

Analyse der Einflüsse der hydrodynamischen Axiallagerung auf das rotordynamische Verhalten eines PKW-Abgasturboladers

Shuo Li¹, Dr. Sedat Tuzcu², Dr. Michael Klaus³,
Prof. Dr. Adrian Rienäcker⁴, Prof. Dr. Hubert Schwarze⁵

Continental Automotive GmbH, 93055 Regensburg, Deutschland

¹ Simulation Rotordynamik Turbolader, Shuo.2.Li@continental-corporation.com

² Simulation Rotordynamik Turbolader, Sedat.Tuzcu@continental-corporation.com

³ Leiter Simulation Turbolader, Michael.Klaus@continental-corporation.com

⁴ Institutsleiter IAF, Universität Kassel, adrian.rienaecker@uni-kassel.de

⁵ Institutsleiter iTR, Technische Universität Clausthal, schwarze@itr.tu-clausthal.de

Kurzfassung

Bei Abgasturboladern (ATL) im PKW-Automobilbereich werden aus unterschiedlichen Gründen nahezu ausschließlich hydrodynamische Radial- und Axialgleitlager verwendet. Um das rotordynamische Verhalten des ATLs zu analysieren, wurde von Continental ein numerisches Modell (RoDyS¹) entwickelt.

Neben der Modellierung der Rotordynamik, richtet sich der Fokus der vorliegenden Untersuchung auf die numerische Abbildung der hydrodynamischen Schwimmbuchsenlagerung und der Axiallagerung. Um die Rechenzeit gering zu halten, werden die Lagerstellen jeweils durch analytische Näherungslösungen abgebildet. Zur Validierung des Modells werden Wellenbahnmessungen am Heißgasprüfstand herangezogen. Das besondere Augenmerk liegt dabei auf den Einflüssen der Axiallagerung auf die *Subsynsynchronen* Schwingungen.

1 Einleitung

Die Hauptbelastungen für das Laufzeug eines Turboladers ergeben sich aus hohen Abgastemperaturen von bis zu 1050°C und Turboladerdrehzahlen von bis zu 250.000 $1/min$. Hinzu kommen je nach Betriebsbedingungen hohe Axialkräfte infolge der Durchströmung von Verdichter und Turbine. Um den Turbolader bei diesen extremen Betriebsbedingungen stabil und ohne akustische Auffälligkeit betreiben zu können, haben sich hydrodynamische Schwimmbuchsenlager und Axiallager etabliert.

Zur numerischen Abbildung der nichtlinearen hydrodynamischen Lagerkräfte in Schwimmbuchsenlagern kommen häufig neben der Online-Lösung mit der Finite-Element- bzw. Finite-Differenzen-Methode und der Kennfeldlösung auch analytische Näherungslösungen zur Anwendung. Die besondere Rechenzeiteffizienz der analytischen Näherungslösung ist für den industriellen Einsatz von großer Bedeutung. In der vorliegenden Arbeit werden drei unterschiedliche analytische Verfahren gegenübergestellt. Den einfachsten Ansatz bildet die Kurzlager-Theorie [5]. Erweiterungen dieser stellen die Theorien nach Butenschön [1] und Booker [2] dar. Die Notwendigkeit der Abbildung des Axiallagers bei rotordynamischen Hochlaufsimulationen zeigt sich in der Veröffentlichung von Vetter et al. [14] unter Einsatz einer vorberechneten Lagersteifigkeit sowie Lagerdämpfung.

In der vorliegenden Arbeit werden die oben genannten Modellbildungen erweitert, in dem das Axiallager zu jedem Zeitpunkt des Hochlaufs analytisch berechnet wird. Da jedes einzelne Lagerpad des Axiallagers mit den sich einstellenden Spaltweiten berechnet wird, wirkt ein Rückstellmoment auf die Taumbewegung des Rotors und somit wird das rotordynamische Verhalten besser abgebildet.

Zur Validierung des Lagermodells werden die simulierten Ergebnisse aus der Hochlaufsimulation des Abgasturboladers mit experimentell ermittelten Daten verglichen und beurteilt.

¹ RoDyS: „Rotordynamics Simulation“, Eigenentwicklung der Continental Automotive GmbH

2 Modellaufbau

Abbildung 1 zeigt ein Schnittbild eines Abgasturboladers. Im Einzelnen sind die beiden Schwimmbuchsenlager, die über eine Distanzhülse auf Position gehalten werden, sowie die Ölbohrungen für die Schmiermittelzuführung zu sehen. Zwischen dem Ölabweisring und dem Lagerbund ist das Axiallager. Das gesamte Laufzeug wird in der rotordynamischen Studie berücksichtigt.

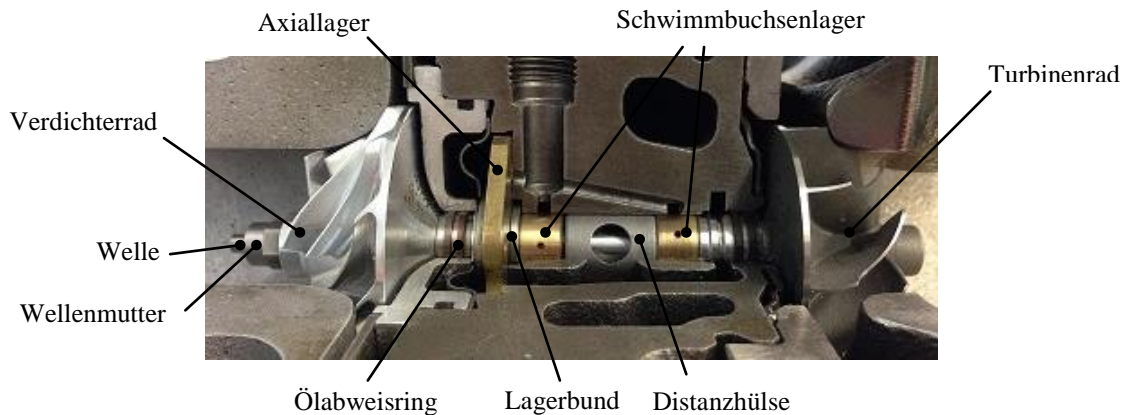


Abbildung 1: Schnittbild eines Abgasturboladers der Continental Automotive GmbH

Zwischen der rotierenden Welle und dem Lagergehäuse befinden sich die beiden axial geführten Schwimmbuchsen, die in der Regel aus Messing gefertigt sind. Die Messingbuchsen unterteilen den Schmierpalt in einen inneren und einen äußeren Schmierpalt. Die Relativgeschwindigkeit wird somit unterteilt in zwei Anteile. Ein mit dem Lagergehäuse verbundenes Axiallager, wie in Abbildung 1 dargestellt, besteht aus einer Messingscheibe mit einer Durchgangsbohrung für die Welle. Der Bereich um die Bohrung ist in mehrere Segmente unterteilt.

Das nachfolgend beschriebene Simulationsmodell ist in drei Teile aufgegliedert: Rotormodell, die hydrodynamische Radiallagerung und die hydrodynamische Axiallagerung.

2.1 Rotormodell

Die Welle des ATL-Laufzeugs wird wie in Abbildung 2 mit der *Timoshenko* Balkentheorie in neunzehn Knoten bzw. achtzehn Balkenelementen diskretisiert und elastisch modelliert. Jeder Knoten hat sechs Freiheitsgrade. Turbinen- und Verdichterrad sowie Schwimmbuchsenlager werden jeweils als Starrkörper mit Massen- und Trägheitseigenschaften an den entsprechenden Knoten gekoppelt. Die beiden Radiallager und das Axiallager sowie die Wellenmutter sind ebenfalls in das Rotormodell integriert.

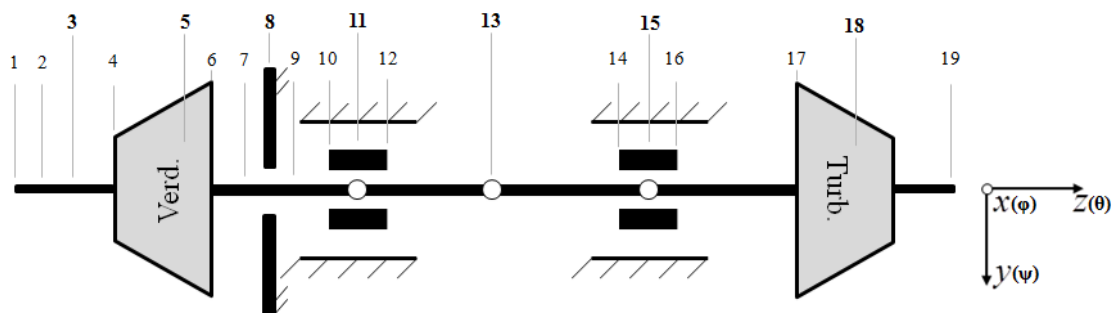


Abbildung 2: Rotormodell des Turboladers [3]

Aufgrund der Diskretisierung lässt sich die Systemgleichung für den ATL-Rotor aufstellen:

$$M_{ges} \cdot \ddot{r} + (D_{ges} + G_{ges}) \cdot \dot{r} + K_{ges} \cdot r = F_{ges} \quad (1)$$

wobei M_{ges} , D_{ges} , G_{ges} , K_{ges} die Massen-, Dämpfungs-, Gyroskopie- sowie Steifigkeitsmatrix des Gesamtsystems sind, welche im Einzelnen in [8] und [10] dokumentiert sind. Die Lager- und Unwuchtkräfte sind in Vektor F_{ges} definiert.

2.2 Radiallagermodell

Bei den im Folgenden beschriebenen Gleitlagermodellen handelt es sich um eine Approximation der Schmierfilmkräfte mit drei analytischen Lösungsansätzen.

Modell nach Kurzlagertheorie

In der Literatur wird bei der Berechnung des hydrodynamischen Radialgleitlagers zwischen *Kurzlager-* und *Langlagertheorie* unterschieden. Das Breiten-Durchmesser-Verhältnis des Lagers B/D ist das Unterscheidungsmerkmal zwischen diesen Theorien. Überschreitet das Verhältnis den Wert 1 ($B/D \gg 1$) kommt die Langlagertheorie zum Einsatz [5]. Für die Radiallager von PKW-Turbolader ist dieses Verhältnis jedoch meist kleiner als der Wert 1 ($B/D \ll 1$), so dass mit der Kurzlagertheorie gerechnet werden kann. Wie in [7] beschrieben ist die *Kurzlagertheorie* für kreiszylindrische Kurzlager das einfachste und bekannteste Modell. Hierbei wird bei der Lösung der *Reynoldsschen* Differentialgleichung davon ausgegangen, dass die Druckänderung in Umfangrichtung vernachlässigbar ist. Die gesuchten Lagerkräfte F_L lassen sich mittels der relativen Exzentrizität $\epsilon = e/h_0$ und einer Hilfskraft F_η

$$F_\eta = \frac{\eta B^3 \bar{\omega} D}{4h_0^2} \quad (2)$$

ermitteln als $F_L = [F_x, F_y]^T$ mit

$$F_x(\epsilon, \dot{\epsilon}, \gamma, \dot{\gamma}) = F_\eta f_x(\epsilon, \dot{\epsilon}, \dot{\gamma}) \cos(\gamma) - F_\eta f_y(\epsilon, \dot{\epsilon}, \dot{\gamma}) \sin(\gamma) \quad (3)$$

$$F_y(\epsilon, \dot{\epsilon}, \gamma, \dot{\gamma}) = F_\eta f_x(\epsilon, \dot{\epsilon}, \dot{\gamma}) \sin(\gamma) + F_\eta f_y(\epsilon, \dot{\epsilon}, \dot{\gamma}) \cos(\gamma) \quad (4)$$

wobei $[f_x, f_y]$ die Kraftkomponenten im gedrehten Koordinatensystem x', y' (vgl. Abb. 3a) definiert sind. Die verwendeten Symbole in den Gleichungen (2) – (8) sind in entsprechender Literatur [5] [1] [2] beschrieben.

Modell nach Butenschön

Ein weiteres Modell für die nichtlinearen Schmierfilmkräfte wurde von *Butenschön* [1] entwickelt. Hierbei können die Lager mit unterschiedlichen Lagerdimensionen (Kurz-/Langlager) durch eine analytische Grundlösung mit der Sommerfeldzahl $So(B/D, \epsilon)$ berücksichtigt werden [1]. Die *Reynoldssche* Differentialgleichung für das Radialgleitlager wird in Drehung und Verdrängung getrennt gelöst und die Druckverläufe werden unter Berücksichtigung der jeweiligen Randbedingung zu Kräften integriert [12]. Wie in Abbildung 3b) zu sehen ist, teilt *Butenschön* die sich ergebenden Ölfilmkräfte in Traganteil aus Drehung F^D und Verdrängung F^V auf:

$$F^D = S_o^D DB \eta \frac{|\bar{\omega}|}{\psi^2}, \quad F^V = S_o^V DB \eta \frac{|\dot{\epsilon}|}{\psi^2} \quad (5)$$

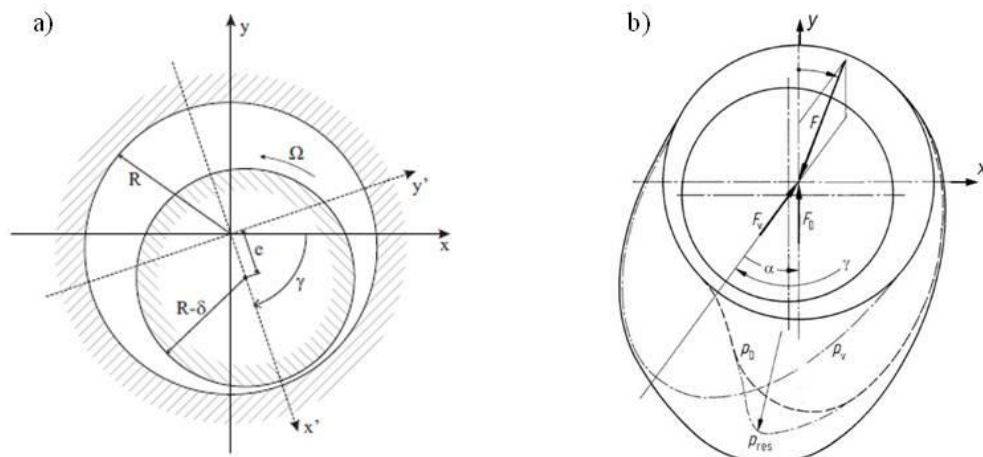


Abbildung 3: a) Raumfestes und gedrehtes Koordinatensystem des Kurzlagermodells [8]
b) Druckverteilung und Kraftwirkung aufgeteilt in Drehung und Verdrängung des Butenschön-Modells [1]

Der Verlagerungswinkel zwischen den Kräften der Verdrängung und der Drehung wird durch α definiert. Der Winkel γ kennzeichnet den Winkel des engsten Schmierpaltes und somit auch die Richtung der Kraft aus der

Verdrängung. Mittels dieser zwei Winkel lassen sich die Tragkraftanteile F^D und F^V im unbewegten kartesischen Koordinatensystem zu Lagerkräften F_x und F_y folgendermaßen transformieren [9]

$$F_x = F^D \cos(\gamma - \text{sign}(\bar{\omega})\alpha) + \text{sign}(\dot{\varepsilon})F^V \cos(\gamma) \quad (6)$$

$$F_y = F^D \sin(\gamma - \text{sign}(\bar{\omega})\alpha) + \text{sign}(\dot{\varepsilon})F^V \sin(\gamma) \quad (7)$$

Modell nach Booker/Childs

Nach der *Mobility/Impedance*-Theorie von Booker [2] ist eine Verlagerungsbahnberechnung nicht notwendig, da der allgemeine Bewegungszustand des Zapfens in reine Verdrängungsbewegung („Pure Squeeze“) überführt werden kann, indem man ein rotierendes Koordinatensystem wählt, das die Drehung des Zapfens kennzeichnet [12]. Alle relevanten Koordinatensysteme sind in Abbildung 4 dargestellt. Hierbei werden neben dem raumfesten Inertialsystem XY zwei zusätzliche Koordinatensysteme X_1Y_1 und X_2Y_2 definiert, die jeweils in die Richtung der überführten Verdrängungsgeschwindigkeit (*Mobility*) und der gesuchten Lagerkraft (*Impedance*) zeigen.

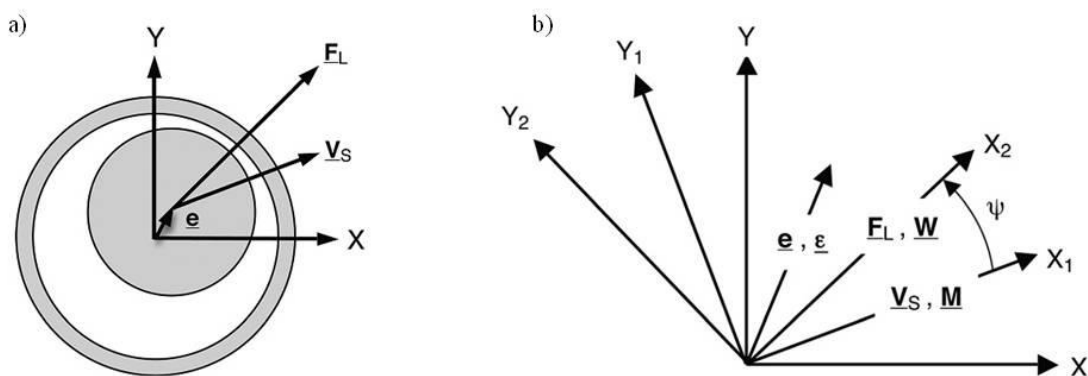


Abbildung 4: a) Gleitlager im Referenz-System des Mobility/Impedance Modells [2]
b) Koordinatensystem des Mobility/Impedance Modells [2]

In der Anwendung sind die resultierenden Lagerkräfte $F_L = [F_x, F_y]^T$ abhängig von dem Impedanz-Vektor W und der überführten Verdrängungsgeschwindigkeit V_S [2]:

$$F_x = \left[2\eta B \left(\frac{D}{2h_0} \right)^3 \right] V_S W_x \quad F_y = \left[2\eta B \left(\frac{D}{2h_0} \right)^3 \right] V_S W_y \quad (8)$$

Dabei lässt sich die überführte Verdrängungsgeschwindigkeit mit $V_S = V - \bar{\omega} \times e$ berechnen, worin V die translatorische Geschwindigkeit des Zapfenmittelpunktes (vgl. Abb. 2, Knoten 11), $\bar{\omega}$ der arithmetische Mittelwert der Winkelgeschwindigkeit von Zapfen und Lagerschale sowie e die Exzentrizität ist. In dem vorliegenden Modell wird der Impedanz-Vektor $W_{x,y}(\varepsilon, B/D)$ für die Lager mit verschiedenen Dimensionen (Kurz-/Langlager) nach den analytischen Ausführungen von *Childs* berechnet [4].

Übertragung auf das Schwimmbuchsenlager

Der Übergang zum Schwimmbuchsenlager wird durch eine Serienschaltung von zwei normalen Gleitlagern vollzogen, die über die Bewegungsgleichung $\Delta F_{a,i} = m_b \cdot \ddot{r}_b$ und die Buchsendrehzahl gekoppelt sind [9]. Um die Buchsendrehzahl numerisch zu ermitteln, wird das Momentengleichgewicht bezüglich des Buchsenmittelpunktes nach *Domes* [6] ins Modell eingesetzt. Das Momentengleichgewicht lautet:

$$J_b \dot{\omega}_b = M_{R,i} - M_{R,a} - M_{D,i} - M_{R,Sr} \quad (9)$$

Hierin sind $M_{R,i}$ und $M_{R,a}$ die Reibmomente infolge der Zapfen- und Buchsenrotation. $M_{D,i}$ ist das auf die Buchse infolge von Exzentrizität und Tragkraft $F_{D,i}$ wirkende Moment und $M_{R,Sr}$ ist das an der Stirnfläche der Buchse wirkende Moment. Mit Hilfe des Massenträgheitsmoments der Buchse J_b lässt sich die Buchsendrehzahl ω_b berechnen.

2.3 Axiallagermodell

Der zeitliche und örtliche Druckverlauf in einem hydrodynamischen Axiallager wird durch die *Reynoldssche* Differentialgleichung beschrieben:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right)}_{\text{Spalthöhenrichtung}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} \right)}_{\text{Umfangsrichtung}} = \underbrace{6U \frac{\partial h}{\partial x}}_{\text{Drehung}} + \underbrace{12 \frac{\partial h}{\partial t}}_{\text{Verdrängung}} \quad (10)$$

Da der Schmierfilm zwischen Axiallager und Wellenverband ein offener Spalt ist, lässt sich die *Reynoldssche* Differentialgleichung in Drehung und Verdrängung separat lösen. Hierbei wird die analytische Ausführung nach DIN 31653 für Drehung verwendet. Bei der Verdrängung handelt es sich um eine geschlossene Lösung der *Reynoldssche* Differentialgleichung, die durch Vernachlässigung der Druckänderung in Umfangsrichtung geschlossen lösbar ist. Der hydrodynamische Druck auf jedes einzelne Lagerpad wird mit den sich einstellenden Spaltweiten berechnet und durch die Verteilung der Kräfte auf der Axiallagerfläche wird ein Rückstellmoment erzeugt. Dieses Rückstellmoment wirkt sich auf die Taumelbewegung des ATL-Läufers aus.

3 Verifizierung des nichtlinearen rotordynamischen Modells

Um das rotordynamische Modell zu verifizieren, wird das Simulationsergebnis mit einer Wellenbahnmessung des Turboladers an einen Heißgasprüfstand verglichen. In dem numerischen Modell wurden die relevanten Bedingungen des Prüfstands wie z.B. Ölkonditionen und Unwuchtparameter eingestellt.

3.1 Rotordynamisches Verhalten eines Abgasturboladers

In Abbildung 5a) ist das Wasserfalldiagramm der Wellenbahnmessung dargestellt, bei dem der Turbolader innerhalb der Hochlaufzeit auf maximale Drehzahl f_{max} beschleunigt wird. Die im Experiment vorhandenen Unwuchten wurden auf einer Betriebsauswucht-Maschine in zwei Ebenen eingestellt. Die Messwerte entstehen durch Aufnahme des Wellenbahnsignals an der verdichterseitigen Wellenmutter. Neben der durch Unwuchterregung verursachten drehzahlsynchronen Amplituden, sind drei zusätzliche subsynchrone Schwingungen zu erkennen. Wie in [9] beschrieben, wird in der Wellenbahnmessung durch die 1. *Subsynchrone Schwingung (Sub1)* im inneren Schmierfilm bis zur Zeit $t \approx 10s$ (norm. Frequenz $f_w/f_{max} \approx 0,28$) der kegelförmige Starrkörperereigenmode (vgl. Abb. 5b) und danach durch die 2. *Subsynchrone Schwingung (Sub2)* im inneren Schmierfilm die zylindrische Eigenform (vgl. Abb. 5b)) bis $t \approx 30s$ ($f_w/f_{max} \approx 0,6$) angeregt. Parallel zum inneren Schmierfilm entsteht mit steigender Buchsendrehzahl auch im äußeren Schmierfilm eine *Oil Whirl/Whip* Schwingung (*Sub3*), die den kegelförmigen Starrkörpermode bei höheren Drehzahlen anregt.

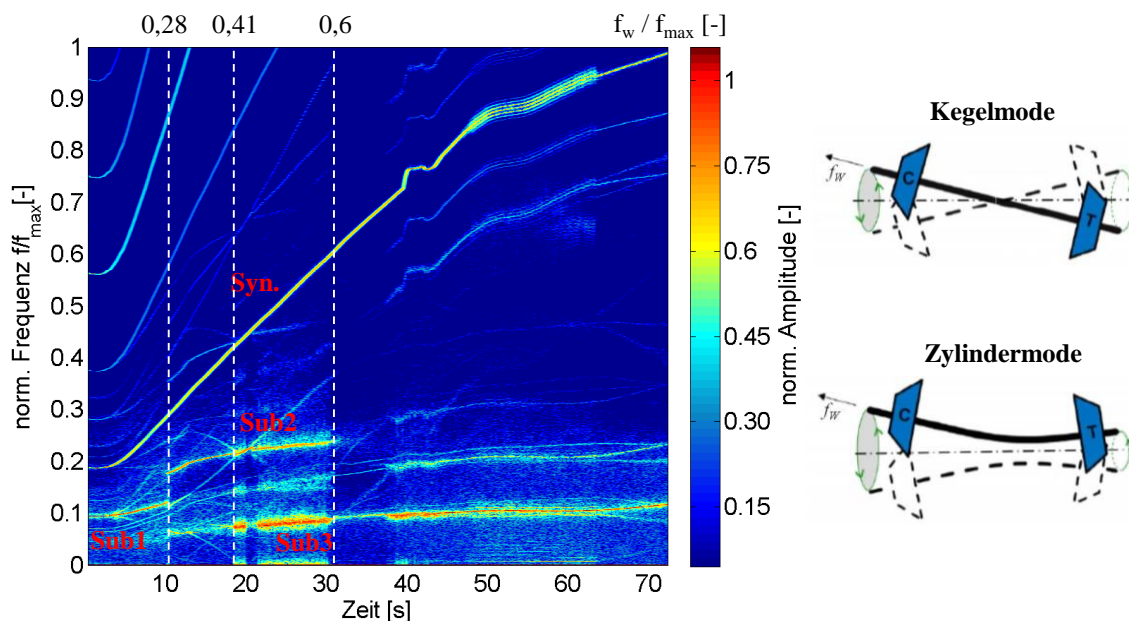


Abbildung 5: a) Wasserfalldiagramm, gemessen auf dem Heißgasprüfstand²
b) Kegelförmige und zylindrische Starrkörperereigenform (mit elastischer Biegung überlagert) [13]

Subsynchroner Schwingungen sind unerwünschte Schwingungsphänomene. Eine starke *Sub2* führt zu akustischen Auffälligkeiten beim Hochlauf des Turboladers, wodurch der typische Konstanton hörbar wird. Die *Sub3* ist ein Kriterium zur Beurteilung von Lagerrobustheit.

3.2 Vergleich verschiedener numerischer Modelle mit experimentellen Daten

Bei der Hochlaufsimulation wird die Winkelgeschwindigkeit des Turboladermodells auf maximale Drehzahl in 10s mit der Zeit linear erhöht. Da gemäß den Ergebnissen eines FVV-Forschungsvorhabens [11] ein nahezu linear ansteigender Verlauf der Ölerwärmung über die Drehzahl in den Schmierpalten auftritt, lässt sich der Temperaturverlauf in den entsprechenden Schmierpalten linear berücksichtigen. Auf dieser Grundlage werden drehzahlabhängige Ölviskositäten im inneren und äußeren Schmierfilm des Turboladermodells getrennt angesetzt. Zum besseren Vergleich zwischen Messung und Simulationen ist das aus Abbildung 5a) bekannte Wasserfalldiagramm aus der Wellenbahnmessung nochmals in Abbildung 6a) gezeigt. Daneben in Abbildung 6b)-6d) sind die mit drei verschiedenen Schwimmbuchsenlagermodellen (*b*)-Kurzlagertheorie, *c*)-Butenschön, *d*)-Booker/Childs) simulierten Wellenbahnen der verdichterseitigen Wellenmutter als Wasserfalldiagramme dargestellt. Bei allen Simulationen wurde das Axiallager, wie in Kapitel 2.3 erwähnt, berücksichtigt. Übereinstimmend mit dem Messergebnis sind neben der *Synchronen Schwingung* drei *Subsynchroner Schwingungen* in den Simulationsergebnissen deutlich zu erkennen.

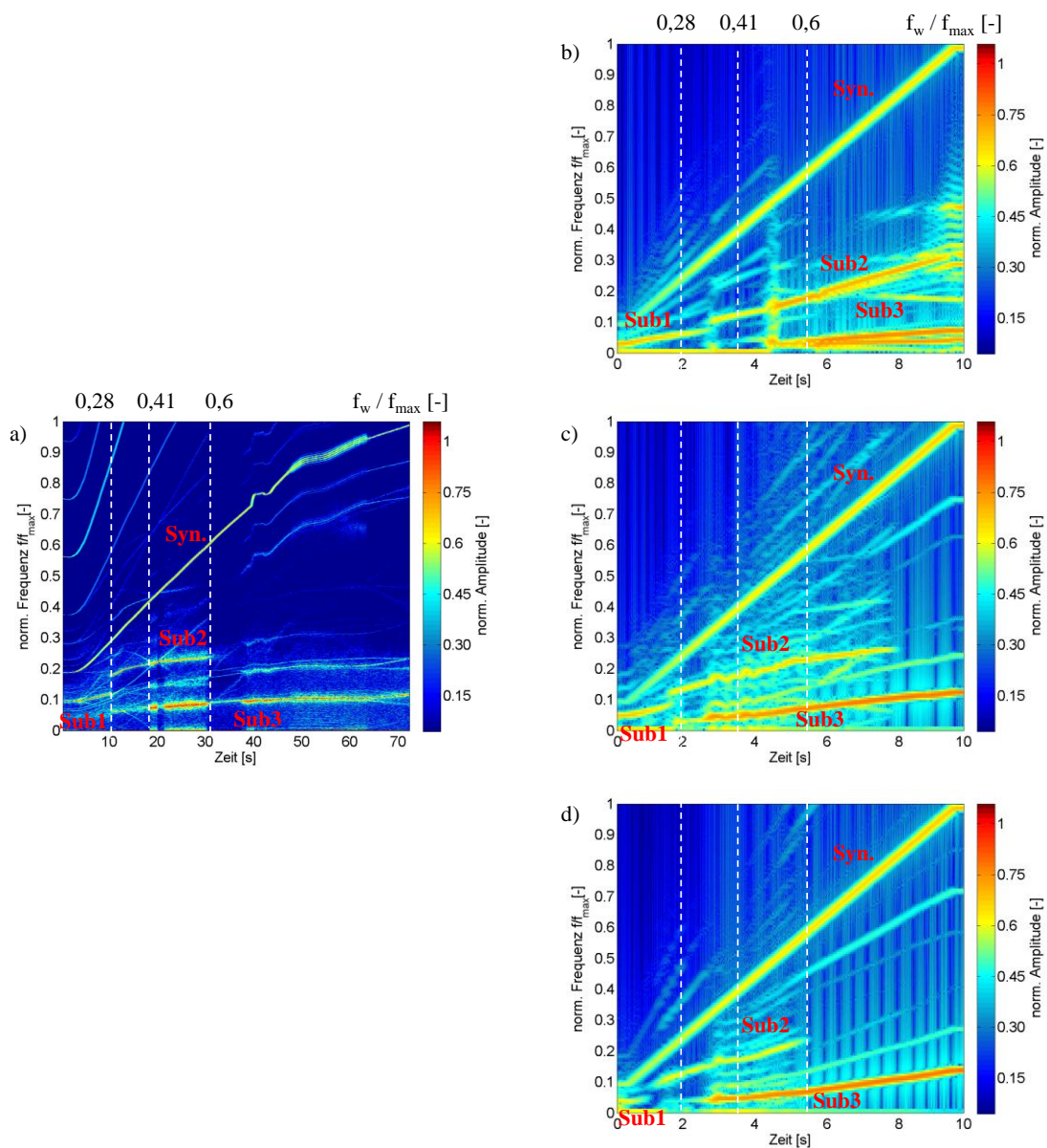


Abbildung 6: Wasserfalldiagramm aus verdichterseitigen Wellenmutter
a) Messung b) Simulation (Kurzlagertheorie) c) Simulation (Butenschön) d) Simulation (Booker/Childs)

Vergleicht man die berechneten Ergebnisse der *Kurzlagertheorie* (Abb. 6b)) und die Messergebnisse, so sind deutlich stärker ausgeprägte *Sub2* und *Sub3* in der Simulation zu erkennen. Bei genauerer Betrachtung stellt sich heraus, dass die Dämpfungswirkung der beiden Schmierfilme nicht ausreichend ist, die selbsterregten Schwingungen (*Subsynchroner Schwingung*) zu dämpfen. Grund für dieses Verhalten liegt in den getroffenen Vereinfachungen beim Lösen der Reynoldsschen Differentialgleichung.

Wird die Berechnung nach *Butenschön* herangezogen, dann zeigt sich das in Abbildung 6c) dargestellte Wasserfalldiagramm. Es ist eine bessere Übereinstimmung mit der Messung in Verlauf und Charakteristik zu sehen. Identisch ist der leicht ansteigende Frequenzverlauf der *Sub2* und *Sub3* über die Drehzahl in Rechnung und Messung. Jedoch endet die gemessene *Sub2* bei $f_w/f_{max} \approx 0,6$, was mit der Simulation nicht nachzubilden ist. Grund hierfür liegt in der getrennten Berechnung der Schmierfilmkräfte bei der *Reynoldssche* Differentialgleichung durch Drehung und Verdrängung.

Die mit dem *Mobility/Impedance* Modell erzeugten Ergebnisse sind in Abbildung 6d) zu sehen. Bei einem genauen Vergleich zwischen Messung und Berechnung zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung sowohl in den *Synchronen* als auch in den *Subsynchronen* Schwingungen. Die *Sub1* (Abb.6a)) tritt im niedrigen Frequenz- und Drehzahlbereich auf, was ebenfalls durch die Rechnung wiedergegeben wird. Eine weitere gute Übereinstimmung ist die kurz auftretende *Sub2*, die sowohl in der Messung als auch in der Simulation bei $f_w/f_{max} \approx 0,6$ verschwindet. Jedoch ist in der Simulation ein früheres Erscheinen der Bifurkation von *Sub1* auf *Sub2* bei $f_w/f_{max} \approx 0,18$. Die gemessene *Sub3* tritt in dem Spektrum mit einer über die Drehzahl leicht ansteigenden Frequenz bis zum Erreichen der Maximaldrehzahl auf. Dies spiegelt sich ebenfalls im Modell wider. Im Gegensatz zur Messung tritt die simulierte *Sub3* etwas früher auf und ist stärker ausgeprägt. Ein Grund hierfür kann die fehlende Axialkraft in der Berechnung sein. Eine genaue Betrachtung der Einflüsse von Axialkräften auf das rotordynamische Verhalten wird in Kapitel 4 erläutert.

Bei dieser Gegenüberstellung ist festzustellen, dass für die Nachbildung des Turboladers die Kombination aus Radiallagermodell nach *Booker/Childs*, Berechnung der Buchsendrehzahl nach *Domes* sowie dem eigenentwickelten Axiallagermodell am besten geeignet ist. Diese wird daher in der folgenden Studie eingesetzt.

4 Einfluss der Axiallagerung auf das rotordynamische Verhalten

4.1 Konstante Axialkraft

Gegenwärtig wird die Axiallagerung bei rotordynamischen Simulationen selten berücksichtigt. In [14] werden jedoch Einflüsse des Axiallagers auf das rotordynamische Verhalten gezeigt. Das darin beschriebene Modell beinhaltet vorberechnete Feder-Dämpfer-Kennwerte für die Axiallagerung. In dem hier vorliegenden Modell wird mittels eines analytischen Lösungsansatzes die nichtlineare Schmierfilmreaktion des Axiallagers abgebildet und online zu jedem Integrationsschritt berechnet. Hierbei geht die axiale Position des Laufzeugs mit Rückwirkung in das rotordynamische Verhalten ein. Um die Einflüsse mittels der Eigenentwicklung *RoDyS*¹ zu untersuchen, wurden drei Hochlaufsimulationen mit jeweils keiner (a), kleiner (b) und großer (c) Axialkraft durchgeführt.

In Abbildung 7 sind die als Wasserfalldiagramme (links) dargestellten berechneten Wellenbahnen an der verdichterseitigen Wellenmutter und die relativen Exzentrizitätsverläufe (rechts) in dem verdichterseitigen Lager dargestellt. Die Unwuchtmasse wird bei dieser Untersuchung sehr klein eingestellt, um die Einflüsse von Unwucht zu vermeiden. Zunächst wurde keine Axialkraft in das Laufzeug eingeleitet (Abb. 7a1)). Im Vergleich zur Validierungsberechnung (Abb. 6d)) tritt diesmal die *Synchrone* Schwingung durch die kleinere Unwucht schwächer auf. Zudem ist eine deutliche ausgeprägte *Sub3* im Wasserfalldiagramm zu sehen, die sich durch den nicht konvergierenden und stark schwingenden Exzentrizitätsverlauf des äußeren Schmierfilms in Abbildung 7a2) erklären lassen.

Wird die Axialkraft in Richtung Turbinenrad etwas erhöht, ergibt sich das in Abbildung 7b1) dargestellte Wasserfalldiagramm. Im Vergleich zu Abbildung 7a1) ist zu beobachten, dass die *Sub1*- und *Sub3*-Schwingungen durch die belastete Axiallagerung leicht gedämpft werden. Desweiteren verschiebt sich die Bifurkation, in der die *Sub1* auf die *Sub2* springt, und das Auftreten von *Sub3* zu höheren Drehzahlen.

Die auffällige Amplitudenreduzierung der *Sub3* setzt sich bei der dritten Axialkraftvariation fort, bei der die Axialkraft weiter erhöht wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7c) aufgeführt. Die maximale Amplitude der *Sub3* wurde im Vergleich zur Ausgangssimulation um ca. 50% reduziert (Abb. 7a1)). Die *Sub2* hingegen wurde durch die zunehmende Axialkraft nicht signifikant gedämpft. Zudem tritt die *Sub3*-Schwingung im Vergleich zu den vorherigen Simulationen später bei $f_w/f_{max} \approx 0,6$ auf, was sich durch die starke Dämpfungswirkung des Axiallagers besonders im niedrigen Drehzahlbereich erklären lässt. Diese stabilisierende Wirkung führt auch zur Stabilisierung der Schwimmbuchsenlagerung, die durch den schwach schwingenden und konvergierenden Verlauf der relativen Exzentrizität in beiden Schmierfilmen nachzuweisen ist. Entsprechend der Abbildung 7b1) verschiebt sich der Bifurkationspunkt diesmal weiter zu hohen Drehzahlen.

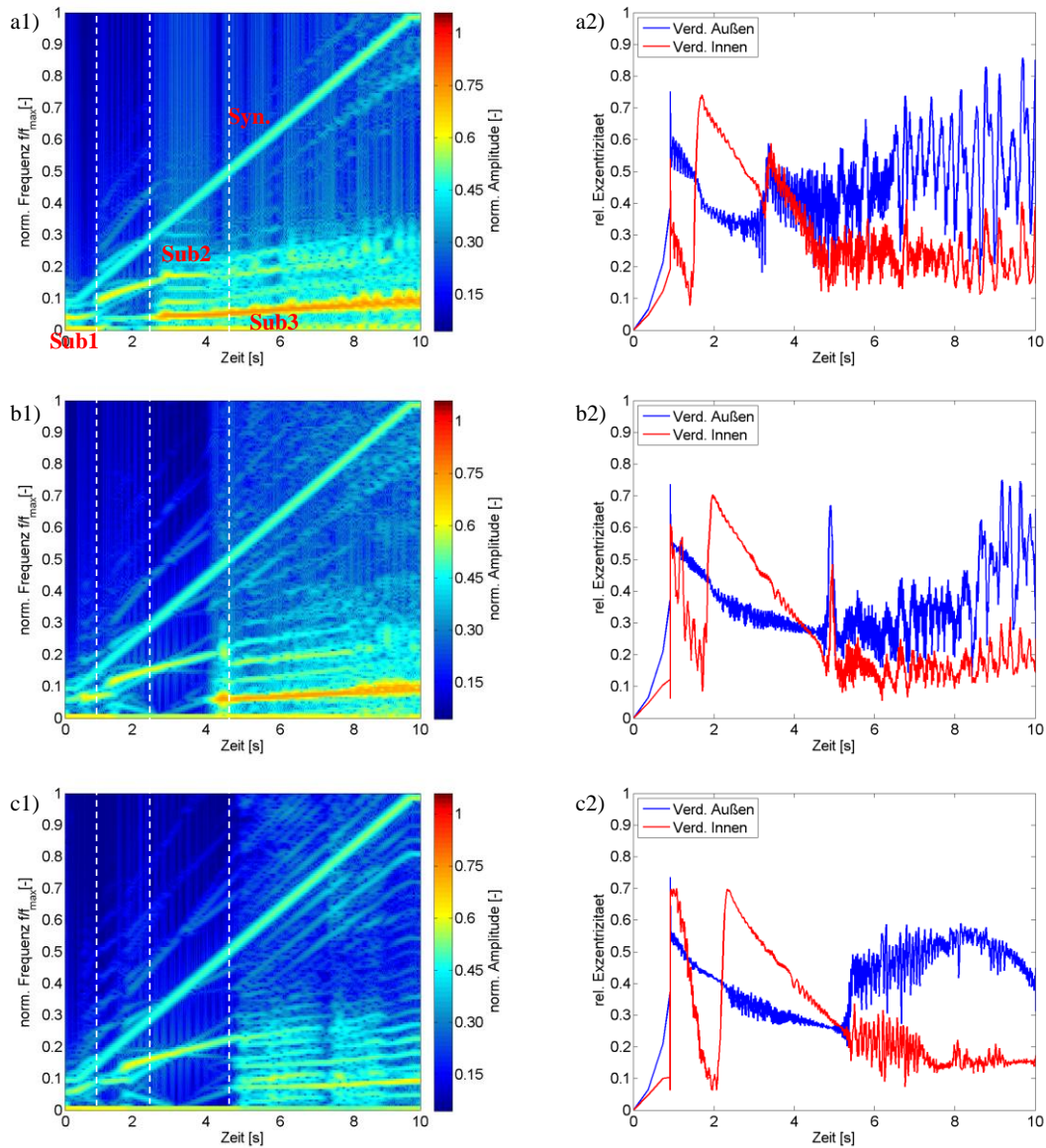


Abbildung 7: Variation der Axialkraft bei Hochlaufsimulation
(a- keine Axialkraft, b- kleine Axialkraft, c- große Axialkraft)
(1- Wasserfalldiagramm, 2- Relative Exzentrizität der verdichterseitigen Schwimmbuchse)

In Tabelle 1 werden deutliche Phänomene der *Subsynchronen* Schwingungen aufgelistet, wenn ein Axiallager in der rotordynamischen Hochlaufsimulation eingesetzt und die aufgebraachte Axialkraft erhöht wird.

Bezeichnung	Auswirkung
Zeitpunkt Ende <i>Sub1</i>	Leicht hin zur höheren Drehzahlen
Frequenz Anfang <i>Sub1</i>	Nahezu konstant
Frequenz Ende <i>Sub1</i>	Leicht gestiegen
Max. Amplitude <i>Sub1</i>	Leicht reduziert
Zeitpunkt Bifurkation <i>Sub1</i> → <i>Sub2</i>	Leicht hin zur höheren Drehzahlen
Zeitpunkt Ende <i>Sub2</i>	Nahezu konstant
Zeitpunkt Anfang <i>Sub3</i>	Deutlich hin zur höheren Drehzahlen
Max. Amplitude <i>Sub3</i>	Deutlich reduziert

Tabelle 1: Die Auswirkungen von zunehmender Axialkraft auf Subsynchronen Schwingungen

Die numerische Studie zeigt einen positiven Einfluss der belasteten Axiallagerung auf die *Sub1*- und *Sub3*-Schwingungen. Eine Erklärung hierfür ist folgendermaßen. Der kegelförmige Eigenmode, der in *Sub1* und *Sub3* angeregt wird, führt zu der Schiefstellung des ATL-Läufers. Die sich auf den Einzelpads des Axiallagers ergebenden Rückstellkräfte sowie Rückstellmomente stabilisieren den ATL-Läufer und die *Sub1* und *Sub3* können somit z.T. gedämpft werden. Die Axialkraft wird innerhalb des zulässigen Tragfähigkeitsbereichs des Axiallagers erhöht. Je größer die Axialkraft ist, umso größer sind die Rückstellkräfte und -momente. Die maximale zulässige Axialkraft ist weiter zu untersuchen, da die Amplitudenreduzierung der *Sub1* und *Sub3* zwar zu einer Verbesserung der Wellenbahn führt, jedoch durch die erhöhte Axialkraft größere Belastung des Axiallagers verursacht. Die *Sub2*, die durch die zylindrische Eigenform gekennzeichnet ist, ändert sich hingegen kaum, da die translatorische Bewegung des Laufzeugs nicht beeinflusst wird.

Das hier vorgestellte Modell mit Online-Berechnung der Axiallagerung in der Hochlaufsimulation stellt eine Erweiterung der Lösung mit vordefinierter Steifigkeit für die Axiallagerung dar. Mit der vorliegenden analytischen Online-Berechnung der Axiallagerung ist die Nichtlinearität zu jedem Zeitpunkt erfasst. Durch den analytischen Lösungsansatz für die Radial- und Axiallagerung ist diese Berechnungsart für den industriellen Einsatz sehr gut geeignet, da ausreichende Genauigkeit mit schneller Rechenzeit verknüpft wird.

4.2 Drehzahlabhängig ansteigende Axialkraft

Beim Betrieb von Abgasturbinen entstehen infolge der Durchströmung von Verdichter und Turbine über die Drehzahl variierende Axialkräfte. Im nächsten Schritt wird die in Abbildung 6d) gezeigte Simulation beispielhaft mit einer linear ansteigenden Axialkrafttrampe durchgeführt (Abb. 8c)). Um die Einflüsse der Axialkraft besser darzustellen, sind die bekannten Mess- und Simulationsergebnisse aus Abbildung 6 in Abbildung 8a)-8b) gegenübergestellt.

Entsprechend der in Tabelle 1 erworbenen Kenntnisse zeigt das mit Axialkraft berechnete Ergebnis (Abb. 8c)) im Vergleich zu der Berechnung ohne Axialkraft (Abb. 8b)) eine bessere Übereinstimmung mit der Messung bezüglich der Ausprägung und Lage der *Subsynchronen* Schwingung. Der Bifurkationspunkt (bei $f_w/f_{max} \approx 0,21$) sowie der Zeitpunkt, bei dem die *Sub3* eintritt (bei $f_w/f_{max} \approx 0,42$), werden vom Modell mit Axialkraft (Abb. 8c)) besser erfasst. Zudem ergibt sich in Abbildung 8c) eine durch die Axialkraft leicht reduzierte *Sub3*-Amplitude.

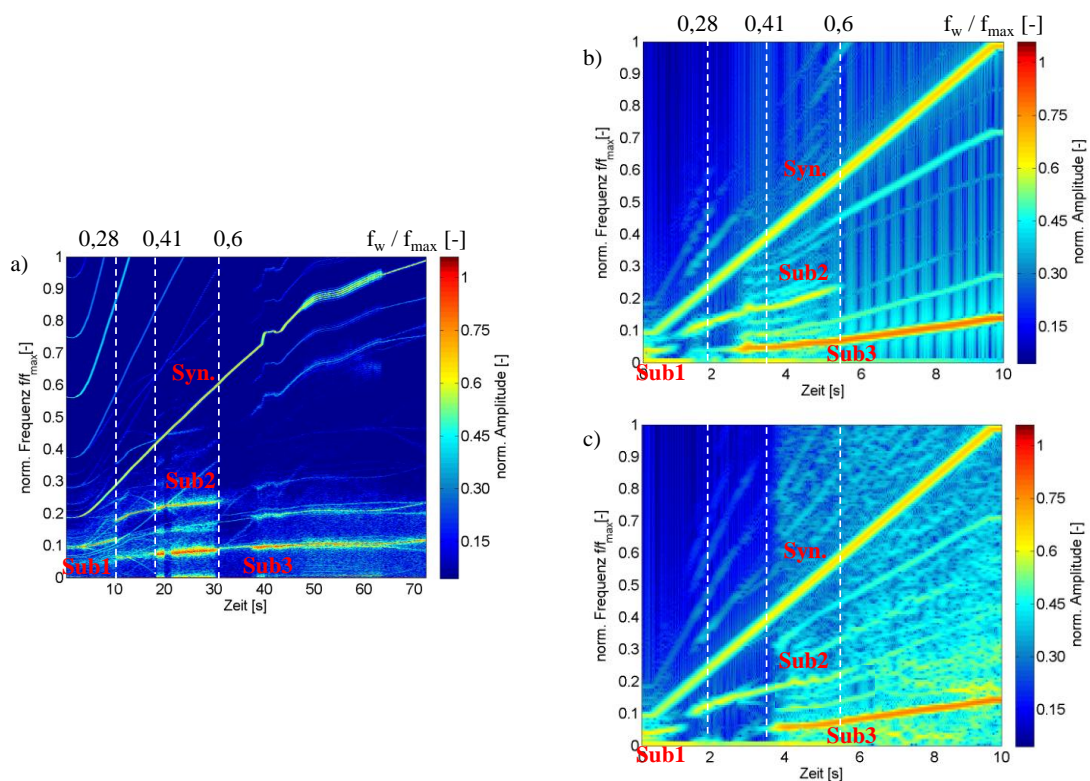


Abbildung 8: Modellabgleich mit einer linear ansteigenden Axialkrafttrampe
a) Messung b) Simulation ohne Axialkraft c) Simulation mit linear ansteigender Axialkraft

Jedoch klingt die *Sub3 Schwingung* in der Messung teilweise ab. In der Simulation mit linear ansteigender Axialkraft (Abb. 8c) ist die *Sub3* ab Einsetzen kontinuierlich vorhanden. Ein Grund hierfür kann die nicht genau abgebildete Axialkraft über die Drehzahl bei der Hochlaufsimulation sein.

5 Zusammenfassung

In dem vorliegenden Paper wurde ein bei Continental entwickeltes Rotordynamikmodell (RoDyS¹) für Abgasturbolader vorgestellt. Darin gibt es drei Möglichkeiten (*Kurzlagertheorie*, *Butenschön*, *Booker/Childs*), um die hydrodynamische Schwimmbuchsenlagerung analytisch nachzubilden. Ein eigenentwickeltes Axiallagermodell wurde in der Hochlaufsimulation online berücksichtigt. Wellenbahnmessungen an dem Heißgasprüfstand werden zur Validierung des Simulationsmodells herangezogen. Der Vergleich von Mess- und Berechnungsergebnissen zeigt, dass das Modell nach *Mobility/Impedance* Methode von *Booker/Childs* die beste Übereinstimmung bei *Synchronen* und *Subsynchronen* Schwingungen liefert. In weiteren internen Untersuchungen stellen sich diese guten Ergebnisse auch bei anderen Turbolader-Baugrößen mit größeren Lagerdimensionen ein. Diese verifizierten Modelle wurden anschließend in einer Studie zur Axialkraftvariation eingesetzt. Die Schlussfolgerung ist, dass das Axiallager mit einer zunehmenden Axialkraft einen signifikanten Einfluss auf das rotordynamische Verhalten hat. Die Stabilisierungswirkung der Axiallagerung führt zu einer deutlichen Amplitudenreduzierung der 3. *Subsynchronen* Schwingung. Eine exaktere Modellierung der über die Drehzahl variierenden Axialkraft sowie eine Untersuchung der maximal zulässigen Axialkraft werden in den weiteren Entwicklungsschritten angestrebt.

Literatur

- [1] Butenschön, H.-J. (1976): *Das hydrodynamische, zylindrische Gleitlager endlicher Breite unter instationärer Belastung*. Dissertation, Fakultät für Maschinenbau, Universität Karlsruhe.
- [2] Booker, J.F. (2014): *Mobility/Impedance Methods: A Guide for Application*, ASME Journal of Tribology.
- [3] Baldauf, M. (2014): *Rotordynamik-Simulation eines Abgasturboladers*, Bachelorarbeit, Ostbayerische Technische Hochschule Amberg, Amberg.
- [4] Childs, D.; Moes, H.; van Leeuwen, H. (1977): *Journal Bearing Impedance Descriptions for Rotordynamic Application*. ASME, America.
- [5] Dubois, G.B. und Ocvirk, F.W. (1953): *Analytical derivation and experimental evaluation of short-bearing approximation for full journal bearings*. Cornell Univ. Rep., 1157.
- [6] Domes, B. (1980): *Amplituden der unwucht- und selbsterregten Schwingungen hochtouriger Rotoren mit rotierenden und nichtrotierenden schwimmenden Büchsen*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- [7] Gasch, R.; Nordmann, R.; Pfützner, H. (2002): *Rotordynamik*. Springer, Berlin.
- [8] Huber, D.; Nader, M.; Holl, H.J.; von Garßen, H.-G. (2010): *A study of a rotating system with two different beam elements and bearings*. In *Proceedings of the 8th IFToMM International Conference on Rotordynamics*, September 12-15, KIST, Seoul, Korea.
- [9] Klaus, M.; Koch, A.; Strohschein, D.; Tuzcu, S. (2013): *Analyse der hydrodynamischen Gleitlagerung von Abgasturboladern*. SIRM 2013, 25. -27. Februar, Berlin.
- [10] Nader, M.; Stangl, M.; Irschik, H.; von Garßen, H.-G. (2010): *Nonlinear vibrations of flexible high-speed rotors supported by visco-elastic bearings*. In *Proceedings of the 8th IFToMM International Conference on Rotordynamics*, September 12-15, KIST, Seoul, Korea.
- [11] Porzig, D.; Rätz, H.; Schwarze, H.; Seume, J. (2009-2013): *Systemspezifische Turbolader-Schmierfilm-dissipation*. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV)-Forschungsvorhaben Nr. 1020.
- [12] Rienäcker, A. (2013): *Vorlesungsskripte Tribologie*. Institut für Maschinenelemente und Konstruktionstechnik, Lehrstuhl für Maschinenelemente und Tribologie, Uni Kassel.
- [13] Schweizer, B.; Sievert, M. (2009): *Nonlinearoscillation of automotive turbocharger turbines*. In *Journal of Sound and Vibration* 321, pp. 955-975.
- [14] Vetter, D. und Hagemann, T. und Schwarze, H. (2014): *Predictions for run-up procedures of automotive turbochargers with full-floating ring bearings including thermal effects and different bearing setups*, Proc. of the 11th Int. Conf. on Turbochargers and Turbocharging, IMechE, London, GB.