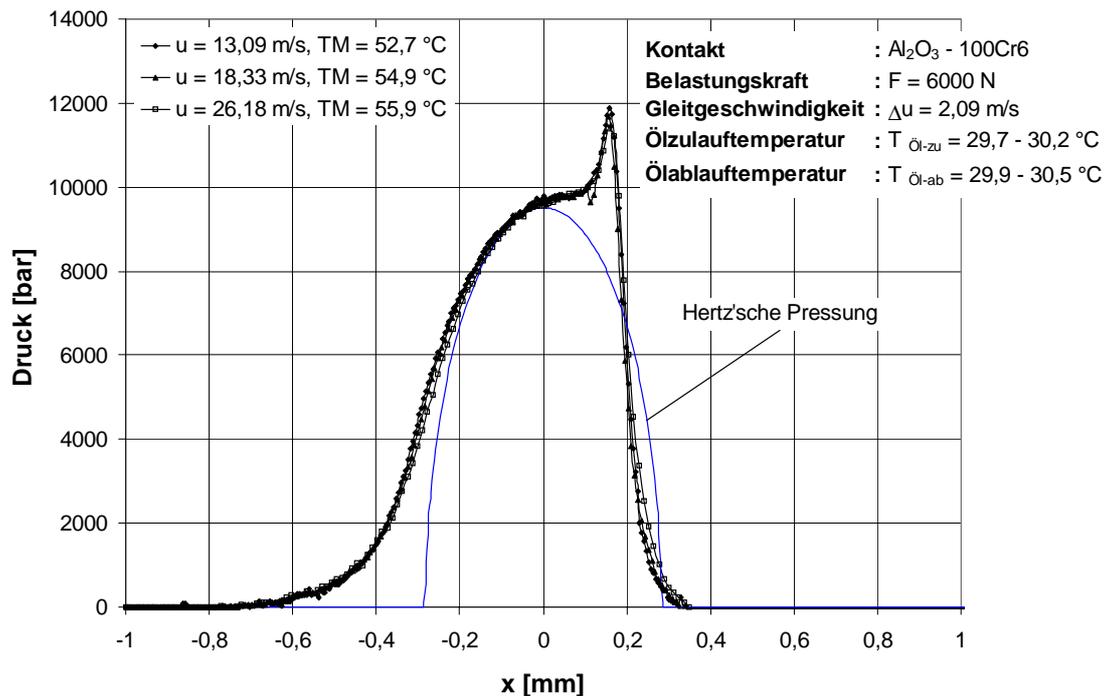


Bild 6-13: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Druckverteilung in einem Al_2O_3 -100Cr6 - Linienkontakt bei hoher Gleitgeschwindigkeit

Die Auswirkungen der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Temperaturverteilung bei hohen Gleitgeschwindigkeiten verglichen mit den im Zustand des reinen Rollens sind jedoch gravierend. Während bei reinem Rollen die Kontakttemperaturen mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit anwachsen, zeigen sie im Falle hoher Gleitgeschwindigkeiten gegenteiliges Verhalten; sie sinken deutlich ab. Bild 6-15 zeigt die Maximaltemperaturen (Temperaturspitze) eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes in Abhängigkeit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit und der Gleitgeschwindigkeit. Der beschriebene Wechsel im Verhalten bezüglich der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit ergibt sich zwischen Gleitgeschwindigkeiten von $\Delta u = 0,11$ m/s und $\Delta u = 0,21$ m/s.

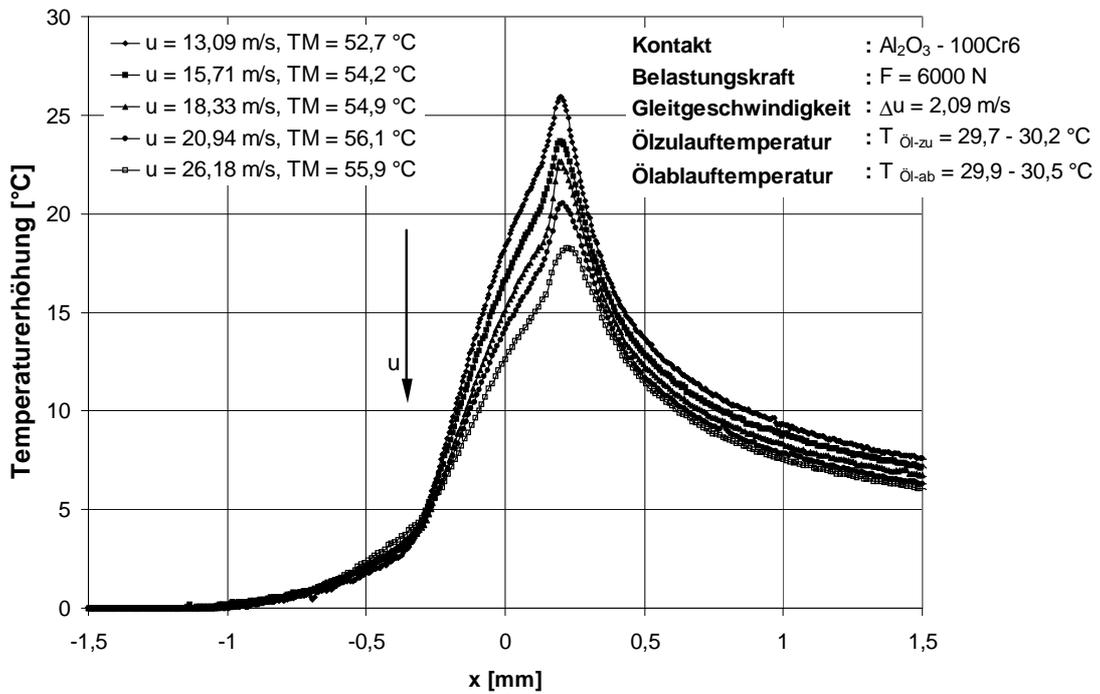


Bild 6-14: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Temperaturverteilung in einem $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt bei hoher Gleitgeschwindigkeit

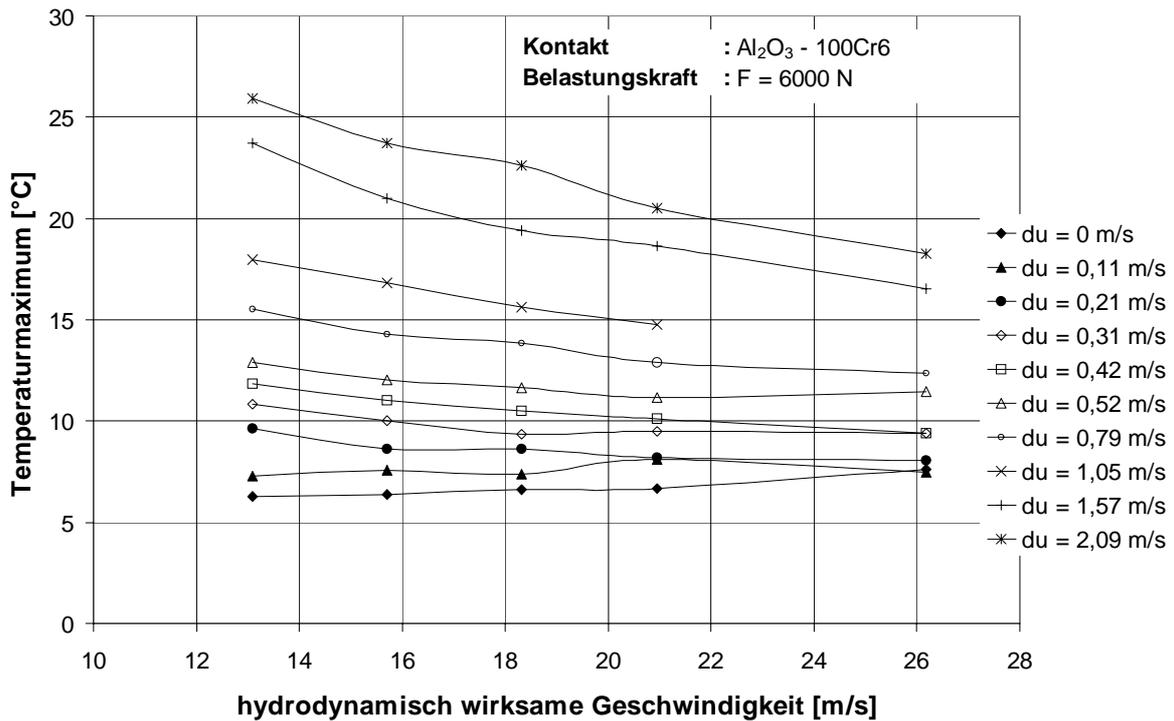


Bild 6-15: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Temperaturmaxima in einem $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt

6.1.1.3 Einfluss der Gleitgeschwindigkeit

Bild 6-16 zeigt die Druckverteilung in Abhängigkeit von der aufgeprägten Gleitgeschwindigkeit. Mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit steigt der Druck im zentralen Kontaktbereich sowie in der Druckspitze an. Ausgehend vom Zustand des reinen Rollens hin zu einem Gleitanteil von $\Delta u = 2,09$ m/s wächst die Druckspitze um $\Delta p \approx 2000$ bar an. Das Druckmaximum im zentralen Bereich wird nicht mehr separat ausgebildet.

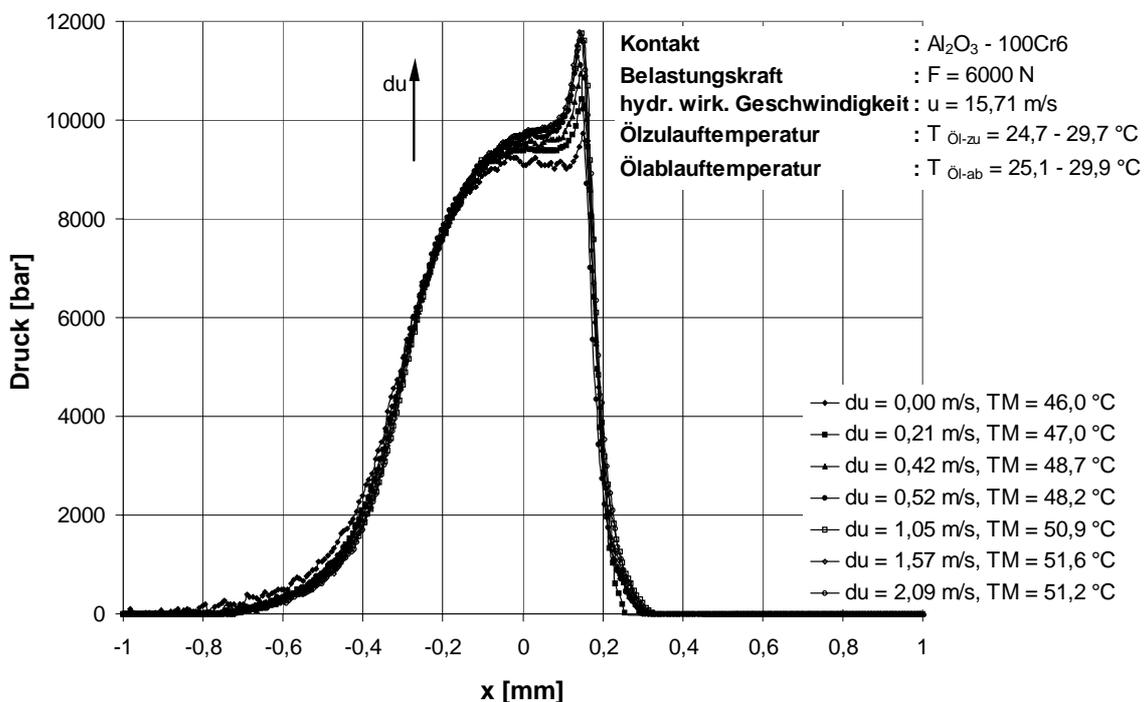


Bild 6-16: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Druckverteilung in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt

Trägt man die maximalen Drücke (Druckpeak) über der Gleitgeschwindigkeit auf (Bild 6-17), so zeigt sich deutlich, dass diese bis zu einer Gleitgeschwindigkeit von $\Delta u \approx 1$ m/s deutlich ansteigen, dass jedoch eine weitere Steigerung des Gleitanteils zu keiner weiteren Steigerung der maximalen Drücke führt.

Bild 6-18 zeigt die Entwicklung des Druckverlaufs im Zulaufbereich des Kontaktes. Hierbei zeigt sich, dass es infolge der gesteigerten Gleitgeschwindigkeit zu einem geringfügig späterer Anstieg des Drucks kommt. Dabei ergibt sich die stärkste Verschiebung des Druckanstiegs ausgehend vom Zustand des reinen Rollens.

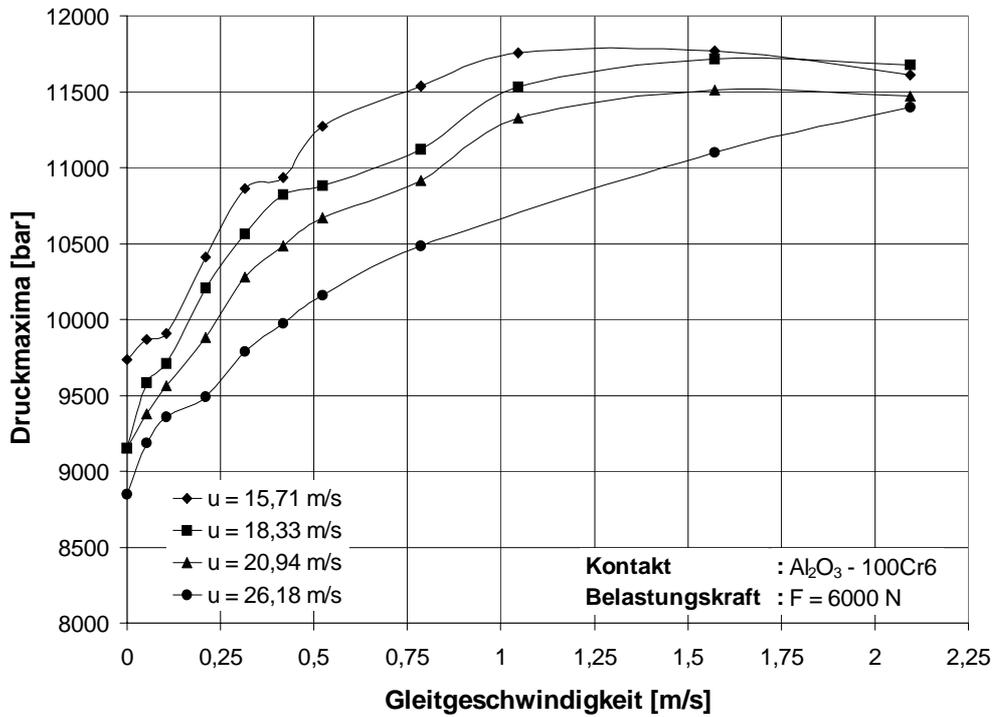


Bild 6-17: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Druckmaxima in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

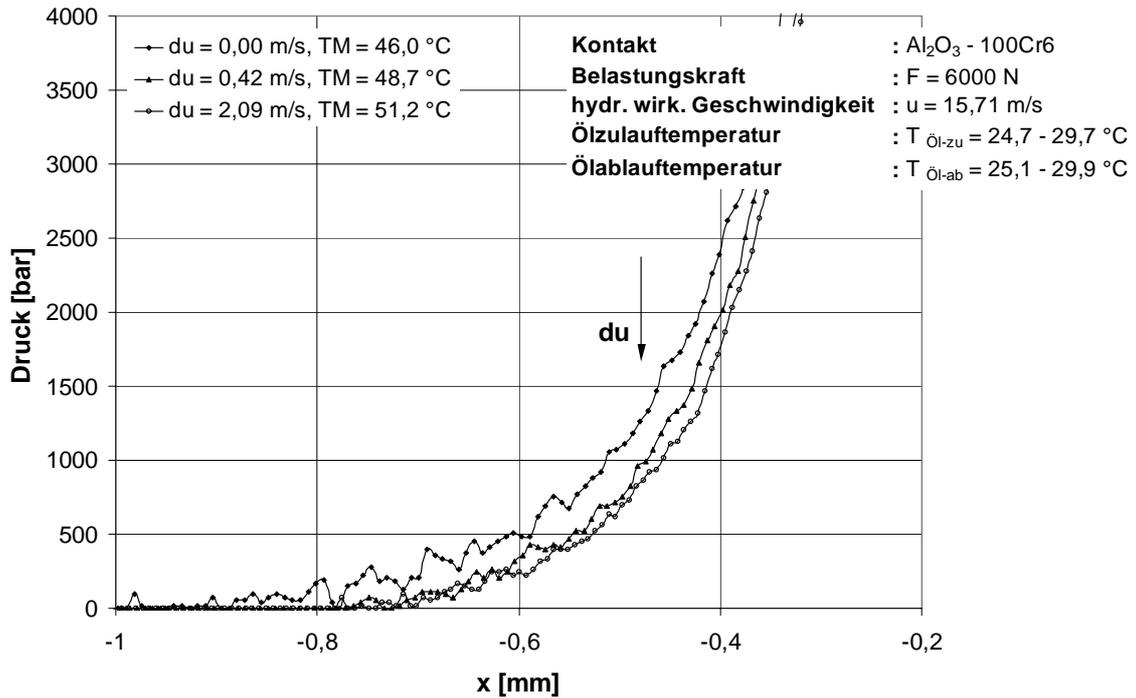


Bild 6-18: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Druckverteilung im Einlaufbereich eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

Die zu Bild 6-16 korrespondierenden Temperaturverteilungen sind in Bild 6-19 dargestellt. Ausgehend von Zustand des reinen Rollens kommt es durch die Aufprägung eines Gleitanteils zu einem starken Anstieg der Kontakttemperatur. Das Temperaturminimum wird zunehmend weniger ausgebildet und geht schließlich in einen leichten "Knick" im Kurvenverlauf über.

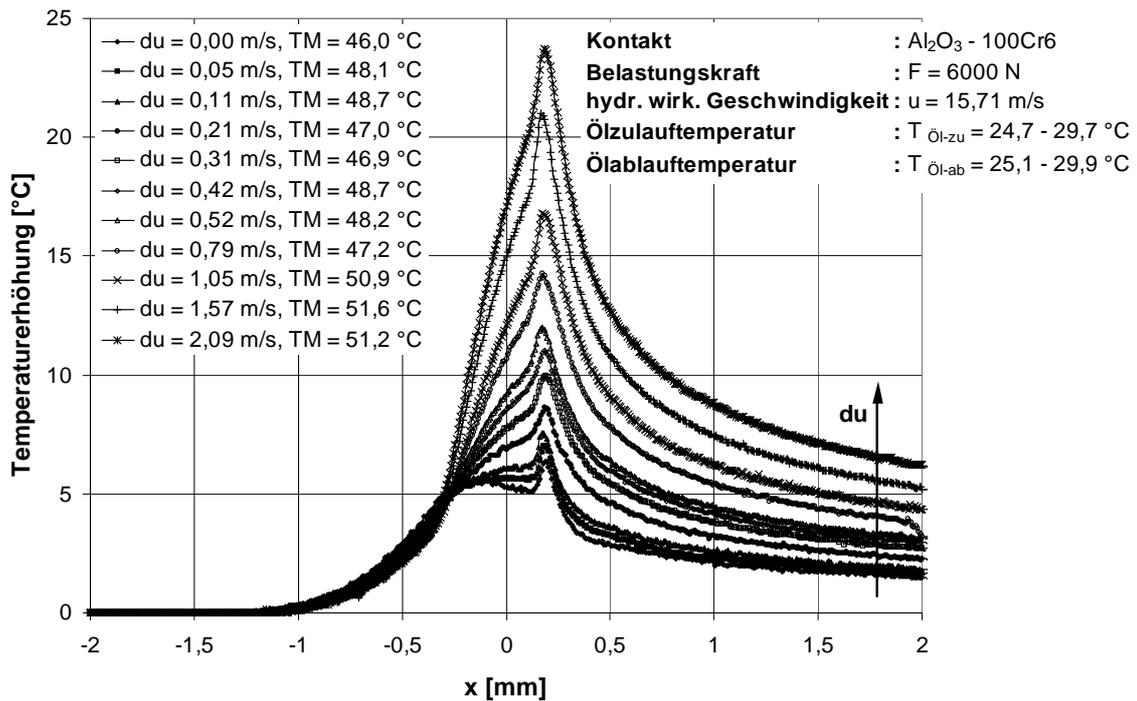


Bild 6-19: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Temperaturverläufe in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt

Dieser Übergang findet für den dargestellten Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt zwischen Gleitgeschwindigkeiten von $\Delta u = 0,11$ m/s und $\Delta u = 0,21$ m/s statt, also dort wo nach Bild 6-15 eine Umkehr im Verhalten der Maximaltemperaturen bezüglich der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auftritt.

Im Gegensatz zum zentralen Kontaktbereich sinken die Temperaturen im sich verjüngenden Kontaktzulauf mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit leicht ab (Bild 6-20). Der verstärkte Temperaturanstieg infolge des aufgeprägten Gleitens bleibt auf den zentralen Kontaktbereich (Druckwirkung) beschränkt.

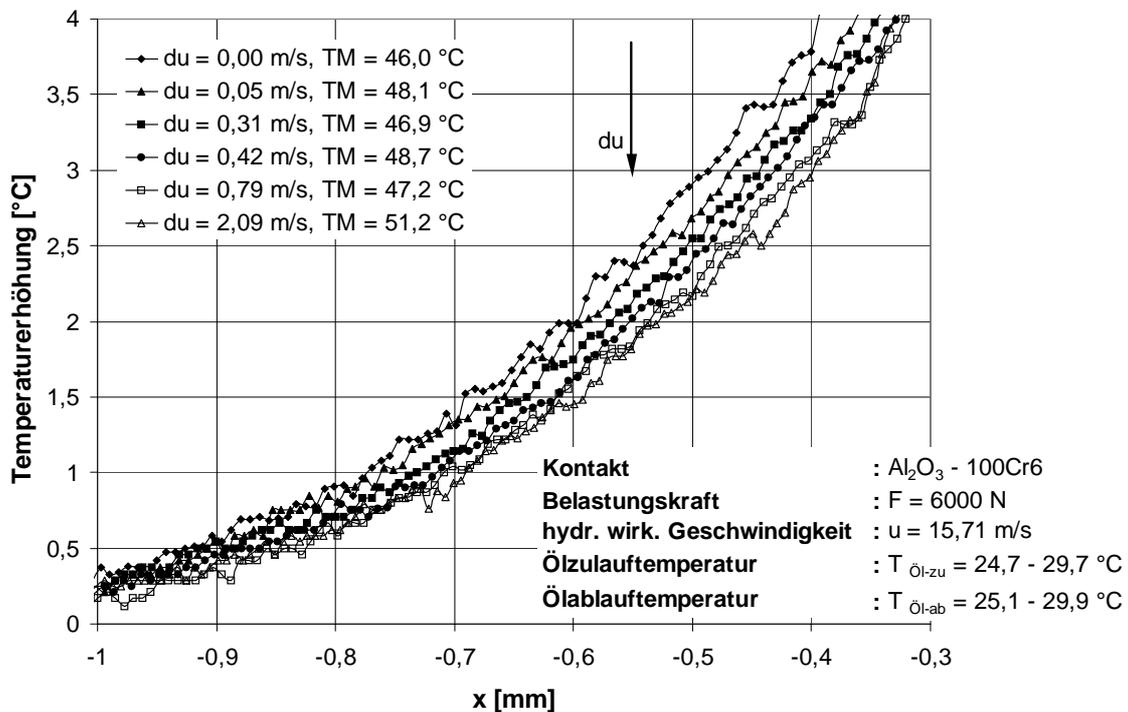


Bild 6-20: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Temperaturverteilung im Einlaufbereich eines $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt

6.1.1.4 Einfluss der Werkstoffpaarung

Die Auswirkungen unterschiedlicher Werkstoffpaarungen auf die Druckverteilungen in einem elastohydrodynamischen Kontakt zeigt Bild 6-21. Die Kontaktpaarung $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ führt zu den höchsten Kontaktdrücken, wohingegen die Kontaktpaarung $\text{ZrO}_2 - 100\text{Cr6}$ die geringsten Kontaktdrücke bei konstant gehaltener Belastung liefert. Alle Werkstoffpaarungen bilden den charakteristischen Druckverlauf aus, jedoch führen die Kontaktpaarungen $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ und $\text{Si}_3\text{N}_4 - 100\text{Cr6}$ zu einer stärker ausgeprägten Druckspitze, die deutlich über dem ersten Druckmaximum liegt. Im Vergleich hierzu stimmen die Druckspitzen der Werkstoffpaarungen $\text{ZrO}_2 - 100\text{Cr6}$ und $100\text{Cr6} - 100\text{Cr6}$ mit den Druckmaxima im zentralen Kontaktbereich überein. Darüber hinaus zeigen die Werkstoffpaarungen mit niedrigen Kontaktdrücken einen breiten Druckeinflussbereich, der die Kontaktabplattung bestimmt.

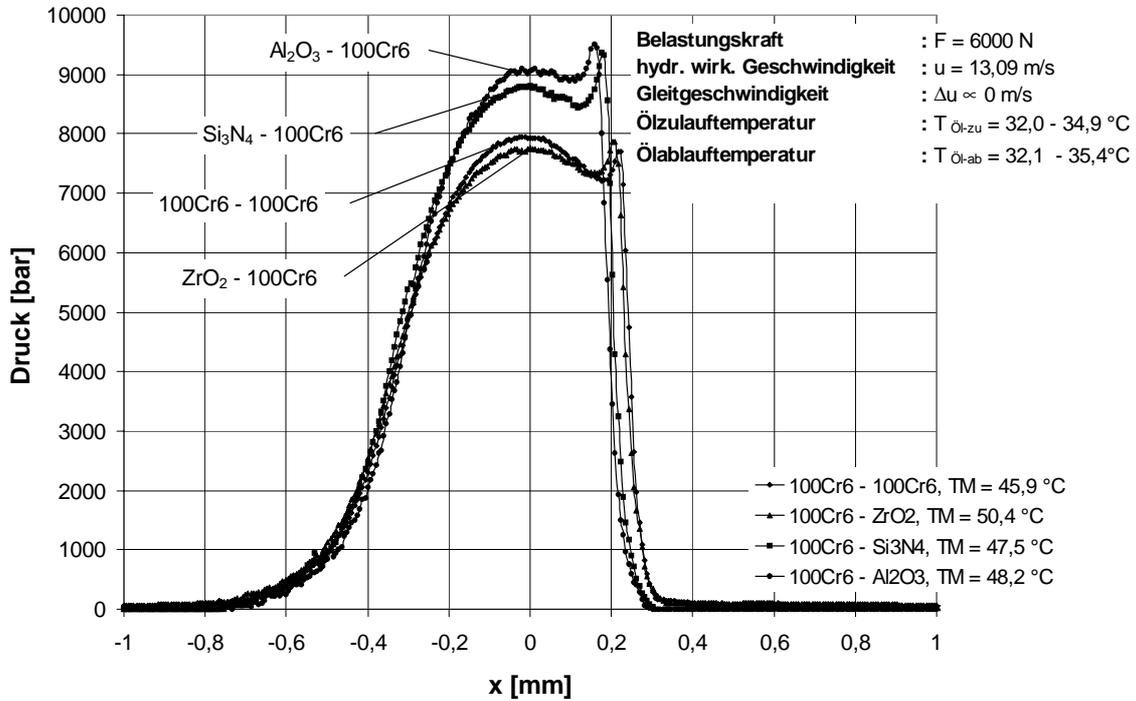


Bild 6-21: Einfluss der Werkstoffpaarung auf die Druckverteilung im elastohydrodynamischen Kontakt

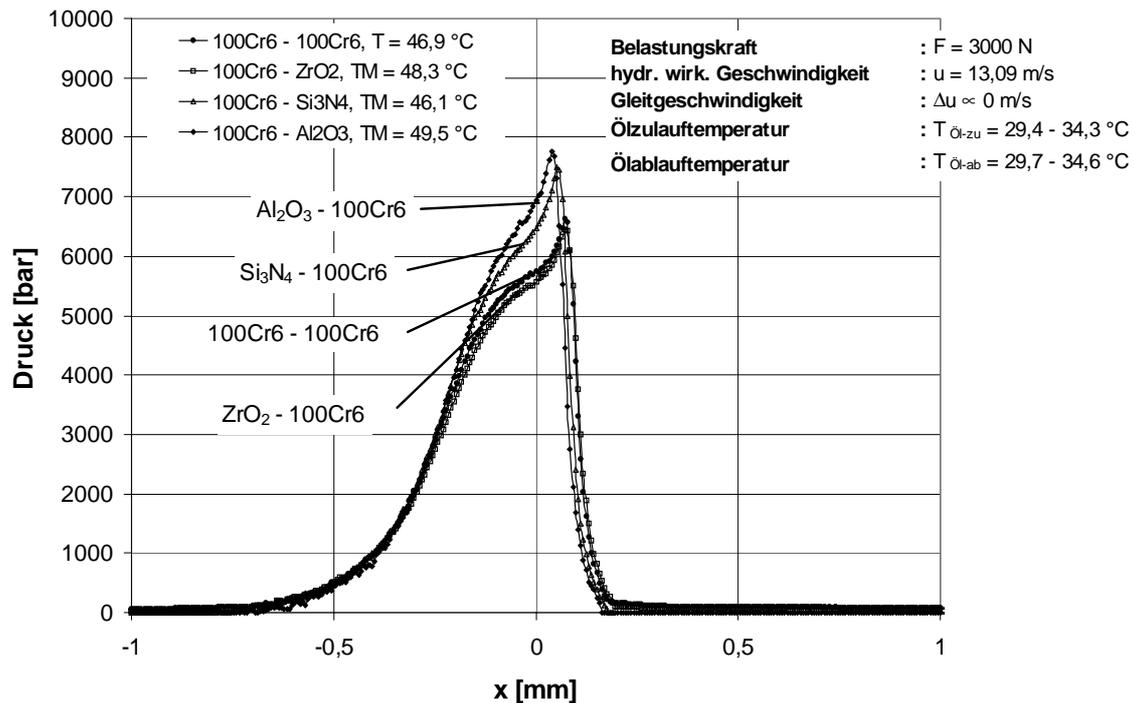


Bild 6-22: Einfluss der Werkstoffpaarung auf die Druckverteilung im elastohydrodynamischen Kontakt bei niedriger Belastung

Bild 6-22 zeigt einen Vergleich der Kontaktdruckverteilungen bei einer Belastungskraft von $F = 3000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 6,7 \times 10^8 \text{ N/m}^2$). Dabei zeigt sich, dass die Tendenz zur Ausbildung der klassischen EHD-Druckverteilung bei den Kontaktpaarungen 100Cr6 - 100Cr6 und ZrO_2 - 100Cr6 wesentlich stärker ausgeprägt ist, als bei den Kontaktpaarungen Al_2O_3 - 100Cr6 und Si_3N_4 - 10Cr6.

Die zu Bild 6-21 korrespondierenden Temperaturverläufe zeigt Bild 6-23. Die ZrO_2 - 100Cr6 - Paarung bewirkt die höchsten Kontakttemperaturen, wohingegen die Si_3N_4 - 100Cr6 - Paarung die niedrigsten Kontakttemperaturen liefert. Die Temperaturverteilung für den 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontakt liegt jedoch trotz einer mit Si_3N_4 vergleichbaren Wärmeleitfähigkeit deutlich höher als die der Stahl-Keramik-Kontakte. Bild 6-24 zeigt den Verlauf der Kontakttemperaturen bei hohen Gleitgeschwindigkeiten. Hierbei wird die Abweichung zwischen den Stahl - Keramik - Kontaktpaarungen und der 100Cr6 - 100Cr6 - Kontaktpaarung immer gravierender.

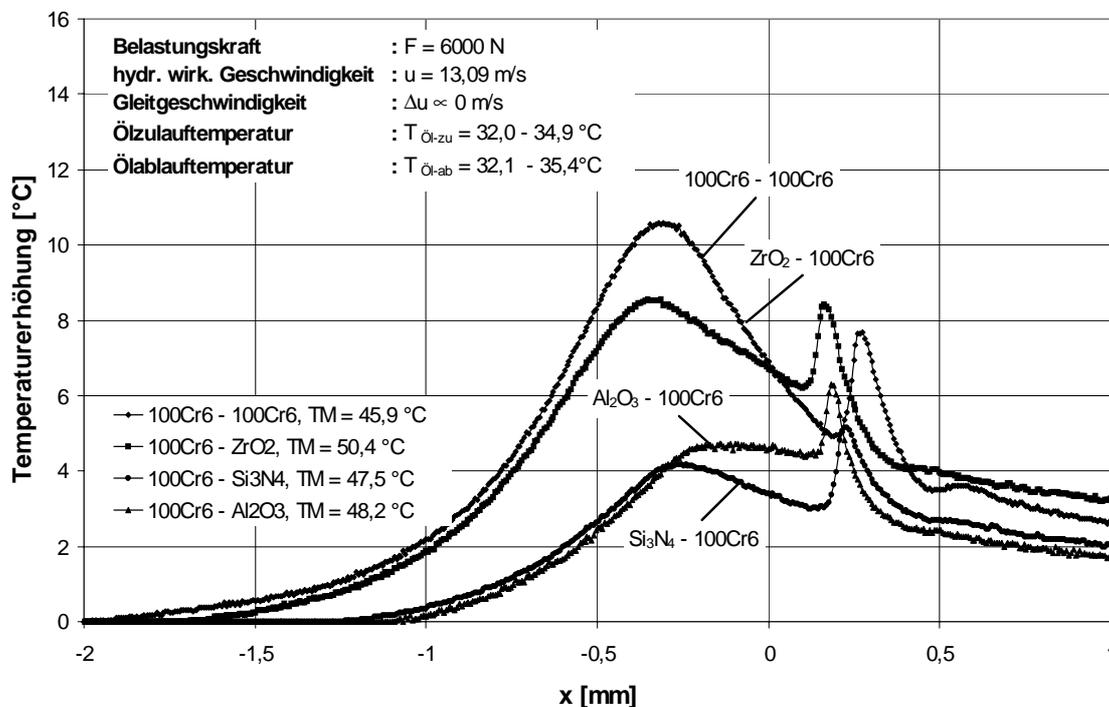


Bild 6-23: Einfluss der Werkstoffpaarung auf die Temperaturverteilung im elastohydrodynamischen Kontakt

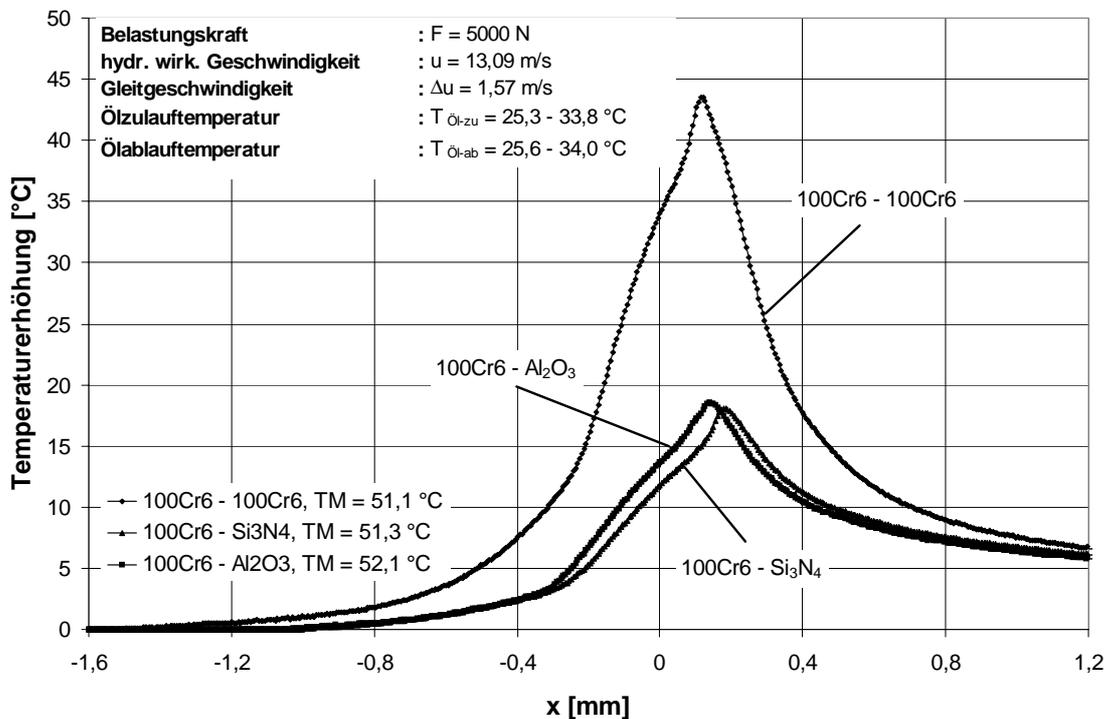


Bild 6-24: Einfluss der Werkstoffpaarung auf die Temperaturverteilung im elastohydrodynamischen Kontakt bei hohem Gleitanteil

6.1.2 Schmierfilmdickeverteilungen im Kontakt

6.1.2.1 Einfluss der Belastungskraft

Zur Untersuchung der Schmierfilmbildung in elastohydrodynamisch geschmierten Stahl-Keramik-Kontakten wurden, wie in Kapitel 5.2 und Kapitel 5.3 beschrieben kapazitive Abstandsmessungen durchgeführt. Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit Arbeiten anderer Autoren zu gewährleisten werden im Folgenden sowohl die unbearbeiteten Kurvenverläufe als auch die überarbeiteten Kurvenverläufe angegeben.

Bild 6-25 und Bild 6-26 zeigen die Schmierfilmentwicklung in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei einer Laststeigerung von $F = 2000 \text{ N}$ bis $F = 6000 \text{ N}$ ($p_{\text{Hz}} = 5,5 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ bis $p_{\text{Hz}} = 10,3 \times 10^8 \text{ N/m}^2$).

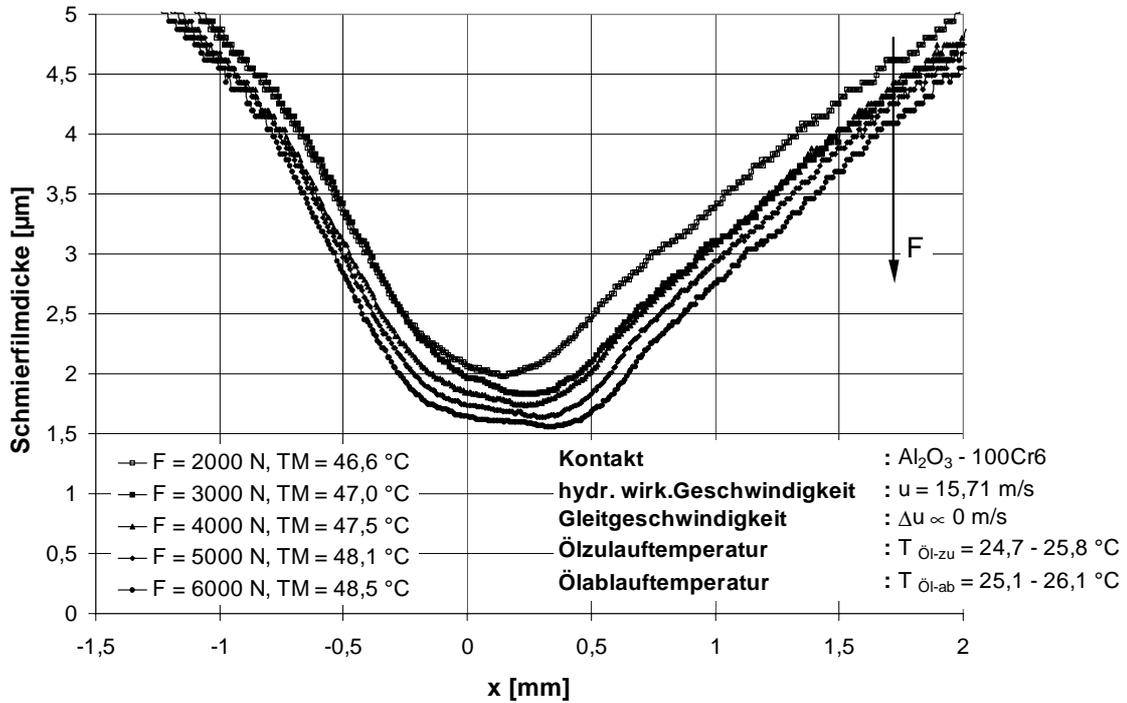


Bild 6-25: Einfluss der Belastungskraft auf die Schmierfilmdickeverteilung in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt (unkorrigiert)

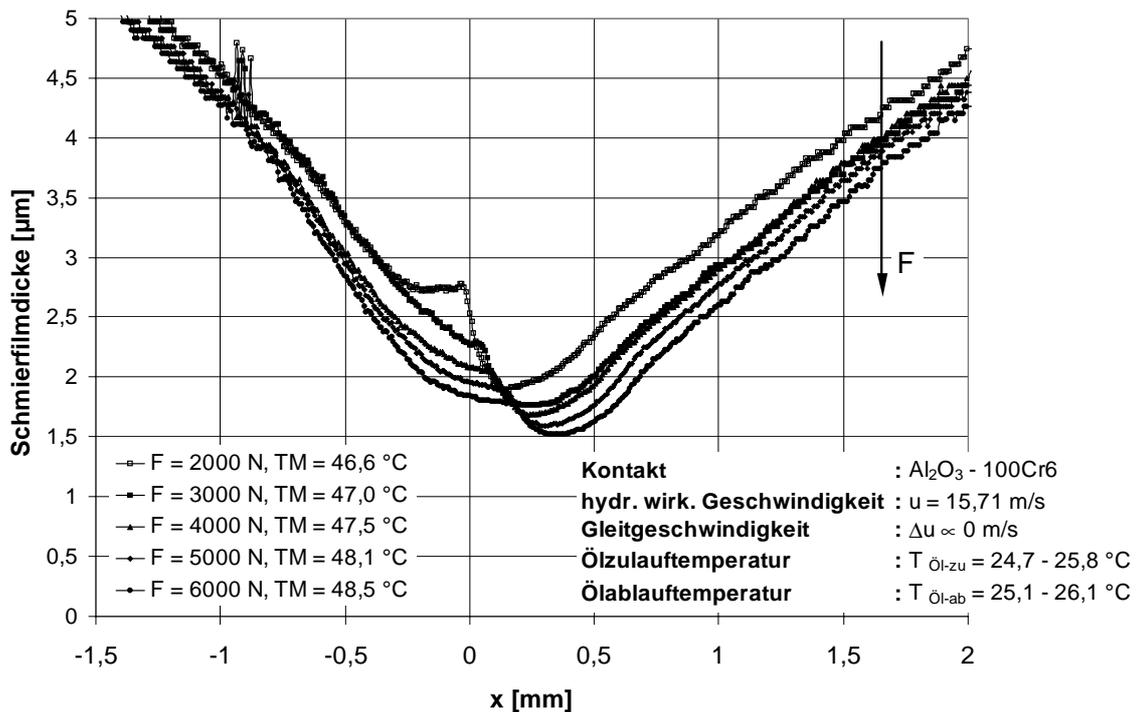


Bild 6-26: Einfluss der Belastungskraft auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt (korrigiert nach Kapitel 5.3)

Die Verläufe in Bild 6-25 zeigen eine deutliche Reduzierung der Schmierfilmhöhe bei Laststeigerung. Ab Belastungen von $F = 4000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 7,8 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) zeigt sich eine leichte Abplattung des Kurvenverlaufs im Kontaktbereich, ab $F = 5000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 7,8 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) ergibt sich eine marginale Kontaktverengung im Auslaufbereich des Kontaktes.

Die überarbeiteten Verläufe (Bild 6-26) zeigen eine deutliche Einschnürung, wobei die in Kapitel 4 definierte Exzentrizität (Einschnürungsbeginn) mit zunehmender Last in Richtung Kontaktauslauf läuft. Der parallele Spaltbereich bildet sich mit zunehmender Last immer deutlicher aus.

Bild 6-27 bis Bild 6-31 zeigen Komplettvermessungen des Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes unter Laststeigerung bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 15,71 \text{ m/s}$. Dabei befindet sich der Kontakt nach jedem Lastsprung in einem stationären Zustand, d. h. die Druckspitze ist voll ausgebildet. **Osborn und Sadeghi** (1992) [65] weisen darauf hin, dass nach Lastsprüngen stets eine instationäre Einlaufphase durchlaufen wird, in der sich die Druckspitze und die Kontaktverformung neu ausbilden. Zum Vergleich sind die unkorrigierten Schmierfilmdickeverläufe und die Verläufe, die sich für den Zustand des Stoffgleichgewichts des Öls ergeben mit eingezeichnet. Wie aus der Kontaktentwicklung zu sehen ist, steigt der Unterschied zwischen Gleichgewichtsschmierfilm und relaxiertem Schmierfilm mit steigender Last an, während die Differenz zwischen unkorrigiertem Schmierfilm und relaxiertem Schmierfilm abnimmt.

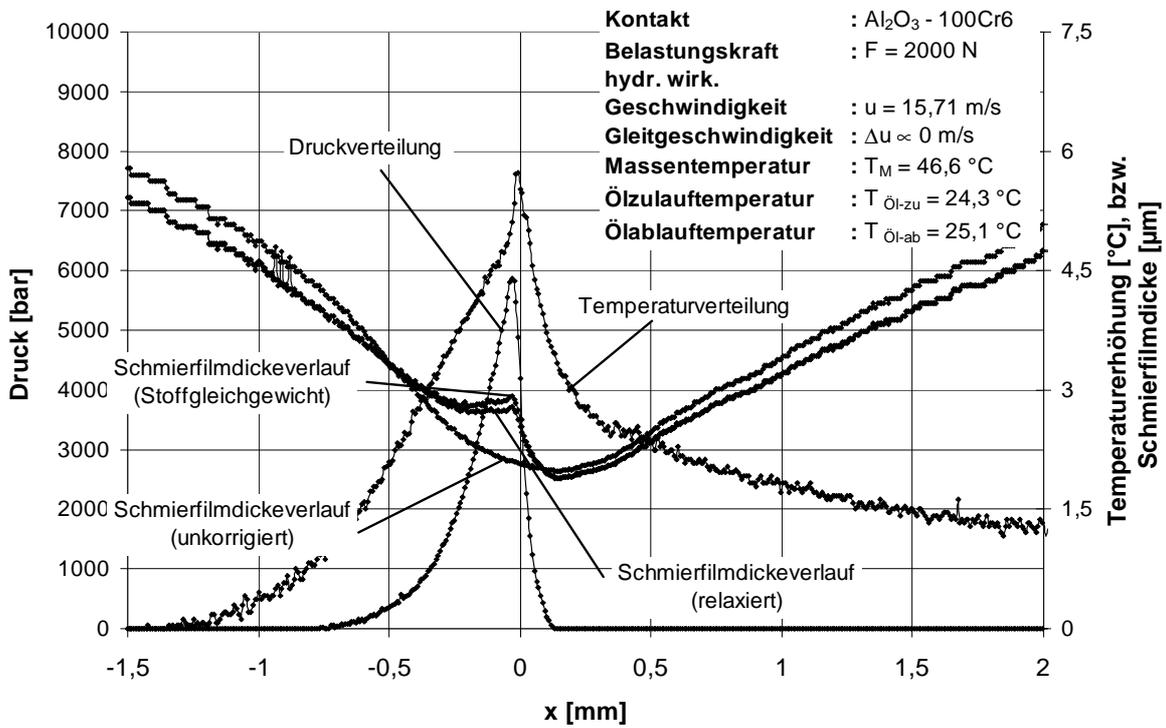


Bild 6-27: Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei F = 2000 N ($p_{Hz} = 5,4 \times 10^8$ N/m²)

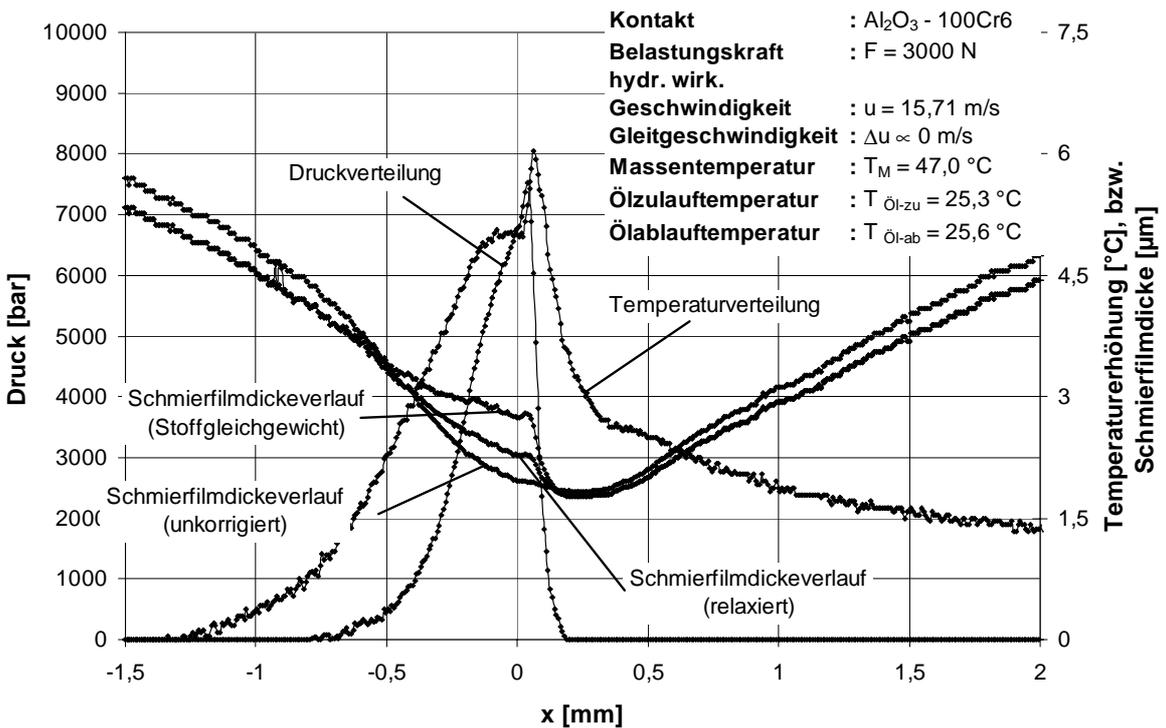


Bild 6-28: Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei F = 3000 N ($p_{Hz} = 6,7 \times 10^8$ N/m²)

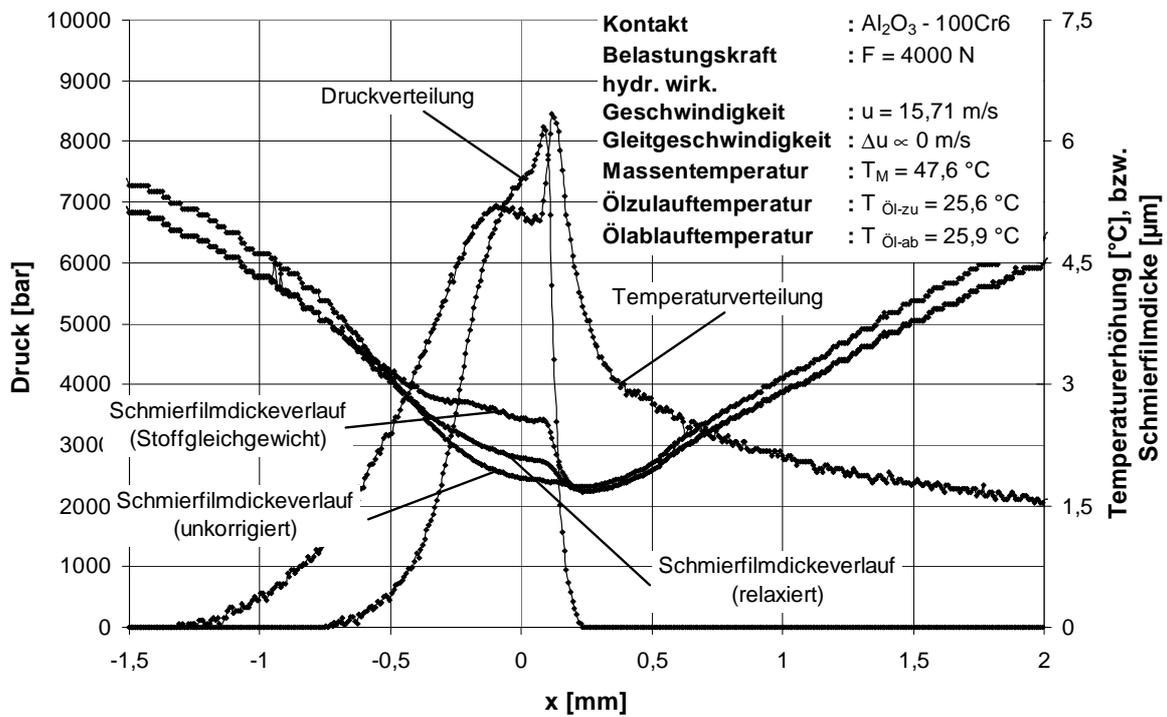


Bild 6-29: Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei F = 4000 N ($p_{Hz} = 7,8 \times 10^8$ N/m²)

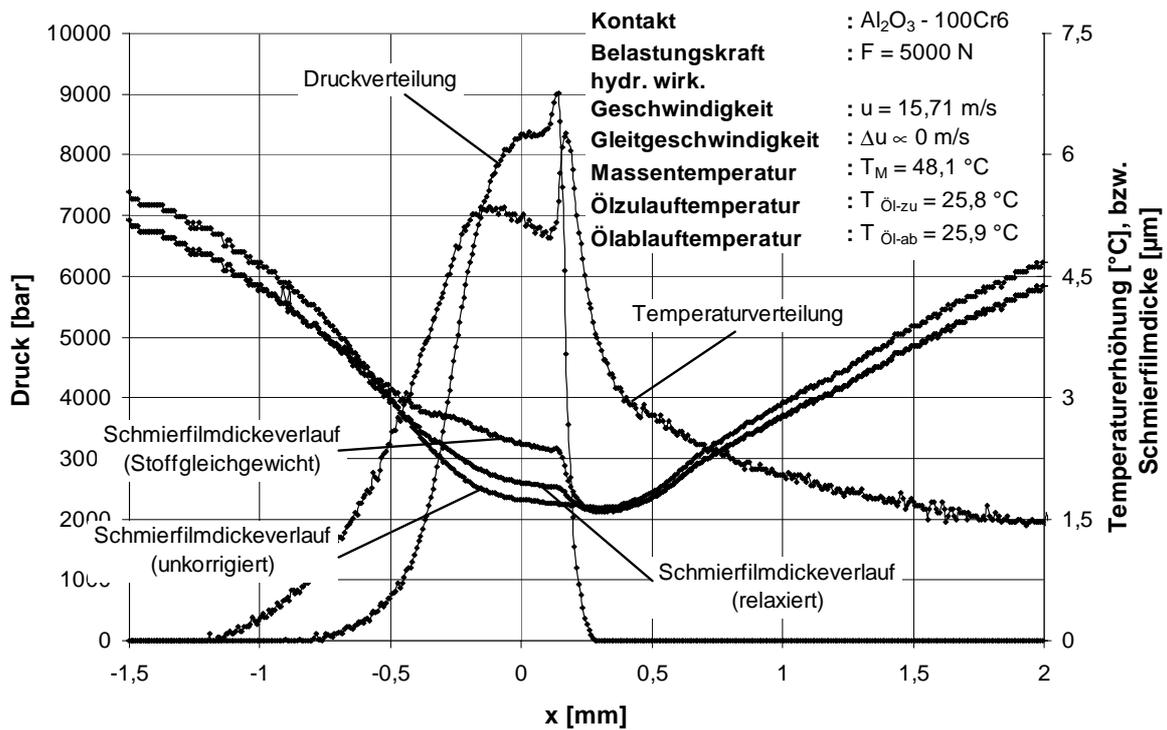


Bild 6-30: Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei F = 5000 N ($p_{Hz} = 8,7 \times 10^8$ N/m²)

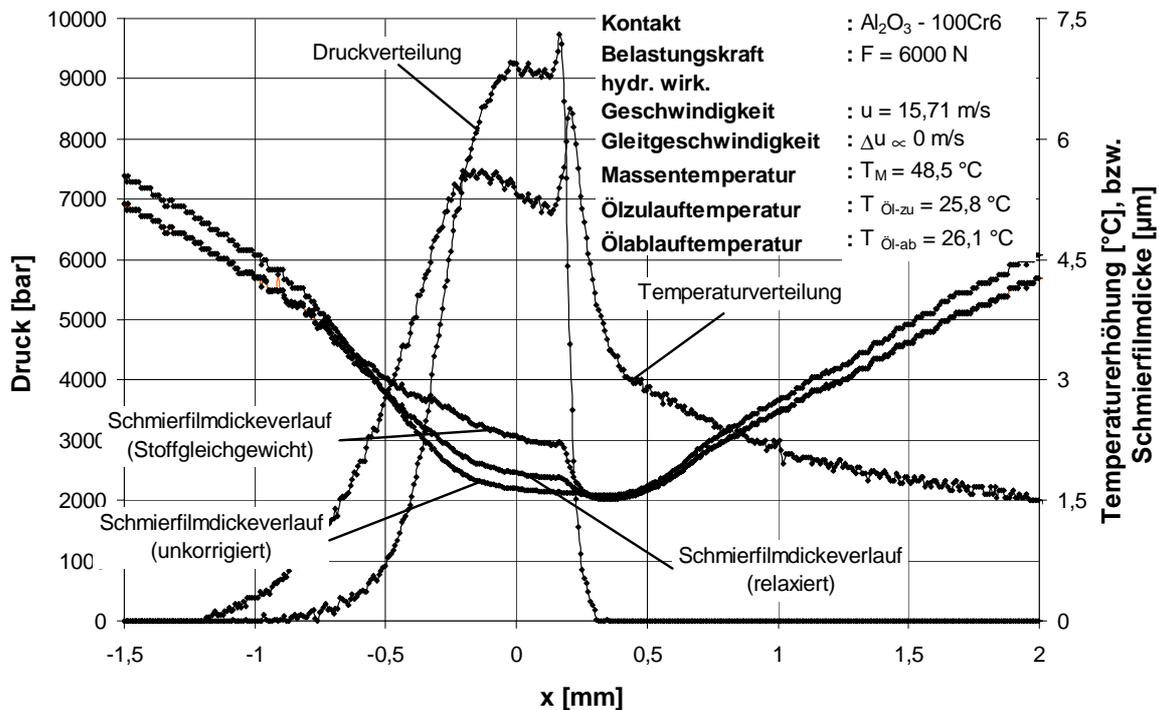


Bild 6-31: Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei F = 6000 N ($p_{Hz} = 9,5 \times 10^8 \text{ N/m}^2$)

6.1.2.2 Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit

Der Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit kann aus Bild 6-32 und Bild 6-33 entnommen werden. Mit zunehmender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit steigt die Schmierfilmdicke deutlich an. Demgegenüber steht eine Reduzierung der gesamten Abplattungsbreite. Betrachtet man die korrigierten Schmierfilmverläufe (Bild 6-33), so wird mit gesteigerter hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit die klassische EHD-Kontaktform immer weniger ausgebildet. Während der Schmierfilmverlauf bei $u = 13,09 \text{ m/s}$ die klassische Form eines EHD-Kontaktes zeigt, ergibt sich im Fall von $u = 26,18 \text{ m/s}$ lediglich eine "Einbeulung" im Einlaufbereich. Die Steigerung der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 13,09 \text{ m/s}$ auf $u = 26,18 \text{ m/s}$ bewirkt in dem dargestellten Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt einen Anstieg der minimalen Schmierfilmdicke von $h_{\min} = 1,4 \text{ μm}$ auf $h_{\min} = 2 \text{ μm}$, was einem Anstieg um 43 % entspricht.

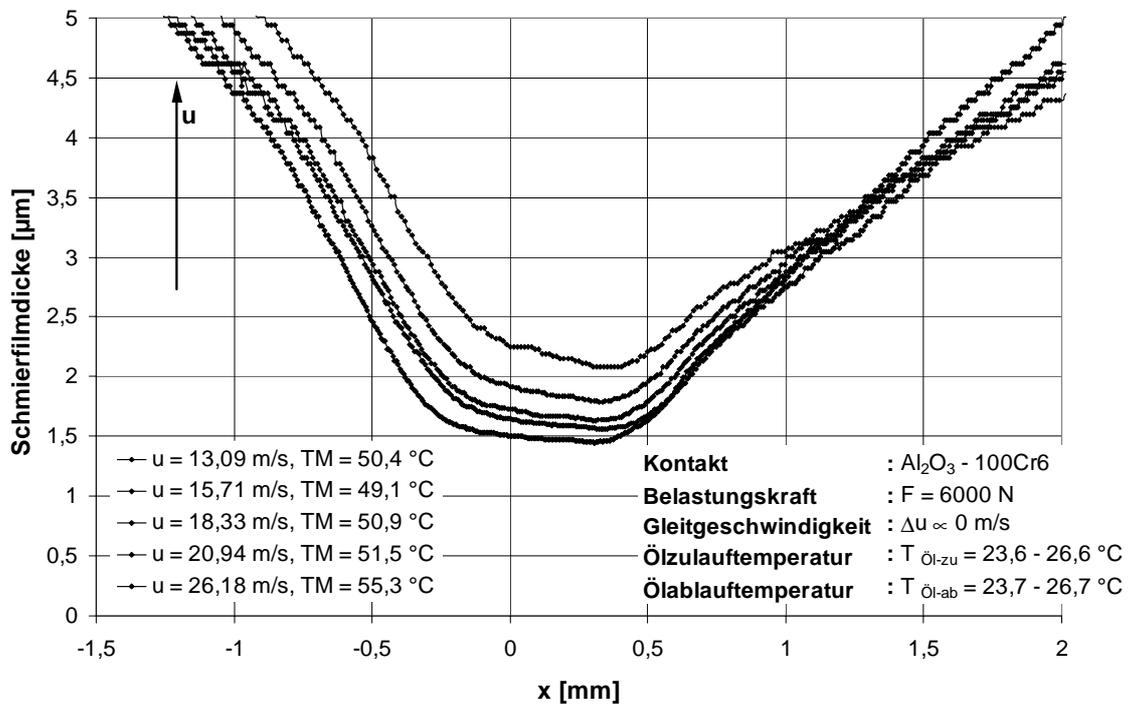


Bild 6-32: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt (unkorrigiert)

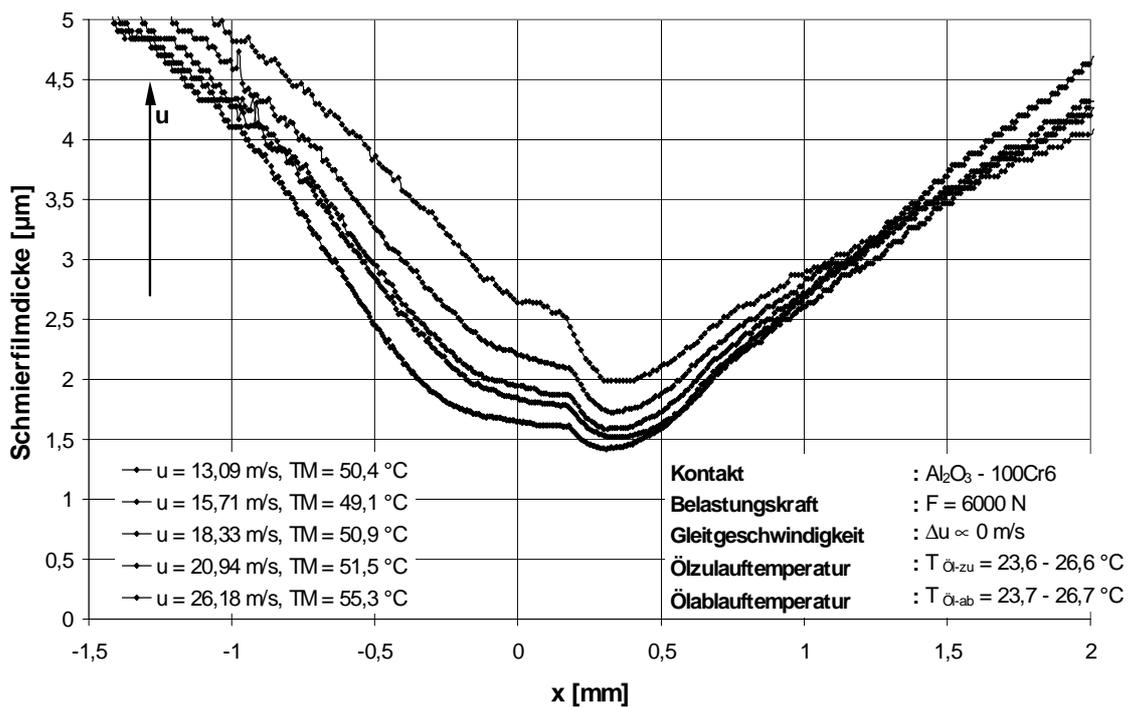


Bild 6-33: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt (korrigiert)

Bild 6-34 zeigt die sich ausbildenden minimalen Schmierfilmdicken in Abhängigkeit von der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit. Dargestellt sind die nach Kapitel 5.3 korrigierten minimalen Schmierfilmdicken. Die minimalen Schmierfilmdicken sinken mit der Belastungskraft ab und steigen mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit an. Es zeigt sich jedoch, dass die lastbedingte Abnahme der minimalen Schmierfilmdicke zunimmt, wenn die hydrodynamisch wirksame Geschwindigkeit gesteigert wird.

Vergleichend sind die nach Dowson (Gleichung 2.13) und Murch/Wilson (Gleichung 2.14) berechneten minimalen Schmierfilmdicken eingezeichnet, wie sie sich für eine Scheibenmassentemperatur von $T_M = 50\text{ °C}$ bzw. $T_M = 60\text{ °C}$ ergeben. Diese zeigen ebenfalls ein Absinken der minimalen Schmierfilmdicken mit der Belastung und ein Ansteigen mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit, jedoch liegen die berechneten Werte höher als die Messwerte. Die lastbedingte Abnahme der berechneten Schmierfilmdicke zeigt darüber hinaus keine Abhängigkeit von der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit.

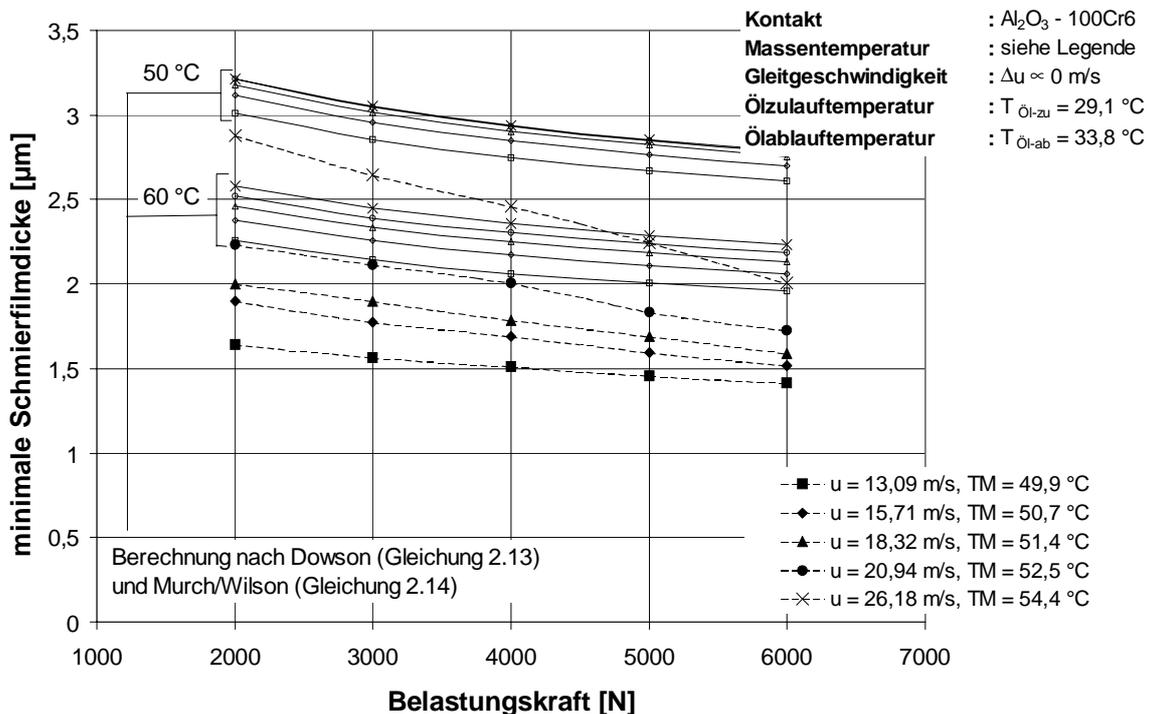


Bild 6-34: Einfluss der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die minimale Schmierfilmdicke in einem $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt

Betrachtet man den Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Schmierfilmbildung im Falle hoher Gleitgeschwindigkeiten, wie in Bild 6-35 und Bild 6-36 dargestellt ist, zeigt sich, dass der Anstieg der Schmierfilmdicke mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit geringer ausfällt als im Zustand des reinen Rollens. Eine Steigerung der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 13,09 \text{ m/s}$ auf $u = 26,18 \text{ m/s}$ führt zu einem Anwachsen der minimalen Schmierfilmdicke von $h_{\min} = 1,5 \text{ }\mu\text{m}$ auf $h_{\min} = 1,8 \text{ }\mu\text{m}$, was lediglich einem Anstieg von 20 % entspricht, verglichen mit einem Anstieg von 43 % im Zustand des reinen Rollens. Der Schmierfilm zeigt im unkorrigierten Zustand eine keilförmige Gestalt, eine parallele Kontaktabplattung wird nicht ausgebildet.

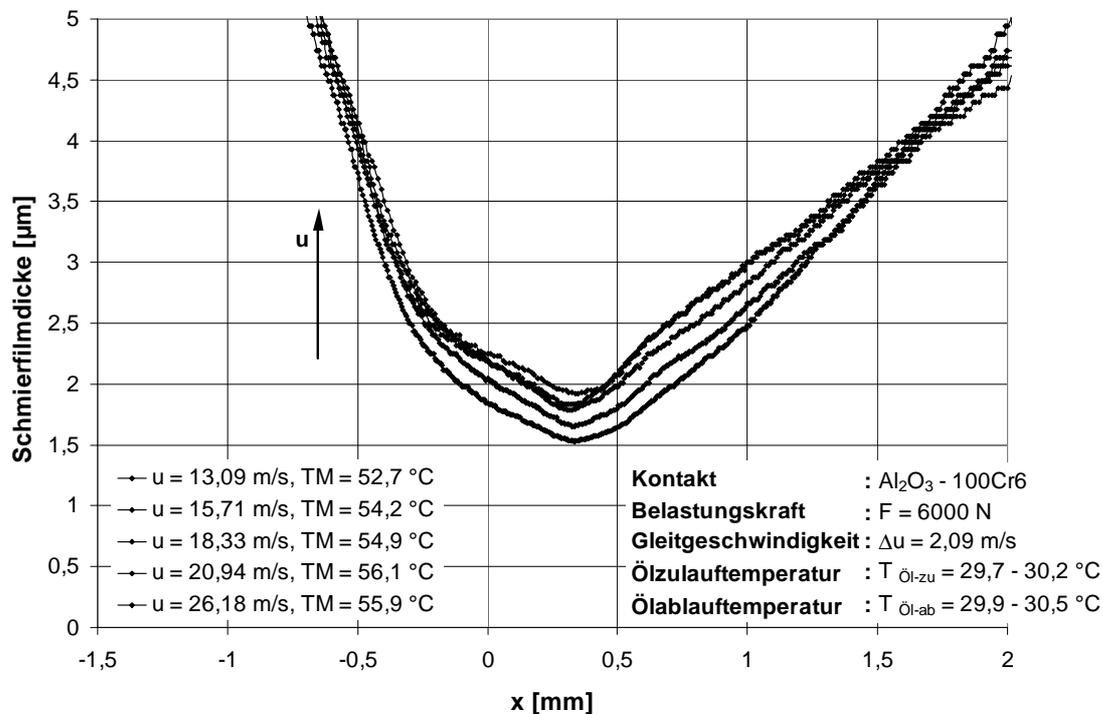


Bild 6-35: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf den Schmierfilmdickverlauf eines $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontaktes unter hohem Gleitanteil (unkorrigiert)

Die überarbeiteten Verläufe zeigen ebenfalls keinen parallelen Spaltbereich sondern lediglich eine "Einbeulung", wie sie im Falle hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeiten auch im Zustand des reinen Rollens auftritt. Der Beginn der Einschnürung bleibt, wie im Zustand des reinen Rollens, unbeeinflusst von der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit.

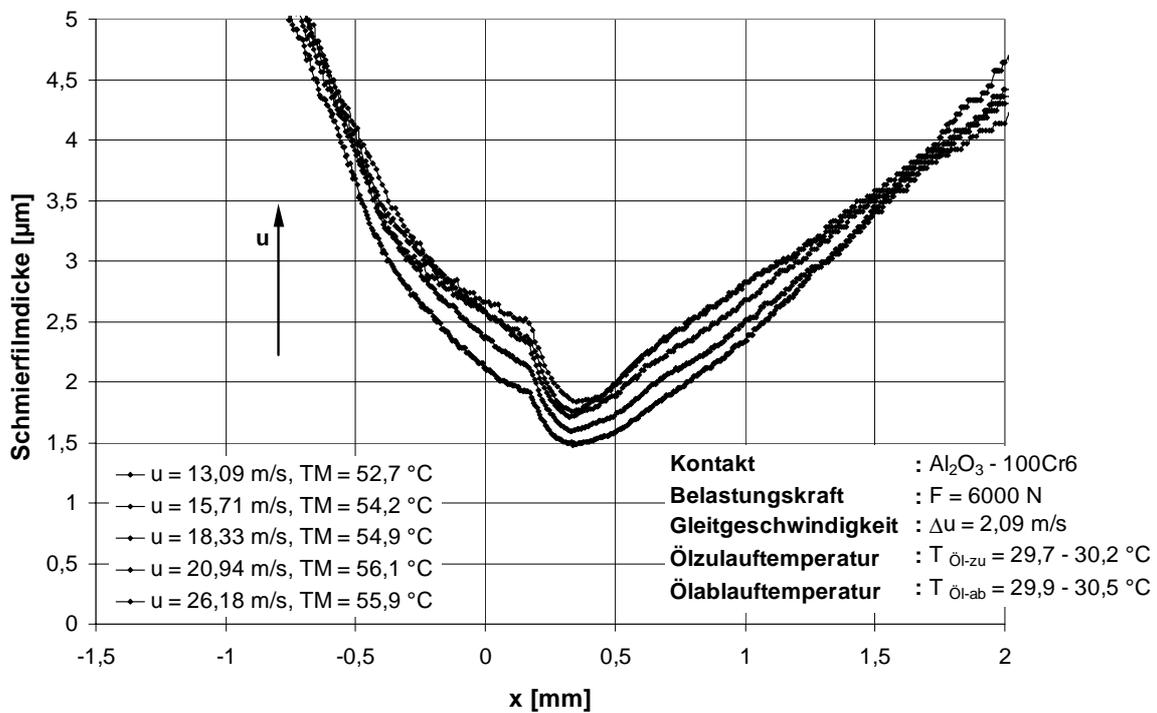


Bild 6-36: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf den Schmierfilmdickeverlauf eines $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontaktes unter hohem Gleitanteil (korrigiert)

6.1.2.3 Einfluss der Gleitgeschwindigkeit

Betrachtet man den Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Schmierfilmbildung (Bild 6-37 und Bild 6-38), zeigt sich mit wachsender Gleitgeschwindigkeit ein zunehmend keilförmigeres Schmierfilmprofil, wie es auch in Arbeiten von **Wolff et al.** (1992) [59] numerisch beschrieben wird. Die Änderung der minimalen Schmierfilmdicke ist sehr gering; die Schmierfilmdicke zu Beginn des Kontaktes wächst dagegen deutlich an.

Die korrigierten Verläufe (Bild 6-38) zeigen mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit die bereits beschriebene "Oberflächeneinbeulung" im Einlaufbereich (keilförmig), die durch eine zunehmend weniger scharf ausgebildete Einschnürung am Kontaktauslauf abgeschlossen wird.

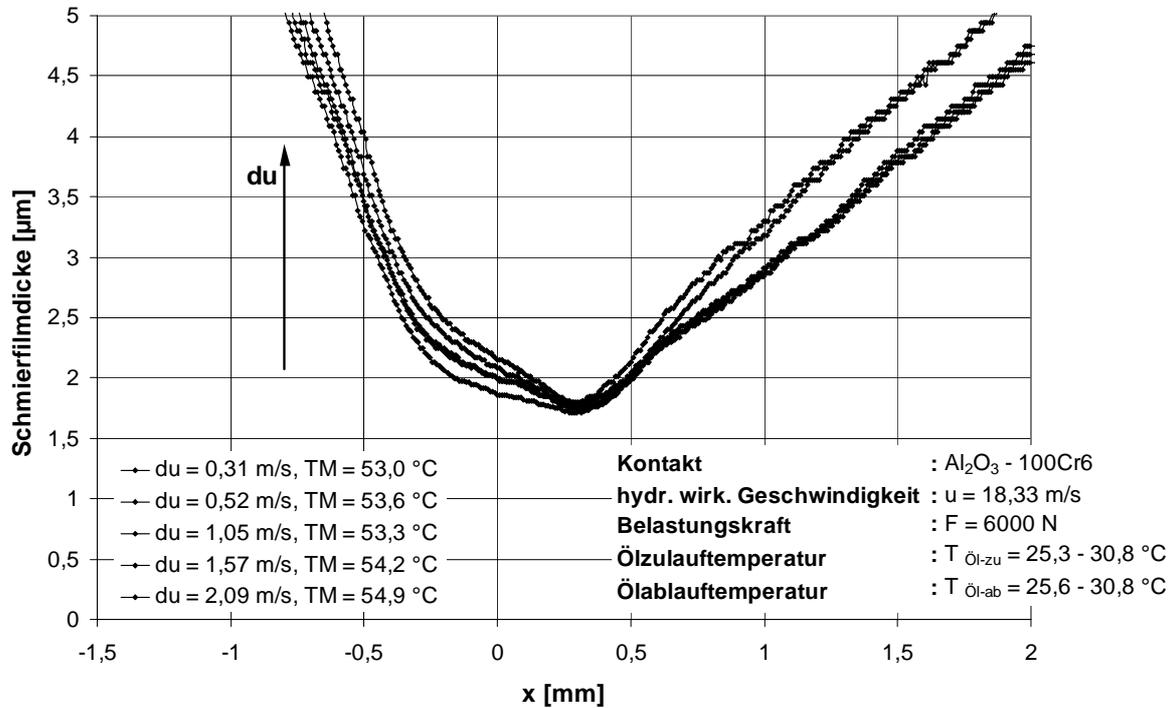


Bild 6-37: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt (unkorrigiert)

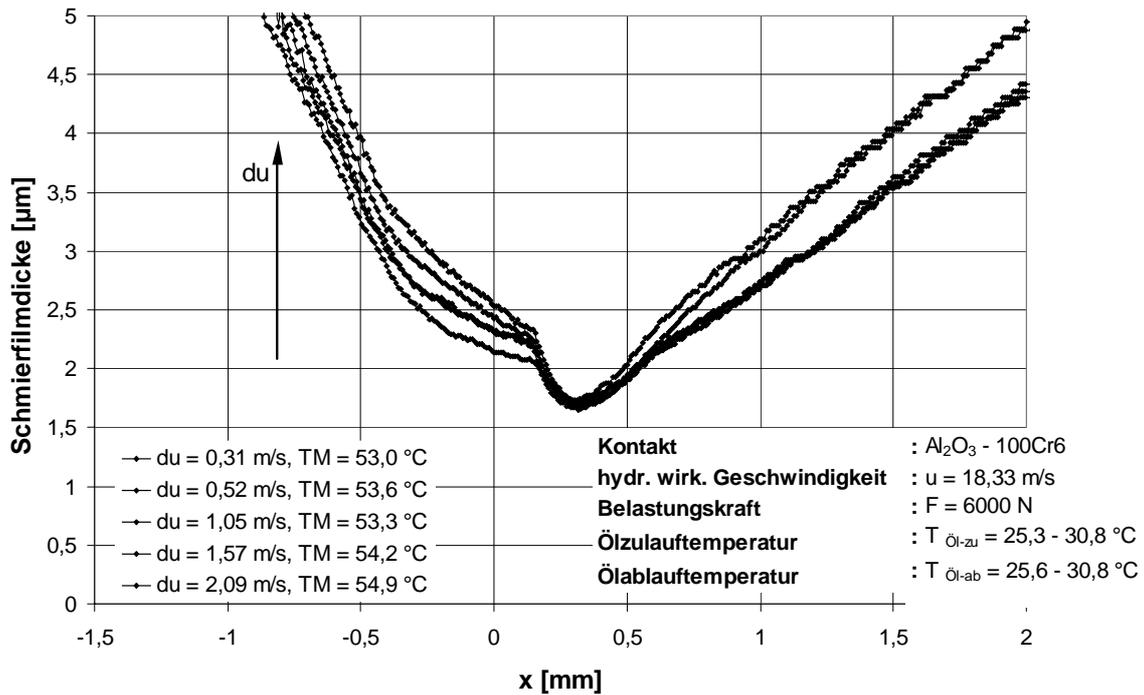


Bild 6-38: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt (korrigiert)

Das grundsätzlich gleiche Verhalten zeigt die Schmierfilmbildung, wenn man den Einfluss der Gleitgeschwindigkeit bei hohen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten ($u = 26,18 \text{ m/s}$) und bei niedrigen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten ($u = 13,09 \text{ m/s}$) betrachtet. Wohingegen sich jedoch bei niedrigen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten der Kontakt ausgehend von einer deutlich parallelen Schmierfilmbildung bei niedriger Gleitgeschwindigkeit erst mit steigendem Gleitanteil keilförmig ausbildet, beginnt der Schmierfilm bei hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit bereits bei einer keilförmigen Struktur (Bild 6-39 - Bild 6-42). Der Einfluss der Gleitgeschwindigkeit bezüglich der Schmierfilmform nimmt mit zunehmender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit deutlich ab.

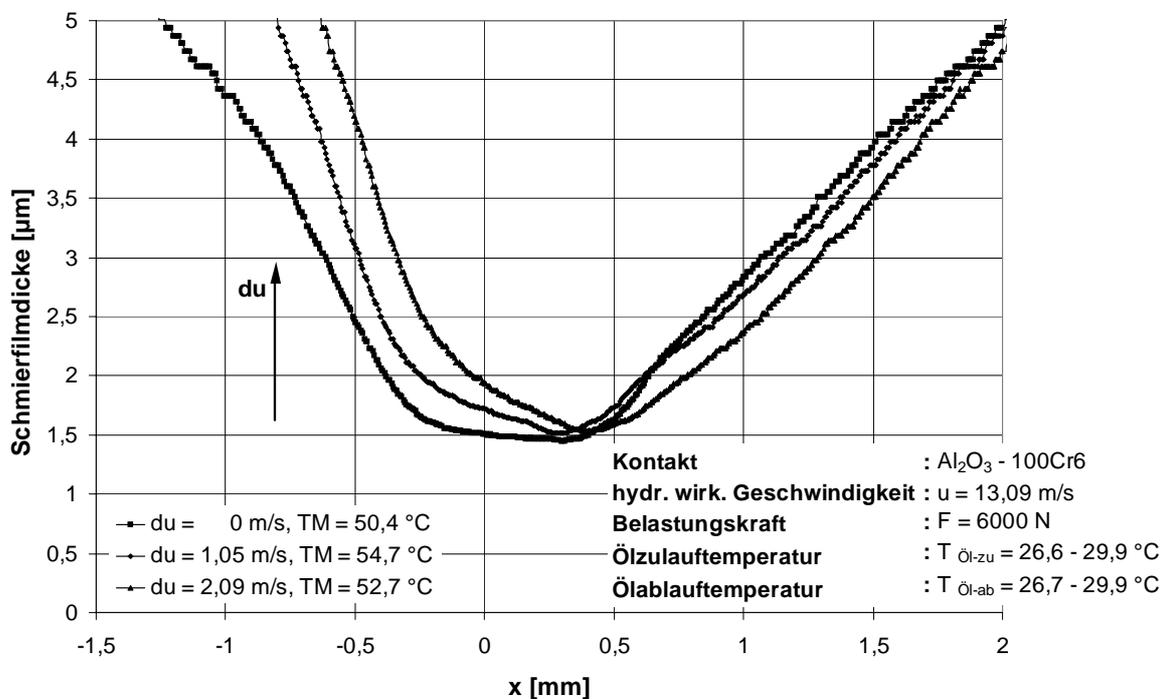


Bild 6-39: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ -Linienkontakt bei niedriger hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit (unkorrigiert)

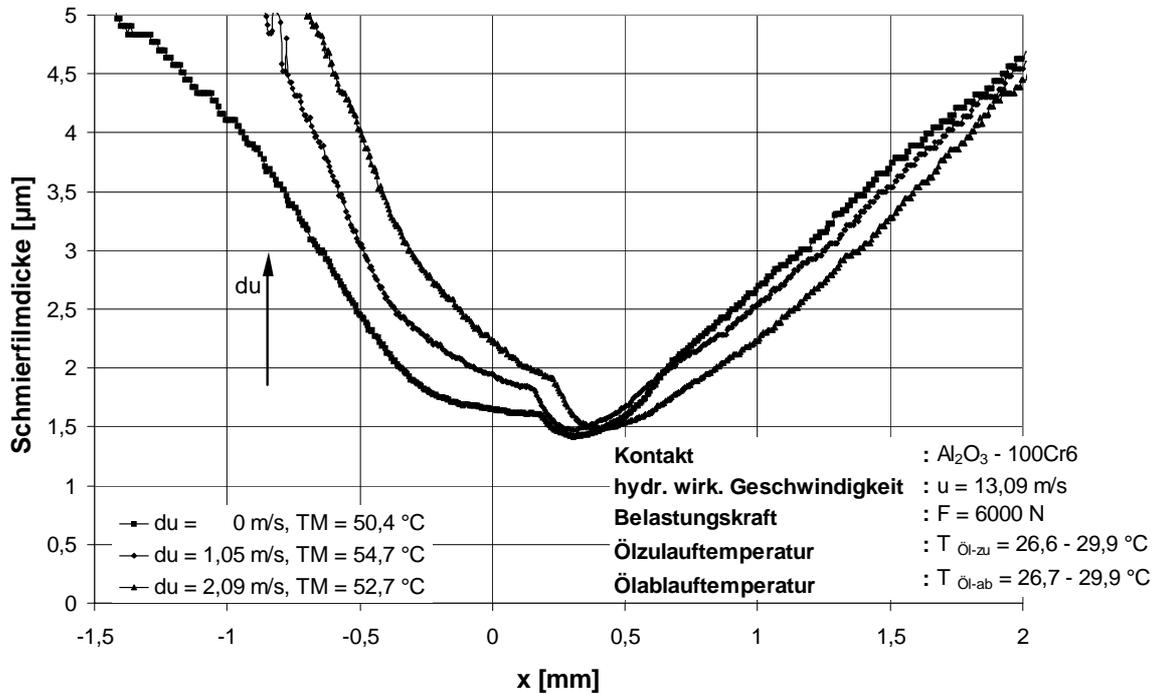


Bild 6-40: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei niedriger hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit (korrigiert)

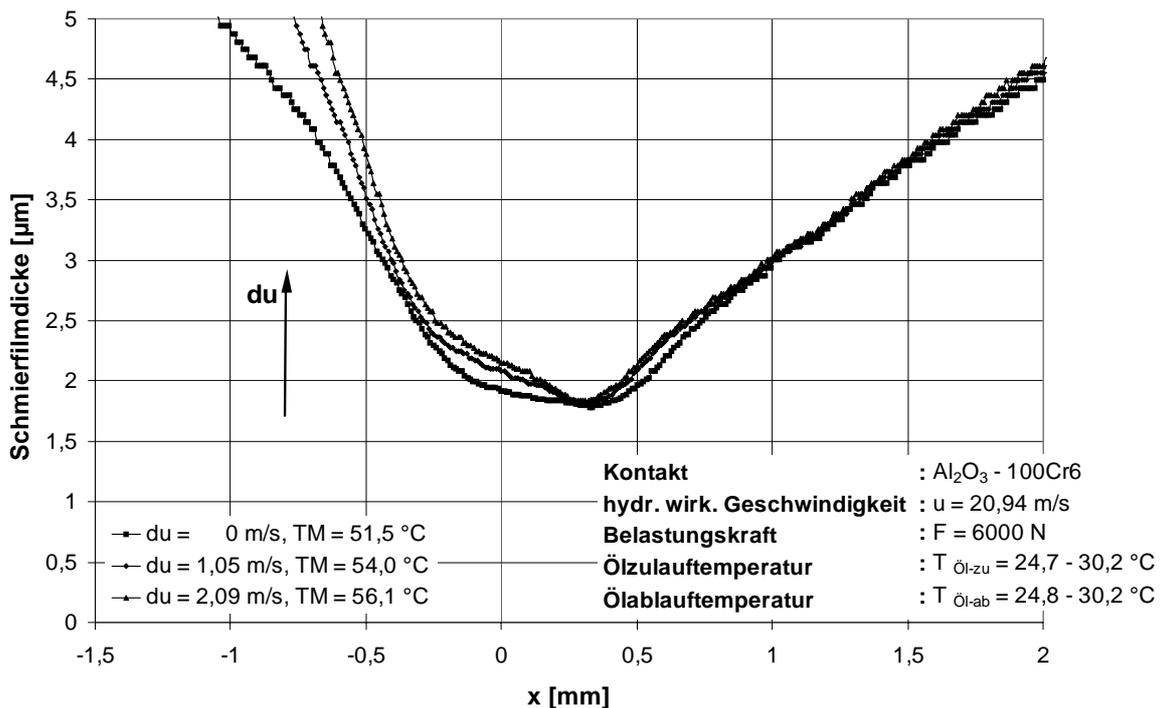


Bild 6-41: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Schmierfilmdickeverteilung in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit (unkorrigiert)

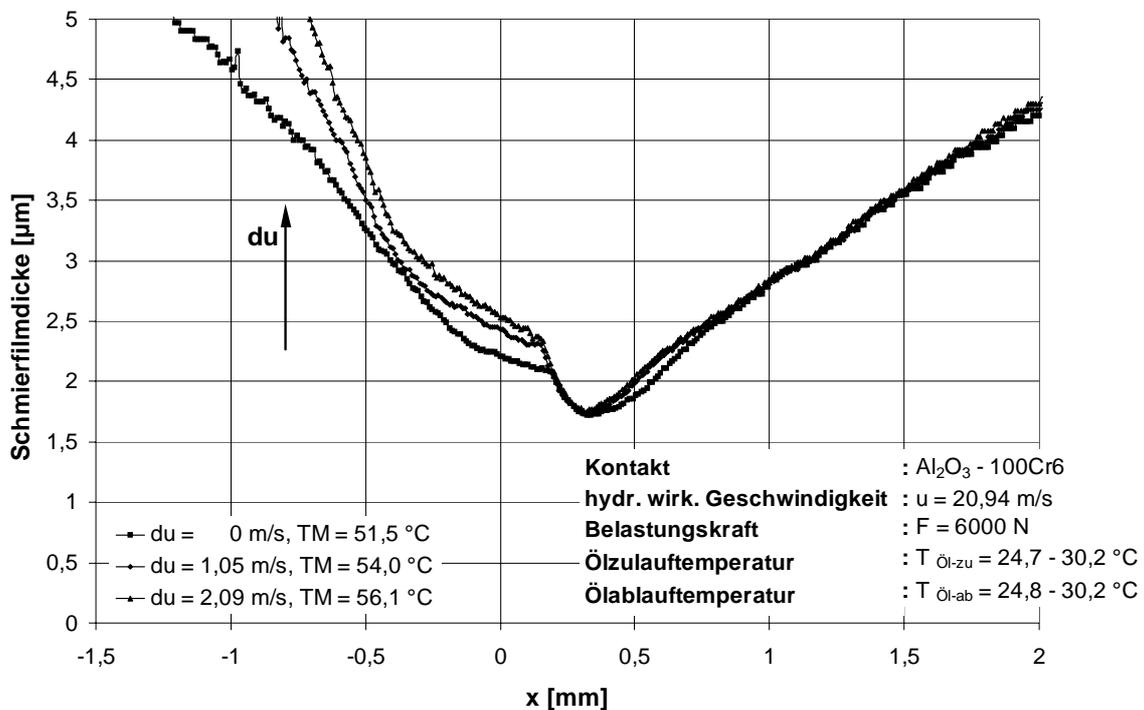


Bild 6-42: Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf die Schmierfilmdickeverteilung in einem Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit (korrigiert)

6.1.2.4 Einfluss der Werkstoffpaarung

Bild 6-43 und Bild 6-44 zeigen den Schmierfilmdickeverlauf für einen ZrO₂ - 100Cr6 - Linienkontakt, Bild 6-45 und Bild 6-46 den für einen Si₃N₄ - 100Cr6 - Linienkontakt. Letztere Kontaktpaarung zeigt eine ähnlich deutliche Abhängigkeit der Schmierfilmdicke von der Belastungskraft wie der Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt, dagegen bildet sich diese Abhängigkeit bei der Kontaktpaarung ZrO₂ - 100Cr6 sehr wenig aus. Die Abnahme der Schmierfilmdicke erscheint im Belastungsbereich von $F = 2000 \text{ N} - 5000 \text{ N}$ ($p_{\text{Hz}} = 4,9 \times 10^8 \text{ N/m}^2 - p_{\text{Hz}} = 7,7 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) vergleichsweise gering.

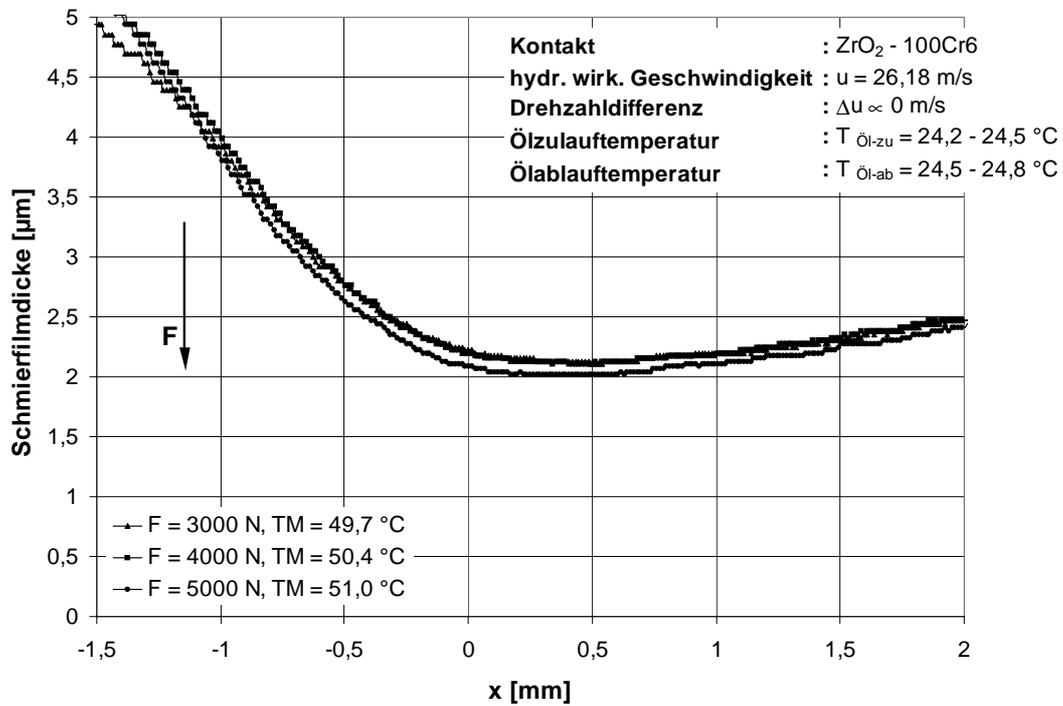


Bild 6-43: Einfluss der Belastungskraft auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem $ZrO_2-100Cr6$ -Linienkontakt (unkorrigiert)

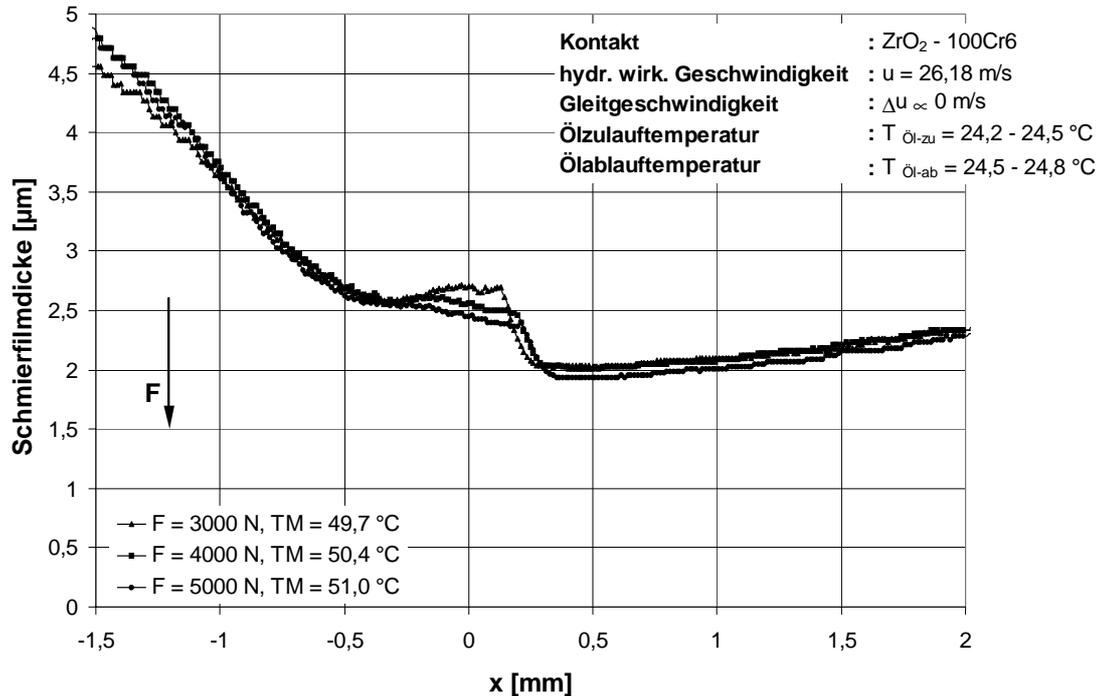


Bild 6-44: Einfluss der Belastungskraft auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem $ZrO_2-100Cr6$ -Linienkontakt (korrigiert)

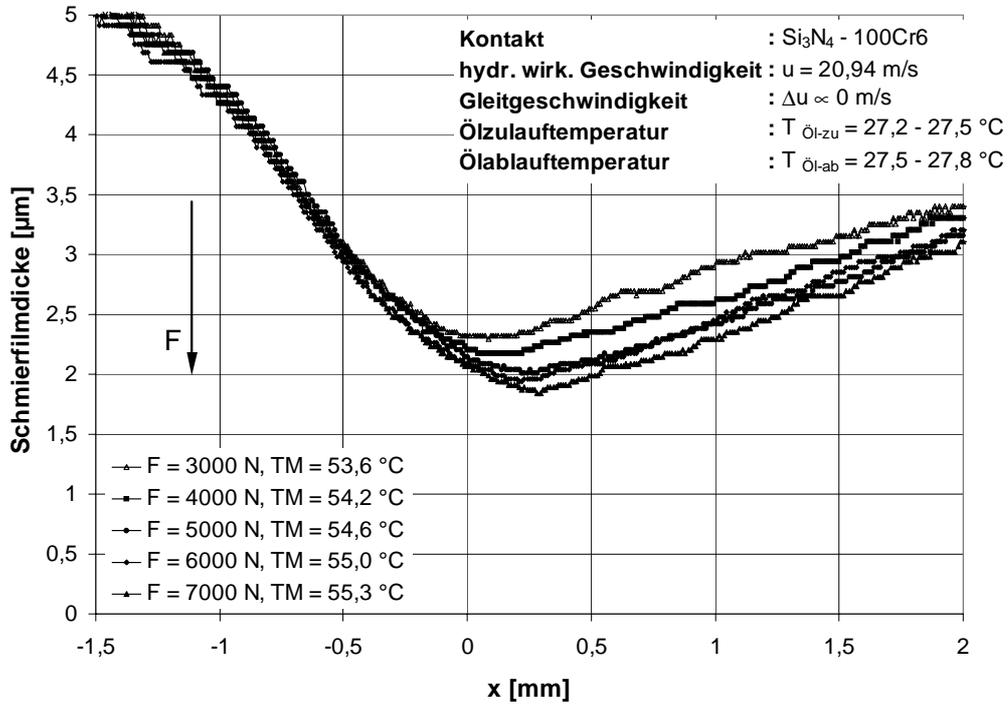


Bild 6-45: Einfluss der Belastungskraft auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem Si₃N₄-100Cr6-Linienkontakt (unkorrigiert)

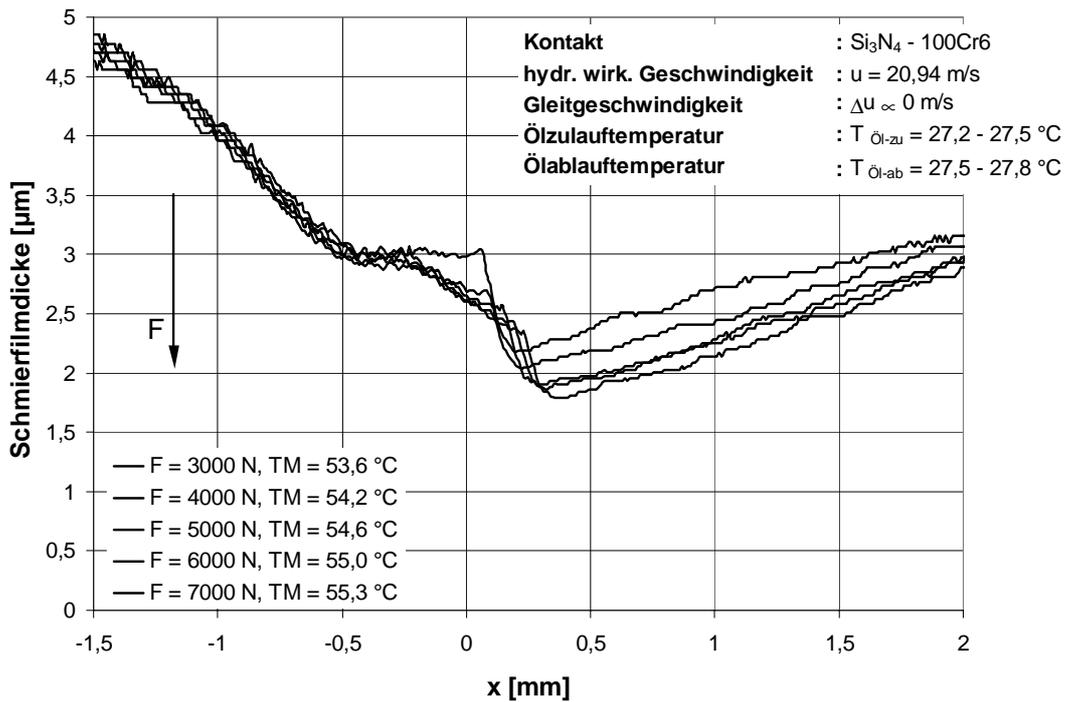


Bild 6-46: Einfluss der Belastungskraft auf den Schmierfilmdickeverlauf in einem Si₃N₄-100Cr6-Linienkontakt (korrigiert)

6.2 Reibungsmessungen

6.2.1 Wälzreibung

Zur Untersuchung des Reibverhaltens von Stahl-Keramik-Paarungen in elastohydrodynamisch geschmierten Linienkontakten wurden Versuche im Belastungsbereich von $F = 1000 \text{ N}$ bis $F = 7000 \text{ N}$ und im Gleitgeschwindigkeitsbereich von $\Delta u = -1,05 \text{ m/s}$ bis $\Delta u = +1,05 \text{ m/s}$ durchgeführt. Die hydrodynamisch wirksame Geschwindigkeit $u = u_1 + u_2$ wurde bei der Aufprägung von Gleiten konstant gehalten. Die Gleitgeschwindigkeiten wurden nach den in Tabelle 5-1 angegebenen Toleranzschranken eingeregelt.

6.2.1.1 Einfluss der Belastungskraft

Bild 6-47 zeigt den Reibmomentenverlauf eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 13,09 \text{ m/s}$ in Abhängigkeit von der Belastungskraft.

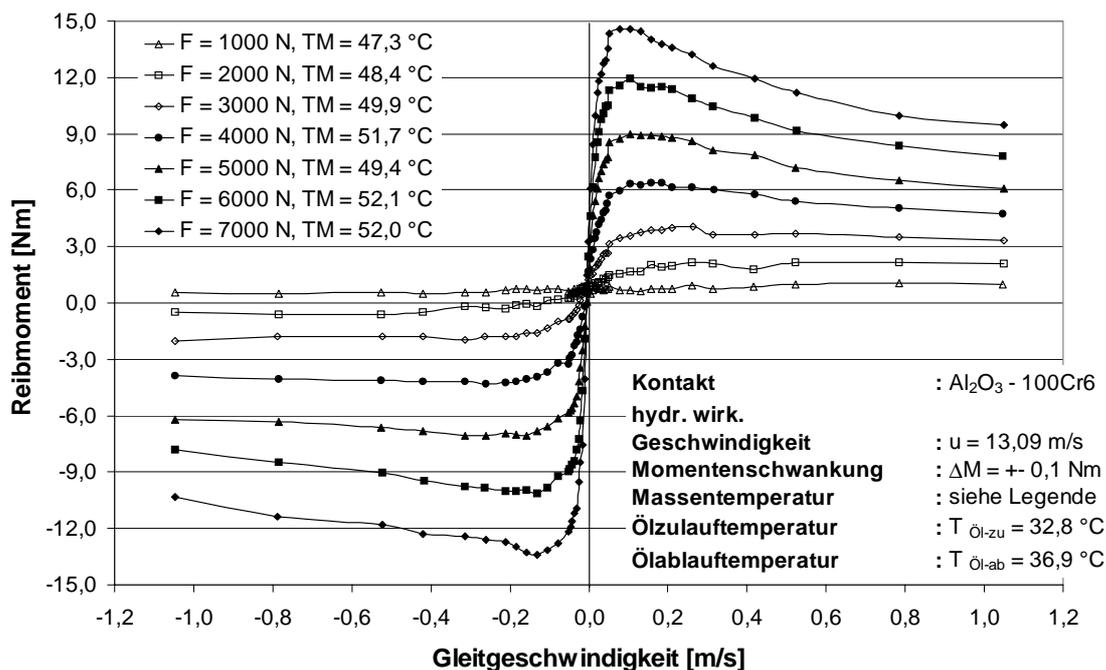


Bild 6-47: Einfluss der Belastungskraft und der Gleitgeschwindigkeit auf den Reibmomentenverlauf in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

Mit zunehmender Belastung kommt es zu einem Anwachsen der über den Schmierfilm übertragenen Reibmomente. In Bild 6-48 sind die aus Bild 6-47 und Gleichung 6.1 berechneten Reibungskoeffizienten dargestellt.

$$\mu = \frac{2 \cdot M}{d \cdot F} \quad (\text{Gl. 6.1})$$

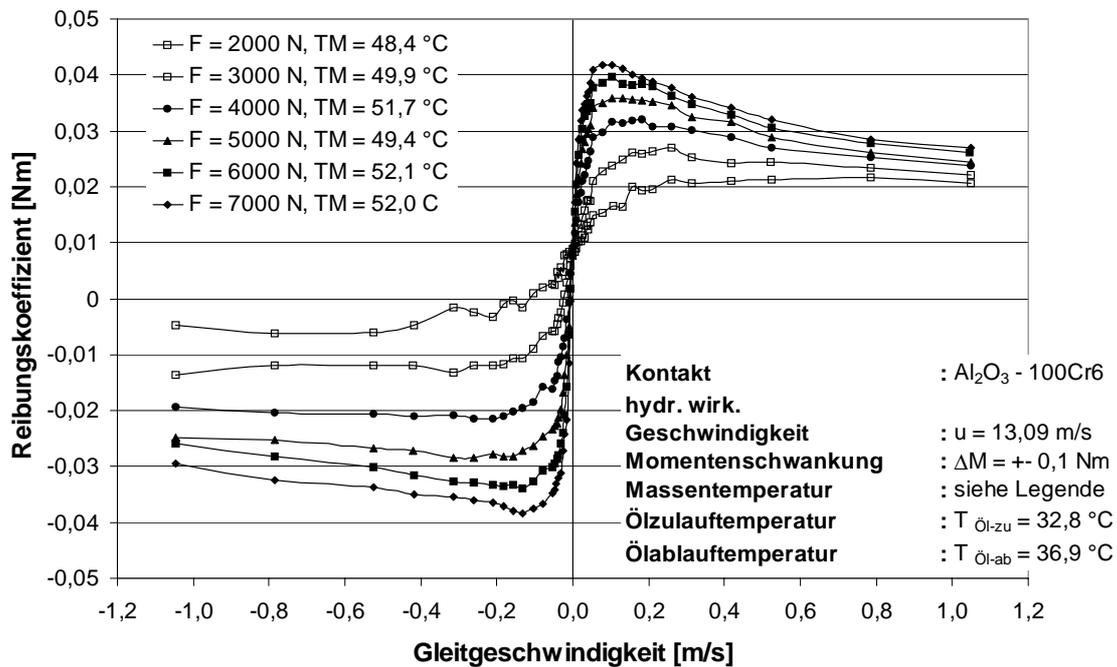
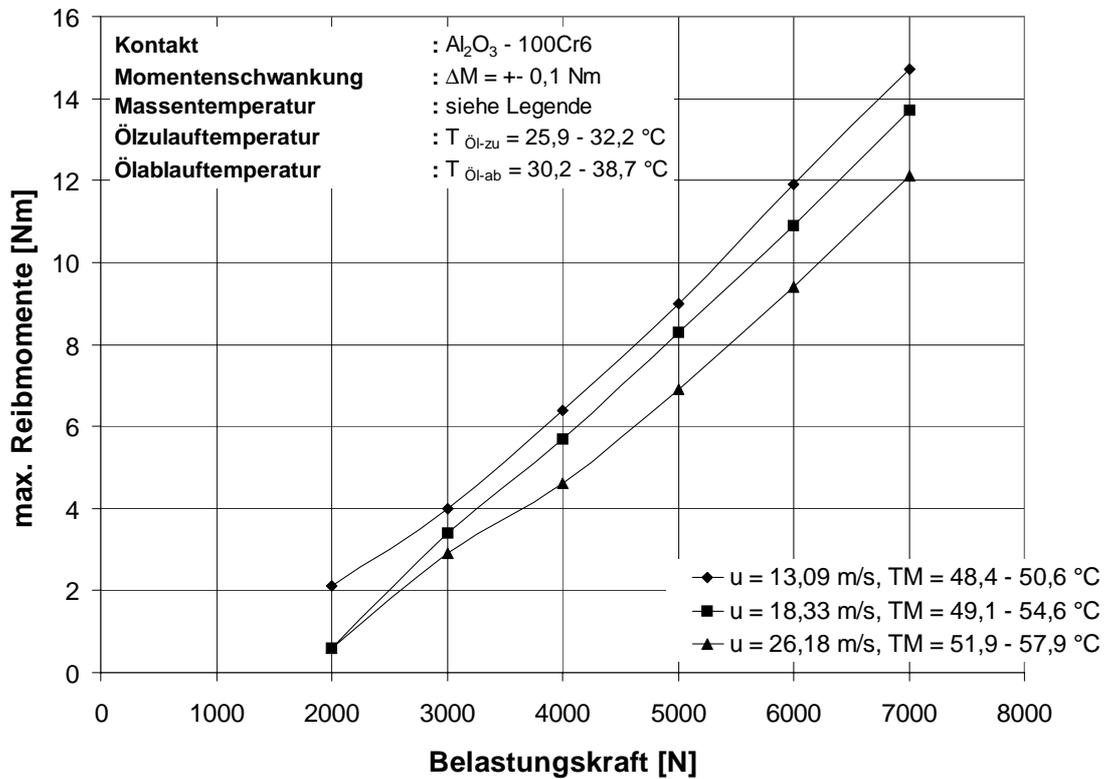
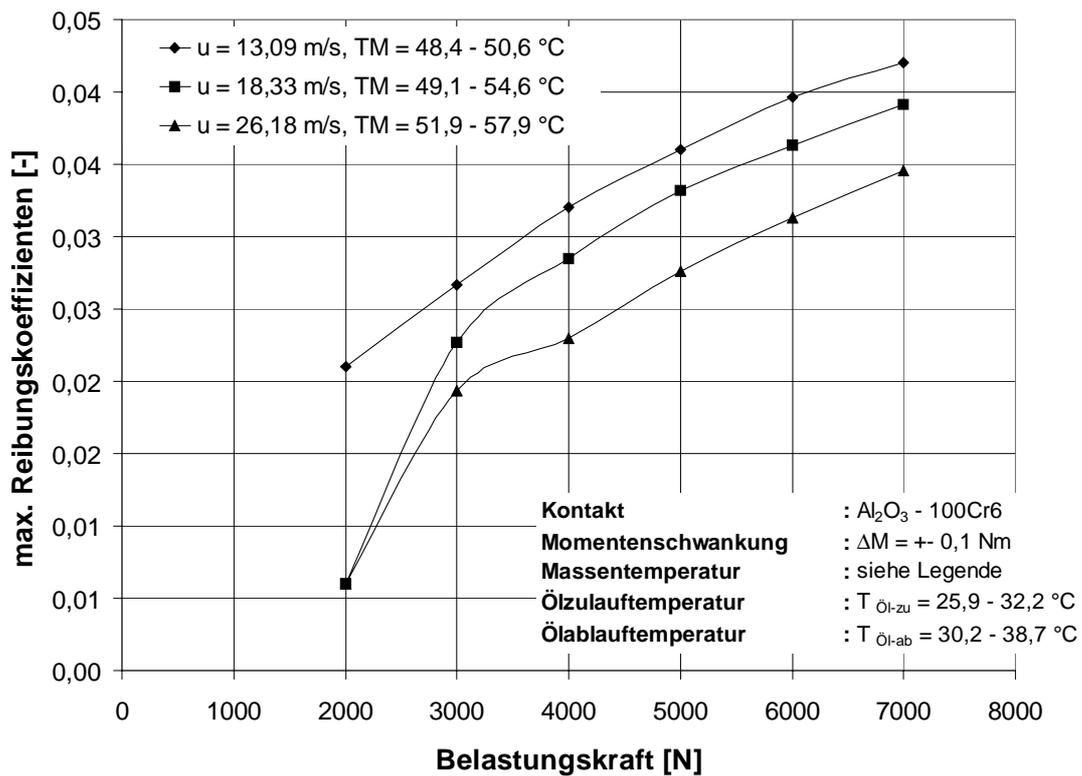


Bild 6-48: Einfluss der Belastungskraft und der Gleitgeschwindigkeit auf den Reibungskoeffizientenverlauf eines Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontaktes nach Gleichung 6.1 und Bild 6-47

Die Reibungskoeffizienten steigen ebenfalls mit zunehmender Belastung an. Dennoch zeigt sich, dass der Anstieg der Reibungskoeffizienten nicht wie der Anstieg der Reibmomente linear erfolgt, sondern bei höheren Lasten geringer wird. Bild 6-49 und Bild 6-50 zeigen die maximalen Reibmomente und die maximalen Reibungskoeffizienten des Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontakt bei unterschiedlichen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten.

Bild 6-49: Maximale Reibmomente eines Al_2O_3 - 100Cr6 - LinienkontaktesBild 6-50: Maximale Reibungskoeffizienten eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes

6.2.1.2 Einfluss der Gleitgeschwindigkeit

Betrachtet man den Verlauf der Reibmomente über der Gleitgeschwindigkeit erkennt man zunächst ein Ansteigen der Reibmomente, gefolgt vom Durchlauf eines Maximums und einem anschließenden Abfallen der Reibmomente mit weiter wachsender Gleitgeschwindigkeit.

Dabei lassen sich die Verläufe deutlich in die von **Dyson** [114] definierten drei Teilbereiche gliedern. Für eine Belastungskraft von $F = 7000 \text{ N}$ ($p_{\text{Hz}} = 10,3 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) zeigt der Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt (Bild 6-47) ein lineares Ansteigen der Reibmomente auf $M = 11,2 \text{ Nm}$ im Bereich von $\Delta u = 0 - 0,03 \text{ m/s}$ (Bereich I), gefolgt von einem nicht-linearen Ansteigen auf $M = 14,6 \text{ Nm}$ im Bereich von $\Delta u = 0,03 \text{ m/s} - 0,13 \text{ m/s}$ (Bereich II). Danach fällt die Kurve im dritten Bereich bis zur maximalen Gleitgeschwindigkeit von $\Delta u = 1,05 \text{ m/s}$ kontinuierlich auf $M = 9,9 \text{ Nm}$ ab. Für abnehmende Belastungen zeigt sich keine wesentliche Änderung in den beiden Bereichsgrenzen.

6.2.1.3 Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit

Bild 6-51 zeigt den Reibmomentenverlauf eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes bei zwei unterschiedlichen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten. Es zeigt sich zum einen, dass sich das Maximum der Reibmomente zu höheren Gleitgeschwindigkeiten verschiebt, d. h. der zweite Bereich nach Dysons Definition erstreckt sich über einen größeren Drehzahlbereich, da die Grenze zwischen erstem und zweitem Bereich nur marginal zu höheren Gleitgeschwindigkeiten wandert ($\Delta u = 0,05 \text{ m/s}$). Zum anderen zeigt sich eine deutliche Abnahme der Reibmomente mit zunehmender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit.

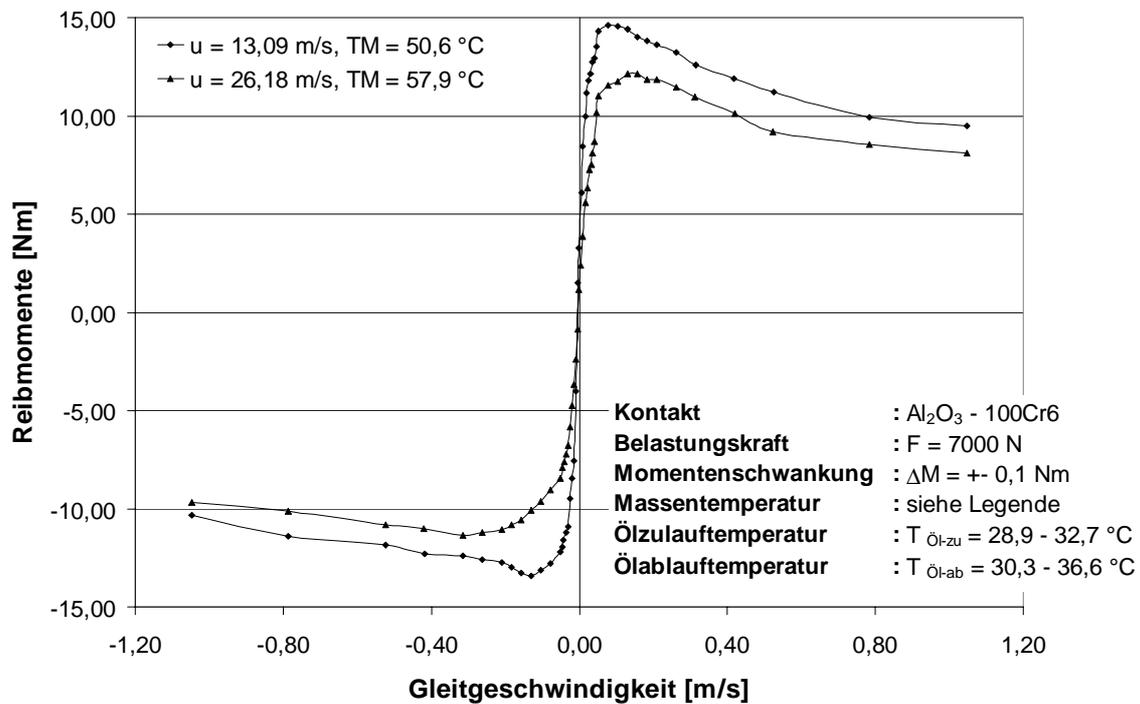


Bild 6-51: Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf den Reibmomentenverlauf in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt

6.2.1.4 Einfluss der Werkstoffpaarung

Bild 6-52 zeigt einen Vergleich der untersuchten Werkstoffpaarungen 100Cr6 - 100Cr6, ZrO_2 - 100Cr6, Si_3N_4 - 100Cr6 und Al_2O_3 - 100Cr6.

Die Werkstoffpaarungen mit hohem reduziertem Elastizitätsmodul (Al_2O_3 - 100Cr6, Si_3N_4 - 100Cr6) zeigen die höchsten Reibmomente, während die Werkstoffe mit niedrigem Elastizitätsmodul (100Cr6 - 100Cr6, ZrO_2 - 100Cr6) deutlich geringere Reibmomente zeigen. Der Vergleich der Werkstoffpaarungen Al_2O_3 -100Cr6 und Si_3N_4 -100Cr6 zeigt, dass beide Werkstoffpaarungen nahezu identisches Reibungsverhalten zeigen, trotz der Unterschiede im Elastizitätsmodul und der Wärmeleitfähigkeit. Der Vergleich der Werkstoffpaarungen 100Cr6 - 100Cr6 und ZrO_2 -100Cr6 zeigt zum einen nahezu identische Reibmomente der beiden Paarungen, zum anderen ergeben sich für die ZrO_2 - 100Cr6 - Paarung verglichen mit der 100Cr6 - 100Cr6 - Paarung niedrigere Reibmomente, je nach Oberflächengeschwindigkeit der ZrO_2 - Scheibe bezüglich der 100Cr6 - Gegenscheibe.

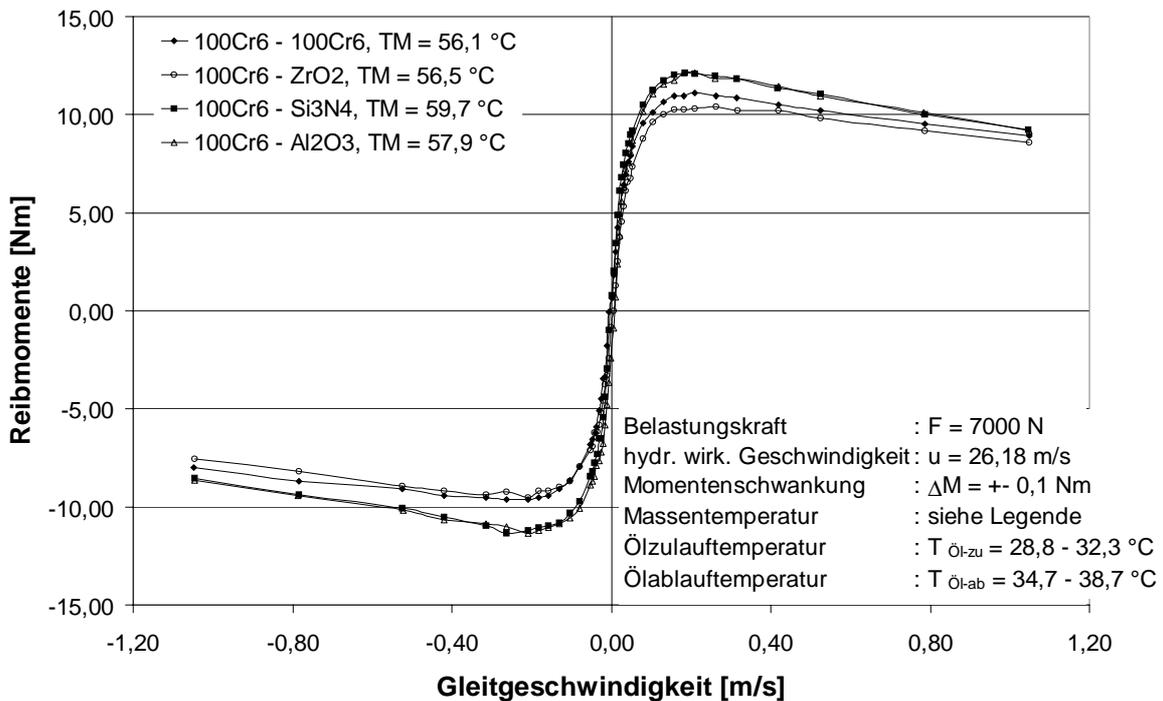


Bild 6-52: Einfluss der Werkstoffpaarung auf den Reibmomentenverlauf eines elastohydrodynamischen Linienkontaktes

6.2.2 Rollreibung

6.2.2.1 Einfluss der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit

Bild 6-53 zeigt den sich aus Bild 6-47 ergebenden Verlauf der Reibmomente des Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontaktes im Zustand des reinen Rollens vergleichend dargestellt mit den Rollreibmomenten des gleichen Kontakts bei unterschiedlichen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten.

Mit zunehmender Belastung von $F = 1000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 3,9 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) auf $F = 7000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 10,3 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) steigen die Rollreibmomente nahezu linear an. Dieser Anstieg ergibt sich bei niedrigen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten ($u = 13,09 \text{ m/s}$) von $M_{\text{R}} = 0,8 \text{ Nm}$ auf $M_{\text{R}} = 2,9 \text{ Nm}$, wobei sich bei hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit ein Anstieg von $M_{\text{R}} = 0,43 \text{ Nm}$ auf $M_{\text{R}} = 1,3 \text{ Nm}$ ergibt. Mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit sinken die Rollreibmomente ab.

Aufgrund der begrenzten Messgenauigkeit von $\Delta M = \pm 0,1 \text{ Nm}$ kann jedoch im Bereich $F < 3000 \text{ N}$ hierzu keine eindeutige Aussage getroffen werden.

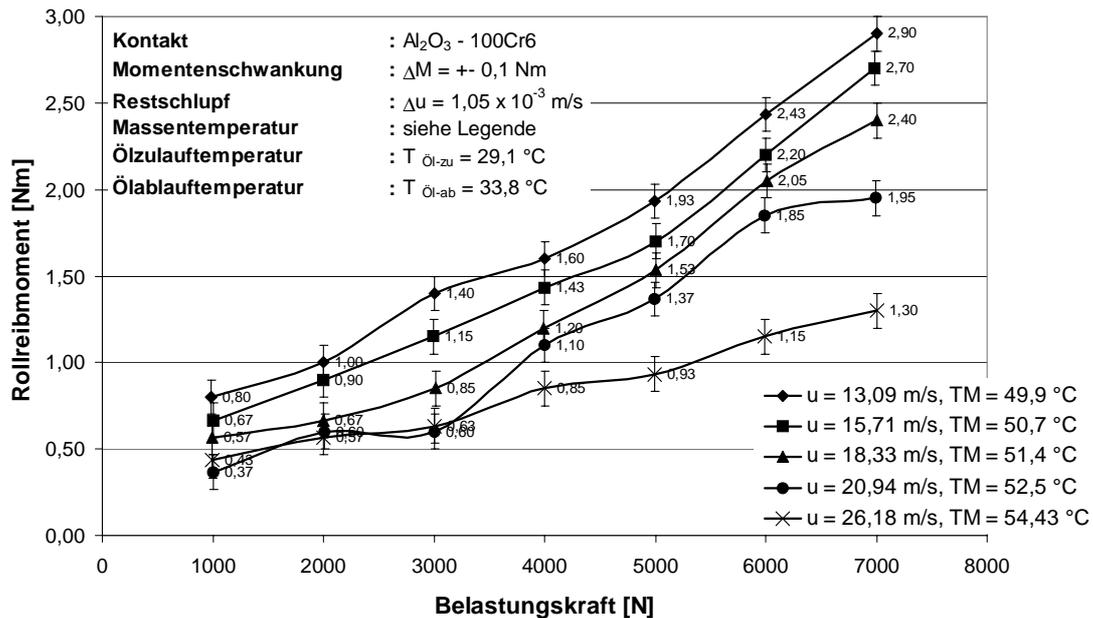


Bild 6-53: Einfluss der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Rollreibungmomente in einem Al_2O_3 -100Cr6-Linienkontakt

6.2.2.2 Einfluss der Werkstoffpaarung

In Bild 6-54, Bild 6-55 und Bild 6-56 sind die Rollreibungmomente für die Kontaktpaarungen 100Cr6 - 100Cr6, $\text{Si}_3\text{N}_4 - 100\text{Cr6}$ und $\text{ZrO}_2 - 100\text{Cr6}$ aufgetragen. Alle untersuchten Kontaktpaarungen zeigen ein Ansteigen der Rollreibungmomente mit der Belastungskraft und ein Absinken der Rollreibungmomente mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit. Im Vergleich zu dem oben dargestellten $\text{Al}_2\text{O}_3 - 100\text{Cr6}$ - Linienkontakt liegen die Rollreibungmomente niedriger. Ein deutlicher Werkstoffeinfluss im Vergleich der nachfolgend dargestellten Paarungen kann nicht festgestellt werden.

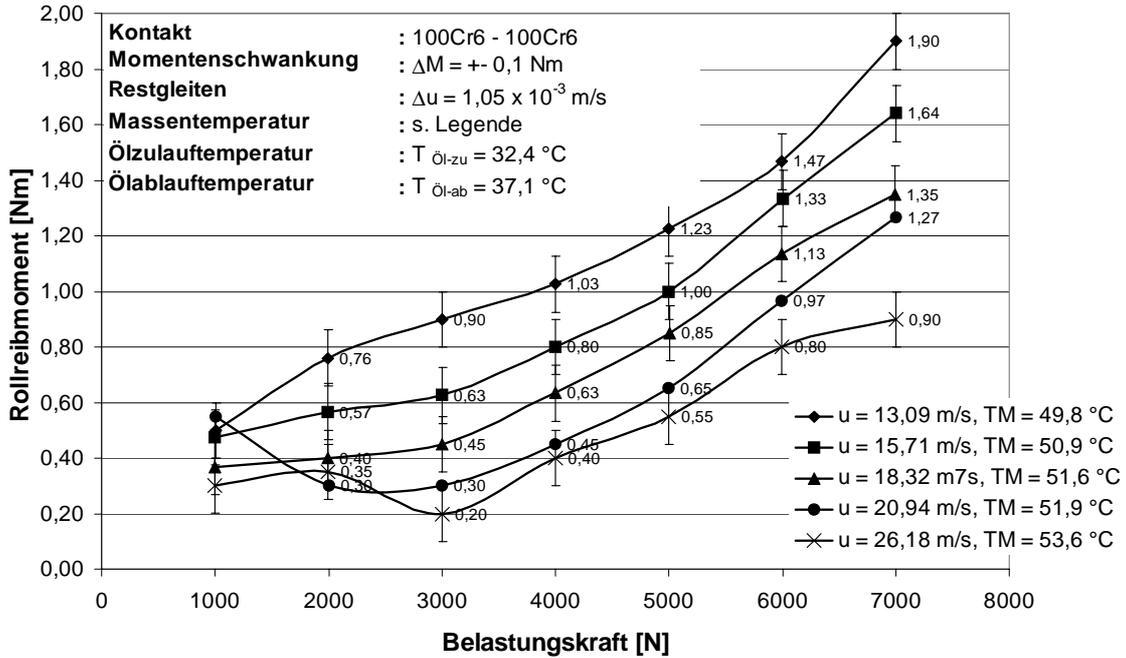


Bild 6-54: Einfluss der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Rollreibungmomente in einem 100Cr6 - 100Cr6 - Linienkontakt

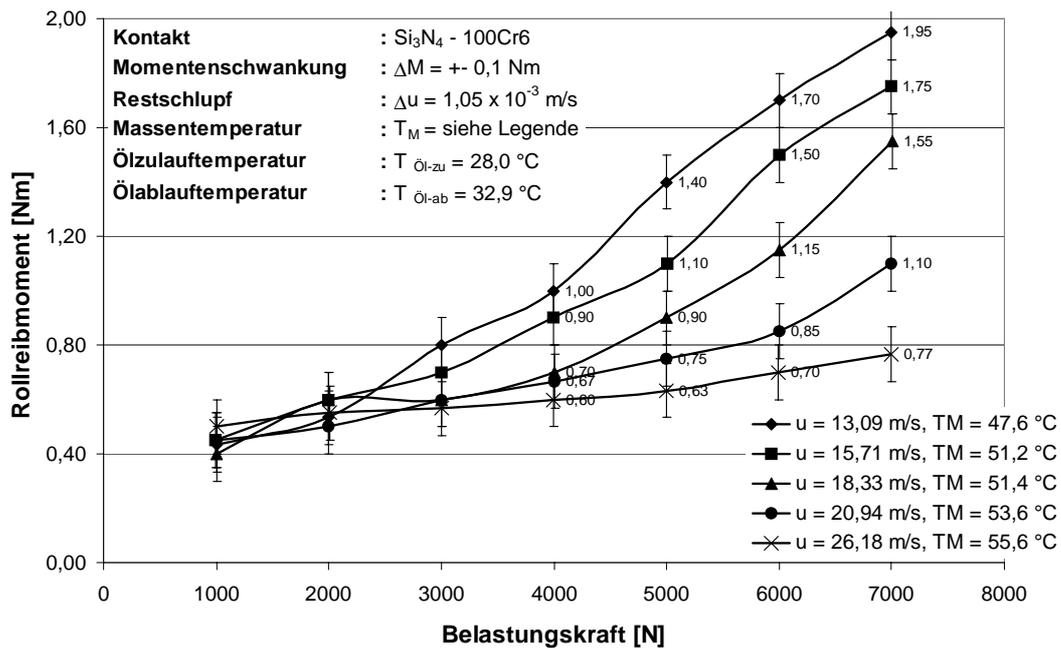


Bild 6-55: Einfluss der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Rollreibungmomente in einem Si_3N_4 - 100Cr6 - Linienkontakt

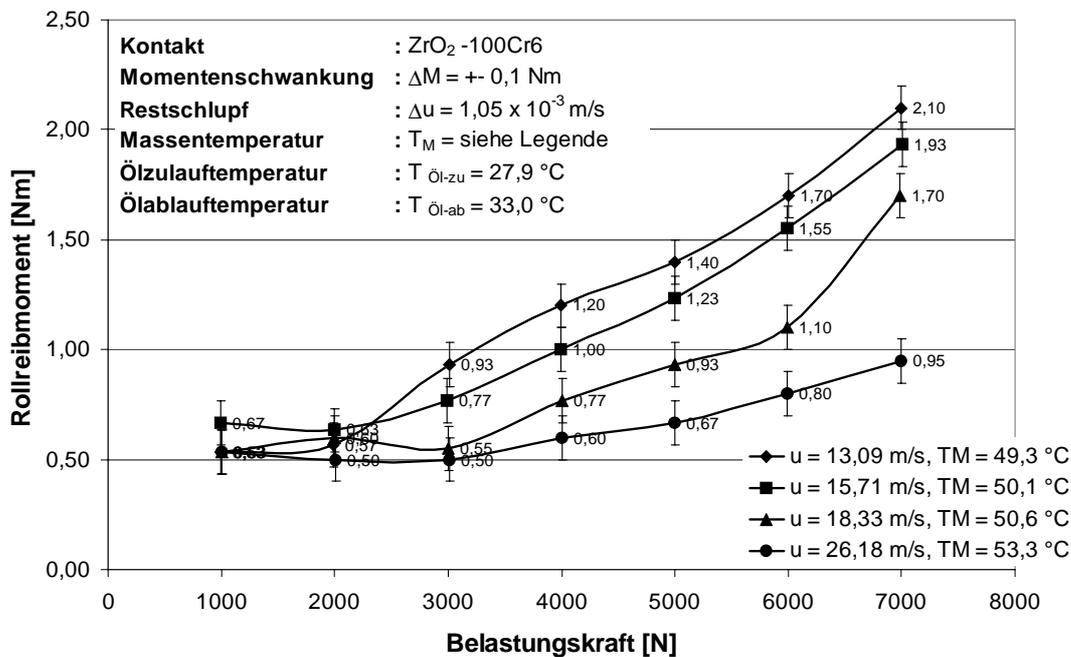


Bild 6-56: Einfluss der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Rollreibmomente in einem ZrO₂ - 100Cr6 - Linienkontakt

6.2.2.3 Einfluss der minimalen Schmierfilmdicke

Bild 6-57 gibt die in Bild 6-53 dargestellten Rollreibmomente des Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontaktes in Abhängigkeit der sich einstellenden minimalen Schmierfilmdicke (Bild 6-34) an. Die Schmierfilmdicken entsprechen Belastungskräften von $F = 2000$ N - $F = 6000$ N ($p_{Hz} = 5,5 \times 10^8$ N/m² - $p_{Hz} = 9,5 \times 10^8$ N/m²). Mit steigender Schmierfilmdicke sinkt das übertragene Rollreibmoment ab. Dabei ist die Ausprägung dieses Absinkens in starkem Maße von der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit abhängig. Während bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 13,09$ m/s ein Anstieg der minimalen Schmierfilmdicke um $\Delta h_{\min} = 0,3$ μ m die Rollreibmomente von $M_R = 2,43$ Nm auf $M_R = 1,0$ Nm um 60 % absinken lässt, bewirkt bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 26,18$ m/s ein sechsfach so großer Anstieg der minimalen Schmierfilmdicke ($\Delta h_{\min} = 1,8$ μ m) lediglich ein Absinken der Rollreibmomente von $M_R = 1,15$ Nm auf $M_R = 0,57$ Nm, d. h. um 50 %.

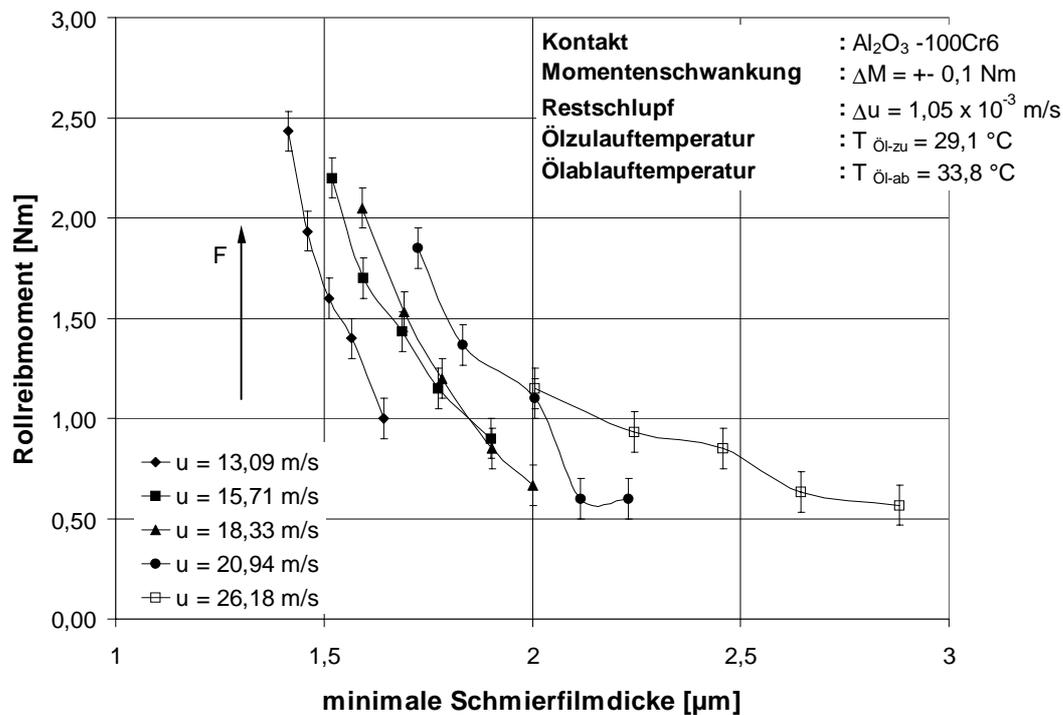


Bild 6-57: Rollreibungmomente eines Al₂O₃-100Cr6-Linienkontaktes in Abhängigkeit von der sich einstellenden minimalen Schmierfilmdicke

6.3 Rollreibungmoment und Verformungsmoment

Wie in Kapitel 4 dargestellt wurde, sollte sich die Rollreibung (Rollwiderstand) grundsätzlich durch die Oberflächendeformation beschreiben lassen. Die auftretenden Kräfte werden durch ein System aus Leitstützstrukturen und Wirkflächenpaaren durch den Kontakt geleitet [1]. Bild 6-58 zeigt dieses System.

Die Kontaktbelastungskraft wird über das Wirkflächenpaar Oberfläche I / Ölfilm in den Ölfilm eingeleitet und erzeugt einen Wirkdruck p , der sich seinerseits über Schubspannungen τ im Film abstützt und über das Wirkflächenpaar Ölfilm / Oberfläche II weitergeleitet wird.

Über die Prandtl'sche Haftbedingung für das Öl an den Oberflächen der Kontaktpartner und die hydrodynamisch wirksame Geschwindigkeit werden die Schubspannungen erzeugt, die dem durch die äußere Belastungskraft aufgeprägten Druck das Gleichgewicht halten. Steigt die äußere Belastung über eine kritische Grenze oder sinkt die hydrodynamisch wirksame Geschwindigkeit unter eine solche Grenze ab, bricht der

Schmierfilm zusammen. Da der durch die reibungserzeugenden Schubspannungen aufgebaute Druck im Ölfilm die elastische Oberflächenverformung bewirkt, lässt sich die entstehende Rollreibung durch die Oberflächenverformung beschreiben.

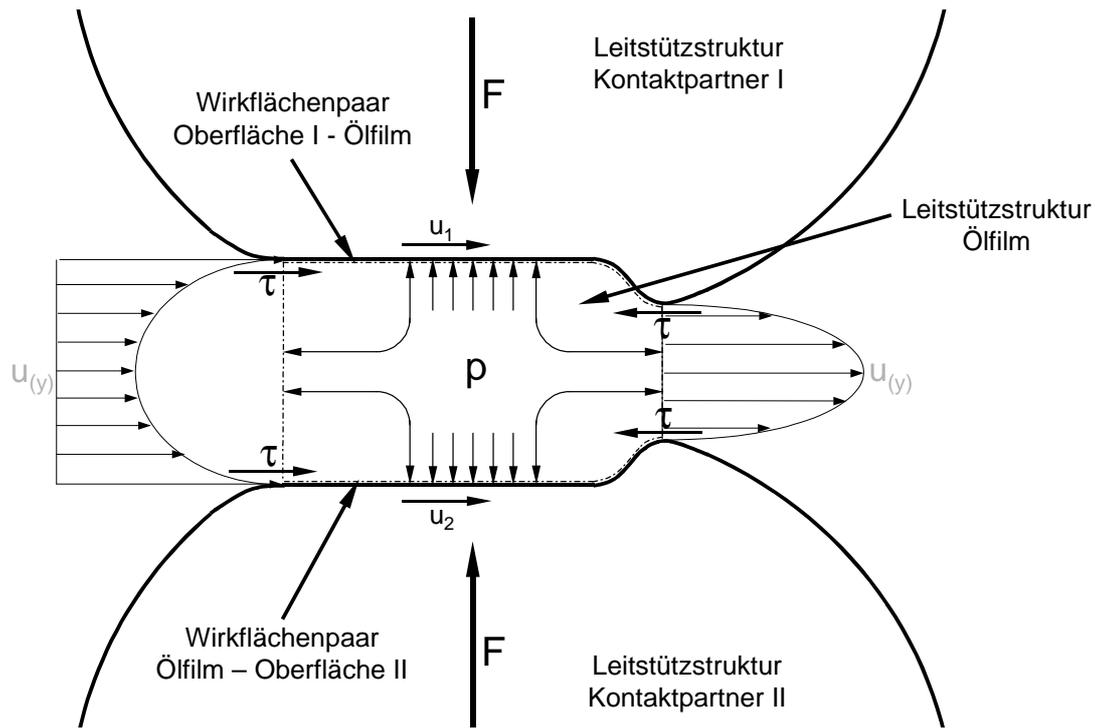


Bild 6-58: Leitstützstrukturen und Wirkflächenpaare eines elastohydrodynamischen Kontaktes [1]

Bild 6-59 - Bild 6-63 zeigen die aus den durchgeführten Schmierfilmdickemessungen berechneten Verformungsmomente für einen Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt im Vergleich mit den am Zwei-Scheiben-Prüfstand gemessenen Rollreibungsmomenten. Die den Berechnungen zugrunde gelegten Messwerte für die Konturparameter h_0 , e und β sind in Tabelle A-1 angegeben.

Abgesehen von sehr hohen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten ($u = 26,18 \text{ m/s}$) liegen die aus der Oberflächenverformung berechneten Verformungsmomente etwas niedriger als die gemessenen Rollreibungsmomente. In Analogie zu den Messwerten steigen die berechneten Werte mit steigender Belastungskraft an, mit Ausnahme der Werte für $F = 3000 \text{ N}$ bei hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten von $u > 15,71 \text{ m/s}$. Für Belastungen $F < 3000 \text{ N}$ werden keine berechneten Werte angegeben, da ein Ablesen der erforderlichen Oberflächenkonturparameter nicht möglich war. Die Messungen für $F = 7000 \text{ N}$ bei Bild 6-59 und Bild 6-63 liegen nicht vor.

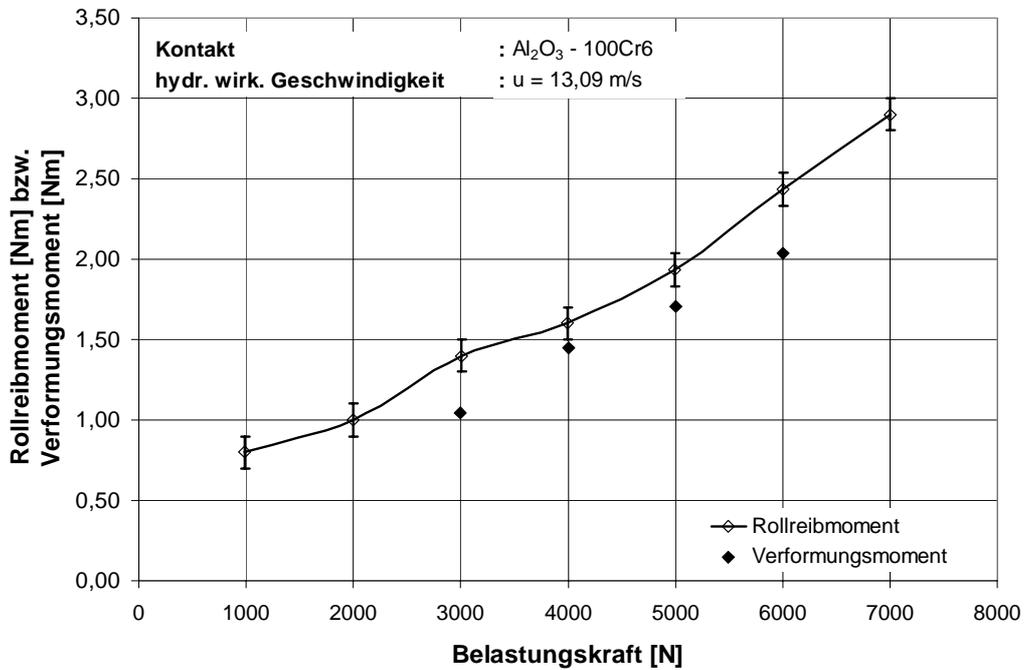


Bild 6-59: Rollreibungmoment und Verformungsmoment eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 13,09$ m/s

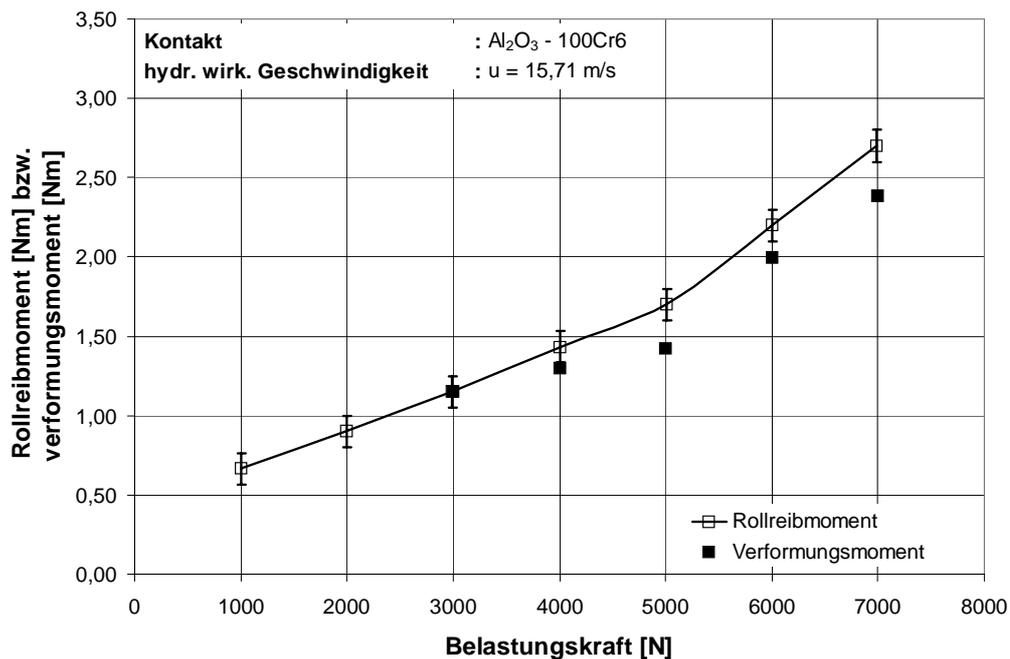


Bild 6-60: Rollreibungmoment und Verformungsmoment eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 15,71$ m/s

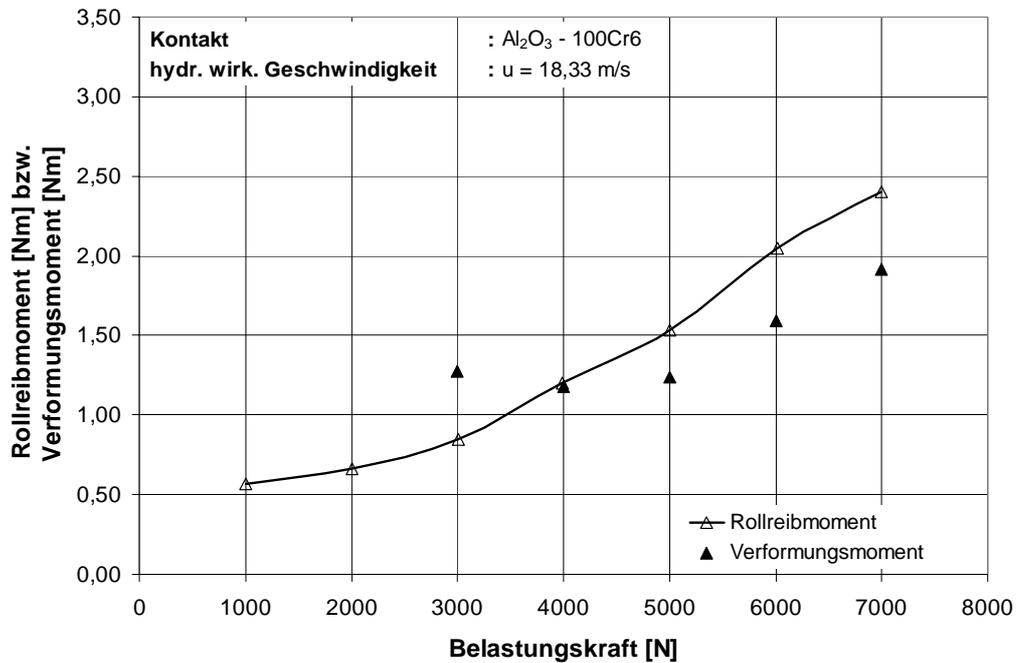


Bild 6-61: Rollreibungmoment und Verformungsmoment eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 18,33$ m/s

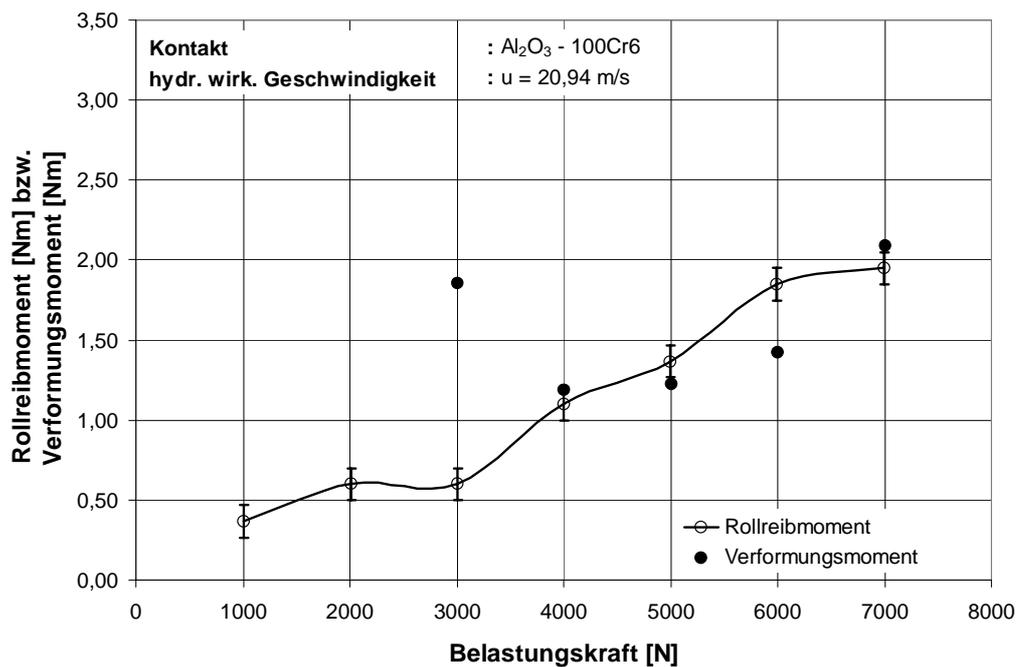


Bild 6-62: Rollreibungmoment und Verformungsmoment eines Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontaktes bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 20,94$ m/s

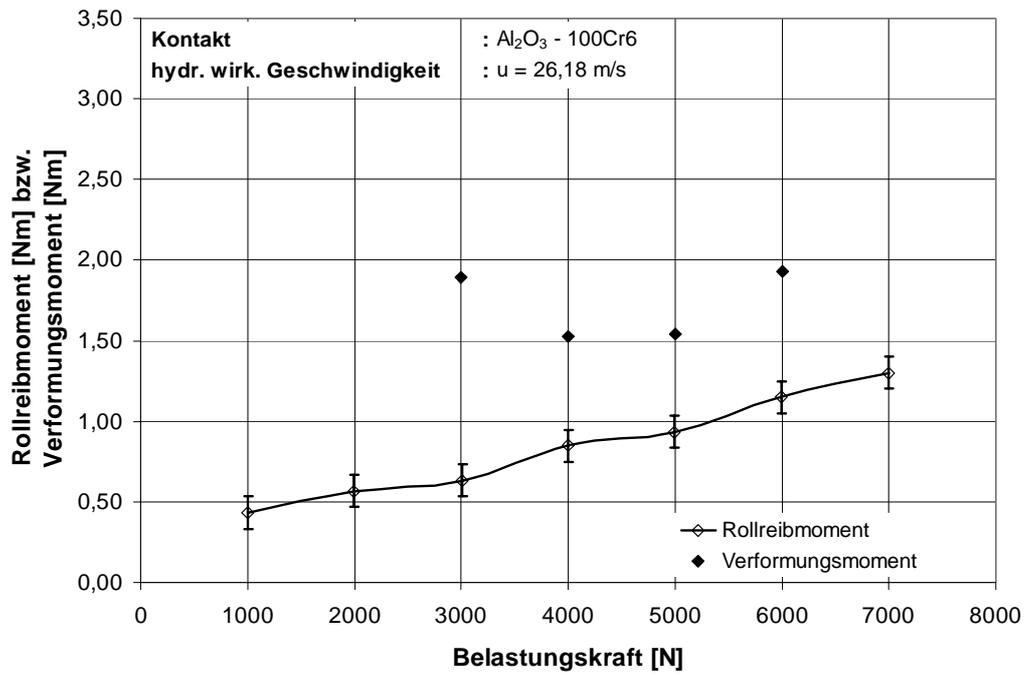


Bild 6-63: Rollreibungmoment und Verformungsmoment eines Al₂O₃ - 100Cr6 - Linienkontaktes bei einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von $u = 26,18$ m/s

7 Diskussion der Messergebnisse

7.1 Einfluss der Belastungskraft

Infolge der Oberflächengeschwindigkeit der Kontaktpartner wird das Öl über die Prandtl'sche Haftbedingung für Fluide an festen Oberflächen und den hieraus resultierenden Schubspannungen in den Kontakt gefördert. Hierbei kommt es gemäß der Reynolds-Gleichung (Gleichung 2.5) zu einem Druckaufbau, der bei ausreichend hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit zu einer vollständigen Trennung der Oberflächen führt. Gemäß dem 3. Newton'schen Axioms "Actio = Reactio" wird so genau der Druckaufbau im Schmierfilm bewirkt, der zur Abstützung der äußeren Last erforderlich ist. Im Kontaktauslauf wirken die über die Oberflächengeschwindigkeit und die Prandtl'sche Haftbedingungen erzeugten Schubspannungen in Richtung des Drucks, so dass dieser nicht abstützt werden kann. Der daraus resultierende starke Druckabfall bewirkt ein Zurückgehen der Materialverformung und somit die Ausbildung einer Spalteinschnürung am Kontaktauslauf, vor der es zur Ausbildung eines Stauortes - der Druckspitze - kommt.

Wird bei konstant gehaltenen Oberflächengeschwindigkeiten ($u = \text{konstant}$, $\Delta u = \text{konstant}$) die äußere Last gesteigert, steigt der Kontaktdruck an, wie in Bild 6-1, Bild 6-3, Bild 6-5 und Bild 6-7 für die untersuchten Kontaktpaarungen dargestellt ist. Dies muss zwingend so sein, da zur Abstützung der äußeren Belastungskraft diese sich stets aus dem Flächenintegral über der Druckverteilung ergeben muss. Zum Aufbau dieses gesteigerten Kontaktdruckes müssen die Schubspannungen entsprechend ansteigen. Die Schubspannungen werden unabhängig vom angesetzten rheologischen Modell (Tabelle 2-1) durch die Schergeschwindigkeit und die Fluidviskosität bestimmt. Es gilt:

$$\tau = f(\dot{\gamma}, \eta), \text{ mit } \dot{\gamma} = \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{Gl. 7.1})$$

Ein Anstieg der Schubspannungen wird zum einen durch ein Anstieg der Schergeschwindigkeit bewirkt. Bei konstanter Oberflächengeschwindigkeit (u , Δu) kann dieser Anstieg der Schergeschwindigkeit lediglich durch ein Absinken der Schmierfilmdicke bewirkt werden. Dieses lastbedingte, auf der Kompressibilität des Öls basierende Absinken der Schmierfilmdicke zeigt sich deutlich in Bild 6-25 bzw. Bild 6-26, sowie in der Bildfolge von Bild 6-27 bis Bild 6-31.

Die Bildfolge Bild 6-27 bis Bild 6-31 zeigt darüber hinaus, dass der Unterschied zwischen Gleichgewichtsschmierfilm und relaxiertem Schmierfilm bis zu einer Last von $F \approx 4000 \text{ N}$ ($p_{\text{HZ}} = 7,8 \times 10^8 \text{ N/m}^2$) ansteigt, und danach bei weiterer Laststeigerung konstant bleibt. Wie aus Bild 5-42 hervorgeht steht dem Öl ab Kontaktdurchlaufzeiten von $t \approx 100 \mu\text{s}$ und Belastungen von $p_{\text{HZ}} = 7,8 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ keine ausreichende Verweildauer in der belasteten Zone zur Verfügung um molekulare Umordnungsprozesse zu starten, so dass lediglich die sofortige Dichteänderung vollzogen wird.

Zum anderen führt der Druckanstieg zu einem Anstieg der Viskosität (Gleichung 2.25, Gleichung 2.26 bzw. Gleichung 2.27), die wie aus Tabelle 2-1 zu entnehmen ist ebenfalls einen Anstieg der Schubspannungen bewirkt und mehrere Größenordnungen betragen kann.

Bild 6-2, Bild 6-4, Bild 6-6 und Bild 6-8 zeigen die Verläufe der Kontakttemperaturen der untersuchten Kontaktpaarungen in Abhängigkeit der Belastungskraft. Alle Kontaktpaarungen zeigen ein Ansteigen der Kontakttemperaturen infolge einer Laststeigerung. Dies kann auf die unter Belastung ansteigende Viskosität η des Öls zurückgeführt werden, die nach Untersuchungen von **Kuss** [44] bis zu einer glasartigen Verfestigung des Öls führen kann (siehe Bild 2-8). Die gesteigerte Viskosität bewirkt verstärkte Dissipation (innere Fluidreibung), die ihrerseits in einer verstärkten Wärmeentwicklung resultiert.

Ebenso erkennt man bei den gemessenen Temperaturverläufen, dass es bereits weit vor dem Druckanstieg in dem sich verjüngenden Kontaktzulauf zum Ansteigen der Temperatur kommt (Bild 6-27 bis Bild 6-31). Dies ist bedingt durch Rückströmeffekte im zentralen Bereich der Einlaufzone.

Aus der gesteigerten Viskosität η und der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ ergibt sich ein lastbedingter Anstieg der übertragenen Wälzreibmomente, wie er sich in Bild 6-47 und Bild 6-49 zeigt, sowie der resultierenden Reibungskoeffizienten (siehe Bild 6-48). Ebenso zeigt sich dieser lastbedingte Anstieg bei den Rollreibmomenten (Bild 6-53 bis Bild 6-56).

7.2 Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit

Wie in Bild 6-9 dargestellt, führt eine Steigerung der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit zu geringfügigen Änderungen im Druckverlauf. Zum einen beginnt der Druckanstieg früher im Bereich der Kontakteinlaufzone (Bild 6-10), zum anderen sinken die maximalen Drücke leicht ab (Bild 6-11).

Der Druckanstieg im Bereich der Einlaufzone ist hierbei von grundlegender Bedeutung für die Viskosität in der Einlaufzone. Höherer Druck in diesem Bereich bewirkt gemäß Gleichung 2.25, Gleichung 2.26 bzw. Gleichung 2.27 ein Ansteigen der Viskosität. Bild 6-12 zeigt die zu Bild 6-9 korrespondierenden Temperaturverteilungen. Der Anstieg der Temperatur mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit in diesem Bereich erscheint mit $\Delta T \approx 0,2 - 0,3 \text{ °C}$ sehr gering. Bild 6-32 bzw. Bild 6-33 zeigen den Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Schmierfilmdicke. Deutlich zeigt sich ein Anstieg der Schmierfilmdicke mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit. Wie von **Hsiao und Hamrock** [53] numerisch beschrieben wurde, führt die höhere Geschwindigkeit in der Kontakteinlaufzone zu erhöhtem Druckaufbau und somit zu einem Anstieg der Viskosität in diesem Bereich. Gleichzeitig führt die höhere Geschwindigkeit aufgrund verstärkter Rückströmung im zentralen Bereich der Einlaufzone zu verstärkter Dissipation, was in einer thermisch bedingten Verringerung der Viskosität resultiert. Dies wiederum bedingt ein Absinken der Schmierfilmdicke. Die Wechselwirkung aus Piezoviskosität und Thermoviskosität bestimmen den Schmierfilmaufbau, so dass ein Anwachsen der gemessenen Schmierfilmdicke (Bild 6-32, Bild 6-33) zwangsläufig höhere Viskosität im Einlaufbereich und somit eine Dominanz der Piezoviskosität gegenüber der Thermoviskosität bedeutet. Die mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit zunehmende keilförmige Gestalt des Schmierfilms wird jedoch von **Wolff und Kubo** (1996) [54] auf thermische Effekte zurückgeführt.

Die Wechselwirkung von Belastungskraft und hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit in Bezug auf die minimalen Schmierfilmdicken ist in Bild 6-34 dargestellt. Das Anwachsen der lastbedingten Abnahme der minimalen Schmierfilmdicke mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit kann auf das Anwachsen der Schmierfilmdicke zurückgeführt werden und ein hieraus resultierendes erhöhtes Kompressionspotenzial des Schmierfilms.

Ein Vergleich mit den berechneten Werte nach Dowson (Gleichung 2.13) und Murch/Wilson (Gleichung 2.14) zeigt, dass die berechneten Werte höher liegen als die gemessenen Werte. Dabei ist zu beachten, dass das Berechnungsmodell von inkom-

pressiblem Newton'schem Verhalten des Öls ausgeht. Hier kann insbesondere die Vernachlässigung der Kompressibilität ursächlich für die überhöhten Rechenwerte sein. Hierfür spricht auch, daß die berechneten Verläufe keinen Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die lastbedingte Abnahme der Schmierfilmdicke zeigen. D. h. das Kompressionspotenzial der berechneten Schmierfilme ist unabhängig von der absoluten Filmhöhe.

Die grundsätzlich bessere Übereinstimmung der Rechenergebnisse bei einer Berechnungstemperatur von $T = 60 \text{ °C}$ mit den Messwerten bei Scheibenmasstemperaturen von $T \approx 50 \text{ °C}$ könnte auf unterschiedliche Scheibenmasstemperaturen der einzelnen Versuchsscheiben zurückzuführen sein. Bei den durchgeführten Versuchen ließ sich nur die Scheibenmasstemperatur der Messscheibe (Al_2O_3 - Scheibe) erfassen, die Temperatur der 100Cr6 - Gegenscheibe konnte nicht erfasst werden. Aufgrund der unterschiedlichen Werkstoffe könnte die 100Cr6 - Scheibe eine höhere Massentemperatur aufweisen, als die Al_2O_3 - Scheibe, woraus sich dieser Effekt erklären würde.

Im zentralen Kontaktbereich zeigt sich wie in Bild 6-11 und Bild 6-12 dargestellt ein Absinken des Druckverlaufs (1. und 2. Maximum) gepaart mit einem Anwachsen des Temperaturverlaufs (1. und 2. Maximum).

Die ansteigenden Temperaturen führen zu einem leichten Absinken der Viskosität im Kontakt und somit zu einem leichten Absinken der druckstützenden Schubspannungen. Hieraus erklärt sich die leichte Abnahme des Drucks im zentralen Kontaktbereich. In Wechselwirkung mit der gesteigerten hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit und dem früheren Druckanstieg in der Kontakteinlaufzone (Bild 6-10), wird ein geringer Anteil der äußeren Last nun im Kontakteinlauf abgestützt. Das Absinken der Druckspitze ergibt sich aus dem Anwachsen der Schmierfilmdicke. Der entstehende Druckabfall durch die Düsenwirkung der Einschnürung am Kontaktauslauf wird bestimmt durch das Verhältnis der Querschnittsfläche der Einschnürung zur Querschnittsfläche des Parallelspaltes ($A_{\text{Einschnürung}}/A_{\text{Parallelspalt}}$). Steigt dieses Verhältnis an, sinkt der realisierte Druckabfall. Auf ein Absinken der druckstützenden Schubspannungen aufgrund der geänderten Schergeschwindigkeit kann nicht geschlossen werden, da sich diese durch das Verhältnis von hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit und Schmierfilmdicke ergibt (Gleichung 7.1), beide Größen jedoch anwachsen.

Grundsätzlich zeigt sich ein Absinken der übertragenen Reibung mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit sowohl im Zustand des reinen Rollens (Bild 6-53 bis Bild 6-56) als auch im Falle ausgeprägten Gleitens (Bild 6-51). Jedoch

scheinen die beschriebenen thermischen Effekte hierfür nicht ausschlaggebend zu sein.

Bild 6-13 und Bild 6-14 zeigen die Druck- und Temperaturverteilungen in Abhängigkeit von der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit für den Fall eines hohen Gleitanteils. Die Druckverteilung zeigt in diesem Falle nahezu keine Abhängigkeit von der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit, jedoch zeigen die Temperaturverteilungen gegensätzliches Verhalten, verglichen mit dem im Zustand des reinen Rollens - sie sinken ab ! Diese Umkehrung im Verhalten tritt zwischen Gleitgeschwindigkeiten von $\Delta u = 0,11$ m/s und $\Delta u = 0,21$ m/s auf (Bild 6-15).

Als Erklärung für diese Umkehrung kann man den starken Aufheizprozess im Kontakt angeben, der durch die aufgeprägte Gleitgeschwindigkeit und die damit verbundene verstärkte Dissipation hervorgerufen wird. Mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit kommt es zu abnehmender Kontaktdurchlaufzeit. D. h. bei niedrigerer hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit wird das Öl eine längere Zeit der starken Scherung durch die aufgeprägte Gleitgeschwindigkeit ausgesetzt und heizt sich somit stärker auf. Dies bedeutet nach dem Übergangsbereich zwischen $\Delta u = 0,11$ m/s und $\Delta u = 0,21$ m/s wird die Wärmeentwicklung durch die Gleitgeschwindigkeit dominant gegenüber der Wärmeentwicklung durch reines Rollen.

Dieses Absinken der Temperatur würde ein Anstieg der Viskosität und somit ein Ansteigen der Reibung bedeuten, was im Widerspruch zu Bild 6-51 und Bild 6-49 stünde.

Bell, Kannel und Allen [22] diskutieren dieses Phänomen der absinkenden Reibung mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit und betonen ebenfalls, dass sich dies nicht mit thermischen Effekten vollständig erklären lässt. Sie konnten zeigen, dass das Absinken der Reibmomente mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit durch die Einführung des nicht-Newton'schen Fließmodells von Ree und Eyring qualitativ wiedergegeben werden kann.

Dennoch lässt sich dieses Phänomen auch mit dem Auftreten von Relaxationserscheinungen erklären. Bei gesteigerter hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit durchläuft das Öl den Kontakt in einer kürzeren Zeitspanne, so dass ihm weniger Zeit zur Verfügung steht die Stoffgleichgewichtswerte (Dichte, Viskosität) einzustellen. Somit erreicht das Öl bei höherer hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit einen geringeren Viskositätswert, was wiederum niedrigere Reibmomente bedingt. Als weiterer Aspekt für diesen Ansatz ist die Verschiebung des Reibmomentenmaximums zu höheren Gleitgeschwindigkeiten zu nennen (Bild 6-51). Dies konnte von **Harrison und**

Trachman [117] erstmals numerisch nachgewiesen werden, in dem sie ein Berechnungsmodell zugrunde legten, das basierend auf der Arbeit von **Fein** [107] Relaxationserscheinungen mit in die Betrachtung einbezieht.

Die zu Bild 6-13 und Bild 6-14 korrespondierenden Schmierfilmdickenverläufe sind in Bild 6-35 bzw. Bild 6-36 dargestellt. Der Einfluss der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit auf die Schmierfilmhöhe ist hier wesentlich geringer ausgeprägt als im Zustand des reinen Rollens. Die überarbeiteten Verläufe zeigen keinen parallelen Spaltbereich sondern lediglich eine "Einbeulung", wie sie im Falle hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeiten auch im Zustand des reinen Rollens auftritt. Diese mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit grundsätzlich geringer ausgebildete Verformung im Falle hohen Schlupfes legt die Vermutung nahe, dass der Rollreibungsanteil, in den die Oberflächenverformung grundsätzlich mit einfließt, mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit absinkt und nicht wie von **Baumann** [27] angenommen wurde über der Gleitgeschwindigkeit konstant ist.

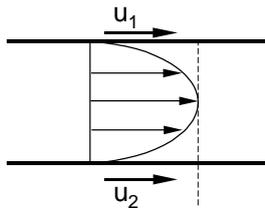
Die Abhängigkeit der Rollreibung von der sich einstellenden minimalen Schmierfilmdicke ist in Bild 6-57 dargestellt. Die Abnahme der Rollreibmomente mit steigender Schmierfilmdicke zeigt, dass die stark vereinfachte Vorgehensweise von **Dowson und Higginson** [8], die die Rollreibmomente über eine einfache Poiseuille-Strömung im Parallelspalt beschreiben, unzulässig ist. Diese Beschreibung führt zu dem Ergebnis, dass die Rollreibung mit steigender Schmierfilmdicke ansteigen muss.

7.3 Einfluss der Gleitgeschwindigkeit

Bild 6-16 zeigt einen deutlichen Anstieg der Druckverteilungen in einem Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt in Abhängigkeit von der aufgeprägten Gleitgeschwindigkeit. Hierbei wurde die Gleitgeschwindigkeit bei konstant gehaltener hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit aufgebracht. Für den dargestellten Fall beträgt die Oberflächengeschwindigkeit der einzelnen Scheiben $u_1 = u_2 = 7,85$ m/s. Das Aufbringen einer Gleitgeschwindigkeit von $\Delta u = 2,09$ m/s führt zu Oberflächengeschwindigkeiten von $u_1 = 6,8$ m/s bzw. $u_2 = 8,9$ m/s. D. h. der reine Rollanteil der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit sinkt ab, was mit einer geringen Druckabsenkung verbunden ist (Bild 6-9, Bild 6-11). Der aufgeprägte Gleitanteil bewirkt auf Basis des reduzierten Rollanteils eine verstärkte Ölförderung in den Kontakt, was durch die verstärkten Schubspannungen einen Druckanstieg bewirkt. Überwiegt der durch den Gleitanteil bewirkte Druckanstieg die Druckabsenkung durch den verminderten Rollanteil der

hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit, ergibt sich das in Bild 6-16 dargestellte Verhalten. Bild 7-1 zeigt diesen Sachverhalt schematisch an den Geschwindigkeitsprofilen im Kontakt.

$$u_1 = u_2 :$$



$$u_1 < u_2 + \Delta u_2 :$$

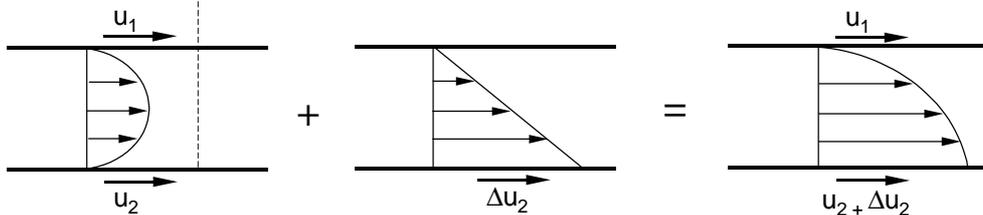


Bild 7-1: Geschwindigkeitsprofile bei reinem Rollen und aufgeprägtem Gleiten im Parallelsplatt

Bild 6-17 zeigt die sich ergebenden maximalen Drücke (Druckpeak) aufgetragen über der Gleitgeschwindigkeit. Ein Druckanstieg zeigt sich in dem dargestellten Kontakt bis zu Geschwindigkeiten von $\Delta u \approx 1$ m/s, bei weiterer Steigerung bleiben die Maximaldrücke konstant.

Dieser Effekt lässt sich mit der begrenzenden Schubspannung des Öls erklären, die erstmals von **Johnson und Tevaarwerk** [30] in ihrem rheologischen Modell eingeführt wurde. Aus dieser begrenzenden Schubspannung ergibt sich ein Maximaldruck, der im Schmierfilm abgestützt werden kann. Das Absinken des Grenzwertes mit der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit kann auf die erhöhte Fluidtemperatur und die damit verbundene Absenkung der Viskosität zurückgeführt werden (Bild 6-19). Generell zeigt sich die begrenzende Schubspannung bei Drücken von $p \approx 11500 - 11700$ bar und bei einer Gleitgeschwindigkeit von $\Delta u \approx 1$ m/s. Die korrespondierenden Schmierfilmdicken (Bild 6-37 bzw. Bild 6-38) liegen im Bereich von $h = 1,7 - 2,3 \mu\text{m}$, woraus sich Schergeschwindigkeiten von $\dot{\gamma} = 4,4 - 5,9 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$

ergeben. **Bair und Winer** [32], die die begrenzende Schubspannung für zwei unterschiedliche Schmieröle erstmals experimentell nachweisen konnten, geben für die kritische Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma} = 10^5 \text{ s}^{-1}$ an.

Das Ansteigen des Drucks im zentralen Kontaktbereich führt dazu, dass ein größerer Anteil der äußeren Last über den zentralen Kontaktbereich abgestützt wird. Dies führt in Verbindung mit einem späteren Druckanstieg im Einlaufbereich, wie dies aus Bild 6-18 hervorgeht, zu einem gegenteiligen Lastverteilungsverhalten wie im Falle einer gesteigerten hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit.

Ein Temperaturanstieg aufgrund der aufgeprägten Gleitgeschwindigkeit zeigt sich deutlich im zentralen Kontaktbereich (Bild 6-19). Hier wird durch die verstärkte Dissipation das Temperaturminimum immer weniger ausgebildet und geht schließlich in einen leichten "Knick" im Kurvenverlauf über. Dieser Übergang findet für den dargestellten Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt bei einer Gleitgeschwindigkeiten von $\Delta u = 0,11 \text{ m/s}$ statt, also dort wo nach Bild 6-15 die Wärmeentwicklung durch aufgeprägtes Gleiten die Wärmeentwicklung durch Rollen zu dominieren beginnt. Das Temperaturverhalten im Einlaufbereich des Kontaktes ist in Bild 6-20 dargestellt. Hier zeigt sich aufgrund des veränderten Zuströmverhaltens eine Abnahme der Temperatur. Diese Abnahme der Temperatur führt zu einem leichten Ansteigen der Viskosität im Einlaufbereich, demgegenüber steht jedoch infolge des späteren Druckstiegs (Bild 6-18) eine Viskositätsabsenkung. Die Wechselwirkung dieser beiden Effekte und die hieraus resultierende Viskosität bestimmt den Schmierfilmaufbau. Überwiegt der Einfluss der Piezoviskosität, wie im Falle einer gesteigerten hydrodynamischen Geschwindigkeit, müsste die Schmierfilmdicke absinken. Dies zeigt sich jedoch in keinem der gemessenen Schmierfilme (Bild 6-37 bis Bild 6-42). Vielmehr bewirkt die aufgeprägte Gleitgeschwindigkeit eine zunehmend keilförmige Schmierfilmgestalt, was im Einlaufbereich zu einem Anwachsen der Schmierfilmdicke führt. Ein paralleler Spaltbereich wird nicht mehr ausgebildet, die Oberflächendeformation nimmt ab. Geht man davon aus, dass sich der Rollreibungsanteil aus der entstehenden Oberflächendeformation ableiten lässt, legt dies den Schluss nahe, dass der Rollreibungsanteil mit steigendem Gleitgeschwindigkeitsanteil geringer wird, was auch aufgrund der Versuchsdurchführung (Bild 7-1) plausibel erscheint. **Kaneta et al.** [61] stellt 1992 fest, dass die EHD-Filmform im Falle unterschiedlicher Elastizitätsmodule der Kontaktpartner erheblich durch das Roll/Gleit-Verhältnis bestimmt wird. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, dass eine neue EHD-Theorie erforderlich ist, um die Effekte unterschiedlicher Elastizitätsmodule der kontaktierten Oberflächen mit in die Betrachtungen einzubeziehen. Dies scheint sich im Falle der untersuchten Keramik - Stahl - Paarungen zu bestätigen. Grundsätzlich nimmt der Einfluss der Gleitgeschwindigkeit auf

die Schmierfilmbildung mit zunehmender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit ab (vgl. Bild 6-39 bzw. Bild 6-40 und Bild 6-41 bzw. Bild 6-42). Legt man die Arbeit von **Wolff und Kubo** (1996) [54] zugrunde, deutet die näherungsweise Konstanz der minimalen Schmierfilmdicke bei steigender Gleitgeschwindigkeit auf die Dominanz nicht-Newton'schen Verhaltens hin. Die Autoren konnten zeigen, dass der Einfluss nicht-Newton'schen Verhaltens im Falle hoher Gleitgeschwindigkeit die minimale Schmierfilmdicke nahezu unbeeinflusst lässt. Die Abnahme der Schmierfilmdicke lag bei ihren numerischen Betrachtungen bei weniger als 2 %. Im Falle der Dominanz thermischer Effekte ergaben sich dagegen Reduzierungen der minimalen Schmierfilmdicke von 25 - 45 %.

Bild 6-47, Bild 6-51 und Bild 6-52 zeigen den Verlauf der Reibmomente in Abhängigkeit der Gleitgeschwindigkeit. Hierbei lassen sich die Verläufe in die von **Dyson** [114] definierten drei Teilbereiche gliedern.

Der Bereich des linearen Anstiegs lässt sich somit mit Newton'schem Fließverhalten des Öls gut beschreiben. In diesem Bereich ist die Viskosität des Öls unabhängig von der Schergeschwindigkeit und die übertragenen Schubspannungen steigen somit linear mit der Schergeschwindigkeit an.

Im Bereich des nicht-linearen Anstiegs kommt es aufgrund viskoelastischen Fließverhaltens des Öls [114] zu einer Abnahme der Viskosität mit steigender Schergeschwindigkeit. Dies bestätigt auch ein von **Bartz und Oppelt** [23] vorgestellter Vergleich von experimentell ermittelten Kurvenverläufen von **Crook** [19] mit berechneten Verläufen von **Cheng** [11]. Cheng führt hierbei das Abfallen der Reibmomente in den Bereich II und III auf rein thermische Effekte zurück. Der Vergleich zeigt jedoch, dass für Gleitgeschwindigkeiten unter $\Delta u = 1,25$ m/s die rein thermisch berechneten Werte zu starken Überhöhungen verglichen mit den experimentell ermittelten Werten führen. **Crook** [19] selbst vermutete bereits 1961 nicht-Newton'sches Fließverhalten des Öls im Schmierpalt, da ihm eine Beschreibung der Reibmomente mit Newton'schem Fließverhalten nicht gelang.

Das Absinken der Reibmomente im dritten Bereich des Kurvenverlaufs ist nach mehreren Autoren [22], [115], [116] auf unterschiedliche Einflussfaktoren zurückzuführen. Dies sind viskoelastisches Fließverhalten des Öls, die Größe des Hertz'schen Eingriffsradius', thermische Effekte sowie die begrenzende Schubspannung.

7.4 Einfluss der Werkstoffpaarung

Bild 6-21 und Bild 6-22 zeigen den Einfluss der Werkstoffpaarung auf Druckverteilung im Kontakt.

Maßgeblich für die Höhe des Kontaktdruckes ist der reduzierte Elastizitätsmodul (Kapitel 2.1). Ein hoher reduzierter Elastizitätsmodul führt zu einer geringen Kontaktabplattung (Gleichung 2.2) und somit zu einem höheren Kontaktdruck (Gleichung 2.1), da sich die äußere Last über eine geringere Fläche abstützt. Dieser Effekt kann durch die in Bild 6-21 dargestellten Verläufe auch deutlich für den hybriden elastohydrodynamisch geschmierten Kontakt aufgezeigt werden. Der Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt weist den höchsten reduzierten Elastizitätsmodul auf (Tabelle 5-9) und zeigt auch die höchsten Kontaktdrücke bei der geringsten Kontaktabplattung (Wirkfläche der Druckverteilung). Der ZrO_2 - 100Cr6 - Linienkontakt ergibt den geringsten reduzierten Elastizitätsmodul und zeigt den geringsten Kontaktdruck bei der größten Kontaktabplattung. Grundsätzlich muss für alle dargestellten Werkstoffpaarungen das Flächenintegral über die Druckverteilung der angelegten Belastungskraft entsprechen, was bei den durchgeführten Messungen für hohe Belastungen bis auf $f = 1 - 2 \%$ Abweichung gegeben ist. Bei geringen Lasten von $F \leq 2000 \text{ N}$ steigen die Abweichungen bis auf ca. 10 % an.

Bild 6-22 zeigt die Druckverteilungen in den untersuchten Werkstoffpaarungen bei einer äußeren Last von $F = 3000 \text{ N}$. Die Druckverteilungen der Kontaktpaarungen mit niedrigem reduzierten Elastizitätsmodul zeigen bei dieser Belastungskraft wesentlich deutlicher die Tendenz zur Ausbildung der zweiten Druckspitze, was darauf hindeutet, dass eine Werkstoffpaarung mit geringerem reduzierten Elastizitätsmodul bei ansonsten gleichen Betriebsbedingungen bereits bei geringeren Belastungen vom Zustand der hydrodynamischen Schmierung in den Zustand der elastohydrodynamischen Schmierung übergeht.

Bild 6-23 und Bild 6-24 zeigen die Temperaturverteilungen der unterschiedlichen Werkstoffpaarungen im Zustand des reinen Rollens und bei hohem Gleitanteil. Der entscheidende Werkstoffparameter bezüglich der Temperaturverteilung im Kontakt ist die Wärmeleitfähigkeit λ des Werkstoffes (Tabelle 5-8).

Im Vergleich der Stahl - Keramik - Paarungen zeigt sich deutlich der Einfluss der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten. Die Paarung ZrO_2 - 100Cr6 zeigt die höchsten Kontakttemperaturen, verglichen mit den Kontaktpaarungen Al_2O_3 - 100Cr6 und Si_3N_4 - 100Cr6. Die Temperaturen liegen näherungsweise um einen Faktor zwei höher als

die des Si_3N_4 - 100Cr6 - Kontaktes, dabei liegt die Wärmeleitfähigkeit von ZrO_2 um einen Faktor 14 unter der von Si_3N_4 .

Im Vergleich der untersuchten Stahl - Keramik - Paarungen mit der 100Cr6 - 100Cr6 - Paarung zeigt sich jedoch die Problematik des eingesetzten Messverfahrens. Zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen geschmierter Stahl - Stahl - Kontakte mittels Dünnschichtsensorik ist es erforderlich die 100Cr6 - Scheibe elektrisch zu isolieren. Hierzu wurde eine ca. 3 μm dicke Al_2O_3 -Sputterschicht auf der Oberfläche der Stahlscheibe abgeschieden. Generell zeigen solche Sputterschichten sehr niedrige Wärmeleitfähigkeiten, die weit hinter den Werten für das entsprechende Massivmaterial zurückbleiben. **Knauß** [92] bestimmte die Wärmeleitfähigkeiten von Al_2O_3 -Sputterschichten mit $\lambda = 0,4 - 4 \text{ W/mK}$ (Aufbringung mit Sauerstoffzufuhr), bzw. $\lambda = 9 \text{ W/mK}$ (Aufbringung ohne Sauerstoffzufuhr). Obwohl der Werkstoff 100Cr6 eine nahezu identische Wärmeleitfähigkeit wie Al_2O_3 besitzt (Tabelle 5-8), ergibt sich eine erheblich höhere Kontakttemperatur, die im Bereich des parallelen Spaltes sogar höher liegt als die Temperatur des ZrO_2 - 100Cr6 - Kontaktes. Dies lässt darauf schließen, dass die Wärmeleitfähigkeit der Al_2O_3 - Isolierschicht im Bereich $\lambda < 2,5 \text{ W/mK}$ liegen muss. Darüber hinaus zeigt dies, dass der Wärmehaushalt eines elastohydrodynamisch geschmierten Kontaktes ausschließlich durch die kalorischen Eigenschaften einer sehr dünnen Oberflächenschicht bestimmt wird. Dieser den Kontakt verfälschende Einfluss nimmt mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit zu. Während die Kontakttemperatur des 100Cr6 - 100Cr6 - Kontaktes im Zustand des reinen Rollens im parallelen Spaltbereich um einen Faktor 2 über der des Al_2O_3 - 100Cr6 - Kontaktes liegt, ergibt sich im Falle eines hohen Gleitanteils ein Faktor von ca. 2,5.

Ein Einfluss der unterschiedlichen Werkstoffpaarungen auf den sich einstellenden Schmierfilmdickeverlauf zeigt sich nicht. Für die Ausbildung der Schmierfilmdicke ist die Viskosität im Kontaktzulauf von grundlegender Bedeutung. Hier spielt jedoch der reduzierte Elastizitätsmodul keine bedeutende Rolle. Somit ergeben sich für die untersuchten Kontaktpaarungen grundsätzlich ähnliche Schmierfilmdicken. Dies bestätigt auch der Ansatz von **Dowson und Higginson** [8] (Gleichung 2.13), die den reduzierten Elastizitätsmodul mit der Proportionalität

$$H_{\min} \sim E^{-0,03}$$

wichten. Dennoch zeigt die ZrO_2 - 100Cr6 - Paarung (Bild 6-43 bzw. Bild 6-44) einen wesentlich flacheren Schmierfilmverlauf als die Si_3N_4 - 100Cr6 - Paarung (Bild 6-45 bzw. Bild 6-46) oder die Al_2O_3 - 100Cr6 - Paarung (Bild 6-25 bzw. Bild 6-26).

Temperaturbedingte Viskositätsänderungen aufgrund der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten der Werkstoffpaarungen, wie sie aufbauend auf die Beziehung von Dowson durch **Murch und Wilson** [16] integriert wurden (Gleichung 2.14), zeigen sich nicht. Im Einlaufbereich ist die Scheibenmassentemperatur der maßgebliche Faktor für die Viskosität, da nach **Baumann** [27] das Öl in einem dünnen Wandfilm sehr rasch die Temperatur der Scheibenmasse annimmt. Da die Versuche gezielt bei möglichst gleichen Massentemperaturen durchgeführt wurden, zeigt sich dieser thermische Werkstoffeffekt nicht.

Der gesteigerte Kontaktdruck der Werkstoffpaarungen mit hohem reduzierten Elastizitätsmodul (Al_2O_3 - 100Cr6 und Si_3N_4 - 100Cr6) führt im Vergleich zu den Werkstoffpaarungen mit den geringen reduzierten Elastizitätsmodulen (100Cr6 - 100Cr6 und ZrO_2 - 100Cr6) zu einer gesteigerten Viskosität, was sich in erhöhten übertragenen Reibmomenten (Bild 6-52) zeigt.

Ein Vergleich der Reibmomente der Kontaktpaarungen Al_2O_3 - 100Cr6 und Si_3N_4 - 100Cr6 zeigt, dass beide nahezu exakt gleiches Reibungsverhalten zeigen (Bild 6-52). Der höhere reduzierte Elastizitätsmodul und die hieraus resultierende höhere Viskosität der Al_2O_3 - 100Cr6 - Paarung macht sich nicht bemerkbar, was jedoch auf die erhöhte Kontakttemperatur des Kontaktes, verglichen mit der Si_3N_4 - 100Cr6 - Paarung zurück geführt werden kann (Bild 6-23, Bild 6-24). Die Wärmeleitfähigkeit von Si_3N_4 liegt 40 % über der von Al_2O_3 (Tabelle 5-8), wodurch sich die stärkere Kontaktaufheizung im Al_2O_3 - 100Cr6 - Kontakt erklärt. Hieraus resultiert eine entsprechende Viskositätsabsenkung. D. h. im Vergleich der beiden Werkstoffpaarungen wird der viskositätserhöhende Druckeinfluss der Al_2O_3 - 100Cr6 - Werkstoffpaarung durch den viskositätserhöhenden Temperatureinfluss der Si_3N_4 - 100Cr6 - Werkstoffpaarung vollständig kompensiert.

Der Vergleich der Werkstoffpaarungen 100Cr6 - 100Cr6 und ZrO_2 - 100Cr6 ist nur bedingt möglich. Die reduzierten Elastizitätsmodule beider Paarungen sind nahezu identisch, so dass die 100Cr6 - 100Cr6 - Paarung verglichen mit der ZrO_2 - 100Cr6 - Paarung aufgrund der überhöhten Kontakttemperatur (Bild 6-23, Bild 6-24) eine niedrigere Reibung zeigen sollte. Dies ist nicht der Fall. Darüber hinaus zeigt sich ein Versatz der 100Cr6 - 100Cr6 - Reibmomentenkurve bezüglich allen Stahl - Keramik - Paarungen. **Kaneta et al.** [61] weist in Bezug auf hybride Kontakte auf eine auftretende konische Eindellung im zentralen Spaltbereich hin. Diese entspricht dem verfestigten Anteil des Öls im Schmierfilm [55]. Diese konische Eindellung tritt jedoch nicht grundsätzlich auf, sondern nur dann, wenn die weichere Oberfläche schneller ist als die steifere Oberfläche. Ein Vergleich der hybriden Kontakte mit dem Stahl - Stahl - Kon-

takt erscheint mit den aus der klassischen EHD-Theorie bekannten Mechanismen auch an dieser Stelle nicht möglich.

Bild 6-53 bis Bild 6-56 zeigen die Rollreibungsmomente der untersuchten Kontaktpaarungen. Der reibungserhöhende Einfluss eines hohen reduzierten Elastizitätsmodul lässt sich bei den durchgeführten Untersuchungen lediglich im Falle der Al_2O_3 - 100Cr6 - Kontaktpaarung verglichen mit den restlichen Kontaktpaarungen aufzeigen. Der Einfluss thermischer Effekte kann nicht aufgezeigt werden, was zum einen auf die begrenzte Messgenauigkeit des Prüfstandes mit $\Delta M = \pm 0,1 \text{ Nm}$ zurückgeführt werden kann. Zum anderen betonen **Bell, Kannel und Allen** [22], dass sich die Veränderlichkeit der Reibung mit der Rollgeschwindigkeit nicht mit einem thermisch Newton'schen Ansatz erklären lässt.

Darüber hinaus zeigen Bild 6-32 bzw. Bild 6-33 sowie Bild 6-35 bzw. Bild 6-36 für den dargestellten Al_2O_3 - 100Cr6 - Kontakt einen deutlichen Rückgang der Oberflächendeformation mit steigender hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit, was in einer Absenkung der übertragenen Rollreibungsmomenten resultieren sollte.

7.5 Rollreibungsmoment und Verformungsmoment

Bild 6-59 bis Bild 6-63 zeigen einen Vergleich der nach Kapitel 4 und den durchgeführten Schmierfilmdickemessungen (Kapitel 6.1) abgeschätzten Verformungsmomenten und den gemessenen Rollreibungsmomenten (Kapitel 6.2). Es zeigt sich, dass die entstehenden Rollreibungsmomente grundsätzlich durch die Oberflächendeformation abgeschätzt werden können. Abgesehen von hohen hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeiten liegen die aus der Oberflächendeformation berechneten Verformungsmomente etwas niedriger als die gemessenen Rollreibungsmomente. Der Anstieg der Rollreibungsmomente mit der Belastungskraft lässt sich dabei gut nachbilden. Die überhöhten Werte im Falle hoher hydrodynamisch wirksamer Geschwindigkeit ($u = 26,18 \text{ m/s}$) scheinen auf einen zu gering berücksichtigten Relaxationseinfluss hinzudeuten, so dass das von **Fein** [107] angegebene Verhältnis von sofortiger und relaxierender Dichteänderungen zu ungenau ist (Kapitel 5.3). Genauere Angaben zu diesem Verhältnis und seiner Abhängigkeit von der Belastungskraft und der hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit sind in der Literatur jedoch nicht verfügbar. Darüber hinaus sind diese Werte auch unter dem Aspekt zu betrachten, dass die klassische EHD-Kontaktform nicht mehr vollständig ausgebildet wird, was zu erhöhter Ungenauigkeit bei der Beschreibung durch das in Kapitel 4 vorgestellte Stabmodell führt.

Grundsätzlich lässt sich jedoch feststellen, dass die aus der Oberflächenverformung abgeleiteten Rollreibungsmomente bessere Werte ergeben, als viele strömungsmechanischen Berechnungen die in der Literatur vorgestellt werden und je nach rheologischem Modell häufig für den Zustand des reinen Rollens Reibmomente von null oder singuläre Werte liefern (vgl. Bild 2-11 bzw. Bild 2-12).

8 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Beschreibung elasto-hydrodynamisch geschmierter Kontakte wurden in den letzten Jahrzehnten umfangreiche Untersuchungen durchgeführt. Hierbei konnten stetige Verbesserungen in der Beschreibung solcher Kontakte erreicht werden, wobei diese Verbesserungen in erster Linie in der Beschreibung der Kontaktgrößen, wie Druckverteilung, Temperaturverteilung und Schmierfilmdickenverteilung lagen. Erreicht wurden diese Verbesserungen durch neue rheologische Modelle zur Beschreibung des Fluidverhaltens unter den extremen Bedingungen der elasto-hydrodynamischen Schmierung, als auch durch gesteigerte Rechnerleistungen. Problematisch blieb jedoch bis heute die numerische Beschreibung des aus der Kontaktsituation resultierenden Rollwiderstandes bzw. des Wälzwiderstandes bei marginalem Gleiten.

Gegenstand der durchgeführten Untersuchungen waren hybride Stahl-Keramik-Kontakte, wobei das Hauptaugenmerk der Untersuchungen auf der entstehenden Reibung im Zustand des reinen Rollens bzw. bei marginalem Gleitanteil und in der Beschreibung dieser Energieverluste durch die Kontaktgrößen Druck- und Temperaturverteilung sowie der hieraus resultierenden Schmierfilmkontur lag. Hierzu wurden umfangreichen Messungen an einem Zwei-Scheiben-Prüfstand durchgeführt, der insbesondere in Bezug auf die messtechnisch sehr kritische Erfassung von Reibmomenten im Zustand des reinen Rollens bzw. bei marginalem Gleitanteil umgebaut und automatisiert wurde. Erreicht wurde dies durch die Integration einer digitalen Drehzahlerfassung in Kombination mit der Reibmomentenmessung.

Die Kontaktparameter Druck-, Temperatur und Schmierfilmdickeverteilung wurden mit selbst hergestellten Dünnschichtsensoren durchgeführt, die mittels moderner Vakuumbeschichtungsverfahren hergestellt wurden, und im Rahmen der Arbeit bezüglich ihrer mechanischen Eigenschaften im Hinblick auf den Einsatz in realen Maschinenelementen optimiert wurden. Sowohl für Sensoren aus hochreinem Titan als auch für Sensoren aus Manganin konnten durch Modifikationen des Beschichtungsprozesses wesentliche Verbesserungen der mechanischen Eigenschaften erzielt werden. In Bezug auf Titansensoren wurde dieser Fortschritt auf Kosten geringfügig schlechterer elektrischer Eigenschaften erzielt, was sich jedoch im Hinblick auf die durchgeführte Fehlerkorrektur als vorteilhaft erwies, da ein schlechterer Druckfehlerkoeffizient zu einer deutlicheren Abbildung des Druckfehlers im Temperatursignal führte. Grundsätzlich können für den Einsatz solcher Dünnschichtsensoren in Maschinenelementen schlechtere elektrische Eigenschaften in Kauf genommen werden, da lediglich globale Messwerte von Interesse sind (Lagerbelastung, Lagertemperatur, Öltemperatur).

Zur Auswertung der gemessenen Kontaktsignale wurden aufbauend auf Vorgängerarbeiten ([27], [28], [58]) Auswerteverfahren entwickelt um die der Messtechnik innewohnenden Fehler zu beseitigen. Bezüglich der durchgeführten Druck- und Temperaturmessungen konnte erstmals die zur Beseitigung des Druckfehlers im Temperatursignal entscheidende Frage der Lagezuordnung von Druck- und Temperaturverlauf eindeutig geklärt werden, mittels derer eine zuverlässige Aufbereitung der Signale nach dem von **Baumann** [27] vorgeschlagenen Korrekturverfahren möglich wurde. Darüber hinaus wurde eine Messwertaufbereitung für kapazitive Schmierfilmdickemessungen entwickelt, die in Kombination mit der Druck- und Temperaturverteilung im Kontakt, als auch auftretender Relaxationserscheinungen die Änderung der Dielektrizitätskonstanten des Öls berücksichtigt. Die hier ebenso entscheidende Frage der Lagezuordnung der Dielektrizitätskonstantenverteilung zum gemessenen Schmierfilmdickensignal wurde ebenfalls geklärt.

Es zeigte sich hierbei deutlich, dass im elastohydrodynamischen Kontakt bei bereits geringen Belastungen mit Relaxationserscheinungen zu rechnen ist, die wesentlichen Einfluss auf die sich einstellende Schmierfilmdicke haben. Hierbei gewinnt auch die Frage nach dem Verhältnis der sofortigen Dichteänderung zur verzögerten Dichteänderungen eine besondere Bedeutung. Zu dieser Frage liefert die Literatur jedoch bis heute sehr wenige Untersuchungen, sowohl zum Einfluss äußerer Parameter wie Belastung, Belastungszeit oder Temperatur auf dieses Verhältnis als auch zum Einfluss von Molekulargewicht und Molekularstruktur. Insbesondere in Bezug auf die Dämpfungseigenschaften von Ölen ist dieses Verhältnis von großem Interesse und sollte in zukünftigen Arbeiten betrachtet werden.

Darüber hinaus ergaben die Ergebnisse, dass zur korrekten Bestimmung der Kontaktparameter eines elastohydrodynamisch geschmierten Kontaktes alle Größen (Druck, Temperatur, Schmierfilmdicke, Massentemperatur) gleichzeitig erfasst werden müssen, da zur Durchführung der beschriebenen Messwertaufbereitung exakt gleiche Kontaktbedingungen vorliegen müssen.

Aus der so gewonnenen Oberflächenkontur des Kontaktes konnte mittels eines einfachen Stabmodells ein mathematisches Modell zur Beschreibung eines Widerstandsmomentes gegen die auftretende Oberflächenverformung ("Verformungsmoment") abgeleitet werden. Ein Vergleich dieses Verformungsmomentes mit den experimentell ermittelten Rollreibungsmomenten zeigte, dass sich der entstehende Rollwiderstand in elastohydrodynamisch geschmierten Kontakten, in Analogie zu trockenen Roll- und Wälzkontakten, durch die auftretende Materialdeformation beschreiben lässt. Im Vergleich mit Literaturergebnissen, die basierend auf einem strömungsmechanischen

Ansatz vielfach im Zustand des reinen Rollens Nullreibung oder singuläre Werte liefern, stellt der Ansatz eine deutliche Verbesserung dar.

Die sich aus der Energiebetrachtung des Stabmodells ergebenden Auslaufschwingungen nach der Kontakteinschnürung konnten im Rahmen der Arbeit nicht explizit nachgewiesen werden. Dennoch sprechen erste Ergebnisse von **Lubrecht et al.** [98] für die Existenz solcher Oberflächenschwingungen. Ein endgültiges Urteil über das Auftreten solcher Schwingung und deren Auswirkungen auf die Geräuschemission elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte sowie die Laufruhe des Kontaktes bleiben daher nachfolgenden Arbeiten vorbehalten.

Literatur

- [1] Albers A., Matthiesen S.: Maschinenbau im Informationszeitalter - Das Karlsruher Lehrmodell, 44. Internationales Wissenschaftliches Kolloquium, Maschinenbau im Informationszeitalter 20. - 23.09.1999, Technische Universität Ilmenau, 1999
- [2] Hertz, H.: Über die Berührung fester elastischer Körper, Journal für die reine und angewandte Mathematik, Band 92, S. 156 - 171
- [3] Reynolds, O.: On the theory of lubrication and its application to Mr. Beaucamp Tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil, Phil. Trans. R. Soc., Band 177, S. 157 - 234
- [4] Tower, B.: First report on friction experiments (friction of lubricated bearings), proc. Inst. Mech. Eng., Nov., S. 632 - 659
- [5] Schouten, M. J. W., Leeuwen, H.J. van: Die Elastohydrodynamik: Geschichte und Neuentwicklungen, VDI Berichte Nr. 1207, Seite 1 -47, 1995
- [6] Von Mohrenstein-Ertel, A: Die Berechnung der hydrodynamischen Schmierung gekrümmter Oberflächen unter hoher Belastung und Relativbewegung. Überarbeitet von Lang, O. R. und Oster, P., Fortschrittsberichte VDI, Reihe 1, Nr. 115, Düsseldorf: VDI-Verlag 1984
- [7] Petrusevich, A. I.: Fundamental conclusions from the contact hydrodynamic theory of lubrication, Izv. Akad. Nauk SSR (OTN), Vol. 2, 1951
- [8] Dowson, D.; Higginson, G. R.: Elastohydrodynamic Lubrication, SI Edition, Pergamon Press, 1977
- [9] Zierep, J.: Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre, G. Braun Verlag, Karlsruhe, 3. überarbeitete Auflage, 1991

- [10] Cheng, H. S.; Sternlicht, B.: A numerical solution for the pressure, temperature and film thickness between two infinitely long rolling and sliding cylinders under heavy loads, ASME Trans., Vol.8, 1965
- [11] Cheng, H. S.: A refined solution to the thermal elastohydrodynamic lubrication of rolling and sliding cylinders, ASME Trans., Vol. 8, 1965
- [12] Cheng, H. S.: Calculations of elastohydrodynamic film thickness in high speed rolling and sliding contacts, Mechanical Technology Incorporated, Latham, New York, AD-652924, 1967
- [13] Dowson, D.; Whitaker, A. V.: A numerical procedure for the solution of the elastohydrodynamic problem of rolling and sliding contacts lubricated by newtonian fluid, Proc. Inst. of mech. engineers, Vol. 180, London, 1965
- [14] Greenwood, J. A.; Kauzlarich, J. J.: Inlet shear heating in elastohydrodynamic lubrication, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, Vol. 95, 1973
- [15] Wilson, W. R. D.; Mahdavian, S. M.: A thermal Reynolds equation and its application to the analysis of plastohydrodynamic inlet zones, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, Vol. 96, 1974
- [16] Murch, L. E.; Wilson, W. R. D.: A thermal elastohydrodynamic inlet zone analysis, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, 1975
- [17] Goksem, P. G.; Hargreaves, R. A.: The effect of viscous shear heating on both film thickness and rolling traction in an EHL line contact, Part I: Fully flooded conditions, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, Vol. 100, 1978
- [18] Wilson, W. R. D.; Sheu, S.: Effect of inlet shear heating due to sliding on elastohydrodynamic film thickness, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, Vol. 105, 1983
- [19] Crook, A. W.: The lubrication of rollers - III: A theoretical discussion of friction and the temperature in the oil film, Phil. Trans. R. Soc. London, A, Vol. 254, Nr. 1040

- [20] Bell, J. C.: Lubrication of rolling surfaces by a Ree-Eyring Fluid, ASLE Transactions 5 1962
- [21] Ree, T.; Eyring, H.: Theory of non-Newtonian Flow I : Solid plastic system, Journal of applied physics 26, 1955
- [22] Bell, J. C.; Kannel, J. W.; Allen, C. M.: The rheological behaviour of the lubricant in the contact zone of a rolling contact system, Transactions of the ASME, Ser. D, Journal of basic engineering 86, 1964
- [23] Bartz, W. J., Oppelt, J.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur elastohydrodynamischen Schmierung - Literaturrecherche und -auswertung, Forschungsheft der Forschungsvereinigung Antriebstechnik e.V., Heft 19, 1975
- [24] Vojacek, H.: Das Reibungsverhalten von Fluiden unter elastohydrodynamischen Bedingungen. Einfluss der chemischen Struktur des Fluides, der Werkstoffe und der Makro- und Mikrogeometrie der Gleit/Wälzkörper, Dissertation Technische Universität München, 1983
- [25] Holmberg, K.: Friction in low speed lubricated rolling and sliding contacts, Thesis for the degree of Doctor of technology, Helsinki university of technology, Otaniemi, 1984
- [26] Haddad, N: Viskositäts- und Reibungsmessungen im EHD-Linienkontakt, Dissertation Universität Hannover, 1985
- [27] Baumann, H.: Druck- und Temperaturmessungen mittels aufgedampfter Dünnschichtaufnehmer in einem elastohydrodynamischen Linienkontakt, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1985
- [28] Staiger, K.: Untersuchungen über den Einfluß keramischer Dünnschichten auf die Reibung in elastohydrodynamischen Kontakten, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1991
- [29] Pahl, M.; Gleißle, W.; Laun, H.-M.: Praktische Rheologie der Kunststoffe und Elastomere, VDI Verlag, Düsseldorf, 1991

- [30] Johnson, K. L.; Tevaarwerk, J. L.: Shear behaviour of elastohydrodynamic oil film, Proceedings of royal society, London, series A, Vol. 356, 1977
- [31] Bair, S.; Winer, W. O.: A rheological model for EHL contacts based on primary laboratory data, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, Vol. 101, 1979
- [32] Bair, S.; Winer, W. O.: The high shear stress rheology of liquid lubricants at pressures of 2 to 200 MPa, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 112, 1990
- [33] Myllerup, C. M.; Elsharkawy, A. A.; Hamrock, B. J.: Couette dominance used for non-Newtonian elastohydrodynamic lubrication, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 116, 1994
- [34] Wang, S. H.; Zhang, H. H.: Combined effects of thermal and non-Newtonian character of lubricant on pressure, film profile, temperature rise and shear stress in EHL, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 109, 1987
- [35] Najji, B.; Bou-Said, B.; Berthe, D.: New formulation for lubrication with non-newtonian fluids, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 111, 1989
- [36] Lee, R.-T.; Hamrock, B. J.: A circular non-newtonian fluid model: Part I - used in elastohydrodynamic lubrication, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 112, 1990
- [37] Zhang, Y., Ramesh, K. T.: The behavior of an elastohydrodynamic lubricant at moderate pressures and high shear rates, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 118, 1996
- [38] Bair, S.; Khonsari, M.: An EHD inlet zone analysis incorporating the second newtonian, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 118, 1996
- [39] Trachman, E. G.: The short-time viscosity behaviour of a lubricant in a hertzian pressure zone, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, 1975
- [40] Reiner, M.: Phys. today, 17, 62 (1964)

- [41] Ohno, N.; Kuwano, N; Hirano, F.: Bulk modulus of solidified oil at high pressure as predominant factor affecting life of trust ball bearings, Tribology transaction, Vol. 38, 1995
- [42] Bartz, W. J.; Schilling, M.; Ege: Referenzöle, Forschungsheft der Forschungsvereinigung Antriebstechnik e. V., Heft 41, 1976
- [43] Zhang, Y.: On the heavily loaded rolling-sliding elastohydrodynamic lubrication of rectangular contacts with two phase flow, Transactions of machine elements division, Lund Technical University, Sweden, 1984
- [44] Kuss, E.: Das Viskositäts-Druckverhalten im EHD-Kontakt, Tribologie, Reibung - Verschleiß - Schmierung, Band 11: Elastohydrodynamik, Meß- und Prüfverfahren, Bearbeitungsverfahren, Konstruktive Gestaltung, Springer Verlag, 1986
- [45] Roelands, C.; Vulgier, J.; Waterman, H.: The viscosity temperature relationship of lubricating oils and its correlation with chemical constitution, Transactions of the ASME, Journal of basic engineering, Vol. 11, 1963
- [46] Williams, M. L.; Landel, R. F., Ferry J. D.: The temperature dependence of relaxation mechanism in amorphous polymers and other glass-forming liquids, Journal of American chemical society, Vol. 77, 1955
- [47] Yasutomi, S.; Bair, S.; Winer, O. W.: An application of a free volume model to lubricant rheology 1 - Dependence of viscosity on temperature and pressure, Transactions of the ASME, Journal of tribology , Vol. 106, 1984
- [48] Witt, K.: Die Berechnung physikalischer und thermodynamischer Kennwerte von Druckflüssigkeiten, sowie die Bestimmung des Gesamtwirkungsgrades an Pumpen unter Berücksichtigung der Thermodynamik für die Druckflüssigkeit, Dissertation TU Eindhoven, Niederlande, 1974
- [49] Bode, B.: Verfahren zur Extrapolation wichtiger Stoffeigenschaften von Flüssigkeiten unter hohem Druck, Clausthal-Zellerfeld, Tribologie und Schmierungstechnik, 37, 1990

- [50] Wang, S; Cusano, C.; Conry, T. F.: Thermal analysis of elastohydrodynamic lubrication of line contacts using the Ree-Eyring fluid model, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 113, 1991
- [51] Dowson, D.; Toyoda, S.: A central film thickness formula for elastohydrodynamic line contacts, Elastohydrodynamics and related topics, Proc. 5th Leeds Lyon Symp. on tribology, Mech. Engr. Pub. Ltd., 1978
- [52] Salehizadeh, H.; Saka, N.: Thermal non-Newtonian elastohydrodynamic lubrication of rolling line contacts, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 113, 1991
- [53] Hsiao, H.; Hamrock, B.: Non-Newtonian and thermal effects on film generation and traction reduction in ehl line contact conjunctions, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 116, 1994
- [54] Wolff, R.; Kubo, A.: A generalized non-Newtonian fluid model incorporated into elastohydrodynamic lubrication, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 118, 1996
- [55] Kaneda, S.; Nishikawa, H.: The behavior of oil film in ehl conditions, Proc. JSME Symp. on gears and power transmission No. 840-58, Fukuoka, Japan, 1989
- [56] Holland, J.; Plote, H.: Druck-, Temperatur- und Spaltverläufe in hochbelasteten Gleit-Wälz-Kontakten, Tribologie und Schmierungstechnik, 45. Jahrgang, April 1998
- [57] Khonsari, M. M.; Hua, D. Y.: Thermal elastohydrodynamic analysis using a generalized non-Newtonian formulation with application to Bair-Winer constitutive equation, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 116, 1994
- [58] Sperrfechter T.: Keramische Bauteile im elastohydrodynamischen Kontakt, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1998
- [59] Wolff, R.; Nonaka, T.; Kubo, A.; Matsuo, K.: Thermal elastohydrodynamic lubrication of rolling/sliding line contacts, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 114, 1992

- [60] Wolff, R.; Kubo, A.: The application of Newton-Raphson method to thermal elastohydrodynamic lubrication of line contacts, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 116, 1994
- [61] Kaneta, M; Nishikawa, H.; Kameishi, K; Sakai, T.; Ohno, N.: Effects of elastic moduli of contacts surfaces in elastohydrodynamic lubrication, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 114, 1992
- [62] Kweh, C. C.; Patching, M. J.; Evans, H. P.; Snidle, R. W.: Simulation of elastohydrodynamic contacts between rough surfaces, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 114, 1992
- [63] Kaneta, M., Nishikawa, H.; Kanada, T.; Matsuda, K.: Abnormal phenomena appearing in ehl contacts, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 118, 1996
- [64] Wang, J. M.; Aronov, V.: Thermal elastohydrodynamic lubrication of non-Newtonian fluids with rough surfaces, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 119, 1997
- [65] Osborn, K. F.; Sadeghi, F.: Time dependent line ehd lubrication using the multigrid/multilevel technique, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 114, 1992
- [66] Yang, P.; Wen, S.: The behavior of non-Newtonian thermal ehl films in line contacts at dynamic loads, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 114, 1992
- [67] Venner, C. H.; Lubrecht, A. A.: Transient analysis of surface features in an ehl line contact in the case of sliding, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 116, 1994
- [68] Wedeven, L. D.; Cusano, C.: Elastohydrodynamic film thickness measurements of artificially produced surface dents and grooves, ASLE Trans. Vol. 22, 1979
- [69] Wijnant, Y. H.; Venner, C. H.; Larsson, R.; Eriksson, P.: Effects of structural vibrations on the film thickness in an ehl circular contact, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 121, 1999

- [70] Ramesh, K. T.: The short-time compressibility of elastohydrodynamic lubricants, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 113, 1991
- [71] Prasad, D.; Singh, P.; Sinha, P.: Thermal and inertia effects in hydrodynamic lubrication of rollers by a power law fluid considering cavitation, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 115, 1993
- [72] Rodkiewicz, C. M.; Huang, P.: On the maximum allowable loads in the thermo-elastohydrodynamic lubrication, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 120, 1998
- [73] Bair, S.; Winer, W. O.: The high pressure high shear stress rheology of liquid lubricants, Journal of tribology, Vol. 114, 1992
- [74] Hsiao, H.; Hamrock, B. J.: A complete solution for thermal elastohydrodynamic lubrication of line contacts using a circular non-Newtonian fluid model, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 114, 1992
- [75] Bair, S.: Elastohydrodynamic film forming with shear thinning liquids, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 120, 1998
- [76] Zhang, Y. J.; Ten Napel, W. E.; Lightfoot, E. N.: Traction in elastohydrodynamic lubrication at high sliding speeds, Influence of non-Newtonian behavior of the lubricant, Research report, Twente university of technology, Enschede, the Netherlands
- [77] Dien, I. K.; Elrod, H. G.: A generalized steady state Reynolds equation for non-Newtonian fluids, with application to journal bearings, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, 1983
- [78] Wang, J.; Zhang, H. H.: A higher order perturbational approach in the lubricated ehl contacts with non-Newtonian lubricant, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 114, 1992

- [79] Ma, Ming-Tang: Effects of the non-Newtonian behavior of lubricants on the temperature, traction and film thickness in an elliptical EHD contact under heavy loads, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 120, Oct. 1998, S. 685 - 694
- [80] Brüggemann, H.; Kollmann, F. G.: A numerical solution of the thermal elastohydrodynamic lubrication in an elliptical contact, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, Vol. 104, 1982
- [81] Plote, H.: Temperatur- und Reibungsberechnung hochbelasteter geschmierter Wälz-Gleit-Kontakte, Konstruktion, März, 2000
- [82] Schouten, M. J. W.: Einfluss elastohydrodynamischer Schmierung auf Reibung, Verschleiß und Lebensdauer von Getrieben, Dissertation TU Eindhoven, 1973, Niederlande
- [83] Crook, A. W. : Elastohydrodynamic lubrication of rollers, Nature, Vol. 190, 1961
- [84] Simon, M.: Messung von elastohydrodynamischen Parametern und ihre Auswirkung auf die Grübchentragefähigkeit vergüteter Scheiben und Zahnräder, Dissertation TU München, 1984
- [85] Schmidt, U: Die Schmierfilmbildung in elastohydrodynamisch beanspruchten Wälzkontakten unter Berücksichtigung der Oberflächenrauigkeit, Dissertation Universität Hannover, 1985
- [86] Tychsen, M.: Zur Messung der Schmierpaltweite in Verzahnungen mittels Dünnschichtsensoren, VDI Fortschrittsberichte, Reihe 8: Meß-, -Steuerungs- und Regelungstechnik, Nr. 317, 1993
- [87] Mann, U.: Schmierfilmbildung in EHD-Kontakten, Dissertation TU München, 1995
- [88] Smeeth, M.; Spikes, H. A.: Central and minimum elastohydrodynamic film thickness at high contact pressure, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 119, 1997

- [89] Orcutt, F. K.: Experimental study of elastohydrodynamic lubrication, Transactions of the ASLE, Vol. 8, 1965
- [90] Kagerer, E.: Messung von elastohydrodynamischen Parametern im hochbelasteten Scheiben- und Zahnkontakt, Dissertation Technische Universität München, 1991
- [91] Oster, P.: Beanspruchung der Zahnflanken unter Bedingungen der Elastohydrodynamik, Dissertation Technische Universität München, 1982
- [92] Knauß, C. : Keramische Werkstoffe unter elastohydrodynamischen Bedingungen, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1994
- [93] Kannel, J. W.; Zugaro, F. F.; Dow, T. A.: A method for measuring surface temperature between rolling/sliding steel cylinders, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, Vol. 100, 1978
- [94] Hakenjos, V.: Untersuchungen über die Rollreibung bei Stahl im elastisch-plastischen Zustand, Dissertation Universität Stuttgart, 1967
- [95] Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau, 18. Auflage, Springer Verlag, 1995
- [96] Santner, E.; Polaczyk, Ch.: Festkörperreibung und Rauheit, Tribologie und Schmierungstechnik, 46. Jahrgang, 1999
- [97] Föppl, L.: Der Spannungszustand und die Anstrengung des Werkstoffes bei der Berührung zweier Körper, Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Band 7, Nr. 5, Berlin, September/Okttober 1936
- [98] Lubrecht, A. A.; Graille, D.; Venner, C. H.; Greenwood, J. A.: Waviness amplitude reduction in ehl line contacts under rolling-sliding, Transactions of the ASME, Journal of tribology, Vol. 120, 1998
- [99] Frey, D.: Druck-, Temperatur- und Kraftmessungen in einem instationären elastohydrodynamischen Kontakt, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1985
- [100] Kirschner, J.: Tribologische und kinematische Untersuchungen an einem Nocken-Rollenstößel-Trieb, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1988

- [101] Bargel, H. J.; Schulze G.: Werkstoffkunde 5. Auflage, VDI Verlag, Düsseldorf, 1988
- [102] Haßdenteufel, K.: Beanspruchung keramischer Bauteile unter thermo-elasto-hydrodynamischen Bedingungen, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1999
- [103] Bondi, A.: Physical chemistry of lubricating oils. Reinhold Publishing Corp., 1951
- [104] Tait, P.: Scientific papers 2, Cambridge university, 1888
- [105] Berkan, J.: Persönliche Mitteilung, Institut für Reibungstechnik und Maschinenkinetik, TU Clausthal-Zellerfeld, Telefonat vom 15.02.2000
- [106] Skiebe, Frank: Dimensionierung von Quarzviskosimetern und Messung der komplexen Dielektrizitätskonstanten von Flüssigkeiten bei Drücken bis 10.000 bar, Dissertation TU-Clausthal, 1985
- [107] Fein, R. S.: Possible role of compressional viscoelasticity in concentrated contact lubrication, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, 1967
- [108] Litovitz, T. A.; Herzfeld, K. F.: Absorption and dispersion of ultrasonic waves, Academic Press, New York, 1959
- [109] Tasköprülü, N. S.; Barlow, A. J.; Lamb, J.: Ultrasonic and visco-elastic relaxation in a lubricating oil, Journal of acoustical society of America, Vol. 33, 1961
- [110] Frenkel, J.: Kinetic theory of liquids, Oxford university press, London, England, 1946
- [111] N. N. : Datenblatt der Firma Friatec, Mannheim 1999
- [112] N. N. : Datenblatt der Firma ESK, Kempten, 1999
- [113] N. N. : Datenblatt der Firma SKF, Schweinfurt, 1998

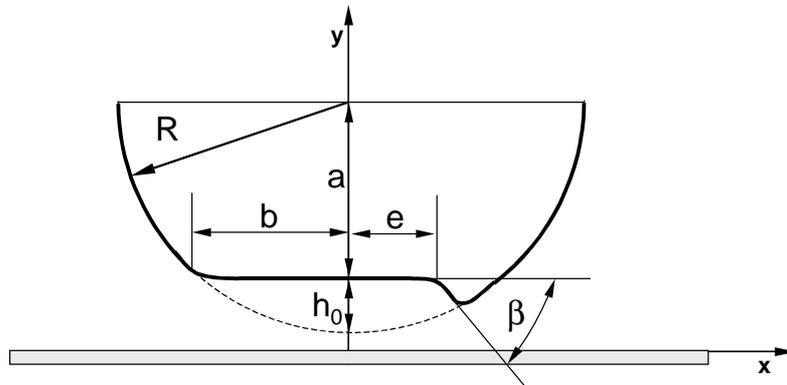
- [114] Dyson, A.: Frictional traction and lubricant rheology in elastohydrodynamic lubrication, *Phil. Trans. Royal. Society (London), Ser. A*, 266, 1970
- [115] Plint, M. A.: Traction in elastohydrodynamic contacts, *Proc. Instn. Mech. Engrs.* 182, 1967-68
- [116] Trachman, E. G.; Cheng, H. S.: Thermal and non-Newtonian effects on traction in elastohydrodynamic contacts, *Instn. Mech. Engrs., Lubrication Symposium Leeds*, 1972
- [117] Harrison, G.; Trachman, E. G.: The role of compressional viscoelasticity in the lubrication of rolling contacts, *Trans. ASME, Ser. F, Journal of lubrication technology*, Vol. 94, 1972

Anhang

A.1 Berechnungsgrundlage der Verformungsmomente (Kapitel 6)

Tabelle A-1: Daten zur Berechnung der angegebenen Verformungsmomente

n [U/min]	F [N]	beta [°]	b [mm]	h [m]	e [mm]	M [Nm]
1250	2000	---	---	---	---	---
	3000	0,2	0,176	6,1953E-07	0,059	1,04501099
	4000	0,2	0,229	1,0488E-06	0,098	1,45203658
	5000	0,25	0,281	1,5793E-06	0,157	1,70519231
	6000	0,26	0,314	1,972E-06	0,183	2,03767468
	7000	---	---	---	---	---
1500	2000	---	---	---	---	---
	3000	0,2	0,172	5,9169E-07	0,047	1,15496289
	4000	0,2	0,227	1,0306E-06	0,094	1,29706803
	5000	0,23	0,259	1,3417E-06	0,141	1,42294595
	6000	0,22	0,306	1,8728E-06	0,165	1,9948785
	7000	0,2	0,361	2,6066E-06	0,204	2,3853161
1750	2000	---	---	---	---	---
	3000	0,2	0,183	6,6979E-07	0,054	1,27580371
	4000	0,2	0,211	8,9044E-07	0,092	1,17534294
	5000	0,23	0,247	1,2202E-06	0,137	1,23838314
	6000	0,24	0,275	1,5125E-06	0,156	1,58835521
	7000	0,2	0,367	2,6939E-06	0,229	1,91238612
2000	2000	---	---	---	---	---
	3000	0,19	0,219	9,5924E-07	0,62	1,85841748
	4000	0,23	0,199	7,9203E-07	0,084	1,18937398
	5000	0,21	0,241	1,1616E-06	0,126	1,22178091
	6000	0,23	0,283	1,6018E-06	0,167	1,42344439
	7000	0,24	0,335	2,2446E-06	0,199	2,09427941
2500	2000	---	---	---	---	---
	3000	0,19	0,222	9,857E-07	0,065	1,89518089
	4000	0,2	0,287	1,6474E-06	0,117	1,52263752
	5000	0,2	0,262	1,3729E-06	0,131	1,53771009
	6000	0,2	0,301	1,8121E-06	0,157	1,92897915
	7000	---	---	---	---	---



reduzierter Radius : R
 Exzentrizität : e
 Einschnürungswinkel : β
 zentrale Stauchungshöhe : $h_0 = R - \sqrt{R^2 - b^2}$

Bild A-1: Berechnung der zentralen Stauchungshöhe aus einer gemessenen Schmierfilmdickeverteilung

A.2 Phasendiagramme für FVA-Referenzöl Nr. 4 nach Ohno et al.

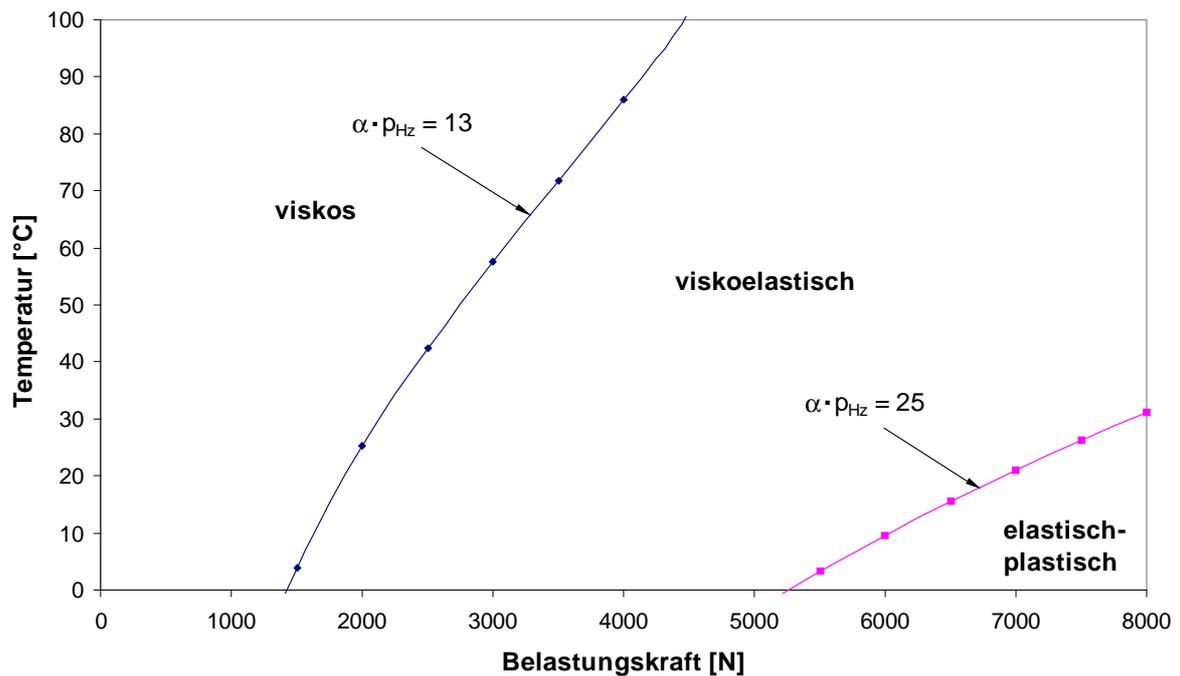


Bild A-2: Phasendiagramm des FVA-Referenzöls Nr. 4 für einen Al_2O_3 - 100Cr6 - Linienkontakt nach Ohno et al. [41]

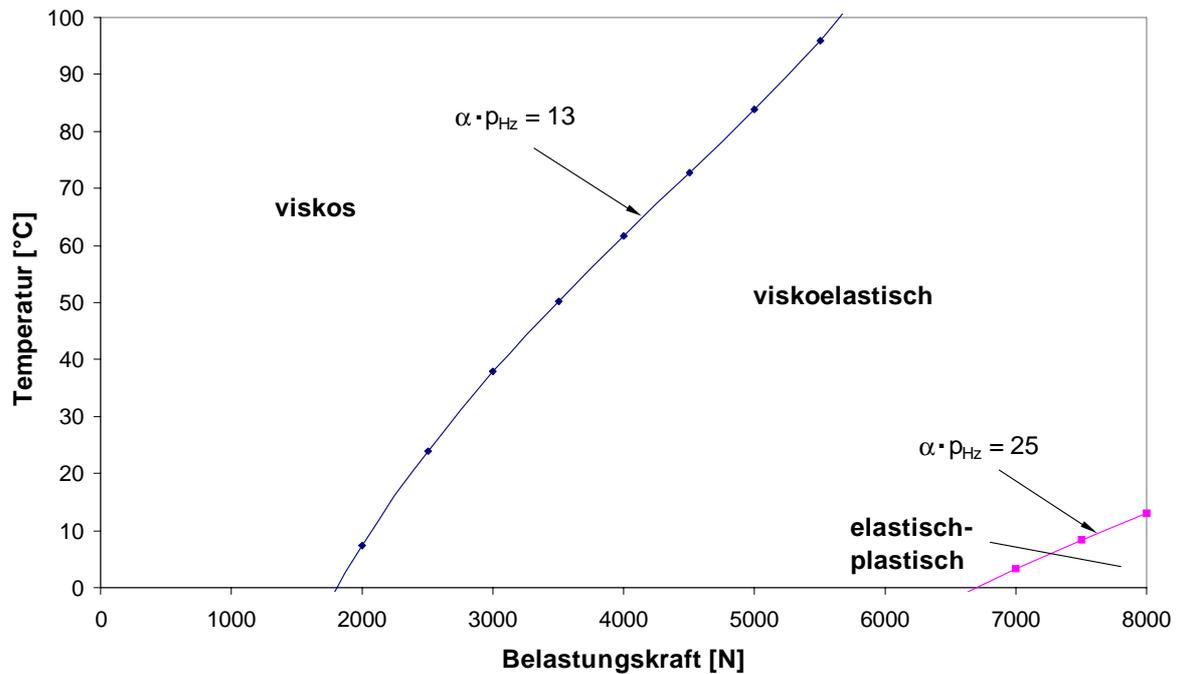


Bild A-3: Phasendiagramm des FVA-Referenzöls Nr. 4 für einen $ZrO_2 - 100Cr6$ - Linienkontakt nach Ohno et al. [41]

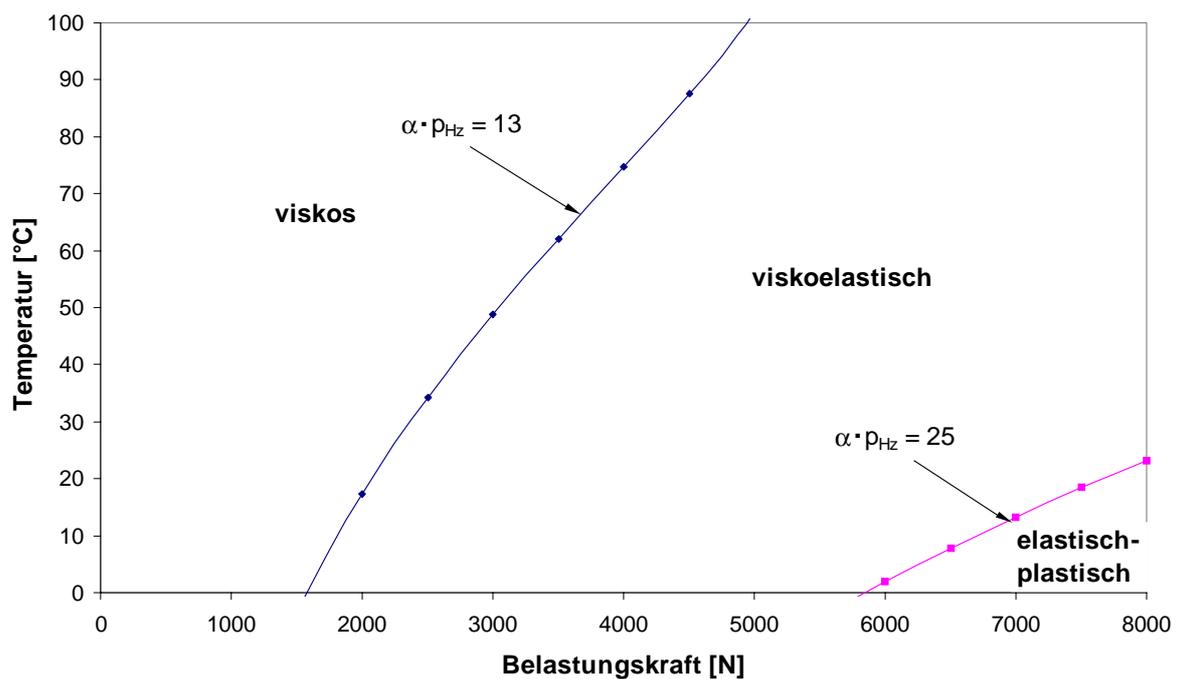


Bild A-4: Phasendiagramm des FVA-Referenzöls Nr. 4 für einen $Si_3N_4 - 100Cr6$ - Linienkontakt nach Ohno et al. [41]

A.3 Federsteifigkeit des Stauchungsstabes zur Berechnung des Verformungsmomentes

Hooke'sches Gesetz

$$\sigma = E \cdot \varepsilon$$

bzw.

$$\frac{F}{A} = E \cdot \frac{s}{l}$$

Für den Stauchungsstab gilt:

$$F_E = C \cdot s$$

Somit gilt für die Federsteifigkeit C:

$$C = E \cdot \frac{A}{l}$$

mit :

$$A = b \cdot \Delta x$$

b = Kontaktbreite (Scheibenbreite), Δx = Teilung

Es folgt:

$$C = E \cdot \frac{b \cdot \Delta x}{l}$$

Für unendlich lange Zylinder stellt sich nach **Föppl** [97] ein ebener Verformungszustand ein, d. h. der Kontakt kann 2-dimensional betrachtet werden. In diesem Fall treten in z-Richtung keine Änderungen auf, d. h. es gilt für die Ableitungen

$$\frac{d}{dz} = 0$$

In z-Richtung kann das System dann als unendlich ausgedehnt betrachtet werden und

somit die Ausdehnung des Kontrollraumes in z-Richtung frei gewählt werden. Wählt man für die z-Ausdehnung des Kontrollraumes b:

$$b = \frac{l}{\Delta x}$$

ergibt sich für die Federsteifigkeit des gedachten Stabes:

$$C = E \left[\frac{\text{N}}{\text{m}} \right]$$

A.4 Formelzeichen

p_{Hz}	[bar, N/m ²]	Hertz'sche Pressung
a_{Hz}	[mm]	Hertz'sche Abplattungsbreite
F	[N]	Belastungskraft
b	[mm]	Kontaktbreite
E	[GPa]	reduzierter Elastizitätsmodul
R	[m]	reduzierter Radius
E_i	[GPa]	Elastizitätsmodul
R_i	[m]	Radius
ν	[-]	Querkontraktionszahl
u	[m/s]	hydrodynamisch wirksame Geschwindigkeit
u_i	[m/s]	Oberflächengeschwindigkeit
ρ	[kg/m ³]	Dichte
η	[Pas]	dynamische Viskosität
p	[bar, N/m ²]	Druck
h	[μm]	Schmierfilmdicke
ν	[μm]	Oberflächenstauchung
c	[J/kgK]	Wärmekapazität
T	[°C, K]	Temperatur

λ	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
w	[N/m]	Kontaktbelastung bezogen auf Kontaktbreite
α	[bar ⁻¹ , m ² /N]	Viskositäts-Druck-Koeffizient
β	[1/°C, 1/K]	Viskositäts-Temperatur-Koeffizient
H	[-]	Schmierfilmdickeparameter
W	[-]	Lastparameter
U	[-]	Geschwindigkeitsparameter
G	[-]	Materialparameter
C_{th}	[-]	thermischer Korrekturfaktor nach Murch/Wilson
L_{th}	[-]	Faktor nach Murch/Wilson
τ	[N/m ²]	Schubspannung
G	[GPa]	Schubmodul
γ	[-]	Scherung
$\dot{\gamma}$	[1/s]	Schergeschwindigkeit
Λ	[s]	Relaxationszeit
D	[-]	Deborah-Zahl
t	[s]	Zeit
C_R	[-]	nicht-isothermer, nicht-Newton'scher Korrekturfaktor
σ	[N/m ²]	mechanische Spannung
K	[GPa]	Kompressionsmodul
φ	[-]	Longitudinaldehnung
κ	[-]	Kompressionsverhältnis nach Dowson/Higginson
n	[-]	Brechungsindex
M	[Nm]	Reibmoment
M_R	[Nm]	Rollreibmoment
F	[N]	Normalkraft
μ	[-]	Reibungskoeffizient
M_R	[Nm]	Rollreibmoment
ϕ	[mm]	Maß für die Kontaktabplattung
s	[m]	Stabstauchung
h_0	[µm]	zentrale Stauchungshöhe
α	[°]	Winkel

F_E	[N]	Stauchungskraft
F_W	[N]	Wirkkraft
F_P	[N]	Druckkraft
M_S	[Nm]	Stauchungsmoment
e	[mm]	Exzentrizität
β	[°]	Einschnürungswinkel
M_{res}	[Nm]	resultierendes Moment
M_V	[Nm]	Verformungsmoment
Δx	[mm]	Kontaktteilung
M_R	[Nm]	Verlustmoment
d	[m]	Durchmesser
f	[Hz]	Frequenz
n	[U/min]	Drehzahl
ζ_p	[bar/V]	Spannungs-Druck-Proportionalitätsfaktor
ζ_T	[°C/V]	Spannungs-Temperatur-Proportionalitätsfaktor
U_{Mess}	[V]	Spannungssignal
α_p	[1/bar]	Druckkoeffizient
α_T	[1/°C]	Temperaturkoeffizient
R	[Ω]	ohmscher Widerstand
β_{Tp}	[°C/bar]	Druckfehlerkoeffizient
β_{pT}	[bar/°C]	Temperaturfehlerkoeffizient
C	[pF]	Kapazität
ϵ_R	[-]	relative Dielektrizitätskonstante
γ_{ges}	[-]	Gesamtkörperreaktion
γ_I	[-]	sofortige Körperreaktion
γ_D	[-]	verzögerte Körperreaktion
γ_G	[-]	Gleichgewichtskörperreaktion
z	[-]	Relaxationswichtungsfaktor
k_I	[GPa]	sofortiger Kompressionsmodul
k_D	[GPa]	verzögerter Kompressionsmodul
Δl	[mm]	Längenänderung eines Volumenelement
ΔV	[m ³]	Volumenänderung eines Volumenelement

A	[mm ²]	Fläche
C	[N/m]	Federsteifigkeit des Stauchungsstabes

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Olaf Dauber
Geburtsdatum: 30. September 1968
Geburtsort: Mannheim / Neckarau
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Bildungsgang

1974 - 1978 Grundschule in Wahlschied

1978 - 1979 Grund- und Hauptschule in Holz

1979 - 1988 Staatliches Illtalgymnasium in Illingen/Saar,
Abiturprüfung am 11. Juni 1988

1988 - 1989 Wehrdienst bei 2. Fallschirmjägerbatallion 261 in Lebach /Saar

1889 - 1996 Studium des Allgemeinen Maschinenbaus, Universität Karlsruhe (TH),
Hauptdiplomprüfung am 23. Januar 1996

1996 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Materialforschung I,
Forschungszentrum Karlsruhe

1997 - 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Maschinenkonstruktions-
lehre und Kraftfahrzeugbau, Universität Karlsruhe (TH)
Promotionsprüfung am 10. Juli 2001

