

Kontinuumsmechanische Methoden zur tribologischen Charakterisierung von Reibflächen in Kugelgelenken

Alfons Noe¹ and Steffen Tinkloh¹

¹Labor für Technische Mechanik und Simulation, Fachbereich Maschinenbau-Automatisierungstechnik, Fachhochschule Südwestfalen, Lübecker Ring 2, 59494 Soest, Deutschland

Kugelgelenke sind Grundelemente für die kinematische Beweglichkeit und Kraftübertragung von Automobilfahrwerken, die aus einem polierten Kugelzapfen mit Rauigkeiten im Mikrometerbereich bestehen, der von einer dünnwandigen, mit Schmiernuten versehenen Kunststoffschale umfasst ist. Als Funktionsanforderungen werden definierte Reibmomente und die Vermeidung von Verschleiß durch plastische Deformationen und Abrieb definiert. Um unwirtschaftlich lange Versuchsreihen zu reduzieren, wurden mikroskopische strömungs- und festkörpermechanische Modelle für die Finite Elemente Methode (FEM) entwickelt und Simulationen durchgeführt, die wesentliche Merkmale für die tribologische Bauteilcharakterisierung aufzeigen.

1 Hintergrund und Zielsetzung

Kugelgelenke in Fahrwerken übertragen kombiniert statische und transiente Straßenkräfte auf die Karosserie und stellen zudem die Beweglichkeit für das Lenken und Einfedern durch Gleitbewegungen im Gelenk her. Es besteht aus einer polierten Kugel mit Führungszapfen, der von einer dünnwandigen, mit Schmiernuten versehenen Kunststoffschale umfasst ist. Diese Kugelschale ist in ein Gehäuse mit nicht vernachlässigbarer Nachgiebigkeit montiert. Die Kontakt- und Gleitreibungsfläche zwischen Zapfen und Schale ist mit hoch-viskosem Fett gefüllt. Die Abbildung 1 (links) zeigt ein Kugelgelenk, ergänzt um eine Querkraft und eine Kippbewegung. In der Regel wirken zusätzlich Längskräfte und Drehungen [1, 2].

Als Funktionsanforderungen werden Reibmomente und die Vermeidung von Verschleiß durch plastische Deformationen und Abrieb definiert.

Hierfür wird in der Automobilindustrie traditionell ein kraftgesteuerter Versuch eingesetzt, Abbildung 1 (rechts), aus dessen Kraft-Weg-Kurve die geforderte Steifigkeit sowie die Zunahme des Spiels zwischen Gelenkgehäuse durch plastische Deformationen oder Abrieb entnommen werden. Die Versuchsführung erfolgt bei transienten Kipp- und Drehbewegungen sowie mit harmonischen Kraftfunktionen. Zudem werden Reibmomente als Funktionskennwerte, etwa für das Lenken, gemessen. Dieser makroskopische Versuch vermittelt allerdings nur summarisch und überwiegend qualitativ den Bezug zur für die Funktion und den Verschleiß ursächlichen Kugelschale-Stahlkugel-Grenzfläche, deren Längendimensionen durch Schmierspaltlücken und Kontaktdruckbereiche bis hin zur Mikrometerskala reichen. Die Abbildung 2 stellt die mikroskopischen Verhältnisse der Kugelschale Grenzfläche dar [2].

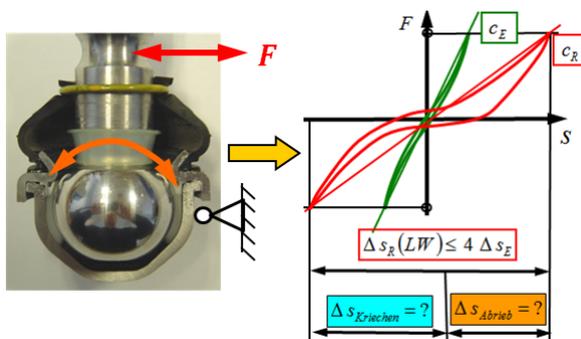


Abb. 1: Funktions- und Verschleißversuch

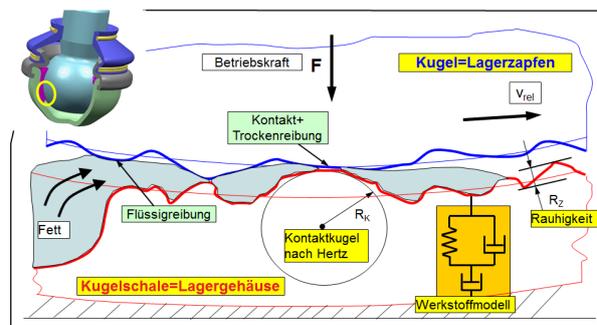


Abb. 2: Kontakt- und Reibungsgrenzfläche zwischen Kugel und Schale auf mikroskopischer Skala.

Die Grenzflächentopographie bestimmt zum einen lokale Festkörperkontakt drücke, die möglichst keine plastischen, durch die Kriechneigung der Kugelschale aus Kunststoff zeitlich zunehmenden Deformationen bewirken sollen. Zum zweiten ist anzunehmen, dass aus Gradienten der Topographien von Kugel und Schale, von der relativen Gleitposition abhängige Reibungswiderstände und damit Reibkoeffizienten erklärt werden können, weil lokale schiefe Ebenen überwunden werden müssen [3, 4]. Weiterhin kann die gewünschte Benetzung der Schmierfläche mit hochviskosem Schmierfett durch Kontakt druckfelder unterbrochen werden, dem exponentiell-wachsender Partikelabrieb nachfolgt [5–7]. Diese nicht ganz vermeidbare Abriebproblematik versuchen Gelenk konstruktoren seit je her durch geeignet angeordnete Schmiernuten mit optimierten Querschnitten zu lösen.

Der genaue Mechanismus für den Transport von Partikeln in die Nuten und die Versorgung mit Frischfett aus den Nuten war allerdings kaum bekannt und ist Gegenstand dieser Untersuchung. Dazu wurden strömungsmechanische Modelle auf der Basis von Reynolds-Gleichungen und Erweiterungen von [4, 8–10] entwickelt, um für parametrisierte Schmiernutgeometrien Simulationen durchzuführen. Zudem wurde mit realitätsnahen Ersatztopographien und Festkörpermechanikmodellen für Finite Elemente Analysen der Zusammenhang von Reibwert und Topographie für elastisch und plastisch deformierte Konturen systematisch untersucht. Durch diese tribologischen Simulationen auf der Skala der Kontinuumsmechanik (μm bis mm) soll die Anzahl der wirtschaftlich in der Automobilindustrie mit ihren kurzen Zykluszeiten kaum noch vertretbaren Versuchsdauern reduziert werden. Existierende Simulationssoftware auf der Basis von MATLAB-Simulink [11, 12], die empirische Verschleißgesetzte nutzt, kann so für Anwendungen verbessert werden.

2 Fettströmung und -transport in Nut und Schmierpalt

Für das Verständnis des Schmiermechanismus im topographisch rauen Schmierpalt und den Beitrag der konstruktiv beeinflussbaren Nutengeometrie lassen sich die Reynolds-Gleichungen für Spaltströmungen einsetzen. Die Rauheiten im Schmierpalt liegen bei $1\ \mu\text{m}$ - $5\ \mu\text{m}$, verglichen mit Nutabständen und damit Spaltlängen von $10\ \text{mm}$ - $25\ \text{mm}$. Wegen der hohen Fettviskosität und der kleinen Gleitgeschwindigkeiten unter $20\ \text{mm/s}$ kommt kein hydrodynamischer Auftrieb zustande, wie in Gleitlagern. Da der Kontakt zwischen Flächen aus mikroskopischer Sicht bei weitgehend elastischen

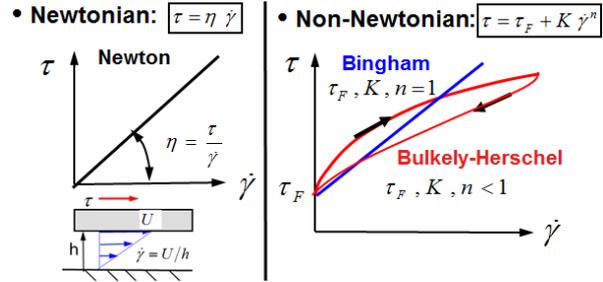


Abb. 3: Verwendete Materialgesetze für Fette.

Deformationen tatsächlich nur in der Größenordnung 10% von der makroskopisch überdeckten Fläche liegt [3, 4], wird der Einfluss auf Strömungen ignoriert. Die kleinen Reynoldszahlen sichern quasistatische Analysen ab. Es wurden stationäre Strömungen einer glatten Platte über parametrisch variierte Nuten und Nutprofilen simuliert. Die glatte Platte beinhaltet die Vereinfachung, dass in der Realität beide Schmierpalt oberflächen rau sind und so das Spaltprofil eine zeitabhängige Funktion ist, deren Zeitvariabilität zur Gleitgeschwindigkeit proportional ist. Da das Fertigungsverfahren der Kugel wesentlich umlaufende Welligkeiten erzeugt, sind ebene Modelle gerechtfertigt. Elastizitäten der Kontaktpartner, insbesondere die des weichen Schalenkunststoffs sind unbeachtet geblieben.

Als Materialgesetz für das Fett wurde primär linear newtonsches Verhalten $\tau = \eta \dot{\gamma}$ verwendet. Da Fette typisch Losbrech-Schubspannungen zeigen und degressiv von der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ abhängen, sollte das nicht-newtonsche Bulkely-Herschel Gesetz für den Sonderfall des Bingham-Gesetzes verwendet werden. Die Abbildung 3 zeigt die Konstitutivgesetze.

Ausgewählte Simulationsresultate zum Fettfluss sind in den Abbildungen 4 und 5 für eine Nutkontur und einen topographisch irregulären Spalt dargestellt.

Bemerkenswert sind die unteren Bahnlinienfelder, die jeweils eine laminare Strömung in Plattennähe von Wirbelströmungen abgrenzt. Im Schmierpalt erzeugt der kleinere Hügel sogar eine zweite Wirbeltrennung.

Wesentlich für die Funktion der Schmiernuten ist, dass quer zu Stromlinien kein Stofftransport stattfindet, so dass gemäß diesem Strömungsmodell Abtrieb im Schmierpalt gar nicht in die Nut gefördert wird bzw. Frischfett nicht aus der Nut ausfließt. Im engeren rauen Schmierpalt gilt das Gleiche. Zur Überprüfung dieses Befunds sowie für die realistischere Einbeziehung der Haftspannung τ_F im Fett wurden in transienten Strömungssimulationen, einer Platte über ein Sinusprofil, ohne Trägheitsterme, Partikelbahnen eines realistischeren Bingham-Fluids berechnet und de-

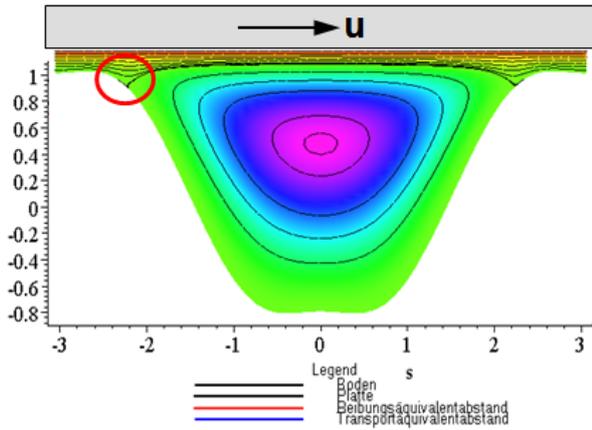


Abb. 4: Bahnlinienfeld für Nutkontur

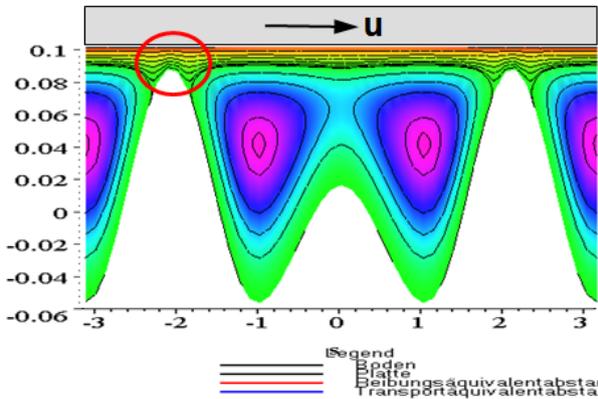


Abb. 5: Bahnlinienfeld für rauhen Schmierspalt

nen eines Newtonschen Fluid gegenübergestellt. Reynoldszahlen von Fett sind sehr klein. Abbildung 6 bestätigt beim Newtonschen Fluid die vorherige laminar-wirbelstruktur, während beim Bingham-Fluid die gewählte Haftspannung das Fett bis zur Profilhöhe ruhen lässt.

Für die experimentelle Überprüfung der separierten Strömungsgebiete wurden die Gleitreibungsversuche in Abbildung 7 durchgeführt. Nuten in Proben wurden mit weißem Fett vorgefüllt, während im Bereich des Schmierspalt blau gefärbtes Fett aufgetragen wurde. Nach einigen Tausend Gleitzyklen wurde nur eine sehr geringe Durchmischung ermittelt. Zusätzliches Granulat im Spaltfett wurde nur geringfügig in die Nut transportiert. Ursachen der kleinen Transportmengen bleiben zu klären [2]. Überlagerte Anpressdrücke sind eine mögliche Ursache und treten durch hohe Kontaktdrücke in der Kugel-Schale-Grenzfläche auf. Die Herausförderung von Fett erklärt das nicht.

Die Fetttransporte durch reale Spalttopographien im Vergleich zu Spaltströmungen bei Gleitbewegungen lassen sich mit Scherflussfaktoren Φ_S

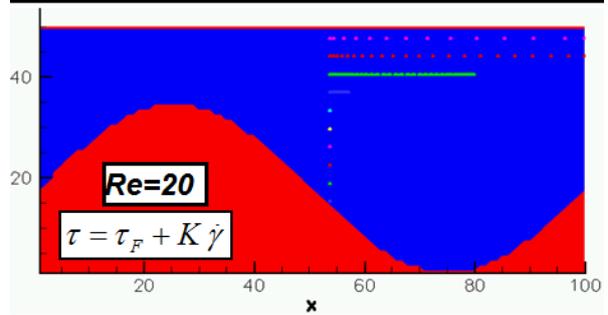
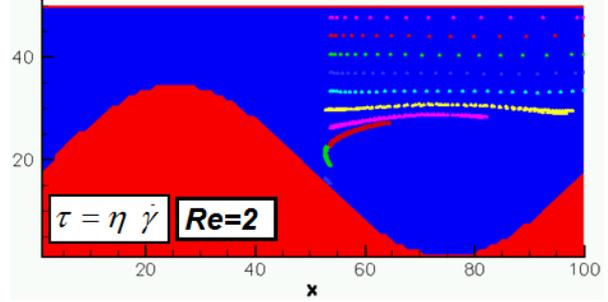


Abb. 6: Partikel-Bahnlinien transienter Plattenströmungen bei kleinen Reynoldszahlen (ohne Masseträgheiten) für ein Newtonsches Fluid versus Bingham-Fluid mit Haftspannung

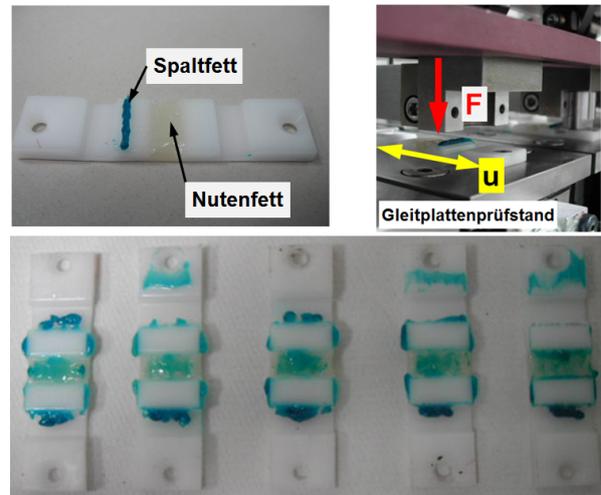


Abb. 7: Gleitreibungsversuche zur ausbleibenden Mischung von Spalt- und Nutströmung für verschiedene Nutkonturen

bewerten [8]. Sie sind Parameter von Reynoldsgleichungen, die für raue Spalte bei Plattenströmungen angepasst sind, vgl. Abbildung 8.

Als numerisches Lösungsverfahren diente die diskrete Lattice-Boltzmann-Methode [8, 10]. Da ein steigender Plattenabstand h von der rauhen Kontur, erfasst durch die Profil-Standardabweichung σ , der Einfluss der Rauigkeit immer kleiner wird, geht die Abweichung des Volumenstroms für große (h/σ)

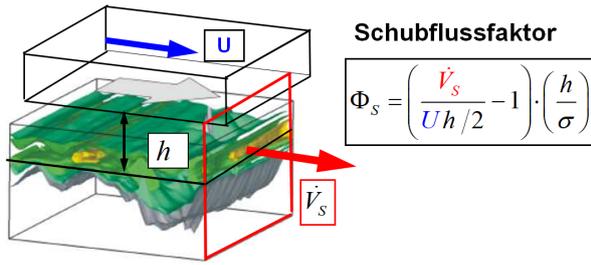


Abb. 8: Definition des Schubflussfaktors

gegen Null. Stoppt der Volumenstrom einer Platte nahe der rauen Topographie, strebt Φ_s gegen -1 .

Die Schubflusskurven in Abbildung 9 wurden aus Simulationen für einen repräsentativen Streifen der durch Drehen bearbeiteten und zusätzlich polierten Stahlkugeloberfläche eines Gelenks berechnet. Die 3D-Darstellung lässt das wellige Profil als Folge des Drehprozesses erkennen, dessen Vorschub bzw. Wellenlänge ca. $200 \mu\text{m}$ beträgt. Die Amplitude ist etwa $1 \mu\text{m}$ hoch. Die Topographien wurden mit einem konfokalen Weißlichtmikroskop gemessen. Die Simulationen wurden längs bzw. quer zum Nutenprofil durchgeführt. Diese beiden Führungen der Platte in den Simulationen entsprechen im Gelenk der Dreh- bzw. Schwenk(=Kipp)bewegung der Zapfenachse [1].

Erwartungsgemäß ermöglichen Strömungen längs durch die Täler mehr Fettransport als quer dazu über die Nutenhügel, und die Schubflusskurve fällt bei der Längsbewegung viel stärker ab. Offenbar lassen die Mikrorauigkeiten aber noch Restvolumenströme zu, da der Scherflussfaktor nicht auf null abfällt. Die hohen Kontaktdrücke aus statischen Fahrwerkslasten führen auf Quetschströmungen, deren Volumenstrom ebenso von der Topographie beeinflusst wird und mit analogen Druckflussfaktoren erfasst werden können.

3 Coulombsche Festkörperreibung und Kontaktflächentopographie

Die Funktion eines Kugelgelenks wird wesentlich durch Kipp- und Drehbewegungen mit einem definierten Reibmoment spezifiziert, das auf Coulombsche Reibung mit der Gleitreibzahl μ zurückgeführt werden kann. Mikroskopisch entsteht der Reibwiderstand, weil die topographischen Unebenheiten lokal als schiefe Ebenen überwunden werden müssen. Damit sind Oberflächengradienten letztlich das charakterisierende Merkmal [4]. Durch die spanende Bearbeitung des Kugelgelenks entsteht eine umlaufende Kontur, dessen Profil einer eindimensionalen Funktion $f(x)$ folgt. Das

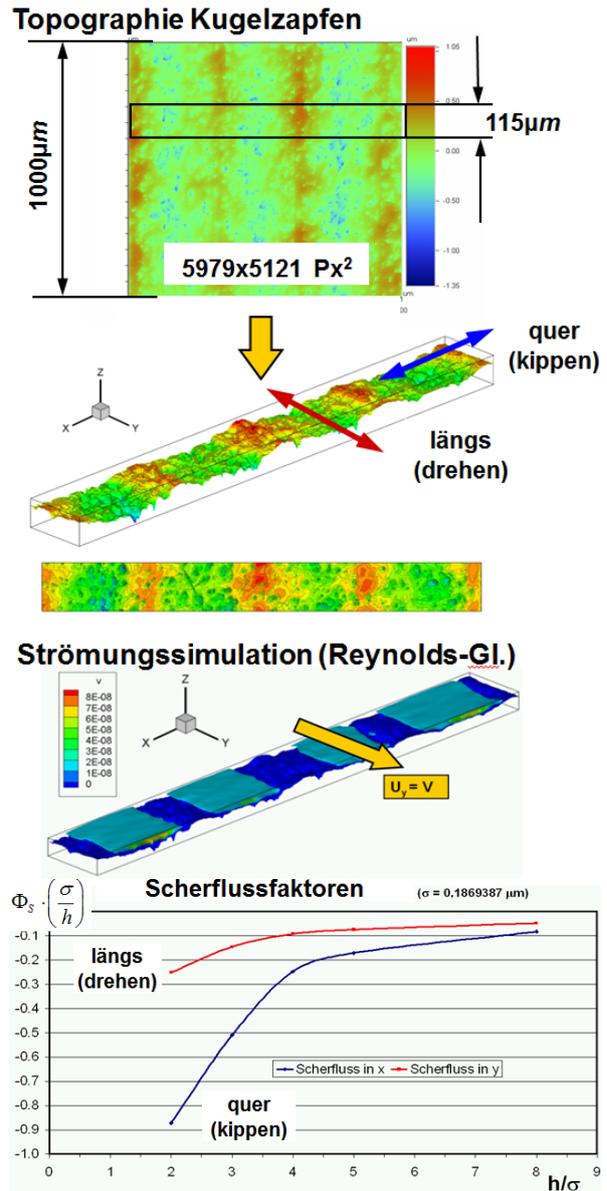


Abb. 9: Berechnete Scherflussfaktoren von Plattenströmungen längs und quer über ein vermessenes, durch die Fertigungsverfahren Drehen und Polieren hergestelltes Topographiesegment eines Kugelzapfens als Funktion des auf die Profilstandardabweichung normierten Plattabstands.

Kugel-Schale Grenzflächendetail in Abbildung 10 zeigt einen mit der konfokalen Weißlichtmikroskopie gemessenen Kugeloberflächenausschnitt, in dem der Vorschub des Drehmeißels als Wellenlänge λ zu erkennen ist. Bleiben Fettschmierung und mikroskopische Verschweißungen unbeachtet, erzeugt eine raue Schalentopographie bei Gleitbewegungen quer zum Profil mikroskopische Widerstandskräfte, weil die Unebenheiten überwunden werden müssen. Makroskopisch summiert resultiert eine von der Relativbewegung x abhängige

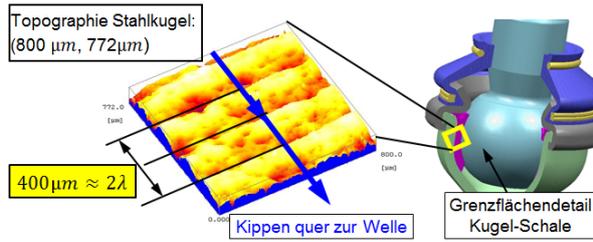


Abb. 10: Topographiedetail der Stahlkugel mit Strukturierung durch Drehen, Wellenlänge $\lambda = 200 \mu\text{m}$.

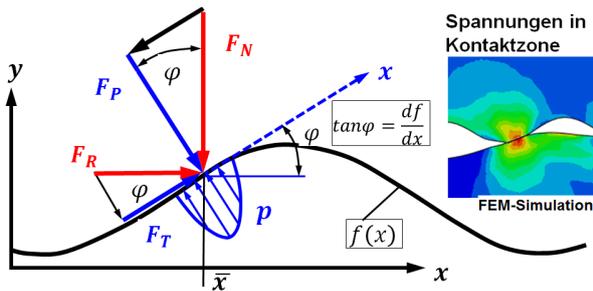


Abb. 11: Überwindung der Profilsteigungsfunktion $f'(\bar{x})$ als mikroskopische Ursache Coulombscher Reibung: $\mu = f'$.

Reibkraft und somit Reibzahl $\mu(x) = F_R/F_N$ des Coulombschen Gesetzes.

Die Abbildung 11 zeigt eine Kontaktstelle \bar{x} auf dem Profil $f(x)$, an dem die Tangentialkraft F_T , senkrecht zur Druckkraft F_P , den Gegenkörper in Richtung der lokalen Profilsteigung $f'(\bar{x})$ nach oben schiebt.

Das Kräftegleichgewicht im lokal mitgeführten Tangential-Koordinatensystem liefert $F_T/F_P = f'(\bar{x})$. Die Reibung wird im makroskopischen (x, y) -Koordinatensystem als $\mu(\bar{x}) = F_R/F_N$ festgestellt. Aus der Ähnlichkeit der Kraftdreiecke folgt $F_R/F_N = F_T/F_P$. Somit ist der Reibkoeffizient $\mu = \mu(\bar{x}) = f'(\bar{x})$ eine ortsvariable, von den Topographien beider Kontaktpartner abhängige Größe ($\bar{x} : f'_O = f'_U, f_O = f_U$).

Für den einfachen Modellfall zweier gegeneinander bewegter sinusförmigen Oberflächenprofilen gleicher Amplitude und Wellenlänge berechnet sich nur ein Kontaktpunkt, so dass in $\mu(\bar{x} = F_R(\bar{x})/F_N = f'(\bar{x})$ gilt und $\mu(\bar{x})$ alternativ aus $F_R(\bar{x})$ oder $f'(\bar{x})$ resultiert. Dieser Kontakt- und Reibungsfall wurde in ein FEM-Modell implementiert, um die Tauglichkeit für Reibungssimulationen quantitativ zu überprüfen. Das Körperpaar des Modells hat eine vernachlässigbare Durchbiegung. In der Simulation wurde der obere Körper weggesteuert um die halbe Wellenlänge $\lambda/2$ nach rechts hin und wieder zurück an den Anfang gefahren. Beide Kontaktkörper sind

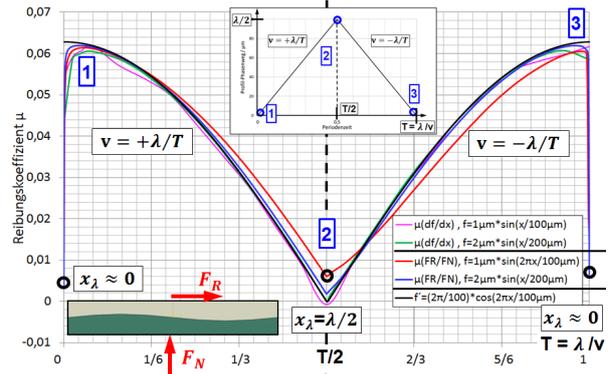


Abb. 12: Berechnete Reibzahlen $\mu(x)$ des FEM-Modells bei einer wegsteuerten Hin- und Herbewegung bis zur halben Wellenlänge der Oberflächenprofile $f(x) = A \sin(2\pi x/\lambda)$ für die Parameter $\{A, \lambda\} = \{(1, 100) \mu\text{m}, (2, 200) \mu\text{m}\}$.

$L = \lambda$ lang. Am Anfang und Ende liegen beide Profile spaltfrei ineinander. Bei der Hälfte der Verschiebung berühren sich die Wellenberge bei $(\lambda/4, 5\lambda/4)$. Die Amplitude und die Wellenlänge $\{A, \lambda\} = \{(1, 100) \mu\text{m}, (2, 200) \mu\text{m}\}$ sind angelehnt an die sehr glatte Gelenkreibfläche gewählt worden. In den Simulationen folgen die Steigungen $f'(x) = 2\pi(A/\lambda) \cos(2\pi x/\lambda)$ der Kosinusfunktion im Intervall $f'(x) \in \{0, 2\pi A/\lambda\} = \{0, 2\pi/100\}$, und sind wegen $\mu(x) = f'(x)$ die Reibzahlfunktion.

Berechnete Reibzahlen aus FEM-Simulationen zeigt die Abbildung 12. Der prognostizierte Kosinusverlauf wird in guter Näherung für beide $\{A, \lambda\}$ -Paare erreicht.

Die Reibzahl wurde zum einen am berechneten rechten Kontaktpunkt aus $\mu(\bar{x}) = f'(\bar{x})$ ermittelt, dessen Lage bei der halben Profilverschiebung liegt. Bei der Verschiebung $\lambda/2$ wird $\mu = f'(\bar{x} = \lambda/4) = 0$ mit sehr guter Näherung erreicht, wobei das größere Profil genauer ist. Am Anfang und Ende werden die Maxima $f'_{\text{max}} = 2\pi/100 = 0,0628$ nicht ganz erreicht, sie liegen an den Kontaktstellen $\bar{x} = (1, 23)\lambda/24$. Die Profilverschiebung $\lambda/2$ entspricht dem Phasenwinkel 180° und der Kontaktstelle bei 90° . Somit bedeutet $\bar{x} = \lambda/24$ den Winkelfehler 15° statt dem Winkel 0° . Neben dem Diskretisierungseinfluss von CAD-Modell und FEM-Vernetzung bewirken die Elastizitäten der dann rein geometrisch vollständig eingebetteten, sehr flachen Oberflächenprofile der Kontaktkörper die Verschiebung des Kontaktpunktes. Die Konformität erschwert zudem dem verwendeten üblichen surface-to-surface-FEM-Kontaktalgorithmus im Penaltymodus die Lokalisierung eines Punktkontaktes [13–15].

Die Reibzahl μ wurde alternativ aus der horizontalen Kraft F_R ermittelt, die zur Aufrechterhal-

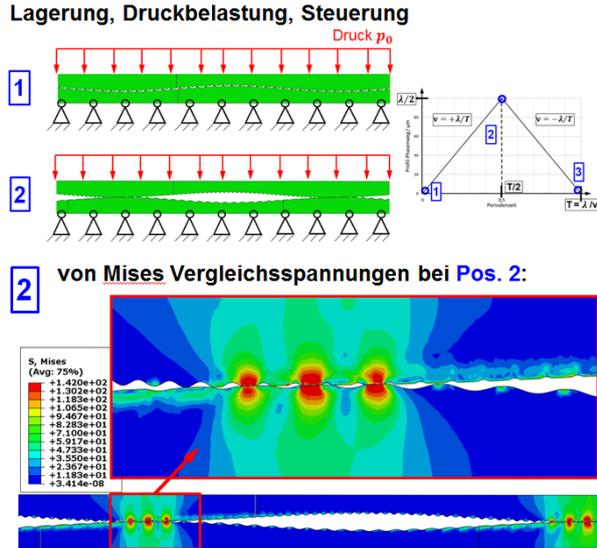


Abb. 13: Bewegungsgeführte Hin- und Herbewegung mit Reibung und Kontakt von Sinusprofilen mit überlagerten lang- und kurzwelligen Anteilen mit großen und kleinen Amplituden $f_{\text{oben}}(x) = A_1 \sin(2\pi x/\lambda_1) + A_2 \sin(2\pi x/\lambda_2)$ und $f_{\text{unten}}(x) = A_1 \sin(2\pi x/\lambda_1) + A_2 \sin(2\pi x/2\lambda_2)$, mit $\{(A_1, \lambda_1), (A_2, \lambda_2)\} = \{(2, 200) \mu\text{m}, (0, 4, 4) \mu\text{m}\}$, für die Feinstrukturanalyse. Spannungsverteilungen aus der FEM mit Plastifizierung und bleibenden Verformungen in Form von Abplattungen der Reibfläche sowie Eigenspannungen.

tung der verschiebungsgesteuerten Simulation erforderlich ist. Da der Kontaktalgorithmus für jede Profilverschiebung immer genau zwei Kontaktpositionen \bar{x} berechnet, ist die Reaktionskraft aus der FEM die Reibkraft vom linken und rechten Kontakt $F_R = F_R(\bar{x}_L) + F_R(\bar{x}_R)$. Mit der vertikalen Reaktionskraft F_N folgt $\mu(\bar{x}) = F_R/F_N$. Die Abbildung 12 belegt, dass der Kosinusverlauf ebenfalls nachgebildet wird, allerdings insbesondere beim flachen Profil ungenauer als beim Zugriff auf die Profilsteigung der sinusförmigen Topographien. Hier macht der Bewegungsumkehrpunkt bei $\lambda/2$ bzw. $T/2$ die Approximation des Kontaktalgorithmus bemerkbar.

Dem Drehprofil der Topographie in Abbildung 10 ist eine feinere Struktur überlagert, deren Beitrag zu Kontakt und Reibung modellhaft analysiert wird. Den zuvor gleichen Sinusprofilen der sonst identischer Kontaktkörper werden Sinusfunktionen mit kleineren Amplituden und Wellenlängen überlagert.

$$\begin{aligned} f_{\text{oben}} &= A_1 \sin(2\pi x/\lambda_1) + A_2 \sin(2\pi x/\lambda_2) \\ f_{\text{unten}} &= A_1 \sin(2\pi x/\lambda_1) + A_2 \sin(2\pi x/2\lambda_2) \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} A_1 &= 2 \mu\text{m} & A_2 &= 0,4 \mu\text{m} = A_1/5 \\ \lambda_1 &= 200 \mu\text{m} & \lambda_2 &= 4 \mu\text{m} = \lambda_1/50 \end{aligned}$$

Die FEM-Simulation mit der weggesteuerten Hin- und Herbewegung bis zur halbe Wellenlänge $\lambda_1/2$ wurden wiederholt. Die Abbildung 13 zeigt die Anordnung und visualisiert, dass nun eine sehr große Anzahl von Kontakten vorliegt, die durch die kleinste Wellenlänge bestimmt sind, und vom Kontaktalgorithmus der FEM-Software Abaqus [13] auch bereitgestellt werden, womit die lokal gleichen Steigungen $f'_k = f'(\bar{x}_k)$ und Funktionswerte der Profildfunktionen verfügbar sind.

Da die Aufteilung der Gesamt-Normalkraft F_N auf die Kontaktstellen für jede Kontaktsituation neu berechnet werden muss, ist ein aufwendiger Algorithmus zur Ermittlung Gleitflächenreibungszahl aus der Formel

$$\mu = \frac{F_R}{F_N} = \sum_{k=1}^N \frac{F_{R,k}}{F_N} = \sum_{k=1}^N \frac{\mu_k F_{N,k}}{F_N} \quad (1)$$

$$= \sum_{k=1}^N f'(\bar{x}_k) \frac{F_{N,k}(\bar{x}_k)}{F_N} \quad (2)$$

erforderlich, der in dieser Arbeit nicht explizit verfolgt wurde. Die nahe der Bewegungsumkehr dargestellten ungleichen Spannungsfelder benachbarter Kontakte sind primär proportional zur lokal ungleichen Kontakt-Normalkraft $F_{N,k}$. Zudem belegen die Spannungsbilder in Abb. 13, dass Kontaktflächen eingeebnet werden, weil infolge des Kontaktes an den Feinstrukturen mit der kürzesten Wellenlänge die beiden lokalen Oberflächenkrümmungskreise $R_{O,U}(\bar{x}_k)$ so klein sind, dass aus $F_{N,k}$ Kontaktdrücke über der Steckgrenze der beiden Al-Kontaktkörper entstehen, die plastische Deformationen mit Abplattungen hervorrufen. Nach der Hertzschen Theorie sind Kontaktspannungen für Zylinder proportional zu $1/\sqrt{R(\bar{x}_k)}$, wobei R der effektive Radius $R^{-1} = R_O^{-1} + R_U^{-1} = f''_O + f''_U$ ist. Bei Beschränkung auf die dominanten Glieder ist der Kontaktdruck proportional zu $2\pi\sqrt{A_2 \sin(2\pi \bar{x}/\lambda_2)}/\lambda_2$, so dass er verglichen mit der Grundwelle (A_1, λ_1) um eine Größenordnung zunimmt. Wesentlich erzeugen Plastifizierungen die Abplattungen in der Reibfläche.

Die Hin-Bewegung bis $\lambda_1/2$ im linken Intervall von Abb. 14 enthält 25 oszillierend abklingende Wellen. Da $(\lambda_1/\lambda_2) = 50$ ist, implizieren die Schwingungen, dass die kurzen Oberflächenwellen im Kontakt stehen und zu überwinden sind. Die Spannungsbilder für ausgewählte Positionen beweisen das in Abb. 15. Ein zweites Argument ist die maximale Reibzahl $\mu \approx \pi/10$ am Anfang, die aus dem dominanten Kontakt bei ca.

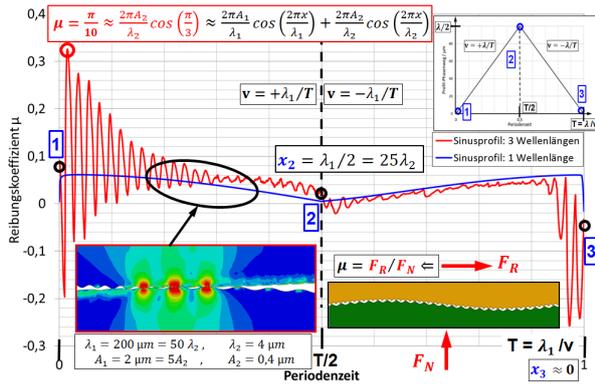


Abb. 14: Reibungszahlen als Funktion der geführten Hin- und Her-Bewegung: Einfluss feinstrukturierter Sinusprofile und ausgeprägter Einlaufcharakteristik durch Plastifizierung

60° der kurzen Wellen abgeschätzt werden kann. Bis zum Ende der Hin-Bewegung bleiben zwar die kurzen Perioden erhalten, es verschwinden jedoch die Amplituden fast vollständig, weil sich infolge des vorgegebenen Drucks $p_N = 10 \text{ MPa}$ weit entfernt von der Reibfläche ausgeprägte plastische Deformationen der beiden Aluminiumoberflächen mit plastischen Dehnungen von bis zu 70% ausgebildet haben. Sie platten die Feinstruktur fast vollständig ab, so dass effektiv nur eine Reibungskraft proportional zu den Steigungen der gleichgroß langwelligen Unebenheiten aufgebracht werden muss (siehe blaue Kurve). Bei Vergleichsrechnungen mit $p_N = 5 \text{ MPa}$ plastifiziert das Aluminium nur wenig und Abplattungen bleiben aus. Dann nimmt die Amplitude der Reibzahlfunktion $\mu(x)$ kaum ab, obwohl mit fortschreitender Hin-Bewegung bis zu $\lambda_1/2$ immer weniger geneigte Kontaktstellen als Reibwiderstände vorliegen und sich vordergründig die makroskopische Reibungszahl verringern sollte. Die vorgegebene Normalkraft F_N muss sich allerdings auf immer weniger Kontakte bei verteilen, so dass die lokale Normalkraft $F_{N,k}$ größer wird und aus fast konstanten $\mu(x)$ -Amplituden zu folgern ist, dass bei elastischem Materialverhalten der Kontaktoberflächen die Produkte $\mu_k F_{N,k} = f'(\bar{x}_k) \cdot F_{N,k}(\bar{x}_k)$ sich in guter erster Näherung nicht ändern.

Da die Flächen am Ende der Rückbewegung wieder nahezu konform aufeinanderliegen, erzeugen rechtsseitig verbliebende Hügel nochmals große oszillierende Reibkräfte. Sie haben aufgrund der Richtungsumkehr bei der Rückwärtsbewegung ein negatives Vorzeichen und erzeugen somit auch negative μ -Werte.

Aus der Sicht der Tribologie ist das Abplatten hier ein allein durch plastische Deformationen verursachter Einlaufvorgang, der einerseits den Reibwert stark reduziert hat, aber andererseits das

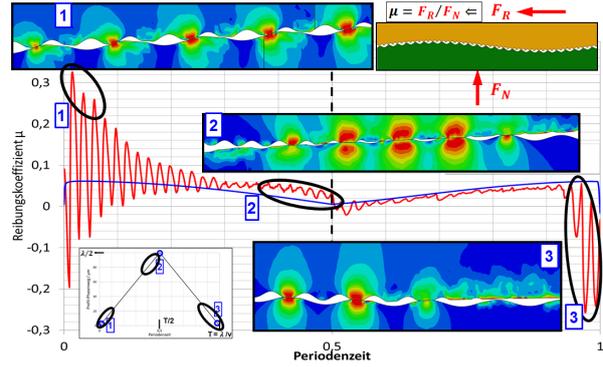


Abb. 15: Reibungszahlen als Funktion der geführten Hin- und Her-Bewegung: Ausbildung und Einfluss ausgeprägter Plastifizierungen im Kontaktbereich.

Spiel in einer Lagerung um die kleinen Amplituden relevant vergrößert hat. Besonders nachteilig sind aber die großen plastischen Verformungen, die zu Mikrorissen oder Ausbrüchen an Kontaktflächen führen würden. Dadurch wird die Reibfläche in der Regel sehr schnell zerstört und macht ein Kugelgelenk unbrauchbar.

In der Tribologie werden Charakteristika von Reibung und Abrieb verbreitet mit der geleisteten dissipativen Gesamtarbeit in der Reibfläche quantifiziert. An den untersuchten feinstrukturierten Reibflächen erzeugen die plastischen Deformationen bei der Gleitbewegung die Dissipationsarbeit, deren lokale Feldverteilung an der Grenzfläche mit den FEM-Resultaten exakt berechenbar ist, weil die Software aus den Tensoren der plastischen Dehnungen und Spannungen, die sowohl die plastische Arbeit pro Volumenelement ausgeben kann als auch die aufsummierte plastische Arbeit bereitstellt, die mit Messwerten aus Tribometerversuchen verglichen werden kann. Diese plastische Gesamtarbeit ist in der Abbildung 16 zusammen mit der Reibzahl dargestellt. Der anfangs starke Anstieg der Arbeitsfunktion bei der Hin-Bewegung korreliert mit der steil abfallenden Reibzahlkurve aufgrund der gebildeten Abplattungen. Da bei der Rück-Bewegung viel weniger Plastifizierungen hinzukommen und bestehende sich kaum noch vergrößern, wächst die dissipative plastische Verformungsarbeit nur noch langsam. Insgesamt zeigt die berechnete Kurve die Struktur von mit Tribometerversuchen gemessenen Abrieb-/Verschleißkurven. Da das Aussummieren der lokalen plastischen Arbeiten glättend wirkt, lassen sich berechnete Bezüge zu Mikrostrukturen oder schwankende Reibzahlen meistens nicht mehr identifizieren.

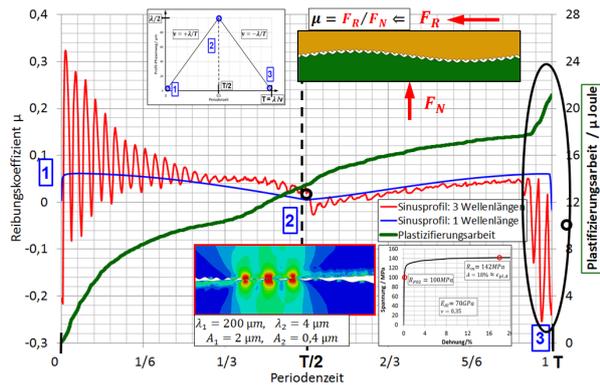


Abb. 16: Akkumulierte plastische Dissipationsarbeit bei Feinstrukturierung der Reibungsgrenzfläche bei Hin- und Her-Bewegung und Gegenüberstellung der Reibzahlfunktion.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Um die Entwicklung und Funktionsprüfung der tribologischen Eigenschaften von Kugelgelenken zukünftig immer mehr durch parametrisierte, quantifizierende und wirtschaftlich günstigere Simulationen anstatt mit Versuchen durchführen zu können, wurden bestimmende Eigenschaften der strukturierten Kontakt- und Reibungsgrenzfläche mit strömungsmechanischen und körpermechanischen 2D-Ersatzmodellen und Simulationen untersucht.

Hinsichtlich der Schmierung im Kugelgelenk durch Fettströmungen und den wichtigen Fetttransport ist festzustellen, dass es im dünnen, mikroskopisch nur mäßig rauen Schmierspalt zu einer Laminarströmung und Zirkulationsströmung ohne funktional geforderten Stoffaustausch kommen kann. Dieses Phänomen verstärkt sich in den vergleichsweise sehr tiefen Schmiernuten, die Abrieb wegfordern und Frischfett zuliefern sollen. Werden Haft-Schubspannungen im Fett berücksichtigt, kann es zum Erliegen jeder Fettbewegung kommen. Diese Aussagen beruhen auf Reynoldsgleichungen mit einigen Verfeinerungen und wurden in Versuchen bestätigt. Dennoch vorhandene Mikroströmungen mit Fetttransport sollten mit einer ergänzenden Modellierung von Quetschströmungen behandelt werden.

Beiträge von zweidimensionalen Oberflächentexturen auf Reibflächen zu der für die Fahrwerksfunktion zu spezifizierten Trockenreibungszahl sowie Beiträge zu plastischen Deformationen als wichtige Ursache für Verschleiß bis zum Funktionsausfall wurde an ebenen Modellkörperpaaren mit Oberflächenunebenheiten in Form einfacher bzw. überlagerter Sinusfunktionen modelliert und durch FEM-Simulationen analysiert. Die Ver-

formbarkeit von Kontaktflächen wurde in elastisch-plastischen Werkstoffgesetzen abgebildet. Die Coulombsche Gleitreibungszahl lässt sich direkt auf die lokale Steigung im meistens schmalen Kontaktbereich zurückführen. Im Fall gleicher Sinusprofile liefern sowohl die Steigung an der Kontaktstelle als auch die Reaktionskraft aus der FEM in sehr guter Näherung den theoretischen Kosinusverlauf. Bei Oberflächen mit jeweils einer Grundwelle und kurzwelliger Oberwelle ermöglicht die FEM-Reaktionskraft genaue Rückschlüsse auf den Beitrag der Feinstruktur zu einer dann oszillierenden Reibungszahl. Bestimmend für die Reibungszahl ist die kleinste Oberwelle, da sie die größten Steigungen aufweist und im Grenzfall im Wellenlängenabstand in Kontakt kommt. Die Plastifizierung, die invers proportional zur kleinsten Wellenlänge ist, korrespondiert mit dem Abflachen der Reibfunktion. Die Ausgabe der FEM-Felder für Verschiebungen, plastische Dehnungen und Spannungen visualisieren den Einfluss auf die Reibungszahl und identifizieren Verschleißorte lokal. Die akkumulierte Arbeit aus der plastischen Deformation als FEM-Resultat stimmt mit Charakteristika tribologischer Versuche gut überein, verwischt aber Detailsigenschaften. In fortführenden Analysen zur Kugelgelenkcharakterisierung sind Bauteilsteifigkeiten, komplexere Geometrien und Werkstoffgesetze prioritär vor dem Analysefokus anderer Autoren [4, 16, 17] auf Oberflächen mit kontinuierlichen Topographiespektren vorzuziehen. Für die übergreifende Mikro-Makro-Analyse ist die FEM besser geeignet als die Verfahren der letztgenannten Autoren, zum Preis von numerischem Mehraufwand.

Referenzen

- [1] B. Heißing, M. Ersoy, St. Gies, Fahrwerkhandbuch. Springer-Vieweg (2013)
- [2] A. Noe, ZF-Lemförder Fahrwerktechnik (2007)
- [3] K. L. Johnson, Cambridge University Press, Cambridge (1985)
- [4] V. L. Popov, Kontaktmechanik und Reibung, Springer (2010)
- [5] H. Czichos, K.-H. Habig, Tribologie-Handbuch. Vieweg (2003)
- [6] J. W. Kragelski, VEB Verlag Technik, Berlin (1971)
- [7] D. Epstein, L. M. Keer, Q. J. Wang, H. S. Cheng, Tribology Transactions, 46-4, 50-513 (2003)

- [8] N. Patir, H. S. Cheng, ASME Journal of Tribology, Bd. 100, 220-230 (1979)
- [9] M. Scholle, Tribology International, Bd. 40, 1004-1011 (2007)
- [10] H. Schwarze, G. Swoboda, G. Brenner, A. Al-Zoubi, M. Mukić, Tribologie- und Schmierungstechnik, Bd. 53-3, 10-16 (2006)
- [11] H. Haensel, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (2005)
- [12] J. Scholten, H. Haensel, *et al.*, Materials Testing, Bd. 52, 463-469 (2010)
- [13] ABAQUS: Manuals of FEM-software, version 6.14. Dassault Systems, (2014)
- [14] L. Nasdala, FEM-Formelsammlung Statik und Dynamik. Vieweg-Teubner (2010)
- [15] P. Wriggers, Computational Contact Mechanics, Springer (2006)
- [16] B. N. J. Persson, Sliding Friction - Physical Principles and Applications. Springer (2000)
- [17] Th. Geike, Dissertation, TU Berlin (2008)