

## Gleitlager mit “nichtschiebenden” Flüssigkeiten

### Journal bearings with “non-lubricating” liquids

**Franz Peters**

Ruhr-Universität Bochum, Institut für Thermo- u. Fluidodynamik, Gebäude IC Postf. 52, 44801 Bochum

Gleitlager, Wasserschmierung, Kavitation

Journal bearing, water lubrication, cavitation

### Zusammenfassung

Fett- oder ölgeschmierte Gleitlager von kleinen bis zu großen Durchmessern zählen zu den elementarsten Maschinenelementen. Die Schmierung mit Wasser oder ähnlich fluiden Substanzen ist kritisch, allerdings von großem Interesse, wenn die Schmierung vom Prozessmedium übernommen werden muss, wie z.B. in speziellen Pumpen. In dieser Arbeit zeigen wir experimentelle Ergebnisse mit Wasser und vergleichen diese mit einem analytischen Modell. In einem zweiten Teil zeigen wir wie die Druckverhältnisse im Gleitlagerspalt zu Kavitation führen können.

### Einleitung

Gleitlagerströmungen basieren auf einem schubspannungsgetriebenen Fluidfilm im Spalt zwischen Welle und Bohrung. Im Idealfall sind Trägheitskräfte vernachlässigbar; man spricht von schleichender Strömung kleiner Reynoldszahlen. Dann dominieren Reibungskräfte im Zusammenspiel mit Druckkräften. Die zugehörige Kennzahl ist die Sommerfeldzahl [1], die wir, etwas geändert, Lastzahl nennen.

In der Prozesstechnik hochreiner Medien (Wasser, Alkohole, Salzlösungen, Wasserstoffperoxid etc.) möchte man mit den Medien selbst schmieren, um den Prozess rein zu halten und von der Umgebung zu isolieren. Hier sind z.B. magnetgetriebene Pumpen mit Zahnrädern oder Propellern zu nennen. Die Dimensionen der eingesetzten Gleitlager sind relativ klein im Vergleich zu denen in Turbinen oder Motoren. Lagerdurchmesser von z.B. 10 mm oder kleiner sind nicht ungewöhnlich.

Die schmierenden Fluide sind sehr dünnflüssig im Vergleich zu Öl, das in den meisten anderen Lagern verwendet wird. Wasser und Öl sind Repräsentanten zweier großer Gruppen von Fluiden, die sich aus strömungsmechanischer Sicht in erster Linie durch ihre Viskosität unterscheiden. Die, allerdings, kann um Größenordnungen schwanken. Ein wassergeschmiertes Gleitlager kann trotz geringer Viskosität gut funktionieren, nimmt aber deutlich weniger Last auf als ein gleichgroßes, ölgeschmiertes. Wasser und andere dünnflüssige Fluide werden häufig als „nichtschiebend“ bezeichnet. Dies ist, so gesehen, nicht ganz zutreffend. Der Begriff trifft aber zu, wenn es um Notlaufeigenschaften, also die Tribologie des Kontaktes geht, oder wenn Effekte wie Ausgasung oder Kavitation hinzukommen.

Traditionell orientiert sich die Berechnung und Auslegung der Gleitlager an der zu kompensierenden Schwerkraft, z.B. Rolloff [2]. D.h. eine Achse des Koordinatensystems zeigt nach „unten“. Bei kleinen Lagern zeigt die zu tragende Kraft in eine durch Aufgabe und

Konstruktion bestimmte Richtung, die weniger oder gar nicht von der Schwerkraft abhängt. Wir wählen deshalb ein entsprechendes Koordinatensystem, in dem die x-Achse eine Symmetrieachse darstellt. (Zwei ineinander liegende Kreise haben immer eine solche Achse.) Im ersten Teil dieser Arbeit werden, in x-Richtung, die Druckkräfte auf die Welle verkürzt dargestellt. (Die ausführliche Darstellung findet sich in [3].) Sie sind negativ (gegen eine Last) und heben sich in y-Richtung auf. Die Schubspannungskräfte summieren sich in y-Richtung und verschwinden in x-Richtung. Diese beiden Kräfte müssen letztlich Kräfte (Lasten) nach Größe und Richtung kompensieren. Die Darstellung der Druck- und Kraftverläufe mündet in ein universelles Diagramm, das die normierte Exzentrizität gegen die Lastzahl darstellt (Abb.5). Im zweiten Teil stellen wir eine kleine Apparatur vor, mit der wir einen Satz von Messergebnissen mit Wasser gewonnen haben. Diese Ergebnisse werden direkt in dieses Diagramm eingetragen und interpretiert. Mit einer ähnlichen Apparatur visualisieren und begründen wir Kavitation.

### Theorie

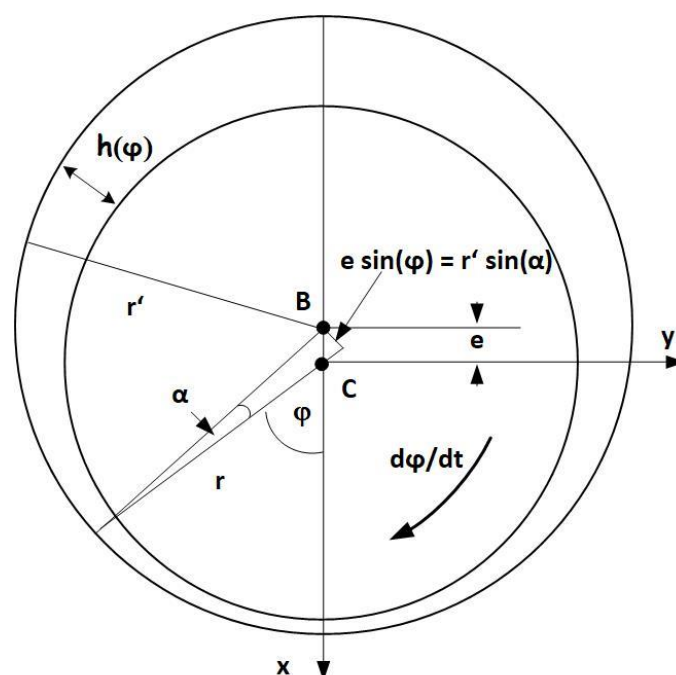


Abb.1: Geometrie des Schmierfilms zwischen Welle und Bohrung

Die wesentliche Geometrie des Gleitlagers geht aus Abb.1 hervor. Die Welle des Radius  $r$  dreht sich mit der Winkelgeschwindigkeit  $d\varphi/dt$  in der Bohrung des Radius  $r'$ . Der Wellenmittelpunkt ist gegen den Bohrungsmittelpunkt um die Exzentrizität  $e$  in x-Richtung verschoben. Die Verschiebung folgt aus einer Last in x-Richtung. Die Weite des entstandenen Spaltes wird durch die Funktion  $h(\varphi)$  beschrieben. Es gilt näherungsweise

$$h(\varphi) = \Delta r - e \cos \varphi \quad (1)$$

und in normierter Form

$$\eta(\varphi) = \frac{h(\varphi)}{e} = \frac{\Delta r}{e} - \cos \varphi = \frac{1}{f} - \cos \varphi \quad (2)$$

(Beachte: Je größer  $f = e/\Delta r$  desto enger der Spalt.) Unter der entscheidenden Annahme  $h(\varphi) \ll r$  vernachlässigt man die Krümmung des Spaltes. Die Laufkoordinate ist dann  $r d\varphi$ . Damit führt man diesen Spalt auf den linearen Spalt zurück, in dem der Druckgradient bei verschwindender Reynoldszahl die Form

$$\frac{dp}{rd\varphi} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (3)$$

annimmt. ( $\mu$  ist die Viskosität,  $u$  die Geschwindigkeit in Rotationsrichtung.) Die Randbedingungen  $u = U$  bei  $y = 0$  und  $u = 0$  bei  $y = h(\varphi)$  erlauben zweimalige Integration zur Geschwindigkeitsverteilung im Spalt

$$u(y, \varphi) = \left(1 - \frac{y}{h}\right) \left[ U - \frac{1}{2\mu} \frac{dp}{rd\varphi} y h \right] \quad (4)$$

woraus der Druckgradienten als Funktion von  $h(\varphi)$  folgt.  $\dot{V}$  bezeichnet den auf die Breite des Lagers bezogenen Volumenstrom

$$\frac{dp}{d\varphi} = 6 \mu U r \frac{h-2\frac{\dot{V}}{U}}{h^3} \quad (5)$$

An der engsten Stelle muss der Druckgradient Null sein. Damit ist mit Gl.(4) die Geschwindigkeitsverteilung an dieser Stelle linear und  $2\frac{\dot{V}}{U} = h(0)$ . In [3] wird gezeigt, dass es sich um ein Maximum (kein Minimum) des Druckverlaufs handelt, welches eine Vorzeichenumkehr in Gl.(5) bedingt, so dass in normierter Form

$$\frac{dp}{d\varphi} \frac{\Delta r^2}{6\mu U r} = -\frac{1}{f^2} \frac{\eta(\varphi) - \eta(0)}{\eta(\varphi)^3} \quad (6)$$

Diese Gleichung erlaubt die Integration des normierten Druckverlaufs, der nur von  $f$  abhängt

$$\frac{p(\varphi) - p(0)}{6 \frac{\mu U}{r} \left(\frac{r}{\Delta r}\right)^2} = \bar{p}(\varphi) - \bar{p}(0) = -\frac{1}{f^2} \int_0^\varphi \left[ \frac{\eta(\varphi) - \eta(0)}{\eta(\varphi)^3} \right] d\varphi \quad (7)$$

In dieser normierten Schreibweise wird deutlich, dass der Druck, beginnend bei  $\varphi = 0$ , mit  $\varphi$  abfällt. Zur Veranschaulichung stellen wir die normierte Druckdifferenz dar, i.e. die rechte Seite der Gl.(7).

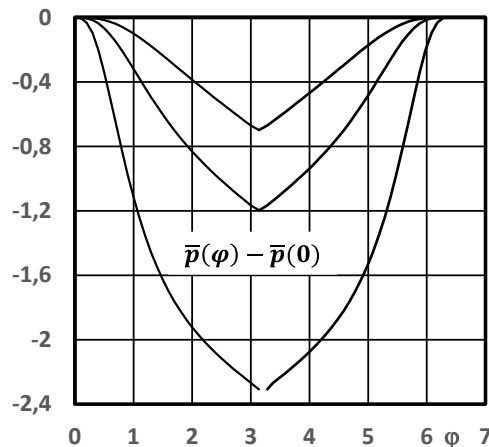


Abb.2: Die normierte Druckdifferenz nach Gl.(7). Werte  $f$  von unten nach oben: 0.7; 0.5; 0.3

Der integrierte Druck  $\bar{p}(\varphi)$  ergibt bis  $\frac{\pi}{2}$  eine negative Kraft und danach bis  $\pi$  eine positive Kraft. Diese Kräfte müssen in Summe negativ werden, damit die Welle getragen wird. Wir multiplizieren  $\bar{p}(\varphi)$  mit  $-b r \cos(\varphi)$  und erhalten die Kraft  $F_x(\varphi)$  integriert und normiert. ( $b$  steht für die Lagerbreite.)

$$\frac{F_x(\varphi)}{6 b \mu U \left(\frac{r}{\Delta r}\right)^2} = -\int_0^\varphi \{\bar{p}(\varphi)\} \cos\varphi d\varphi \quad (8)$$

In Abb.3 sind exemplarische Kraftverläufe für  $f=0.7$  dargestellt. Zur Berechnung muss jeweils ein Anfangsdruck gewählt werden, wodurch sich die Kraftverläufe stark unterscheiden. Sie laufen aber auf denselben Endwert hinaus, weil sich die Anteile des Anfangsdrucks im ersten und zweiten Quadranten durch entgegengesetztes Vorzeichen aufheben.

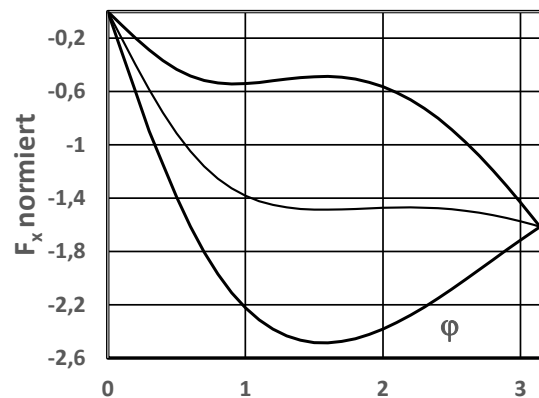


Abb.4: Normierte Kraft in x-Richtung,  $f=0.7$ .  $\bar{p}(0) = 1; 2; 3$  von oben

Wir schreiben den Endwert, d.h. die normierte Gesamtkraft, durch Integration bis  $\pi$

$$\frac{F_x(\pi)}{6 b \mu U \left(\frac{r}{\Delta r}\right)^2} = - \int_0^\pi \left\{ \int_0^\pi \left( \bar{p}_0 - \frac{1}{f^2} \left[ \frac{\eta(\varphi) - \eta(0)}{\eta(\varphi)^3} \right] \right) d\varphi \right\} \cos\varphi d\varphi \quad (9)$$

Ausgehend von der Symmetrie der Strömung bezeichnen wir das Doppelte der durch den Druckverlauf hervorgerufenen Gesamtkraft als die nur von  $f$  abhängige Lastzahl  $L(f)$

$$L(f) = \frac{2 |F_x(\pi)|}{6 b \mu U \left(\frac{r}{\Delta r}\right)^2} \quad (10)$$

die sich in Abb.6 als durchgezogene Kurve findet und dort mit den folgenden experimentellen Ergebnissen verglichen wird.

## Experimente

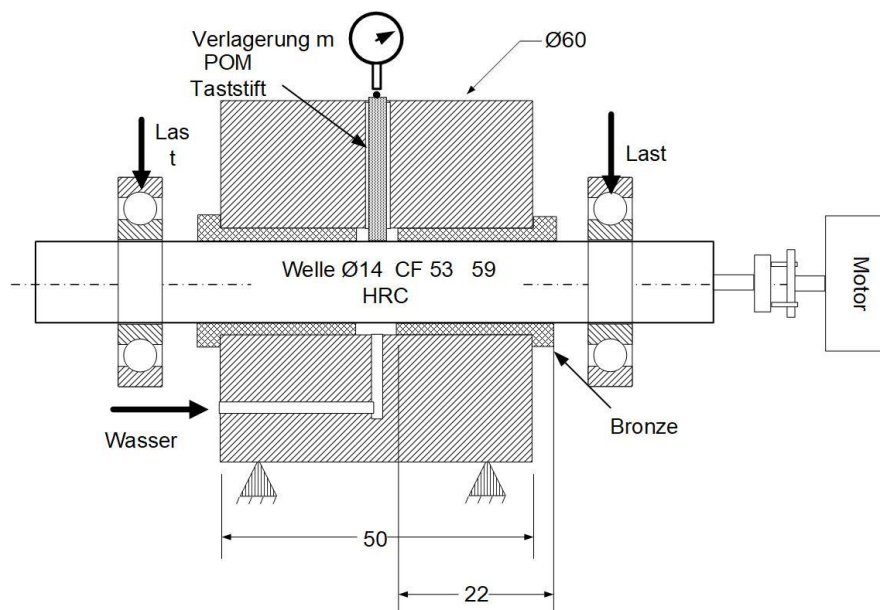


Abb.5: Die experimentelle Apparatur. Zwei Spaltmaße:  $\Delta r = 3.15 \cdot 10^{-5} \text{m}$  bzw.  $6.80 \cdot 10^{-5} \text{m}$

Wir verwenden den in Abb.5 gezeigten, mit Wasser bei Raumtemperatur betriebenen, Aufbau. Der Nenndurchmesser der Welle ist 14 mm, wobei zwei verschiedene Spaltmaße durch den Innendurchmesser der Buchsen realisiert werden. Der Antrieb der Welle erfolgt durch einen frequenzgesteuerten Motor bis zu 4800 rpm.

Zwischen die beiden Lager wird dosiert Wasser gepumpt, das seitlich tropfenweise austritt. Die Welle trägt zwei Kugellager, auf denen sich Lastarme abstützen. Über die Lastarme erfährt die Welle Kräfte im Bereich 10 – 60 N.

Die Wellenverlagerung  $m = \Delta r - e$ , gemessen von der Randlage der Welle, wird von einem Stift aus POM auf eine elektronische Messuhr der Firma Mahr übertragen. Aus  $m$  und  $\Delta r$  ergibt sich  $f = 1 - m/\Delta r$ .

## Ergebnisse

Die Messergebnisse erscheinen in Abb.6 zusammen mit der Theoriekurve, Gl.(10). Die Lastzahl bestimmt sich aus den gegebenen experimentellen Größen. Die offenen Symbole im unteren Teil der Kurve gehören zum engeren und die geschlossenen zum weiteren Spaltmaß. Mit steigender Lastzahl bzw. steigendem  $f$  wird die Messung unzuverlässiger. Es kann zum Kontakt von Welle und Bohrung kommen, was bei Wasser sofort zu Schäden führt.

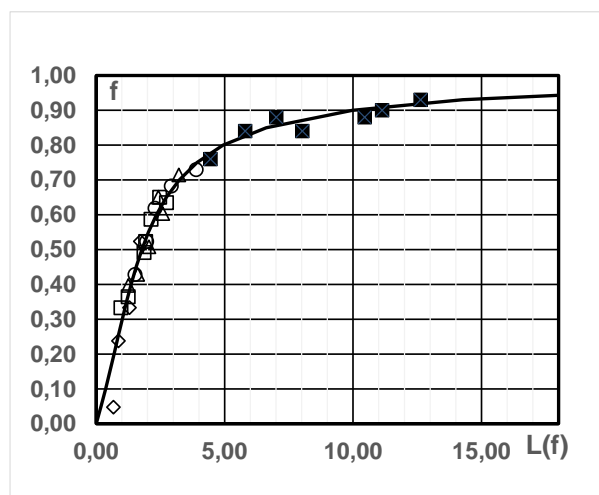


Abb.6: Die Theorie aus Gl.(10) im Vergleich zu experimentellen Werten.

## Kavitation

Bei den berechneten starken Druckabsenkungen (Abb.2) stellt sich die Frage, ob der Dampfdruck von Wasser unterschritten wird, was zu Dampfkavitation mit Blasenbildung führen kann. Bei großen Durchmessern und Spalten wurde Kavitation bereits systematisch untersucht [4]. Hier geht es darum, die Existenz der Kavitation von Wasser in einem kleinen Lager gebräuchlicher Abmessungen durch Visualisierung nachzuweisen. Wir folgen im Wesentlichen dem Aufbau in Abb.5. Wir nutzen zwei Aluminiumwellen mit dem Durchmesser 19.42 mm bzw. 19.75 mm bei einer Länge von 100 mm. Die Bohrung besteht aus einem Präzisionsglasrohr des Durchmessers 19.97 mm. Aus den Durchmessern ergeben sich die Spaltmaße 0.275 bzw. 0.11 mm. Das Wasser wird durch eine kleine Öffnung in der Mitte des Rohres bei etwa atmosphärischem Druck zugeführt. Zur Erhöhung von  $f$  wird das Glasrohr gegen die Welle gedrückt.

Die Druckabsenkung zwischen der engsten Stelle (höchster Druck) und der gegenüber liegenden weitesten Stelle (niedrigster Druck) folgt aus Gl.(7) in absoluter Form

$$p(\varphi) = p(0) - 6 \frac{\mu U}{r} \left( \frac{r}{\Delta r} \right)^2 \frac{1}{f^2} \int_0^\varphi \left[ \frac{\eta(\varphi) - \eta(0)}{\eta(\varphi)^3} \right] d\varphi \quad (11)$$

Der Vorfaktor des Integrals bewegt sich unter unseren Bedingungen etwa zwischen  $1 \cdot 10^{-4}$  und  $2 \cdot 10^{-4}$ . Abb.7 zeigt die zugehörigen Kurven  $p(\pi)$  als Funktion von  $f$ . Die gestrichelte Linie zeigt den Dampfdruck 2488 Pa von Wasser bei 21°C. Man sieht, dass bei großen  $f$  der Dampfdruck schlagartig unterschritten wird. Ein  $f$  von 0.9 bedeutet hier eine engste Spaltweite von  $1.1 \cdot 10^{-5}$ m, die durch die radiale Last auf das Rohr problemlos erreicht wird. Kavitation ist somit möglich zumal die Aluminiumwelle nach spanabhebender Bearbeitung Mikroporen aufweist, die als heterogene Keime dienen können.

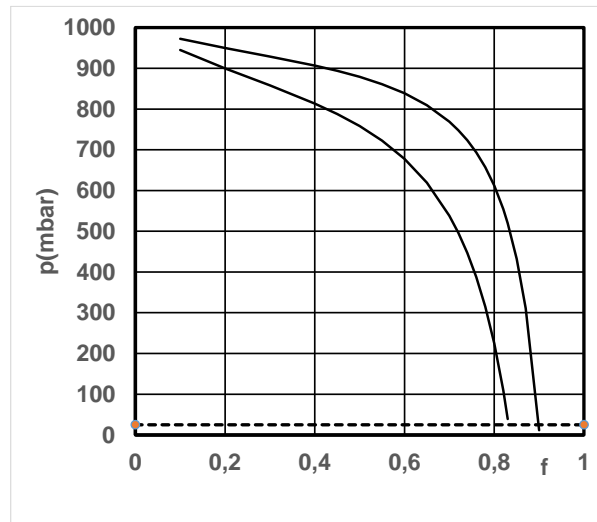


Abb. 7: Druck bei  $\varphi = \pi$  für zwei Vorfaktoren des Integrals (enger bzw. weiter Spalt)

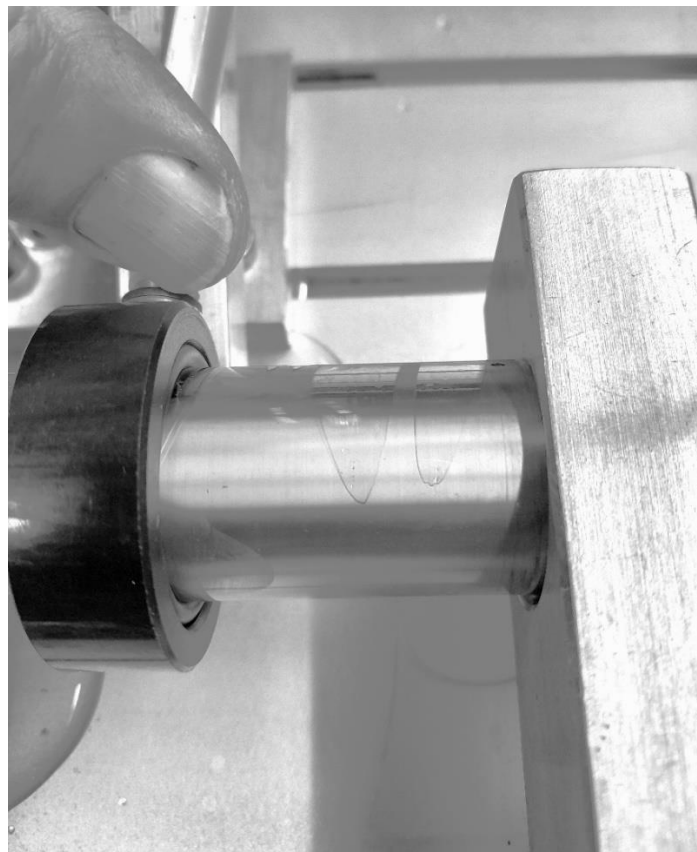


Abb. 8: Zwei Kavitationsblasen zwischen Welle und Glasrohr. Spaltmaß 0.11 mm.

Abb.8 blickt radial auf das Glasrohr. Durch den dunklen Ring wird Wasser zentral zugeführt. Die Gegenseite des Rohres links des Rings ist verdeckt. Der Ring wird durch einen nicht sichtbaren Hebel von unten belastet. Die Drehzahl der Welle liegt bei 2300 rpm. Die Aluminiumwelle erscheint hell. Wir sehen zwei stationäre Kavitationsblasen. Sie entstehen offenbar punktuell und verbreitern sich in Drehrichtung bevor sie wieder verschwinden. Die Verbreiterung erklärt sich durch Verdampfung an der Phasengrenze in die Blase hinein. Bei steigender Drehzahl bzw. Last entstehen immer mehr Blasen, die sich nebeneinander anordnen. Im Fall des weiteren Spaltmaßes erscheint der Phasenwechsel deutlicher aber weniger lagestabil.

## Resümee

Wasser als „nichtschrnierende Flüssigkeit“ erweist sich in einem Gleitlager kleiner Dimension schmierfähig. Die Tragfähigkeit folgt in Form der nur von einem Parameter ( $f$ ) abhängigen Lastzahl sehr gut der Basistheorie, i.e. ohne den Einfluss der Reynoldszahl. Das Lastzahldiagramm weist nicht konkret, aber asymptotisch für  $f$  gegen 1 auf die Grenzen der Belastbarkeit hin, die letztlich tribologischen Kontakt zwischen Welle und Bohrung bedeuten.

Der im Vergleich etwa zu Öl hohe Dampfdruck von Wasser führt auf die Frage, ob bei Unterschreiten des Dampfdrucks Kavitation einsetzt. Im Spalt zwischen einer Aluminium-Welle und einem Glasrohr zeigen sich Kavitationsblasen, die in einem Punkt starten, sich ausdehnen und schließlich verschwinden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten wir keine Drücke messen, um eine genaue Zuordnung zwischen Druck und Blasen zu finden. Das Erscheinen der Blasen bei Variation des Parameters  $f$  ist aber reproduzierbar. Die Bedeutung der Kavitation beim Betrieb eines wassergeschmierten Lagers harrt der Aufklärung.

## Dankesworte

Diese Arbeit wurde durch das Unternehmen Gather Industrie GmbH in Wülfrath angeregt und unterstützt. Die experimentelle Untersuchung wurde mir im Institut für Thermo- und Fluidodynamik der Ruhr-Universität ermöglicht.

## Literatur

- [1] Sommerfeld,A. (1904): Zur hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung. Z.Math.Phys.,50
- [2] Roloff/Matek (1984): Maschinenelemente. Friedr. Vieweg&Sohn, 9.Aufl.
- [3] Peters, Franz (2023): Untersuchungen zum wassergeschmierten Gleitlager. In:Tribologie und Schmierungstechnik, 70 (eOnly Sonderausgabe 2).
- [4] Beckmann,T., Schmidt,M., Ahlrichs,J., Reinke,P.:“Analyse von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Flüssigkeitskavitation in der exzentrischen Schmierspaltströmung“, 29.Fachtagung Experimentelle Strömungsmechanik, Ilmenau 2022