

Modellabgleich eines Turboladerrotors in Schwimmbuchsenlagerung anhand gemessener Schwimmbuchsendrehzahlen

Wolfgang Köhl¹, Martin Kreschel², Dietmar Filsinger³

¹ Fachgebiet Strukturtechnik, TU Darmstadt, 64287 Darmstadt, koehl@sdy.tu-darmstadt.de

² IHI Charging Systems International GmbH, 69126 Heidelberg, m.kreschel@ihi-csi.de

³ IHI Charging Systems International GmbH, 69126 Heidelberg, d.filsinger@ihi-csi.de

Kurzfassung

Bei PKW-Abgasturboladern mit Schwimmbuchsenlagern können in einem breiten Betriebsdrehzahlbereich gleitlagertypische Oil-Whirl- und Oil-Whip-Effekte auftreten. Zu deren Beschreibung werden in diesem Beitrag die Modellierung und der Modellabgleich des Rotors eines Abgasturboladers vorgestellt.

Zur Modellierung des Rotors werden im Sinne eines Ritz-Verfahrens die ersten vier Eigenformen (zwei Starrkörper- und zwei Biegeeigenformen) des ungefestelten Rotors verwendet. Mit einer experimentellen Modalanalyse am freien Rotor wird das Rotormodell abgesichert. Die Fluidfilme in den Schwimmbuchsenlagern werden mit Finiten Volumen modelliert und das Rotorgehäuse wird als starr und unverschieblich angesetzt. Für die Modellanpassung veränderbare Parameter sind die Lagergeometrie, die unterschiedlichen Ölviskositäten im inneren und im äußeren Schmierfilm sowie die Eigenfrequenzen des Rotormodells.

Am Versuchsmodell werden die Rotorbewegung in zwei orthogonale Richtungen einer Ebene am Verdichterrad und die Schwimmbuchsendrehzahl in Abhängigkeit von der Rotordrehzahl gemessen. Zur Messung der Schwimmbuchsendrehzahl wird das Turboladergehäuse mittels 3-D-Druck transparent ausgeführt. Dadurch können die Schwimmbuchsen während des Betriebes mit einer Hochgeschwindigkeitskamera optisch erfasst werden. Die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsbilder liefert die aktuelle Buchsendrehzahl.

Zum Abgleich des numerischen Modells werden die Schwimmbuchsendrehzahl und die Amplituden und Frequenzen der Rotorschwingungen in Abhängigkeit von der Rotordrehzahl herangezogen. Für den Modellabgleich werden verschiedene Versuche durchgeführt: Bei ansteigender und abfallender Rotordrehzahl wird in einem Versuch das Konstanttonphänomen, eine subsynchrone Bewegungsform mit nahezu konstanter Frequenz, erzwungen. In einem zweiten und dritten Versuch wird ein Oil-Whirl im inneren Schmierfilm erzeugt.

Nach Anpassung der Modellparameter (Lager- und Schwimmbuchsengeometrie, Ölfilmviskositäten, Rotoreigenschaften) konnte eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen und der berechneten Zeitverläufe der Rotorbewegung und der Schwimmbuchsendrehzahl beobachtet werden.

1 Einleitung

Rotoren in PKW-Abgasturboladern (ATL) werden vermehrt in Schwimmbuchsen gelagert. Das geringe Eigengewicht des Rotors und die sehr hohen Drehzahlen begünstigen das Auftreten von gleitlagertypischen Phänomenen wie Oil-Whirl und Oil-Whip im inneren und äußeren Schmierfilm der Schwimmbuchsenlagerung. Es treten selbst-erregte Schwingungen auf, die durch erhöhte Amplituden gekennzeichnet sind [2, 4, 9]. Dies führt zu einer unerwünschten Schallabstrahlung oder im extremen Fall zur Gefährdung des Laders. In der Konzeptionsphase eines Turboladerrotors werden numerische Gleitlagermodelle zur Vorhersage von kritischen Whirl-Frequenzen eingesetzt. Die Whirl-Frequenzen ω_{sub} sind eine Funktion der Schwimmbuchsendrehzahl Ω_{SB} und der Rotordrehzahl Ω_W ,

$$\begin{aligned}\omega_{sub,1} &\approx 0.5(\Omega_W + \Omega_{SB}), \\ \omega_{sub,3} &\approx 0.5\Omega_{SB}.\end{aligned}\tag{1}$$

Das sogenannte Konstanttonphänomen bezeichnet eine Bewegungsform mit dem subsynchronen und annähernd konstanten Frequenzanteil $\omega_{sub,2}$. Aus linearen Stabilitätsuntersuchungen für gleitgelagerte Rotoren mit drehzahl-abhängigen Koeffizienten kann nachgewiesen werden, dass die Frequenz $\omega_{sub,2}$ des Konstanttons einer sich kaum ändernden Eigenfrequenz des Rotor-Lager-Systems bei deren Anregung durch das Gleitlager entspricht [1, 2]. Die Konstanttonfrequenz liegt bei PKW-Turboladern üblicherweise im Bereich zwischen 600 Hz und 900 Hz [9].

Eine möglichst genaue Abbildung des realen Rotor-Lager-Systems in Turboladern erfordert eine hohe Modelltiefe. Äußere Störeinflüsse z. B. durch Luftanströmung der Schaufelräder, unterschiedliche Temperaturverteilungen in den Lagerspalten, Wärmetransport zwischen Fluid und Welle/Buchse/Gehäuse, Ölströmung zwischen äußerem und innerem Schmierfilm, Schaumbildung im Ölfilm [10] etc. können in einem Berechnungsmodell nicht oder nur mit großen Unsicherheiten abgebildet werden. Eine hohe Modelltiefe macht unter Umständen den Einsatz von Rechen-Clustern notwendig und lässt die Berechnungszeiten numerischer Modelle auf Tage und Wochen anwachsen. Grundsätzliche Gleitlagerphänomene können jedoch an einfachen Rotor-Lagermodellen untersucht werden [5, 12–15].

In dieser Arbeit werden experimentell ermittelte Schwimmbuchsendrehzahlen nach der Methodik aus [6] aus Auslaufvorgängen für die Validierung numerischer Modelle präsentiert. Darüber hinaus wird gezeigt, dass sehr einfache Rotor-Lager-Modelle nach einer Anpassung an die Messungen ausreichend sind, um relevante gleitlager-induzierte Effekte auf die Rotordynamik untersuchen zu können.

Aus Gründen der Vertraulichkeit werden in diesem Beitrag sämtliche Mess- und Simulationsergebnisse bezogen dargestellt. Bezugsgrößen sind die in der numerischen Simulation maximal angefahrne Rotordrehzahl $\Omega_{num,max}$ (vgl. Abschnitt 3.2) und der Gesamtlagerspalt $h_{0,g}$.

2 Rotormodell

2.1 Der ungefesselte Rotor

Das numerische Modell des Rotors ohne Gleitlager (ungefesselter Rotor) wird aus einer Experimentellen Modalanalyse (EMA) gewonnen. Eigenfrequenzen und Eigenformen werden am senkrecht aufgehängten Turboladerrotor experimentell bestimmt. Abbildung 1 zeigt schematisch den vermessenen Turboladerrotor zusammen mit den identifizierten Biegeeigenformen. Die abgebildeten Schwimmbuchsen kennzeichnen die Gleitlagerpositionen auf dem Rotor und waren bei der Durchführung der EMA nicht montiert. Der relevante Betriebsdrehzahlbereich schließt die ersten beiden Biegeeigenfrequenzen ein.

Unter Berücksichtigung der beiden Starrkörpermoden des ungefesselten Rotors wird ein auf dem RITZ-Verfahren basierender Ansatz zur Modellbildung gewählt. Nach RITZ kann ein kontinuierliches (Rotor-)System durch geeignete Wahl von Ansatzfunktionen $W(x)$ für die Eigenformen diskretisiert werden [3, 8]. Die Ansatzfunktionen müssen die geometrischen Randbedingungen des Systems erfüllen. Die Approximation wird umso genauer, je besser die gewählte Ansatzfunktion die reale Eigenform beschreibt. Das Ergebnis kann weiterhin verbessert werden, wenn zusätzlich die dynamischen Randbedingungen erfüllt sind. Ein Vorteil des Gebrauchs dieser örtlich verteilten Beschreibung im Vergleich zu einer Finite-Element-Modellierung (FEM) des Rotors liegt in der Möglichkeit, äußere Zusatzkräfte an einer beliebigen Stelle x vorzusehen, ohne einen neuen Rotor-FEM-Knoten mit zusätzlichen Freiheitsgraden definieren zu müssen.

Bei Anwendung des RITZ-Verfahrens auf den hier untersuchten Turboladerrotor können keine globalen Ansatzfunktionen $W(x)$ gewählt werden. Das starre Turbinenrad und die Versteifung im Bereich des Verdichterrades

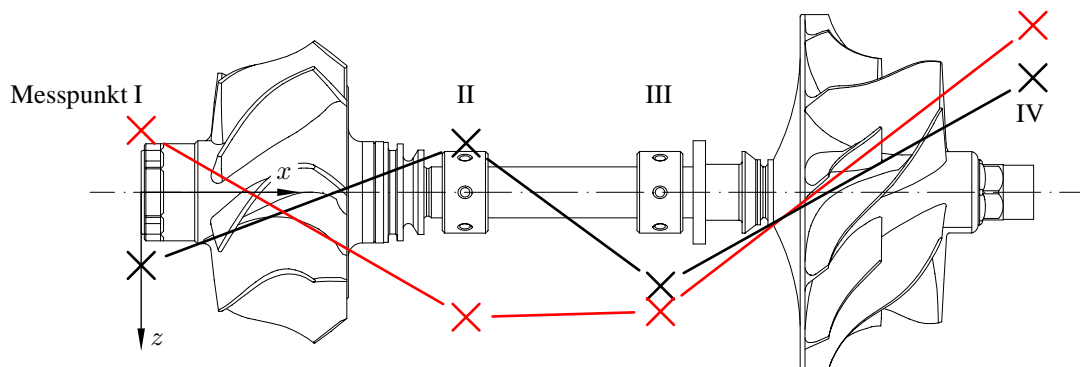


Abbildung 1: Biegeeigenformen aus Experimenteller Modalanalyse am frei aufgehängten Rotor, Messpunkte: Turbinenrad I, Schwimmbuchsenlager II–III (Messung ohne Schwimmbuchsen) und Locknut IV

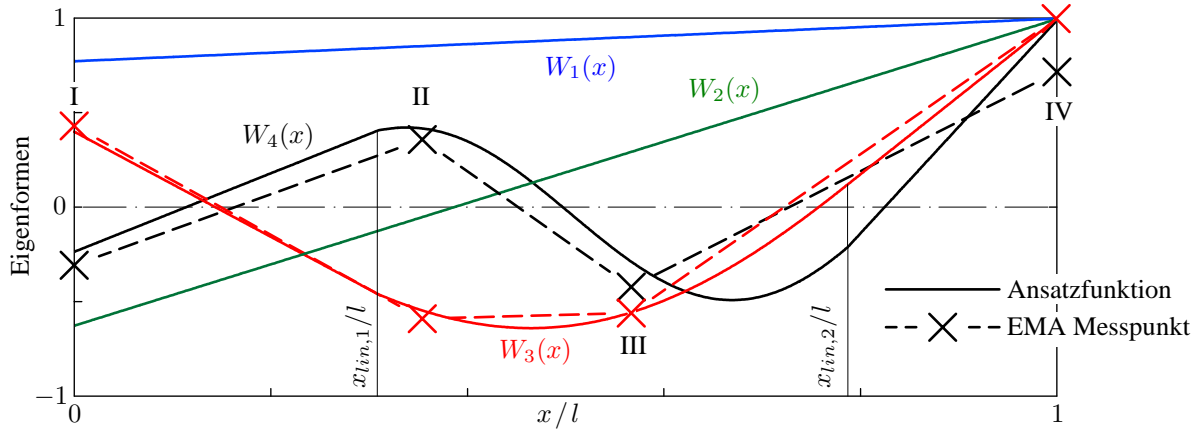


Abbildung 2: Ansatzfunktionen $W(x)$ der Eigenformen für den ungefestelten Rotor der Länge l und Biegeeigenformen an den Messpunkten I–IV aus Experimenteller Modalanalyse (EMA)

führen in den Biegemoden zu (annähernd) linearen Verläufen in diesen Bereichen. Die Starrkörpereigenformen betrifft dies nicht. Sie werden gemäß

$$W_1(x) = a_{1,1}x + a_{0,1} \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq l, \quad (2)$$

$$W_2(x) = a_{1,2}x + a_{0,2} \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq l \quad (3)$$

als Geradengleichungen über die gesamte Rotorlänge l angesetzt und sind zueinander orthogonal. Zur Abbildung der Biegeeigenformen werden lokal Polynome höherer Ordnung angesetzt,

$$W_3(x) = \begin{cases} a_{1,3}x + a_{0,3} & 0 \leq x \leq x_{lin,1} \\ \sum_{j=0}^4 \bar{a}_{j,3}x^j & \text{für} \quad x_{lin,1} \leq x \leq x_{lin,2} \\ a_{1,3}^*x + a_{0,3}^* & x_{lin,2} \leq x \leq l \end{cases}, \quad (4)$$

$$W_4(x) = \begin{cases} a_{1,4}x + a_{0,4} & 0 \leq x \leq x_{lin,1} \\ \sum_{j=0}^8 \bar{a}_{j,4}x^j & \text{für} \quad x_{lin,1} \leq x \leq x_{lin,2} \\ a_{1,4}^*x + a_{0,4}^* & x_{lin,2} \leq x \leq l \end{cases}. \quad (5)$$

Abbildung 2 zeigt die gewählten Ansatzfunktionen $W_1(x)$ – $W_4(x)$ im Vergleich zu den identifizierten Biegeeigenformen an den Messpunkten I–IV aus der EMA.

Neben den Ansatzfunktionen aus den Gleichungen (2)–(5) werden die Massenbelegung der Welle sowie diskrete Massen und Drehträgheiten von Turbinen- und Verdichterrad berücksichtigt. Nach Festlegung des Materialparameters $EI(x)$ können nach Berechnungsvorschriften aus z. B. [3, 8] die Elemente der generalisierten Massen- und Steifigkeitsmatrix \tilde{M} und \tilde{K} bestimmt werden. Aus dem sich daraus ergebenden Eigenwertproblem folgen die genäherten Eigenfrequenzen $\tilde{\omega}$,

$$\begin{aligned} & (\tilde{K} - \tilde{\omega}^2 \tilde{M}) \hat{r} = 0 \\ \Rightarrow & \quad \tilde{\omega}_{1,2} = 0, \quad \tilde{\omega}_3 = 0.735 \Omega_{num,max}, \quad \tilde{\omega}_4 = 2.07 \Omega_{num,max}. \end{aligned} \quad (6)$$

Tabelle 1: Vergleich der gerechneten und gemessenen Biegeeigenfrequenzen

	1. Biegeeigenfrequenz	2. Biegeeigenfrequenz
Diskretisierung	$0.735 \Omega_{num,max}$	$2.07 \Omega_{num,max}$
EMA	$0.734 \Omega_{num,max}$	$2.09 \Omega_{num,max}$
Δ in %	0.1	-1.3

Tabelle 1 vergleicht die aus der EMA ermittelten Biegeeigenfrequenzen mit denen aus der Diskretisierung.

In der Rotormodellierung wird von einer isotropen Wellensteifigkeit und homogener Massenverteilung ausgegangen,

$$\widetilde{\mathbf{K}}_y = \widetilde{\mathbf{K}}_z = \widetilde{\mathbf{K}}, \quad (7)$$

$$\widetilde{\mathbf{M}}_y = \widetilde{\mathbf{M}}_z = \widetilde{\mathbf{M}}. \quad (8)$$

Zur Berechnung der horizontalen und vertikalen Verschiebungen $v(x, t)$ und $w(x, t)$ werden die Funktionsreihen

$$v(x, t) \approx \sum_{n=1}^4 W_n(x) p_{n,y}(t) = \mathbf{W}^T(x) \mathbf{p}_y(t), \quad (9)$$

$$w(x, t) \approx \sum_{n=1}^4 W_n(x) p_{n,z}(t) = \mathbf{W}^T(x) \mathbf{p}_z(t) \quad (10)$$

angesetzt. Die generalisierten Koordinaten $p_n(t)$ errechnen sich mit (7) und (8) als Lösung der Bewegungsgleichungen

$$\widetilde{\mathbf{M}} \ddot{\mathbf{p}}_y + \widetilde{\mathbf{K}} \mathbf{p}_y = \widetilde{\mathbf{f}}_y, \quad (11)$$

$$\widetilde{\mathbf{M}} \ddot{\mathbf{p}}_z + \widetilde{\mathbf{K}} \mathbf{p}_z = \widetilde{\mathbf{f}}_z. \quad (12)$$

Das Aufstellen der generalisierten Erregerkräfte $\widetilde{\mathbf{f}}_y$ und $\widetilde{\mathbf{f}}_z$ wird ebenfalls in [3, 8] erläutert. Hierfür sind Unwuchtkräfte und äußere Kräfte wie aus Gleitlagern resultierende Kräfte $F_{SB}(t)$ und Kräfte aus dem Eigengewicht des Turboladerrotors ebenfalls über die Ansatzfunktionen $\mathbf{W}(x)$ zu transformieren. Das Anfangswertproblem (11) und (12) wird eindeutig durch Festlegen der Startbedingungen $\mathbf{p}(0)$ und $\dot{\mathbf{p}}(0)$ gelöst. Mit Hilfe der Pseudoinversen folgt aus (9) und (10) beispielhaft für die y -Richtung,

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_y(0) &= [\mathbf{W}(x) \mathbf{W}^T(x)]^{-1} \mathbf{W}(x) v(x, 0), \\ \dot{\mathbf{p}}_y(0) &= [\mathbf{W}(x) \mathbf{W}^T(x)]^{-1} \mathbf{W}(x) \dot{v}(x, 0). \end{aligned} \quad (13)$$

2.2 Der Rotor in Schwimmbuchsenlagern

Zur Modellierung des Schwimmbuchsenlagers werden vereinfachende Annahmen getroffen:

- konstante Viskosität $\eta_{\text{Öl}}$ und gleichmäßige Temperaturverteilung im Gleitlagerspalt (während der Messzeit),
- inkompressibles Fluid,

- Druckänderung in radialer Richtung vernachlässigbar,
- vollumschlossenes kreiszylindrisches Lager der Längen B_i und B_a und mit den Radien R_i und R_a im inneren und äußeren Spalt,
- kein Schiefstellen des Rotors und der Buchse innerhalb des Lagers,
- starres und unverschiebliches Lagergehäuse sowie starre Schwimmbuchse,
- eventueller Einfluss der Axiallagerung wird vernachlässigt,
- GÜMBEL-Randbedingungen [2].

Die geometrischen Abmessungen (B/D -Verhältnisse) der im Versuch verbauten Schwimmbuchsenlager erfordern eine theoretische Beschreibung als endlich lange Lager. Daher wird die REYNOLDS-Gleichung (vgl. [4, 7]) für den inneren Ölfilm

$$\frac{1}{R_i^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h_i^3 \frac{\partial p_i}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(h_i^3 \frac{\partial p_i}{\partial x} \right) = 6 \eta_{\dot{\theta},i} \left[(\Omega_W + \Omega_{SB}) \frac{\partial h_i}{\partial \theta} + 2 \frac{\partial h_i}{\partial t} \right] \quad (14)$$

und den äußeren Ölfilm

$$\frac{1}{R_a^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h_a^3 \frac{\partial p_a}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(h_a^3 \frac{\partial p_a}{\partial x} \right) = 6 \eta_{\dot{\theta},a} \left[\Omega_{SB} \frac{\partial h_a}{\partial \theta} + 2 \frac{\partial h_a}{\partial t} \right] \quad (15)$$

numerisch mittels der Finiten-Volumen-Methode (FVM) gelöst. Als Resultat erhält man die Drücke $p(x, \theta)$. In den Gleichungen (14) und (15) sind θ die Umfangskoordinate, x die axiale Koordinate, $h(x, \theta)$ die Spaltfunktion sowie Ω_W und Ω_{SB} die Drehzahlen von Rotor und Schwimmbuchse. Die Scherspannungen auf die Schwimmbuchse folgen unter der Annahme einer NEWTONschen Flüssigkeit,

$$\tau_i = \frac{\eta_{\dot{\theta},i}}{h_i} R_i (\Omega_W - \Omega_{SB}) + \frac{h_i}{2 R_i} \frac{\partial p_i}{\partial \theta}, \quad \tau_a = \frac{\eta_{\dot{\theta},a}}{h_a} R_a \Omega_{SB} + \frac{h_a}{2 R_a} \frac{\partial p_a}{\partial \theta}. \quad (16)$$

Im Anschluss an die numerische Druck- und Scherspannungsberechnung werden die resultierenden Gleitlagerkräfte F_{SB} und Reibmomente M_{reib} durch Integration gewonnen,

$$F_{SB,z} = \int_{-B/2}^{B/2} \int_0^{2\pi} p \cos \theta R d\theta dx, \quad F_{SB,y} = \int_{-B/2}^{B/2} \int_0^{2\pi} p \sin \theta R d\theta dx, \quad (17)$$

$$M_{reib} = \int_{-B/2}^{B/2} \int_0^{2\pi} \tau R^2 d\theta dx.$$

Die turbinen- und verdichterseitige Schwimmbuchsenlagermitte befindet sich an der axialen Position $x_{SB,T}$ bzw. $x_{SB,V}$. Aus den Gleichungen (9) und (10) können die Rotorauslenkungen und deren Geschwindigkeiten im turbinen- und verdichterseitigen Schwimmbuchsenlager berechnet werden,

$$y_{W,T} = v(x_{SB,T}, t) \approx \mathbf{W}^T(x_{SB,T}) \mathbf{p}_y(t), \quad z_{W,T} = w(x_{SB,T}, t) \approx \mathbf{W}^T(x_{SB,T}) \mathbf{p}_z(t) \quad (18)$$

$$\dot{y}_{W,T} = \dot{v}(x_{SB,T}, t) \approx \mathbf{W}^T(x_{SB,T}) \dot{\mathbf{p}}_y(t), \quad \dot{z}_{W,T} = \dot{w}(x_{SB,T}, t) \approx \mathbf{W}^T(x_{SB,T}) \dot{\mathbf{p}}_z(t)$$

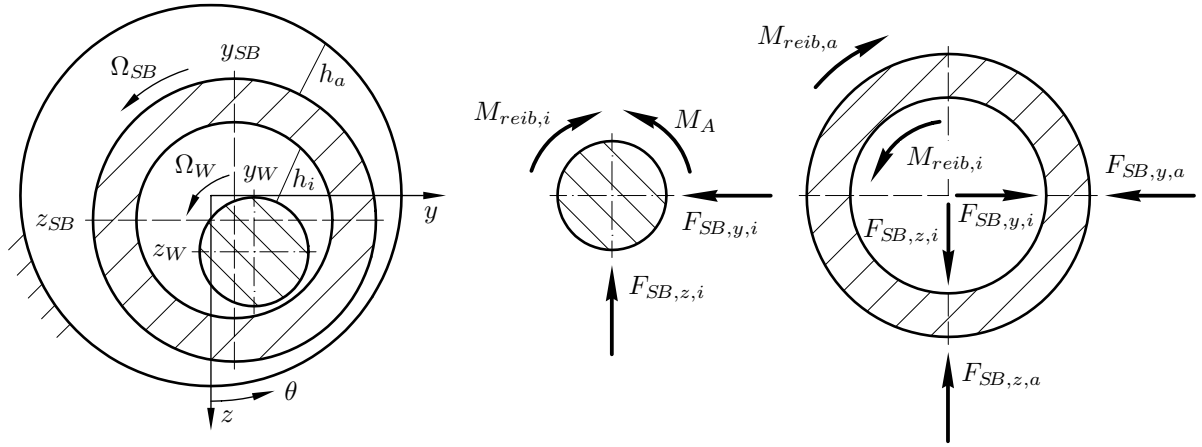


Abbildung 3: Schwimmbuchsenlager und Freikörperbild

und

$$\begin{aligned}
 y_{W,V} &= v(x_{SB,V}, t) \approx \mathbf{W}^T(x_{SB,V}) \mathbf{p}_y(t), & z_{W,V} &= w(x_{SB,V}, t) \approx \mathbf{W}^T(x_{SB,V}) \mathbf{p}_z(t), \\
 \dot{y}_{W,V} &= \dot{v}(x_{SB,V}, t) \approx \mathbf{W}^T(x_{SB,V}) \dot{\mathbf{p}}_y(t), & \dot{z}_{W,V} &= \dot{w}(x_{SB,V}, t) \approx \mathbf{W}^T(x_{SB,V}) \dot{\mathbf{p}}_z(t).
 \end{aligned} \tag{19}$$

Aus dem Momenten- und Kräftegleichgewicht an den Schwimmbuchsen folgen mit dem Massenträgheitsmoment der Schwimmbuchse Θ_{SB} und der Buchsenmasse m_{SB} sowie den Gleitlagerkräften und den Reibmomenten aus Gleichung (17) beispielhaft für das turbinenseitige Schwimmbuchsenlager,

$$\begin{aligned}
 \Theta_{SB} \ddot{\varphi}_{SB,T} &= M_{reib,T,i} - M_{reib,T,a}, \\
 m_{SB} \ddot{y}_{SB,T} &= F_{SB,T,y,i} - F_{SB,T,y,a}, \\
 m_{SB} \ddot{z}_{SB,T} &= F_{SB,T,z,i} - F_{SB,T,z,a}.
 \end{aligned} \tag{20}$$

Die Berechnung der später vorgestellten Rotorbewegung in Schwimmbuchsenlagern wird in MATLAB realisiert. Die Rechenzeiten betragen bei den hier vorgestellten Ergebnissen ca. 15 Stunden bei Einsatz eines Intel i7-3770 Prozessors mit 3.4 GHz-Takt ohne parallelisierte Rechenabläufe.

3 Modellabgleich

Das numerische Berechnungsmodell des Turboladerrotors in Schwimmbuchsenlagern wird anhand experimenteller Daten abgeglichen. Wie bereits verschiedene Untersuchungen zeigten (z. B. [11, 14]), sind maßgeblich beeinflussende Größen auf die Dynamik des Turboladerrotors die Schwimmbuchsendrehzahl und die subsynchronen Frequenzen der Rotorschwingungen und deren Amplituden.

Abschnitt 3.1 stellt den Versuchsaufbau und die zur Verfügung stehenden Messgrößen vor. Notwendige Modifikationen am numerischen Modell zum Abgleich mit den zur Verfügung stehenden Messgrößen werden in Abschnitt 3.2 diskutiert und in Abschnitt 3.3 bewertet.

3.1 Messen der Schwimmbuchsendrehzahl und Versuchsaufbau

Zur experimentellen Ermittlung der Schwimmbuchsendrehzahl wird das Gussgehäuse der Gleitlagersektion durch ein transparentes Gehäuse aus lichtsäuhärtendem Kunststoff ersetzt. Die Herstellung des transparenten Gehäuses erfolgt über ein Laserlithografieverfahren nach Vorlage eines 3D-CAD-Modells. Die Konstruktion des transparenten Gehäuses ist mit der des originalen Gussgehäuses nahezu identisch. Unverändert bleiben die Gleitlagergeometrie und deren Spaltmaße, Ölschlüsse und die Anschlussgeometrie von Turbinen- und Verdichtergehäuse. Dadurch wird die Schwimmbuchse auf der Verdichterseite optisch zugänglich. Der Ölfluss behindert die Sicht aufgrund der geringen Spaltmaße nur unwesentlich. Mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera und einer anschließenden Bildauswertung in MATLAB werden die über den Umfang der Schwimmbuchse verteilten Kom-

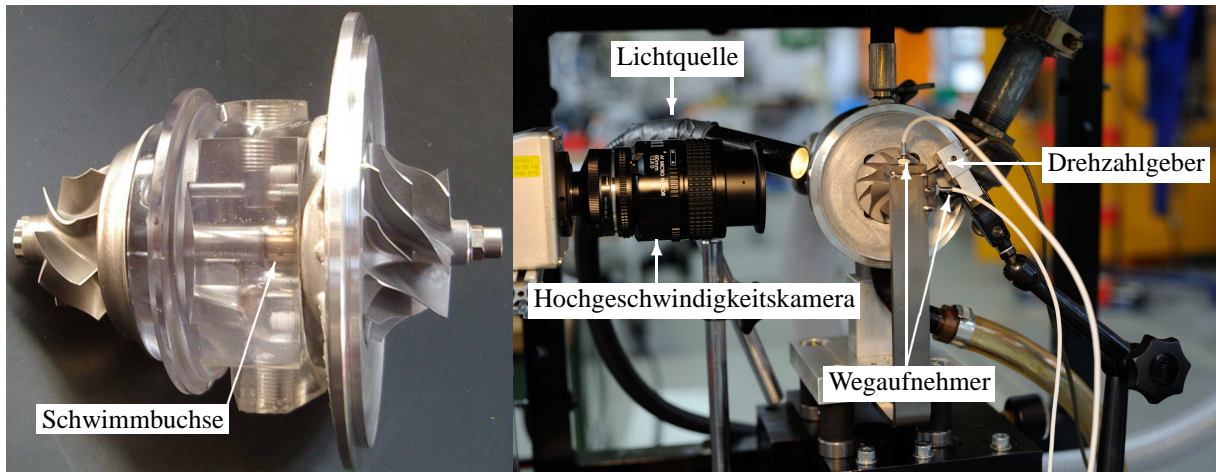


Abbildung 4: links: transparentes Lagergehäuse, rechts: Kaltgasprüfstand mit axialer Sicht aufs Verdichterrad

munikationsbohrungen detektiert. Über die Anzahl der Bohrungen und der Bilderanzahl pro Sekunde lässt sich die Drehzahl der Schwimmbuchse ermitteln [6].

Der Prüfstand wird mit Kaltgas bei einem Druck von maximal 5 bar betrieben. Als Öl wird ein Mehrbereichsöl Essolube X2 20W verwendet. Zwei senkrecht zueinander ausgerichtete Wegaufnehmer auf Verdichterseite messen die Wellenbahn. Um Aliasing-Fehler auszuschließen, werden alle Messwerte durch ein analoges Tiefpassfilter geführt. Die Ölviskosität ist durch eine vorher durchgeführte Rheometermessung als Funktion der Öltemperatur bekannt. Die Messwerterfassung erfolgt über das Regel- und Steuersystem dSpace. Abbildung 4 zeigt das transparente Gehäuse (links) und den Kaltgasprüfstand mit der Hochgeschwindigkeitskamera (rechts).

3.2 Vergleich von Experiment und numerischer Berechnung

Für den Modellabgleich werden drei Messläufe bei gleicher Öleinlasstemperatur aufgenommen (vgl. Abbildung 5):

- *Auslauf 1* im Drehzahlbereich $0.08 \Omega_{num,max} \leq \Omega_W \leq 0.70 \Omega_{num,max}$:
Anregung von innerem Oil-Whirl (sub 1) und Konstantton (sub 2),
- *Auslauf 2* im Drehzahlbereich $0.05 \Omega_{num,max} \leq \Omega_W \leq 0.46 \Omega_{num,max}$:
Anregung von innerem Oil-Whirl (sub 1),
- *Auslauf 3* im Drehzahlbereich $0.03 \Omega_{num,max} \leq \Omega_W \leq 0.26 \Omega_{num,max}$:
Anregung von innerem Oil-Whirl (sub 1).

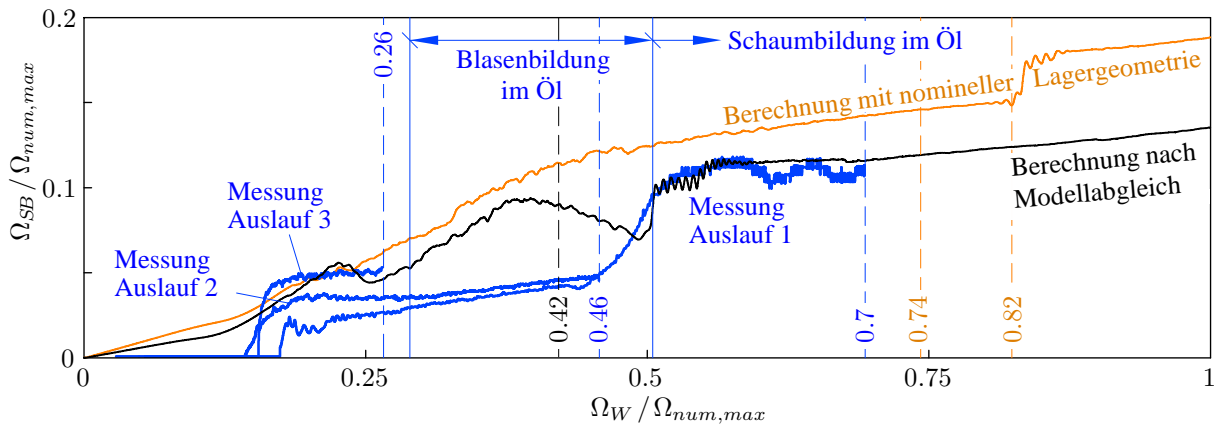
Die Messzeit ist für alle Auslaufvorgänge gleich und wird durch die Speicherkapazität der Hochgeschwindigkeitskamera begrenzt. Die Auslaufverzögerung im Auslauf 1 ist daher am größten, da hier ein breiterer Drehzahlbereich durchfahren wird. Allen Messläufen ist gemeinsam, dass die Schwimmbuchse bei ca. $0.15 \Omega_{num,max}$ zum Stehen kommt. Ab diesem Zeitpunkt verliert der äußere Ölfilm seine Tragkraft. Die gemessene Schwimmbuchsendrehzahlen unterscheiden sich deutlich im unteren Drehzahlbereich ($\leq 0.3 \Omega_{num,max}$). Im langsamen Auslauf 3 werden annähernd doppelt so hohe Schwimmbuchsendrehzahlen im Vergleich zum schnelleren Auslauf 1 gemessen.

Der Übergang in den Frequenzbereich zeigt die für Gleitlager typischen subsynchronen Frequenzanteile. In Abbildung 5 unten sind die Wasserfalldiagramme des gemessenen Auslaufvorgangs 1 und der numerischen Simulationen vor und nach Modellanpassung gezeigt. Es werden die Gleichlaufanteile der komplexen Amplitude der Verdichterradauslenkung $|\hat{r}_V|$ gezeigt. Auf eine Darstellung der Gegenlaufanteile wird hier verzichtet, da ihr Anteil an der Rotorbewegung vernachlässigt werden kann. In die Wasserfalldiagramme ist zusätzlich der Anfahrstrahl (syn) eingezeichnet. Weiterhin sind die gemessenen und berechneten Schwimmbuchsendrehzahlen Ω_{SB} und die daraus ermittelte subsynchrone Frequenz $\omega_{sub,1}$ aus Gleichung (1) nachgetragen.

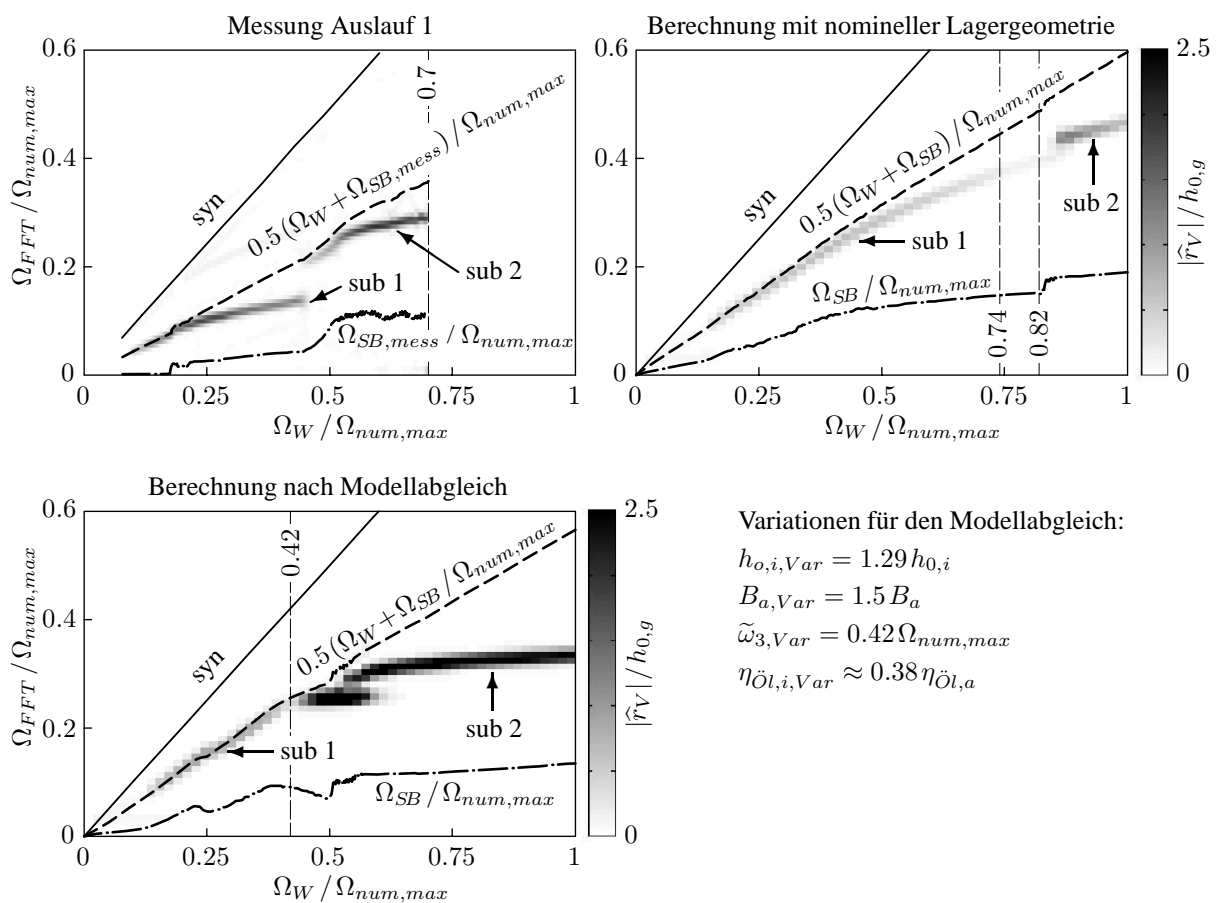
Für den Auslauf 1 dominieren zwei Grenzyklen die Rotorbewegung: Im Drehzahlbereich größer $0.5 \Omega_{num,max}$ tritt das sogenannte Konstanttonphänomen (sub 2) auf. Diese Bewegungsform ist gekennzeichnet durch hohe Schwingungsamplituden des Verdichterrades. Im Bereich von $0.15 \Omega_{num,max}$ bis $0.5 \Omega_{num,max}$ wird ein weiterer Grenzyklus mit geringeren Schwingungsamplituden angeregt (sub 1). Der Übergang auf die untere

Bewegungsform ist mit einem Sprung in der Schwimmbuchsendrehzahl verbunden. Die Amplitude der unwuchterzwungenen Schwingung ist sehr klein und beeinflusst die Dynamik des Turboladerrotors nicht. Daher wird die numerische Berechnung ohne Unwucht durchgeführt.

Ein Modellabgleich für das in Abschnitt 2 vorgestellte Rotor-Lagermodell erfolgt anhand der gemessenen und berechneten Schwimmbuchsendrehzahlen (Abbildung 5 (a)) und den gemessenen und berechneten Whirlfrequenzen, wie sie in den Wasserfalldiagrammen in Abbildung 5 (b) dargestellt sind. Zunächst werden Simulationen bei nomineller Gleitlagergeometrie, gleicher Ölviskosität für den inneren und äußeren Schmierfilm bei



(a) Vergleich der gemessenen und berechneten Schwimmbuchsendrehzahlen vor und nach Modellabgleich



(b) Wasserfalldiagramme der Verdichterradauslenkung (Gleichlaufanteile): Vergleich von Messung und Simulation

Abbildung 5: Modellabgleich anhand von Experimenten am Kaltgasprüfstand

gemessener Öleinlasstemperatur ($\eta_{\dot{O}l,i} = \eta_{\dot{O}l,a}$) und den Rotoreigenschaften des ungefesselten Rotors nach Abschnitt 2.1 durchgeführt. Ein Vergleich der Schwimmbuchsendrehzahlen liefert zu hoch berechnete Drehzahlen. Weiterhin liegt die berechnete Eintrittsdrehzahl $0.82\Omega_{num,max}$ in den Konstantton höher im Vergleich zur Messungen mit der Eintrittsdrehzahl $0.5\Omega_{num,max}$. Der Konstantton klingt in der Berechnung schnell wieder ab, was im Experiment nicht beobachtet wird.

Aus Parametervariationen ist bekannt, dass ein vergrößerter innerer Lagerspalt $h_{0,i}$ und eine vergrößerte äußere Schwimmbuchsenbreite B_a das Auftreten des Konstanttons begünstigen. Die hier verwendete Variation beträgt $h_{0,i,Var} = 1.29h_{0,i}$ und $B_{a,Var} = 1.5B_a$. Der Konstantton tritt in den Simulationen kurz nach Erreichen der ersten genäherten Biegeeigenfrequenz $\tilde{\omega}_3$ auf. Für die Modellanpassung wird diese Biegeeigenfrequenz auf $\tilde{\omega}_{3,Var} = 0.42\Omega_{num,max}$ herabgesetzt. Im letzten Anpassungsschritt wird eine Gleichung zur Abschätzung der Schwimmbuchsendrehzahl herangezogen [9],

$$\Omega_{SB,Schätz} \approx \frac{\Omega_W}{1 + \frac{\eta_{\dot{O}l,a}}{\eta_{\dot{O}l,i}} \frac{h_{0,i}}{h_{0,a}} \frac{B_a}{B_i} \left(\frac{R_a}{R_i}\right)^3}. \quad (21)$$

Gleichung (21) wurde unter Annahme der Kurzlagertheorie und einer stationären Rotorauslenkung im Gleitlager hergeleitet. Dennoch verdeutlicht die Näherungsgleichung mögliche Einflussfaktoren zur Reduktion der Schwimmbuchsendrehzahl. Eine Wahl von $\eta_{\dot{O}l,i,Var} \approx 0.38\eta_{\dot{O}l,a}$ der inneren Ölviskosität führt in Verbindung mit den oben erwähnten Maßnahmen zum Modellabgleich zu den in Abbildung 5 gezeigten Resultaten. Das angepasste numerische Modell zeigt bezüglich der Eintrittsdrehzahl in den Konstantton und der Schwingfrequenz $\omega_{sub,2}$ des Konstanttons eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Auch die berechnete Schwimmbuchsendrehzahl stimmt im Bereich des Konstanttons sehr gut mit dem gemessenen Verlauf der Schwimmbuchsendrehzahl überein. Die Rotorbewegung im Bereich des inneren Oil-Whirls (sub 1) wird nur annähernd wiedergegeben. Liegt die berechnete und die gemessene Schwimmbuchsendrehzahl für den langsamen Auslauf 3 noch in einer Größenordnung, wird die berechnete Schwimmbuchsendrehzahl zwischen $0.3\Omega_{num,max}$ und $0.5\Omega_{num,max}$ immer noch deutlich überschätzt.

3.3 Bewertung der Ergebnisse

Die Variation des inneren Lagerspaltelies liegt innerhalb der Fertigungstoleranz. Alternativ zur Variation der äußeren Buchsenbreite könnte nach Gleichung (21) auch ein vergrößerter Radius des äußeren Lagers verwendet werden. Allerdings zeigen Simulationen, dass bei einer Variation des äußeren Lagerradius zum einen der Konstantton in Schwingfrequenz und Drehzahlbereich weniger mit den Experimenten vergleichbar ist und zum anderen ein hoher Faktor gewählt werden muss.

Die Verringerung der ersten Biegeeigenfrequenz bedeutet ein starkes aber notwendiges Eingreifen in das Rotormodell. Eine Absicherung des Rotormodells bei Betriebsdrehzahl und bei Einsatz der Schwimmbuchsen ist im realen Betrieb nicht möglich.

Der Einsatz der transparenten Gleitlagersektion lässt einen Einblick in die verdichterseitige Schwimmbuchsenlagerung (äußerer Schmierfilm) und axiale Gleitlagerung zu. Es zeigt sich, dass bei Annäherung der Rotordrehzahl an die Eintrittsdrehzahl in den Konstantton Blasenbildung in den Schmierfilmen zu erkennen ist. Tritt der Rotor in den Konstantton ein, kann sogar von einem Ölschaum, in dem der Rotor läuft, gesprochen werden. Die Luftblasen in den Schmierfilmen verringern die Ölviskositäten wesentlich (vgl. [10]). Diese im Experiment beobachtete zeitliche Veränderung der Ölviskosität durch Blasen- und Schaumbildung kann im numerischen Modell nicht als solche berücksichtigt werden. Der im Schmiermittel beobachtete Luftanteil ist unbekannt. Unter Zuhilfenahme der Schätzgleichung (21) wird im numerischen Modell die Verringerung der Ölviskosität als konstant und mit $\eta_{\dot{O}l,i,Var} < \eta_{\dot{O}l,a}$ einkalkuliert. Allerdings zeigt das numerisch berechnete Wasserfalldiagramm deutliche Abweichungen im subsynchronen Bewegungsanteil sub 1 im Vergleich zur Messung infolge zu hoch berechneter Schwimmbuchsendrehzahlen.

Die Berechnungsergebnisse nach der Modellanpassung liefern insgesamt eine gute Abbildung des komplexen und von äußeren Einflüssen stark bestimmten Rotorverhaltens.

4 Zusammenfassung

Dieser Beitrag stellt die Modellbildung eines PKW-Turboladerrotors in Schwimmbuchsenlagern und den Modellabgleich anhand Messungen vor. Zuerst werden an einem frei aufgehängten Rotor Eigenfrequenzen und Eigenformen im relevanten Betriebsdrehzahlbereich anhand einer Experimentellen Modalanalyse ermittelt. Aus diesen

Messdaten wird ein Rotormodell des ungefesselten Rotors durch ein an RITZ angelehntes Verfahren generiert. Die Modellierung der Schwimmbuchsenlager wird bewusst einfach gehalten um kurze Simulationszeiten zu ermöglichen. Dennoch ist eine numerische Diskretisierung (hier Finite Volumen) der Schmierfilme auf Basis der Theorie des endlich langen Lagers und eine Berechnung der stark nichtlinearen Gleitlagerkräfte notwendig. Das Berechnungsmodell des Rotors in Schwimmbuchsenlagern gibt trotz seiner Einfachheit alle grundlegenden Effekte der Gleitlagerung auf die Rotordynamik wieder.

Ein Modellabgleich erfolgt anhand gemessener Schwimmbuchsendrehzahlen und den gemessenen Rotor-schwingungen auf Verdichterseite an einem Kaltgasprüfstand. Für die Anpassung werden im Berechnungsmodell die Lager- und Schwimmbuchsengeometrie (innerer Lagerspalt, äußere Lagerbreite), die erste Biegeeigenfrequenz des Rotors und die Ölviskosität des inneren Schmierfilms variiert. Nach Anpassung der Modellparameter wird eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen und der berechneten Zeitverläufe der Rotorbewegung und der Schwimmbuchsendrehzahl beobachtet.

Danksagung

Der Autor dankt Prof. Dr.-Ing. Richard Markert für seine stetige Betreuung und Zuversicht in diese Forschungs-kooperation.

Literatur

- [1] BOYACI, A.; STEINHILBER, G.; SEEMANN, W.; PROPPE, C.: Zur Stabilität eines in Gleitlagern laufenden elastischen Rotors, In: *SIRM 2009 - 8. Internationale Tagung Schwingungen in rotierenden Maschinen, Wien, Österreich, 23. - 25. Februar 2009*, 2009, Paper ID 18.
- [2] GASCH, R.; NORDMANN, R.; PFÜTZNER, H.: *Rotordynamik*. 2. Auflage. Springer-Verlag Berlin - Heidelberg - New York, 2006.
- [3] GASCH, R.; KNOTHE, K.; LIEBICH, R.: *Strukturodynamik*. 2. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- [4] HORI, Y.: *Hydrodynamic Lubrication*. Springer-Verlag Tokyo, 2006.
- [5] KAMESH, P.: *Oil-Whirl instability in an automotive Turbocharger*, University of Southampton, Faculty of Engineering and the Environment, Institute of Sound and Vibration Research, PhD-Thesis, 2011.
- [6] KÖHL, W.; KRESCHEL, M.; FILSINGER, D.: Experimentelle Ermittlung der Schwimmbuchsendrehzahl an einer transparenten Gleitlagersektion eines Abgasturboladers,. In: *8. VDI-Fachtagung Schwingungen in Antrieben 2013*, VDI-Verlag GmbH Düsseldorf, 2013 (VDI-Berichte 2197), S. 105–116.
- [7] LANG, O. R.; STEINHILPER, W.: *Gleitlager - Konstruktionsbücher Band 31*. Springer-Verlag Berlin - Heidelberg - New York, 1978.
- [8] MARKERT, R.: *Skript zur Vorlesung Strukturodynamik für Maschinenbauer*. erste, verbesserte Auflage. Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Maschinenbau, Fachgebiet Strukturodynamik, 2011.
- [9] NGUYEN-SCHÄFER, H.: *Rotordynamics of Automotive Turbochargers*. Springer Heidelberg New York Dordrecht London, 2012.
- [10] NGUYEN-SCHÄFER, H.: Nonlinear Rotordynamic Computations of Automotive Turbochargers Using Rotating Floating Ring Bearings at High Rotor Speeds. In: *SIRM 2013 – 10th International Conference on Vibrations in Rotating Machines*, 2013.
- [11] SAN ANDRES, L.; RIVADENEIRA, J. C.; GJIKA, K.; GROVES, C.; LARUE, G.: Rotordynamics of Small Turbochargers Supported on Floating Ring Bearings – Highlights in Bearing Analysis and Experimental Validation. In: *Journal of Tribology* 129 (2007), S. 391–397.
- [12] SCHWEIZER, B.: Oil whirl, oil whip and whirl/whip synchronization occurring in rotor systems with full-floating ring bearings. In: *Nonlinear Dynamics* 57 (2009), S. 509–532.
- [13] SCHWEIZER, B.: Total instability of turbocharger rotors - Physical explanation of the dynamic failure of rotors with full-floating ring bearings. In: *Journal of Sound and Vibration* 328 (2009), S. 156–190.
- [14] SCHWEIZER, B.; SIEVERT, M.: Nonlinear oscillations of automotive turbocharger turbines. In: *Journal of Sound and Vibration* 321 (2009), S. 955–975.
- [15] TIAN, L.; WANG, W. J.; PENG, Z. J.: Dynamic behaviours of a full floating ring bearing supported turbo-charger rotor with engine excitation. In: *Journal of Sound and Vibration* 330 (2011), S. 4851–4874.