

Forschungsbericht 2022-22

Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbewegung von Hubschrauberrotoren

Felix Armin Weiß

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Flugsystemtechnik
Braunschweig



Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

Forschungsbericht 2022-22

Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbewegung von Hubschrauberrotoren

Felix Armin Weiß

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Flugsystemtechnik
Braunschweig

194 Seiten
118 Bilder
33 Tabellen
96 Literaturstellen



Herausgeber:

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e. V.
Wissenschaftliche Information
Linder Höhe
D-51147 Köln

ISSN 1434-8454
ISRN DLR-FB-2022-22
Erscheinungsjahr 2022

DOI: <https://doi.org/10.57676/w1kc-sg83>

Erklärung des Herausgebers

Dieses Werk ist unter einer Creative Commons Lizenz vom Typ Namensnennung 3.0 Deutschland zugänglich.
Um eine Kopie dieser Lizenz einzusehen, konsultieren Sie
<http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/de/legalcode> oder wenden Sie sich brieflich an
Creative Commons, Postfach 1866, Mountain View, California, 94042, USA.

Lizenz



Creative Commons Lizenz vom Typ Namensnennung 3.0 Deutschland

Hubschrauber, Rotordynamik, Schwenkbewegung, Triebstrangmodell, Rotor-Triebstrang-Kopplung, Eigenformen, Eigenfrequenzen, dynamische Antwort, strukturelle Blattlasten

Felix Armin Weiß
DLR, Institut für Flugsystemtechnik, Braunschweig

Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbewegung von Hubschrauberrotoren

Dissertation, Technische Universität Braunschweig

In Simulationen der Rotordynamik von Hubschraubern wird meist lediglich der Rotor modelliert und eine ungestörte Nabendrehzahl angenommen (Basismodell). Die vorliegende Simulationsstudie hebt diese Annahme auf. Das Strukturmodell wird um den Triebstrang erweitert, um dessen Einfluss auf die Rotordynamik zu untersuchen (Rotor-Triebstrang-System).

Der Vergleich der Eigenformen und -frequenzen des Rotor-Triebstrang-Systems mit denen des Basismodells zeigt, wie der Triebstrang die kollektiven Schwenkmoden modifiziert. Dazu werden die Auswirkungen der Triebstrangträgheit und -steifigkeit identifiziert und voneinander abgegrenzt.

Die aeromechanische Simulation des Rotor-Triebstrang-Systems offenbart beachtliche Änderungen in den blattzahlharmonischen Amplituden der Schwenklasten gegenüber dem Basismodell. Weil die Eigenfrequenz der durch den Triebstrang modifizierten, zweiten kollektiven Schwenkmode in der Nähe der Blattzahlharmonischen liegt, bestimmt diese Mode den Triebstrangeinfluss auf die Schwenklasten im stationären Flug. Auch die Anwendbarkeit reduzierter Triebstrangmodelle zur Abbildung dieses Einflusses wird untersucht. Schließlich wird gezeigt, dass die Berücksichtigung des Triebstrangs die Korrelation simulierter Schwenklasten mit Messungen aus einem Windkanalversuch verbessert.

rotorcraft, rotor dynamics, lead-lag motion, drivetrain model, rotor-drivetrain coupling, mode shapes, eigenfrequencies, dynamic response, structural blade loads

(Published in German)

Felix Armin Weiß
German Aerospace Center (DLR), Institute of Flight Systems, Braunschweig

Drivetrain Influence on the Lead-Lag Motion of Helicopter Rotors

Doctoral Thesis, Technical University Braunschweig

Simulations of helicopter rotor dynamics typically only model the rotor, and assume that the rotational hub speed is undisturbed (baseline model). The presented simulation study drops this assumption. The structural model is extended by the drivetrain to study its influence on the rotor dynamics (rotor-drivetrain system).

Comparisons of the rotor-drivetrain system's mode shapes and eigenfrequencies with those of the baseline model show how the drivetrain modifies the collective lead-lag modes. The effects of the drivetrain inertia and stiffness are identified and distinguished.

Aeromechanic simulations of the rotor-drivetrain system reveal considerable changes in the blade passage frequency harmonics of the lead-lag loads compared to the baseline model. Since the modified eigenfrequency of the second collective lead-lag mode is near the blade passage frequency, this mode is responsible for the drivetrain's influence on the lead-lag loads in steady flight. It is investigated whether reduced drivetrain models are suitable for predicting this influence. Finally, it is shown that the inclusion of the drivetrain in the structural model improves the agreement between simulated lead-lag loads and measurements from a wind tunnel test.

TU Braunschweig – Niedersächsisches
Forschungszentrum für Luftfahrt

Berichte aus der Luft- und Raumfahrttechnik

Forschungsbericht 2022-20

**Einfluss des Triebstrangs auf die
Schwenkbewegung von Hubschrauberrotoren**

Felix Armin Weiß

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Flugsystemtechnik
Braunschweig

Diese Veröffentlichung wird gleichzeitig in der Berichtsreihe „NFL - Forschungsberichte“ geführt.

Diese Arbeit erscheint gleichzeitig als von der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation.

Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbewegung von Hubschrauberrotoren

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde
eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

von: Felix Armin Weiß

geboren in: Buchholz i. d. Nordheide

eingereicht am: 28.10.2021

mündliche Prüfung am: 18.10.2022

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. habil. Cord-Christian Rossow

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Stefan Levedag

Prof. Dr.-Ing. Michael Sinapius

Schlagwörter: *Rotordynamik, Schwenkbewegung, Triebstrangmodell, Rotor-Triebstrang-Kopplung, Eigenformen, Eigenfrequenzen, dynamische Antwort, strukturelle Blattlasten*

Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbewegung von Hubschrauberrotoren

In den meisten Simulationen der Rotordynamik von Hubschraubern weist das Strukturmodell des Hauptrotors eine konstante Nabendrehzahl als Randbedingung auf – hier als Basismodell bezeichnet. Für eine Simulationsstudie zum Einfluss des Triebstrangs auf den Hauptrotor wird diese Randbedingung aufgehoben und der als Torsionsschwingerkette modellierte Triebstrang an den flexiblen Rotor gekoppelt. Die Studie am Beispiel des Hubschraubers Eurocopter Bo105 unterteilt sich in die Eigenanalyse der schwingungsfähigen Rotor-Triebstrang-Struktur sowie die Untersuchung ihrer dynamischen Antwort in der aeromechanischen Zeitsimulation.

Die Eigenformen und -frequenzen des Rotor-Triebstrang-Systems werden mit denen des Basismodells ohne Triebstrang verglichen. Der Triebstrang wirkt sich auf die kollektiven Schwenkmoden des Rotors aus. Durch den Effekt der finiten Triebstrangträgheit wird die Eigenfrequenz der ersten kollektiven Schwenkmode L1 erhöht. Bei der zweiten kollektiven Schwenkmode L2 wird hingegen eine Verminderung der Eigenfrequenz beobachtet, die auf die Flexibilität des Triebstrangs zurückzuführen ist. Im Gegensatz zu L1 liegt die Eigenfrequenz von L2 nahe der Blattzahlharmonischen ($\text{Blattzahl} \cdot \text{Rotordrehfrequenz}$), die wiederum als fundamentale Anregungsfrequenz des Rotor-Triebstrang-Systems wirkt. Daher ist die Modifikation der kollektiven L2-Mode durch den Triebstrang von großer Bedeutung für die dynamische Antwort.

Das Strukturmodell wird mit Aerodynamikmodellen auf Basis der Blattelementtheorie sowie Modellen der geregelten Triebwerke gekoppelt. In den stationären Flugzuständen *Transition* und *Schnellflug* sowie bei *großer spezifischer Rotorblattbelastung* wird das Rotor-Triebstrang-System getrimmt. Der Vergleich mit dem Basismodell zeigt beachtliche Änderungen in den blattzahlharmonischen Amplituden der Schwenklasten in allen Flugzuständen. Im Rotorblatt ist der Triebstrangeinfluss daher dort signifikant, wo blattzahlharmonische Amplituden eine bedeutende Rolle im Fourierspektrum einnehmen. Neben der Torsionsschwingerkette sind auch reduzierte Triebstrangmodelle mit nur einem Steifigkeitselement anwendbar, wenn damit die Eigenfrequenz der modifizierten kollektiven L2-Mode korrekt abgebildet wird. Die Dynamik der geregelten Triebwerke hat im stationären Flug keinen Einfluss auf die Blattlasten. Durch Variation der Steifigkeit eines reduzierten Triebstrangmodells wird die modifizierte L2-Eigenfrequenz verändert. Damit gehen große Änderungen blattzahlharmonischer Amplituden der Nabewinkelgeschwindigkeit, der Schwenkbiegemomente sowie des Masttorsionsmoments einher. Dies unterstreicht die Wichtigkeit der modifizierten L2-Eigenfrequenz, die den Triebstrangeinfluss auf die Schwenklasten bestimmt. Zur Vermeidung starker Resonanzüberhöhungen muss diese Eigenfrequenz einen hinreichenden Abstand zur Blattzahlharmonischen aufweisen. Durch Berücksichtigung des Triebstrangs wird schließlich die Korrelation simulierter Schwenklasten mit Messungen aus einem Windkanalversuch verbessert. Zwecks Verallgemeinerung werden die gewonnenen Erkenntnisse abschließend auf die Rotor-Triebstrang-Konfiguration des Sikorsky UH-60A übertragen.

Keywords: *rotor dynamics, lead-lag motion, drivetrain model, rotor-drivetrain coupling, mode shapes, eigenfrequencies, dynamic response, structural blade loads*

Drivetrain Influence on the Lead-Lag Motion of Helicopter Rotors

In most simulations of helicopter rotor dynamics, the structural model of the main rotor features the boundary condition of constant rotational hub speed, referred to below as the baseline model. To study the influence of the drivetrain on the main rotor using numerical simulations, this boundary condition is dropped and a drivetrain model, consisting of discrete inertia elements and intermediate flexible elements, is connected to the flexible rotor. The study of the Eurocopter Bo105 is divided into the eigenanalysis of the oscillating rotor-drivetrain structure, and the examination of its dynamic response in the aeromechanic time domain simulation.

The mode shapes and eigenfrequencies of the rotor-drivetrain system are compared to those of the baseline model without drivetrain. The drivetrain influences the collective lead-lag modes. The effect of finite drivetrain inertia causes the eigenfrequency of the first collective lead-lag mode L1 to increase. In contrast, the eigenfrequency of the second collective lead-lag mode L2 is lowered due to the flexibility of the drivetrain. Unlike L1, the eigenfrequency of L2 is near the blade passage frequency (number of blades · rotor rotational frequency), which in turn acts as the fundamental excitation frequency of the rotor-drivetrain system. Therefore, the modification of the collective L2 mode by the drivetrain is of great importance for the dynamic response.

The structural model is coupled with aerodynamic models based on blade element theory as well as models of the controlled engines. The rotor-drivetrain system is trimmed in the *transition* and *high-speed* steady flight states, as well as under *high blade loading*. The comparison to the baseline model reveals considerable changes in the blade passage frequency harmonics of the lead-lag loads in all flight states. Consequently, the drivetrain influence is significant in the parts of the blade where the blade passage frequency harmonics are a major part of the Fourier spectrum. Besides the full drivetrain model, reduced models with only one stiffness element are applicable, if the eigenfrequency of the modified collective L2 mode is properly predicted. The dynamics of the controlled engines do not affect the blade loads in steady flight. By varying the stiffness of a reduced drivetrain model, the modified L2 eigenfrequency is altered. This causes substantial changes in the blade passage frequency harmonics of the hub speed, the lead-lag bending moments, and the torsional mast moment. This underscores the importance of the modified L2 eigenfrequency, which determines the drivetrain's influence on the lead-lag loads. This eigenfrequency must therefore be set with sufficient distance from the blade passage frequency in order to avoid high-magnitude resonance. Inclusion of the drivetrain in the structural model improves the agreement between simulated lead-lag loads and measurements from a wind tunnel test. Finally, the obtained findings are observed in the rotor-drivetrain configuration of the Sikorsky UH-60A to confirm their generality.

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand und wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Hubschrauber des DLR-Instituts für Flugsystemtechnik. Zu den wohl wichtigsten Faktoren zum Gelingen einer Promotion zählt die kontinuierliche Unterstützung durch Kollegen, Freunde und Familie, die ich außerordentlich wertschätzt.

Allen voran bedanke ich mich bei meinem Institutedirektor und Doktorvater Prof. Dr. Stefan Levedag für die Betreuung der Arbeit, die Vermittlung wesentlicher Leitgedanken zur Promotion sowie die stets ermutigenden Rückmeldungen zu meinen Vorträgen. Herzlich bedanken möchte ich mich außerdem bei Prof. Dr. Michael Sinapius für die Erstellung des Zweitgutachtens und bei Prof. Dr. Cord-Christian Rossow für den Vorsitz der Prüfungskommission.

Weiter danke ich meinem stellvertretenden Institutedirektor Prof. Dr. Christoph Keßler, der den Anreiz zum Thema gegeben und durch zahlreiche Diskussionen im Rahmen der fachlichen Betreuung wesentlich zum Erfolg der Arbeit beigetragen hat. Für ihre Unterstützung und Förderung auf meinem Weg zur Promotion bedanke ich mich bei meinen Abteilungsleitern Marc Höfinger und Dr. Klausdieter Pahlke, und bei Herrn Dr. Pahlke außerdem für die Übernahme der Mentorenschaft. Immer ein offenes Ohr für Fragen und Sorgen hatte auch mein Gruppenleiter Rainer Bartels – vielen Dank dafür. Aus dem VAST-Entwicklerteam danke ich Johannes Hofmann für seine anhaltende Motivation und Teamgeistförderung. Meinen Bürokollegen Maximilian Mindt und Benedikt Michels verdanke ich neben unzähligen fachlichen Beratungen eine freundschaftliche Arbeitsatmosphäre, die mich stets motiviert hat. Mit seinen Vorarbeiten im Bereich der SIMPACK-VAST-Kopplung lieferte Herr Mindt zudem eine wichtige Grundlage dieser Arbeit. Bei Sven Schmidt bedanke ich mich für seine gründliche Masterarbeit zur Triebwerkmodellierung. Wenn Expertenwissen zu Hubschraubern gefragt war, brachten die vielen Gespräche mit Prof. Dr. Berend van der Wall und Dr. Wolfgang von Grünhagen sehr oft Licht ins Dunkel. Meinen Weg ins DLR fand ich durch Prof. Dr. Arndt Hoffmann, der meine Masterarbeit betreute und mir auch danach immer zur Seite stand – hierfür vielen Dank. Besonders möchte ich mich außerdem bei meinem ehemaligen Kollegen und Sportpartner Michel Buchwald für die gewissenhafte Durchsicht dieser Arbeit bedanken. Auch allen anderen Kolleginnen und Kollegen der Abteilung Hubschrauber danke ich für den offenen Umgang, die Hilfsbereitschaft und das durchweg angenehme Arbeitsklima.

Am wichtigsten war mir der Rückhalt im privaten Umfeld. Ich danke meiner Freundin Rabea Pütz, die mir immer Mut zugesprochen und zu keinem Zeitpunkt das Promotionsvorhaben in Frage gestellt hat. Mein Bruder Dr. Falko Weiß stand mir stets mit soliden Sichtweisen zur Seite. Mein größter Dank gilt meinen Eltern Susanne Kronsbein-Weiß und Armin Weiß. Immer haben sie mich motiviert und gefördert und damit auch den Grundstein meiner beruflichen Entwicklung gelegt. Der Tod meines Vaters war mit Abstand der schwerste Rückschlag, den wir zu verkraften hatten. Es ist ein schöner Gedanke, dass er stolz auf mich wäre.

Braunschweig, im Oktober 2022

Felix Weiß

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	x
Tabellenverzeichnis	xvi
Nomenklatur	xix
1 Einleitung	1
1.1 Problemstellung	2
1.2 Stand des Wissens zur Rotor-Triebstrang-Interaktion	4
1.2.1 Erste Rotor-Triebstrang-Mode	8
1.2.2 Aufgetretene Probleme mit zweiter Rotor-Triebstrang-Mode	10
1.2.3 Simulationen der Blattlasten mit Triebstrangeinfluss	12
1.2.4 Aerodynamische Anregung im Hauptrotor	15
1.3 Wissenschaftliche Fragestellung	17
1.4 Vorgehen und Aufbau der Arbeit	18
2 Strukturmodellierung und -analyse	21
2.1 Triebstrang	21
2.1.1 Diskretisierung und Parameterbestimmung	22
2.1.2 Bo105-Triebstrang	26
2.1.3 Implementierung des Triebstrangmodells in SIMPACK	29
2.2 Hauptrotor	31
2.2.1 Blattmodellierung in SIMPACK	32
2.2.2 Bo105-Rotorblattmodell	35
2.3 Modalanalyse des Rotor-Triebstrang-Systems	38
2.3.1 Vorbetrachtung: Einfluss der Triebstrangträgeit	40
2.3.2 Vorbetrachtung: Einfluss der Triebstrangsteifigkeit	41
2.3.3 Vorbetrachtung: Einfluss von Trägheit <i>und</i> Steifigkeit	44
2.3.4 Rotor-Triebstrang-Moden der Bo105-Referenzkonfiguration	45
2.3.5 Sensitivitätsanalyse der Rotor-Triebstrang-Moden	50
2.4 Fazit: Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkmoden	56
3 Weitere Modelle und Simulationsprozess	57
3.1 Aerodynamik	58
3.1.1 Luftlasten	58
3.1.2 Induzierter Abwind	61
3.2 Triebwerk mit Regler	66
3.3 Trimmung	68
3.3.1 Zeitkontinuierlicher Autopilot-Trimm	69
3.3.2 Blatteinstellwinkelsteuerung	70
3.4 Simulationsprozess	70

4 Auswertung	73
4.1 Validierung des Basismodells	74
4.1.1 Transition	76
4.1.2 Reiseflug	81
4.1.3 Fazit	86
4.2 Einfluss des Bo105-Triebstrangs	86
4.2.1 Transition	87
4.2.2 Schnellflug	91
4.2.3 Große spezifische Rotorblattbelastung	94
4.2.4 Fazit	96
4.3 Anwendbarkeit reduzierter Triebstrangmodelle	97
4.3.1 Vereinfachte Drehzahlregelung	97
4.3.2 Vereinfachte Triebstrangstruktur	98
4.3.3 Bewertung der reduzierten Triebstrangmodelle	99
4.3.4 Fazit	102
4.4 Variation der Triebstrangeigenschaft	103
4.4.1 4/rev-Amplituden	105
4.4.2 8/rev-Amplituden	109
4.4.3 Fazit	111
4.5 Verbesserung der Prognose durch den Triebstrang	112
4.5.1 Transition	112
4.5.2 Reiseflug	114
4.5.3 Geschlossene Betrachtung von Transition <i>und</i> Reiseflug	116
4.5.4 Fazit	118
5 Übertragbarkeit der Erkenntnisse	121
5.1 Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkmoden	122
5.1.1 Modellierung des UH-60A-Triebstrangs	123
5.1.2 Modellierung des UH-60A-Rotors	124
5.1.3 Modalanalyse des Rotor-Triebstrang-Systems des UH-60A	125
5.1.4 Fazit	126
5.2 Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenklästen	127
5.2.1 UH-60A-Blattlasten mit Basismodell	128
5.2.2 Einfluss des UH-60A-Triebstrangs und Sensitivitätsanalyse	129
5.2.3 Fazit	132
6 Zusammenfassung und Ausblick	135
6.1 Zusammenfassung	135
6.2 Ausblick	139
A Grundlegendes zur Rotordynamik	141
B Anhang zur ersten Rotor-Triebstrang-Mode	146
B.1 Eigenfrequenzen nach Havers und Meyer	146

B.2 Stabilität der ersten Rotor-Triebstrang-Mode	148
C Kurzbeschreibung des Hubschraubers Eurocopter Bo105	151
D Anhang zur Mehrkörpersimulation	152
D.1 MKS-Dynamik auf Basis allgemeiner Zustände	154
D.2 MKS-Dynamik auf Basis minimaler Zustände	154
D.3 MKS mit flexiblen Körpern	156
D.4 Modalanalyse des MKS	157
E Anhang zur Triebstrangmodellierung	160
E.1 Berechnung der Verzahnungssteifigkeiten	160
E.2 Parameter des Bo105-Triebstrangs	162
E.3 Adaption der Parameter reduzierter Triebstrangmodelle	163
E.3.1 Kondensiertes Triebstrangmodell [J_{DT}, k_{DT}]	164
E.3.2 Minimales Triebstrangmodell [k_{DT}^*]	165
F Weitere Modellparameter	166
F.1 Parameter der Drehzahlregler	166
F.2 Strukturparameter des Bo105-Rotorblattmodells	166
G Schwingendes System 2. Ordnung	168
H Weitere Rotor-Triebstrang-Moden	170
I Anhang zum freien Wirbelmodell	172
I.1 Induktion durch bilineare Wirbelstärkeverteilung	172
I.2 Induzierte Geschwindigkeit unter Berücksichtigung des Wirbelkernradius	173
J Details zum Simulationsprozess	175
J.1 Prozessbeschreibung	175
J.2 Konfiguration der Löser	176
J.3 Zustände	177
J.4 Rechenzeiten	178
K Anhang zur Auswertung	179
K.1 Ausgewertete Simulationen	179
K.2 Wirkung der Einzelblattanregungen auf das Rotor-Triebstrang-System	180
K.3 Variation der Triebstrangeigenschaft in Transition	182
K.3.1 4/rev-Amplituden	182
K.3.2 8/rev-Amplituden	184
K.3.3 Fazit des Vergleichs von Transition und großer Blattbeladung	185
Literaturverzeichnis	187

Abbildungsverzeichnis

1.1	Möglichkeiten zur Bestimmung der Rotorblattlasten	1
1.2	4/rev-Amplituden der Bo105-Rotorblattlasten an inneren Radialstellen r/R . Daten aus dem „WiVal“-Programm (Flugversuch 1992, Windkanalversuch 1995), zur Verfügung gestellt von Airbus Helicopters Deutschland	2
1.3	Rotorblatt-Schwenkbiegemoment M_L (Radialstelle $r/R = 0,5$) vs. Rotora- zimut Ψ . UH-60A im Schnellflug ($\mu = 0,37$). Flugversuchsmessung sowie Ergebnisse der Kopplung von Struktursimulation (Programme CAMRAD II und RCAS) mit CFD (Programm HELIOS). Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [3]. Bedeutung der Programmnamen: CAMRAD = Comprehensive Ana- lytical Model of Rotorcraft Aerodynamics and Dynamics, RCAS = Rotorcraft Comprehensive Analysis System, HELIOS = Helicopter Overset Simulations	3
1.4	Kopplung der Strukturkomponenten des Hubschraubers mit dem Hauptrotor über die Freiheitsgrade der Rotornabe. Ansichten aus [9], Beschriftung editiert	5
1.5	Eigenfrequenzen von Rotor-Triebstrang-Moden eines „Hubschraubers mittlerer Größe“ und ihre Bedeutung für die verschiedenen Disziplinen aus Sicht des Herstellers. Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [16]	7
1.6	Einfluss der Randbedingung für Ω (konstant oder frei) auf die erste Rotor- (Triebstrang-)Mode in Schwenkrichtung. Schematische Draufsicht auf einen 1- Blatt-Rotor	8
1.7	Eigenfrequenzen der zweiten Rotor-Triebstrang-Mode $\nu_{RD_{L2}}$ (höhere und tiefe- re) in Abhängigkeit der Eigenfrequenz der zweiten Schwenkmode ν_{L2} des iso- lierten Blattes. Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [25]	10
1.8	4/rev-Amplituden des Masttorsionsmoments beim Kampfhubschrauber Tiger mit ursprünglichen Blättern ($\nu_{RD_{L2}} = 4,4$) und modifizierten Blättern ($\nu_{RD_{L2}} =$ $4,7$). Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [27]	11
1.9	Schwenkbiegemomente aus Simulation (Basismodell / mit Triebstrang) und Flugversuch. UH-60A im Schnellflug ($\mu = 0,37$). Überarbeitete Grafiken, ur- sprünglich aus [28]	13
1.10	Schwenkbiegemomente aus Simulation (Basismodell / mit Triebstrang) und Flugversuch. Aufprägung der im Flugversuch gemessenen Luft- und Schwenk- dämpferlasten in der Simulation. UH-60A im Reiseflug ($\mu = 0,304$). Überar- beitete Grafiken, ursprünglich aus [14]	14
1.11	Aerodynamische Phänomene im Hauptrotor und ihre Auswirkungen auf die Zellenvibration	16
1.12	Systematische Aufgliederung der Modelle	19
2.1	Elemente und Parameter der diskreten Torsionsschwingerkette in Anlehnung an [39, S. 23]	23
2.2	Trägheits- und Steifigkeitsberechnung der Zwischenwelle (Nr. 6 in Abb. 2.3) anhand approximierter Wellenabschnitte	24

2.3	Triebstrangmodell und Zuordnung der Komponenten im aufgeschnittenen Bo105-Getriebe	27
2.4	Auf Hauptrotordrehzahl reduzierte Steifigkeiten k_n^{red} der Triebstrangelemente; Nummerierung siehe Abb. 2.3	28
2.5	Visualisierung des Triebstrangmodells in SIMPACK	30
2.6	Berücksichtigung geometrischer Nichtlinearitäten durch Unterteilung des linearen Balkens in Segmente. Hier illustriert: 2 Segmente, Effekt der radialen Kontraktion bei Schlagverformung	33
2.7	Skizze des Rotorblattmodells in SIMPACK	36
2.8	Blattschlaufe mit Ersatzschwenkgelenk. Editierte Grafik, ursprünglich aus [53]	36
2.9	Eigenfrequenzen des Bo105-Blattes: S4-FEM-Modell, SIMPACK-Modell sowie Rotorversuchsstandmessungen. $\Omega_{\text{ref}} = 44,4 \text{ rad/s}$. Rechnungen im Vakuum ohne Schwerkraft	38
2.10	Modale Dämpfung D der Eigenmoden des Bo105-Basismodells in Abhängigkeit des Dämpfungsfaktors f der flexiblen Blattsegmente sowie der Gelenkdämpfungen d_L und d_T bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{\text{ref}}$ im Vakuum ohne Schwerkraft	39
2.11	Kondensiertes Triebstrangmodell aus Trägheit J_{DT} und Steifigkeit k_{DT} mit 1-Blatt-Rotor	40
2.12	Abhängigkeit der Schwenkeigenfrequenzen von der Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω und der Triebstrangträgheit J_{DT} ($k_{\text{DT}} = \infty$)	41
2.13	Abhängigkeit der Schwenkmoden von der Triebstrangträgheit J_{DT} ($\Omega = \Omega_{\text{ref}}$, $k_{\text{DT}} = \infty$)	42
2.14	Abhängigkeit der Schwenkeigenfrequenzen von der Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω und der Triebstrangsteifigkeit k_{DT} ($J_{\text{DT}} = \infty$)	42
2.15	Abhängigkeit der Schwenkmoden von der Triebstrangsteifigkeit k_{DT} ($\Omega = \Omega_{\text{ref}}$, $J_{\text{DT}} = \infty$)	43
2.16	Abhängigkeit der Schwenkeigenfrequenzen von der Triebstrangträgheit J_{DT} und der Triebstrangsteifigkeit k_{DT}	44
2.17	Schematische Darstellung der Moden eines 4-Blatt-Rotors. Gezeigt: Schwenkmoden	46
2.18	Eigenform der RD_{L1} -Mode	47
2.19	Eigenform der RD_{L2} -Mode	48
2.20	Eigenform der RD_{L3} -Mode	49
2.21	Prinzipdarstellungen zur Erklärung der Kopplungen zwischen den Blattverformungen	50
2.22	Einfluss des Schlagkonuskewinkels β_p auf die Deformation des Rotors in der RD_{L2} -Mode	52
2.23	Sensitivität der Eigenfrequenzen des Rotor-Triebstrang-Systems	53
2.24	Modale Dämpfung D der Rotor-Triebstrang-Moden in Abhängigkeit des Dämpfungsfaktors f der flexiblen Blattsegmente sowie der Gelenkdämpfungen d_L und d_T bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{\text{ref}}$ im Vakuum. $d_L^{\text{ref}} = 1100 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$, $d_T^{\text{ref}} = 6,1 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$	54

3.1	Geodäisches und Rotorkoordinatensystem	57
3.2	Aerodynamische Diskretisierung des Bo105-Rotorblattes	58
3.3	Modellierung der Luftlasten nach LEISS. Darstellungen der Strömungsmodelle aus [59]	59
3.4	Prinzipskizze des Wirbelgitterverfahrens	64
3.5	Wellenleistungsgasturbine Allison 250 C20B. Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [71]	66
3.6	Regelung des Triebwerks	68
3.7	Simulationsumgebung	71
4.1	Übersicht zu simulierender Flugzustände	73
4.2	Steuerwinkel aus Windkanal und Simulation in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)	76
4.3	Mittleres, dichtekorrigiertes Rotorantriebsmoment aus Windkanal und Simulation in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)	77
4.4	Nachlauf des Rotors im Flugzustand <i>Transition</i> ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$) mit Zirkulationsverteilung Γ . Die Netzlinien des Wirbelgitters von Blatt 1 sind eingezeichnet.	77
4.5	Vergleich der Abwindfelder von FW und GDW in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)	78
4.6	Vergleich der radialen Normalkraft-Streckenlasten mit FW und GDW in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)	79
4.7	Blattlasten aus Windkanal und Simulation in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)	80
4.8	Steuerwinkel aus Windkanal und Simulation im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$)	81
4.9	Mittleres, dichtekorrigiertes Rotorantriebsmoment aus Windkanal und Simulation im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$)	82
4.10	Nachlauf des Rotors im Flugzustand <i>Reiseflug</i> ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$) mit Zirkulationsverteilung Γ . Die Netzlinien des Wirbelgitters von Blatt 1 sind eingezeichnet.	82
4.11	Vergleich der Abwindfelder von FW und GDW im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$)	83
4.12	Vergleich der radialen Normalkraft-Streckenlasten mit FW und GDW im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$)	84
4.13	Blattlasten aus Windkanal und Simulation im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$)	85
4.14	Blattlasten in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$): vollständiges Rotor-Triebstrang-Modell inkl. geregeltem Triebwerk vs. Basismodell	88
4.15	Radiale Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im Vergleich. Basismodell in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$). Rechts vergrößerte Darstellung	88
4.16	Einfluss des Triebstrangs auf die radiauen Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)	89

4.17 Einfluss des Triebstrangs auf die 4/rev- und 8/rev-Masttorsionsmomentamplituden in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)	90
4.18 Blattlasten im Schnellflug ($\mu = 0,34, C_T/\sigma = 0,075$): vollständiges Rotor-Triebstrang-Modell inkl. geregeltem Triebwerk vs. Basismodell	92
4.19 Radiale Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im Vergleich. Basismodell im Schnellflug ($\mu = 0,34, C_T/\sigma = 0,075$). Rechts vergrößerte Darstellung	92
4.20 Einfluss des Triebstrangs auf die radialen Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im Schnellflug ($\mu = 0,34, C_T/\sigma = 0,075$)	93
4.21 Einfluss des Triebstrangs auf die 4/rev- und 8/rev-Masttorsionsmomentamplituden im Schnellflug ($\mu = 0,34, C_T/\sigma = 0,075$)	93
4.22 Blattlasten bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$): vollständiges Rotor-Triebstrang-Modell inkl. geregeltem Triebwerk vs. Basismodell	94
4.23 Radiale Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im Vergleich. Basismodell bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$). Rechts vergrößerte Darstellung	95
4.24 Einfluss des Triebstrangs auf die radialen Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$)	95
4.25 Einfluss des Triebstrangs auf die 4/rev- und 8/rev-Masttorsionsmomentamplituden bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$)	96
4.26 Vereinfachte Drehzahlregelung	98
4.27 Schematische Darstellung des vollständigen (DT, vollst.), kondensierten [J_{DT}, k_{DT}] und minimalen [k_{DT}^*] Triebstrangmodells	99
4.28 Schwenkbiegemoment in der Blattmitte in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich der verschiedenen Triebstrangmodelle und des Basismodells	100
4.29 Schwenkbiegemomentamplituden in der Blattmitte in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich der verschiedenen Triebstrangmodelle und des Basismodells	101
4.30 Winkelgeschwindigkeit der Rotornabe in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich der verschiedenen Triebstrangmodelle und des Basismodells. $\Omega_{ref} = 44,4 \text{ rad/s}$	101
4.31 Masttorsionsmomentamplituden in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich der verschiedenen Triebstrangmodelle und des Basismodells	102
4.32 Zusammenhang zwischen Triebstrangsteifigkeit k_{DT} und Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$	104
4.33 4/rev-Amplitude der Nabewinkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$)	106
4.34 4/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$)	107
4.35 4/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$)	108

4.36 8/rev-Amplitude der Nabenwinkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$)	109
4.37 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$)	110
4.38 8/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24, C_T/\sigma = 0,12$)	110
4.39 Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$) in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und Schar an Triebstrang- modellen inkl. potentiellem RTA-Triebstrang [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A]. Abwindmodell GDW .	113
4.40 Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$) in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und potentiellem RTA-Trieb- strang [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A]. Abwindmodell FW	114
4.41 4/rev-Masttorsionsmomentamplitude sowie 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemo- mentamplituden in der Blattmitte, Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)	114
4.42 Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$) im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und Schar an Triebstrang- modellen inkl. potentiellem RTA-Triebstrang [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B]. Abwindmodell GDW .	115
4.43 Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$) im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und potentiellem RTA-Trieb- strang [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B]. Abwindmodell FW	115
4.44 4/rev-Masttorsionsmomentamplitude sowie 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemo- mentamplituden in der Blattmitte, Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$)	116
4.45 Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und Kompromiss-RTA-Triebstrang [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C]. Abwindmodell FW .	117
4.46 4/rev-Amplituden des Masttorsionsmoments sowie des Schwenkbiegemoments in der Blattmitte ($r/R = 0,57$): Windkanal, Basismodell und Kompromiss- RTA-Triebstrang [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C]	117
5.1 Auf Hauptrotordrehzahl reduziertes Ersatzmodell des RSRA-Triebstrangs ge- mäß [80, S. 83]	123
5.2 Eigenfrequenzen des UH-60A-(ähnlichen) Blattes: RCAS-Modell mit Werten aus [3] und SIMPACK-Modell. $\Omega_{ref} = 27,0 \text{ rad/s}$. Rechnungen im Vakuum ohne Schwerkraft. Dämpfungsparameter des SIMPACK-Modells $f = 0 \text{ s}$ und $d_L = 0 \text{ Nm/(rad/s)}$	125
5.3 Lasten des UH-60A-(ähnlichen) Rotors: Flugversuch sowie Referenzsimulatio- nen (CAMRAD II und RCAS) allesamt aus [3], SIMPACK-Rechnung mit Ba- sismodell ($\mu = 0,37, C_T/\sigma = 0,081$)	128
5.4 Zusammenhang zwischen Triebstrangsteifigkeit k_{DT} und Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ beim UH-60A-ähnlichen Rotor-Triebstrang-Modell	129
5.5 Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,50$) des UH-60A-(ähnlichen) Rotors: Flugver- such, Basismodell und Rotor-Triebstrang-Modell mit variabler Triebstrangstei- figkeit k_{DT} ($\mu = 0,37, C_T/\sigma = 0,081$)	130

5.6	Vergleich der 1/rev- bis 5/rev-Amplituden des Schwenkbiegemoments bei $r/R = 0,50$	131
5.7	4/rev-Amplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ ($\mu = 0,37$, $C_T/\sigma = 0,081$)	132
A.1	Schematische Darstellung des fiktiven Ersatzgelenks für die Schwenkbewegung	144
B.1	Rotor-Triebstrang-Modell zur Berechnung der Eigenfrequenzen	146
B.2	RD_{L1} -Mode des CH-53E. Editierte Grafik, ursprünglich aus [16]	148
C.1	Eurocopter Bo105 CB des DLR. Bild aus [93]	151
D.1	MKS-Topologie: Offene vs. geschlossene Architektur	152
D.2	Kinematische Größen	154
E.1	Stirnradstufe: Kräftegleichgewicht, Verformung der Verzahnung und Verdrehung der An- und Abtriebswelle	160
E.2	Planetenstufe: Kräftegleichgewicht, Verformung der Verzahnung und Verdrehung der Antriebswelle	162
G.1	Lineares Masse-Feder-Dämpfer-System	168
G.2	Amplitudengang des PT_2 -Systems mit verschiedenen Dampfungsgraden D	169
H.1	Eigenform der RD_{T1} -Mode	170
H.2	Eigenform der RD_{HeR} -Mode	171
H.3	Eigenform der RD_{TW} -Mode	171
I.1	Analogie der Induktion durch Zirkulation Γ oder Wirbelstärkeverteilung $\vec{\omega}$	172
I.2	Induzierte Geschwindigkeit mit Wirbelkern	174
K.1	$M_z/\hat{M}_{L,r=0}(-)$ für verschiedene Kombinationen aus Blattzahl n_b und Ordnung p der Einzelblattanregung mit Frequenz p/rev	181
K.2	4/rev-Amplitude der Nabenwinkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)	182
K.3	4/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)	183
K.4	4/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)	183
K.5	8/rev-Amplitude der Nabenwinkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)	184
K.6	8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)	184
K.7	8/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)	185

Tabellenverzeichnis

1.1	Studien zum Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbiegemomente beim UH-60A: Vergleich von Fortschrittsgrad μ , spezifischer Rotorblattbelastung C_T/σ und Schlussfolgerungen	13
2.1	Erfahrungswerte für den Dämpfungsgrad D_n aus [39, S. 49]	25
2.2	Drehzahlverhältnisse Ω_i/Ω der Triebstrangabschnitte i in Bezug auf die Haupttornabe	27
2.3	Reduktionsvorschriften für Trägheit J_m und Steifigkeit k_n gemäß [41, S. 173 ff.]	28
2.4	Auf Hauptrotordrehzahl reduzierte Trägheiten des Rotor-Triebstrang-Systems	28
2.5	Parameter eines Bo105-Rotorblattes	36
2.6	Vergleich der Eigenfrequenzen von Basismodell und gekoppeltem Rotor-Triebstrang-System. Linearisierung bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{\text{ref}}$	45
2.7	Adaptierte vs. akkumulierte Parameter des kondensierten Triebstrangmodells für 4-Blatt-Rotor	52
2.8	Modale Dämpfung D der Rotor-Triebstrang-Moden für $f = 2 \cdot 10^{-4}$ s, $d_L = 1100$ Nm/(rad/s) und $d_T = 6,1$ Nm/(rad/s) mit vollständigem und kondensiertem Triebstrangmodell	55
3.1	FW-Konfiguration	65
4.1	Vorzeichendefinitionen der Rotorblattlasten	74
4.2	Abkürzungen der Legendeneinträge nachfolgender Abbildungen	75
4.3	Resultierender Dämpfungsgrad D der RD_{L2} -Mode mit kondensiertem Triebstrangmodell $[J_{DT}, k_{DT}]$ im Verlauf der Variation von k_{DT} (bzw. $\nu_{RD_{L2}}$) unter Anwendung der drei verschiedenen Dämpfungsfaktoren f	105
5.1	Reduzierte Trägheiten und Steifigkeiten des RSRA-Triebstrangs entsprechend [80, S. 83]	123
5.2	Parameter eines UH-60A-ähnlichen Rotorblattes	124
5.3	Vergleich der Eigenfrequenzen von Basismodell und Rotor-Triebstrang-System des UH-60A. Kondensiertes Triebstrangmodell $[J_{DT}, k_{DT}]$, Rotormodell inkl. Dämpfungen $f = 15 \cdot 10^{-4}$ s und $d_L = 9039$ Nm/(rad/s) Linearisierung bei Nenndrehzahl $\Omega = 27,0$ rad/s	126
5.4	Gegenüberstellung der Beobachtungen zum Triebstrangeinfluss auf die Rotormoden bei Bo105 und UH-60A und Ableitung allgemeiner Formulierungen	127
A.1	Angewendete Strukturdämpfung D in aeromechanischen Rechnungen des Bo105-Rotors	145
B.1	Parameter der Bo105 für die Eigenfrequenzbestimmung nach HAVERS und MEYER	147

C.1	Technische Daten des Hubschraubers Eurocopter Bo105 CB aus [9]	151
D.1	MKS-Nomenklatur	153
E.1	Gesamtdrehsteifigkeiten und Relativdämpfungen der Wellen im Bo105-Triebstrang	163
E.2	Gesamtdrehsteifigkeiten und Relativdämpfungen der Bo105-Hauptgetriebestufen, bezogen auf die Verdrehung des jeweiligen Antriebs	163
E.3	Trägheiten des Bo105-Triebstrangmodells, Bezeichnungen gemäß Abb. 2.3 . .	164
F.1	Parameter des Triebwerkreglers in Abb. 3.6 auf S. 68	166
F.2	Parameter der vereinfachten Drehzahlregelung in Abb. 4.26 auf S. 98	166
F.3	Punktmassen m mit jeweiliger Radialstelle r und Vorlage x_m gegenüber der Referenzachse, welche im profilierten Blattbereich der $c/4$ -Linie entspricht. Blattskizze siehe Abb. 2.7 auf S. 36	166
F.4	Balkenmodellparameter des Bo105-Rotorblattes an 74 Stützstellen: Radius r , Vorverwindung θ , längenbezogene Masse m' , längenbezogene Massenträgheitsmomente J'_ζ bzw. J'_β in Schwenk- bzw. Schlagrichtung, Ablage der Schwerpunktsachse x_m , Biegesteifigkeiten EI_ζ bzw. EI_β in Schwenk- bzw. Schlagrichtung, Torsionssteifigkeit GI_T , Ablage der elastischen Achse x_{elast} . Positive Achsablagen bedeuten eine Vorlage (Richtung Nase) gegenüber der Referenzachse, welche im profilierten Blattbereich der $c/4$ -Linie entspricht. Blattskizze siehe Abb. 2.7 auf S. 36	167
G.1	Beziehungen des Systems 2. Ordnung	168
I.1	Vergleich der Formulierungen von Potential- und Scully-Wirbel	174
J.1	Konfiguration der Löser	177
J.2	Anzahl der Zustände; Konfiguration: Vollständiges Triebstrangmodell mit flexiblem 4-Blatt-Rotor, instationäre Luftlasten mit GDW, Triebwerkmodelle mit Reglern	177
K.1	Zusammenstellung der Simulationen. Zahlenwerte unten: $f (10^{-4} \text{ s})$	179

Nomenklatur

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Derivativmatrix zur Trimmung des Rotors	–
A	Auftriebskraft	N
a	Schallgeschwindigkeit	m/s
b	Zahnbreite	m
C_A	Auftriebsbeiwert	–
$C_{A\alpha}$	Auftriebsanstieg	1/ $^\circ$ bzw. 1/rad
C_{M_x}	Rollmomentbeiwert $C_{M_x} = M_x / (\rho_\infty \cdot \pi R^2 \cdot (\Omega R)^2 \cdot R)$	–
C_{M_y}	Nickmomentbeiwert $C_{M_y} = M_y / (\rho_\infty \cdot \pi R^2 \cdot (\Omega R)^2 \cdot R)$	–
C_T	Schubbeiwert $C_T = T / (\rho_\infty \cdot \pi R^2 \cdot (\Omega R)^2)$	–
C_T/σ	spezifische Rotorblattbelastung, kurz „Blattbeladung“	–
c	Profiltiefe	m
c	translatorische Verzahnungssteifigkeit	N/m
c_γ	spezifische Verzahnungssteifigkeit	N/m ²
D	Dämpfungsgrad, auch „Lehr'sches Dämpfungsmaß“	–
d	Durchmesser	m
d_0	Teilkreisdurchmesser	m
d	Dämpfungskonstante	Nm/(rad/s)
d_L	Dämpfung im Schwenkgelenk	Nm/(rad/s)
d_T	Dämpfung im Torsionsgelenk	Nm/(rad/s)
E	Elastizitätsmodul	N/m ²
e	dimensionsloser Gelenkabstand r/R	–
F	Kraft	N
F_N	Normalkraft (senkrecht zur Profilsehne)	N
f	Dämpfungsfaktor bei steifigkeitsproportionaler Dämpfung	s
f_ω	Eigenfrequenz	Hz
G	Schubmodul	N/m ²
g	Erdbeschleunigung	m/s ²
\vec{g}	Erdbeschleunigungsvektor $(0, 0, g)^T$ (geodätisches System)	m/s ²
I_T	Torsionsträgheitsmoment	m ⁴
I_β	Flächenträgheitsmoment bei Schlagbiegung	m ⁴
I_ζ	Flächenträgheitsmoment bei Schwenkbiegung	m ⁴
i	Übersetzung Ω_{an}/Ω_{ab}	–
J	Massenträgheitsmoment, kurz „Trägheit“	kgm ²
J_β	Schlagträgheitsmoment des Rotorblattes	kgm ²

wird auf nächster Seite fortgesetzt

K	Konstante/Verstärkung	divers
k	rotatorische Steifigkeit	Nm/rad
k_L	Steifigkeit der Schwenkgelenkfeder	Nm/rad
k_T	Steifigkeit der Torsionsgelenkfeder	Nm/rad
\mathbf{L}^{\cos}	Cosinusanteil der quasi-stationären Abwindmatrix (GDW)	–
\mathbf{L}^{\sin}	Sinusanteil der quasi-stationären Abwindmatrix (GDW)	–
l	Länge	m
\mathbf{M}^{\cos}	Cosinusanteil der scheinbaren Massenmatrix (GDW)	–
\mathbf{M}^{\sin}	Sinusanteil der scheinbaren Massenmatrix (GDW)	–
M	Drehmoment	Nm
M_F	Schlagbiegemoment	Nm
M_L	Schwenkbiegemoment	Nm
M_{Prop}	Propellermoment	Nm
M_T	Torsionsmoment	Nm
M_x	Rotorrollmoment	Nm
M_y	Rotornickmoment	Nm
M_z	Masttorsionsmoment (gemittelt: Rotorantriebsmoment)	Nm
Ma	Machzahl	–
m	Masse	kg
\dot{m}_{Br}	Brennstoffmassenstrom	g/s
n	Anzahl $n \in \mathbb{N}$	–
n_b	Blattzahl	–
n_i	relative Drehzahl $\Omega_i / \Omega_i^{\text{ref}}$	–
P	Leistung	W
p	positive ganze Zahl $p \in \mathbb{N}$, teilweise inkl. 0	–
Q	Blattspitzenverlust-Korrekturfaktor	–
q_A	Streckenlast des Auftriebs	N/m
q_{F_N}	Streckenlast der Normalkraft	N/m
R	Rotorradius oder äußerer Radius	m
r	radiale Koordinate oder innerer Radius	m
r_c	Wirbelkernradius	m
\vec{s}	relativer Positionsvektor	m
T	Rotorschub	N
t	Zeit	s
U_∞	freie Anströmgeschwindigkeit in negative x -Richtung	m/s
u	Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung	m/s
\vec{V}	Anströmgeschwindigkeit (Profilkoordinatensystem)	m/s
V	Betrag der Anströmgeschwindigkeit $ \vec{V} $	m/s
\vec{V}_{ind}	induzierte Geschwindigkeit (Rotorkoordinatensystem)	m/s
\vec{V}_∞	freie Anströmgeschwindigkeit (Rotorkoordinatensystem)	m/s
\vec{V}_∞^g	freie Anströmgeschwindigkeit (geodätisches System)	m/s

wird auf nächster Seite fortgesetzt

v	Geschwindigkeitskomponente in y -Richtung	m/s
w	Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung	m/s
w_{ind}	induzierte Geschwindigkeit in z -Richtung	m/s
X	Hilfsgröße	divers
x	allgemeines Längenmaß	m
x	Längskoordinate (Rotorkoordinatensystem)	m
y	seitliche Koordinate (Rotorkoordinatensystem)	m
z	vertikale Koordinate (Rotorkoordinatensystem)	m

Griechische Formelzeichen

Symbol	Bedeutung	Einheit
α	(Rotor-) Anstellwinkel	°
α_i^p	α -Zustand der Ordnungen p , i im GDW-Modell	—
β	Schlagwinkel	°
β_p	Schlagkonuswinkel (von engl. „precone“)	°
β	Schrägungswinkel (Verzahnung)	°
β_i^p	β -Zustand der Ordnungen p , i im GDW-Modell	—
Γ	Zirkulation	m^2/s
γ	Lockzahl $\gamma = \rho_\infty \cdot c \cdot C_{A\alpha} \cdot R^4 / J_\beta$	—
δ	Abklingkonstante	rad/s
ζ	Schwenkwinkel	°
η	Wirkungsgrad	—
θ	Steuerwinkel/Blatteinstellwinkel	°
$\kappa_i^{p,\cos}$	Cosinusanteil des Druckkoeffizienten (GDW-Modell)	—
$\kappa_i^{p,\sin}$	Sinusanteil des Druckkoeffizienten (GDW-Modell)	—
Λ	logarithmisches Dekrement	—
λ	Eigenwert	rad/s
λ_{ind}	induzierter Durchflussgrad $\lambda_{\text{ind}} = w_{\text{ind}} / (\Omega R)$	—
μ	Fortschrittsgrad $\mu = U_\infty / (\Omega R)$	—
ν	dimensionslose Eigenfrequenz $\nu = \omega / \Omega_{\text{ref}}$	—
ρ	(Luft-) Dichte	kg/m^3
σ	Flächendichte $\sigma = n_b \cdot c R / (\pi R^2)$	—
τ	Zeitkonstante	s

wird auf nächster Seite fortgesetzt

$\Phi_i^p(r/R)$	radiale Formfunktion des Abwinds im GDW-Modell	–
ϕ	induzierter Einströmwinkel $\tan \phi(r) = w_{\text{ind}}(r)/(\Omega r)$	°
$\dot{\phi}$	Phasenverschiebung	° bzw. rad
φ	Verdrehwinkel	°
Ψ	Rotorazimut	°
Ω	Winkelgeschwindigkeit der Hauptrotornabe	rad/s
Ω_i	Winkelgeschwindigkeit der Komponente i	rad/s
Ω_{ref}	Nennwinkelgeschwindigkeit des Hauptrotors	rad/s
Ω_i^{ref}	Nennwinkelgeschwindigkeit der Komponente i	rad/s
ω	Kreisfrequenz/Eigenkreisfrequenz (kurz „Eigenfrequenz“)	rad/s
$\vec{\omega}$	Wirbelstärke	1/s

Indizes

Index	Bedeutung
0	Nominal-/Auslegungswert
∞	freie Anströmung
A, B, C	Bezeichnung bestimmter Werte der Triebstrangsteifigkeit
AP	Arbeitspunkt
a, b	Bezeichnung bestimmter Segmente einer Welle
ab	Abtrieb(-sseite)
abs	absolut
ad	adaptiert
akk	akkumuliert
an	Antrieb(-sseite)
Br	Brennstoff
cos	1/rev zyklisch, cosinusförmig
DT	Triebstrang (von engl. „drivetrain“)
el	Bezug auf Blattelement
elast	elastisch / elastische Achse
g	geodätisch, erdfest (Inertialsystem)
ges	gesamt
H	Hohlrad im Planetengetriebe
HR	Hochdruckrotor des Triebwerks

wird auf nächster Seite fortgesetzt

HT	Hochdruckturbine des Triebwerks
HV	Hochdruckverdichter des Triebwerks (einiger Verdichter)
I	Integral(-verstärkung)
<i>i</i>	zählender Index, $i \in \mathbb{N}$
ind	induziert (aerodynamisch)
ini	initialer Wert
<i>j</i>	zählender Index, $j \in \mathbb{N}$
koll	kollektiver Einstell-/Schlag-/Schwenkwinkel
<i>m</i>	Bezug auf Träigkeitselement der Torsionsschwingerkette
NR	Niederdruckrotor des Triebwerks
NT	Niederdruckturbine des Triebwerks (auch Leistungsturbine)
<i>n</i>	Bezug auf Steifigkeitselement der Torsionsschwingerkette
P	Proportional(-verstärkung)
P	Planet im Planetengetriebe
PT	Planetenträger im Planetengetriebe
red	reduziert
ref	Referenz
rel	relativ
rot	rotatorisch
S	Sonnenrad im Planetengetriebe
seg	Segment
sin	1/rev zyklisch, sinusförmig
soll	Sollwert
stat	statisch
tr	translatorisch
V	Verlust
*	Bezeichnung eines bestimmten Wertes einer Größe

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
1D	eindimensional
3D	dreidimensional
AHD	Airbus Helicopters Deutschland

wird auf nächster Seite fortgesetzt

CAMRAD	Comprehensive Analytical Model of Rotorcraft Aerodynamics and Dynamics
CFD	Computational Fluid Dynamics
DAE	Differential Algebraic Equation
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DT, vollst.	vollständiges Triebstrangmodell (von engl. „drivetrain“)
EASA	European Union Aviation Safety Agency
FADEC	Full Authority Digital Engine Control
FE(M)	Finite-Elemente(-Methode)
FHG	Freiheitsgrad
F_i	i -te Blattschlagmode (von engl. „flap“)
FW	Free Wake
GAHEL	General Architecture of Helicopter
GARTEUR	Group for Aeronautical Research and Technology in Europe
GDW	Generalized Dynamic Wake
HaR	Hauptrotor
HELIOS	Helicopter Overset Simulations
HeR	Heckrotor
IGB	Intermediate Gearbox, Zwischengetriebe (in der HeR-Welle)
ISA	Internationale Standardatmosphäre
L_i	i -te Blattschwenkmode (von engl. „lead-lag“)
MKS	Mehrkörpersimulation/-system
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NASA	National Aeronautics and Space Administration
ODE	Ordinary Differential Equation
PI	Proportional- und Integral-
PT_2	Schwingendes, lineares System 2. Ordnung
RCAS	Rotorcraft Comprehensive Analysis System
RD_X	Rotor-Triebstrang-Mode X (von engl. „rotor-drivetrain“)
RSRA	Rotor Systems Research Aircraft
RTA	Rotor Test Apparatus
TCP/IP	Transmission Control Protocol / Internet Protocol
TGB	Tail Rotor Gearbox, Heckrotorgetriebe
T_i	i -te Blatttorsionsmode
TW	Triebwerk
VAST	Versatile Aeromechanics Simulation Tool

Operatoren, Akzente und sonstige Zeichen

Symbol	Bedeutung
\overline{AB}	Strecke zwischen den Punkten A und B
$konst.$	konstanter Zahlenwert
X/rev	X -fach pro Rotorumdrehung (dimensionslose Frequenz)
\bar{X}	arithmetischer Mittelwert von X
\hat{X}	Amplitude von X
$ X $	Betrag von X , bei Vektoren: euklidische Norm
$f(X)$	Funktion von X
$\exp(X)$	Exponentialfunktion e^X
$\max(X)$	Maximum von X
\vec{X}	vektorielle Größe X
\mathbf{X}^T	Transponierte der Matrix \mathbf{X}
ΔX	Abweichung der Größe X
dX	Inkrement der Größe X
dX_1/dX_2	totale Ableitung von X_1 nach X_2
\dot{X}	erste zeitliche Ableitung dX/dt
\ddot{X}	zweite zeitliche Ableitung d^2X/dt^2
$\partial X_1/\partial X_2$	partielle Ableitung von X_1 nach X_2
X'	räumliche Ableitung $\partial X/\partial x$ bzw. längenbezogener Wert von X
$\vec{\nabla}$	Nabla-Operator $(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)^T$
$\vec{X}_1 \times \vec{X}_2$	Kreuzprodukt von \vec{X}_1 und \vec{X}_2
$X_1 \dots X_2$	Wertebereich von X_1 bis X_2
\in	Element einer Menge
\mathbb{N}	Menge der natürlichen Zahlen
\Rightarrow	daraus folgt
\ll	sehr viel kleiner als
*	Fußnotenmarke in Tabellen

1 Einleitung

Die Fähigkeit des Schwebeflugs zeichnet Hubschrauber als unersetzbare Fluggeräte in vielen Missionen aus. Dazu gehören Rettungseinsätze, Überwachungsflüge sowie der Personen- und Lastentransport in unzugängliche Gebiete. Allen Hubschraubern gemeinsam ist dabei die Auftriebserzeugung durch einen oder mehrere Rotoren. Die Auslegung dieser Rotoren unter den Anforderungen der Festigkeit und des Leichtbaus führt zu schlanken und flexiblen Rotorblättern, die meist gelenkig oder biegeweich an die Rotornabe angeschlossen sind. Diese Eigenschaften der Rotorblätter eröffnen eine Vielzahl dynamischer Problemstellungen, die sich durch das Zusammenspiel von aerodynamischen, elastischen und Trägheitskräften auszeichnen.

Die aerodynamischen Kräfte sind – insbesondere im Vorwärtsflug – komplex, denn die Überlagerung von Rotordrehung und Fluggeschwindigkeit führt zu periodischen Luftkräften einschließlich der Effekte von Kompressibilität an der vorlaufenden und Strömungsablösung an der rücklaufenden Seite des Rotors. Die schnelle Rotation führt zu extremen Zentrifugalkräften und gyroskopischen Effekten, die eine Kopplung zwischen den Freiheitsgraden der Blattbewegung und -verformung bewirken. Schließlich wirken allen Verformungen der Rotorblätter elastische Kräfte entgegen. Sie stellen eine Beanspruchung des Blattes dar, die im Hinblick auf Festigkeit und Ermüdung von Relevanz ist. Aus diesem Grund ist die Kenntnis der auftretenden strukturellen Blattlasten¹ in allen Flugzuständen von großer Bedeutung.

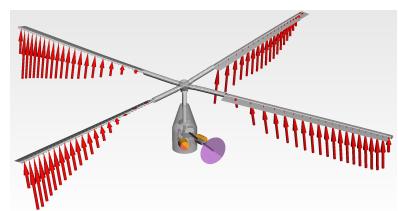
Möglichkeiten zur Bestimmung der Blattlasten sind der Flugversuch, der Windkanalversuch und die numerische Simulation (Abb. 1.1). Die letzten beiden Varianten bieten einen entscheidenden Vorteil: Sie erfordern kein ausgeführtes Fluggerät. Ihre Anwendung im Entwicklungsprozess des Hubschraubers erlaubt damit die Einsparung von Kosten und Zeit, die bei potentiell notwendigen Entwurfsänderungen des ausgeführten Fluggeräts anfallen würden. Aus diesem Grund stellt die akkurate Prognose von Blattlasten mittels Windkanalversuch und Simulation eine wichtige Fähigkeit in der Entwicklung von Hubschraubern dar.



(a) Flugversuch. Bild aus [1]



(b) Windkanalversuch. Bild aus [2]



(c) Simulation

Abbildung 1.1: Möglichkeiten zur Bestimmung der Rotorblattlasten

¹Der allgemeine Begriff „Blattlasten“ umfasst Normal- und Scherkräfte sowie Biege- und Torsionsmomente.

1.1 Problemstellung

Korrelation der Schwenklasten

Die erzielbare Genauigkeit der Lastenprognose mittels Windkanalversuch unterscheidet sich in den verschiedenen Freiheitsgraden der Blattverformung deutlich. Beispielhaft werden in Abb. 1.2 die gemessenen 4/rev-Amplituden² der Blattbiegemomente aus Flugversuch (Eurocopter Bo105) und Windkanalversuch (Modellrotor; Lasten hochskaliert) miteinander verglichen. Beim Schlagbiegemoment³ in Abb. 1.2a ist die Korrelation akzeptabel. Ausnahme ist lediglich der Schnellflug bei Fortschrittsgrad⁴ $\mu = 0,32$. Beim Schwenkbiegemoment⁵ in Abb. 1.2b liegt hingegen die Windkanal-Prognose teilweise eine Größenordnung zu hoch.

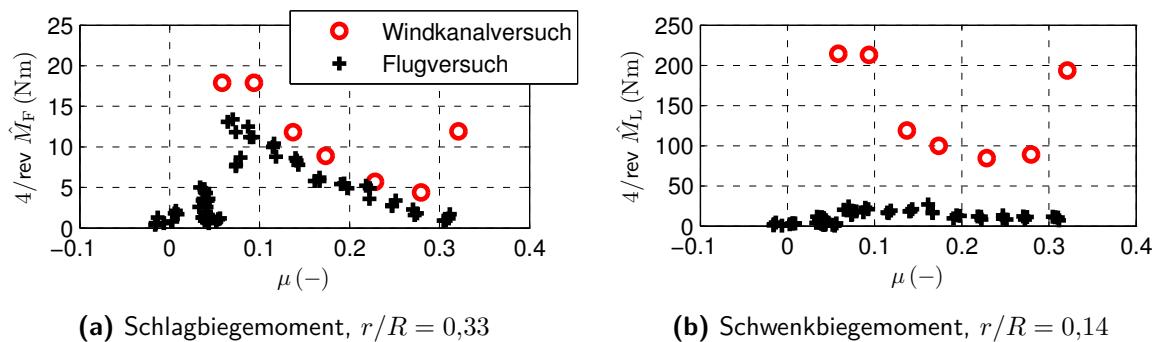


Abbildung 1.2: 4/rev-Amplituden der Bo105-Rotorblattlasten an inneren Radialstellen r/R . Daten aus dem „WiVal“-Programm (Flugversuch 1992, Windkanalversuch 1995), zur Verfügung gestellt von Airbus Helicopters Deutschland

Auch mithilfe numerischer Simulationen gelingt es bis heute nicht, die Schwenklasten in den Rotorblättern hinreichend genau zu prognostizieren. Dies zeigen die Ergebnisse von YEO und POTSDAM, die am Beispiel des Hubschraubers Sikorsky UH-60A Strukturrechnungen der „State-of-the-Art“-Rotorsimulationsprogramme CAMRAD II und RCAS an CFD (Computational Fluid Dynamics) koppelten [3]. In Abb. 1.3 werden die simulierten Verläufe des Schwenkbiegemoments M_L in der Blattmitte ($r/R = 0,5$) für den Schnellflug (Fortschrittsgrad $\mu = 0,37$) mit der Flugversuchsmessung verglichen. Die Lastprognosen der Simulationen (CAMRAD II und RCAS mit zwei verschiedenen Schwenkdämpfermodellen) unterscheiden sich untereinander nur geringfügig, während die Korrelation mit der Flugversuchsmessung sehr schlecht ist. Die tatsächlich auftretenden Lastspitzen liegen mehr als doppelt so hoch wie prognostiziert.

²4/rev ist die vierte Rotorharmonische; die Schwingung erfolgt mit vierfacher Rotordrehfrequenz.

³Schlagen = Blattbewegung/-verformung aus der Rotorebene heraus

⁴Der Fortschrittsgrad ist durch $\mu = U_\infty / (\Omega R)$ definiert. U_∞ ist die in der Rotorebene liegende Komponente der freien Anströmgeschwindigkeit (Vorwärtsflug: $U_\infty > 0 \text{ m/s}$). ΩR ist die Blattspitzengeschwindigkeit.

⁵Schwenken = Blattbewegung/-verformung in der Rotorebene

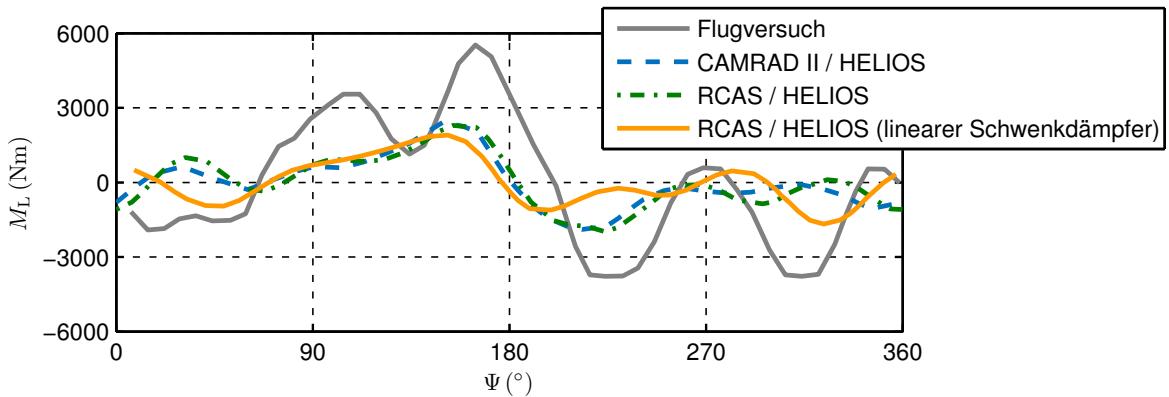


Abbildung 1.3: Rotorblatt-Schwenkbiegemoment M_L (Radialstelle $r/R = 0,5$) vs. Rotorazimut Ψ . UH-60A im Schnellflug ($\mu = 0,37$). Flugversuchsmessung sowie Ergebnisse der Kopplung von Struktursimulation (Programme CAMRAD II und RCAS) mit CFD (Programm HELIOS). Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [3]. Bedeutung der Programmnamen: CAMRAD = Comprehensive Analytical Model of Rotorcraft Aerodynamics and Dynamics, RCAS = Rotorcraft Comprehensive Analysis System, HELIOS = Helicopter Overset Simulations

Fehlersuche

Neben dem Schwenkdämpfermodell variierten YEO und POTSDAM die Parameter der Schwenksteifigkeiten und Strukturdämpfung, ohne jedoch einen nennenswerten Einfluss auf die Schwenklasten festzustellen.

Auch in anderen Studien traten Diskrepanzen zwischen Simulationsprognosen und Flugversuchsmessungen der Schwenklasten auf. MAKINEN et al. [4] untersuchten den Einfluss des Aerodynamikmodells; die Anwendung von CFD anstelle der Traglinientheorie veränderte die Schwenklasten jedoch nur geringfügig. Durch Aufprägung gemessener Luftlasten schlossen ABHISHEK et al. [5] einen Modellierungsfehler in der Aerodynamik a priori aus und untersuchten stattdessen die Dynamik der Steuerungsmechanik. Die Berücksichtigung von Taumelscheibe und Steuerstangen hatte jedoch keinen maßgeblichen Einfluss auf die Schwenklasten.

Dass die Diskrepanzen nicht ausschließlich beim UH-60A auftreten,⁶ zeigte die Studie von HO und YEO [6]: Die dynamischen Schwenklasten der Aérospatiale SA 330 im Schnellflug wurden in der Simulation stark unterschätzt. Gleiches gilt für den Hubschrauber Bell 429: AHAUS et al. [7] verbesserten die Simulation inkrementell,⁷ mussten jedoch feststellen, dass keine der Varianten die Schwenklasten akkurat prognostizierte.

Bis heute beschäftigt sich eine Reihe führender Institutionen auf dem Gebiet der Hubschrauber-aeromechanik weiterhin mit der Verbesserung von Lastprognosen. In [8] wurden deren Ergeb-

⁶Die Untersuchungen [3], [4] und [5] bezogen sich ausschließlich auf den Sikorsky UH-60A.

⁷Angewendete Kombinationen von Strukturmodell und Aerodynamik in [7]: 1. Modalsynthese + Traglinientheorie, 2. FEM (Finite-Elemente-Methode) + Traglinientheorie, 3. FEM + CFD

nisse aus Rechnungen mit fortschrittlichen Struktur-Codes und CFD verglichen.⁸ Sehr ähnliche Prognosen bei gleichen Modellierungsannahmen führten zu dem Schluss, dass die Fehlerursache in der strukturellen Modellbildung liegt.

Die genannten Simulationsstudien wie auch der eingangs angeführte Windkanalversuch haben ein gemeinsames Defizit: Der Triebstrang des realen Fluggeräts ist nicht abgebildet worden. Allerdings hat der Triebstrang, zu dem in dieser Arbeit alle rotierenden Komponenten unterhalb des Hauptrotors gezählt werden,⁹ das Potential, über die Kopplung im Freiheitsgrad der Nabendrehung die Schwenklasten der Rotorblätter zu beeinflussen. Ob und wenn ja unter welchen Voraussetzungen die Triebstrangdynamik tatsächlich die Diskrepanz zwischen prognostizierten und im Flugversuch gemessenen Lasten verursacht, ist bis heute weitestgehend ungeklärt.

1.2 Stand des Wissens zur Rotor-Triebstrang-Interaktion

Standardmäßig wird in aeromechanischen Rotorsimulationen, wie etwa den oben beschriebenen [3–5, 7, 8], die Rotordrehzahl auf einen konstanten Wert festgelegt, während alle anderen Freiheitsgrade der Rotornabe (Abb. 1.4: Translationen in x , y und z sowie Rotationen um x und y) gesperrt werden. Dieses Simulationsmodell wird fortan als „Basismodell“ bezeichnet. In der Realität treten hingegen strukturdynamische Kopplungen zwischen Hauptmotor und Hubschrauber in allen sechs Freiheitsgraden auf. Die dadurch entstehenden Schwingungen der Rotornabe stellen für die Rotorblätter dynamisch veränderliche Randbedingungen dar und haben daher potentiell Einfluss auf die resultierenden Blattlasten.

Anhand starrer, gelenkig angeschlossener Rotorblätter identifizierte JOHNSON analytisch den Einfluss der Nabefreiheitsgrade auf die Schlag- und Schwenkbewegung der Rotorblätter [10, S. 628–633], der auch intuitiv nachvollziehbar ist: Vertikale Translationsbewegungen (z -Richtung) sowie Roll- (um x) und Nickbewegungen (um y) beeinflussen die Schlagbewegung. Translationen in der Rotorebene (x - und y -Richtung) sowie Rotationen um die z -Achse haben hingegen einen potentiellen Einfluss auf die Schwenkbewegung, die in dieser Arbeit von Interesse ist.

⁸An dieser Studie waren die Bell Helicopter Textron Inc., die Sikorsky Aircraft Corporation, die Boeing Company, das Georgia Institute of Technology und die University of Maryland beteiligt.

⁹Die Komponenten des Triebstrangs sind der Rotormast, das Hauptgetriebe, die Triebwerke, die Aggregate, die Heckrotorwelle mitsamt Zwischengetrieben sowie – in dieser Arbeit dazugezählt – der Heckrotor.

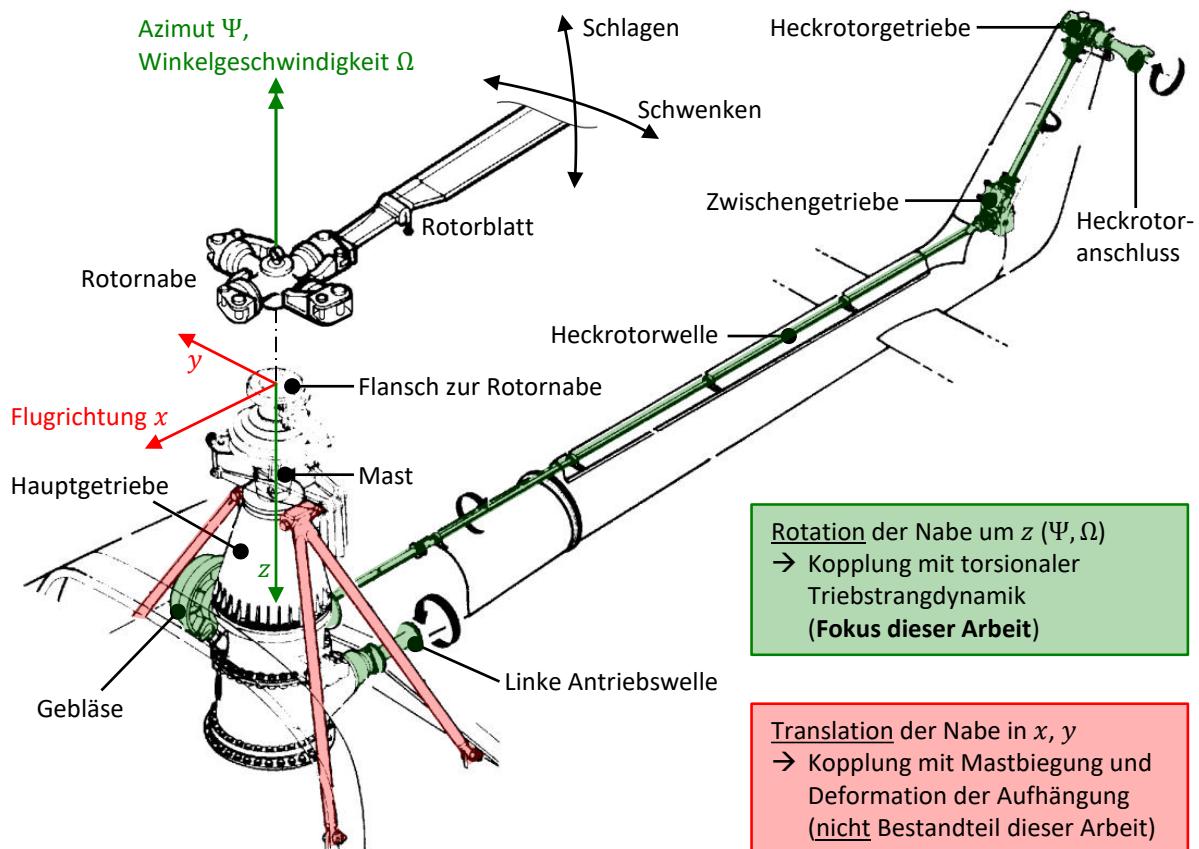


Abbildung 1.4: Kopplung der Strukturkomponenten des Hubschraubers mit dem Hauptrotor über die Freiheitsgrade der Rotornabe. Ansichten aus [9], Beschriftung editiert

Translationsbewegung der Nabe in der Rotorebene

Nicht nur für die klassischen Instabilitäten der Boden- und Luftresonanz¹⁰ sind Translationsbewegungen der Nabe in x und y relevant. Auch in stabilen Flugzuständen ist der Einfluss von Kopplungen in diesen Freiheitsgraden auf die Lasten im Rotor denkbar. Wie in Abb. 1.4 illustriert ist, können die Translationen in x - und y -Richtung durch Biegung des Rotormastes und Deformation der Aufhängung (rot eingefärbt) entstehen. Auch die Deformation des Rumpfes sowie dessen Roll- und Nickbewegung um seinen Schwerpunkt (der typischerweise unterhalb der Rotornabe liegt) führen zu Translationsbewegungen der Nabe in der Rotorebene.

Mit separaten Strukturmodellen für Rotor und Rumpf lassen sich bereits entsprechende Kopplungen auflösen, indem sowohl auf Rotorseite als auch auf Rumpfseite die Reaktionskräfte

¹⁰Boden- oder Luftresonanz treten ein, wenn zyklische Blattschwenkbewegungen einen exzentrischen Rotorschwerpunkt verursachen, dessen Umlauffrequenz gerade eine Eigenfrequenz des Hubschraubers trifft. Die zugehörige Eigenform ist am Boden (Kontakt über flexibles Landewerk) und in der Luft (Nick- und Rollbewegung der Zelle, Beteiligung der Blattschlagbewegung) unterschiedlich, weshalb Boden- und Luftresonanz voneinander unterschieden werden. Die Grundlagen des Phänomens sind z. B. in [10, S. 810–831] beschrieben.

an der Schnittstelle in Abhängigkeit der Nabebewegung aufgestellt und schließlich gleichgesetzt werden, woraus die Nabebewegung resultiert (engl. „rotor/airframe impedance matching“ [11, S. 191]).

Heutzutage erlauben FEM sowie die Methodik der Mehrkörpersimulation (MKS) in Verbindung mit gestiegener Rechenleistung, die Rotor-Rumpf-Struktur im Gesamten zu simulieren. So koppelten DIETERICH et al. [12] ein FEM-Rumpfmodell des Hubschraubers BK117¹¹ an ein aeromechanisches Modell des flexiblen Rotors. Gegenüber dem Basismodell konnte die Korrelation der Blattlasten mit Flugversuchsdaten im Reiseflug¹² ($\mu = 0,31$) jedoch kaum verbessert werden. Der Einfluss des flexiblen, frei beweglichen Rumpfes war klein. Auch SIDLE et al. [13] untersuchten den Einfluss des flexiblen Rumpfes auf die im Rotor auftretenden Lasten am Beispiel des UH-60A. Vereinzelt stellten sie Änderungen der Lasten gegenüber dem Basismodell fest (z. B. 4/rev-Nabenlasten, 5/rev-Schwenkbiegemoment), konnten den Kopplungsmechanismus zwischen Rumpf und Rotor aber nicht phänomenologisch erklären. YEO [14] koppelte ein modal reduziertes Strukturmodell der flexiblen Windkanalhalterung an eine Rotorsimulation des UH-60A. Im Verlauf des Blattschwenkmoments über dem Rotorazimut trat keine signifikante Änderung gegenüber dem Basismodell auf, jedoch wurde die Prognose der 3/rev- und 4/rev-Anteile des Schwenkbiegemoments verbessert.

In den drei vorgestellten Studien ist der Einfluss der translatorischen Rotor-Rumpf-Kopplungen in der Rotorebene auf die Schwenkbiegemomente bemerkbar, aber nicht signifikant. Diese Schlussfolgerung ist allerdings nicht allgemeingültig. So mussten SKLADANEK et al. [15] am Prototypen des Hubschraubers H160 die Aufhängung anpassen sowie den Rotormast verlängern, um die Blattlasten und die Nabekräfte in der Rotorebene zu reduzieren. Die Autoren wiesen darauf hin, dass „wenigstens in einigen Fällen“ (nicht genauer spezifiziert) bei der Prognose von Blattlasten neben dem Triebstrang auch ein Modell des flexiblen Rumpfes einzogen werden sollte.

Zwar sind die translatorischen Kopplungen in der Rotorebene nicht Fokus dieser Arbeit. Beim Vergleich von Simulationsergebnissen mit Daten aus Flug- oder Windkanalversuchen ist ihr potentieller Einfluss auf die Blattlasten dennoch zu berücksichtigen.

Rotationsbewegung der Nabe um die Hochachse

Mit freier Nabendrehung um z , die nicht auf eine konstante Drehzahl beschränkt ist, ergeben sich gegenüber dem Basismodell neue Eigenmoden des Strukturmodells, die den Triebstrang – in Abb. 1.4 grün eingefärbt – mit einbeziehen. In Abb. 1.5 sind diese Moden für einen 4-Blatt-Hubschrauber mittlerer Größe, ähnlich dem UH-60A, nach ihren Eigenfrequenzen geordnet.

Gemäß GUGLIERI [17] wird die gekoppelte Dynamik von Rotor, Triebwerk und Kraftstoffregelung durch Antworten in zwei Frequenzbereichen dominiert.

¹¹Die BK117 mit gelenklosem 4-Blatt-Rotor verfügt über den gleichen Rotorkopf wie die Bo105. Die Ähnlichkeit der beiden Rotorsysteme begünstigt die Übertragbarkeit dynamischer Phänomene.

¹²Die Grenze zwischen *Reiseflug* und *Schnellflug* wird in dieser Arbeit auf $\mu = 0,32$ gesetzt.

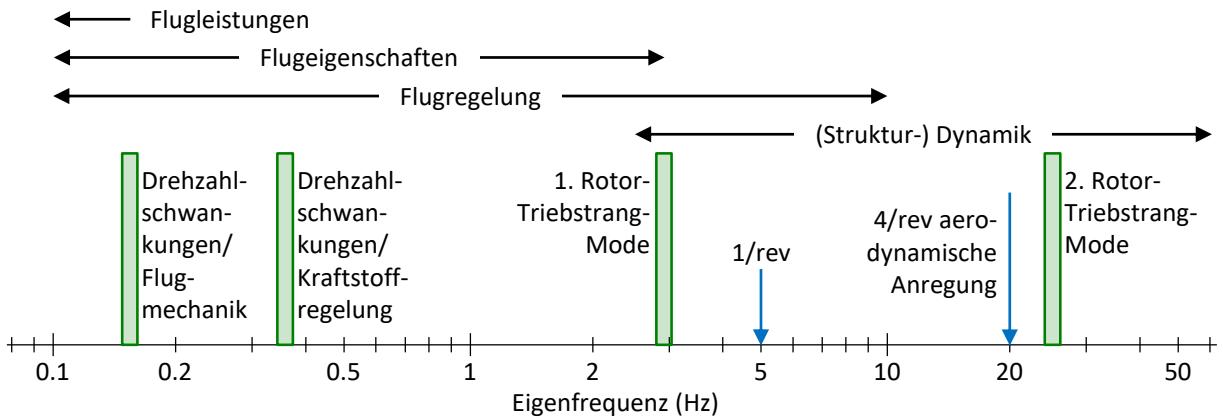


Abbildung 1.5: Eigenfrequenzen von Rotor-Triebstrang-Moden eines „Hubschraubers mittlerer Größe“ und ihre Bedeutung für die verschiedenen Disziplinen aus Sicht des Herstellers. Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [16]

Zum einen charakterisiert eine niedrigfrequente Mode das Antwortverhalten der Drehzahl auf Eingaben der Kraftstoffregelung. Dies ist die zweite Mode von links in Abb. 1.5. Von dieser Mode unterschieden KUCZYNSKI et al. [16] noch eine mit der Flugmechanik gekoppelte Mode (Gierbewegung des Hubschraubers verursacht Drehzahländerung) bei noch kleinerer Frequenz. Beide Moden beinhalten Drehzahlenschwankungen des in sich starren Rotor-Triebstrang-Systems ohne flexible Verformungen im Triebstrang oder Schwingungen der Rotorblätter. HAMERS und VON GRÜNHAGEN [18] zeigten, dass die Abbildung der Drehzahlenschwankungen durch ein akkurate Triebstrangmodell (insb. Triebwerk + Drehzahlregelung) in der flugmechanischen Simulation die Prognose der Hubschrauberbewegung verbessert.

Zum anderen koppelt die torsionale Dynamik des Triebstrangs in höherfrequenten Moden mit der Blattschwenkbewegung. In Abb. 1.5 sind die erste und zweite Rotor-Triebstrang-Mode eingetragen, die in den folgenden Abschnitten noch beschrieben werden.

WARMBRODT und HULL [19] beleuchteten die Thematik der Rotor-Triebstrang-Interaktion noch von einer anderen Seite: Sie teilten die in der Entwicklung von Hubschraubern aufgetretenen Interaktionsprobleme zwischen Rotor, Triebstrang und Rumpf in vier Gruppen ein, in die sich die Moden aus Abb. 1.5 einordnen lassen:

1. Probleme der Triebwerk-Rumpf-Integration, die exzessive Vibratoren des eingebauten Antriebssystems verursachen. Da keine Kopplung zum Hauptrotor betrachtet wird, ist dieser Punkt für die vorliegende Arbeit irrelevant.
2. *Resonanzen des Rotor-Triebstrang-Systems, die exzessive selbsterregte Vibratoren oder verstärkte erzwungene Schwingungen bewirken.* Dies betrifft auch die in dieser Arbeit fokussierten dynamischen Lasten in den Rotorblättern. Der Triebstrang wirkt sich auf den Hauptrotor über die *Rotor-Triebstrang-Moden* aus.

3. Schwingungen in der Antriebsleistung des Triebstrangs einschließlich Problemen der Lastverteilung zwischen mehreren Triebwerken. Auch dieser Aspekt ist hinsichtlich eines potentiellen Einflusses auf die Lasten im Hauptrotor zu überprüfen.
4. Inakzeptable Regelung der Rotordrehzahl (Überdrehzahl oder Abfall) in Manövern. In diese Gruppe sind die oben beschriebenen Drehzahlschwankungen einzuordnen, die für die Strukturdynamik von untergeordneter Bedeutung sind.

1.2.1 Erste Rotor-Triebstrang-Mode

Aufgrund der Zentrifugalkraft erfährt ein Rotorblatt bei Auslenkung in Schwenkrichtung eine rückstellende Kraft. Bei ungestörter Rotation der Nabe mit $\Omega = \text{konst.}$ resultiert daraus eine Schwingung mit fundamentaler Schwenkeigenfrequenz – die erste Schwenkmode (L1 von engl. „lead-lag“). Die zugehörige Eigenform ist in Abb. 1.6a illustriert. Eine Einführung in die Thematik der Rotordynamik mit entsprechenden Grundlagen zum Verständnis der Schwenkbewegung wird in Anhang A gegeben.

In Realität ist die Nabe jedoch an ein System endlicher Trägheiten und Steifigkeiten – eben den Triebstrang – angeschlossen und unterliegt Schwingungen in Interaktion mit der Schwenkbewegung, wie in Abb. 1.6b gezeigt ist. Diese Rotor-Triebstrang-Mode kann als Abwandlung der ersten Schwenkmode verstanden werden und wird daher fortan als RD_{L1} (von engl. „rotor-drivetrain“) bezeichnet.¹³

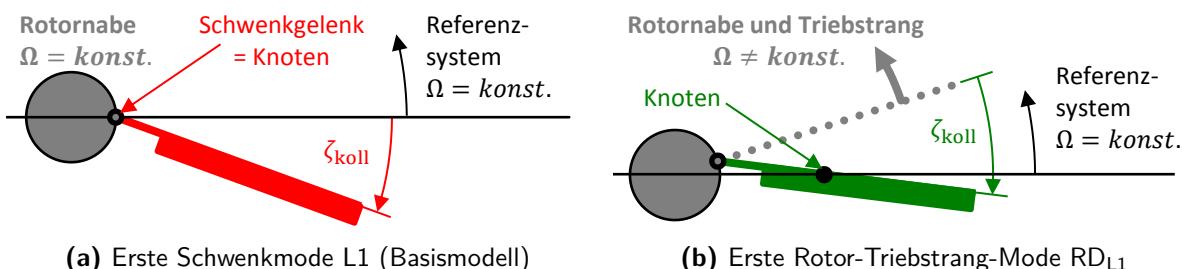


Abbildung 1.6: Einfluss der Randbedingung für Ω (konstant oder frei) auf die erste Rotor-(Triebstrang-)Mode in Schwenkrichtung. Schematische Draufsicht auf einen 1-Blatt-Rotor

Zur Analyse eines Flugzeugpropellers mit Antrieb stellten HAVERS und MEYER [20] bereits 1938 Gleichungen zur Bestimmung der Eigenfrequenzen eines Rotor-Triebstrang-Systems auf. Neben der Schwenkbewegung der in sich starren Rotorblätter berücksichtigte das Modell eine Getriebeübersetzung sowie eine torsionsweiche Verbindung zwischen Rotornabe und angeschlossener Trägheit. Mit den Parametern der Bo105 ist – unter Vernachlässigung der Flexibilität des Triebstrangs – die gekoppelte Eigenfrequenz $\omega_{\text{RD}_{\text{L}1}}$ etwa 2,3-mal so groß wie die Eigenfrequenz $\omega_{\text{L}1}$ des Basismodells. Wird die Flexibilität des Bo105-Triebstrangs berücksichtigt, so beträgt dieses Frequenzverhältnis ca. $\omega_{\text{RD}_{\text{L}1}}/\omega_{\text{L}1} = 1,6$. Das Modell, die Gleichungen und die Bo105-Parameter sind Anhang B.1 zu entnehmen.

¹³In der Literatur findet man die RD_{L1}-Mode häufig unter dem Begriff „first torsional mode“.

Das Modell von HAVERS und MEYER verfügt über genau ein Rotorblatt. Bei mehrblättrigen Rotoren werden die Massen und Trägheiten der Blätter schlichtweg aufsummiert. Damit kann das Modell ausschließlich die kollektive, also gleichsinnige Schwenkbewegung aller Rotorblätter repräsentieren. Für Studien der Rotor-Triebstrang-Interaktion genügt es auch, lediglich die kollektive Schwenkmode zu betrachten; CARPENTER und PEITZER [21] demonstrierten die Frequenzverschiebung von L1 nach RD_{L1} auf einem Rotor-Teststand und zeigten dabei, dass nur die kollektive Schwenkmode durch die Trägheit und Flexibilität des Triebstrangs beeinflusst wird. Für die zyklischen Schwenkmoden hingegen ist die Annahme $\Omega = \text{konst.}$ legitim und anstatt des Triebstrangs muss die Steifigkeit der Aufhängung in x - und y -Richtung (vgl. Abb. 1.4 auf S. 5) berücksichtigt werden.

Diese Schlussfolgerung zogen auch JAW und BRYSON, JR. [22] in einer analytischen Betrachtung des Schwebeflugs. Sie leiteten die gekoppelten Differentialgleichungen für die Schlag- und Schwenkbewegung eines gelenkigen Starrblattrotors unter Berücksichtigung einer frei drehenden Triebstrangträgheit her. Nach Transformation in Mehrblattkoordinaten verblieb keine Abhängigkeit der zyklischen Schwenkbewegungen von der Verdrehung der Nabe.

Kurz gefasst: Durch Kopplung im Freiheitsgrad der Nabendrehung (Rotation um z in Abb. 1.4 auf S. 5) geht die erste kollektive Schwenkmode L1 mit einer *Erhöhung* der Eigenfrequenz in die erste Rotor-Triebstrang-Mode RD_{L1} über. Die zyklischen Schwenkmoden werden durch den Triebstrang nicht beeinflusst.

Nach den EASA¹⁴ Certification Specifications CS-27 [23, Buch 1, S. 1-E-4] ist für die Zulassung von Hubschraubern nachzuweisen, dass das Antriebssystem frei von torsionalen Instabilitäten ist.¹⁵ Eine beachtliche Menge an Literatur behandelt entsprechende Stabilitätsuntersuchungen der RD_{L1}-Mode in Interaktion mit der Triebwerkdynamik und Drehzahlregelung. Für die Berechnung von Lasten im stationären Flug ist die Stabilität der RD_{L1}-Mode eine notwendige Voraussetzung. Wie sich noch herausstellen wird, ist im Rahmen dieser Arbeit jedoch die nächsthöhere Rotor-Triebstrang-Mode RD_{L2} von wesentlich größerer Bedeutung. Da bei den durchgeführten Untersuchungen keine Instabilitäten der RD_{L1}-Mode auftraten, werden lediglich einige wenige Studien zur Stabilität der RD_{L1}-Mode in Anhang B.2 vorgestellt.

Eine interessante Schlussbemerkung von OCKER und CELI [24], die die RD_{L1}-Mode untersuchten, sei an dieser Stelle noch genannt: In Simulationen des Basismodells ist es üblich, lediglich die Strukturdynamik eines einzelnen Blattes abzubilden und die periodische Lösung phasenversetzt für die übrigen Blätter zu übernehmen. Aufgrund der Interaktionen zwischen den Rotorblättern ist dies in Studien der Rotor-Triebstrang-Dynamik nicht möglich; hier muss das Strukturmodell alle Rotorblätter beinhalten.

¹⁴EASA = European Union Aviation Safety Agency

¹⁵Wortlaut CS-27.939 (c): „For governor-controlled engines, it must be shown that there exists no hazardous torsional instability of the drive system associated with critical combinations of power, rotational speed, and control displacement.“

1.2.2 Aufgetretene Probleme mit zweiter Rotor-Triebstrang-Mode

Mit einem starren Triebstrang und der Beschränkung auf die erste kollektive Schwenkbewegung der Rotorblätter ist RD_{L1} die einzige Koppelmode des Rotor-Triebstrang-Systems. In Realität verfügen Wellen und Verzahnungen jedoch über endliche Steifigkeiten und auch die Rotorblätter sind flexibel. Daraus resultieren höhere Rotor-Triebstrang-Moden. Von besonderer Wichtigkeit ist die Überführung der zweiten kollektiven Schwenkmode $L2$ durch den Triebstrang in die Koppelmode RD_{L2} . Beschreibungen der RD_{L2} -Mode sind in der Literatur im Gegensatz zu RD_{L1} sehr rar. Die nachfolgenden Beispiele aufgetretener, dynamischer Probleme zeigen jedoch – ungeachtet einer genauen Beschreibung der RD_{L2} -Eigenform – die praktische Bedeutung der Frequenzverschiebung von $L2$ nach RD_{L2} auf.

Die Boeing-Vertol Model 347 war ein Hubschrauber in Tandemkonfiguration¹⁶, der aus der CH-47C Chinook entwickelt wurde [25, S. 249–260]. Die 3-Blatt-Rotoren wurden durch vierblättrige Hauprotoren ersetzt. Flüge unter großem Abfluggewicht führten in Transition¹⁷ sowie bei hoher Geschwindigkeit zu starken 4/rev-Schwenkbiegemomenten in den Blättern. Es stellte sich heraus, dass die aerodynamische Anregung der Rotoren mit der Frequenz der Blattpassage (Blattzahl $n_b = 4$, also 4/rev) gerade eine Resonanzfrequenz des Rotor-Triebstrang-Systems traf. Zwar lag die dimensionslose zweite Schwenkeigenfrequenz der Rotorblätter bei $\nu_{L2} = \omega_{L2}/\Omega_{ref} = 5,26$, die tiefere der gekoppelten RD_{L2} -Moden¹⁸ jedoch bei $\nu_{RD_{L2}} = 4,02$, wie mittels rotem Punkt in Abb. 1.7 markiert. Diese Resonanz, die mit drei Rotorblättern (3/rev-Anregung) zuvor nicht auftrat, wurde durch Versteifung der Rotorblätter und damit Anhebung von $L2$ sowie RD_{L2} behoben (roter Pfeil).

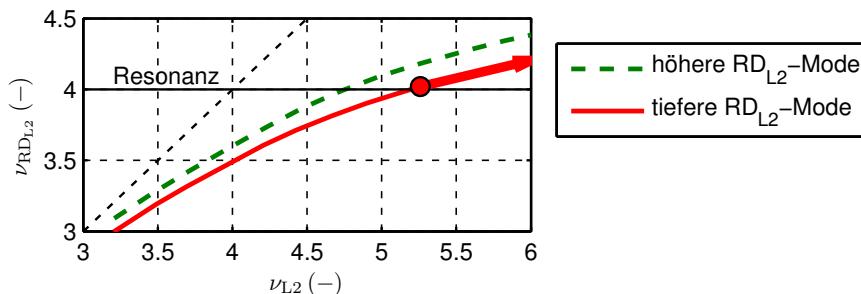


Abbildung 1.7: Eigenfrequenzen der zweiten Rotor-Triebstrang-Mode $\nu_{RD_{L2}}$ (höhere und tiefere) in Abhängigkeit der Eigenfrequenz der zweiten Schwenkmode ν_{L2} des isolierten Blattes. Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [25]

Ein vergleichbares Problem trat in Bodenläufen des Sikorsky YUH-60A (Prototyp des UH-60A) auf [26, S. 48–52], dessen Zelle stark mit der Frequenz der Blattpassage 4/rev vibrierte. Man vermutete die Rumpfumströmung als Ursache der aerodynamischen Anregung des Rotors mit

¹⁶Eine Tandemkonfiguration besteht aus zwei gegenläufigen, hintereinander angeordneten Hauprotoren.

¹⁷Die Transition ist der Übergang vom Schwebeflug in den Vorwärtsflug.

¹⁸Mit zwei Hauprotoren ergeben sich auch zwei Koppelmoden, die als RD_{L2} bezeichnet werden können, mit leicht verschiedener Eigenfrequenz. Für die vorliegende Arbeit ist dies nicht weiter von Bedeutung.

dieser Frequenz. Der Analyse zufolge lag die zweite Schwenkeigenfrequenz bei $\nu_{L2} = 4,6$. Die Rotor-Triebstrang-Koppelmode lag mit $\nu_{RD_{L2}} = 4,1$ sehr dicht an der Anregungsfrequenz. Weil die Koppelmode nur sehr geringe Ausschläge des Schwenkgelenks beinhaltete, waren die hydraulischen Schwenkdämpfer nicht effektiv und die dynamische Antwort der RD_{L2} -Mode auf die 4/rev-Anregung dementsprechend groß. Die Lösung des Problems war auch hier die Versteifung der Rotorblätter, die eine Anhebung der zweiten Schwenkeigenfrequenz auf $\nu_{L2} = 5,3$ bewirkte. Mit $\nu_{RD_{L2}} = 4,4$ lag die Koppelfrequenz damit weit genug von der 4/rev-Anregung entfernt.

Als drittes Beispiel sei noch eine notwendige Rotorblattmodifikation am Kampfhubschrauber Tiger genannt [27]. Die mit dem ursprünglichen Blatt aufgetretenen 4/rev-Amplituden des Masttorsionsmoments M_z waren zu groß für die Stützstruktur des Hauptgetriebes, und das obwohl die Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}} = 4,4$ bereits 10% oberhalb der Anregung lag. Wieder wurde durch eine Blattversteifung die zweite Schwenkeigenfrequenz der Rotorblätter angehoben, in diesem Fall von $\nu_{L2} = 5,5$ auf $\nu_{L2} = 6,0$. Mit einer gekoppelten Eigenfrequenz von $\nu_{RD_{L2}} = 4,7$ konnten die 4/rev-Amplituden \hat{M}_z im kritischen Geschwindigkeitsbereich um $\mu = 0,09$ etwa halbiert werden, siehe Abb. 1.8.

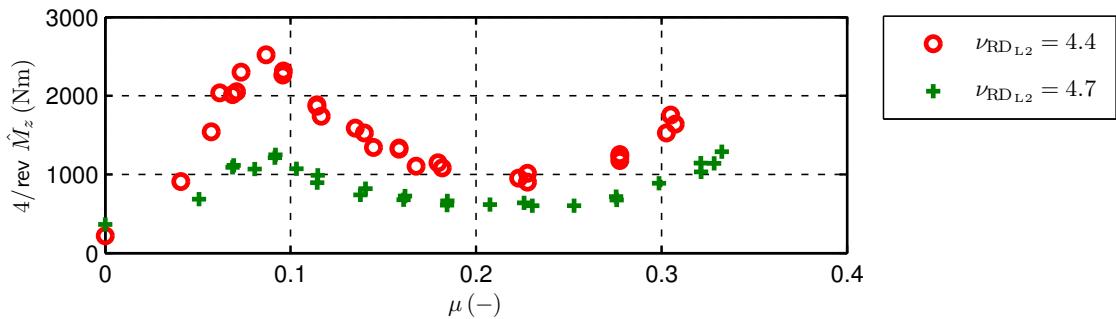


Abbildung 1.8: 4/rev-Amplituden des Masttorsionsmoments beim Kampfhubschrauber Tiger mit ursprünglichen Blättern ($\nu_{RD_{L2}} = 4,4$) und modifizierten Blättern ($\nu_{RD_{L2}} = 4,7$). Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [27]

Zusammengefasst trat bei mehreren 4-Blatt-Hubschraubern folgendes Problem auf: Die Eigenfrequenz der zweiten Schwenkmode L2 lag etwas oberhalb von 4/rev. Die Kopplung mit dem Triebstrang überführte die zweite kollektive Schwenkmode jedoch in die zweite Rotor-Triebstrang-Mode RD_{L2} bei *kleinerer* Eigenfrequenz. Folglich bewirkte die Nähe von RD_{L2} zur Anregungsfrequenz 4/rev eine ausgeprägte dynamische Antwort der RD_{L2} -Mode mit großen Lastamplituden.

1.2.3 Simulationen der Blattlasten mit Triebstrangeinfluss

Die oben beschriebenen dynamischen Probleme traten an Prototypen auf, deren Modifikation aufwändig ist im Vergleich zu Änderungen in der Entwurfsphase des Fluggeräts. Der Anspruch an moderne Simulationen sollte es daher sein, die Kopplungen zwischen Rotor und Triebstrang und ihre Auswirkungen auf die auftretenden Lasten frühzeitig zu erfassen. In kürzerer Vergangenheit gab es mehrere Bestrebungen, diesem Anspruch gerecht zu werden.

DIETERICH et al. [12] verglichen Blattlasten des Hubschraubers BK117 im Reiseflug ($\mu = 0,31$, $C_T/\sigma = 0,096$)¹⁹ aus Simulation und Flugversuch. Auf struktureller Seite wurde neben dem Basismodell auch ein Rotor-Triebstrang-Modell simuliert, wobei der Triebstrang vereinfacht aus einem Trägheits- und zwei Steifigkeitselementen bestand. Die Aerodynamik wurde durch CFD modelliert. Die Auswirkung der Kopplung auf CFD wurde jedoch vernachlässigt, d. h. das strukturelle Rotor-Triebstrang-System wurde mit den Luftlasten beaufschlagt, die in der Simulation des isolierten Rotors berechnet wurden. Zur Rechtfertigung dieses Vorgehens wurde die durch den Triebstrangeinfluss hervorgerufene Variation der Blattspitzengeschwindigkeit betrachtet und auf CFD-Seite für vernachlässigbar befunden. Der Einfluss des Triebstrangs auf die Blattmomente in Schlag- und Torsionsrichtung war klein. Beim Schwenkbiegemoment (Radialstelle $r/R = 0,22$) bewirkte das Triebstrangmodell jedoch eine Phasenverschiebung des 4/rev-Anteils um etwa 180° , was die Korrelation mit der Flugversuchsmessung deutlich verbesserte. Gleichwohl verblieb ein signifikanter Unterschied der 4/rev-Amplitude des Schwenkbiegemoments zwischen Simulation und Flugversuch.

Um die Korrelation zwischen Simulation und Flugversuch in Abb. 1.3 (S. 3) zu verbessern, kopierten auch YEO und POTSDAM ein vereinfachtes Triebstrangmodell aus Trägheit, Steifigkeit und Dämpfungselement an den Rotor [28].²⁰ Wieder wurde für die CFD-Lösung der isolierte Rotor ohne Triebstrang verwendet, da – wie für einzelne Testfälle nachgerechnet wurde – die durch die Kopplung entstehenden Differenzen der Blattbewegung keinen signifikanten Einfluss auf die Luftlasten haben. Mit bestimmten Kombinationen aus Trägheit und Steifigkeit gelang es, die Korrelation des Schwenkbiegemoments zu verbessern (siehe Abb. 1.9a), insbesondere den 4/rev-Anteil (Blattzahlharmonische; Abb. 1.9b). Allerdings schienen die Triebstrangparameter willkürlich gewählt zu sein, da auf deren Bestimmung – sei es durch Berechnung oder Experiment – nicht eingegangen wurde. Die Autoren betonten die Notwendigkeit eines realistischen Triebstrangmodells zur Abbildung höherfrequenter Moden.

In einer weiterführenden Studie [29] konnte die Korrelation jedoch auch ohne Triebstrangmodell durch die Aufprägung der im Flugversuch gemessenen (anstatt von simulierten) Luft- und Schwenkdämpferlasten verbessert werden. Die Wichtigkeit des Triebstrangmodells wurde

¹⁹Der Quotient aus Schubbeiwert $C_T = T/(\rho_\infty \cdot \pi R^2 \cdot (\Omega R)^2)$ und Flächendichte $\sigma = n_b \cdot c R / (\pi R^2)$ wird als spezifische Rotorblattbelastung bezeichnet und in dieser Arbeit auch kurz „Blattbeladung“ genannt. C_T/σ ist ein Maß für die aerodynamische Belastung des Rotors, z. B. um zu beurteilen, wann Strömungsablösung eintritt. Die impliziten Größen sind Rotorschub T , Luftdichte ρ_∞ , Rotorradius R , Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω , Blattzahl n_b und Profiltiefe c .

²⁰Die Ergebnisse der Simulation mit Triebstrangmodell zeigten die Autoren nicht im gleichnamigen Zeitschriftenartikel [3], sondern lediglich im vorangegangenen Konferenzbeitrag [28].

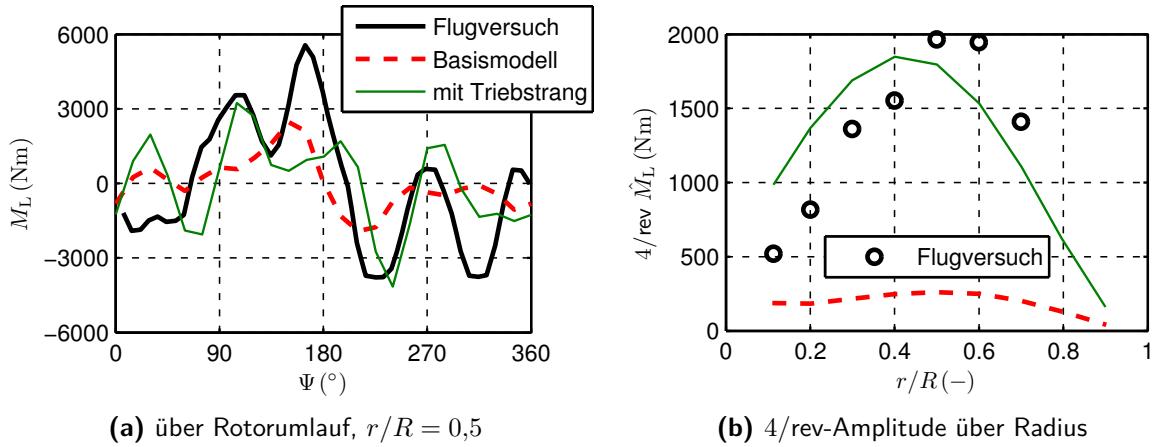


Abbildung 1.9: Schwenkbiegemomente aus Simulation (Basismodell / mit Triebstrang) und Flugversuch. UH-60A im Schnellflug ($\mu = 0,37$). Überarbeitete Grafiken, ursprünglich aus [28]

daraufhin relativiert. Insgesamt blieb ungeklärt, auf welches Modellierungsdefizit (Triebstrang, Schwenkdämpfer, Luftlasten) die ursprünglichen großen Abweichungen im Schwenkbiegemoment des UH-60A zwischen Simulation und Flugversuch zurückzuführen sind. Die fehlende Klarheit über den Triebstrangeinfluss bei gleichzeitig großer Wichtigkeit der dynamischen Blattlasten motivierte noch weitere Studien anhand des UH-60A zu diesem Thema, die in Tab. 1.1 aufgeführt sind. Bemerkenswerterweise unterscheiden sich die Schlussfolgerungen der Untersuchungen, obwohl der betrachtete Flugzustand in allen Fällen ein schneller Reiseflug bzw. Schnellflug ($\mu = 0,28 \dots 0,37$) bei moderater Blattbeladung ($C_T/\sigma = 0,081 \dots 0,088$) war.

Tabelle 1.1: Studien zum Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbiegemomente beim UH-60A: Vergleich von Fortschrittsgrad μ , spezifischer Rotorblattbelastung C_T/σ und Schlussfolgerungen

Autoren, Jahr, Referenz	μ (-)	C_T/σ (-)	Der Triebstrangeinfluss...
YEO & POTSDAM 2014 [28]	0,37	0,081	...ist potentiell groß (Abb. 1.9), insb. auf den 4/rev-Anteil. Ein realistisches Triebstrangmodell ist nötig.
SIDLE et al. 2018 [13]	0,28	0,084	...ist merkbar. Der genaue Kopplungsmechanismus ist jedoch noch nicht hinreichend verstanden.
MIN et al. 2018 [30]	0,37	0,081	...verbessert die Korrelation, beseitigt die Diskrepanz aber nicht vollständig.
YEO 2019 [14]	0,304	0,088	... ist generell klein (Abb. 1.10), verbessert geringfügig die 4/rev- und 5/rev-Amplituden.

SIDLE et al. [13] modellierten den Triebstrang als Torsionsschwingerkette bestehend aus diskreten Trägheits- und Steifigkeitselementen. Die Kopplung mit dem Hauptrotor bewirkte gegenüber der Simulation des Basismodells merkbare, wenn auch geringe Änderungen der Lasten. Ein Vergleich mit Flugversuchsdaten erfolgte nicht. In der Schlussfolgerung wurden weitere Studien angeraten, um die physikalischen Mechanismen der Kopplung zu verstehen. Auch MIN et al. [30] modellierten den Triebstrang als Torsionsschwingerkette, doch stellten sie einen

etwas deutlicheren Unterschied der Schwenklasten im Vergleich zum Basismodell fest. Trotzdem wurde die Diskrepanz zwischen Schwenkbiegemomenten aus Simulation und Flugversuch durch den Triebstrang nicht behoben. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von SIDLE et al. blieben die Lasten in Schlag- und Torsionsrichtung in der Simulation von MIN et al. durch den Triebstrang praktisch unbeeinflusst.

Zuletzt (2019) widmete YEO eine Studie eigens den Schwenkbiegemomenten des UH-60A [14]. Wie schon in [29] konnte die Korrelation zwischen Blattlasten aus Simulation und Flugversuch maßgeblich durch die Aufprägung der im Flugversuch gemessenen Luft- und Schwenkdämpferlasten in der Simulation verbessert werden. Die ursprünglich großen Diskrepanzen in Abb. 1.3 (S. 3) sind daher vor allem auf das Aerodynamik- und Schwenkdämpfermodell zurückzuführen. Das eingesetzte Triebstrangmodell in [14] repräsentierte die Steifigkeit zwischen Triebwerken und Hauptrotor, die auf unterschiedliche, willkürliche Werte gesetzt wurde.²¹ Für die gesetzten Parameter war der Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenklasten gering, wie in Abb. 1.10a gezeigt ist. Die 4/rev-Amplituden des Schwenkbiegemoments konnten geringfügig verbessert werden (Abb. 1.10b). Der Triebstrangeinfluss auf die Schwenklasten beim UH-60A ist insbesondere geringer als noch in der Studie von 2014 [28] angenommen, vgl. Abb. 1.9.

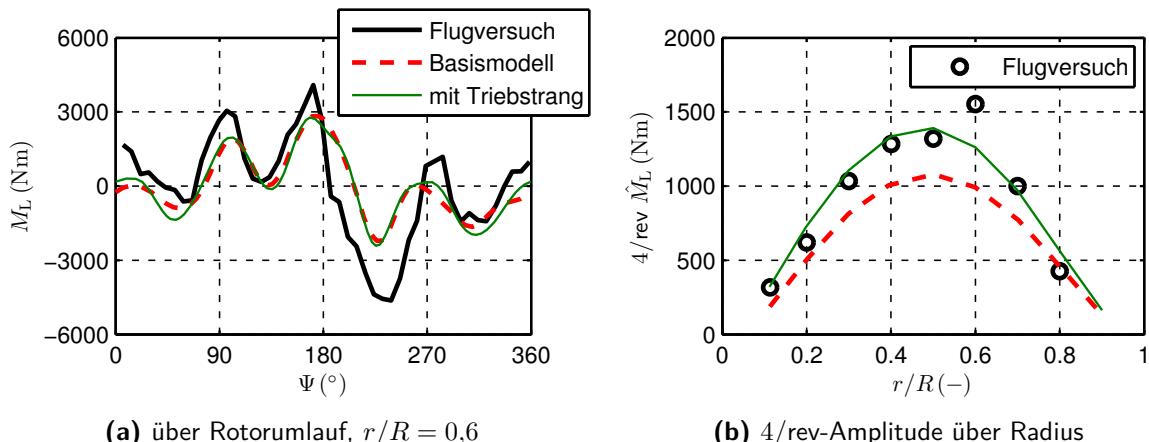


Abbildung 1.10: Schwenkbiegemomente aus Simulation (Basismodell / mit Triebstrang) und Flugversuch. Aufprägung der im Flugversuch gemessenen Luft- und Schwenkdämpferlasten in der Simulation. UH-60A im Reiseflug ($\mu = 0,304$). Überarbeitete Grafiken, ursprünglich aus [14]

Nach den Studien in Tab. 1.1 ist der Stand des Wissens in Bezug auf den Hubschrauber UH-60A, dass der Triebstrang *nicht* maßgeblich für die schlechte Korrelation des Schwenkbiegemoments aus Simulation und Flugversuch verantwortlich ist. Allerdings bewirkte die Triebstrangkopplung z. B. in [14] die Absenkung der zweiten kollektiven Schwenkeigenfrequenz von $\nu_{L2} = 4,47$ auf $\nu_{RD,L2} = 4,25$, womit sie immer noch deutlich oberhalb der Anregungsfrequenz von 4/rev lag. Bei anderen Rotor-Triebstrang-Konfigurationen kann, wie aus Kap. 1.2.2 hervorgeht, der Triebstrang durchaus einen großen Einfluss auf die Rotorlasten haben.

²¹Grund für die willkürlichen Triebstrangsteifigkeiten war der Schutz proprietärer Informationen.

Als letztes Beispiel zur simulativen Untersuchung des Triebstrangeinflusses sei noch die Studie von ÖHRLE et al. [31] zum Schnellflug des Compoundhubschraubers²² X³ genannt. Durch den extremen Fortschrittsgrad von $\mu > 0,5$ war das aerodynamische Umfeld des Rotors äußerst komplex und die aus den Luftlasten resultierenden Anregungen desselben entsprechend groß. Der fünfblättrige Hauptrotor wies eine ungekoppelte zweite Schwenkeigenfrequenz von etwa $\nu_{L2} = 5$ auf. In Kopplung mit dem als Torsionsschwingerkette modellierten Triebstrang ergab sich eine Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ unterhalb der 5/rev-Anregung. Die Anwendung verschiedener Triebstrangsteifigkeiten führte zu deutlich unterschiedlichen Schwenkbiegemomenten im äußeren Blattbereich ($r/R = 0,68$). Mit einem bestimmten Steifigkeitswert konnte die Korrelation der n_b/rev -Lasten ($n_b = 5$) in Amplitude und Phasenlage mit dem Flugversuch deutlich verbessert werden. Jedoch schrieben die Autoren, dass der Einfluss der Triebstrangsteifigkeit auf die Schwenkbiegemomente sowie die Sensitivität bezüglich der Modellparameter detaillierter untersucht werden müssen.

Zusammengefasst zeigten alle Studien einen Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbiegemomente, jedoch mit sehr unterschiedlichen Ausprägungen.

Die in Kap. 1.2.2 vorgestellten Fälle legen die Betrachtung der Rotor-Triebstrang-Kopplung als dynamisches Antwortproblem nahe: Das Rotor-Triebstrang-System reagiert entsprechend seinem Eigenverhalten auf eine Anregung durch aerodynamische (oder noch weitere) Kräfte. Je näher eine Anregungsfrequenz an der Eigenfrequenz einer bestimmten Mode liegt, umso stärker ist die dynamische Antwort und umso kritischer ist das Schwingungsproblem. Bedauerlicherweise – oder zum Glück, als Motivation für diese Arbeit – wurde diese Betrachtung in keiner einzigen der vorgestellten Simulationsstudien gründlich vorgenommen. Aus diesem Grund besteht eine Wissenslücke bezüglich der Korrelation der strukturellen Eigenschaften von Rotor und Triebstrang mit dem Einfluss des Triebstrangs auf die Lasten. Ebenso rar sind generelle Erkenntnisse über die Art und Weise, wie der Triebstrang zu modellieren ist, um seinen Einfluss auf den Hauptrotor repräsentativ zu erfassen.

1.2.4 Aerodynamische Anregung im Hauptrotor

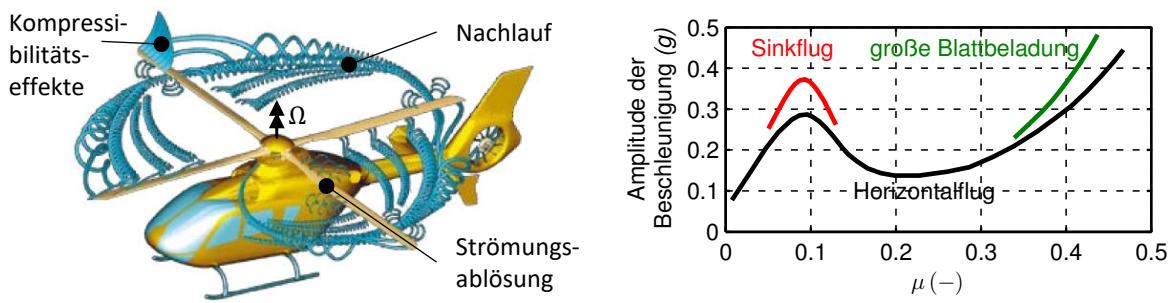
In Kap. 1.2.2 wurden bereits Vibrationen der Zelle beschrieben, die maßgeblich von der Rotor-Triebstrang-Kopplung abhängen. Der Zusammenhang dieser Vibrationen mit der aerodynamischen Anregung soll hier noch einmal theoretisch betrachtet werden. Bei strukturell und aerodynamisch identischen Rotorblättern²³ werden ausschließlich $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Anteile ($p \in \mathbb{N}$) der Blattschwingungen auf die Zelle übertragen [10, S. 720]. Ursache für die Vibrationen sind

²²Compoundhubschrauber haben Tragflächen zur Entlastung des Rotors im Schnellflug. [32]

²³In der Realität sind die Rotorblätter aus Fertigungsgründen nie perfekt identisch. Daher setzen sich auch 1/rev-Vibrationen, etwa durch Unwucht, auf dem Rumpf ab. Dominant sind jedoch die n_b/rev -Vibrationen [10, S. 720]. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher identische Rotorblätter angenommen.

aerodynamische Anregungen der Rotorblätter, unter denen JOHNSON [10, S. 718] drei Phänomene unterscheidet, die in Abb. 1.11a illustriert sind. Die typische Abhängigkeit der n_b/rev -Vibrationen vom Flugzustand (siehe Abb. 1.11b) kann mit diesen drei Phänomenen erklärt werden:

- In der Transition, also bei kleinem Fortschrittsgrad $\mu \approx 0,1$, hat der *Nachlauf* des Rotors einen großen Einfluss auf die Anströmung der Rotorblätter. Im Gegensatz zum schnellen Vorwärtsflug sind die induzierten Geschwindigkeiten groß und anders als im Schwebeflug variiert der Abwind in azimutaler Richtung stark. Folglich variiert auch der Anstellwinkel am Rotorblatt über den Umlauf. Die Folge sind wechselnde Luftlasten. Laut JOHNSON nehmen die Vibratonen im Sinkflug noch zu (Abb. 1.11b: roter Zweig).
- Bei großem Fortschrittsgrad im Schnellflug treten *Kompressibilitätseffekte* am vorlaufenden Blatt auf, bis hin zu lokalen Überschallgebieten an der Blattspitze. Diese sind mit Widerstandsanstieg und Druckpunktverlagerung der Luftkräfte verbunden. In der rechten Hälfte von Abb. 1.11b wächst die Vibration daher mit steigendem Fortschrittsgrad.
- Am rücklaufenden Blatt ist die Anströmgeschwindigkeit klein (im Innenbereich sogar negativ) und der Anstellwinkel groß; es kommt zur *Strömungsablösung*. Dieser Effekt wird mit zunehmendem Fortschrittsgrad und zunehmender Blattbeladung C_T/σ (grüner Zweig in Abb. 1.11b) stärker.



(a) Aerodynamische Anregungen der Rotorblätter. Edi- (b) Typischer Verlauf: Zellenvibration vs. Fortschrittsgrad. Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [33]

Abbildung 1.11: Aerodynamische Phänomene im Hauptrotor und ihre Auswirkungen auf die Zellenvibration

Mit entsprechender Skalierung stellt Abb. 1.11b ebenso den Verlauf von n_b/rev -Amplituden der Blattlasten (oder des Masttorsionsmoments, Anm. d. Verf.) über den Fortschrittsgrad dar, weil die selben aerodynamischen Anregungen involviert sind [10, S. 718]. Dies erklärt die Ähnlichkeit des Verlaufs zu jenem in Abb. 1.8 auf S. 11.

Wie in Kap. 1.2.2 beschrieben wurde, bewirkt der Triebstrang die Eigenfrequenzverschiebung $\nu_{L2} \rightarrow \nu_{RD_{L2}}$ in der Nähe von n_b/rev und damit auch eine Veränderung der dynamischen Antwort des Rotors (bzw. des Rotor-Triebstrang-Systems) auf die oben beschriebenen aerodynamischen Anregungen. Die Simulationsstudien in Kap. 1.2.3 adressierten jedoch allesamt einen schnellen Reiseflug oder Schnellflug. Die Untersuchung der anderen vibrationsverursachenden

Flugzustände steht noch aus und scheint im Hinblick auf die in Kap. 1.2.2 beschriebenen Probleme in der Transition und bei großem Abfluggewicht (also großer Blattbeladung) besonders lohnenswert.

1.3 Wissenschaftliche Fragestellung

Ziel dieser Dissertation ist die Beantwortung der zentralen wissenschaftlichen Fragestellung: „*Welchen Einfluss hat der Triebstrang auf die Schwenkbewegung des Hubschrauberrotors?*“ Entsprechend der bewährten Aufteilung strukturdynamischer Untersuchungen in die Analyse des Eigenverhaltens sowie die Bestimmung der dynamischen Antwort des Systems werden die ersten beiden wissenschaftlichen Teilfragen formuliert. Die dritte Teilfrage adressiert Modellierungsanforderungen.

1. Wie beeinflusst der Triebstrang die Struktureigenmoden des Rotors?

Arbeitshypothese:

- a) Die Modifikation struktureller Eigenmoden des Rotors gegenüber dem Basismodell lässt sich systematisch den Triebstrangeigenschaften *Trägheit* und *Steifigkeit* zuschreiben, deren Auswirkungen voneinander abgrenzbar sind.

Das Eigenverhalten der Rotor-Triebstrang-Struktur wird mit dem des isolierten Rotors verglichen. Der Triebstrangeinfluss wird durch Koppelmoden zwischen Rotor und Triebstrang repräsentiert. Entsprechend der Problemstellung liegt der Fokus auf solchen Koppelmoden, die Schwenkbewegungen beinhalten.

2. Wie wirkt sich der Triebstrang auf die dynamische Antwort des Rotors aus?

Arbeitshypothesen:

- a) Die mit Rotor-Triebstrang-Modell ermittelten Schwenklasten unterscheiden sich von denen des Basismodells.
- b) Die mit einer Modifikation der Triebstrangstruktur einhergehenden Veränderungen der Schwenklasten lassen sich unmittelbar auf entsprechende Veränderungen der Struktureigenmoden zurückführen.
- c) Der Einbezug des Triebstrangs in das Simulationsmodell verbessert die Korrelation mit experimentell bestimmten Schwenklasten.

Die Hypothesen der Frage 2 beziehen sich ausschließlich auf den *stationären Flug*, also einen eingeschwungenen Zustand der Rotor-Triebstrang-Struktur; Manöver werden nicht betrachtet. Allerdings sollen all diejenigen Flugzustände untersucht werden, die gemäß

Kap. 1.2.4 starke aerodynamische Anregungen des Rotors verursachen. Dies sind die *Transition*²⁴, der *Schnellflug* sowie die *große Blattbeladung*²⁵.

3. Wie muss der Triebstrang zur Bestimmung der Schwenklasten im stationären Flug modelliert werden?

Arbeitshypothesen:

- a) Dynamische Triebwerkmodelle sind erforderlich.
- b) Einfache Ersatzmodelle der Triebstrangstruktur sind anwendbar.

Neben der aerodynamischen Anregung stellt auch die Triebwerkdynamik am anderen Ende des Rotor-Triebstrang-Systems eine potentielle Anregung desselben dar, die im Hinblick auf die resultierenden Schwenklasten zu untersuchen ist. Das Triebstrangmodell sollte so komplex wie nötig und so einfach wie möglich sein, weshalb die Anwendbarkeit reduzierter Modelle von großem Interesse ist.

1.4 Vorgehen und Aufbau der Arbeit

Der wissenschaftlichen Fragestellung wird anhand einer Simulationsstudie nachgegangen. Die Modellierung erfolgt am Beispiel des Hubschraubers Eurocopter Bo105, der vom DLR als Forschungsplattform betrieben wird und in Anhang C kurz beschrieben ist. Die Bewegung des Rotor-Triebstrang-Systems wird als dynamisches Antwortproblem betrachtet. Das schwingungsfähige System mit bestimmtem Eigenverhalten ist die aus Rotor und Triebstrang bestehende Struktur, die in Abb. 1.12 grau dargestellt ist. Die Struktur wird durch die Aerodynamik sowie die geregelten Triebwerke angeregt (farbig in Abb. 1.12). Schwingungen der Struktur stellen ihre dynamische Antwort auf diese Anregungen dar. Die Wechselwirkung der Strukturschwingungen mit Aerodynamik und Triebwerkdynamik wird bei der Analyse des Eigenverhaltens vernachlässigt (z. B. keine aerodynamische Dämpfung), bei der Bestimmung der dynamischen Antwort per Zeitsimulation hingegen berücksichtigt.

Kap. 2 behandelt zunächst die Modellierung der Rotor-Triebstrang-Struktur. In Vorbetrachtungen werden isoliert voneinander die Einflüsse der Trägheit sowie der Steifigkeit eines vereinfachten Triebstrangmodells auf die Schwenkmoden untersucht, gefolgt vom gleichzeitigen Einfluss von Trägheit und Steifigkeit. Daraufhin werden die Eigenmoden des vollständigen Rotor-Triebstrang-Modells analysiert und mit denen des Basismodells verglichen. Schließlich wird die Sensitivität der Eigenfrequenzen bezüglich ausgewählter Rotor- und Triebstrangparameter untersucht. Kap. 2 schließt mit der Beantwortung der wissenschaftlichen Teilfrage 1.

²⁴Die Transition wird im Rahmen dieser Untersuchung nicht als transienter, sondern als stationärer Flugzustand mit konstantem Fortschrittsgrad betrachtet.

²⁵Ein Flugzustand, bei dem eine große spezifische Rotorblattbelastung C_T/σ auftritt, wird in dieser Arbeit kurz als „Flugzustand große Blattbeladung“ bezeichnet.

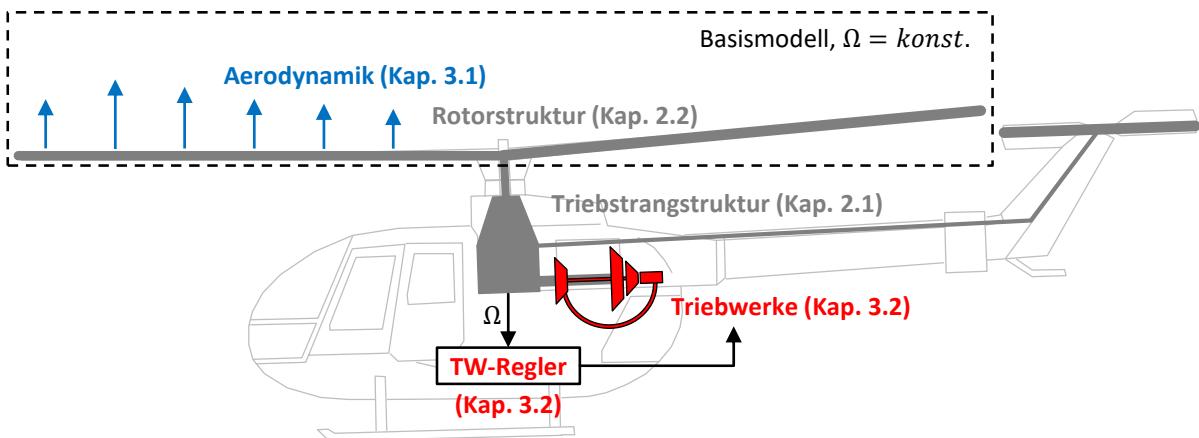


Abbildung 1.12: Systematische Aufgliederung der Modelle

In Kap. 3 werden die Modelle der Aerodynamik und der Triebwerke behandelt. Darüber hinaus werden das Trimmverfahren sowie der Prozess der aeromechanischen Zeitsimulation beschrieben, mit deren Hilfe die dynamische Antwort bestimmt wird.

Die Auswertung der dynamischen Antwort wird in Kap. 4.1 mit der Validierung der entwickelten Simulation anhand des Basismodells begonnen. In Kap. 4.2 wird das Rotor-Triebstrang-Modell anschließend in den stationären Flugzuständen *Transition*, *Schnellflug* und *große Blattbeladung* simuliert. Der jeweilige Vergleich mit dem Basismodell (Abb. 1.12: Strichlinie, $\Omega = \text{konst.}$) liefert den Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenklasten, womit die Arbeitshypothese 2a bestätigt oder widerlegt wird. Die Anwendbarkeit vereinfachter Triebstrangmodelle bei der Ermittlung von Blattlasten unter Berücksichtigung des Triebstrangs wird anhand des Flugzustands *Transition* in Kap. 4.3 untersucht. Entsprechend der wissenschaftlichen Teilfrage 3 beziehen sich die Vereinfachungen auf die Modelle der Triebwerke sowie das Strukturmodell des Triebstrangs. In Kap. 4.4 wird die für die Bo105 ermittelte Triebstrangeigenschaft variiert, um den Einfluss etwaiger Modellierungsfehler (z. B. abweichende Steifigkeit) oder grundsätzlich anderer Triebstrangeigenschaften (für Neuentwicklungen) auf die Blattlasten zu bestimmen. Entsprechend der Hypothese 2b ist hier das Bestreben, die Veränderungen der Blattlasten auf die veränderten Eigenmoden zurückzuführen. Schließlich zeigt Kap. 4.5 die durch Berücksichtigung des Triebstrangs erzielbaren Prognoseverbesserungen von Schwenklasten, mit denen Hypothese 2c adressiert wird. Dazu werden die gleichen experimentellen Referenzdaten herangezogen wie zuvor in Kap. 4.1 bei der Validierung des Basismodells.

Um allgemeine Aussagen zum Triebstrangeinfluss auf die Schwenkbewegung abzuleiten, wird in Kap. 5 ein weiterer Hubschrauber untersucht. Die Beobachtungen werden mit den zuvor gewonnenen Erkenntnissen der Bo105 verglichen und die Schnittmenge identifiziert. Die so erhaltenen Aussagen beschränken sich nicht mehr auf eine bestimmte Gewichtsklasse des Hubschraubers oder Art des Rotorsystems.

Zuletzt werden die Studien und Ergebnisse dieser Arbeit in Kap. 6 zusammengefasst. Offen gebliebene Fragestellungen, mögliche Verbesserungen der Simulation und lohnenswerte Folgeuntersuchungen werden in den Ausblick gestellt.

2 Strukturmodellierung und -analyse

Im Allgemeinen weisen nicht nur Hauptrotor und Triebstrang, sondern auch die Zelle des Hubschraubers flexible Eigenschaften auf, die zur dynamischen Verkopplung all dieser Komponenten führen. So zeigten beispielsweise MUSCARELLO et al. [34] per Simulation, dass die Schwingung des Heckauslegers das Dämpfungsverhalten sowie – in sehr geringem Maße – auch die Eigenfrequenz einer der Triebstrangschwingungen veränderte. Jedoch erfordert die Berücksichtigung derartiger Kopplungseffekte eine detaillierte dreidimensionale (3D) Modellierung der Triebstrang-Rumpf-Struktur, welche außerhalb des Rahmens der vorliegenden Arbeit liegt. Darüber hinaus trägt, wie später noch gezeigt wird, die aus dem Triebstrang stammende Dämpfung nur unwesentlich zur Dämpfung jener Rotor-Triebstrang-Moden bei, die einen Einfluss auf die Blattlasten im stationären Flug haben. Daher wird der flexible Rumpf in dieser Untersuchung nicht in das Strukturmodell einbezogen, welches folglich ausschließlich aus Hauptrotor und Triebstrang besteht.

Das Strukturmodell wird mithilfe des MKS-Programms SIMPACK modelliert. Die mathematischen Grundlagen der MKS werden in Anhang D beschrieben. Die nachfolgend behandelte Strukturmodellierung und -analyse wurde in kondensierter Form bereits in [35] vorgestellt.

2.1 Triebstrang

Die dynamische Analyse des Hubschraubertriebstrangs umfasst gemäß [36, S. 149] laterale und torsionale Schwingungen. Lateralschwingungen sind hinsichtlich kritischer Drehgeschwindigkeiten¹ der Wellen von Interesse, welche hier nicht untersucht werden. Für die zu betrachtende Kopplung zwischen Hauptrotor und Triebstrang im Freiheitsgrad der Nabendrehung (Drehung um die z -Achse in Abb. 1.4 auf S. 5) sind hingegen die Torsionsschwingungen relevant. Die Modellbildung des Triebstrangs zielt daher auf die adäquate Erfassung der torsionalen Schwingungen ab.

Wie einleitend geschildert wurde, treten bisherige Diskrepanzen der Schwenklastenprognose besonders bei der Blattzahlharmonischen n_b/rev auf, mit $n_b = 4$ für Bo105 und UH-60A. Triebstrangschwingungen bei dieser Frequenz und einigen wenigen Höherharmonischen

¹Eine Welle rotiert mit „kritischer Drehgeschwindigkeit“, wenn eine Anregung durch Unwucht gerade die Eigenfrequenz der Lateralschwingung trifft (Resonanzproblem).

$(2 n_b/\text{rev}, 3 n_b/\text{rev})^2$ müssen daher genau abgebildet werden. Wie in Kap. 2.3 noch gezeigt wird, fallen in diesen Frequenzbereich nur die tiefsten Eigenmoden der gekoppelten Rotor-Triebstrang-Struktur. Gemäß [37, Kap. 2.4.4.4] können die tiefsten Torsionseigenmoden hinreichend genau durch eine diskrete Torsionsschwingerkette modelliert werden,³ weshalb quasikontinuierliche FE-Modelle der einzelnen Triebstrangelemente nicht benötigt werden.

Der Modellierung von Getriebestufen im Triebstrang liegen folgende Annahmen zugrunde:

- Die Unversehrtheit und Regelmäßigkeit der Zahnräder wird vorausgesetzt.
- Die Variation der Verzahnungssteifigkeit aufgrund des Zahneingriffs wird vernachlässigt. Die niedrigste Zahneingriffsfrequenz im Getriebe der Bo105 liegt mit $\omega/\Omega = 83$ (also ca. $21 n_b/\text{rev}$) eine Größenordnung über dem zu erfassenden Frequenzbereich. Die Anregung des Rotor-Triebstrang-Systems durch Zahneingriff ist daher in Bezug auf die resultierenden Lasten in den Rotorblättern irrelevant.
- Nichtlinearitäten aufgrund von Zahnflankenspiel sowie der zwischen Triebwerken und Getriebe integrierten Freiläufe werden erst dann wirksam, wenn das übertragende Moment an der entsprechenden Stelle einen Nulldurchgang erfährt, die Antriebsseite also zur Abtriebsseite wird. Diese Nichtlinearitäten werden nicht modelliert. Die Annahme nicht auftretender Nulldurchgänge muss schließlich in der Auswertung der Simulation bestätigt werden.

2.1.1 Diskretisierung und Parameterbestimmung

Die Modellierung des Triebstrangs basiert größtenteils auf technischen Zeichnungen des Hauptgetriebes, die von ZF Luftfahrttechnik zur Verfügung gestellt worden sind. Die Trägheit des Heckrotors und die Steifigkeit der Heckrotorwelle wurden von Airbus Helicopters Deutschland (AHD) bereitgestellt. Die Trägheit der Triebwerk-Niederdruckstufen wurde am DLR experimentell bestimmt [38].

Zur Diskretisierung der Triebstrangstruktur werden alle rotierenden Elemente des Triebstrangs, darunter Wellen und Zahnräder, gemäß Abb. 2.1 in Trägheitselemente J und Steifigkeitselemente k aufgeteilt. An den Trägheiten können externe Erregermomente M angreifen sowie Absolutdämpfungen d_{abs} wirksam werden. Die Absolutdämpfung wirkt der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ der Trägheit relativ zum Gehäuse entgegen, repräsentiert also z. B. Reibungsverluste

²Die genaue Ordnung der relevanten Höherharmonischen hängt vom Frequenzinhalt der Anregung ab und kann daher nicht a priori angegeben werden. Die angeführten Werte sollen lediglich die Größenordnung der zu erfassenden Frequenzen eingrenzen.

³In [37, Kap. 2.4.4.4] wurden die beiden tiefsten Torsionseigenfrequenzen einer mehrfach abgesetzten Getriebewelle mit 6 verschiedenen FE-Modellen sowie einer diskreten Torsionsschwingerkette berechnet. Die Trägheiten und Steifigkeiten der diskreten Kette wurden anhand der Abmessungen und Materialparameter der Welle bestimmt. Die Frequenzabweichung zwischen der diskreten Kette und dem genauesten FE-Modell betrug 6,5 % für die erste und 0,4 % für die zweite Torsionsmode. Das Ergebnis der diskreten Kette wurde als „hinreichend genau und brauchbar“ eingestuft.

in Lagern. Unter den Steifigkeitselementen lassen sich Wellen und Verzahnungen unterscheiden. Für die Parameter einer Verzahnung mit Übersetzung $i = \Omega_{\text{an}}/\Omega_{\text{ab}}$ ist zusätzlich zu spezifizieren, ob diese sich auf die Verdrehung der An- oder Abtriebsseite beziehen. In dieser Arbeit wird standardmäßig die Antriebsseite als Bezug gewählt, sodass der relative Verdrehwinkel $\Delta\varphi_{n-1}^{\text{an}} = i_{n-1} \cdot \varphi_m - \varphi_{m-1}$ beträgt. Analog gilt für die Welle $\Delta\varphi_n = \varphi_{m+1} - \varphi_m$. Die Steifigkeitselemente übertragen die Momente aus Steifigkeit k und Relativdämpfung d_{rel} auf die angrenzenden Trägheiten. Die Relativdämpfung wirkt der relativen Winkelgeschwindigkeit $\Delta\dot{\varphi}$ zweier Trägheiten entgegen, entspricht also der inneren Dämpfung von Wellen oder Verzahnungen. Gl. 2.1 ist die lineare Bewegungsdifferentialgleichung für die Trägheit J_m aus Abb. 2.1.

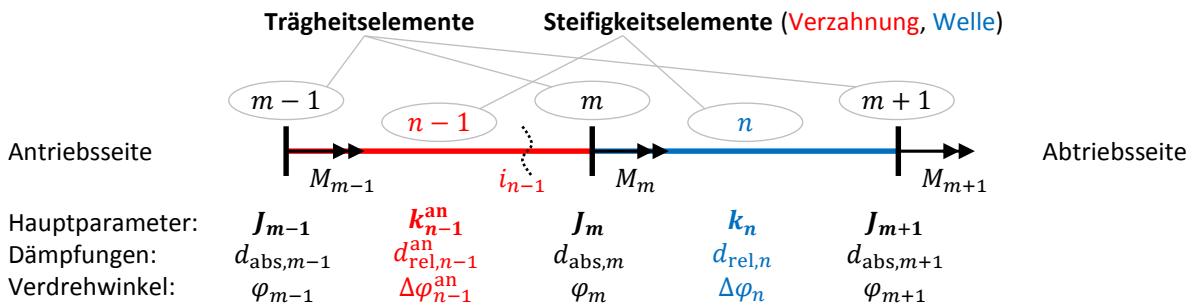


Abbildung 2.1: Elemente und Parameter der diskreten Torsionsschwingerkette in Anlehnung an [39, S. 23]

$$\underbrace{J_m \cdot \ddot{\varphi}_m + d_{\text{abs},m} \cdot \dot{\varphi}_m}_{\text{Trägheit Absolutedämpfung}} = M_m + \underbrace{k_n \cdot \Delta\varphi_n - i_{n-1} (k_{n-1}^{\text{an}} \cdot \Delta\varphi_{n-1}^{\text{an}})}_{\text{Steifigkeit}} + \underbrace{d_{\text{rel},n} \cdot \Delta\dot{\varphi}_n - i_{n-1} (d_{\text{rel},n-1}^{\text{an}} \cdot \Delta\dot{\varphi}_{n-1}^{\text{an}})}_{\text{Relativdämpfung}} \quad (2.1)$$

Getriebeinterne Trägheiten und Wellensteifigkeiten

Die in [39, S. 31 ff.] und [37, S. 164 ff.] beschriebenen Diskretisierungsmethoden beziehen sich auf mehrfach abgesetzte Vollwellen. Das Bo105-Getriebe besteht hingegen luftfahrttypisch aus funktionell integrierten und gewichtsoptimierten Teilen. Die Wellen sind i. d. R. hohl und mehrfach abgesetzt, Verzahnungen und Lagersitze sind meist direkt in die Welle eingearbeitet. Aus diesem Grund wird eine leicht abgewandelte Diskretisierungsmethode angewendet, die nachfolgend beschrieben wird und anhand der beispielhaft gezeigten Zwischenwelle in Abb. 2.2 nachvollzogen werden kann.

Das gezeigte Bauteil soll durch zwei Trägheiten J_{an} und J_{ab} und ein dazwischenliegendes Steifigkeitselement k repräsentiert werden. Dazu wird es abschnittsweise durch Hohlzylinder approximiert, im Beispiel werden $n_{\text{seg}} = 7$ Segmente verwendet. Für jedes Segment i wird das Massenträgheitsmoment

$$J_i = 0,5 m_i (R_i^2 + r_i^2) \quad \text{mit} \quad \begin{cases} m_i = \rho_{\text{Stahl}} \cdot l_i \cdot \pi (R_i^2 - r_i^2) \\ \rho_{\text{Stahl}} = 7860 \text{ kg/m}^3 \end{cases} \quad (2.2)$$

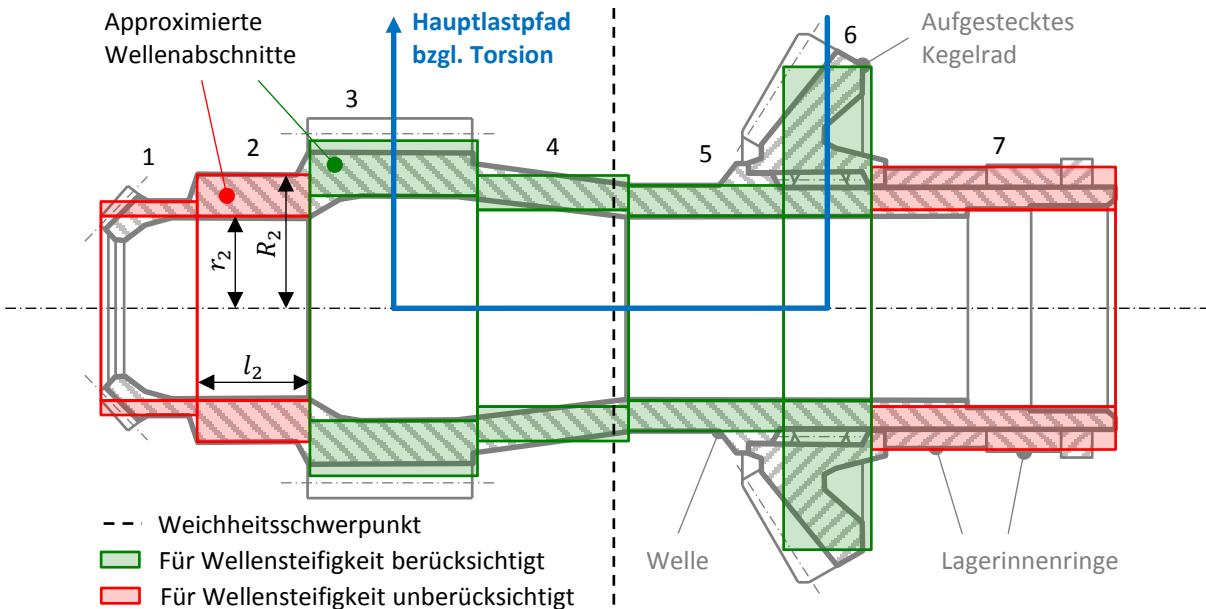


Abbildung 2.2: Trägheits- und Steifigkeitsberechnung der Zwischenwelle (Nr. 6 in Abb. 2.3) anhand approximierter Wellenabschnitte

berechnet und je nach Lage des Segments relativ zum axialen Weichheitsschwerpunkt (siehe Strichlinie in Abb. 2.2; Erklärung folgt unten) entweder der An- oder der Abtriebsseite zugeordnet, sodass $\sum_{i=1}^{n_{\text{seg}}} J_i = J_{\text{an}} + J_{\text{ab}}$ gilt. Die Trägheit von Element 4 in Abb. 2.2 wird proportional aufgeteilt. Die Torsionssteifigkeiten werden mit dem Schubmodul G_{Stahl} und dem Torsionsträgheitsmoment I_T segmentweise zu

$$k_{\text{seg},i} = \frac{G_{\text{Stahl}} \cdot I_{T,i}}{l_i} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} I_{T,i} = \pi/2 (R_i^4 - r_i^4) \\ G_{\text{Stahl}} = 80 \cdot 10^9 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \end{cases} \quad (2.3)$$

berechnet. Für die Gesamtsteifigkeit k des Bauteils sind nur die Segmente im Hauptlastpfad bzgl. Torsion relevant. In Abb. 2.2 sind dies die Segmente 3 bis 6. Demnach ergibt sich k durch $1/k = \sum_{i=a}^b 1/k_{\text{seg},i}$, wobei die Segmentindizes a und b für den Aus- und Eingang des Lastpfades (im Beispiel $a = 3$ und $b = 6$) stehen. Der oben erwähnte axiale Weichheitsschwerpunkt liegt bei dem Indexwert

$$i^* = \frac{\sum_{i=a}^b \frac{1}{k_{\text{rot},i}} \cdot (i - 0,5)}{\sum_{i=a}^b \frac{1}{k_{\text{rot},i}}}, \quad (2.4)$$

wobei ein ganzzahliger Wert i^* in Abb. 2.2 dem rechten Rand des zugehörigen Segments $i = i^*$ entspricht;⁴ $i = 0$ ist der linke Rand des ersten Segments und damit des gesamten Bauteils.

⁴Die axiale Ausdehnung der Segmente ist für den Weichheitsschwerpunkt irrelevant, weshalb die Mittelung auf Basis einer axialen Koordinate anstelle des Index zu einer falschen Position des Weichheitsschwerpunkts führen würde.

Verzahnungssteifigkeiten

Die Drehsteifigkeiten der Verzahnungen im Hauptgetriebe werden in Anlehnung an DIN 3990 bestimmt. Die geometrischen Zusammenhänge und die Berechnungsmethodik sind in Anhang E.1 beschrieben.

Relativdämpfungen

Die Relativdämpfung in den Steifigkeitselementen ist ausschlaggebend für die Dämpfungscharakteristik der Triebstrangschwingungen. So hängt beispielsweise die Höhe von Resonanzamplituden maßgeblich von den Relativdämpfungswerten ab [39, S. 47]. Erfahrungswerte für den Dämpfungsgrad D_n in Abhängigkeit von der Art des Steifigkeitselements und der Dimension des Bauteils zeigt Tab. 2.1.

Tabelle 2.1: Erfahrungswerte für den Dämpfungsgrad D_n aus [39, S. 49]

Steifigkeitselement	Dämpfungsgrad D_n (%)
Welle, mittl. Durchmesser $d \leq 100$ mm	0,5
Verzahnung, Leistung $P \leq 100$ kW	2,0
Verzahnung, Leistung $100 \text{ kW} < P \leq 1000$ kW	4,0

Die dimensionsbehaftete Dämpfungskonstante $d_{\text{rel},n}$ eines Steifigkeitselementes k lässt sich mit Gl. 2.5 durch die Zuordnung einer konkreten Eigenkreisfrequenz ω_i des schwingenden Triebstrangs bestimmen.⁵ Gemäß der Empfehlung in [37, S. 174] wird jedem Steifigkeitselement jene tiefe Eigenfrequenz zugeordnet, die primär durch das entsprechende Steifigkeitselement beeinflusst wird.

$$d_{\text{rel},n} = \frac{2 \cdot D_n \cdot k_n}{\omega_i} \quad (2.5)$$

Absolutdämpfungen

Absolutdämpfungen repräsentieren Reibungsverluste im Getriebe. Typischerweise wird viskose Dämpfung in der Form $M = d_{\text{abs},m} \cdot \dot{\varphi}_m$ (vgl. Gl. 2.1) angesetzt. Für den zu modellierenden Triebstrang liegen jedoch keine Absolutdämpfungsbeiwerte $d_{\text{abs},m}$ vor. Lediglich der Getriebewirkungsgrad η_{Getriebe} konnte in Erfahrung gebracht werden. Dieser setzt die mechanische

⁵ „Bei diesem Verfahren wird einem „Steifigkeitsort“ immer eindeutig eine Eigenkreisfrequenz ω_i zugeordnet. Es können jedoch umgekehrt mehrere Steifigkeitsorte einer einzigen Eigenkreisfrequenz zugewiesen werden. Zahlreiche rechnerische Untersuchungen haben gezeigt, dass die Zuordnung tieferer Eigenkreisfrequenzen generell bevorzugt werden muss, damit das Dämpfungsverhalten des Schwingungssystems praxisgerecht abgeglichen werden kann (im Regelfall Eigenfrequenzen bis zu 100 Hz). Man kann hieraus auch den Schluss ziehen, dass in vielen Untersuchungen, in denen ohnehin das Grundverhalten des Schwingungssystems primär von Interesse ist, die Ungenauigkeit von Dämpfungswerten bezüglich höherer Eigenkreisfrequenzen ggf. nicht ins Gewicht fällt.“ [37, S. 174]

Antriebsleistung von Haupt- und Heckrotor (HaR, HeR) ins Verhältnis zur mechanischen Antriebsleistung der Triebwerke (TW):

$$\eta_{\text{Getriebe}} = \frac{P_{\text{HaR}} + P_{\text{HeR}}}{P_{\text{TW,links}} + P_{\text{TW,rechts}}} \quad (2.6)$$

Der Getriebewirkungsgrad ist über den interessierenden Betriebsbereich annähernd konstant, also lastunabhängig. Um die Leistungsbilanz im stationären Betrieb des Triebstrangs richtig abzubilden, ist die Verlustleistung P_V daher als Funktion der Triebwerks-Antriebsleistung zu berechnen. P_V wird plausibel auf eine Anzahl j ausgesuchter Stellen m im Getriebe aufgeteilt. An jeder dieser Stellen wird ein externes Moment M_m angetragen, sodass insgesamt gilt:

$$P_V = (1 - \eta_{\text{Getriebe}}) \cdot (P_{\text{TW,links}} + P_{\text{TW,rechts}}) = \sum_{m=1}^j M_m \cdot \dot{\varphi}_m \quad (2.7)$$

2.1.2 Bo105-Triebstrang

Abb. 2.3 zeigt links die abstrahierte Modelldarstellung, rechts das aufgeschnittene Hauptgetriebe⁶ der Bo105. Der Hauptrotor wird durch den Mast (1) angetrieben, der an seiner Unterseite fest mit dem Planetenträger verbunden ist. In der Planetenstufe (2) steht das Hohlrad fest, das Sonnenrad bildet den oberen Abschluss des Getriebekerns (3). Am unteren Ende des Getriebekerns (4) verzweigt sich der Triebstrang durch die Sammelstufe (5) zu den Antriebsritzeln der Zwischenwellen (6), deren Achsen wie die des Mastes und Kerns vertikal verlaufen. Erst über die Antriebsstufen (7) erfolgt die Umlenkung auf die horizontal drehenden Antriebswellen (8), die mit den Niederdruckrotoren der Triebwerke verbunden sind.⁷ Aus der Getriebemitte verzweigt sich der Strang zum Heckrotor, der bis zur Bremsscheibe in Abb. 2.3 rechts zu sehen ist (Komponenten (9) und (10)). An die Bremsscheibe schließt sich die ca. 6 m lange Heckrotorwelle (11) an. Sie verläuft horizontal auf dem Heckausleger, wird durch das Zwischengetriebe (IGB = Intermediate Gearbox) umgelenkt und führt schräg durch das Seitenleitwerk bis zum Heckrotorgetriebe (TGB = Tail Rotor Gearbox), auf dessen Ausgangswelle der Heckrotor sitzt. Die beiden Wellenabschnitte der Heckrotorwelle werden einschließlich IGB und TGB durch eine gemeinsame Drehsteifigkeit repräsentiert.⁸ Die Drehzahlverhältnisse der Triebstrangkomponenten in Bezug auf den Hauptrotor sind in Tab. 2.2 aufgeführt.

Die strukturdynamische Relevanz der Triebstrangelemente ergibt sich primär aus ihrer Steifigkeit und ihrer Trägheit. Werden entsprechende Werte verschiedener Elemente miteinander verglichen, müssen zusätzlich die Drehzahlverhältnisse berücksichtigt werden. Dies erfolgt durch Reduktion der Werte auf die Drehzahl Ω der Hauptrotornabe gemäß Tab. 2.3. Die reduzier-

⁶Abb. 2.3 zeigt das Getriebe FS 110. Im Hubschrauber des DLR ist das Getriebe FS 72 B verbaut, die konstruktiven Unterschiede sind jedoch gering. Insbesondere ist die Anordnung der Getriebestufen identisch.

⁷In den Triebwerken liegen jeweils noch zwei weitere Getriebestufen. Weil das in dieser Arbeit verwendete Triebwerkmodell jedoch in [40] mit der Drehzahl der Antriebswelle identifiziert worden ist, werden diese Getriebestufen nicht modelliert. Auch die in [38] gemessene Trägheit des Niederdruckrotors bezieht sich auf die Antriebswelle.

⁸Zur Berechnung der Drehsteifigkeit der Heckrotorwelle standen keine Konstruktionsdaten zur Verfügung. Die auf die Heckrotordrehzahl bezogene Ersatzsteifigkeit wurde freundlicherweise von AHD bereitgestellt.

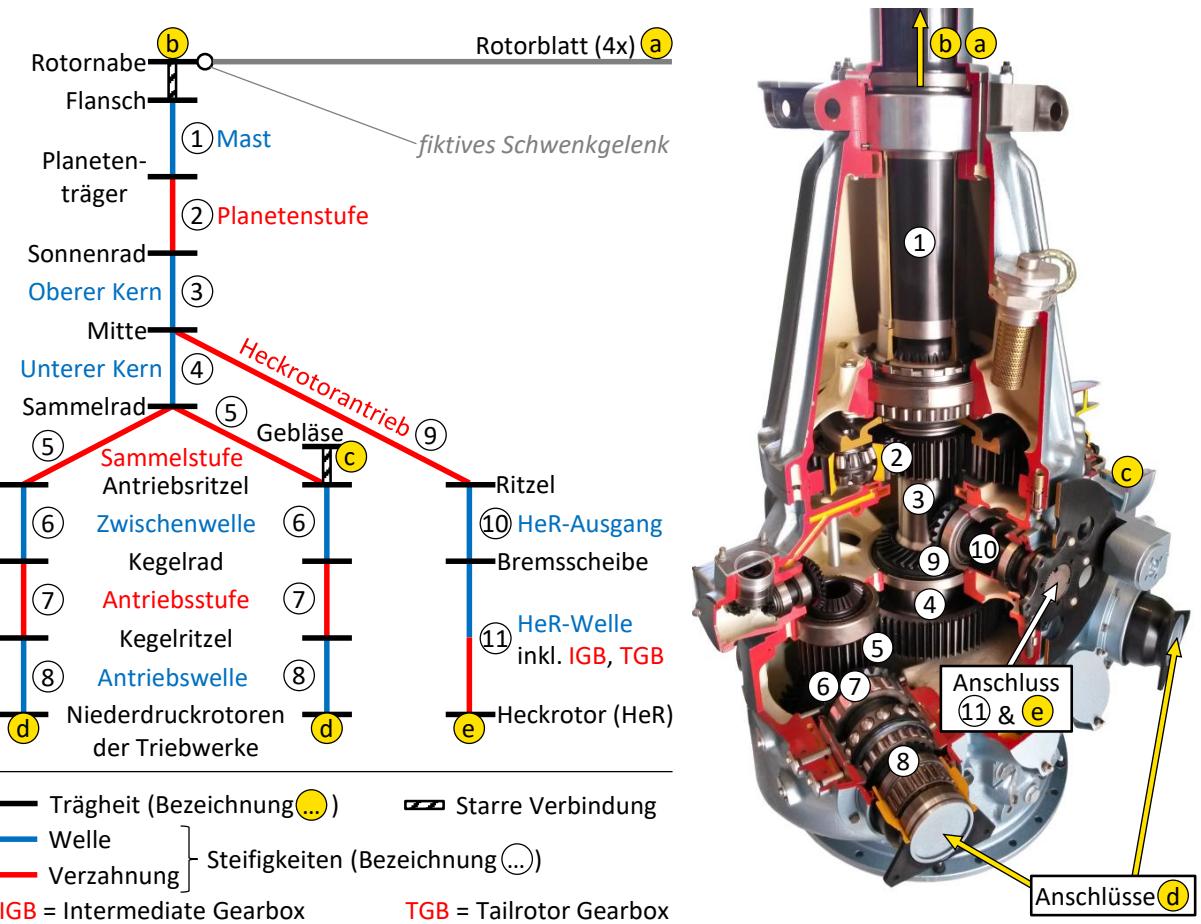


Abbildung 2.3: Triebstrangmodell und Zuordnung der Komponenten im aufgeschnittenen Bo105-Getriebe

Tabelle 2.2: Drehzahlverhältnisse Ω_i/Ω der Triebstrangabschnitte i in Bezug auf die Hauptrotornabe

Mast	Kern	Zwischenwellen	Antriebswellen	HeR-Ausgang	Heckrotor
1,00	3,96	9,25	14,15	5,78	5,23

ten Steifigkeiten k_n^{red} der Triebstrangelemente sind in Abb. 2.4 logarithmisch aufgetragen. Mit $1,9 \cdot 10^4 \text{ Nm/rad}$ ist die Heckrotorwelle mit Abstand das weichste Element, gefolgt vom Rotormast mit $5,2 \cdot 10^5 \text{ Nm/rad}$. Alle übrigen Elemente sind mindestens eine Größenordnung steifer. Gleichwohl würde im Lastpfad zwischen Hauptrotor und Triebwerken ((1) bis (8)) die alleinige Berücksichtigung der Steifigkeit des Mastes (1) zu einem 18 % zu großen Steifigkeitswert dieses Strangs führen. Die einzeln betrachtet sehr steifen Wellen und Verzahnungen des Hauptgetriebes leisten also in Summe durchaus einen nennenswerten Beitrag zur Flexibilität des Triebstrangs. Die nicht reduzierten Steifigkeitswerte können Tab. E.1 (Wellen) und Tab. E.2 (Verzahnungen) in Anhang E entnommen werden.

Die reduzierten Trägheiten J_m^{red} des Rotor-Triebstrang-Systems sind in Tab. 2.4 aufgeführt. Der Hauptrotor weist mit seinen vier Blättern die bei Weitem größte Trägheit auf. Weil Rotor-Triebstrang-Schwingungen eine kollektive Schwenkbewegung der Rotorblätter beinhalten,

Tabelle 2.3: Reduktionsvorschriften für Trägheit J_m und Steifigkeit k_n gemäß [41, S. 173 ff.]

	Energieäquivalenz	Reduktionsvorschift
kinetische Energie:	$1/2 \cdot J_m^{\text{red}} \cdot \Omega^2 = 1/2 \cdot J_m \cdot \Omega_m^2$	$J_m^{\text{red}} = J_m \cdot \left(\frac{\Omega_m}{\Omega}\right)^2$
potentielle Energie:	$1/2 \cdot k_n^{\text{red}} \cdot (\Delta\Psi)^2 = 1/2 \cdot k_n \cdot (\Delta\varphi_n)^2$ mit $\Delta\varphi_n/\Delta\Psi = \Omega_n/\Omega$	$k_n^{\text{red}} = k_n \cdot \left(\frac{\Omega_n}{\Omega}\right)^2$

wirkt der Hauptrotor nicht als in sich starre Trägheit. Aus diesem Grund ist das Trägheitsmoment der vier Rotorblätter (a) um ein fiktives Schwenkgelenk zur Repräsentation der ersten Schwenkmode (vgl. Abb. A.1 in Anhang A) angegeben⁹ und beträgt $4 \cdot 128,9 \text{ kgm}^2$. Die angegebene Trägheit der Rotornabe (b) von $8,7 \text{ kgm}^2$ schließt analog die Struktur der Rotorblätter innerhalb der fiktiven Schwenkgelenke mit ein.

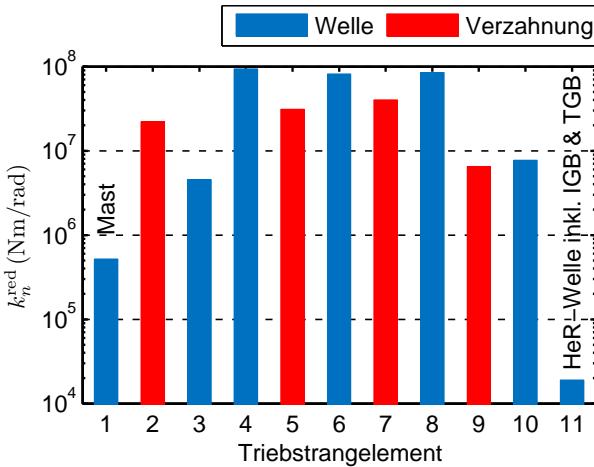


Abbildung 2.4: Auf Hauptrotordrehzahl reduzierte Steifigkeiten k_n^{red} der Triebstrangelemente; Nummerierung siehe Abb. 2.3

Tabelle 2.4: Auf Hauptrotordrehzahl reduzierte Trägheiten des Rotor-Triebstrang-Systems

Komponente	$J_m^{\text{red}} (\text{kgm}^2)$
(a) Rotorblatt*	$4 \cdot 128,9$
(b) Rotornabe**	$8,7$
(c) Gebläse	$10,3$
(d) TW-Niederdruckstufe	$2 \cdot 82,1$
(e) Heckrotor	$25,7$
Rest (summiert)	$4,8$

* starr um fiktives Schwenkgelenk

** bis zum fiktiven Schwenkgelenk

Innerhalb des Hauptgetriebes ist das einzige nennenswerte Trägheitselement mit $10,3 \text{ kgm}^2$ das von der rechten Zwischenwelle angetriebene Gebläse (c) (vgl. Abb. 2.3). Alle übrigen relevanten Trägheiten liegen außerhalb des Getriebes. Die Niederdruckstufen der Triebwerke (d) haben in Bezug auf die Antriebswelle (8) eine Trägheit von nur je $0,41 \text{ kgm}^2$ (experimentell in [38] ermittelt). Durch das große Drehzahlverhältnis von 14,15, das gemäß Tab. 2.3 quadratisch in die Reduktion eingeht, beträgt die wirksame Trägheit bei Hauptrotordrehzahl jedoch $2 \cdot 82,1 \text{ kgm}^2$, was einen beachtlichen Anteil am gesamten Rotor-Triebstrang-System ausmacht. Der Heckrotor (e) weist eine reduzierte Trägheit von $25,7 \text{ kgm}^2$ auf. Alle restlichen drehenden

⁹Dieser Wert dient lediglich zur Abschätzung der Rotorblattträgheiten im Vergleich zu den Triebstrangträgheiten. Wie in Abb. 1.6 auf S. 8 illustriert wurde, liegt der Knoten der ersten Rotor-Triebstrang-Mode *nicht* im fiktiven Schwenkgelenk. Die genaue Lage des Knotens ist jedoch zum Zeitpunkt der Modellierung unbekannt.

Teile (Wellen, Zahnräder, Lagerringe, etc.) ergeben in Summe eine reduzierte Trägheit von lediglich $4,8 \text{ kgm}^2$, die strukturdynamisch von geringem Einfluss ist. Eine Zusammenstellung aller Trägheiten des Bo105-Triebstrangmodells ist in Tab. E.3 in Anhang E aufgeführt.

Zur Bestimmung der Relativdämpfungskonstanten $d_{\text{rel},n}$ der Steifigkeitselemente ist entsprechend Gl. 2.5 auf S. 25 jeweils die Zuordnung einer konkreten Eigenkreisfrequenz ω_i notwendig. Die Auswahl dieser Frequenzen erfordert hier einen kurzen Vorgriff auf die Rotor-Triebstrang-Moden, die in Kap. 2.3 noch genau beschrieben werden. Die Dämpfungscharakteristik des Triebstrangs muss insbesondere für die untersten Koppelmoden zwischen Hauptrotor und Triebstrang akkurat abgebildet werden, da diese potentiell die Schwenklasten der Rotorblätter beeinflussen. Da die erste dieser Koppelmoden – wie in Kap. 2.3 noch gezeigt wird – nur geringe elastische Verformungen des Triebstrangs beinhaltet, werden alle Dämpfungen im Lastpfad zwischen Hauptrotor und Triebwerken auf die Frequenz der zweiten Rotor-Triebstrang-Koppelmode abgestimmt. Die Dämpfungen im Lastpfad zwischen Getriebemitte und Heckrotor werden an die Frequenz der Heckrotorschwingung gegen den Rest des Triebstrangs angepasst. Die berechneten Relativdämpfungskonstanten aller Steifigkeitselemente sind in Tab. E.1 (Wellen) und Tab. E.2 (Verzahnungen) eingetragen.

Die durch Reibung abgeführte Verlustleistung wird gemäß Gl. 2.7 (S. 26) durch diskrete Abtriebsmomente M_m an $j = 3$ Stellen im Getriebe simuliert. Es wird ein konstanter Getriebewirkungsgrad von $\eta_{\text{Getriebe}} = 0,96$ angesetzt.¹⁰ Die Verlustleistung P_V wird nach Plausibilitätsbetrachtungen zu 50 % am Gebläse und zu je 25 % an der Ölpumpe und den Hydraulikpumpen abgenommen.

Wie zu Beginn von Kap. 2.1 erwähnt wurde, erfordert die Nichtmodellierung von Spiel und Freilauf die Beobachtung entsprechender Stellen auf Nulldurchgänge des Übertragungsmoments. Im Bo105-Triebstrang tritt Spiel potentiell in den Getriebestufen ②, ⑤, ⑦ und ⑨ sowie in den Umlenkgetrieben (IGB, TGB) der Heckrotorwelle ⑪ auf (vgl. Abb. 2.3). Die Freiläufe sind in die Antriebswellen ⑧ integriert. Nulldurchgänge an diesen Stellen schränken die Validität der Simulationsergebnisse gegebenenfalls ein und müssen diskutiert werden.

2.1.3 Implementierung des Triebstrangmodells in SIMPACK

Der Triebstrang wird als Mehrkörpermodell modelliert, in welchem die Dynamik der Torsionsschwingerkette in Form eines Systems von Differentialgleichungen Gl. 2.1 (S. 23) zur simultanen Beschreibung aller Körper berücksichtigt wird. Da moderne MKS-Programme wie SIMPACK eine Linearisierung der Bewegungsgleichungen mit anschließender Modalanalyse anbieten, sind gesonderte Lösungsverfahren wie die Holzer-Methode zur Bestimmung der Eigenfrequenzen und -formen diskreter Torsionsschwingerketten *nicht* nötig. Die Grundlagen der Mehrkörpersimulation sind in Anhang D beschrieben.

¹⁰Im Leistungsbereich zwischen „50 % max. Cruise“ und „Take Off Power“ variiert der Getriebewirkungsgrad bei einer Öltemperatur von 75°C laut Getriebefabrikant im Bereich $\eta_{\text{Getriebe}} = 0,961 \dots 0,966$. Für strukturdynamische Untersuchungen ist diese Variation nicht von Bedeutung.

Die Körper des Triebstrangmodells werden masselos modelliert und weisen lediglich Massenträgheitsmomente auf. Gegenüber dem Inertialsystem wird ein Körper „Gehäuse“ definiert, der – für die spätere aeromechanische Simulation – um den Rotoranstellwinkel α geneigt werden kann (siehe Abb. 2.5). Die Träigkeitselemente werden durch je einen Körper mit Trägheit

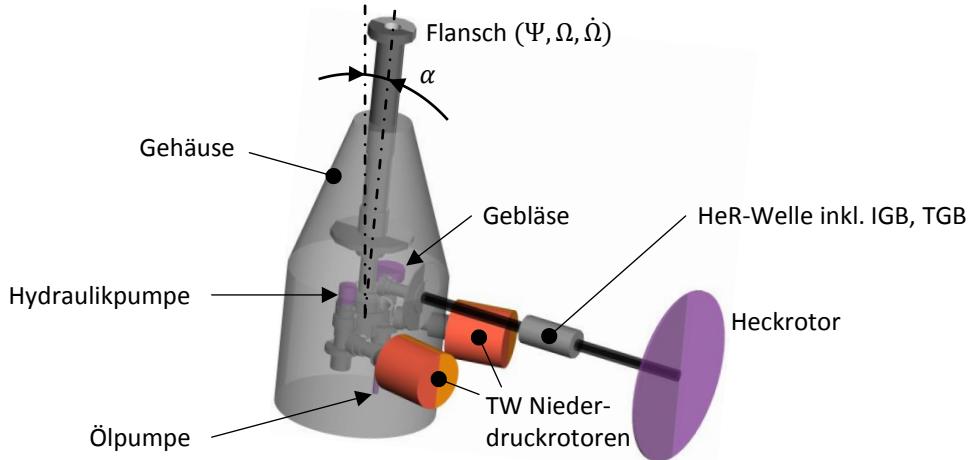


Abbildung 2.5: Visualisierung des Triebstrangmodells in SIMPACK

J_m und ein zugehöriges Gelenk modelliert, das gegenüber dem Gehäuse eine freie Rotation ($\varphi_m, \dot{\varphi}_m$) um die definierte Drehachse erlaubt. Die geometrischen Repräsentationen der Körper sind in Abb. 2.5 sichtbar. Die Steifigkeitselemente werden durch Kraftelemente modelliert, die die Terme „Steifigkeit“ und „Relativdämpfung“ der rechten Seite von Gl. 2.1 berechnen. Die Relativbewegung ($\Delta\varphi_n, \Delta\dot{\varphi}_n$) wird dabei durch Marker auf den benachbarten Körpern abgegriffen. Zur Kopplung zwischen Getriebe und Hauptrotor sowie für die starre Verbindung getriebeinterner Trägheiten (z. B. Gebläse an Antriebsritzel) werden entsprechende Zwangsbedingungen definiert. Die Verlustleistung P_V am Gebläse, der Ölspülung und den Hydraulikpumpen wird durch Umstellung von Gl. 2.7 (S. 26) nach M_m und Aufprägung von M_m mittels Kraftelement berücksichtigt. Am Heckrotor wird ein konstantes Abtriebsmoment aufgeprägt. Zur Steuerung und Regelung des Rotor-Triebstrang-Systems verfügt das Triebstrangmodell über Schnittstellen. Eingänge sind

- die Antriebsmomente der Triebwerke, die per Kraftelement auf die Triebwerk-Niederdruckrotoren wirken.
- der Rotoranstellwinkel α .

Ausgänge sind

- die Winkelgeschwindigkeiten Ω_{NR} der Triebwerk-Niederdruckrotoren als Eingang der Triebwerkregler; die Beschreibung der Drehzahlregelung folgt in Kap. 3.2.
- die Zwangslasten des Gehäuses zur Trimmung des Rotors: Rotorschub T (abzüglich des Gewichtsanteils des Hauptrotors $m_{\text{Rotor}} \cdot g \cdot \cos \alpha$), Rotorrollmoment M_x und Rotornickmoment M_y ; das Trimmverfahren wird in Kap. 3.3.1 behandelt.

- die Rotationsbewegung der Nabe ($\Psi, \Omega, \dot{\Omega}$) als Eingang des funktionalen Taumelscheibenmodells; Erklärung siehe Kap. 3.3.2.

2.2 Hauptrotor

Rotorblätter von Hubschraubern sind schlanke und flexible Strukturen, die extremen Beanspruchungen ausgesetzt sind. Die entsprechenden Grundlagen der Rotordynamik sind in Anhang A beschrieben. Die Beschaffenheit und Beanspruchung der Rotorblätter stellt gewisse Anforderungen an das Blattmodell, die vom Zweck der Simulation abhängen.

Für flugmechanische Untersuchungen des Hubschraubers oder Stabilitätsbetrachtungen der Rotordynamik genügt meist die Annahme starrer Rotorblätter, die über Schlag- und Schwenkgelenke an die Rotornabe angeschlossen sind. Auch gelenklose Rotoren können mit diesem Ansatz durch die Einführung fiktiver Gelenke im Bereich des biegeweichen Blatthalses (Illustration siehe Abb. A.1 in Anhang A) simuliert werden. Zur Bestimmung von Lasten reicht ein solches Starrblattmodell jedoch nicht aus. Hier kommen Balkenmodelle zum Einsatz, deren Differentialgleichungen die Verformungen einer eindimensionalen Blattachse mit den Trägheits- und Steifigkeitsdaten der zweidimensionalen Blattquerschnitte ins Verhältnis setzen.

Von der Vielzahl an Arbeiten zu Balkenmodellen für Rotorblätter wird hier nur ein sehr kleiner Ausschnitt vorgestellt. 1958 wurden die linearen Differentialgleichungen des rotierenden Balkens von HOUBOLT und BROOKS [42] erstmalig für beliebige Ablagen zwischen elastischer Achse, Schwerpunktsachse und Zugachse¹¹ aufgestellt. HODGES und DOWELL [43] erweiterten die Theorie 1974 um nichtlineare Terme, sodass elastische und inertiale Kopplungen bis zur 2. Ordnung berücksichtigt wurden. Diese Gleichungen bilden bis heute die Grundlage vieler Rotorblattmodelle, wie etwa im „State-of-the-Art“-Rotorsimulationsprogramm RCAS [44]. Auf die vielen weiterführenden Verbesserungen dieser Differentialgleichungen sowie alternative Ansätze zur Berechnung flexibler Rotorblätter wird an dieser Stelle nicht eingegangen.

Zur Lösung der Balken-Differentialgleichungen wird das Rotorblatt typischerweise in finite Elemente unterteilt. Dies vermeidet zum einen die schwierige Auswahl geeigneter Ansatzfunktionen für die Verformung des gesamten Rotorblattes, die – wie in [45] beschrieben – auch zu einer fehlerhaften Abbildung der Blattmoden führen kann. Zum anderen können komplexe Blattgeometrien wie z. B. abgeknickte Blattachsen modelliert werden. Die Einbindung finiter Balkenelemente in MKS-Programme ermöglicht darüber hinaus, die Starrkörperanteile der Elementbewegungen kinematisch exakt zu beschreiben. Auf diese Weise können große Verformungen des Rotorblattes auch mit einfachen Differentialgleichungen der einzelnen Blattelemente, wie etwa denen von HODGES und DOWELL, hinreichend genau simuliert werden [46].

Die Kombination von *nichtlinearer* Mehrkörperdynamik mit *linearer* FEM im MKS-Programm SIMPACK wurde in [47] anhand einer Kette aus eindimensionalen (1D) Balkensegmenten zur

¹¹Die elastische Achse verbindet alle Schubmittelpunkte, die Schwerpunktsachse alle Massenschwerpunkte und die Zugachse alle effektiven Flächenschwerpunkte der Blattquerschnitte miteinander.

Modellierung des Rotorblattes untersucht. Die erhaltenen Eigenfrequenzen und -formen des eingespannten, nicht rotierenden Rotorblattes stimmten sehr gut mit denen eines komplexen 3D-FEM-Blattmodells sowie mit Messungen eines Schwingversuches überein. Die Modellierung als 1D-Balkensegmentkette wurde abschließend als schnelle und akkurate Methode bewertet, welche geometrische Nichtlinearitäten¹² berücksichtigt. Dieser Ansatz wird daher auch in der vorliegenden Arbeit verwendet.

2.2.1 Blattmodellierung in SIMPACK

Zur Berechnung flexibler Balkenstrukturen im Mehrkörpersystem verfügt SIMPACK über das interne FE-Modul SIMBEAM. Die Rechnung basiert entweder auf einem linearen FE-Ansatz mit Modalreduktion sowie zusätzlicher geometrischer Versteifung¹³ oder auf einem nichtlinearen, geometrisch exakten Finite-Differenzen-Verfahren. Zum Zeitpunkt der Modellerstellung im Rahmen dieser Arbeit ist letzterer Ansatz jedoch noch prototypisch und aufgrund von Problemen bei der Linearisierung des Mehrkörpersystems noch nicht anwendbar.

Da in [47], wie oben beschrieben, die segmentweise Anwendung der linearen FEM zur Modellierung des Rotorblattes validiert wurde, wird ein lineares SIMBEAM-Modell verwendet. Aufgrund der langen und schlanken Form der Rotorblätter wird die Euler-Bernoulli-Hypothese angesetzt, sodass die Blattquerschnitte stets senkrecht auf der Biegelinie stehen. Verwölbung wird nicht berücksichtigt, d. h. die Querschnitte selbst bleiben unverformt und die Deformation des Blattes wird ausschließlich durch die Biegelinie sowie die Torsion der Querschnitte um diese Linie repräsentiert. Das Modell berücksichtigt die gekoppelte Deformation in Schlag-, Schwenk- und Torsionsrichtung. Die elastische Längung des Blattes ist in dieser Untersuchung nicht von Interesse und wird daher durch extrem große Dehnsteifigkeiten unterdrückt. Die Ablage zwischen elastischer Achse und Schwerpunktsachse und die damit verbundenen Kopplungen der Blattmoden (insbesondere zwischen Schlag- und Torsionsmoden) werden hingegen berücksichtigt.

Das lineare SIMBEAM-Modell ist nicht für die Simulation von Hubschrauberrotoren entwickelt worden. In vorhergehenden Veröffentlichungen sind daher bereits notwendige Modifikationen des Modells für die Anwendung in der Rotorsimulation identifiziert worden.

Zum einen ist dies die bereits angesprochene Segmentierung des Blattes zur Berücksichtigung von Effekten höherer Ordnung. In [49] wurde gezeigt, dass nur mit segmentiertem Blatt die Kopplung zwischen Schlag- und Schwenkbewegung durch Corioliskräfte erfasst wird. Dieser Sachverhalt wird in Abb. 2.6 veranschaulicht: Wird das gesamte Blatt durch einen einzigen Balken mit linearem FE-Ansatz modelliert (roter Balken oben), so erfolgt bei Schlagbiegung

¹²Geometrische Nichtlinearitäten sind bei großen Verformungen relevant, die eine Bilanzierung des dynamischen Gleichgewichts in der verformten Lage des Körpers erfordern [48, S.149–150]. Sie sind von materiellen (auch: physikalischen) Nichtlinearitäten zu unterscheiden, die sich auf das Materialgesetz beziehen und in dieser Arbeit nicht berücksichtigt werden.

¹³Das einfachste Beispiel geometrischer Versteifung im Hubschrauberrotor ist die Erhöhung der Blatteigenfrequenzen mit zunehmender Rotordrehzahl durch die wirkende Fliehkraft.

keine radiale Kontraktion an der Blattspitze. Wird das Blatt jedoch segmentiert (grüner Balken unten), so bewegt sich die Blattspitze bei Durchbiegung um das Dekrement Δr nach innen. Aufgrund der Drallerhaltung entsteht dabei eine Corioliskraft in Schwenkrichtung.

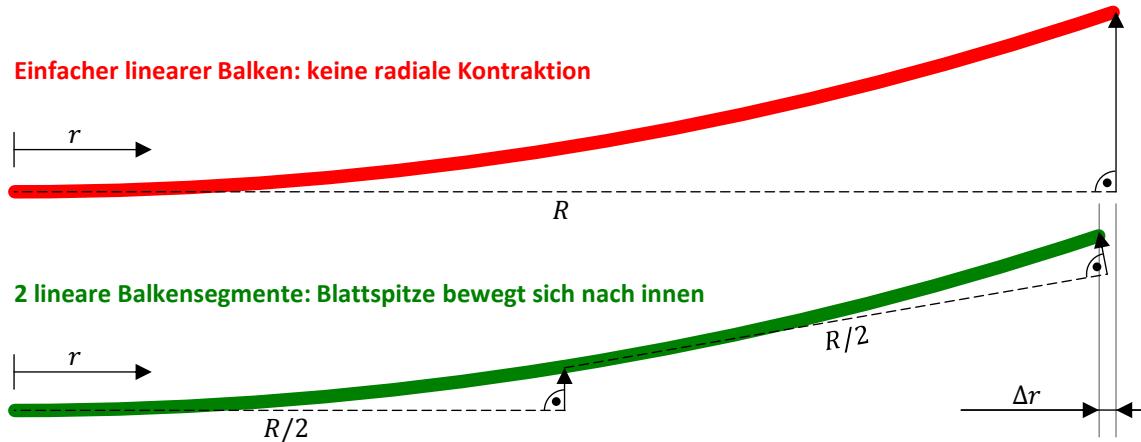


Abbildung 2.6: Berücksichtigung geometrischer Nichtlinearitäten durch Unterteilung des linearen Balkens in Segmente. Hier illustriert: 2 Segmente, Effekt der radialen Kontraktion bei Schlagverformung

Zum anderen ergab der Vergleich mit dem Programm S4-FEM (eine Beschreibung folgt in Kap. 2.2.2), dass im linearen SIMBEAM-Modell die Fliehkraftversteifung der Torsionsmoden mit zunehmender Rotordrehzahl zu gering war. Um eine mit S4-FEM vergleichbare Versteifung zu erreichen, wurde das dafür verantwortliche Propellermoment gemäß [50] mithilfe von Kraftelementen aufmodelliert. Das an einem Blattelement (Index \square^{el}) angreifende Propellermoment $M_{\text{Prop}}^{\text{el}}$ hängt näherungsweise von der Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω , der Differenz aus Schlag- und Schwenkrigidsmoment $J_{\beta}^{\text{el}} - J_{\zeta}^{\text{el}}$ sowie dem Winkel zwischen Blattelementsehne und Rotorebene θ^{el} ab. Die Bestimmungsgleichung des Propellermoments geht aus der Differentialgleichung von HOUBOLT und BROOKS [42] hervor und lautet

$$M_{\text{Prop}}^{\text{el}} = \Omega^2 \cdot (J_{\beta}^{\text{el}} - J_{\zeta}^{\text{el}}) \cdot \sin \theta^{\text{el}} \cdot \cos \theta^{\text{el}}. \quad (2.8)$$

Die SIMBEAM-Körper werden auf Basis der Geometrie-, Inertial- und Steifigkeitsdaten der Blattsegmente mithilfe des „Rotorblade Generator“ erzeugt, den SIMPACK zur Modellierung der Blätter von Windenergieanlagen zur Verfügung stellt. Um die Rotorblätter später in der aeromechanischen Zeitsimulation mit Luftlasten zu beaufschlagen, werden Marker mit zugehörigen Kraftelementen an den aerodynamischen Aufpunkten konfiguriert. Die Kraftelemente kommunizieren die Markerbewegung an das Aerodynamik-Programm. Die darin berechneten Luftlasten werden wiederum durch die Kraftelemente auf die Blattstruktur aufgeprägt. Der Prozess der Zeitsimulation wird in Kap. 3.4 beschrieben.

Eigenmoden der Blattbewegung

Die Modalanalyse¹⁴ eines *nicht* segmentierten Rotorblattes (Abb. 2.6 oben) in SIMBEAM liefert direkt die aus der Rotordynamik bekannten Blattmoden L1, F1, F2, T1, ...¹⁵, die fortan als Basismoden bezeichnet werden. Beim segmentierten Blatt (Abb. 2.6 unten) ist dies nicht der Fall: Die Modalanalyse in SIMBEAM erfolgt für jedes Blattsegment separat und die flexiblen Freiheitsgrade des Mehrkörpersystems sind die Modalkoordinaten der einzelnen Segmente. Die Verformung des gesamten Blattes wird somit durch eine Kombination der Moden aller Segmente beschrieben. Durch Linearisierung des aus allen Segmenten bestehenden Systems und eine weitere, darauf aufbauende Modalanalyse lassen sich auch im Falle des segmentierten Blattes die Basismoden bestimmen. Es ist jedoch zu beachten, dass die Eigenformen eines einzelnen Segments streng genommen nur die Bewegung des isolierten Segments unter der gewählten Randbedingung (Einspannung am Segmentanfang) beschreiben. Um die Basismoden des gesamten Blattes dennoch kinematisch angemessen zu rekonstruieren, also die Verformung des *unsegmentierten* Blattes richtig nachzubilden, müssen pro Segment hinreichend viele Segmentmoden berücksichtigt werden.

Neben der Abbildung geometrischer Nichtlinearitäten bietet die Segmentierung einen weiteren Vorteil: Die Kinematik des flexiblen Blattes ist nicht auf die Basismoden beschränkt. Durch die Vielzahl flexibler Freiheitsgrade können neben den Basismoden noch weitere Moden – etwa gekoppelte Rotor-Triebstrang-Moden – in der Zeitsimulation korrekt abgebildet werden, auch wenn der Triebstrang nicht in der Modalanalyse der einzelnen Segmente in SIMBEAM berücksichtigt wurde. Ein Nachteil der Segmentierung ist hingegen der wesentlich höhere Rechenaufwand durch die größere Gesamtzahl an Eigenmoden und damit an Freiheitsgraden bzw. zugehörigen Zuständen in der Zeitsimulation. Darüber hinaus erhöht eine große Anzahl flexibler Freiheitsgrade von Rotorblättern erfahrungsgemäß die Tendenz zu Instabilitäten der aeromechanischen Simulation.

Strukturelle Dämpfung

Eine mathematische Beschreibung struktureller Dämpfung, die gleichzeitig generell und akkurat ist, existiert bis heute nicht [36, S. 37]. Typischerweise wird in der Rotorsimulation eine modale Dämpfung der Basismoden (i. d. R. $D = 0,5\ldots 3\%$, Referenzwerte siehe Tab. A.1 in Anhang A) festgelegt. Aufgrund der Segmentierung des Blattes besteht die Modalbasis für die Zeitsimulation jedoch nicht aus den Basismoden, deren Modaldämpfung deshalb nicht konfigurierbar ist. Die modale Dämpfung der Segmentmoden mit Dämpfungsgrad D führt *nicht* auf die gleiche modale Dämpfung D der Basismoden und ist daher nicht praktikabel. Alternativ bietet SIMBEAM die Konfiguration einer steifigkeitsproportionalen Dämpfung als Sonderfall der Rayleigh-Dämpfung an. Hierbei wird die Dämpfungsmaatrix eines Blattsegments durch Skalierung der zugehörigen Steifigkeitsmatrix mit einem konstanten Dämpfungsfaktor f ermittelt.

¹⁴Die Grundlagen der Modalanalyse von MKS sind in Anhang D.4 beschrieben.

¹⁵L1 = 1. Schwenkmode, F1 = 1. Schlagmode, F2 = 2. Schlagmode, T1 = 1. Torsionsmode, ...

Die resultierende modale Dämpfung einer Segmentmode ist proportional zu ihrer jeweiligen Eigenfrequenz [51, S. 244–246]. Damit sind niederfrequente Moden gering, hochfrequente Moden hingegen stark gedämpft. Da die Basismoden aus Moden der einzelnen Segmente gebildet werden, die wiederum allesamt unterschiedlich stark gedämpft sind, weisen auch die Basismoden verschiedene Dämpfungen auf. Der Dämpfungsfaktor f für die Blattsegmente ist schlussendlich so festzulegen, dass die Dämpfungen der Basismoden im interessierenden Frequenzbereich in einem sinnvollen Rahmen liegen, z. B. im oben angegebenen Wertebereich von D .

2.2.2 Bo105-Rotorblattmodell

Die Geometrie-, Inertial- und Steifigkeitsdaten des flexiblen Bo105-Rotorblattes entstammen Dokumenten, die der GARTEUR Action Group HC/AG-16¹⁶ zur Erforschung von Hubschrauber-Pilot-Kopplungen durch AHD zur Verfügung gestellt worden sind.

Das Blattmodell beginnt bei $r = 0 \text{ m}$, schließt also den sehr steifen Bereich der Titan-Rotornabe ein. Die strukturelle Blattdiskretisierung umfasst 73 Blattelemente, die auf 8 Blattsegmente mit je 3 bis 16 Elementen aufgeteilt werden, siehe Abb. 2.7. Je Segment werden 10 Struktureigenmoden berücksichtigt. Vom Rotorzentrum an (Segment 1) ist das Blatt gegenüber der Ebene senkrecht zur Rotordrehachse mit einem Schlagkonuskinkel von $\beta_p = 2,5^\circ$ nach oben (im Bild: aus der Ebene heraus) geneigt. Bei $r/R = 0,05$ (Segmentübergang 1 → 2) wird der Blatteinstellwinkel eingesteuert. Die Flexibilität der Steuerung, die in Realität aus Gestängen, Taumelscheibe und Steuerstange besteht, wird durch ein zusätzliches Torsionsgelenk an dieser Stelle mit zugehörigem Feder-Dämpfer-Element modelliert. Die Federsteifigkeit beträgt $k_T = 10 \cdot 10^3 \text{ Nm/rad}$; auf die Dämpfung wird weiter unten eingegangen. Zudem wird hier die Ablage von $\Delta x = 0,01 \text{ m}$ zwischen der Steuerachse (Rotationsachse des Einstellwinkelgelenks) und der $c/4$ -Linie des Blattes (c ist die Profiltiefe) berücksichtigt, wie an dem Versatz zwischen Segment 1 und Segment 2 zu erkennen ist. Am Rotorblatt sind insgesamt 5 Punktmassen befestigt, die in Abb. 2.7 rot dargestellt sind. Die am realen Rotor angebrachten Pendelabsorber zur Reduktion von 3/rev-Schlaglasten werden nicht modelliert, da die Blattlasten in Schlagrichtung in dieser Arbeit von untergeordneter Bedeutung sind. Die wichtigsten Parameter des Bo105-Rotorblattes sind in Tab. 2.5 zusammengefasst. Die Auflistung der Punktmassen und der vollständige Parametersatz des Balkenmodells sind Anhang F.2 zu entnehmen.

In ersten Verifizierungsrechnungen des Blattmodells wurde festgestellt, dass die Schwenkeigenfrequenzen geringfügig oberhalb von Referenzergebnissen und Literaturwerten lagen. Als pragmatische Lösung dieses Problems wurde ein Schwenkgelenk mit sehr steifer Feder und zusätzlichem Dämpfer in den Wurzelbereich des Blattes integriert. Diese Maßnahme ist auch konstruktiv gerechtfertigt. Zwar ist der Bo105-Rotor gelenklos, allerdings kommt es um den

¹⁶GARTEUR = Group for Aeronautical Research and Technology in Europe. Einen Überblick über die Aktivitäten der Forschungsgruppe HC/AG-16: „Rigid Body and Aeroelastic Rotorcraft-Pilot Coupling“ liefert [52].

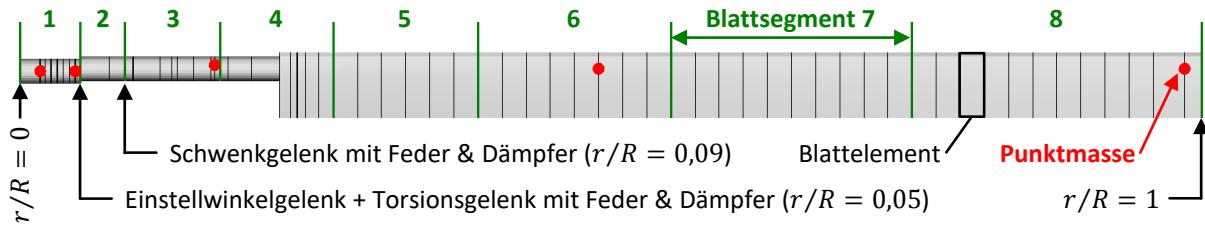


Abbildung 2.7: Skizze des Rotorblattmodells in SIMPACK

Tabelle 2.5: Parameter eines Bo105-Rotorblattes

Parameter	Wert
Masse inkl. Punktmassen & Nabenanteil	50,975 kg
Radius R	4,9 m (ohne Spurlaufkante)
Profiltiefe c	0,27 m
Profil	NACA* 23012
Beginn des profilierten Blattbereichs	$r/R = 0,22$
lineare Verwindung $\partial\theta/\partial r$	$-8^\circ/R$ ($\theta = 0^\circ$ definiert bei $r/R = 0,7$)
Schlagkonuswinkel β_p	2,5°

* NACA = National Advisory Committee for Aeronautics

Hauptbolzen des Rotorblattes zu einer geringen Relativbewegungen zwischen der Blattschlaufe¹⁷ und ihrer Aufnahme, wie in Abb. 2.8 dargestellt ist. Für die Berücksichtigung dieser Relativbewegung in Balkenmodellen schlug ANDERSCH ein Ersatzschwenkgelenk vor, dessen Position er anhand des Deformationsfeldes eines 3D-FEM-Modells bestimmte [53]. Die Position ($r/R = 0,09$) liegt geringfügig außerhalb des Hauptbolzens und wird für das Blattmodell in dieser Arbeit übernommen. Die komplexe, in [53] erforschte Steifigkeits- und Dämpfungscharakteristik der Blattschlaufe mit Berücksichtigung von Haft- und Gleitreibung wird hingegen nicht übernommen. Vereinfacht wird eine lineare Drehfeder um das Schwenkgelenk angesetzt, deren Steifigkeit $k_L = 600 \cdot 10^3$ Nm/rad so angepasst ist, dass die oben beschriebenen Diskrepanzen in den Schwingkeigenfrequenzen behoben sind. Auch die Dämpfung wird linear (also proportional zur Winkelgeschwindigkeit des Gelenks) modelliert.

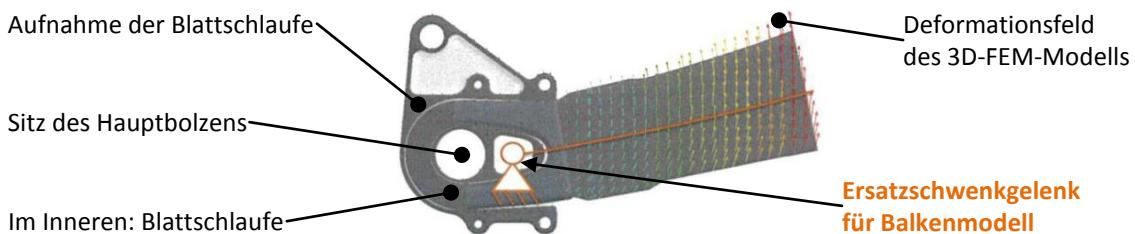


Abbildung 2.8: Blattschlaufe mit Ersatzschwenkgelenk. Editierte Grafik, ursprünglich aus [53]

¹⁷Die Blattschlaufe wird vom unidirektionalen Glasfaserlaminat gebildet, das die Zentrifugalkräfte des Rotorblattes aufnimmt und durch eine Aufnahme um den Hauptbolzen gelegt ist.

Das Rotorblattmodell wird anhand der Blatteigenfrequenzen in Abhängigkeit der Rotorwinkelgeschwindigkeit im Campbell-Diagramm (Abb. 2.9) verifiziert. Die dafür notwendigen Linearisierungen mit Modalanalyse in SIMPACK (Theorie siehe Anhang D.4) werden mit dem Basismodell durchgeführt, die Rotorwinkelgeschwindigkeit wird also jeweils als Zwangsbedingung $\Omega = \text{konst.}$ vorgegeben. Als Referenz dient eine Rechnung mit dem am DLR entwickelten Programm S4-FEM, die auf einem alternativen Blattdatensatz der Bo105 beruht.¹⁸ S4-FEM berechnet die gekoppelten Schlagbiege-, Schwenkbiege- und Torsionsschwingungen von Rotorblättern [54] auf Basis der Differentialgleichungen von HOUBLT und BROOKS. Neben der Referenzrechnung liegen für $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ und $\Omega = \Omega_{\text{ref}}$ Messwerte der Schlag- und Schwenkeigenfrequenzen von einem Rotorversuchsstand bei Eurocopter vor.

In Abb. 2.9 sind alle Basismoden des Bo105-Rotorblattes bis zu einer dimensionslosen Eigenfrequenz von $\nu \approx 8$ gezeigt (entspricht $2n_b/\text{rev}$). Der Anstieg der Eigenfrequenzen mit zunehmender Drehzahl aufgrund der Fliehkraftversteifung wird durch das Blattmodell in SIMPACK korrekt repräsentiert. Die Korrelation zwischen S4-FEM und SIMPACK ist über den gesamten Drehzahlbereich $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ bis $\Omega = 1,2\Omega_{\text{ref}}$ sehr gut. Ausnahmen sind kleine Abweichungen bei der zweiten Schwenkmode sowie größere Abweichungen bei der vierten Schlagmode. Die Eigenfrequenzen der zweiten Schwenkmode liegen in SIMPACK etwas höher als in S4-FEM, stimmen damit jedoch besser mit den Messungen überein: Bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{\text{ref}}$ liegt die Eigenfrequenz in SIMPACK nur 0,1% unter dem Messwert. In S4-FEM beträgt diese Differenz 2,2%. Auf die Abweichung bei der vierten Schlagmode wird mangels experimenteller Vergleichsdaten nicht weiter eingegangen. Für die Fliehkraftversteifung der ersten Torsionsmode T1 ist das Propellermoment verantwortlich. Zu dieser Mode sind zwar keine Messungen verfügbar, die Eigenfrequenzen aus S4-FEM und SIMPACK korrelieren jedoch gut: Bei Nenndrehzahl liegt die Eigenfrequenz in SIMPACK 2,2% höher als in S4-FEM. Aufgrund der Implementierung des Propellermoments mithilfe von Kraftelementen resultieren ähnliche Anstiege der T1-Eigenfrequenz mit zunehmender Drehzahl in SIMPACK und S4-FEM.

Wie oben beschrieben, ist das Ziel bei Einstellung der Dämpfung, eine modale Dämpfung der Basismoden im Bereich $D = 0,5\ldots3\%$ zu bewirken. Neben dem Dämpfungsfaktor f der Blattsegmente sind die Dämpfungen d_L im Schwenkgelenk sowie d_T im Torsionsgelenk weitere Parameter zur Erreichung dieses Ziels. In Abb. 2.10a sind die resultierenden modalen Dämpfungen D der Basismoden in Abhängigkeit von f für $d_L = 1100 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$ und $d_T = 6,1 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$ dargestellt. Es ist deutlich der lineare Zusammenhang zwischen f und D zu erkennen. Die Schwenk- und Torsionsmoden werden auch bei verschwindender struktureller Dämpfung $f = 0$ aufgrund der Dämpfungen d_L und d_T in den entsprechenden Gelenken noch maßgeblich gedämpft. Da F4 geringe Torsionsdeformationen aufweist, verbleibt auch hier durch d_T eine Dämpfung bei $f = 0$. Der Einfluss der Gelenkdämpfungen auf die Schlagmoden F1 bis F3 ist hingegen vernachlässigbar.

Abb. 2.10b [Abb. 2.10c] zeigt, dass sich die Modaldämpfung der Schwenkmoden [Torsionsmode] durch Variation der Gelenkdämpfung d_L [d_T] unabhängig vom Dämpfungsfaktor f

¹⁸Die Bo105-Blattdaten in S4-FEM werden seit Jahrzehnten verwendet, eine ursprüngliche Quelle konnte jedoch nicht ausfindig gemacht werden.

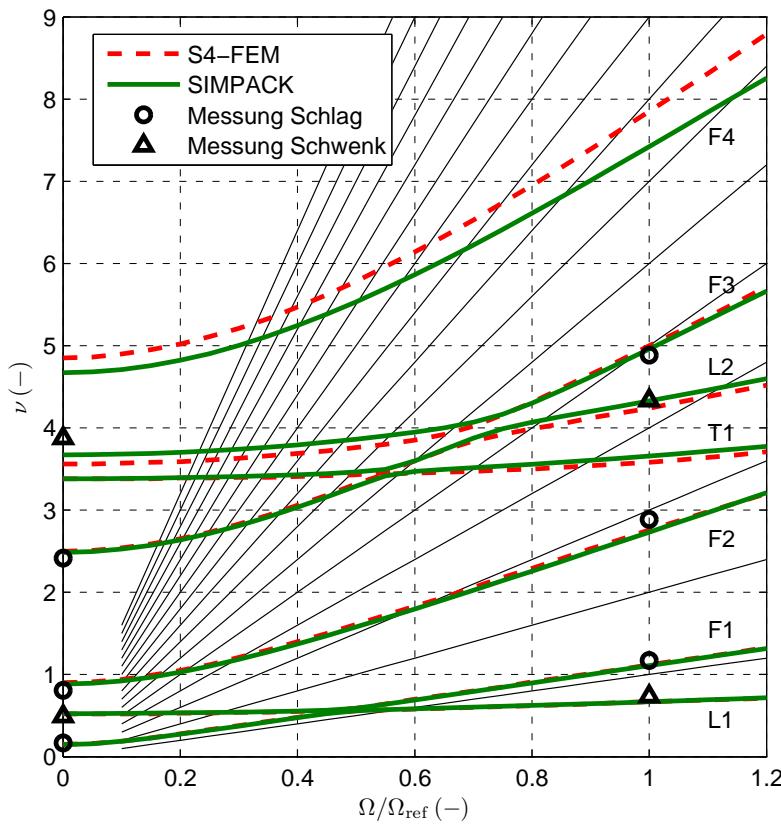


Abbildung 2.9: Eigenfrequenzen des Bo105-Blattes: S4-FEM-Modell, SIMPACK-Modell sowie Rotorversuchsstandmessungen. $\Omega_{\text{ref}} = 44,4 \text{ rad/s}$. Rechnungen im Vakuum ohne Schwerkraft

beeinflussen lässt. So wurden die in Abb. 2.10a angewendeten Gelenkdämpfungen derart bestimmt, dass in Kombination mit $f = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ eine sinnvolle Referenzkonfiguration vorliegt, die durch eine vertikale Linie markiert ist. Mit dieser Konfiguration sind die Schlagmoden schwach gedämpft. Insbesondere sind $D_{F1} = 0,03\%$ und $D_{F2} = 0,15\%$ unterhalb des Zielbereichs $D = 0,5\ldots3\%$. Die Schlagbewegung ist jedoch durch aerodynamische Kräfte bereits gut gedämpft und die strukturelle Dämpfung ist in der Schlagbewegung vernachlässigbar [55, S. 206]. Aus diesem Grund ist die schwache Dämpfung der Schlagmoden unproblematisch. Die Dämpfungen der Schwenkmoden werden mit $D_{L1} = 0,51\%$ und $D_{L2} = 1,97\%$ im unteren bis mittleren Teil des Zielbereichs platziert; die erste Torsionsmode wird in der Referenzkonfiguration mit genau $D_{T1} = 2,00\%$ gedämpft (siehe jeweils Abb. 2.10a).

2.3 Modalanalyse des Rotor-Triebstrang-Systems

Die Eigenfrequenzen in Abb. 2.9 beziehen sich auf das Basismodell. Dessen Zwangsbedingung $\Omega = \text{konst.}$ ist äquivalent zu einer unendlichen Triebstrangträgeit J_{DT} (DT für engl. „drive-train“), die über eine unendliche Triebstrangsteifigkeit k_{DT} an den Rotor angeschlossen ist,

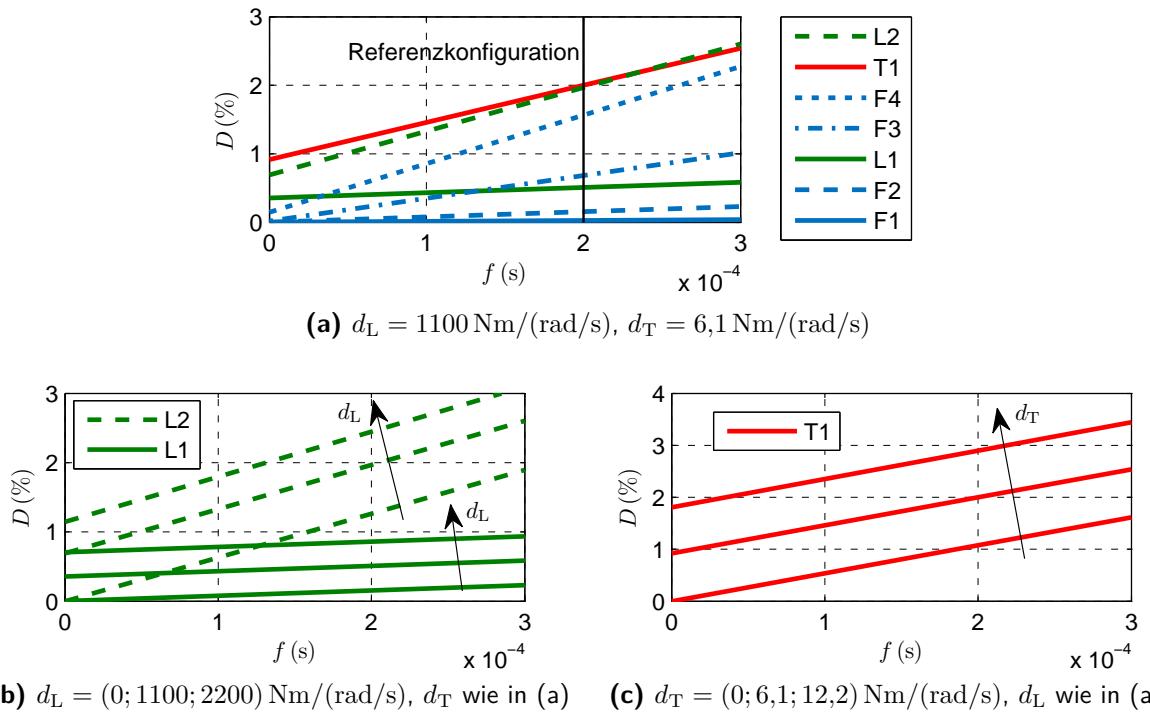


Abbildung 2.10: Modale Dämpfung D der Eigenmoden des Bo105-Basismodells in Abhängigkeit des Dämpfungsfaktors f der flexiblen Blattsegmente sowie der Gelenkdämpfungen d_L und d_T bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{\text{ref}}$ im Vakuum ohne Schwerkraft

siehe Abb. 2.11. Das einfache Modell aus J_{DT} und k_{DT} , die im Allgemeinen endlich sind, wird fortan als „kondensiertes“ Triebstrangmodell bezeichnet. Zunächst werden Vorbetrachtungen zur Rotor-Triebstrang-Kopplung am System aus kondensiertem Triebstrang und 1-Blatt-Rotor durchgeführt. Die Einflüsse einer endlichen Trägheit bzw. einer endlichen Steifigkeit im Triebstrang auf die Schwenkmoden des flexiblen Rotorblattes werden voneinander abgegrenzt. In diesen Vorbetrachtungen wird für die automatisierte Auswertung¹⁹ großer Wertebereiche von J_{DT} und k_{DT} ausschließlich die Schwenkbewegung aktiviert. Schlag- und Torsionsdeformationen werden durch extrem große zugehörige Blattsteifigkeiten unterdrückt. Später wird das komplette Modell, bestehend aus dem Triebstrang in Kap. 2.1.2 und dem vierblättrigen Hauptrotor mit gekoppelter Deformation in Schlag-, Schwenk- und Torsionsrichtung analysiert. Alle Modalanalysen erfolgen im Vakuum ohne Schwerkraft. Anhang D.4 liefert die theoretischen Grundlagen der Modalanalyse von MKS.

¹⁹Kopplungen zwischen Schlag-, Schwenk- und Torsionsbewegung, wie sie an den Kreuzungspunkten der Graphen in Abb. 2.9 auftreten, erfordern die Neuordnung der Eigenfrequenzen nach Moden (L1, F1, ...) und sind daher für das automatisierte Auslesen der Eigenwerte hinderlich. Durch Deaktivierung der Schlag- und Torsionsdeformation entfallen die Kopplungen. Die Eigenfrequenzen der entkoppelten Schwenkmoden können daher geringfügig von denen der gekoppelten Schwenkmoden in Abb. 2.9 abweichen, was für die Vorbetrachtungen jedoch irrelevant ist.

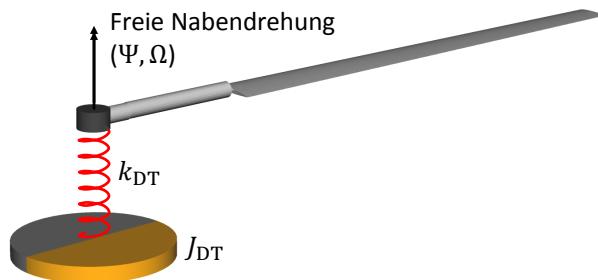


Abbildung 2.11: Kondensiertes Triebstrangmodell aus Trägheit J_{DT} und Steifigkeit k_{DT} mit 1-Blatt-Rotor

2.3.1 Vorbetrachtung: Einfluss der Triebstrangträgheit

Zur Untersuchung des Trägteinflusses wird das Modell aus Abb. 2.11 schrittweise bei variierender Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω und variierender Trägheit J_{DT} linearisiert und einer Modalanalyse unterzogen. Die Steifigkeit wird auf den extrem hohen Wert $k_{DT} = 10^9 \text{ Nm/rad}$ gesetzt, der mehrere Größenordnungen über einem realistischen Wert liegt und damit eine unendliche Steifigkeit repräsentiert. Das resultierende Campbell-Diagramm für die erste Schwenkmode ist in Abb. 2.12a dargestellt. Der unterste Graph zeigt die Schwenkeigenfrequenz des Basismodells mit $J_{DT} = \infty$. Wie von der Betrachtung eines simplen, linearen Feder-Masse-Schwingers ($\omega^2 = k/J$, vgl. Anhang G) erwartet wird, führt eine Reduktion der Triebstrangträgheit zu einer Erhöhung der Schwenkeigenfrequenz (kurz: $J_{DT} \downarrow \Rightarrow \omega \uparrow$). Dieser Effekt deckt sich mit den Beschreibungen in Kap. 1.2.1, wobei hier in den Vor betrachtungen mit 1-Blatt-Rotor die Modenbezeichnung L1 beibehalten wird, anstatt – wie in Kap. 1.2.1 – unter Triebstrangeinfluss von RD_{L1} zu sprechen. Die Eigenfrequenzerhöhung erstreckt sich in Abb. 2.12a über den gesamten Drehzahlbereich $\Omega = 0 \dots 1,2 \Omega_{ref}$. Die Trägheit $J_{DT}^{akk} = 51,25 \text{ kgm}^2$ entspricht der akkumulierten Trägheit aller Triebstrangkomponenten unterhalb der Rotornabe gemäß Tab. 2.4 (S. 28), geteilt durch die Blattzahl. J_{DT}^{akk} steht damit für einen realistischen Wert der Trägheit. Bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{ref}$ bewirkt die Reduktion von $J_{DT} = \infty$ auf $J_{DT} = J_{DT}^{akk}$ die Veränderung der ersten Schwenkeigenfrequenz von $\nu_{L1} = 0,66$ auf $\nu_{L1} = 1,45$ – ein Vergrößerungsverhältnis von 2,20, das sehr nah an der Abschätzung nach dem Modell von HAVERS und MEYER (Verhältnis 2,31) liegt, vgl. Anhang B.1. Die Trägheit $J_{DT} = 0 \text{ kgm}^2$ impliziert ein frei drehendes Rotorblatt ohne Triebstrang. In Abgrenzung zum Basismodell mit Einspannung an der Nabe wird diese Randbedingung im Folgenden als „frei-frei“ bezeichnet, da sich beide Blattenden frei verdrehen können.²⁰ Die Eigenfrequenz beträgt in diesem Fall $\nu_{L1} = 3,03$ und ist damit 4,60-mal so groß wie die des Basismodells.

Die Tendenz der Eigenfrequenzen ($J_{DT} \downarrow \Rightarrow \omega \uparrow$) unter Einfluss von J_{DT} ist für die zweite Schwenkmode (Abb. 2.12b) gleich. Jedoch ist ν_{L2} bei $\Omega = \Omega_{ref}$ mit der realistischen Trägheit J_{DT}^{akk} lediglich 1,03-mal so groß wie beim Basismodell $J_{DT} = \infty$. Mit $J_{DT} = 0 \text{ kgm}^2$ beträgt dieses Verhältnis 1,55.

²⁰Die Translation in Schwenkrichtung ist an der Nabe im Gegensatz zur Blattspitze nach wie vor gesperrt. Die Randbedingung „frei-frei“ bezieht sich ausschließlich auf die Schwenkverdrehung.

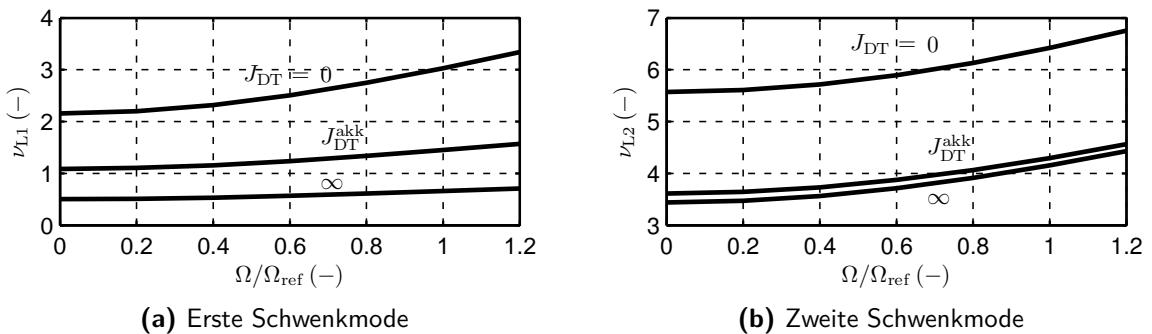


Abbildung 2.12: Abhängigkeit der Schwenkeigenfrequenzen von der Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω und der Triebstrangträgeit J_{DT} ($k_{DT} = \infty$)

Die detaillierte Auflösung der ersten bis vierten Schwenkeigenfrequenzen nach J_{DT} ist für $\Omega = \Omega_{ref}$ in Abb. 2.13a dargestellt. Die logarithmische Abszisse umfasst mehrere Größenordnungen der Trägheit, ungeachtet der konstruktiven Realisierbarkeit. Die Abszisse ist invertiert, um den Basisfall $J_{DT} = \infty$ auf der linken Seite darzustellen. Allgemein gilt der Zusammenhang $J_{DT} \downarrow \Rightarrow \omega \uparrow$ für alle Schwenkmoden. Allerdings bewirkt die Änderung von $J_{DT} = \infty$ auf eine realistische Trägheit $J_{DT} = J_{DT}^{akk}$ lediglich für L1 eine signifikante Erhöhung der Eigenfrequenz. Die höheren Schwenkmoden L2 bis L4 würden erst durch eine um mindestens eine Größenordnung kleinere Triebstrangträgheit merklich verändert werden.

Zusammen mit den Schwenkeigenfrequenzen ändern sich auch die zugehörigen Eigenformen. Beispielhaft ist in Abb. 2.13b der fließende Übergang der zweiten Schwenkeigenform des Basismodells ($J_{DT} = \infty$) in die zweite Schwenkeigenform mit „frei-frei“-Randbedingung ($J_{DT} = 0 \text{ kgm}^2$) gezeigt. Im Falle der realistischen Trägheit $J_{DT} = J_{DT}^{\text{akk}}$ ergibt sich eine Zwischenform, die jedoch deutlich näher an der L2-Mode des Basismodells liegt. Dies erklärt auch die geringe Eigenfrequenzänderung der zweiten Schwenkmode in Abb. 2.12b bzw. Abb. 2.13a bei Reduktion der Triebstrangträgheit von $J_{DT} = \infty$ auf $J_{DT} = J_{DT}^{\text{akk}}$.

2.3.2 Vorbetrachtung: Einfluss der Triebstrangsteifigkeit

Zur Identifikation des Steifigkeitseinflusses wird analog zu Kap. 2.3.1 vorgegangen: Die Trägheit wird auf den quasi-unendlichen Wert $J_{DT} = 10^9 \text{ kgm}^2$ gesetzt und das System aus Abb. 2.11 sequentiell modal analysiert, wobei Ω und k_{DT} variiert werden. Im Campbell-Diagramm für die erste Schwenkmode (Abb. 2.14a) ist zu erkennen, dass ausgehend vom Basismodell $k_{DT} = \infty$ die Reduktion der Steifigkeit im gesamten Drehzahlbereich eine Verminderung der Eigenfrequenz bewirkt ($k_{DT} \downarrow \Rightarrow \omega \downarrow$ wie durch Betrachtung des simplen Feder-Masse-Schwingers erwartet, vgl. Anhang G). Die akkumulierte Steifigkeit $k_{DT}^{akk} = 111600 \text{ Nm/rad}$ entspricht der Gesamtsteifigkeit aller flexiblen Triebstrangelemente im Lastpfad zwischen der Rotornabe und den Triebwerk-Niederdruckstufen (Komponenten ① bis ⑧ in Abb. 2.3 auf S. 27), geteilt durch die Blattzahl. Mit Absenkung von $k_{DT} = \infty$ auf $k_{DT} = k_{DT}^{akk}$ wird die erste Schwenkeigenfrequenz bei $\Omega = \Omega_{ref}$ von $\nu_{L1} = 0,66$ auf $\nu_{L1} = 0,39$ reduziert – ein

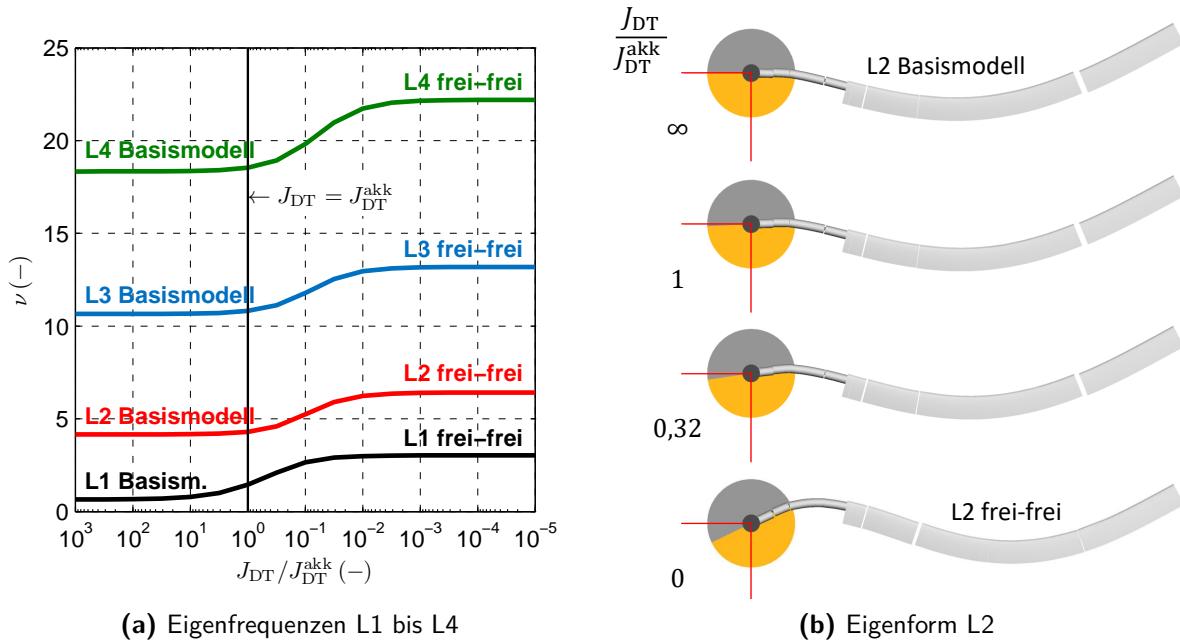


Abbildung 2.13: Abhängigkeit der Schwenkmoden von der Triebstrangträgheit J_{DT} ($\Omega = \Omega_{ref}$, $k_{DT} = \infty$)

Verhältnis von 0,60. Richtung sehr kleiner Triebstrangsteifigkeiten verschiebt sich die Deformation immer weiter vom Blatt in den Triebstrang und die erste Schwenkmode entartet: Bei $k_{DT} = 0 \text{ Nm/rad}$ schwenkt das Blatt ohne Deformation um das Rotorzentrum. Übereinstimmend mit der Literatur [55, S. 100] beträgt die zugehörige Eigenfrequenz 0.

Die Tendenz $k_{DT} \downarrow \Rightarrow \omega \downarrow$ gilt gleichermaßen für die zweite Schwenkmode (Abb. 2.14b). Die Anwendung einer realistischen Steifigkeit $k_{DT} = k_{DT}^{akk}$ bewirkt gegenüber dem Basismodell $k_{DT} = \infty$ eine Reduktion von $\nu_{L2} = 4,15$ auf $\nu_{L2} = 3,37$ bei Nenndrehzahl. Dies entspricht einem Verhältnis von 0,81, womit L2 durch eine realistische Steifigkeit deutlich beeinflusst wird – zur Erinnerung: Eine realistische Trägheit bewirkte lediglich ein Vergrößerungsverhältnis von 1,03, das sehr nah an 1 liegt.

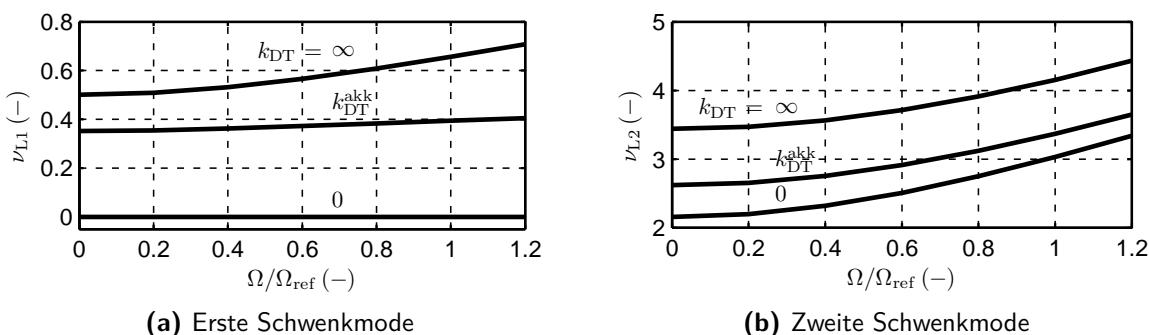


Abbildung 2.14: Abhängigkeit der Schwenkeigenfrequenzen von der Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω und der Triebstrangsteifigkeit k_{DT} ($J_{DT} = \infty$)

Für die Nenndrehzahl ist der Steifigkeitseinfluss auf die Eigenfrequenzen von L1 bis L4 detailliert in Abb. 2.15a dargestellt. Wieder ist die Abszisse logarithmisch eingeteilt und invertiert, der Basisfall $k_{DT} = \infty$ wird also durch die linke Seite repräsentiert. Es fällt sofort ein bemerkenswerter Unterschied zum Einfluss der Trägheit (Abb. 2.13a) auf: Mit einer realistischen Steifigkeit $k_{DT} = k_{DT}^{akk}$ resultiert für alle Schwenkmoden eine deutliche Veränderung der Eigenfrequenz gegenüber dem Basismodell. Die stärksten Gradienten liegen bei Steifigkeitswerten ca. eine Größenordnung oberhalb von k_{DT}^{akk} . Bei den Moden L2 bis L4 bewirkt eine noch weitere Verminderung der Steifigkeit $k_{DT} < k_{DT}^{akk}$ (rechter Bildteil) keine große Änderung der Eigenfrequenzen mehr.

Darüber hinaus ist anzumerken, dass die Basismoden L_i mit $k_{DT} = \infty \rightarrow k_{DT} = 0 \text{ Nm/rad}$ in die „frei-frei“-Moden $L(i-1)$ übergehen. Zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts ist in Abb. 2.15b der Übergang von L2 (Basismodell) nach L1 „frei-frei“ dargestellt. Mit sinkender Steifigkeit wird die Verdrehung der Blattwurzel immer größer und der Wendepunkt der Blattbiegelinie wandert ins Rotorzentrum. Um $k_{DT}/k_{DT}^{akk} = 1$ verschwindet der Wendepunkt. Folglich ähnelt die Blattmode mit realistischer Steifigkeit $k_{DT} = k_{DT}^{akk}$ eher der L1 „frei-frei“-Form als der L2-Basisform. In der Modalanalyse des kompletten Rotor-Triebstrang-Systems (folgt in Kap. 2.3.4) werden die durch endliche Triebstrangträgeit und -steifigkeit modifizierten Schwenkmoden wie schon in Kap. 1 mit RD_{L_i} bezeichnet. Die Modenordnung i bezieht sich dabei stets auf die Basismode. Obwohl also die modifizierte zweite Schwenkeigenform eher einer ersten Schwenkeigenform mit „frei-frei“-Randbedingung ähnelt, wird sie im nachfolgenden Teil der Arbeit RD_{L2} genannt.

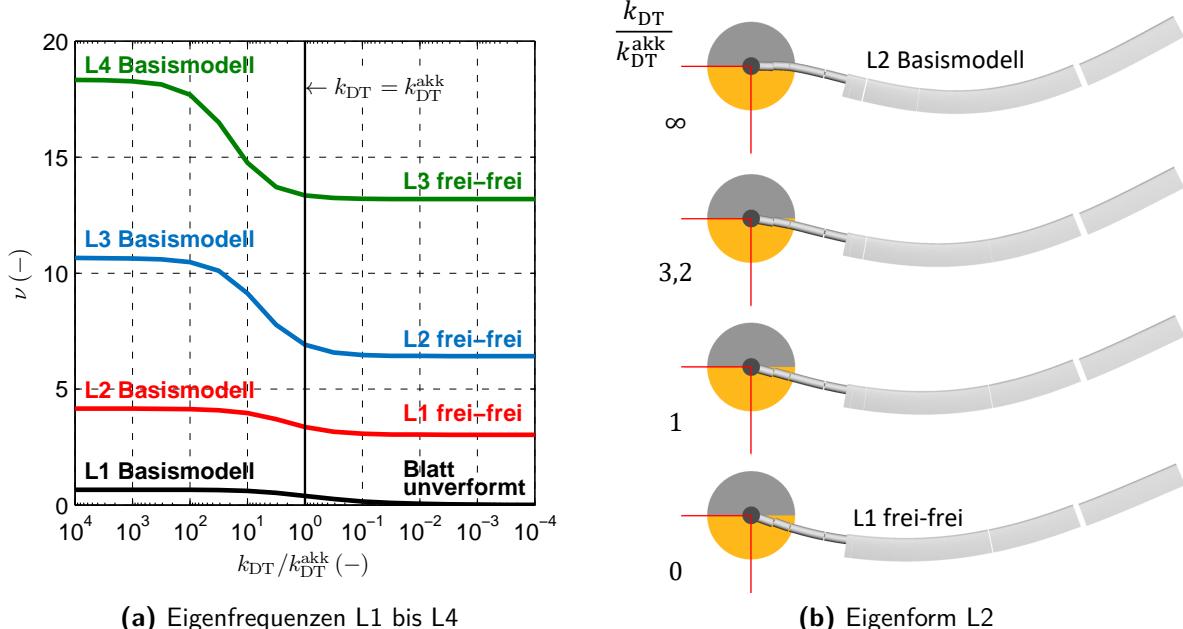


Abbildung 2.15: Abhängigkeit der Schwenkmoden von der Triebstrangsteifigkeit k_{DT} ($\Omega = \Omega_{\text{ref}}$, $J_{DT} = \infty$)

2.3.3 Vorbetrachtung: Einfluss von Trägheit und Steifigkeit

Die gegensätzlichen Effekte der endlichen Trägheit ($J_{DT} \downarrow \Rightarrow \omega \uparrow$) und der endlichen Steifigkeit ($k_{DT} \downarrow \Rightarrow \omega \downarrow$) werfen die Frage auf, welcher Einfluss dominiert, wenn – wie in einem realen Triebstrang – beide Parameter endlich sind. Für $\Omega = \Omega_{ref}$ sind die Schwenkeigenfrequenzen in Abhängigkeit beider Triebstrangparameter in Abb. 2.16a (L1) und Abb. 2.16b (L2) dargestellt. Die logarithmischen Skalen für J_{DT} und k_{DT} umfassen die gleichen Wertebereiche wie in Abb. 2.13a bzw. Abb. 2.15a. Der Basisfall [$J_{DT} = \infty, k_{DT} = \infty$] ist durch die graue Strichlinie markiert. Die von dort loslaufenden Kanten der Werteebene entsprechen den Graphen in Abb. 2.13a (Kante nach hinten Mitte) und Abb. 2.15a (Kante nach vorn Mitte).

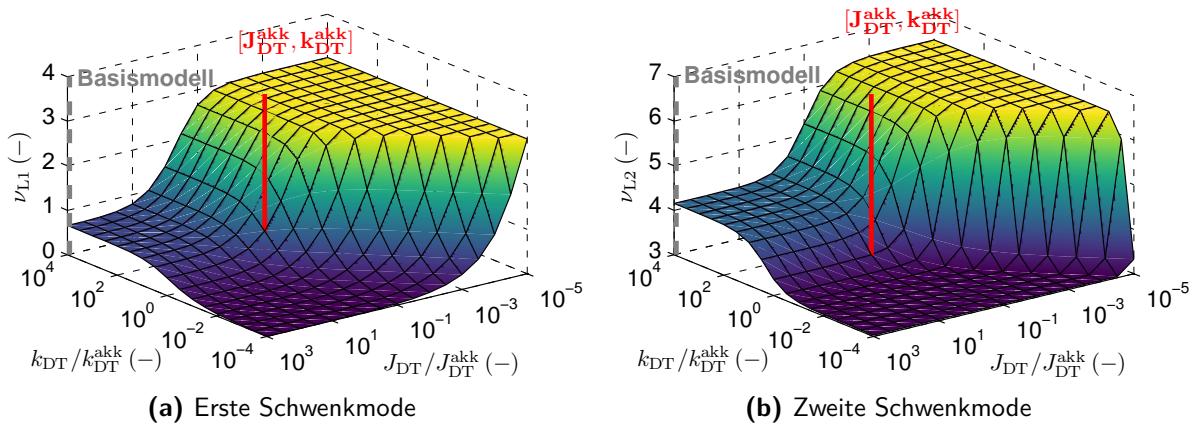


Abbildung 2.16: Abhängigkeit der Schwenkeigenfrequenzen von der Triebstrangträgheit J_{DT} und der Triebstrangsteifigkeit k_{DT}

Die realistische Triebstrangkonfiguration $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ ist rot markiert. Für L1 (Abb. 2.16a) bewirkt sie gegenüber dem Basismodell eine Erhöhung der Eigenfrequenz von $\nu_{L1} = 0,66$ auf $\nu_{L1} = 0,92$ (Verhältnis 1,40), also überwiegt der Trägteinfluss. Jedoch ist der Steifigkeitseinfluss keinesfalls vernachlässigbar, da das Verhältnis 1,40 deutlich unter dem mit unendlicher Steifigkeit resultierenden Wert 2,20 (siehe Diskussion Abb. 2.12a) liegt. Um $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ herum ist ν_{L1} bezüglich J_{DT} geringfügig sensitiver als bezüglich k_{DT} .

Bei L2 (Abb. 2.16b) führt $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ zu einer Verminderung der Eigenfrequenz von $\nu_{L2} = 4,15$ auf $\nu_{L2} = 3,39$, womit der Steifigkeitseinfluss überwiegt. Diese Beobachtung deckt sich mit den in Kap. 1.2.2 beschriebenen Frequenzverschiebungen durch Triebstrangeinfluss. Das Abmindeungsverhältnis, das mit unendlicher Trägheit 0,81 betrug (siehe Diskussion zu Abb. 2.14b), liegt bei 0,82. Das bedeutet, dass die Anwendung einer realistischen Trägheit einen sehr geringen Einfluss auf ν_{L2} hat. Auch die Sensitivität ist bzgl. J_{DT} um $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ herum klein.

Praktisch bedeutet dies, dass zur adäquaten Abbildung des Triebstrangeinflusses auf L2 die Steifigkeit des Triebstrangs von sehr viel größerer Bedeutung ist als seine Trägheit.

Zuletzt sind noch die starken Gradienten rechts in den Abbildungen, besonders in Abb. 2.16b, zu diskutieren. Hier liegt die Kombination aus sehr kleiner Trägheit J_{DT} und sehr kleiner Steifigkeit k_{DT} vor, sodass Parametervariationen in diesem Bereich an der Blattmode im Grunde nichts ändern. Der vermeintlich große Einfluss auf die Eigenfrequenz resultiert dort ausschließlich aus der Definition der Modenordnung. So weisen die höchsten Eigenfrequenzen in Abb. 2.16a mit $\nu_{L1} = 3,03$ exakt den gleichen Wert auf wie die niedrigsten Eigenfrequenzen ν_{L2} in Abb. 2.16b. Tatsächlich repräsentieren die entsprechenden Plateaus beide die L1 „frei-frei“-Mode, wie rechts in Abb. 2.13a und Abb. 2.15a bereits vermerkt worden ist.

2.3.4 Rotor-Triebstrang-Moden der Bo105-Referenzkonfiguration

Nach den Vorbetrachtungen am System aus kondensiertem Triebstrang und 1-Blatt-Rotor wird nun das komplette Rotor-Triebstrang-System der Bo105 analysiert. Dazu wird das in Kap. 2.1.2 beschriebene Triebstrangmodell an den 4-Blatt-Rotor mit Blattmodellen nach Kap. 2.2.2 gekoppelt. Die Linearisierung und Modalanalyse des Mehrkörpersystems bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{ref}$ (aber mit erlaubten Störungen um diese Drehzahl) liefert die Eigenfrequenzen auf der rechten Seite von Tab. 2.6. Zum Vergleich sind die Eigenfrequenzen des Basismodells ohne Störungen der Drehzahl ($\Omega = konst.$) auf der linken Seite eingetragen.

Tabelle 2.6: Vergleich der Eigenfrequenzen von Basismodell und gekoppeltem Rotor-Triebstrang-System. Linearisierung bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{ref}$

Basismodell $\Omega = konst.$		Primäre Beiträge	Rotor- Triebstrang	
Mode	$\nu (-)$		Mode	$\nu (-)$
–	–		RD_{HeR}	0,60
L1 (4x)	0,67	→	L1 (3x)	0,67
–	–	→	RD_{L1}	1,02
F1 (4x)	1,11	→	F1 (4x)	1,11
F2 (4x)	2,73	→	F2 (4x)	2,73
–	–	→	RD_{L2}	3,52
T1 (4x)	3,67	→	T1 (3x)	3,67
–	–	→	RD_{T1}	3,68
L2 (4x)	4,33	→	L2 (3x)	4,33
F3 (4x)	4,96	→	F3 (4x)	4,96
F4 (4x)	7,42	→	F4 (4x)	7,42
–	–		RD_{L3}	7,87
–	–		RD_{TW}	8,62

In Kap. 1.2.1 wurde mit Verweis auf [21, 22] bereits erwähnt, dass lediglich die kollektive L1-Mode durch den Triebstrang modifiziert wird, die in der schematischen Abb. 2.17 rot dargestellt ist. Bei den übrigen Moden (4-Blatt-Rotor: longitudinale, laterale und differentielle

Mode) kompensieren sich die Wurzelbiegemomente der Rotorblätter an der Rotornabe gegenseitig, sodass insgesamt kein Reaktionsmoment des Rotors entsteht, das mit dem Triebstrang interagieren könnte. So verbleiben beispielsweise von den vier L1-Moden des Basismodells die drei reaktionslosen Moden bei gleicher Eigenfrequenz $\nu_{L1} = 0,67$, während die kollektive Mode in die Rotor-Triebstrang-Mode RD_{L1} bei $\nu_{RD_{L1}} = 1,02$ übergeht. Diese Aufteilung ist durch die Pfeile in Tab. 2.6 dargestellt; die beiden Pfeile mit Strichlinien werden später erklärt. Analog gilt auch für die übrigen Moden (in Tab. 2.6 aufgelistet: F1, F2, T1, L2, F3, F4), dass nur kollektive Moden mit dem Triebstrang koppeln können (nicht jedoch müssen).

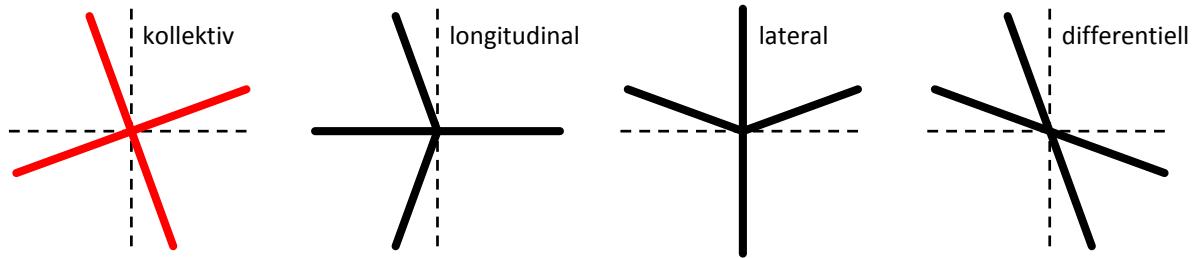


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung der Moden eines 4-Blatt-Rotors. Gezeigt: Schwenkmoden

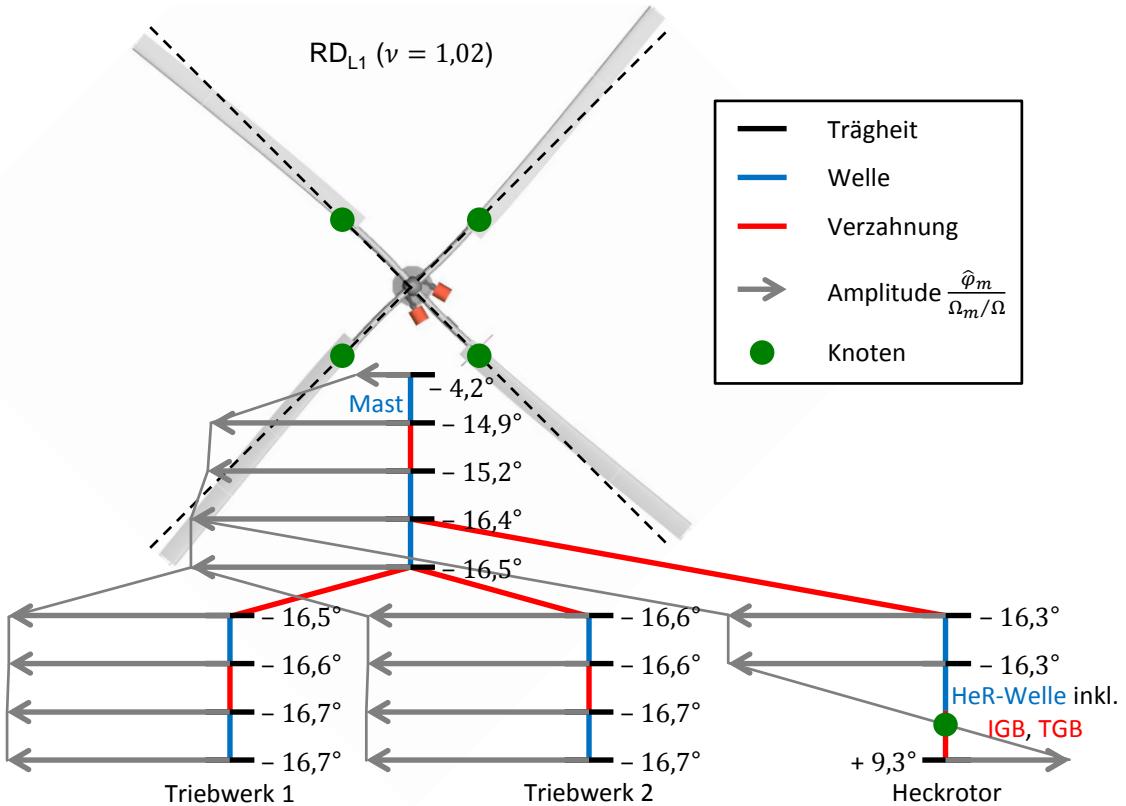
RD_{L1}-Mode

Die mit der Überführung von L1 nach RD_{L1} einhergehende Eigenfrequenzerhöhung auf das 1,53-fache ist ähnlich – wenn auch etwas ausgeprägter – wie bei der Abschätzung anhand des kondensierten Modells mit 1-Blatt-Rotor in Abb. 2.16a (1,40-fach). Folglich gilt auch beim kompletten Rotor-Triebstrang-Modell, dass der Effekt endlicher Triebstrangträgheit, der die Eigenfrequenz erhöht, bei RD_{L1} dominiert. Ebenso analog zum kondensierten Modell ist der Einfluss endlicher Steifigkeit aber nicht vernachlässigbar, denn ohne diesen Einfluss läge $\nu_{RD_{L1}}$ wesentlich höher; gemäß der Abschätzung aus Kap. 2.3.1 etwa beim 2,2-fachen von ν_{L1} .

Der Eigenvektor der RD_{L1}-Mode ist in Abb. 2.18 illustriert. Darin ist die Draufsicht des Hauptrotors kombiniert mit der Darstellung der Verdrehwinkelamplituden $\hat{\varphi}_m$ der Trägheitselemente J_m im Triebstrang, welche mit dem Faktor $1/(\Omega_m/\Omega)$ (Werte siehe Tab. E.3 in Anhang E) zwecks Vergleichbarkeit auf die Hauptrotordrehzahl skaliert sind.

Die Blattdeformation ähnelt sehr jener der L1-Mode des Basismodells, allerdings weisen die Blätter bei $r/R \approx 0,25$ je einen Knoten der Schwenkbewegung²¹ auf, wie er auch schon im Starrblattmodell in Abb. 1.6b (S. 8) auftritt. Der gesamte Triebstrang ist mit großen Amplituden $\hat{\varphi}_m$ an der Eigenform beteiligt. Die größten Deformationen treten im Mast sowie in der Heckrotorwelle auf. In der Heckrotorwelle liegt zudem ein weiterer Knoten. Der Heckrotor schwingt in Gegenphase zum Rest des Triebstrangs, was durch die vergleichsweise geringe Steifigkeit der Heckrotorwelle (siehe Abb. 2.4 auf S. 28) ermöglicht wird. Dieser Sachverhalt ist für die Parametrierung eines kondensierten Triebstrangmodells [J_{DT}, k_{DT}] nach Abb. 2.11

²¹Am Knoten ist die Schwenkauslenkung der Blattachse gegenüber der unverformten Position gerade Null.


 Abbildung 2.18: Eigenform der RD_{L1} -Mode

(S. 40) von Bedeutung: Während die reduzierten Trägheiten der Triebwerk-Niederdruckstufen und des Hauptgetriebes beinahe unverändert in die kondensierte Triebstrangträgheit J_{DT} eingehen, gilt dies nicht für die reduzierte Trägheit des Heckrotors. Die einfache Akkumulation aller Träigkeitselemente des Triebstrangs ($J_{DT} = J_{DT}^{akk}$) ist somit kein zuverlässiges Verfahren zur Bestimmung von J_{DT} . Dies erklärt auch die unterschiedlichen Ausprägungen der Eigenfrequenzerhöhung (1,53-fach vs. 1,40-fach) bei Verwendung der unterschiedlichen Modelle (vollständiges Triebstrangmodell vs. $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$).

RD_{L2} -Mode

Die kollektive L2-Mode bei $\nu_{L2} = 4,33$ geht mit einer Verminderung der Eigenfrequenz auf das 0,81-fache in die RD_{L2} -Mode ($\nu_{RD_{L2}} = 3,52$) über. Dieses Abminderungsverhältnis entspricht beinahe genau dem mit kondensiertem Modell $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ erhaltenen Wert 0,82 und sogar auf zwei Nachkommastellen exakt dem Wert 0,81 aus Kap. 2.3.2, in dem der Einfluss der Triebstrangsteifigkeit ohne den Träigkeitseinfluss betrachtet wurde. Auch für das komplette Rotor-Triebstrang-System gilt damit, dass der Unterschied zwischen L2-Mode und RD_{L2} -Mode fast ausschließlich durch den Effekt endlicher Steifigkeit entsteht.

Abb. 2.19 zeigt die Eigenform der RD_{L2} -Mode. Im Rotor ist zunächst die Ähnlichkeit der Blattdeformation mit jener der „frei-frei“-L1-Mode (vgl. Vorbetrachtung Abb. 2.15b) zu erkennen.

Ein großer Unterschied zur Vorbetrachtung ist die ausgeprägte Torsionsdeformation, die an den Blattspitzen in Abb. 2.19 auffällt. Die Eigenfrequenzverminderung durch Triebstrangeinfluss verringert den Abstand zur ersten Torsionseigenfrequenz und bewirkt daher die Kopplung zwischen RD_{L2} und der kollektiven Torsionsmode, die entsprechend mit RD_{T1} bezeichnet wird. Der Torsionsanteil in RD_{L2} sowie der Schwenkanteil in RD_{T1} sind in Tab. 2.6 durch Pfeile mit Strichlinien angedeutet. Auch bei RD_{L2} verfügen die Blätter über je einen Knoten der Schwenkbewegung, im Vergleich zu RD_{L1} liegt dieser aber deutlich weiter außen ($r/R \approx 0,75$). Weitere Knoten liegen im Hauptgetriebe nahe dem Sonnenrad der Planetenstufe sowie im Heckrotor, der nicht mitschwingt. Die wesentliche Deformation konzentriert sich auf den Rotormast. Dieser Flexibilität erlaubt eine ausgeprägte Schwingung der Rotornabe, während die Trägheiten des Triebstrangs nur geringe Amplituden aufweisen.

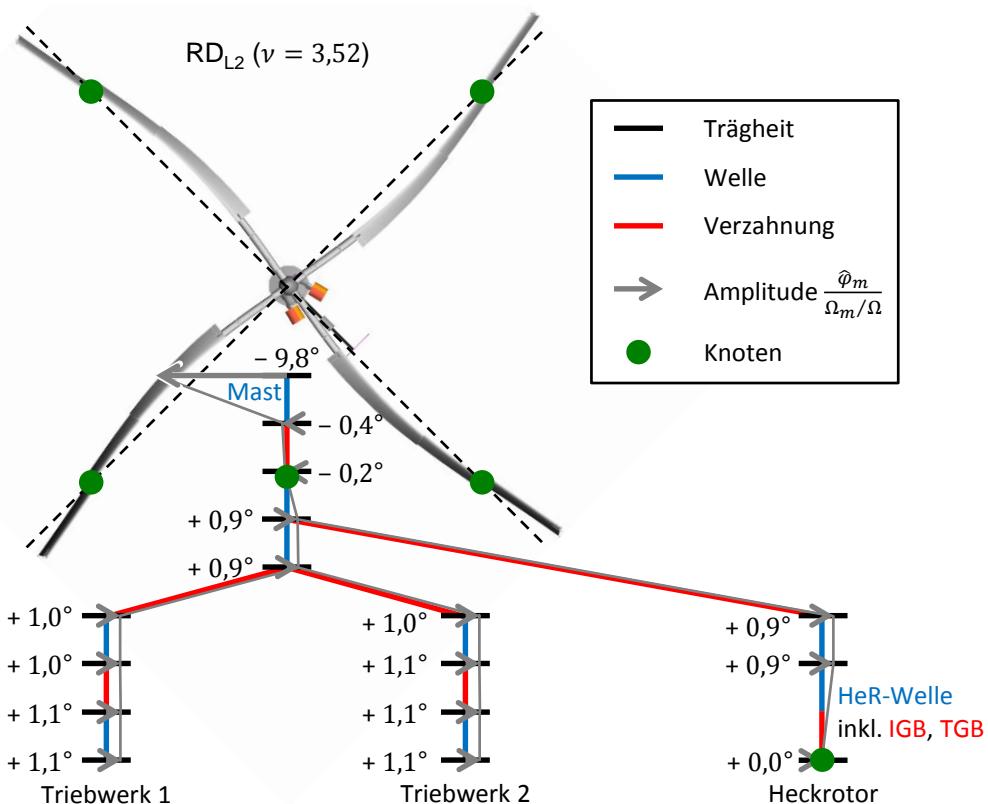


Abbildung 2.19: Eigenform der RD_{L2} -Mode

RD_{L3} -Mode

Die dritte kollektive Schwenkmode mit $\nu_{L3} = 11,33$ wird durch den Triebstrangeinfluss in die RD_{L3} -Mode mit $\nu_{RD_{L3}} = 7,87$ überführt (Frequenzverhältnis 0,69). Damit ist der Effekt endlicher Steifigkeit noch dominanter, der Effekt endlicher Trägheit noch unbedeutender als bei der RD_{L2} -Mode. Die Eigenform ist in Abb. 2.20 dargestellt. Je Rotorblatt treten zwei Knoten ($r/R \approx 0,38$ und $r/R \approx 0,83$) und ein Wendepunkt (etwa im inneren Knoten) der

Schwenkbewegung auf. Die Mastverformung ist im Vergleich zur Verformung des restlichen Triebstrangs außerordentlich groß. Die Amplituden der Triebstrangkomponenten unterhalb des Mastes sind im Verhältnis zur Amplitude der Rotornabe noch kleiner als bei der RD_{L2} -Mode.

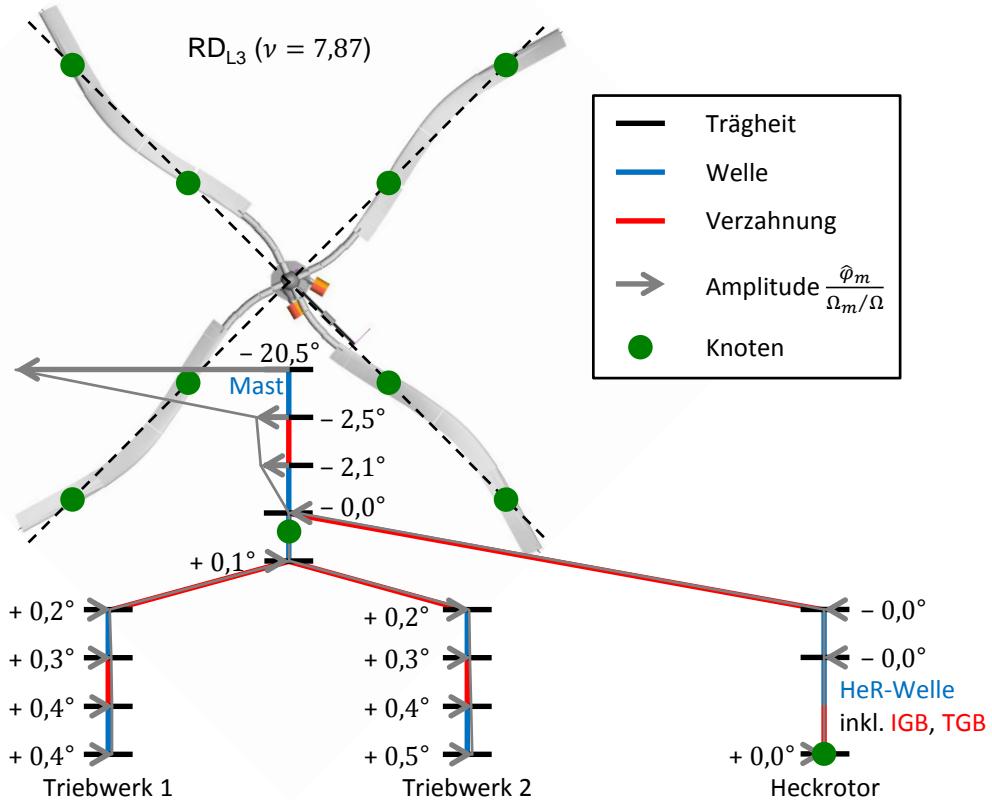


Abbildung 2.20: Eigenform der RD_{L3} -Mode

Weitere Rotor-Triebstrang-Moden

Da die Schlag-, Schwenk- und Torsionsdeformation der Rotorblätter miteinander gekoppelt sind, weisen auch Schlag- und Torsionsmoden Deformationen in Schwenkrichtung auf. Bei kollektiven Schlag- und Torsionsmoden führen Schwenkbiegeanteile im Blattwurzelbereich daher – wie auch bei den Schwenkmoden – zu einem Reaktionsmoment an der Rotornabe, das in Wechselwirkung mit dem Triebstrang steht. Im Vergleich zu den Schwenkmoden ist dieses Reaktionsmoment jedoch gering und die Beteiligung des Triebstrangs an der Schwingung sowie die Verschiebung der Eigenfrequenz im Vergleich zum Basismodell wesentlich kleiner. Die Eigenfrequenz der kollektiven Torsionsmode $\nu_{T1} = 3,67$ wird durch den Triebstrang um lediglich 0,3 % auf $\nu_{RD_{T1}} = 3,68$ erhöht. Wie oben bereits erwähnt wurde, koppelt RD_{T1} dabei mit RD_{L2} . Der Triebstrangeinfluss auf die kollektiven Schlagmoden ist so gering, dass diese in Tab. 2.6 nicht umbenannt werden, F1 bis F4 also jeweils vierfach erhalten bleiben. Schließlich

gibt es noch (Rotor-) Triebstrang-Moden, die keine wesentliche Hauptrotordeformation aufweisen. Dies sind RD_{HeR} (Schwingung des Heckrotors gegen den Hauptrotor, $\nu_{RD_{HeR}} = 0,60$) sowie RD_{TW} (Schwingung der Triebwerk-Niederdruckrotoren gegeneinander, $\nu_{RD_{TW}} = 8,62$). Die Eigenformen RD_{T1}, RD_{HeR} und RD_{TW} sind in Anhang H dargestellt.

2.3.5 Sensitivitätsanalyse der Rotor-Triebstrang-Moden

Die Bo105-Referenzkonfiguration wurde nach bestem Wissen modelliert. Gleichwohl sind Ungenauigkeiten der errechneten Parameter nicht auszuschließen. Da keine experimentellen Validierungsdaten der Rotor-Triebstrang-Moden vorliegen, wird im Folgenden die Sensitivität der Eigenfrequenzen bezüglich ausgewählter Parameter untersucht. Darüber hinaus wird die Dämpfung der Rotor-Triebstrang-Moden in Abhängigkeit der strukturellen Dämpfung der Rotorblätter sowie der Schwenkgelenkdämpfung untersucht.

Einfluss der Blatteigenschaften und Blattstellungen auf die Eigenfrequenzen

Im Gegensatz zu den Moden in den Vorbetrachtungen (Kap. 2.3.1 bis Kap. 2.3.3) weisen die Rotor-Triebstrang-Moden in Kap. 2.3.4 Kopplungen zwischen Schlag-, Schwenk- und Torsionsverformungen auf. Abb. 2.21 zeigt schematische Skizzen, die die nachfolgenden Beschreibungen dieser Kopplungen ergänzen. Um den Einfluss der Kopplungen auf die Eigenfrequenzen der Rotor-Triebstrang-Moden zu bestimmen, werden Parameter variiert, die bekanntermaßen ausschlaggebend für die Kopplungseffekte sind.

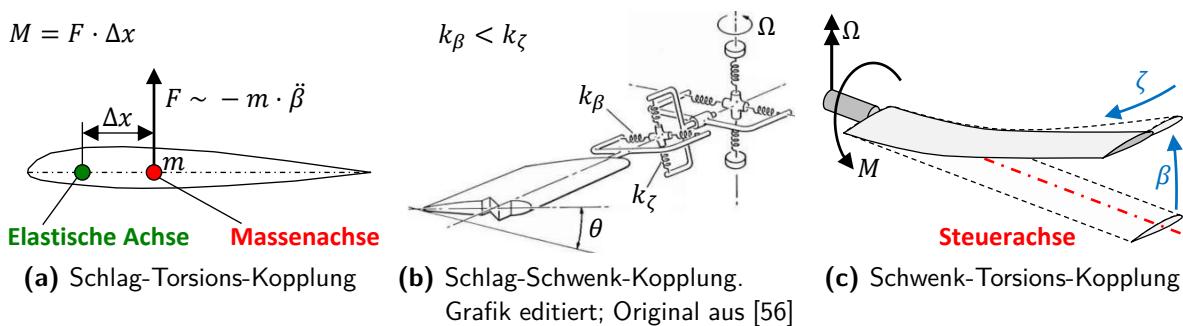


Abbildung 2.21: Prinzipdarstellungen zur Erklärung der Kopplungen zwischen den Blattverformungen

- Die Ablage Δx zwischen Massenachse und elastischer Achse beeinflusst maßgeblich die Schlag-Torsions-Kopplung, da die in Schlagrichtung beschleunigte Masse m gleichzeitig ein Torsionsmoment M um die elastische Achse bewirkt (vgl. Abb. 2.21a). Wie in [35] gezeigt wurde, ist unter den Rotor-Triebstrang-Moden lediglich RD_{T1} sensitiv bezüglich Δx , und dies nur aufgrund der Änderung der T1-Mode des Basismodells, die bei $\Delta x \neq 0$ m mit der F2-Mode desselben koppelt. Da kein nennenswerter Einfluss auf die im Fokus stehende Schwenkbewegung (L1/RD_{L1}, L2/RD_{L2}) besteht, wird Δx nicht weiter betrachtet.

- b) Bei gelenklosen Rotoren wie dem der Bo105 bewirkt ein Blatteinstellwinkel $\theta \neq 0^\circ$ die Verkopplung von Schlag- und Schwenkbewegung. Der flexible Blatthals weist unterschiedliche Steifigkeiten k_β und k_ζ in Schlag- und Schwenkrichtung auf (siehe Abb. 2.21b), sodass bei Verdrehung des Querschnitts um θ schiefe Biegung auftritt. Blattverformungen in der Rotorebene bewirken dann neben dem Schwenkmoment gleichzeitig ein Schlagmoment, Verformungen senkrecht dazu neben dem Schlagmoment ein Schwenkmoment. Dieses als „elastic coupling“ bekannte Phänomen ist nicht mit der Kopplung durch Corioliskräfte²² zu verwechseln. Die resultierenden Eigenfrequenzen für Einstellwinkel im Bereich $\theta = -10...+20^\circ$ zeigt Abb. 2.23a links. Bei betragsmäßig großen Einstellwinkeln sind Änderungen gegenüber der Referenzkonfiguration erkennbar, aber nicht signifikant. Die Eigenfrequenzverschiebungen von L1 und L2 durch Schlag-Schwenk-Kopplung sind offenbar so gering, dass auch die zugehörigen Koppelmoden RD_{L1} und RD_{L2} kaum beeinflusst werden.
- c) Unter Durchbiegung in Schlagrichtung (symbolisiert durch β) bewirken Schwenkverformungen (symbolisiert durch ζ) ein Torsionsmoment M um die Steuerachse (Abb. 2.21c). Besonders beim gelenklosen Rotor mit weichem Blatthals²³ wirkt sich dieses auf die Torsionsverformung des Blattes aus. Bei Modalanalyse im Vakuum ohne Schwerkraft kann die Schlagdurchbiegung und damit die Schwenk-Torsions-Kopplung durch Modifikation des Schlagkonuskewels β_p verändert werden. In Abb. 2.23a rechts sind die Eigenfrequenzen für $\beta_p = 0...7,5^\circ$ dargestellt. Unter den Basismoden wird T1 am stärksten beeinflusst: ν_{T1} steigt mit wachsendem β_p an. Insbesondere führt jedoch erst ein von Null verschiedener Winkel β_p zu voneinander abweichenden Eigenfrequenzen $\nu_{RD_{T1}} > \nu_{T1}$. Bei $\beta_p = 0^\circ$ gilt $\nu_{T1} = \nu_{RD_{T1}}$ und die kollektive Torsionsmode ist vom Triebstrang entkoppelt. In diesem Fall weist RD_{L2} auch keine Torsionsdeformationen auf, wie in Abb. 2.22 links mit Vergleich zum Referenzfall $\beta_p = 2,5^\circ$ rechts gezeigt wird. Die Durchbiegung in Schlagrichtung, die hier durch β_p variiert wird, bestimmt also wesentlich die Kopplung zwischen RD_{L2} und RD_{T1} . Die mit $\beta_p = 2,5^\circ$ im Vakuum auftretende Schlagbiegung wird im Flug durch Auftriebskräfte tendenziell zurückgestellt. Die tatsächliche Schlagbiegung variiert über den Rotorumlauf, ihr Mittelwert hängt von der Flugmasse und dem Lastvielfachen ab. Die im Flug auftretende Eigenform RD_{L2} könnte daher zwischen der linken und rechten Form in Abb. 2.22 liegen.

Einfluss der Triebstrangparameter auf die Eigenfrequenzen

Zwar wurden Triebstrangparameter bereits in den Vorbetrachtungen Kap. 2.3.1 bis Kap. 2.3.3 variiert, allerdings wurde dort lediglich die Schwenkverformung berücksichtigt. Ausgehend von der Bo105-Referenzkonfiguration wird hier die Auswirkung der Triebstrangparameter auf die Rotor-Triebstrang-Moden mit gekoppelter Schlag-, Schwenk- und Torsionsverformung im 4-

²²Die anhand Abb. 2.6 (S. 33) diskutierte Kopplung von Schlag- und Schwenkbewegung durch Corioliskräfte ist ein nichtlinearer Effekt, der bei der Modalanalyse mit vorheriger Linearisierung nicht identifizierbar ist.

²³Im Gegensatz zum lagerlosen Rotor mit Steuertüte (Bsp. Airbus H135) überträgt der Blatthals des gelenklosen Rotors Torsionslasten.

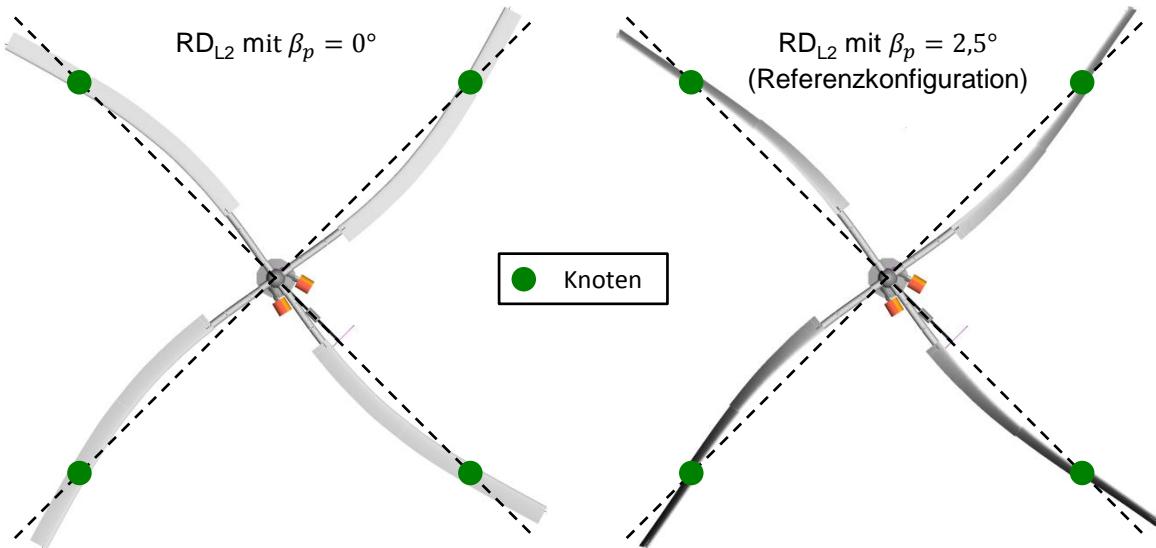


Abbildung 2.22: Einfluss des Schlagkonuswinkels β_p auf die Deformation des Rotors in der RD_{L2} -Mode

Blatt-Rotor analysiert. Anstelle des vollständigen Triebstrangmodells aus Kap. 2.1.2, das aus 16 Trägheits- und 15 Steifigkeitselementen besteht (im Folgenden auch „DT, vollst.“), wird zwecks handhabbarer Parametermengen wieder ein kondensiertes Triebstrangmodell $[J_{DT}, k_{DT}]$ gemäß Abb. 2.11 auf S. 40 eingesetzt. Jedoch werden J_{DT} und k_{DT} zunächst derart adaptiert, dass die resultierenden Eigenfrequenzen $\nu_{RD_{L1}}$ und $\nu_{RD_{L2}}$ genau mit denen des vollständigen Modells aus Tab. 2.6 (S. 45) übereinstimmen. Das Iterationsverfahren ist in Anhang E.3.1 beschrieben. In Abgrenzung zu den akkumulierten Parametern $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ der Voranalyse werden die adaptierten Parameter des kondensierten Modells mit $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^{ad}]$ bezeichnet. Die Werte werden in Tab. 2.7 miteinander verglichen. Während sich k_{DT}^{ad} kaum von k_{DT}^{akk} unterscheidet,

Tabelle 2.7: Adaptierte vs. akkumulierte Parameter des kondensierten Triebstrangmodells für 4-Blatt-Rotor

Bestimmungsmethode	J_{DT} (kgm^2)	k_{DT} (10^3 Nm/rad)
akkumuliert (akk)	205,00	446,40
adaptiert (ad)	165,55	446,67

ist J_{DT}^{ad} ca. 19 % kleiner als J_{DT}^{akk} . Grund dafür ist unter anderem die Trägheit des Heckrotors, die 13 % von J_{DT}^{akk} ausmacht, jedoch aufgrund der weichen Heckrotorwelle in Gegenphase zum Rest des Triebstrangs schwingt und daher nicht in die effektive Trägheit desselben eingeht. Als weitere, allgemein formulierte Ursache lässt sich die Verteilung der Trägheitselemente über den Triebstrang anführen: Sitzen Trägheiten nicht am unteren Ende der Feder k_{DT} sondern „in der Feder“, so ist ihre Schwingungsamplitude kleiner und die effektive Trägheit in Bezug auf das untere Ende somit geringer. Neben $\nu_{RD_{L1}}$ und $\nu_{RD_{L2}}$, für deren Werte J_{DT}^{ad} und k_{DT}^{ad} adaptiert wurden, wird auch $\nu_{RD_{T1}}$ mit einer Abweichung unter 0,01 % gegenüber dem vollständigen Modell sehr gut abgebildet. Die Moden RD_{TR} und RD_E entfallen mit dem kondensierten Triebstrangmodell. Abb. 2.23b zeigt die Eigenfrequenzen des Rotor-Triebstrang-

Systems in Abhängigkeit der Triebstrangparameter. Die Wertebereiche von J_{DT} und k_{DT} umfassen Abweichungen, die in Anbetracht von Modellierungsfehlern realistisch sind und wurden so erweitert (z. B. $k_{DT} = 180\% k_{DT}^{ad}$), dass interessante Kopplungsphänomene in der Umgebung der Referenzkonfiguration sichtbar werden.

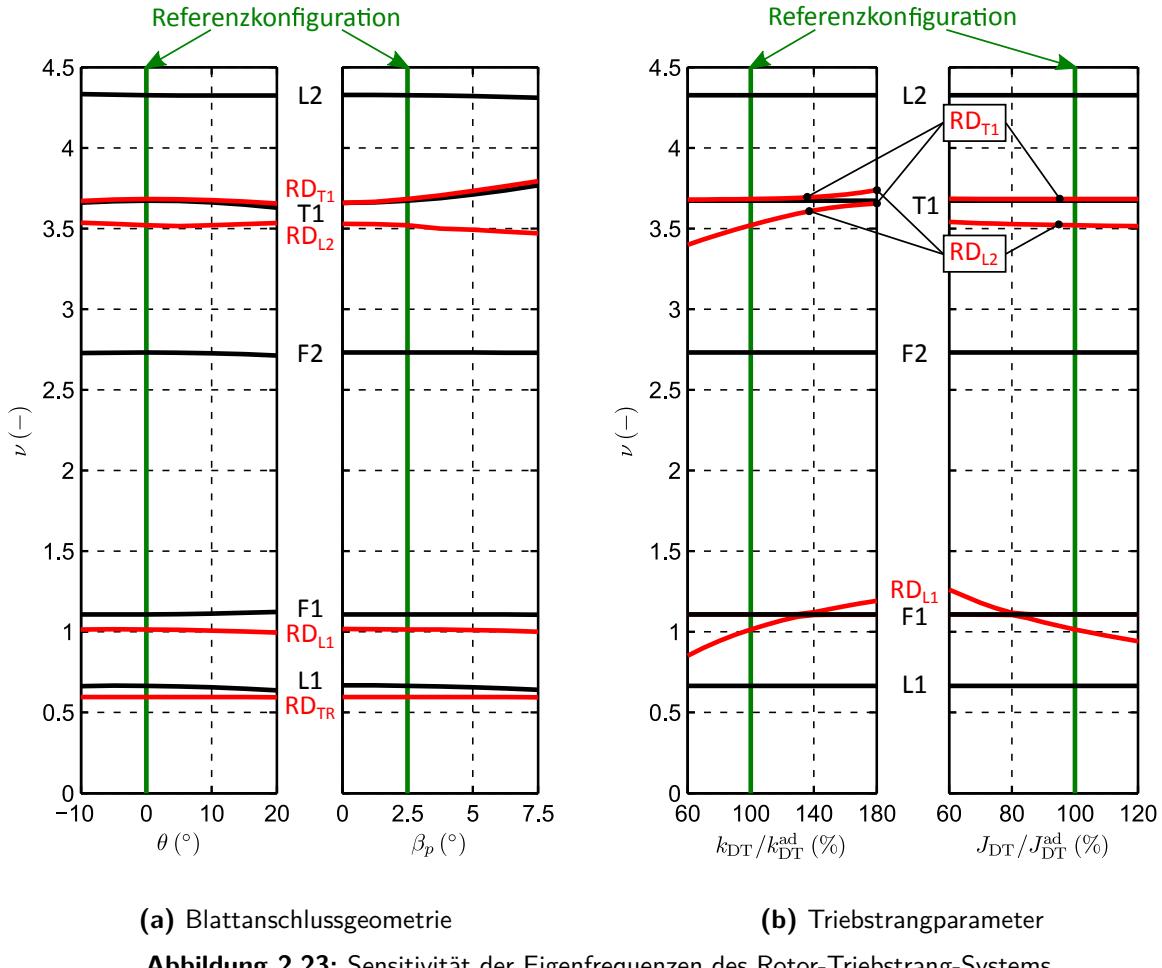


Abbildung 2.23: Sensitivität der Eigenfrequenzen des Rotor-Triebstrang-Systems

Konform zu den Vorbetrachtungen (siehe Abb. 2.16 auf S. 44) erhöht ein steigender Wert k_{DT} in Abb. 2.23b links sowohl $\nu_{RD_{L1}}$ als auch $\nu_{RD_{L2}}$. Bei $k_{DT} \approx 140\% k_{DT}^{ad}$ trifft $\nu_{RD_{L1}}$ die erste Schlagfrequenz $\nu_{F1} = 1,11$. Dort bestehen genau genommen zwei Koppelmoden, die jeweils Schlag-, Schwenk- und Triebstrangverformungen beinhalten. Zwischen 140% und 180% k_{DT}^{ad} verstärkt sich die Kopplung zwischen RD_{L2} und RD_{T1} maßgeblich. Die Moden verschwimmen dort und weisen große Schwenk-, Torsions- und Triebstrangverformungen auf. Im Zuge der Kopplung wechselt die Modenzuweisung: Bis 140% k_{DT}^{ad} gilt $\nu_{RD_{L2}} < \nu_{RD_{T1}}$, ab 180% k_{DT}^{ad} liegt RD_{L2} bei höherer Eigenfrequenz.

Von der J_{DT} -Variation (Abb. 2.23b rechts) ist gemäß der Erwartung aus Abb. 2.16 lediglich $\nu_{RD_{L1}}$ signifikant betroffen. Der Einfluss auf $\nu_{RD_{L2}}$ ist sehr klein, der auf $\nu_{RD_{T1}}$ verschwindend. Bei $J_{DT} \approx 80\% J_{DT}^{ad}$ koppelt RD_{L1} mit $F1$ wie oben beschrieben.

Dämpfung der Rotor-Triebstrang-Moden

Die modale Dämpfung der Basismoden in Abhängigkeit der Dämpfungsparameter f , d_L und d_T der Rotorblätter wurde bereits in Kap. 2.2.2 mit Abb. 2.10 (S. 39) untersucht. Analog wird hier die Dämpfung gekoppelter Rotor-Triebstrang-Moden behandelt. Dazu wird das vollständige Triebstrangmodell benutzt, wobei die Dämpfungen im Triebstrang unverändert bleiben. Die Dämpfungsparameter in den Rotorblättern werden wieder um die Referenzkonfiguration [$f = 2 \cdot 10^{-4}$ s, $d_L = 1100$ Nm/(rad/s), $d_T = 6,1$ Nm/(rad/s)] herum variiert. Abb. 2.24 zeigt die resultierenden Modaldämpfungen D der Rotor-Triebstrang-Moden. Wie auch bei den Basismoden hängt D linear von f ab. Verbleibende Dämpfung $D > 0$ bei $f = 0$ ist auf die Gelenkdämpfungen d_L und d_T , sowie in diesem Fall auch auf die Dämpfung im Triebstrang zurückzuführen. Die Quantifizierung des Anteils der Triebstrangdämpfung an der Gesamt-dämpfung der Rotor-Triebstrang-Moden folgt weiter unten.

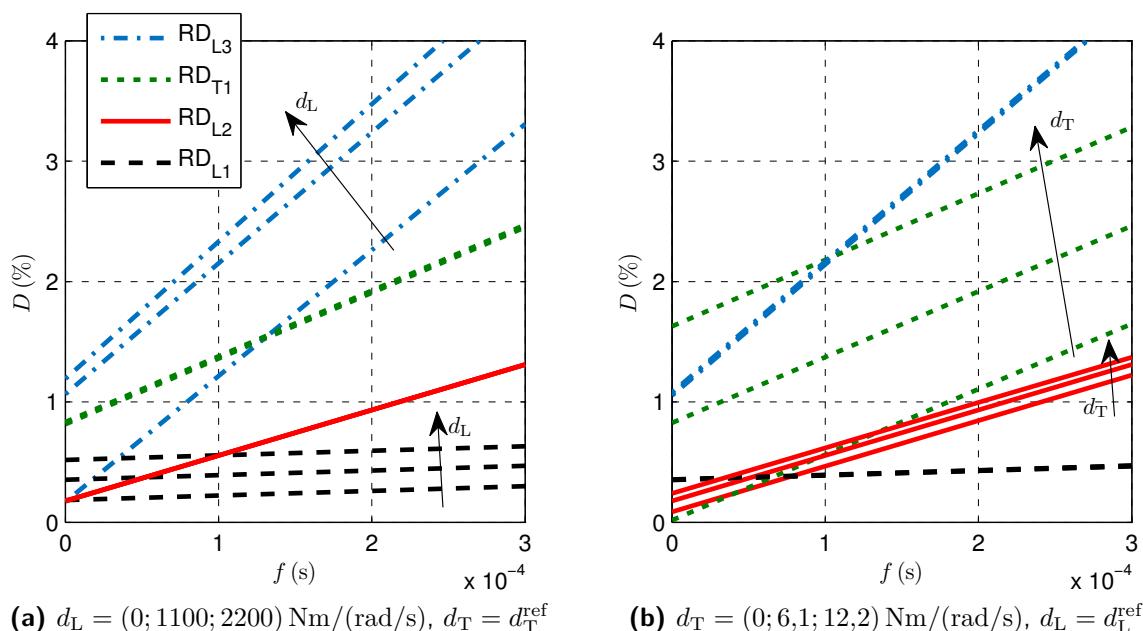


Abbildung 2.24: Modale Dämpfung D der Rotor-Triebstrang-Moden in Abhängigkeit des Dämpfungsfaktors f der flexiblen Blattsegmente sowie der Gelenkdämpfungen d_L und d_T bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{\text{ref}}$ im Vakuum. $d_L^{\text{ref}} = 1100$ Nm/(rad/s), $d_T^{\text{ref}} = 6,1$ Nm/(rad/s)

In Abb. 2.24a wird neben dem Dämpfungsfaktor f noch die Schwenkgelenkdämpfung d_L variiert. Diese beeinflusst $D_{RD_{L1}}$ und $D_{RD_{L3}}$, bemerkenswerterweise aber nicht $D_{RD_{L2}}$. Die drei roten Graphen für $d_L = (0; 1100; 2200)$ Nm/(rad/s) sind kongruent. Dieser Effekt ist mit der vergleichsweise geringen Schwenkbiegung von RD_{L2} im Blattwurzelbereich zu begründen, siehe Abb. 2.19 (S. 48). Entsprechend gering ist die Bewegung (und damit auch die Dämpfung) im Schwenkgelenk. Analog wurde bereits in [26] beobachtet, dass die Schwenkdämpfer zur Dämpfung von RD_{L2} nicht effektiv sind (siehe Beschreibung auf Seite 10). Auch die Dämpfung von RD_{T1} hängt nicht von d_L ab.

Die Variation der Torsionsgelenkdämpfung d_T (Abb. 2.24b) beeinflusst wie erwartet primär $D_{RD_{T1}}$, hat aber auch geringe Auswirkung auf $D_{RD_{L2}}$. Dies liegt an den in RD_{L2} auftretenden Torsionsdeformationen. $D_{RD_{L1}}$ und $D_{RD_{L3}}$ werden durch d_T nicht beeinflusst.

Um zu ergründen, welche Bedeutung die Dämpfung im Triebstrang für die Modaldämpfung der Rotor-Triebstrang-Moden hat, wird neben dem vollständigen Triebstrangmodell auch das kondensierte Triebstrangmodell an den Hauptrotor gekoppelt. Letzteres enthält kein Dämpferelement und trägt daher nicht zur Dämpfung der Rotor-Triebstrang-Moden bei. Die Modaldämpfungen werden in Tab. 2.8 unter Verwendung der Referenzkonfiguration der Dämpfungsparameter im Rotorblatt verglichen.

Tabelle 2.8: Modale Dämpfung D der Rotor-Triebstrang-Moden für $f = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$, $d_L = 1100 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$ und $d_T = 6,1 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$ mit vollständigem und kondensiertem Triebstrangmodell

Triebstrangmodell	Mode →	RD_{L1}	RD_{L2}	RD_{T1}	RD_{L3}
vollständig (Kap. 2.1.2)	$D_{\text{vollst}} (\%)$	0,43	0,93	1,92	3,24
kondensiert [$J_{DT}^{\text{ad}}, k_{DT}^{\text{ad}}$]	$D_{\text{kond}} (\%)$	0,28	0,84	1,91	3,08
	$D_{\text{kond}}/D_{\text{vollst}} (-)$	0,64	0,90	1,00	0,95

Für RD_{L1} beträgt die Modaldämpfung mit kondensiertem Modell nur noch 64 % der Dämpfung mit vollständigem Modell, der Einfluss der Triebstrangdämpfung ist also groß. Dies ist auf die große Beteiligung der Triebstrangelemente an der Eigenform RD_{L1} zurückzuführen, vgl. Abb. 2.18 (S. 47). Bei RD_{L2} [RD_{L3}] hingegen wird die Modaldämpfung mit kondensiertem Modell mit einer Abweichung von nur –10 % [–5 %] gegenüber dem vollständigen Modell abgebildet. Die Triebstrangdämpfung spielt hier also gegenüber der Dämpfung im Rotor eine untergeordnete Rolle.²⁴ Der Grund geht aus Abb. 2.19 auf S. 48 [Abb. 2.20 auf S. 49] hervor: Triebstrangverformungen spielen sich primär im Mast ab, der Rest des Triebstrangs trägt also auch kaum zur Dämpfung bei. Auf $D_{RD_{T1}}$ hat die Triebstrangdämpfung keine Auswirkung.

Insbesondere für die im weiteren Verlauf der Arbeit bedeutende RD_{L2} -Mode ist festzuhalten, dass der Großteil der strukturellen Dämpfung dem Hauptrotor entstammt.

Für die hier untersuchten Wertebereiche der Parameter f , d_L und d_T bleiben die modalen Dämpfungen der Rotor-Triebstrang-Moden stets unter 5 %, meist sogar unter 3 %. Derart kleine Dämpfungen verändern die Eigenfrequenzen und -formen der zugehörigen Moden im Vergleich zum ungedämpften Fall nur unwesentlich. Beim idealen System 2. Ordnung (siehe Anhang G) ergibt sich mit $D = 5 \%$ ein Verhältnis der Eigenfrequenzen (gedämpft/ungedämpft) von $\sqrt{1 - D^2} = 0,999$. Die Analysen der Eigenfrequenzen und -formen der Rotor-Triebstrang-Moden, die auf der Referenzkonfiguration der Dämpfungen im Rotorblatt basieren, bleiben daher auch bei Modifikation der Dämpfungen in den untersuchten Wertebereichen gültig.

²⁴Sowohl die Dämpfung im Triebstrang (Kap. 2.1.2) als auch die Dämpfung im Hauptrotor (Kap. 2.2.2) wurde anhand von Empfehlungen bzw. „üblichen Werten“ modelliert. Streng genommen ist eine Aussage zur Bedeutung der Dämpfungen aus Triebstrang und Rotor erst nach experimenteller Untersuchung derselben zu treffen, welche im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht möglich war.

2.4 Fazit: Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkmoden

Über den Freiheitsgrad der Nabendrehung wirkt sich der Triebstrang auf die Schwenkmoden des Rotors aus. Die wissenschaftliche Teilfrage 1 wird durch Bestätigung der Arbeitshypothese 1a beantwortet:

Die Modifikation struktureller Eigenmoden des Rotors gegenüber dem Basismodell lässt sich systematisch den Triebstrangeigenschaften *Trägheit* und *Steifigkeit* zuschreiben, deren Auswirkungen voneinander abgrenzbar sind.



- Ausgehend vom Basismodell, das durch unendliche Triebstrangträgheit J_{DT} repräsentiert wird, bewirkt die Reduktion von J_{DT} den Anstieg der Eigenfrequenzen aller kollektiven Schwenkmoden. Dabei werden die Eigenformen L_i des Basismodells in die L_i -Eigenformen mit „frei-frei“-Randbedingung des Schwenkbiegemoments überführt. Die Anwendung einer realistischen Trägheit beeinflusst jedoch nur die erste kollektive Schwenkmode maßgeblich. Ein Effekt auf die höheren kollektiven Schwenkmoden würde eine um mindestens eine Größenordnung kleinere Trägheit erfordern.
- Die Reduktion der Triebstrangsteifigkeit k_{DT} von ∞ (Basismodell) auf realistische Werte führt zur Reduktion der Eigenfrequenzen aller kollektiven Schwenkmoden. Die Eigenformen L_i des Basismodells werden in die $L(i-1)$ -Eigenformen mit „frei-frei“-Randbedingung des Schwenkbiegemoments überführt. Im Gegensatz zur Trägheit wirkt sich eine realistische Steifigkeit auch auf die höheren Schwenkmoden aus.

Die Kopplung des Triebstrangs mit dem Hauptrotor der Bo105 hat folgende Auswirkungen: Die erste kollektive Schwenkmode wird in die RD_{L1} -Mode mit einer Eigenfrequenzverhöhung auf das 1,53-fache überführt. Damit dominiert der Einfluss endlicher Triebstrangträgheit. Im Gegensatz dazu wird die zweite kollektive Schwenkmode primär durch den Effekt endlicher Steifigkeit beeinflusst. Sie wandelt sich mit einer Eigenfrequenzverminderung auf das 0,82-fache in die RD_{L2} -Mode um. Auch die kollektive T1-Mode kann durch Schwenk-Torsions-Kopplung in Interaktion mit dem Triebstrang treten (RD_{T1}). Die Kopplungsintensität zwischen RD_{L2} und RD_{T1} hängt dabei maßgeblich von der Nähe der zugehörigen Eigenfrequenzen und damit (durch die Wirkung von k_{DT} auf $\nu_{RD_{L2}}$) von der Triebstrangsteifigkeit ab. Auf die kollektiven Schlagmoden und alle nicht kollektiven Moden (beim 4-Blatt-Rotor: longitudinal, lateral, differentiell) hat der Triebstrang keinen Einfluss.

3 Weitere Modelle und Simulationsprozess

Das Rotor-Triebstrang-System wird im Wesentlichen durch die an Haupt- und Heckrotor wirkenden Luftlasten sowie die Antriebsmomente der Triebwerke belastet. Dieses Kapitel behandelt die zur Berechnung dieser Lasten notwendigen Modelle sowie den Simulationsprozess, der alle Modelle miteinander koppelt. Mit diesem Prozess wird das dynamische Antwortproblem einschließlich der Wechselwirkungen zwischen strukturellem Rotor-Triebstrang-System, Aerodynamik und Triebwerken gelöst.

Zur Beschreibung von Größen im stehenden System werden die beiden in Abb. 3.1 skizzierten Koordinatensysteme verwendet. Die z -Achse des geodätischen Koordinatensystems ist kollinear mit der Erdbeschleunigung \vec{g} . In diesem System (auch erdfestes, Inertial-, Windkanalsystem) wird die freie Anströmung $\vec{V}_\infty^g = (u_\infty^g, 0 \text{ m/s}, 0 \text{ m/s})^T$ beschrieben und deshalb mit Index g gekennzeichnet. Der Vorwärtsflug entspricht in dieser „Windkanalkonfiguration“ einer Luftströmung in Richtung der negativen x -Achse, also $u_\infty^g < 0 \text{ m/s}$.

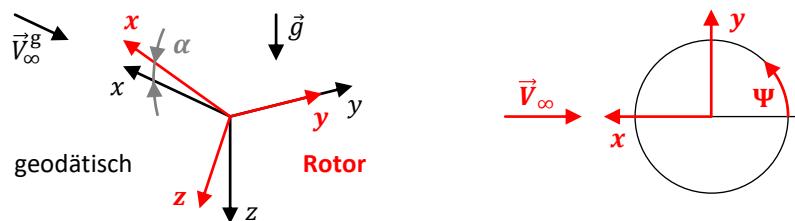


Abbildung 3.1: Geodäisches und Rotorkoordinatensystem

Das Rotorkoordinatensystem ist um den Rotoranstellwinkel α relativ zum geodätischen System gedreht (gezeigt: $\alpha > 0^\circ$). Die Windgeschwindigkeit im Rotorkoordinatensystem ist

$$\vec{V}_\infty = (u_\infty, v_\infty, w_\infty)^T = (u_\infty^g \cdot \cos \alpha, 0 \text{ m/s}, u_\infty^g \cdot \sin \alpha)^T. \quad (3.1)$$

Zur Vermeidung des negativen Vorzeichens wird $U_\infty = -u_\infty$ eingeführt. Größen, die *nicht* mit Index g versehen sind, werden standardmäßig im Rotorkoordinatensystem angegeben, dessen z -Achse die negative Drehachse des Rotormastes ist. Zu diesen Größen gehören der Fortschrittsgrad $\mu = U_\infty / (\Omega R)$, der Rotorschub T , die Rotormomente M_x , M_y und M_z sowie die induzierten Geschwindigkeiten \vec{V}_{ind} . Von der hinteren Position aus zählt der Rotorazimut Ψ von oben blickend gegen den Uhrzeigersinn positiv, was der Drehrichtung des Rotors entspricht (vgl. auch Abb. 1.4 auf Seite 5).

3.1 Aerodynamik

Zweifellos ist CFD die bestmögliche Modellierung der Aerodynamik. Jedoch erfordert die Strömungsberechnung mit CFD selbst unter Einsatz moderner Großrechner noch einen erheblichen zeitlichen und finanziellen Aufwand, der die mögliche Anzahl an Rechenfällen (variierende Flugzustände oder Parameter) stark begrenzt. Aus diesem Grund wird ein einfacheres Modell auf Basis der Blattelementtheorie verwendet. Zur Berechnung der Luflasten wird das Rotorblatt radial diskretisiert. Dazu wird in dieser Arbeit die Methode konstanter Ringflächen angewendet, d. h. die Blattelementbreite dr nimmt – wie in Abb. 3.2 dargestellt – nach außen hin ab. Der profilierte Bereich des Bo105-Rotorblattes beginnt bei $r/R = 0,22$ und wird in 20 Blattelemente unterteilt. Die aerodynamische Diskretisierung unterscheidet sich von der strukturellen Diskretisierung, vgl. Abb. 2.7 auf S. 36. An jedem Blattelement werden Auftrieb, Widerstand

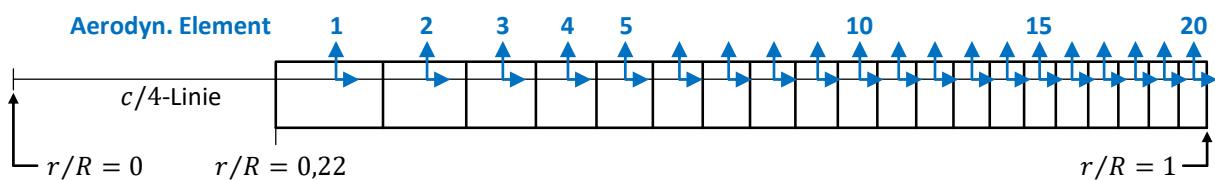


Abbildung 3.2: Aerodynamische Diskretisierung des Bo105-Rotorblattes

und Nickmoment der zweidimensional behandelten Profilumströmung berechnet. Benachbarte Blattelemente beeinflussen sich dabei nicht gegenseitig. Die induzierten Geschwindigkeiten \vec{V}_{ind} müssen durch ein separates Abwindmodell bestimmt und der freien Anströmung \vec{V}_∞ überlagert werden. Darauf aufbauend resultiert die Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Blattelement durch Subtraktion der Blattelementbewegung relativ zum Rotorkoordinatensystem, welche sich wiederum aus Rotordrehung und Blattdynamik zusammensetzt. Mit der Anströmgeschwindigkeit \vec{V} der Blattelemente wird im Folgenden eben diese Relativgeschwindigkeit bezeichnet, allerdings ausgedrückt im blattelementeigenen Profilkordinatensystem. Die Aerodynamikmodelle werden im Versatile Aeromechanics Simulation Tool (VAST) gerechnet, das im DLR-Institut für Flugsystemtechnik entwickelt wird [57]. Folgende Annahmen werden getroffen:

- Die Rumpfumströmung wird vernachlässigt. Damit entfällt ihr Einfluss auf das Geschwindigkeitsfeld des Hauptrotors sowie die Erhöhung des benötigten Rotorschubs durch die Abtriebskraft des umströmten Rumpfes.
- Wenn nicht anders beschrieben, herrschen die Umgebungsbedingungen der internationalen Standardatmosphäre (ISA).

3.1.1 Luflasten

Die Strömungszustände am Rotorblatt variieren stark, wie in Abb. 1.11a auf S. 16 illustriert ist. Sie umfassen weite Machzahlbereiche mit entsprechenden Kompressibilitätseffekten, große

Anstellwinkeländerungen mit Strömungsablösungen und Rückanströmung sowie Schräganströmung. Zur Erfassung all dieser Effekte in ein und demselben Luftlastenmodell bestimmte LEISS [58] die aerodynamischen Beiwerte der reibungsbehafteten, kompressiblen und instationären Strömung auf Basis einer semi-empirischen, analytischen Formulierung. Gegenüber der „klassischen“ Formulierung von Luftlasten des Blattelements der Breite dr (Beispiel Auftrieb: $dA = C_A(\alpha) \cdot \frac{\rho}{2} V^2 \cdot c dr$) unterscheiden sich die Beiwerte nach LEISS folgendermaßen:

- Beiwerte werden nicht tabellarisch hinterlegt, sondern durch Koeffizienten analytischer Funktionen bestimmt, denen drei verschiedene Strömungsmodelle zugrunde liegen (vgl. Abb. 3.3). Dies sind die vollständig abgelöste Strömung, die abgelöste zirkulatorische Strömung sowie die anliegende zirkulatorische Strömung. Alle Funktionen werden simultan in allen Strömungszuständen ausgewertet, sodass weder der Gültigkeitsbereich des Modells verlassen wird, noch ein Umschalten zwischen den Modellen erforderlich ist.
- Entdimensionalisierung mit Schallstaudruck $\frac{\rho}{2} a^2$ statt lokalem Staudruck $\frac{\rho}{2} V^2$
- Zerlegung des Kraftvektors in Normal- und Tangentialkraft (Profilkoordinatensystem) statt in Auftriebs- und Widerstandskraft (aerodynamisches Koordinatensystem)
- Beiwerte sind Funktionen der Machzahlkomponenten im Profilkoordinatensystem statt des Anstellwinkels, z. B. $C_A(M_{ax}, M_{ay}, M_{az})$ statt $C_A(\alpha)$. Im Gegensatz zum Anstellwinkel, der von 180° auf -180° springen kann, unterliegen die Machzahlkomponenten lediglich stetigen Änderungen, was die analytische Beschreibung deutlich vereinfacht.

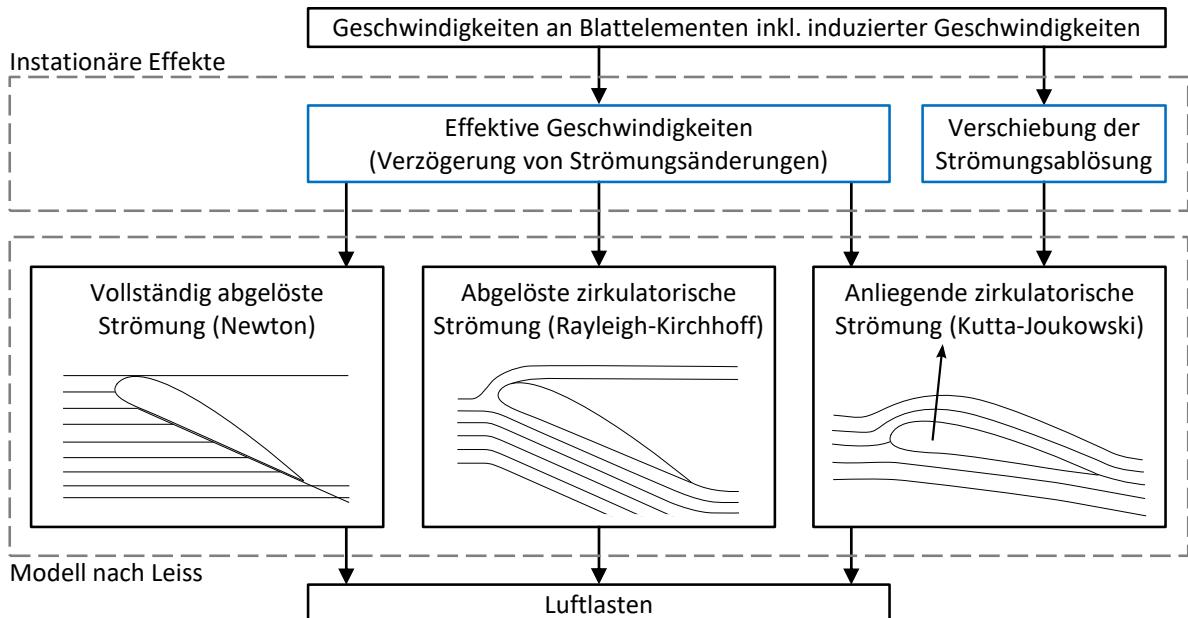


Abbildung 3.3: Modellierung der Luftlasten nach LEISS. Darstellungen der Strömungsmodelle aus [59]

Neben der Berücksichtigung der oben genannten Effekte eignet sich das LEISS-Modell zur Modellierung instationärer Aerodynamik, da verschiedene instationäre Phänomene den verschiedenen Strömungsmodellen zuzuordnen sind. Die Verzögerung von Strömungsänderungen

(bei zirkulatorischer Strömung: Verzögerung der Zirkulation), die zu Hysteresen in der Auftriebspolare $C_A(\alpha)$ führt, betrifft alle Strömungsmodelle. Die Verschiebung der Strömungsablösung wirkt sich hingegen lediglich auf die anliegende zirkulatorische Strömung aus. Die als „dynamic stall“ bekannte periodische Strömungsablösung, die bei großem Fortschrittsgrad und großer Blattbeladung auftritt, kann daher – wenn auch in sehr vereinfachter Form – abgebildet werden.

LEISS entwickelte und validierte das Luftlastenmodell anhand des Profils NACA 0012. VAN DER WALL [60,61] identifizierte die Modellparameter für das NACA 23012-Profil (mit Quetschkante) der Bo105-Rotorblätter und führte dabei weitere funktionale Zusammenhänge und zugehörige Parameter ein. Dazu gehört beispielsweise die Modellierung der Vorderkantenablösung sowie ein modifizierter Einfluss der Schräganströmung, welche die Strömungsablösung zu größeren Anstellwinkeln verschiebt und damit auftriebserhaltend wirkt.

Die Verzögerung der Zirkulation wurde im LEISS-Modell ursprünglich durch Superposition sogenannter Indicialfunktionen¹ berechnet. Zur Implementierung des Luftlastenmodells in VAST modellierte MINDT [63] die Verzögerung stattdessen durch ein Zustandsraummodell, das von LEISHMAN [64] entwickelt wurde. MINDT wendete die Verzögerung nicht auf die Luftlasten, sondern bereits auf die Geschwindigkeiten an (sog. effektive Geschwindigkeiten), die dem LEISS-Modell als Eingang zugeführt werden. Ähnlich modellierte MINDT auch die Verschiebung der Strömungsablösung, sodass die von der Historie abhängigen instationären Effekte allesamt durch eine in VAST lösbare Zustandsraumdarstellung abgebildet werden (vgl. Abb. 3.3: „Instationäre Effekte“).

Zu den im LEISS-Modell abgebildeten Phänomenen zählt *nicht* der 3D-Effekt des Auftriebsverlustes an der Blattspitze. Abhängig vom eingesetzten Abwindmodell (Beschreibungen folgen in Kap. 3.1.2) wird der Blattspitzenverlust entweder implizit durch das Abwindmodell berücksichtigt oder muss explizit im Luftlastenmodell nachmodelliert werden. In letzterem Fall werden die Auftriebskräfte² durch einen Faktor Q korrigiert, der gemäß einer auf PRANDTL zurückgehenden Formulierung in [65, S. 266–269] bestimmt wird:

$$Q(r) = \frac{2}{\pi} \cdot \arccos \left[\exp \left(-\frac{n_b}{2} \cdot \frac{R-r}{r |\sin \phi(r)|} \right) \right] \quad (3.2)$$

Demnach hängt der Auftriebsverlust von der Blattzahl n_b , der Radialstelle r und dem Einströmwinkel ϕ ab. Gl. 3.2 unterscheidet sich geringfügig von der ursprünglichen, für Propeller vorgesehenen Formel in [65]. Zum einen wird zur Berechnung des Einströmwinkels anstelle der Fluggeschwindigkeit des Flugzeugs lediglich die induzierte Geschwindigkeit genutzt: $\tan \phi(r) = w_{\text{ind}}(r)/(\Omega r)$. Zum anderen steht $|\sin \phi|$ anstelle von $\sin \phi$ im Nenner, da in Hubschrauberrotoren auch Aufwindbereiche mit $\phi < 0^\circ$ auftreten, für welche die arccos-Funktion ohne Betragsbildung von $\sin \phi$ nicht mehr auswertbar wäre.

¹Als „indicial lift“ [„indicial moment“] wird im englischen Sprachgebrauch die Antwort des Auftriebs [Luftkraftmoments] auf einen Sprung des Abwinds (bzw. Anstellwinkels, Anm. d. Verf.) bezeichnet. [62, S. 335]

²Die Blattspitzenkorrektur wird tatsächlich auf die Auftriebskraft, nicht die Normalkraft, angewendet. Zur Berechnung werden Normal- und Tangentialkraft in Auftriebs- und Widerstandskraft transformiert, der Auftrieb korrigiert, und die Kräfte anschließend wieder rücktransformiert.

Das oben beschriebene Luftlastenmodell wird ausschließlich auf den Hauptrotor angewendet. Die Luftlasten am Heckrotor werden vereinfacht in Form des resultierenden Abtriebsmoments modelliert, da die Dynamik des Heckrotors über seine Drehmasse hinaus in dieser Arbeit nicht von Relevanz ist.

3.1.2 Induzierter Abwind

Das Luftlastenmodell berechnet die aerodynamischen Lasten auf Basis der lokalen Anströmung der Blattelemente, erfasst jedoch nicht die Rückwirkung der Lasten auf die Anströmung. Dies ist die Aufgabe des Abwindmodells. Die vielen, aus der Literatur bekannten Abwindmodelle unterscheiden sich durch die abbildbare Variation der induzierten Geschwindigkeit \vec{V}_{ind} in Raum und Zeit. In dieser Arbeit sind die interessierenden Punkte im Raum dabei die Aufpunkte, an denen die Luftlasten der Blattelemente aufgeprägt werden. Unter Vernachlässigung der durch Schlagkonusswinkel und Blattdynamik verursachten Auslenkungen liegen diese Punkte in der Rotorebene. Die Strömungsgeschwindigkeit an den Aufpunkten im Rotorkoordinatensystem ist die Summe aus freier Anströmung \vec{V}_∞ und Abwind \vec{V}_{ind} .

Das denkbar einfachste Abwindmodell liefert einen räumlich und zeitlich konstanten Abwind w_{ind} senkrecht zur Rotorebene, der dimensionslos als induzierter Durchflussgrad $\lambda_{\text{ind}} = w_{\text{ind}}/(\Omega R)$ angegeben wird. Solch ein Modell ist z. B. für Leistungsberechnungen einsetzbar. Die räumliche Variation des Abwinds in der Rotorebene kann durch Funktionen $\lambda_{\text{ind}}\left(\frac{r}{R}, \Psi\right)$ in Abhängigkeit des Radius und des Rotorazimuts berücksichtigt werden. Für die Simulation von Manövern oder für rotordynamische Analysen in hohen Frequenzbereichen ist darüber hinaus die zeitliche Variation in der Form $\lambda_{\text{ind}}\left(\frac{r}{R}, \Psi, \Omega t\right)$ mit der dimensionslosen Zeit Ωt Rechnung zu tragen. Diese Formulierungen für λ_{ind} erfassen i. d. R. keine 3D Strömungsphänomene, sodass der Auftriebsverlust an der Blattspitze – ein wichtiger 3D-Effekt – meist durch einen Korrekturfaktor Q gemäß Gl. 3.2 im Luftlastenmodell zu berücksichtigen ist. Für eine genauere Modellierung des Abwinds, die nicht lediglich auf die Komponente w_{ind} senkrecht zur Rotorebene beschränkt ist, können Wirbelmodelle eingesetzt werden, die das 3D Wirbelsystem des Rotornachlaufs abbilden. Blattspitzenverluste werden dabei durch die an der Blattspitze abgehenden Randwirbel implizit berücksichtigt, sodass die explizite Auftriebskorrektur entsprechend Gl. 3.2 im Luftlastenmodell entfällt.

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Abwindmodelle eingesetzt. Dies ist zum einen das generalisierte dynamische Abwindmodell „Generalized Dynamic Wake“, kurz GDW, welches Abwind senkrecht zur Rotorebene in der Form $\lambda_{\text{ind}}\left(\frac{r}{R}, \Psi, \Omega t\right)$ liefert. Zum anderen wird ein höherwertiges, freies Wirbelmodell („Free Wake“, kurz FW) verwendet. Beide Modelle werden im Folgenden vorgestellt.

Generalisiertes dynamisches Abwindmodell (GDW)

Das von HE [66] entwickelte GDW-Modell ist ein instationäres Abwindmodell mittlerer Genauigkeit, das auf den physikalischen Prinzipien der inkompressiblen Potentialströmung sowie

der Strahltheorie basiert. Die induzierten Geschwindigkeiten senkrecht zur Rotorebene werden durch den Ansatz [66, S. 23]

$$\lambda_{\text{ind}} \left(\frac{r}{R}, \Psi, \Omega t \right) = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{i=p+1, p+3, \dots}^{\infty} \Phi_i^p \left(\frac{r}{R} \right) [\alpha_i^p(\Omega t) \cos(p\Psi) + \beta_i^p(\Omega t) \sin(p\Psi)] \quad (3.3)$$

beschrieben. $\alpha_i^p(\Omega t)$ und $\beta_i^p(\Omega t)$ sind die zeitabhängigen Koeffizienten der Fourierreihe, mit der die azimutale Abwindverteilung abgebildet wird. Sie stellen die Zustände des GDW-Modells dar. In der praktischen Anwendung wird die Fourierreihe bei einer bestimmten Ordnung p abgebrochen, deren Wahl vom interessierenden Frequenzbereich der Untersuchung abhängt. Die radiale Abwindverteilung wird durch zeitunabhängige Polynome $\Phi_i^p \left(\frac{r}{R} \right)$ beschrieben, die auf den Legendre-Polynomen basieren. Die zu einer Harmonischen p gehörenden Polynomnummern sind $i = p+1, p+3, \dots$, es wird also jedes zweite Polynom ausgelassen. Bei dieser Indizierung ist zu beachten, dass das i -te Polynom die Ordnung $i-1$ hat, die höchste darin auftretende Potenz also $(r/R)^{(i-1)}$ ist.

Die Zeitverläufe der Zustände $\alpha_i^p(\Omega t)$ und $\beta_i^p(\Omega t)$ werden durch Integration des gewöhnlichen Differentialgleichungssystems erster Ordnung [66, S. 23]

$$\begin{aligned} \mathbf{M}^{\cos} \begin{pmatrix} \vdots \\ \dot{\alpha}_i^p \\ \vdots \end{pmatrix} + [\mathbf{L}^{\cos}]^{-1} \begin{pmatrix} \vdots \\ \alpha_i^p \\ \vdots \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \vdots \\ \kappa_i^{p,\cos} \\ \vdots \end{pmatrix} \\ \mathbf{M}^{\sin} \begin{pmatrix} \vdots \\ \dot{\beta}_i^p \\ \vdots \end{pmatrix} + [\mathbf{L}^{\sin}]^{-1} \begin{pmatrix} \vdots \\ \beta_i^p \\ \vdots \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \vdots \\ \kappa_i^{p,\sin} \\ \vdots \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.4)$$

ermittelt, das in den Cosinus-Teil für die Zustände α_i^p und den Sinus-Teil für die Zustände β_i^p aufgeteilt ist. \mathbf{M}^{\cos} und \mathbf{M}^{\sin} repräsentieren jeweils die kinetische Energie des Abwindfeldes und können daher als scheinbare Massenmatrizen bezeichnet werden. Die Matrizen \mathbf{L}^{\cos} und \mathbf{L}^{\sin} stellen den Zusammenhang zwischen der räumlichen Druckverteilung und dem Abwind in der quasi-stationären Strömung her. Sie werden daher quasi-stationäre Abwindmatrizen genannt. Auf die in [66] beschriebene Bestimmung von \mathbf{M}^{\cos} , \mathbf{M}^{\sin} , \mathbf{L}^{\cos} und \mathbf{L}^{\sin} wird in dieser kurzen Vorstellung des GDW-Modells nicht weiter eingegangen.

Auf der rechten Seite von Gl. 3.4 stehen die Anregungsterme $\kappa_i^{p,\cos}$ und $\kappa_i^{p,\sin}$, die in [66] als Druckkoeffizienten bezeichnet werden. Sie gehen in jedem Zeitschritt unmittelbar aus den wirkenden Auftriebsstreckenlasten³ $q_{A,j}$ der Blätter $j = 1, \dots, n_b$ hervor [66, S. 34]:

$$\begin{aligned} \kappa_i^{p,\cos} &= \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^{n_b} \left[\int_0^1 \frac{q_{A,j} \left(\frac{r}{R} \right)}{\rho \Omega^2 R^3} \Phi_i^p \left(\frac{r}{R} \right) d \left(\frac{r}{R} \right) \right] \cdot \cos(p\Psi_j) \\ \kappa_i^{p,\sin} &= \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^{n_b} \left[\int_0^1 \frac{q_{A,j} \left(\frac{r}{R} \right)}{\rho \Omega^2 R^3} \Phi_i^p \left(\frac{r}{R} \right) d \left(\frac{r}{R} \right) \right] \cdot \sin(p\Psi_j) \end{aligned} \quad (3.5)$$

³Die Auftriebsstreckenlast q_A ist die Auftriebskraft pro Radiallänge mit der Einheit N/m. Bei diskreter Kraftverteilung mit Blattelementauftrieb ΔA auf Blattelementbreite Δr gilt $q_A = \Delta A / \Delta r$.

Die dimensionslosen Auftriebsverteilungen $q_{A,j} / (\rho \Omega^2 R^3)$ werden mit den radialen Ansatzfunktionen Φ_i^p multipliziert und über das Blatt aufintegriert. $\kappa_i^{p,\cos}$ und $\kappa_i^{p,\sin}$ können daher als generalisierte Auftriebskräfte betrachtet werden. In diese fließen ausschließlich die an den Azimutalpositionen Ψ_j wirkenden Auftriebsverteilungen der Blätter $j = 1, \dots, n_b$ ein, sodass der für aeromechanische Untersuchungen relevante Einfluss der Blattzahl auf das Abwindfeld im GDW-Modell berücksichtigt ist.

Die Wählbarkeit der höchsten harmonischen Ordnung p sowie der höchsten Polynomnummer i bzw. Polynomordnung $i - 1$ ist als wesentliche Stärke des GDW-Modells anzusehen. Mit $\max(p) = 1$ und $\max(i - 1) = 1$ reduziert es sich auf das im Bereich flugdynamischer Untersuchungen bekannte, dynamische Abwindmodell von PITTS und PETERS [67], bei dem sich Schub-, Roll- und Nickmomentbeiwert des Rotors (rechte Seite der entsprechenden Differentialgleichung) auf den Zeitverlauf einer mittleren, einer Sinus- sowie einer Cosinuskomponente des Abwinds auswirken. Ist hingegen die Rotordynamik in höheren Frequenzbereichen von Interesse, so können $\max(p)$ und $\max(i - 1)$ den Anforderungen entsprechend größer gewählt werden, wobei die verfügbare Rechenkapazität jeweils die obere Grenze bestimmt. Mit hinreichend großen Ordnungen ist es sogar möglich, mit dem GDW-Modell näherungsweise die Nachläufe der einzelnen Rotorblätter abzubilden und somit Blattspitzenverluste implizit zu berücksichtigen. In den Rechnungen dieser Arbeit werden jedoch mit $\max(p) = 10$ und $\max(i - 1) = 10$ moderate Ordnungen gewählt. Voruntersuchungen ergaben, dass mit dieser GDW-Konfiguration eine Blattspitzenkorrektur im Luftlastenmodell gemäß Gl. 3.2 erforderlich ist. Die erzielte Auflösung des Abwindfeldes wird in Kap. 4.1 präsentiert.

Freies Wirbelmodell (FW)

Wirbelmodelle nehmen in der Abwindmodellierung hinsichtlich Genauigkeit und Rechenaufwand einen Platz zwischen GDW und CFD ein. Sie bilden die Rotorblattnachläufe in Form von Wirbelsystemen ab. Die durch diese Wirbel induzierten Geschwindigkeiten bilden in Summe das Abwindfeld. Die Geometrie der Wirbelsysteme wird – je nach Modell – entweder anhand des Betriebszustandes (C_T, μ, α) vorgegeben oder bildet sich frei aus [32, S. 227]. Letztere Variante kommt in dieser Arbeit zum Einsatz. Im Folgenden werden die Grundsätze dieses freien Wirbelmodells, wie es in der VAST-Rechnung angewendet wird, dargelegt. Es basiert auf der Arbeit von VAN DER WALL und ROTH [68], wurde jedoch im Zuge weiterer Entwicklungstätigkeiten modernisiert [69]. Andere Modellierungen, tiefergreifende Theorie und ursprüngliche Referenzen zum Thema „Wirbelmodelle“ sind in [70, S. 598–627] aufgeführt.

Das Wirbelgitterverfahren basiert auf der Theorie der Potentialströmung. Es funktioniert nach den folgenden Prinzipien und kann anhand von Abb. 3.4 nachvollzogen werden.

1. *Ausbildung des Wirbelsystems:* Auf den Blattelementen der Breite Δr wirken Auftriebskräfte ΔA , die nach dem Satz von Kutta-Joukowski die gebundene Zirkulation

$$\Gamma = -\frac{\Delta A}{\Delta r \cdot \rho \cdot V} \quad (3.6)$$

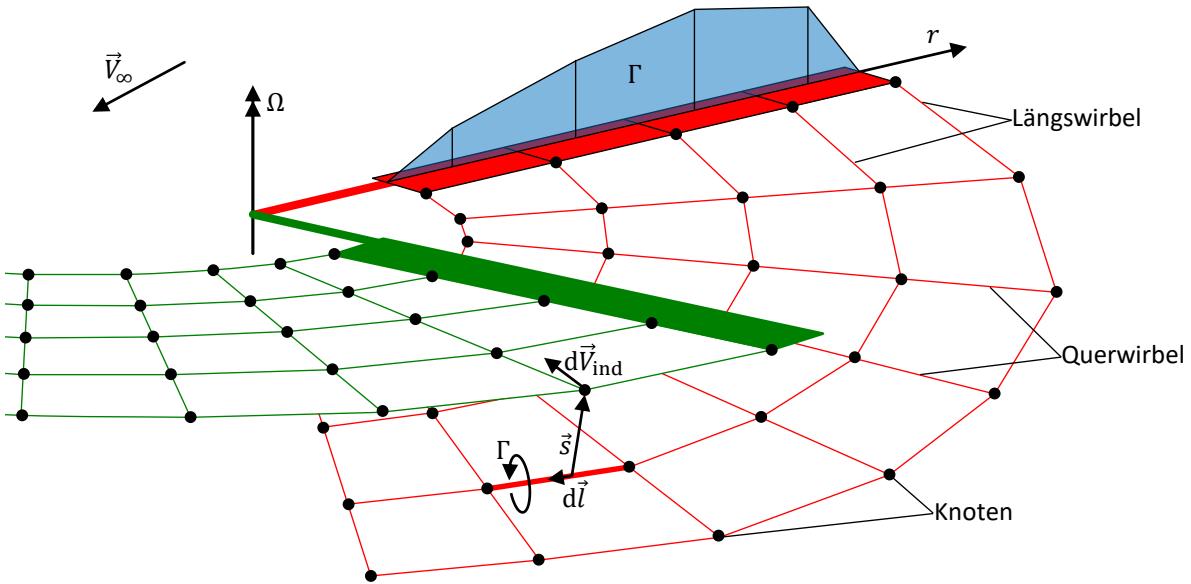


Abbildung 3.4: Prinzipskizze des Wirbelgitterverfahrens

bei Luftdichte ρ und Anströmgeschwindigkeit V am Blattelement implizieren. Nach der erweiterten Traglinientheorie werden an diskreten Radialstellen des Rotorblattes Längswirbel in den Abstrom entlassen, deren Zirkulation sich aus dem Gradienten $\partial\Gamma/\partial r$ ergibt. Mehrfach-Wirbelsysteme mit identischem oder entgegengesetztem Drehsinn (je nach Vorzeichen von $\partial\Gamma/\partial r$) können dadurch abgebildet werden. Darüber hinaus werden Querwirbel gebildet, deren Zirkulation von der zeitlichen Änderung $\partial\Gamma/\partial t$ abhängt. Bei konstanter Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω kann letztere mit $\partial\Psi = \Omega \partial t$ auch durch $\partial\Gamma/\partial\Psi$ ausgedrückt werden.

2. *Wirbeltransport:* Nach dem zweiten Helmholtz'schen Wirbelsatz sind Wirbellinen materielle Linien. Die Konvektion der Knoten, die die Längs- und Querwirbel des Gitters miteinander verbinden, erfolgt daher mit der lokalen Geschwindigkeit $\vec{V}_\infty + \vec{V}_{ind}$. Dabei wird – wie in [68] hergeleitet – die Zirkulation eines Wirbelsegments bei Änderung seiner Länge l gemäß $\Gamma l = \text{konst.}$ nachgeführt, um der Energieerhaltung Rechnung zu tragen.
3. *Induzierte Geschwindigkeiten:* Jedes Gittersegment (Längs- und Querwirbel) induziert eine Geschwindigkeit auf jedem Knoten des Gitters nach dem Biot-Savart'schen Induktionsgesetz:

$$d\vec{V}_{ind} = \frac{\Gamma}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{l} \times \vec{s}}{|\vec{s}|^3} \quad (3.7)$$

Die induzierten Geschwindigkeiten beeinflussen zum einen die Konvektion der Knoten und damit die weitere Entwicklung der Gittergeometrie. Zum anderen wirken sie sich auf die Anströmung der Blattelemente und damit auf die Auftriebskraft- bzw. Zirkulationsverteilungen auf den Blättern aus, die wiederum in die neu gebildeten Wirbelsegmente des Gitters einfließen.

Der Aufrollvorgang der Blattspitzenwirbel wird durch Übertragung von Zirkulation zwischen den Längswirbeln des Gitters unmittelbar hinter dem Blatt (typischerweise innerhalb 1/8 Umdrehung) modelliert. Dadurch wird die Notwendigkeit einer sehr feinen radialen Diskretisierung im Blattspitzenbereich vermieden. Zur Berechnung induzierter Geschwindigkeiten wird anstelle diskreter Zirkulation auf dem Wirbelgitter, wie in Gl. 3.7 verwendet, eine bilineare Wirbelstärkeverteilung auf den durch das Gitter aufgespannten Flächen genutzt. Diese Methodik ersetzt die in [68] durchgeführte Gitterverfeinerung für kleine Abstände $|\vec{s}|$. Details zur Induktion durch bilineare Wirbelstärkeverteilung sind in Anhang I.1 beschrieben. Darüber hinaus wird bei der Induktion ein Wirbelkern berücksichtigt, sodass die Singularität für $|\vec{s}| = 0 \text{ m}$ im reibungsfreien Induktionsgesetz Gl. 3.7 vermieden wird, siehe Anhang I.2.

Nach diesen physikalischen Grundlagen werden im folgenden die Aspekte der Numerik und Algorithmik genannt. Das FW-Modell wird in einem expliziten Zeitschrittverfahren mit dem Luftlasten- und Strukturmodell gekoppelt, wobei Ein- und Ausgänge der Modelle in jedem VAST-Zeitschritt ausgetauscht werden. Das FW-Modell verfügt über einen eigenen Löser, sodass die FW-Integrationsschrittweite von der VAST-Integrationsschrittweite abweichen kann. Die Rechnung des FW-Modells ist aufwändig und erfordert mehrere Maßnahmen zur Verringerung der Rechenzeit. Hier ist zuerst die Parallelisierung der Rechnung mithilfe der Programmierschnittstelle OpenMP (engl. „multi-processing“) zu nennen. Des Weiteren werden die Oberflächenintegrale bei der Berechnung der induzierten Geschwindigkeiten je nach Entfernung $|\vec{s}|$ durch ein gestaffeltes Verfahren ausgewertet: Nur im Nahbereich ($|\vec{s}|$ klein) erfolgt die Quadratur durch bilineare Interpolation der an den Knoten definierten Wirbelstärke auf der Fläche der Zelle. Im mittleren Bereich wird lediglich der Flächenmittelpunkt mit einem zugehörigen Wert der Wirbelstärke genutzt. Im Fernbereich ($|\vec{s}|$ groß) wird das Gitter des FW vergröbert, um weniger Auswertungen vornehmen zu müssen. Der Beginn der Rechnung (die ersten ca. 20 Rotorumdrehungen) erfolgt mit dem dynamischen Abwindmodell von PITT und PETERS [67], das äquivalent zu GDW mit $\max(p) = 1$ und $\max(i - 1) = 1$ ist. Die FW-Konfigurationsparameter für die Rechnungen dieser Arbeit sind Tab. 3.1 zu entnehmen. Informationen zur verwendeten Hardware werden in Anhang J angegeben.

Tabelle 3.1: FW-Konfiguration

Parameter	Wert
Integrationsschema	explizites Euler-Verfahren
Integrationsschrittweite (bei $\Omega = \text{konst.}$)	$\Delta\Psi = 1^\circ$
Segmentlänge der Längswirbel	$\Delta\Psi = 5^\circ$
Wirbelkernradius	0,2 m (ohne Wachstumsmodell)
Nachlauflänge	5 Umdrehungen
Aufrollvorgang der Blattspitzenwirbel	bis $\Delta\Psi = 40^\circ$ hinter Blatt

3.2 Triebwerk mit Regler

Das Rotor-Triebstrang-System wird durch zwei Wellenleistungsgasturbinen des Typs Allison 250 C20B angetrieben, die jeweils zweiwelligig ausgeführt sind, siehe Abb. 3.5. Der Hochdruckrotor (HR) mit Verdichter (HV) und Hochdruckturbine (HT) bildet zusammen mit der Brennkammer den Gasgenerator. Der Niederdruckrotor (NR) wird durch die Niederdruckturbine (NT, auch Leistungsturbine) angetrieben. Nach Drehzahlreduktion durch zwei triebwerkinterne Getriebestufen wird die Wellenleistung an der jeweiligen Antriebswelle des Hauptgetriebes bereitgestellt.

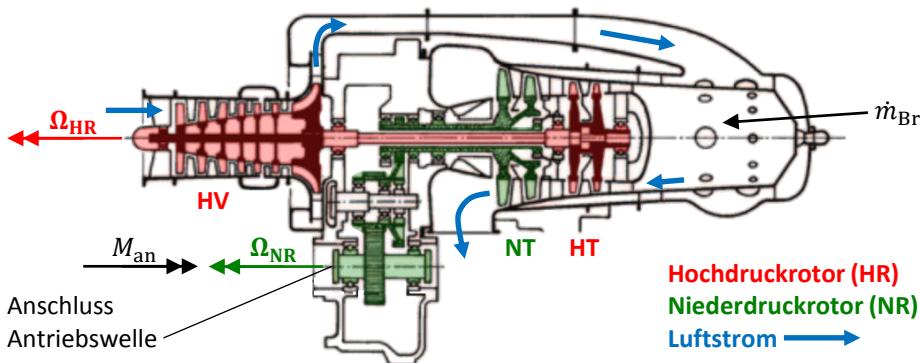


Abbildung 3.5: Wellenleistungsgasturbine Allison 250 C20B. Überarbeitete Grafik, ursprünglich aus [71]

Zur Abbildung der Triebwerkdynamik schlug MENRATH [40] ein einfaches, physikalisch interpretierbares Modell auf Basis der Bewegungsdifferentialgleichungen von Hochdruck- und Niederdruckrotor vor. Die beiden Zustände des Modells sind die relativen Drehzahlen $n_{\text{HR}} = \Omega_{\text{HR}}/\Omega_{\text{HR}}^{\text{ref}}$ und $n_{\text{NR}} = \Omega_{\text{NR}}/\Omega_{\text{NR}}^{\text{ref}}$ von Hoch- und Niederdruckrotor.⁴ Eingänge sind der Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{Br} sowie das Antriebsmoment M_{an} , das entgegen Ω_{NR} an der Antriebswelle auf den Niederdruckrotor einwirkt. Die um einen Arbeitspunkt (AP) linearisierten Gleichungen lauten

$$\begin{pmatrix} \dot{n}_{\text{HR}} \\ \dot{n}_{\text{NR}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_{\text{HR}}} & 0 \\ K_2 & -\frac{1}{\tau_{\text{NR}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta n_{\text{HR}} \\ \Delta n_{\text{NR}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} K_1 & 0 \\ K_3 & K_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \dot{m}_{\text{Br}} \\ \Delta M_{\text{an}} \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

wobei Abweichungsgrößen $X - X_{\text{AP}}$ mit ΔX bezeichnet werden. Die Arbeitspunkte werden direkt durch n_{HR} definiert. Die Modellparameter $K_1, K_2, K_3, K_4, \tau_{\text{HR}}$ und τ_{NR} identifizierte MENRATH experimentell für Arbeitspunkte zwischen $n_{\text{HR}} = 0,70$ und $n_{\text{HR}} = 0,97$. Mit den Trägheiten J_{HR} und J_{NR} sowie den an den Triebwerkkomponenten wirkenden Momenten M_{HV} ,

⁴Die Referenzdrehzahl des Hochdruckrotors $\Omega_{\text{HR}}^{\text{ref}} = 5337,6 \text{ rad/s}$ stellt sich kurz vor Vollast ein; Vollast („Take Off Power“) entspricht $n_{\text{HR}} = 1,04$. Die Referenzdrehzahl des Niederdruckrotors $\Omega_{\text{NR}}^{\text{ref}} = 628,13 \text{ rad/s}$ entspricht gemäß Getriebeübersetzung der 14,15-fachen Nenndrehzahl Ω_{ref} des Hauptrotors.

M_{HT} und M_{NT} lassen sich die Parameter physikalisch folgendermaßen interpretieren:

$$\begin{aligned}
 K_1 &= \frac{1}{\tau_{\text{HR}}} \cdot \left. \frac{dn_{\text{HR}}}{d\dot{m}_{\text{Br}}} \right|_{\text{AP}} & K_2 &= \left. \frac{\frac{\partial M_{\text{NT}}}{\partial n_{\text{HR}}}}{\Omega_{\text{NR}}^{\text{ref}} \cdot J_{\text{NR}}} \right|_{\text{AP}} \\
 K_3 &= \left. \frac{\frac{\partial M_{\text{NT}}}{\partial \dot{m}_{\text{Br}}}}{\Omega_{\text{NR}}^{\text{ref}} \cdot J_{\text{NR}}} \right|_{\text{AP}} & K_4 &= -\frac{1}{\Omega_{\text{NR}}^{\text{ref}} \cdot J_{\text{NR}}} \\
 \tau_{\text{HR}} &= \frac{\Omega_{\text{HR}}^{\text{ref}} \cdot J_{\text{HR}}}{\left. \frac{\partial M_{\text{HV}}}{\partial n_{\text{HR}}} \right|_{\text{AP}} - \left. \frac{\partial M_{\text{HT}}}{\partial n_{\text{HR}}} \right|_{\text{AP}}} & \tau_{\text{NR}} &= \frac{\Omega_{\text{NR}}^{\text{ref}} \cdot J_{\text{NR}}}{-\left. \frac{\partial M_{\text{NT}}}{\partial n_{\text{NR}}} \right|_{\text{AP}}}
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

In Gl. 3.9 führte MENRATH für τ_{NR} noch einen zusätzlichen Term an, der die Abhängigkeit des Antriebsmoments M_{an} von n_{NR} beschreibt. Der Grund ist, dass im Experiment zur Aufprägung von M_{an} eine Wirbelstrombremse verwendet wurde, deren Charakteristik $M_{\text{an}}(n_{\text{NR}})$ sich vom Rotor-Triebstrang-System des Hubschraubers unterscheidet. In dieser Arbeit wird jedwede Abhängigkeit $M_{\text{an}}(n_{\text{NR}})$ explizit durch die aeromechanische Simulation des Rotor-Triebstrang-Systems berücksichtigt, weshalb der zusätzliche Term entfällt.

In der Rotor-Triebstrang-Simulation wird M_{an} als Eingang des Strukturmodells – also als Ausgang des Triebwerkmodells – benötigt. Hierzu wird, wie schon in [18] durchgeführt, die untere Zeile von Gl. 3.8 in eine Ausgangsgleichung nach ΔM_{an} umgestellt, wodurch Δn_{NR} zum Eingang des Systems wird:

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_{\text{HR}} &= -\frac{1}{\tau_{\text{HR}}} \cdot \Delta n_{\text{HR}} + \begin{pmatrix} K_1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \dot{m}_{\text{Br}} \\ \Delta n_{\text{NR}} \end{pmatrix} \\
 \Delta M_{\text{an}} &= \left. \frac{\partial M_{\text{NT}}}{\partial n_{\text{HR}}} \right|_{\text{AP}} \cdot \Delta n_{\text{HR}} + \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial M_{\text{NT}}}{\partial \dot{m}_{\text{Br}}} \right|_{\text{AP}} & \left. \frac{\partial M_{\text{NT}}}{\partial n_{\text{NR}}} \right|_{\text{AP}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \dot{m}_{\text{Br}} \\ \Delta n_{\text{NR}} \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

In der unteren Zeile von Gl. 3.10 sind bereits die Parameter aus Gl. 3.9 eingesetzt und die resultierenden Terme gekürzt worden. Die Werte der partiellen Ableitungen lassen sich aus den Parametern zurückrechnen, wobei J_{NR} ohne die Trägheit der Wirbelstrombremse anzusetzen ist. Wie bereits in Kap. 2.1.1 erwähnt ist, wurde diese Trägheit J_{NR} der isolierten Niederdruckstufe in [38] experimentell ermittelt. Der Beschleunigungsterm $-\Omega_{\text{NR}}^{\text{ref}} \cdot J_{\text{NR}} \cdot \dot{n}_{\text{NR}}$ wurde in Gl. 3.10 eliminiert und die Trägheit J_{NR} stattdessen im Strukturmodell berücksichtigt. Dieses liefert auch die Winkelgeschwindigkeit des Niederdruckrotors Ω_{NR} , woraus $n_{\text{NR}} = \Omega_{\text{NR}} / \Omega_{\text{NR}}^{\text{ref}}$ berechnet wird.

Die Gültigkeit von Gl. 3.10 beschränkt sich auf die unmittelbare Umgebung des jeweiligen Arbeitspunkts. Im zeitkontinuierlichen Trimmverfahren des Rotor-Triebstrang-Systems (Näheres folgt in Kap. 3.3) treten jedoch große Abweichungen Δn_{HR} auf, die die Verwendung eines einzelnen Arbeitspunktmodells nicht rechtfertigen. Daher überführte SCHMIDT [72] die Arbeitspunktmodelle in ein nichtlineares Bereichsmodell, in dem der Arbeitspunkt kontinuierlich nachgeführt wird. Durch Abgleich des stationären und transienten Modellverhaltens mit dem der linearen Modelle am jeweiligen Arbeitspunkt wurde das nichtlineare Modell für den Betriebsbereich $0,70 < n_{\text{HR}} < 0,97$ verifiziert.

Der hydromechanische Regler des Triebwerks wird vereinfachend als proportional-integraler (PI) Regler mit Verzögerungsglied erster Ordnung zur Berücksichtigung der Trägheit von Zusammenventil und Brennstoffmassenstrom modelliert, siehe Abb. 3.6. Die Verstärkungen K_P , K_I sowie die Zeitkonstante τ_{Br} des Verzögerungsglieds wurden anhand der Drehzahlnachführung nach Änderungen des kollektiven Steuerwinkels θ_{koll} im Vergleich zu Flugversuchsmessungen bei $\mu = 0,19$ angepasst [72]. Dazu wurde das quadratische Mittel der Drehzahlabweichung zwischen Simulation und Flugversuch nach verschiedenen Steuereingaben θ_{koll} minimiert. Die Reglerparameter sind Tab. F.1 in Anhang F.1 zu entnehmen.

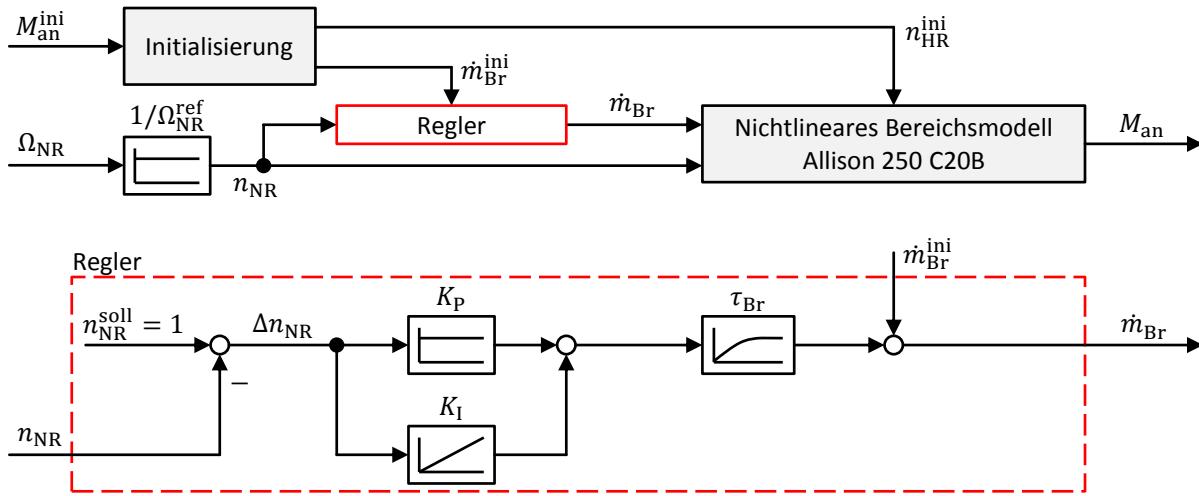


Abbildung 3.6: Regelung des Triebwerks

Das in Abb. 3.6 oben gezeigte Modell des geregelten Triebwerks wird jeweils an der linken und rechten Antriebswelle mit dem Strukturmodell des Rotor-Triebstrang-Systems gekoppelt.

3.3 Trimmung

Die korrekte Abbildung der Zustände des Hauptrotors durch die Simulation erfordert eine Trimmung. Ziel ist, die Beiwerte für Schub C_T , Rollmoment C_{M_x} und Nickmoment C_{M_y} des Rotors auf die aus Versuchen oder Berechnungen bekannten Sollgrößen einzustellen. Für diese drei Zielgrößen stehen drei unabhängige Steuergrößen – die Steuerwinkel θ_{koll} , θ_{\sin} und θ_{\cos} – zur Verfügung. Der Rotoranstellwinkel α wird direkt gemäß Versuchsdaten oder Referenzrechnungen eingestellt, ohne die resultierende Vortriebskraft des Rotors während der Trimmung zu evaluieren.

3.3.1 Zeitkontinuierlicher Autopilot-Trimm

Die Trimmung erfolgt durch den „Autopiloten“ nach PETERS et al. [73], der die Steuerwinkel in laufender Zeitsimulation aus den Regelabweichungen ΔC_T , ΔC_{M_x} und ΔC_{M_y} (z. B. $\Delta C_T = C_T^{\text{soll}} - C_T$) berechnet. Für eine effektive Regelung wird die Wirkung der Steuerwinkel auf die Beiwerte durch die Derivativmatrix \mathbf{A} abgeschätzt:

$$\begin{pmatrix} dC_T \\ dC_{M_x} \\ dC_{M_y} \end{pmatrix} = \mathbf{A}(\gamma, \nu_{F1}, \mu) \begin{pmatrix} d\theta_{\text{koll}} \\ d\theta_{\sin} \\ d\theta_{\cos} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Unter der Annahme starrer Rotorblätter mit Schlaggelenk, quasi-stationärer Aerodynamik und ausbleibender Rückanströmung lässt sich \mathbf{A} als Funktion der Lockzahl⁵ γ , der dimensionslosen ersten Schlaggeigenfrequenz ν_{F1} sowie des Fortschrittsgrads μ ausdrücken. Mit der Hilfsgröße $X = 8(\nu_{F1}^2 - 1)/\gamma$ lautet die Matrix

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \frac{1}{6} \left(1 + \frac{3}{2}\mu^2\right) & \frac{2}{9}\mu & 0 \\ -\frac{X}{6} \frac{\mu}{1+X^2} \left[X - \frac{\gamma}{16\nu_{F1}^2}\right] & -\frac{X}{16(1+X^2)} \left[X \left(1 + \frac{3}{2}\mu^2\right) - \frac{2}{9}\mu^2 \frac{\gamma}{\nu_{F1}^2}\right] & -\frac{X}{16(1+X^2)} \\ \frac{X}{6} \frac{\mu}{1+X^2} \left[1 + X \frac{\gamma}{16\nu_{F1}^2}\right] & \frac{X}{16(1+X^2)} \left[(1 + 2\mu^2) + \frac{2}{9}\mu^2 X \frac{\gamma}{\nu_{F1}^2}\right] & -\frac{X^2}{16(1+X^2)} \left(1 + \frac{\mu^2}{2}\right) \end{pmatrix}, \quad (3.12)$$

wobei die Koeffizienten Steuerwinkel in rad (nicht in °) voraussetzen. Zwar werden die Annahmen, die Gl. 3.12 zugrunde liegen, durch das vorliegende Rotormodell verletzt, doch wird \mathbf{A} in einer Regelschleife (anstatt einer reinen Steuerung) verwendet, sodass Fehler durch ungenaue Koeffizienten in \mathbf{A} schlichtweg ausgeregelt werden.

Die erforderlichen zeitlichen Änderungen der Steuerwinkel werden durch das Regelgesetz

$$\tau \begin{pmatrix} \ddot{\theta}_{\text{koll}} \\ \ddot{\theta}_{\sin} \\ \ddot{\theta}_{\cos} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \dot{\theta}_{\text{koll}} \\ \dot{\theta}_{\sin} \\ \dot{\theta}_{\cos} \end{pmatrix} = K \mathbf{A}^{-1} \begin{pmatrix} \Delta C_T \\ \Delta C_{M_x} \\ \Delta C_{M_y} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

berechnet. Die Regelabweichungen werden mit der invertierten Derivativmatrix sowie der Verstärkung K multipliziert. Durch Integration zu den Steuerwinkel ($\theta_{\text{koll}}, \theta_{\sin}, \theta_{\cos}$) verschwinden die Regelabweichungen im ausgetrimmten Zustand vollständig. Eine Verzögerung erster Ordnung mit der Zeitkonstanten τ verlangsamt die Anpassung der Steuerwinkel und stabilisiert auf diese Weise den Trimmprozess. Als zweckmäßige Parameter haben sich $K = 10 \text{ s}^{-1}$ sowie $\tau = 0,1 \text{ s}$ erwiesen. Durch quasi-statische Absenkung von K auf Null werden die Steuerwinkel nach erfolgter Trimmung eingefroren, um potentielle dynamische Rückwirkungen des Autopiloten auf das Rotor-Triebstrang-System auszuschließen.

⁵Die Lockzahl $\gamma = \rho_\infty \cdot c \cdot C_{A\alpha} \cdot R^4 / J_\beta$ repräsentiert das Verhältnis von Luftkräften zu Massenkräften am Rotorblatt. [32] Bedeutungen der Formelzeichen: Luftdichte ρ_∞ , Profiltiefe c , Auftriebsanstieg $C_{A\alpha}$, Rotorradius R , Massenträgheitsmoment des Blattes um fiktives Schlaggelenk J_β

3.3.2 Blatteinstellwinkelsteuerung

Die Übersetzung der Steuergrößen vom stehenden System (Steuerwinkel $\theta_{\text{koll}}, \theta_{\sin}, \theta_{\cos}$) ins drehende System (Blatteinstellwinkel $\theta_i, i = 1 \dots n_b$) übernimmt am realen Hubschrauber die Taumelscheibe. Die Struktur und Kinematik der Taumelscheibe wird in dieser Arbeit jedoch nicht im Mehrkörpermodell berücksichtigt. Stattdessen werden dem Mehrkörpersystem die Blatteinstellwinkel θ_i mitsamt ihren Zeitableitungen $\dot{\theta}_i, \ddot{\theta}_i$ vorgegeben. Diese werden in einem „funktionalen Taumelscheibenmodell“ berechnet, das neben den Steuerwinkeln noch die Nabendrehung ($\Psi, \Omega, \dot{\Omega}$) als Eingang erhält. Die azimutale Position des Blattes i wird mit $\Psi_i = \Psi + (i - 1)/n_b \cdot 360^\circ$ bezeichnet.

$$\begin{aligned} \theta_i &= \theta_{\text{koll}} + \theta_{\sin} \cdot \sin \Psi_i & + \theta_{\cos} \cdot \cos \Psi_i \\ \dot{\theta}_i &= \quad + \theta_{\sin} \cdot \Omega \cdot \cos \Psi_i & - \theta_{\cos} \cdot \Omega \cdot \sin \Psi_i \\ \ddot{\theta}_i &= \quad + \theta_{\sin} \cdot (\dot{\Omega} \cdot \cos \Psi_i - \Omega^2 \cdot \sin \Psi_i) & - \theta_{\cos} \cdot (\dot{\Omega} \cdot \sin \Psi_i + \Omega^2 \cdot \cos \Psi_i) \end{aligned} \quad (3.14)$$

Diesen Bestimmungsgleichungen liegt die Annahme verschwindender Zeitableitungen der Steuerwinkel im stehenden System $\dot{\theta}_{\text{koll}} = \dot{\theta}_{\sin} = \dot{\theta}_{\cos} = 0^\circ/\text{s}$ und $\ddot{\theta}_{\text{koll}} = \ddot{\theta}_{\sin} = \ddot{\theta}_{\cos} = 0^\circ/\text{s}^2$ zugrunde. Da die Änderungen der Steuerwinkel im Vergleich zu Einstellwinkeländerungen aufgrund des Blattumlaufs im Allgemeinen sehr langsam erfolgen, z. B. $|\dot{\theta}_{\sin}| \ll \max |\theta_{\sin} \cdot \Omega \cdot \cos \Psi_i|$, ist diese Annahme bereits während des Trimmprozesses legitim. Im ausgetrimmten Zustand ändern sich die Steuerwinkel schließlich nicht mehr und Gl. 3.14 gilt exakt. Ein Blatteinstellwinkel von $\theta_i = 0^\circ$ bedeutet, dass die Profilsehne des unverformten Blattes bei $r/R = 0,7$ genau in der Ebene senkrecht zum Rotormast liegt. $\theta_i > 0^\circ$ beschreibt ein aufgenicktes Blatt.

3.4 Simulationsprozess

Die aeromechanische Untersuchung des Rotor-Triebstrang-Systems erfolgt durch nichtlineare Simulationen im Zeitbereich. Auch wenn eine gesonderte Stabilitätsanalyse kein Bestandteil dieser Arbeit ist, so ist die aeroelastische Stabilität dennoch eine notwendige Voraussetzung, um den getrimmten Zustand des Rotor-Triebstrang-Systems per Zeitsimulation zu ermitteln. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass ein mit diesem Verfahren erfolgreich getrimmtes System auch gleichzeitig aeroelastisch stabil ist.

Die Simulationsumgebung besteht, wie in Abb. 3.7 illustriert, aus drei Programmen. Das MKS-Programm SIMPACK (mittlerer Block) beinhaltet das Strukturmodell des Rotor-Triebstrang-Systems. Die aerodynamischen Modelle, also Luftlasten- und Abwindmodell, sind in VAST implementiert (oberer Block). Die Berechnung eines Zeitschritts in VAST wird durch eine SIMPACK-interne „User Routine“ aufgerufen. Das zugehörige SIMPACK-Kraftelement wertet die Bewegungen der Aufpunkte auf den Rotorblättern aus und übergibt diese an VAST. Unter Berücksichtigung der freien Anströmung \vec{V}_∞^g sowie des jeweils individuellen Abwinds \vec{V}_{ind} an

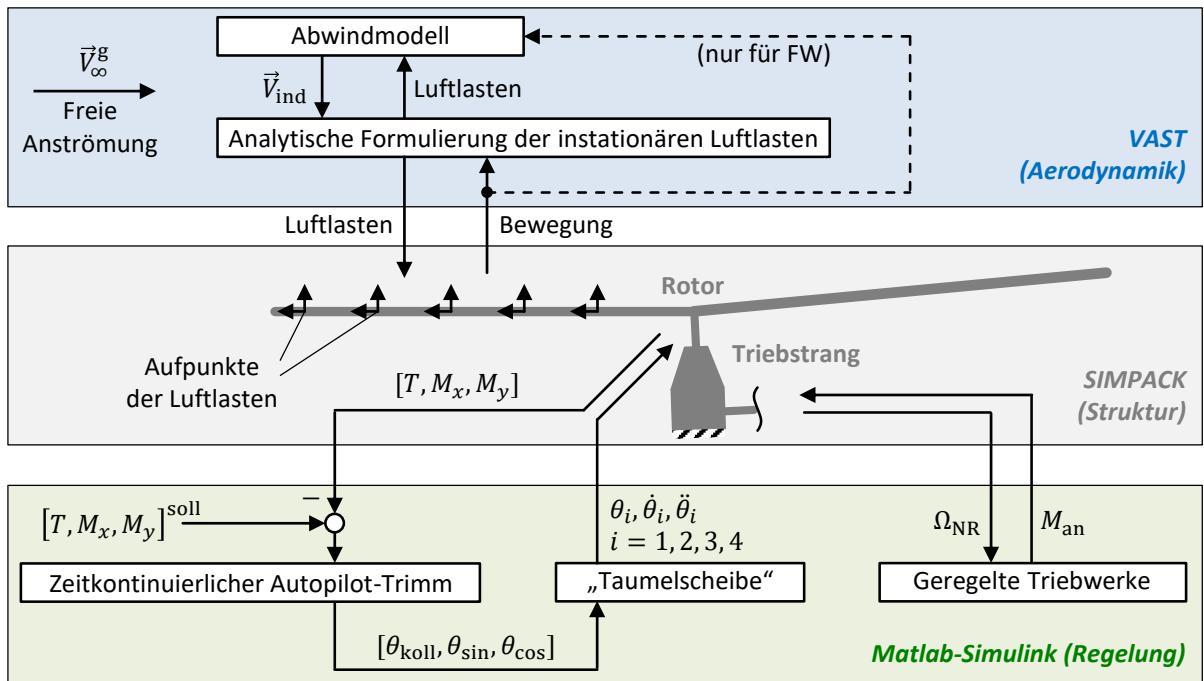


Abbildung 3.7: Simulationsumgebung

den Aufpunkten berechnet VAST die Normal- und Tangentialkräfte sowie Nickmomente, die per Kraftelement an den Aufpunkten angetragen werden.

Die Regelung des Rotor-Triebstrang-Systems erfolgt im Programm Matlab-Simulink (unterer Block), das mit SIMPACK über dessen SIMAT-Kosimulationsschnittstelle per TCP/IP⁶ kommuniziert. In Simulink arbeiten zwei Regelschleifen parallel: Zum einen werden die Blatteinstellwinkel durch das Autopilot-Trimmverfahren in Verbindung mit dem funktionalen Taumelscheibenmodell eingestellt. Zum anderen wird die Drehzahl des Rotor-Triebstrang-Systems durch die Modelle der Regler und Triebwerke (und später auch durch eine vereinfachte Regelung) nachgeführt. Aus Matlab erfolgt außerdem die Prozesssteuerung (Hauptprogramm).

Details zum Simulationsprozess sind in Anhang J aufgeführt. Dazu gehört die detaillierte Prozessbeschreibung mit Hierarchiestruktur der Programme in Anhang J.1, die Konfiguration der Löser (Integratoren und Zeitschrittweiten; Anhang J.2), die Übersicht der Modellzustände in Anhang J.3 sowie der Rechenaufwand unter Berücksichtigung der verwendeten Hardware in Anhang J.4.

⁶TCP/IP = Transmission Control Protocol / Internet Protocol

4 Auswertung

In rotordynamischen Untersuchungen werden stationäre Flugzustände primär durch den Fortschrittsgrad μ sowie die Blattbeladung C_T/σ definiert. Eine weitere Flugzustandsgröße ist die Steig- oder Sinkrate, die in der vorliegenden Untersuchung jedoch zu Null gesetzt wird. Bei der Festlegung von μ und C_T/σ zur nachfolgenden Auswertung der Rotordynamik mit und ohne Triebstrang sind folgende Anforderungen zu beachten:

- Die Flugzustände sollen realistisch sein, also im Betriebsbereich der Bo105 liegen. Die zugehörige Betriebsgrenze¹ ist in Abb. 4.1 eingezeichnet.
- Bevorzugt sind validierbare Flugzustände mit experimentellen Referenzdaten zu wählen.
- Die in Kap. 1.2.4 beschriebenen Flugzustände mit starken aerodynamischen Anregungen sind abzudecken: *Transition* → Einfluss des Rotornachlaufs, *Schnellflug* → Kompressibilitätseffekte, *große Blattbeladung* → Strömungsablösung

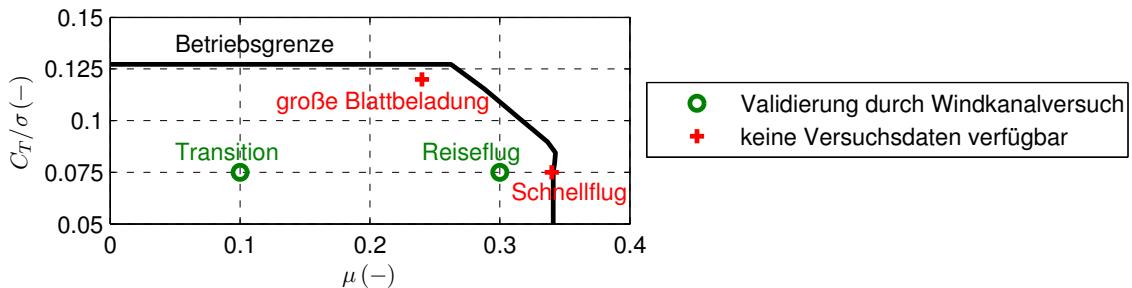


Abbildung 4.1: Übersicht zu simulierender Flugzustände

Zur Validierung der Simulation sind leider keine Flugversuchsdaten mit aufgezeichneten Rotorblattlasten verfügbar. Allerdings stehen Messungen einer Windkanalkampagne des vollskaligen

¹Die Betriebsgrenze wird aus Angaben im Flughandbuch [9] wie folgt konstruiert:

- Für $C_T/\sigma \leq 0,075$ entspricht die rechte Grenze mit $\mu = 0,34$ der Höchstgeschwindigkeit der Bo105.
- $C_T/\sigma = 0,075$ resultiert bei ISA 0 m aus einer Flugmasse von $m = 2360 \text{ kg}$. Größere Werte von C_T/σ werden durch Annahme einer größeren Flughöhe (und damit kleineren Dichte) in ISA bei gleichbleibender Flugmasse erreicht. Die von der Flughöhe abhängigen, angezeigten Höchstgeschwindigkeiten aus dem Flughandbuch werden unter Nutzung der Zuordnung „Flughöhe → C_T/σ “ und Berücksichtigung der Dichtekorrektur in $\mu(C_T/\sigma)$ umgerechnet.
- $C_T/\sigma = 0,127$ entspricht einem Flug auf maximaler Flughöhe in ISA bei $m = 2360 \text{ kg}$. Die hohe Leistungsanforderung im Schwebeflug auf maximaler Flughöhe bleibt hier unbeachtet.

Bo105-Rotors [74, 75] zur Verfügung. Die Messungen wurden 1993 und 1994 zur Untersuchung eines Individual-Blade-Control-Systems im NASA² Ames 40 ft · 80 ft-Windkanal durchgeführt. Zu beachten ist, dass der im Windkanal verwendete Triebstrang des „Rotor Test Apparatus“ sich vom Triebstrang der Bo105 unterscheidet. Damit weichen auch die Eigenfrequenzen und -formen der Rotor-Triebstrang-Moden von denen der Bo105 ab. Die entsprechenden Auswirkungen auf die Blattlasten werden später diskutiert.

Im Betriebsbereich des realen Hubschraubers wurden zwei Horizontalflugzustände gefahren: die Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$) sowie der Reiseflug ($\mu = 0,3$, $C_T/\sigma = 0,075$). Diese werden auch in der vorliegenden Untersuchung simuliert (Abb. 4.1: grüne Kreise). Darüber hinaus wird ein Schnellflug bei Höchstgeschwindigkeit ($\mu = 0,34$, $C_T/\sigma = 0,075$) sowie ein Flug bei großer Blattbeladung nahe der oberen Betriebsgrenze ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$) gerechnet (Abb. 4.1: rote Kreuze). Die beiden letztgenannten Flugzustände sind zwar nicht durch die Windkanalmessungen validierbar, wohl können aber Simulationen mit und ohne Triebstrang verglichen werden.

Die in den nächsten Abschnitten ausgewerteten Größen unterliegen folgenden Konventionen: Der Steuerwinkel $\theta_{\text{koll}} = 0^\circ$ bezieht sich auf $r/R = 0,7$ (Details zu Steuerwinkeln: Kap. 3.3.2). Ein Antriebsmoment $\bar{M}_z > 0 \text{ Nm}$ beschreibt den Normalzustand, also einen angetriebenen Rotor. Die Vorzeichendefinitionen der Blattmomente sind Tab. 4.1 zu entnehmen. Weitere Informationen zu den ausgewerteten Simulationen sind in Anhang K.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Vorzeichendefinitionen der Rotorblattlasten

Schlagbiegemoment	$M_F > 0 \text{ Nm} \hat{=} \text{Blattspitze nach oben}$
Schwenkbiegemoment	$M_L > 0 \text{ Nm} \hat{=} \text{Blattspitze nach hinten}$
Torsionsmoment	$M_T > 0 \text{ Nm} \hat{=} \text{Blattspitze nickt auf}$

Eine kondensierte Abhandlung der Auswertung mit Beschränkung auf die Flugzustände *Reiseflug* und *große Blattbeladung* wurde bereits in [76] veröffentlicht.

4.1 Validierung des Basismodells

Zunächst wird die Rotorsimulation ohne Triebstrang für die Flugzustände *Transition* und *Reiseflug* validiert. Dabei werden folgende Rubriken mit den zugehörigen Größen untersucht:

- *Trimm*: Steuerwinkel θ_{koll} , θ_{\sin} und θ_{\cos} sowie Rotorantriebsmoment³ \bar{M}_z

²NASA = National Aeronautics and Space Administration

³Später wird auch der dynamische Anteil des Masttorsionsmoments M_z , wie etwa die 4/rev-Komponente betrachtet. Das Antriebsmoment \bar{M}_z entspricht dem 0/rev-Anteil aus der Fourieranalyse von M_z .

- **Aerodynamik:** Luftlasten und Abwind sind im Windkanalversuch [74, 75] nicht vermessen worden. Die Aerodynamik-Modelle aus Kap. 3.1 sind jedoch im Zuge der Entwicklung von VAST umfassend validiert worden. Bezuglich des Abwinds ist noch zu überprüfen, ob in Rechnungen mit dem verhältnismäßig einfachen GDW-Modell die hochdynamischen Anregungen durch den Nachlauf – insbesondere in der Transition – hinreichend repräsentiert werden. Aus diesem Grund werden die Rechnungen des Basismodells auch noch mit dem höherwertigen FW-Modell durchgeführt (letzte Zeile in Tab. 4.2). Durch Vergleich der Ergebnisse von GDW und FW wird überprüft, ob GDW geeignet ist, um später den Einfluss des Triebstrangs auf die Blattlasten zu untersuchen. Aufgrund der Vielzahl an Rechenfällen, die in den späteren Parameterstudien in Kap. 4.4 anfallen, kommt das rechenintensive FW-Modell dort nicht als Abwindmodell in Frage. Der Vergleich zwischen FW und GDW umfasst die induzierten Geschwindigkeiten w_{ind} in der Rotorebene und die radialen Luftkraft-Streckenlasten der Rotorblätter normal zur Profilsehne q_{F_N} . Auch die Größen der Rubriken „Trimm“ und „Blattlasten“ werden sowohl mit GDW als auch mit FW evaluiert.
- **Blattlasten:** Es ist zu beachten, dass im Basismodell noch keine Rotor-Triebstrang-Modelle berücksichtigt werden. Die simulierten Blattlasten M_F , M_L und M_T beinhalten daher nicht den Triebstrangeinfluss, dessen Untersuchung erst in Kap. 4.2 folgt. Bei den Rechnungen mit GDW wird die Strukturdämpfung f zwischen $f = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ (kleinster Wert) und $f = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ (Referenzkonfiguration) variiert, um den Einfluss von f auf die Blattlasten zu erfassen, siehe Tab. 4.2. Die Rechnung mit FW erfolgt ausschließlich bei der kleinsten Strukturdämpfung, weil dabei die Strukturdynamik am empfindlichsten auf die Änderungen der Aerodynamik gegenüber GDW reagiert. Die azimutalen Blattlastenverläufe des Windkanalversuchs sind aus den in [75] dokumentierten 0/rev- bis 12/rev-Fourierkoeffizienten rekonstruiert worden und sind damit bereits vom Messrauschen befreit. Die Anzahl der Läufe ist so gering, dass keine statistische Auswertung der Messdaten erfolgt. Stattdessen werden die Lasten aller Läufe in ein und derselben Abbildung dargestellt. Im Windkanal entspricht eine Last von Null der Tarierung bei Nenndrehzahl. In der Simulation entspricht eine Nulllast jedoch dem unverformten Zustand des Rotorblattes. Daher müssen für den Vergleich jeweils die Mittelwerte \bar{M}_F , \bar{M}_L und \bar{M}_T subtrahiert werden. Alle Blattmomente werden an der Radialstelle $r/R = 0,57$ ausgewertet. Da dem Schwenkbiegemoment in dieser Arbeit eine besondere Rolle kommt, wird es zusätzlich im Blattwurzelbereich $r/R = 0,15$ verglichen.

Tabelle 4.2: Abkürzungen der Legendeneinträge nachfolgender Abbildungen

Windkanal	Ergebnisse aller verfügbaren Läufe aus dem Windkanalversuch [74, 75]
GDW, $f \uparrow$	Simulation mit GDW und großer Strukturdämpfung $f = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$
GDW, $f \rightarrow$	Simulation mit GDW und mittlerer Strukturdämpfung $f = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$
GDW, $f \downarrow$	Simulation mit GDW und kleiner Strukturdämpfung $f = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$
FW, $f \downarrow$	Simulation mit FW und kleiner Strukturdämpfung $f = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$

Die Bewegung der Rotorblätter wurde im Windkanalversuch nicht aufgenommen, korreliert jedoch direkt mit den Blattlasten, die zur Validierung herangezogen werden.

4.1.1 Transition

Trimm

Für diesen Flugzustand liegen fünf Messläufe aus dem Windkanalversuch vor. Die zugehörigen getrimmten Steuerwinkel sind in Abb. 4.2 grau dargestellt. Die deutliche Variation von Lauf zu Lauf zeigt die Ungenauigkeit des Trimms im Windkanal. So besteht z. B. in Abb. 4.2 links ein

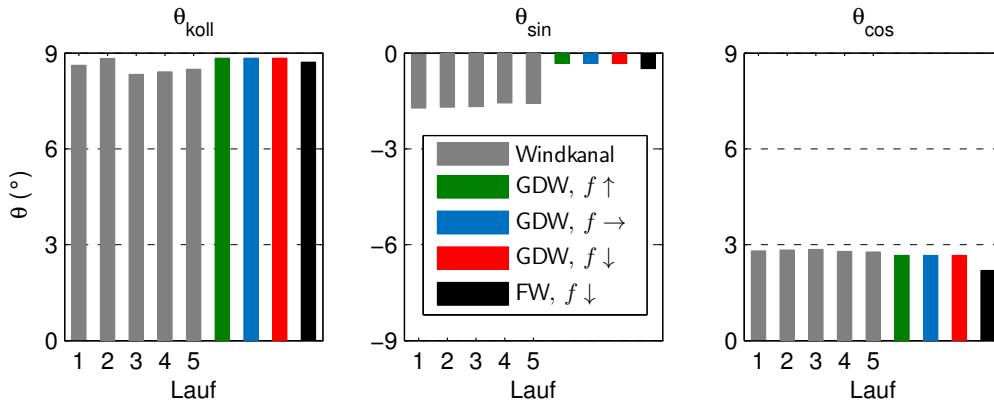


Abbildung 4.2: Steuerwinkel aus Windkanal und Simulation in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Unterschied von $\Delta\theta_{koll} = 0,5^\circ$ zwischen dem zweiten und dritten Lauf. Die farbigen Säulen repräsentieren die Simulationsergebnisse mit GDW und unterschiedlichen Strukturdämpfungen f . Die Variation von f hat wie erwartet keinen Einfluss auf die getrimmten Steuerwinkel. Die Abweichungen⁴ $\Delta\theta$ zwischen GDW und Windkanal sind für θ_{koll} und θ_{cos} mit $\Delta\theta_{koll} = 0,3^\circ$ und $\Delta\theta_{cos} = -0,2^\circ$ sehr klein. θ_{sin} ist in der Simulation mit GDW jedoch etwa $1,3^\circ$ größer als im Windkanal. Als mögliche Ursache kommt beispielsweise die vernachlässigte Rumpfumströmung in Frage. Die Ersetzung des GDW durch FW (schwarze Säule) verbessert die Korrelation von θ_{koll} und θ_{sin} geringfügig, verschlechtert hingegen die Prognose von θ_{cos} . Die große Abweichung in θ_{sin} kann durch Einsatz des FW nicht beseitigt werden.

Abb. 4.3 zeigt das Antriebsmoment \bar{M}_z des Rotors, das bei konstanter Drehzahl Ω proportional zur Rotorleistung $\bar{P} = \Omega \cdot \bar{M}_z$ ist. Im Windkanal wurde auf konstanten Schubbeiwert $C_T = T/(\rho_\infty \cdot \pi R^2 \cdot (\Omega R)^2)$ getrimmt. Die Luftdichte ρ_∞ war dabei von Lauf zu Lauf verschieden. Analog zu T hängen auch die Widerstandskräfte an den Blättern und damit ebenso das Antriebsmoment \bar{M}_z proportional von ρ_∞ ab. In allen Simulationen gilt hingegen $\rho_\infty = \rho_{ISA} = 1,225 \text{ kg/m}^3$. Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit zwischen Versuch und Simulation wird \bar{M}_z daher noch mit dem Faktor ρ_{ISA}/ρ_∞ dichtekorrigiert. Die verbleibende Variation zwischen den verschiedenen Windkanalläufen ist auf Ungenauigkeiten im Windkanaltrimm zurückzuführen. GDW liefert mit weniger als 1% Abweichung fast das gleiche Antriebsmoment wie der Windkanalversuch. Mit FW ist die Prognose hingegen 5% zu klein. Offenbar fällt die mittlere induzierte Geschwindigkeit mit FW zu gering aus.

⁴ $\Delta\theta = \theta(\text{Simulation}) - \frac{1}{X} \cdot \sum_{i=1}^X \theta_i(\text{Windkanal})$ mit $X = \text{Anzahl der Läufe im Windkanal}$

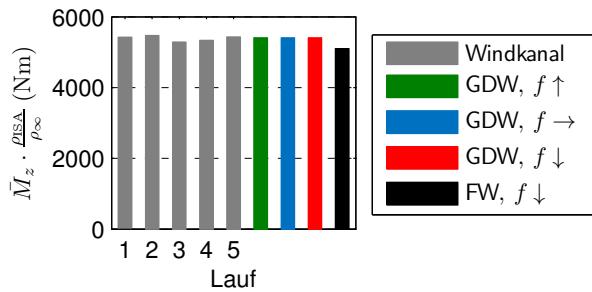


Abbildung 4.3: Mittleres, dichtekorrigiertes Rotorantriebsmoment aus Windkanal und Simulation in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Aerodynamik

Wie schon in Kap. 1.2.4 erwähnt wurde, hat der Nachlauf im Flugzustand *Transition* einen großen Einfluss auf die Strömungsverhältnisse im Hauptrotor. Abb. 4.4 zeigt die konvektierten Wirbelgitter der FW-Rechnung mit farblicher Auflösung der Zirkulation. Zur Darstellung der Diskretisierung sind die Netzlinien des von Blatt 1 ausgehenden Gitters eingezeichnet. Die Blattspitzenwirbel, in denen sich die Zirkulation konzentriert, liegen im vorderen (Abb.: linken) Bereich des Rotors in der Rotorebene, während sie im hinteren Bereich nach unten abschwimmen. Stromab des Rotors bilden sich zwei große Nachlaufwirbel aus.

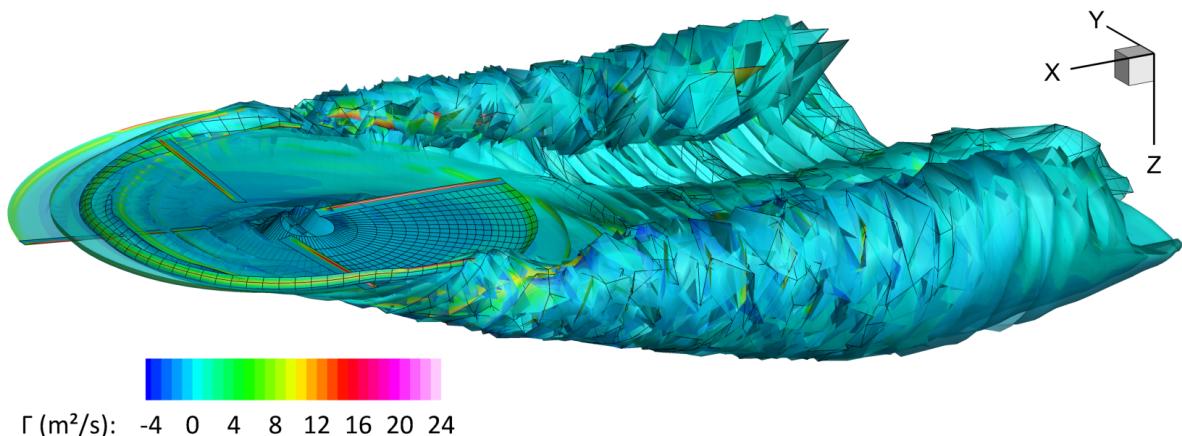


Abbildung 4.4: Nachlauf des Rotors im Flugzustand *Transition* ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$) mit Zirkulationsverteilung Γ . Die Netzlinien des Wirbelgitters von Blatt 1 sind eingezeichnet.

Abb. 4.5 stellt die induzierten Geschwindigkeiten in z -Richtung w_{ind} in der Rotorebene für FW und GDW dar. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Farbskalen aufeinander abgestimmt. Die Konturdiagramme sind keine Momentaufnahmen bei bestimmter Azimutalstellung des Rotors, sondern die von einem Blatt über den Umlauf „erfahrenen“ Geschwindigkeiten. Der über die Rotorebene gemittelte Abwind ist mit FW ($\bar{w}_{\text{ind}} = 7,6 \text{ m/s}$) geringfügig kleiner als mit GDW ($\bar{w}_{\text{ind}} = 7,7 \text{ m/s}$), was zumindest die Tendenz des mit FW kleineren Antriebsmoments in Abb. 4.3 erklärt. Mit beiden Modellen ist ein starker Abwind bis zu $w_{\text{ind}} \approx 20 \text{ m/s}$ im hinteren

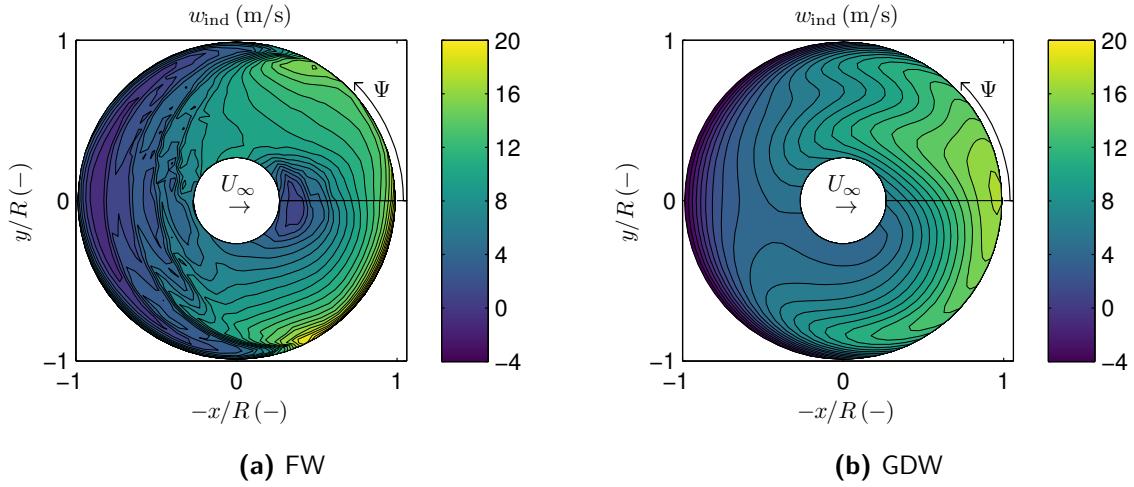


Abbildung 4.5: Vergleich der Abwindfelder von FW und GDW in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

(Abb.: rechten) Bereich des Rotors sowie ein Aufwind bis zu $w_{\text{ind}} \approx -4 \text{ m/s}$ im vorderen (Abb.: linken) Bereich zu verzeichnen. Mit FW treten Werte $w_{\text{ind}} > 20 \text{ m/s}$ außerhalb der Skala in Abb. 4.5a lediglich zwischen $270^\circ < \Psi < 360^\circ$ in einem sehr kleinen Bereich an der Blattspitze auf. Das Maximum liegt bei $\max(w_{\text{ind}}) = 22,5 \text{ m/s}$. Ein deutlicher Unterschied zwischen den Modellen besteht in der Auflösung der Blattspitzenwirbel durch FW, die in Abb. 4.5a anhand der starken Gradienten (Verdichtung der Isolinien) in der vorderen Rotorhälfte zu erkennen sind. Zudem ergibt sich mit FW ein Bereich sehr kleinen Abwinds direkt hinter dem Rotorkopf. Da der Rotorkopf jedoch aerodynamisch nicht modelliert ist, wird dieser Effekt kritisch betrachtet und nicht weiter diskutiert. Von diesen Details abgesehen sind die beiden Abwindfelder ähnlich.

Die Unterschiede der Abwindfelder von FW und GDW spiegeln sich auch in den Luftlasten der Rotorblätter wider. Am stärksten wird die Normalkraft F_N senkrecht zur Profilsehne beeinflusst, Tangentialkraft und Nickmoment unterliegen hingegen nur kleineren Änderungen. Abb. 4.6 stellt für vier Azimutalpositionen die radiale Streckenlast der Normalkraft q_{F_N} dar. Ihre Bestimmung erfolgte vereinfacht, indem die jeweilige Blattelementkraft ΔF_N durch die zugehörige Blattelementbreite Δr dividiert wurde. Bei $\Psi = 0^\circ$ (Abb. 4.6a) wird mit FW über das ganze Blatt hinweg mehr Auftrieb erzeugt. Dies ist auf die geringere induzierte Geschwindigkeit zurückzuführen, die zu größeren lokalen Anstellwinkeln führt und damit auch größere Auftriebs- bzw. Normalkräfte bewirkt. In Abb. 4.6b bis 4.6d wird die unterschiedliche Modellierung des Blattspitzenverlustes deutlich: Mit FW erfolgt diese implizit durch die induzierten Geschwindigkeiten an der Blattspitze. Mit GDW hingegen wird der Blattspitzenverlust erst im Luftlastenmodell berechnet und führt zu einem wesentlich spitzeren Verlauf von q_{F_N} . Schließlich fällt in Abb. 4.6c noch der wellige q_{F_N} -Verlauf mit FW auf. Dieser ist auf die radialen Abwindschwankungen in Abb. 4.5a bei $\Psi = 180^\circ$ zurückzuführen, die durch die Blattspitzenwirbel hervorgerufen werden. GDW bildet diesen Effekt schlichtweg nicht ab. Mit Ausnahme der diskutierten Unterschiede sind die q_{F_N} -Verläufe mit FW und GDW an allen Azimutalstellen ähnlich.

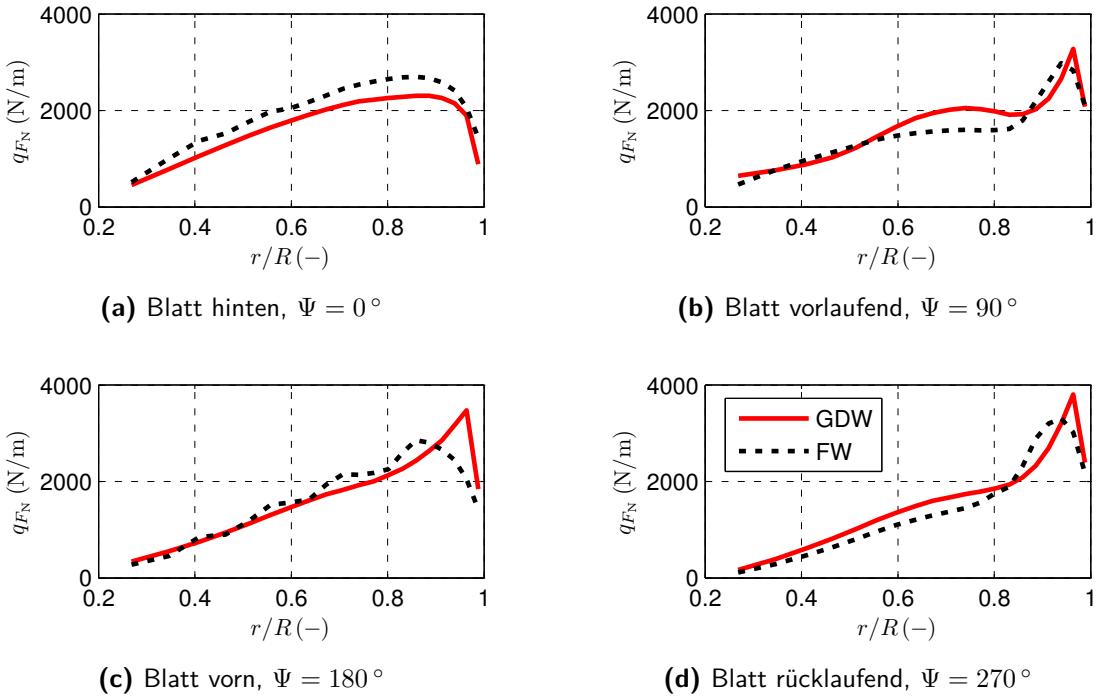


Abbildung 4.6: Vergleich der radialen Normalkraft-Streckenlasten mit FW und GDW in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Blattlasten

Die strukturellen Rotorblattlasten aus Windkanalversuch und Simulationen werden in Abb. 4.7 verglichen. Beim Schlagbiegemoment M_F in Abb. 4.7a wird der Windkanal-Verlauf von den GDW-Rechnungen gut, von der FW-Rechnung noch besser repräsentiert. Sowohl im Versuch als auch in den Simulationen ist ein 3/rev-Anteil erkennbar, der laut JOHNSON für viele Hubschrauberrotoren typisch ist und die Antwort der F2-Mode darstellt, deren Eigenfrequenz meist wenig unterhalb 3/rev liegt [10, S. 715] (Bo105: $\nu_{F2} = 2,73$). Die Spitzen des Windkanal-Verlaufs werden nicht hinreichend getroffen. Die Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert, im Folgenden Spitz-Tal-Wert genannt, ist mit GDW nur etwa halb so groß wie im Windkanal, mit FW ca. 0,75-mal so groß. Die Variation von f hat keine Auswirkung auf die Lasten; die drei GDW-Graphen sind kongruent, was ebenso für die übrigen Diagramme von Abb. 4.7 gilt.

Die Korrelation der Torsionslasten (Abb. 4.7b) ist schlechter, da weder mit GDW noch mit FW die Phasenlage der Kurven stimmt. Immerhin wird mit FW der Spitz-Tal-Wert aus dem Versuch beinahe exakt getroffen – mit GDW liegt dieser bei nur ca. 60 % des Windkanal-Wertes. Auch bezüglich des Frequenzinhaltes korreliert die Rechnung mit FW besser als die Rechnung mit GDW.

Der Spitz-Tal-Wert des inneren Schwenkbiegemoments in Abb. 4.7c wird durch FW deutlich überprognostiziert. Mit zweien der fünf Messläufe stimmt der Spitz-Tal-Wert mit GDW

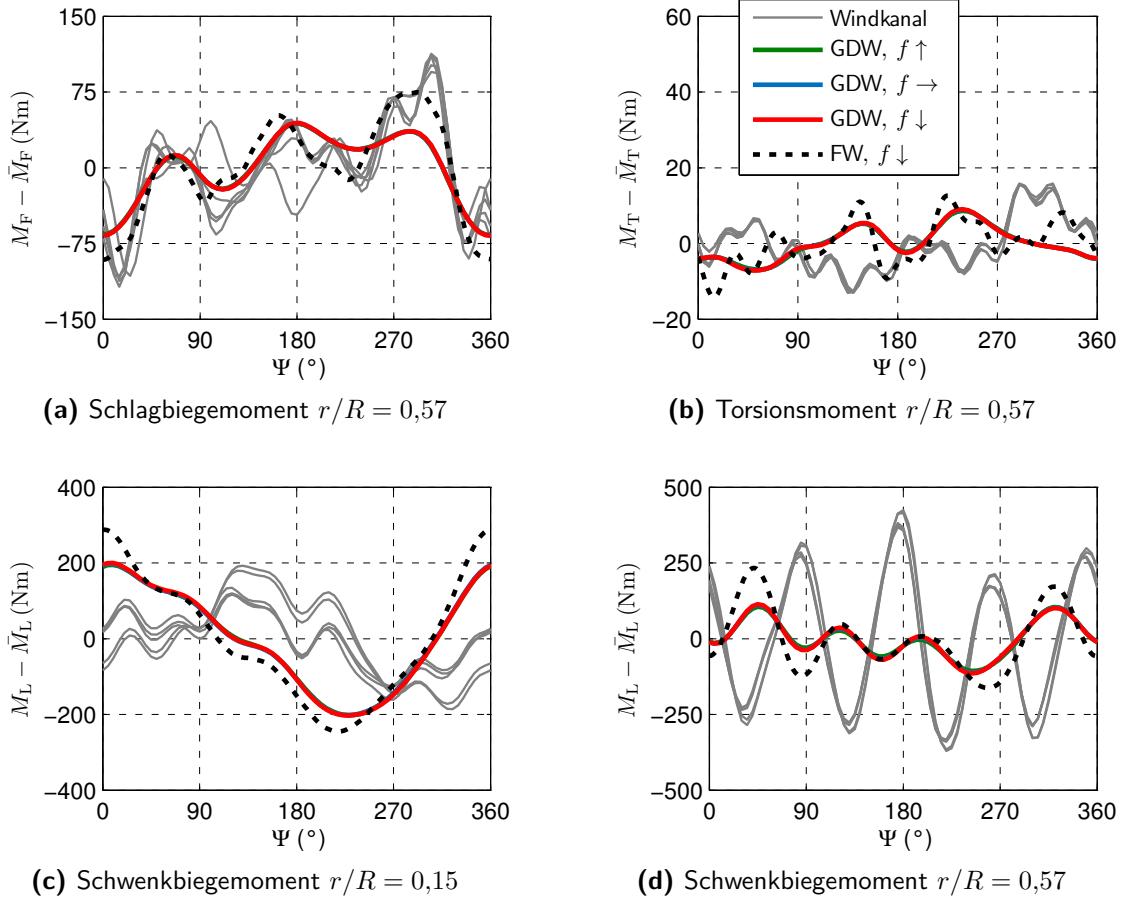


Abbildung 4.7: Blattlasten aus Windkanal und Simulation in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

hingegen gut überein. Die Phasenlage stimmt weder mit FW, noch mit GDW. Hochfrequente Anteile der Lasten sind in allen Simulationen zu gering.

Die Prognose der Schwenklasten bei $r/R = 0,57$ in Abb. 4.7d ist schlecht. Die 4/rev-Amplitude aus dem Windkanalversuch ist außerordentlich groß; man beachte die Skala im Vergleich zu Abb. 4.7c. Diese Amplitude wird durch die Simulation mit GDW nicht annähernd abgebildet. Der simulierte Spitze-Tal-Wert liegt bei nur 30 % des Wertes aus dem Versuch. Durch FW wird die Korrelation mit einem Spitze-Tal-Wert von gut 50 % des Versuchswertes zwar verbessert, der 4/rev-Anteil der Last ist aber immer noch viel zu gering. Zudem bleibt die deutliche Phasenverschiebung zwischen gemessenem und simuliertem Verlauf bestehen. Als Ursache für die schlechte Korrelation der 4/rev-Last kommt der fehlende Triebstrang in Frage. Wie in Kap. 1.2.2 gezeigt wurde, ist es möglich, dass die Rotor-Triebstrang-Kopplung zu einer Eigenfrequenz von $\nu_{RD_{L2}} \approx 4$ führt und damit eine ausgeprägte Antwort auf 4/rev-Anregungen herbeiführt. Die entsprechende Untersuchung folgt später.

Bewertung

Die Simulationsgüte im Flugzustand *Transition* lässt sich zusammenfassend wie folgt bewerten: Der Trimm liefert eine gute Übereinstimmung der Steuerwinkel und des Antriebsmoments mit den zugehörigen Versuchsdaten. Einzig θ_{\sin} ist zu groß, was z. B. am fehlenden Einfluss des Rumpfes auf die Aerodynamik liegen kann. Der Abwind wird durch GDW adäquat modelliert. Lediglich die Blattspitzenwirbel werden nicht aufgelöst, was im Vergleich zur genaueren FW-Rechnung geringe Unterschiede der Luftlasten primär im Blattaußebereich bewirkt. Die Blattlasten bleiben mit dem Basismodell durch die Variation der Strukturdämpfung im Bereich $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ s} < f < 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ unbeeinflusst. Bei den Schlaglasten ergibt sich eine gute Korrelation zwischen Simulation und Windkanalversuch, die durch Einsatz von FW noch verbessert wird. Torsions- und Schwenklasten korrelieren hingegen schlecht, was auch durch FW nicht zu ändern ist. Fehlkorrelationen des 4/rev-Schwenkbiegemoments sind möglicherweise auf den fehlenden Triebstrang zurückzuführen.

4.1.2 Reiseflug

Trimm

Für den Reiseflug liegen lediglich zwei Messläufe aus dem Versuch vor. Abb. 4.8 zeigt die entsprechenden getrimmten Steuerwinkel aus dem Windkanalversuch in grau sowie die Simulationsergebnisse. Der kollektive Steuerwinkel wird bei Verwendung des GDW mit $\Delta\theta_{\text{koll}} = -0,9^\circ$

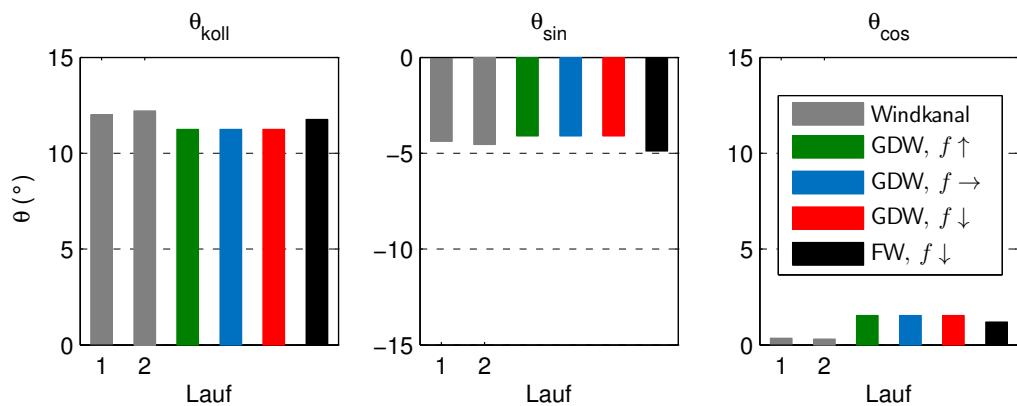


Abbildung 4.8: Steuerwinkel aus Windkanal und Simulation im Reiseflug ($\mu = 0,3$, $C_T/\sigma = 0,075$)

leicht unterprognostiziert. Die Korrelation von θ_{\sin} ist mit Abweichungen von nur $\Delta\theta_{\sin} = 0,4^\circ$ gut. θ_{\cos} wird $1,2^\circ$ zu groß berechnet. Mit FW lässt sich die Prognose von θ_{koll} verbessern ($\Delta\theta_{\text{koll}} = -0,3^\circ$). θ_{\sin} ist deutlich kleiner als mit GDW, der Abstand zu den Versuchsergebnissen bleibt jedoch betragsmäßig beinahe gleich groß. Bei θ_{\cos} erzielt FW eine leichte Verbesserung ($\Delta\theta_{\cos} = 0,9^\circ$).

Anders als im Flugzustand *Transition* fällt die Prognose des Antriebsmoments im Reiseflug mit GDW etwas zu gering aus, wie in Abb. 4.9 gezeigt ist. Mit GDW werden lediglich 88 % des mittleren Versuchswertes erreicht. Die Rechnung mit FW liefert wie schon zuvor in der Transition 95 % des experimentellen Antriebsmoments. Wieder weichen die Messungen der verschiedenen Windkanalläufe voneinander ab, was auf Ungenauigkeiten im Trimm hindeutet.

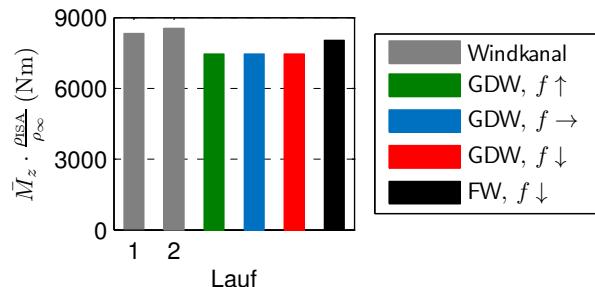


Abbildung 4.9: Mittleres, dichtekorrigiertes Rotorantriebsmoment aus Windkanal und Simulation im Reiseflug ($\mu = 0,3$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Aerodynamik

Im Vergleich zur Transition werden die Nachläufe der einzelnen Rotorblätter im Reiseflug wesentlich schneller aus der Umgebung des Rotors getragen, siehe Abb. 4.10. Da der Rotor weiter nach vorn geneigt ist, laufen alle Blattspitzenwirbel unterhalb der nachfolgenden Blätter entlang. Damit hat der Nachlauf im Reiseflug insgesamt einen wesentlich kleineren Einfluss auf die Strömungsverhältnisse im Rotor als in der Transition.

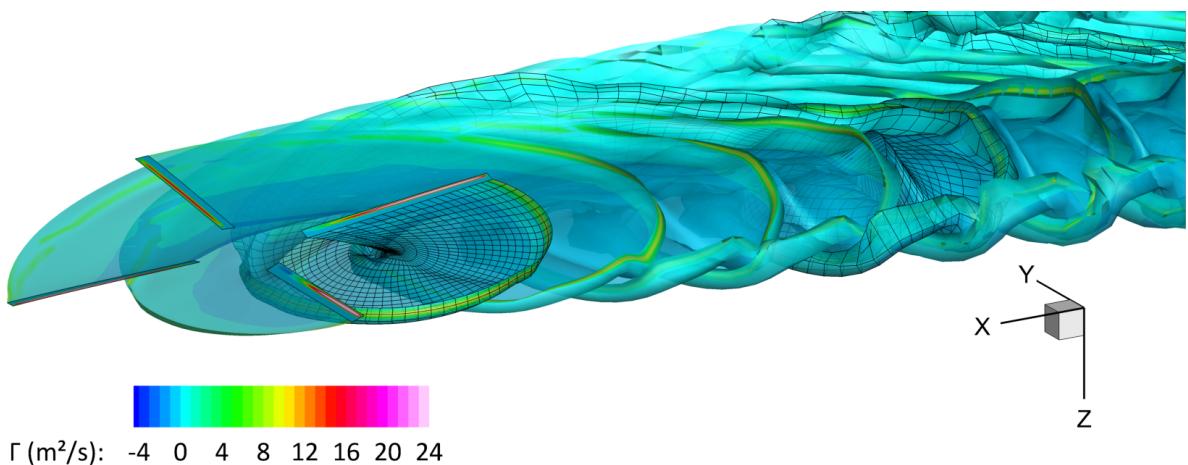


Abbildung 4.10: Nachlauf des Rotors im Flugzustand *Reiseflug* ($\mu = 0,3$, $C_T/\sigma = 0,075$) mit Zirkulationsverteilung Γ . Die Netzlinien des Wirbelgitters von Blatt 1 sind eingezeichnet.

Die Abwindfelder mit FW und GDW im Reiseflug sind in Abb. 4.11 gezeigt. Im Mittel ist w_{ind} wesentlich geringer als in der Transition, sodass die Farbskala hier nur bis 12 m/s reicht. Größere Geschwindigkeiten kommen lediglich mit FW (Abb. 4.11a) im unmittelbaren Blattspitzenbereich zwischen $\Psi = 225^\circ$ und $\Psi = 45^\circ$ vor, wobei $\max(w_{\text{ind}}) = 18,1 \text{ m/s}$ erreicht wird. Bei GDW ($\bar{w}_{\text{ind}} = 2,7 \text{ m/s}$) ist die mittlere induzierte Geschwindigkeit 0,5 m/s kleiner

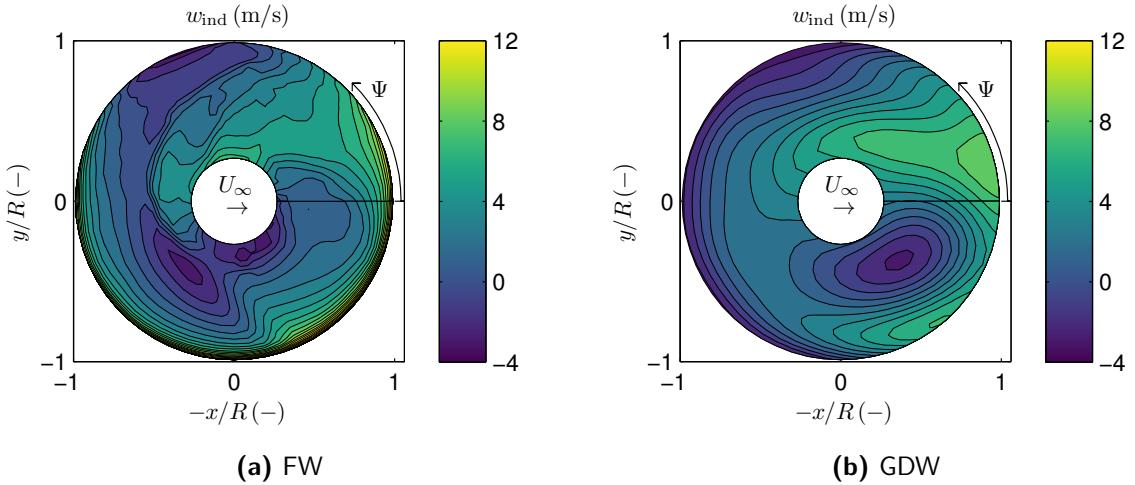


Abbildung 4.11: Vergleich der Abwindfelder von FW und GDW im Reiseflug ($\mu = 0,3$, $C_T/\sigma = 0,075$)

als bei FW ($\bar{w}_{\text{ind}} = 3,2 \text{ m/s}$). Dies erklärt das geringere Antriebsmoment in Abb. 4.9. Mit beiden Modellen erstreckt sich eine ausgeprägte Abwindzone von $\Psi \approx 135^\circ$, innen in Richtung der freien Anströmung U_∞ nach hinten. Weiterhin ist der Rotoraußenbereich um $\Psi \approx 315^\circ$ mit starkem Abwind versehen. Ebenso gemeinsam ist die Aufwindzone im Außenbereich bei $\Psi \approx 110^\circ$. Auf der rücklaufenden Seite bilden sich mit FW zwei Aufwindbereiche: einer in der Blattmitte um $\Psi \approx 225^\circ$ und einer innen um $\Psi \approx 315^\circ$. Mit GDW konzentriert sich der Aufwind auf der rücklaufenden Seite auf die Blattmitte um $\Psi \approx 315^\circ$.

Die Auswirkungen der Abwindfelder auf die Normalkraftverläufe sind in Abb. 4.12 zu sehen. Bei $\Psi = 0^\circ$ (Abb. 4.12a) ist die Auftriebsverteilung mit beiden Abwindmodellen sehr gleichmäßig. Um $r/R = 0,8$ beträgt die induzierte Geschwindigkeit mit FW $w_{\text{ind}} = 3,7 \text{ m/s}$, mit GDW jedoch $w_{\text{ind}} = 6,0 \text{ m/s}$. Dementsprechend wird mit FW in diesem Bereich mehr Auftrieb erzeugt. Auf der vorlaufenden Seite in Abb. 4.12b ist der Blatteinstellwinkel aufgrund von $\theta_{\text{sin}} \approx -4,5^\circ$ relativ klein. Zusammen mit der Blattverwindung führt das im Blattaußenbereich zu kleinen Anstellwinkeln; der Auftrieb verlagert sich nach innen. Mit FW ist die Normalkraftverteilung aufgrund des ungleichmäßigeren Abwinds welliger. Bei $\Psi = 180^\circ$ (Abb. 4.12c) und $\Psi = 270^\circ$ (Abb. 4.12d) wird mit FW mehr Auftrieb im Bereich $0,5 < r/R < 0,9$ erzeugt als mit GDW, was auf die ausgeprägte Aufwindzone zurückzuführen ist. Die Auftriebsabfälle an der Blattspitze fallen mit FW deutlich runder aus als mit GDW. Mit Ausnahme der diskutierten Unterschiede sind die Normalkraftverläufe mit FW und GDW an allen Azimutalstellen ähnlich.

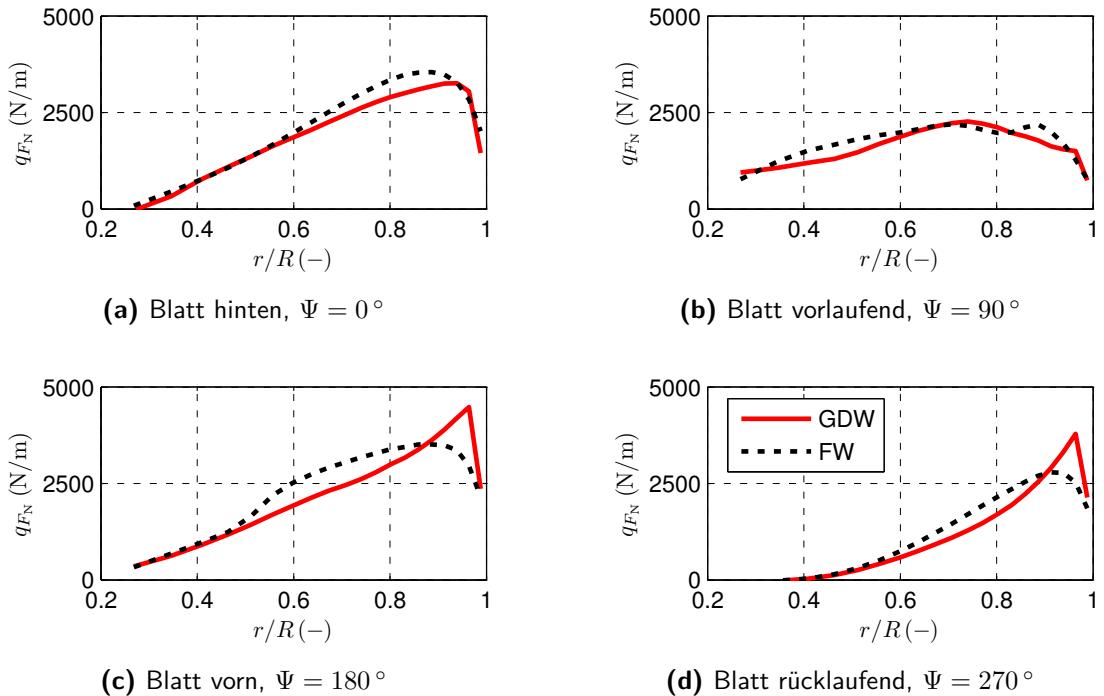


Abbildung 4.12: Vergleich der radialen Normalkraft-Streckenlasten mit FW und GDW im Reiseflug ($\mu = 0,3$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Blattlasten

Die Blattlasten im Reiseflug sind in Abb. 4.13 dargestellt. Wie schon in der Transition sind die GDW-Graphen in allen Diagrammen trotz Variation von f kongruent. Der Verlauf des Schlagbiegemoments mit GDW (Abb. 4.13a) ist ähnlich dem des Versuchs, jedoch mit einer Phasenverschiebung von etwa 40° (Simulation voreilend). Der Spitze-Tal-Wert mit GDW beträgt ca. 60 % des Versuchswertes. Mit FW wird die Form des Verlaufs noch besser getroffen, die Phasenverschiebung geringfügig reduziert und die Korrelation des Spitze-Tal-Wertes (70 % des Messwertes) verbessert.

Beim Torsionsmoment in Abb. 4.13b zeigt die Simulation mit GDW die richtige Tendenz, gerade beim Abfall ab $\Psi = 90^\circ$. Der Ausschlag nach unten ist jedoch deutlich zu gering ausgeprägt. Die Simulation mit GDW erreicht nur 42 % des gemessenen Spitze-Tal-Wertes. Mit FW lässt sich gegenüber GDW keine auffällige Verbesserung der Prognose erzielen. Ein möglicher Grund ist die unzureichende Abbildung des aerodynamischen Nickmomentabfalls am vorlaufenden Blatt durch das verwendete Luftlastenmodell.

Die Korrelation des inneren Schwenkbiegemoments in Abb. 4.13c ist gut, obwohl der Verlauf mit GDW wieder um ca. 40° voreilt. Der simulierte Spitze-Tal-Wert entspricht 84 % der gemessenen Werte im Mittel. FW verbessert diesen Wert auf 104 %. Der Phasenversatz zwischen Simulation und Versuch bleibt jedoch auch mit FW bestehen.

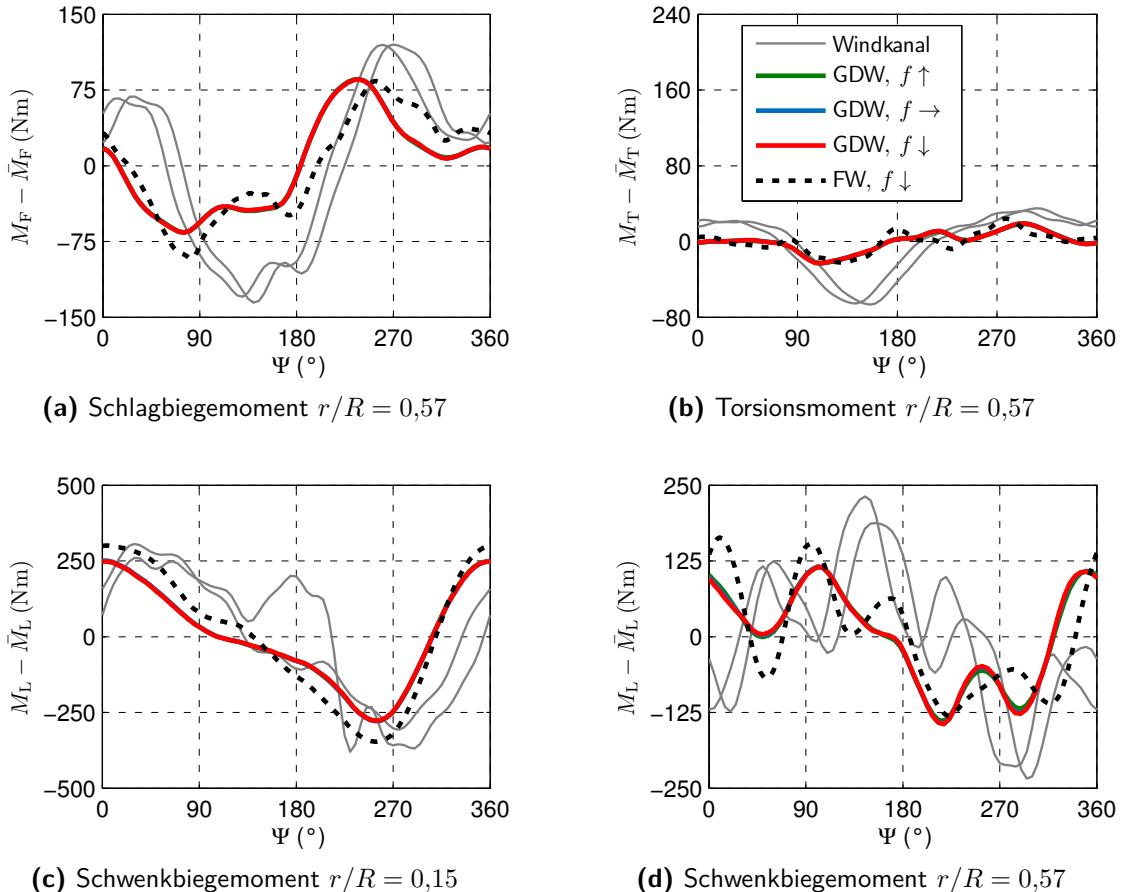


Abbildung 4.13: Blattlasten aus Windkanal und Simulation im Reiseflug ($\mu = 0,3$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Für das Schwenkbiegemoment bei $r/R = 0,57$ (Abb. 4.13d) ist die Übereinstimmung wieder etwas schlechter. Erneut sind die Verläufe aus Simulation und Windkanalversuch versetzt. Der Spitze-Tal-Wert ist mit 60 % (GDW) bzw. 68 % des Messwertes (FW) bei beiden Modellen unterprognostiziert, wobei FW ein geringfügig besseres Ergebnis liefert.

Bewertung

Die Simulationsergebnisse für Steuerwinkel und Rotorantriebsmoment im Reiseflug passen gut zu den Windkanalergebnissen, wobei die Korrelation insbesondere von θ_{koll} und \bar{M}_z mit FW besser ist als mit GDW. Die Abwindfelder von FW und GDW sind ähnlich. Die resultierenden Luftlasten unterscheiden sich geringfügig, wobei die größten Differenzen an der Blattspitze auftreten. Die simulierten Blattlasten korrelieren sehr viel besser mit den Windkanalmessungen als in der Transition. Allerdings eilen die simulierten Lasten den gemessenen um ca. 40° voraus. Der Einsatz von FW anstelle von GDW hat im Reiseflug ähnliche Auswirkungen wie in der Transition: Die Schlaglastenprognose wird verbessert, für Torsions- und Schwenklasten lässt sich jedoch keine klare Aussage treffen. Die Variation der Strukturdämpfung im Bereich $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ s} < f < 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ hat auch im Reiseflug keinen Einfluss auf die Blattlasten.

4.1.3 Fazit

Wie erwartet erreicht die Simulationsgüte nicht das Niveau hochgenauer Rotorsimulationen, wie es etwa durch Kopplung des Strukturmodells mit CFD erzielbar wäre. Ungeachtet dessen werden die Verläufe der Blattlasten sowie deren Spitze-Tal-Werte sowohl mit GDW als auch mit FW angemessen repräsentiert. Die Ausnahme ist das Blattdrehmoment, für welches die Simulationsergebnisse kritisch zu hinterfragen sind. Mit dem Basismodell hat die Variation der Strukturdämpfung zwischen $f = 0,5 \cdot 10^{-4}$ s und $f = 2 \cdot 10^{-4}$ s einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Blattlasten.

Festzuhalten ist die mäßige Genauigkeit der Referenzdaten, deren Ursache im Windkanaltrimm, den Messungen oder deren Dokumentation liegen kann. Indizien dafür sind die Unterschiede im getrimmten θ_{koll} in Abb. 4.2 links (S. 76) sowie alle Abweichungen der Windkanal-Blattlasten untereinander in Abb. 4.7 (S. 80) und Abb. 4.13. So haben die beiden Windkanalkurven aus Abb. 4.13 einen Phasenversatz von ca. $10 - 15^\circ$, der auf Probleme bei der Messung des Rotorazimuts hindeutet. Auch wenn dies die Eignung des Windkanalversuchs als Validierungsreferenz einschränkt, wird er mangels Alternativen trotzdem als solche herangezogen.

Das Ziel dieser Arbeit ist nicht eine höchstakkurate Prognose der Blattlasten, sondern den Kopplungsmechanismus zwischen Hauptrotor und Triebstrang zu untersuchen und zu verstehen. Dazu gilt es, den Unterschied zwischen Basismodell und Rotor-Triebstrang-Modell zuverlässig zu identifizieren. Für dieses Ziel sind schlechte Korrelationen zwischen Versuchsdaten und Simulation durchaus hinnehmbar, solange wesentliche physikalische Phänomene plausibel abgebildet werden. Modellierungsfehler wirken sich gleichermaßen auf die Simulation des Basismodells sowie auf die Simulation des Rotor-Triebstrang-Systems aus. Aus diesem Grund eignet sich die Simulation, um den Einfluss des Triebstrangs auf die Blattlasten zu untersuchen.

4.2 Einfluss des Bo105-Triebstrangs

In diesem Abschnitt wird das vollständige Rotor-Triebstrang-System aus Kap. 2.3.4 inkl. geplanter Triebwerke (Kap. 3.2) in den drei Flugzuständen *Transition*, *Schnellflug* und *große Blattbeladung* simuliert und je Flugzustand mit dem Basismodell ($\Omega = \text{konst.}$) verglichen. Da sich der Triebstrangeinfluss in den verschiedenen Flugzuständen als qualitativ ähnlich herausstellen wird, erfolgt die ausführliche Diskussion nur anhand der Transition in Kap. 4.2.1. Für den Schnellflug (Kap. 4.2.2) und die große Blattbeladung (Kap. 4.2.3) werden lediglich die Ergebnisgrafiken gezeigt und die wesentlichen Unterschiede zu den anderen Flugzuständen genannt. Alle Simulationen erfolgen mit dem GDW-Abwindmodell und einer Strukturdämpfung von $f = 2 \cdot 10^{-4}$ s. Folgende Größen werden verglichen:

- Blattlasten M_F , M_L , M_T vs. Rotorazimut Ψ ⁵ an innerer und mittlerer Radialstelle. Die innere Stelle $r/R = 0,22$ liegt etwas weiter außen als jene in Kap. 4.1 (Begründung folgt später), die mittlere Stelle $r/R = 0,57$ ist identisch.
- Radiale Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden \hat{M}_L aus der Fourieranalyse⁶. Die zugehörigen Phasen werden nicht explizit ausgewertet. Zum einen sind die Phasenlagen hinsichtlich der strukturellen Beanspruchung weniger relevant als die Amplituden. Zum anderen sind Phasenverschiebungen zwischen Messung und Simulation in den azimutalen Verläufen der Lasten erkennbar und können somit – wenn auch nicht exakt quantifiziert – diskutiert werden.
- 4/rev- und 8/rev-Masttorsionsmomentamplituden \hat{M}_z

4.2.1 Transition

Abb. 4.14 zeigt links die azimutalen Verläufe des Schlagbiege-, Schwenkbiege- und Torsionsmoments an innerer Radialstelle mit dem Basismodell und mit dem vollständigen Rotor-Triebstrang-Modell inkl. geregelter Triebwerke („DT, vollst. mit TW“). Schlagbiegemoment (oben) sowie Torsionsmoment (unten) werden durch den Triebstrang kaum beeinflusst. Das Schwenkbiegemoment (Mitte) hat mit Triebstrang grob den gleichen Verlauf wie ohne, unterscheidet sich jedoch im höherharmonischen Inhalt des Signals. Dieser Triebstrangeinfluss ist in der Blattmitte (Abb. 4.14 rechts) ähnlich. Schlagbiege- und Torsionsmoment bleiben weitestgehend unverändert, das Schwenkbiegemoment wird jedoch merklich beeinflusst. Desse Abweichungen zwischen Basismodell und Rotor-Triebstrang-Modell sind in der Blattmitte wesentlich auffälliger als innen.

Da sich der Triebstrang primär auf das Schwenkbiegemoment auswirkt, konzentriert sich die folgende Fourieranalyse ausschließlich auf das Schwenkbiegemoment. Zum quantitativen Vergleich der verschiedenen Frequenzanteile zeigt Abb. 4.15 die radialen Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden des Basismodells. Die Vergrößerung auf der rechten Seite dient der besseren Erkennbarkeit kleiner Amplituden. Im Blattwurzelbereich dominiert mit Abstand der 1/rev-Anteil. Diese Beobachtung ist konform zu den Ausführungen von REICHERT [77, S. 7-3 und Abb. 6] und JOHNSON [78, S. 32] und ist auf den gelenklosen Blattanschluss des Bo105-Rotors zurückzuführen, der die Biegemomente auf die Rotornabe überträgt.

⁵Mit Triebstrangmodell ($\Omega \neq \text{konst.}$) entsteht streng genommen ein Unterschied zwischen zeitlichem Verlauf (M vs. t) und azimutalem Verlauf (M vs. Ψ), da der Rotorazimut Ψ durch die Verdrehung der Nabe definiert wird, welche wiederum Schwingungen unterliegt. Da die Nabenschwingungsamplituden jedoch bei allen in dieser Arbeit simulierten Flugzuständen unter $0,12^\circ$ liegen, ist dieser Unterschied vernachlässigbar. Die azimutalen Verläufe repräsentieren daher – wie auch beim Basismodell mit $\Omega = \text{konst.}$ – die zeitlichen Verläufe der betrachteten Größen.

⁶Die Koeffizienten der Fourierreihe 8. Ordnung werden mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt. Dies ist zwar wesentlich aufwendiger als die diskrete Fouriertransformation (DFT) oder gar die schnelle Fouriertransformation (FFT, von engl. „fast“), stellt aber im Gegensatz zu DFT und FFT keine Anforderungen an die Verteilung der azimutalen Stützstellen, welche bei $\Delta t = \text{konst.}$, aber $\Omega \neq \text{konst.}$, Variationen unterliegen.

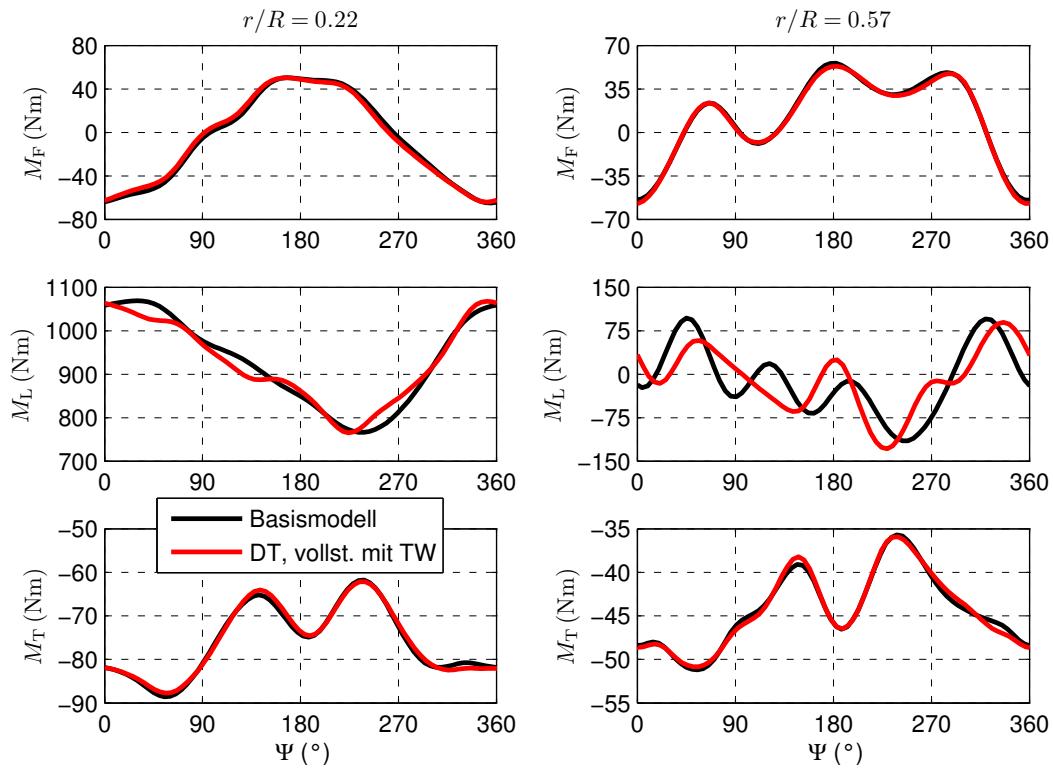


Abbildung 4.14: Blattlasten in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$): vollständiges Rotor-Triebstrang-Modell inkl. geregeltem Triebwerk vs. Basismodell

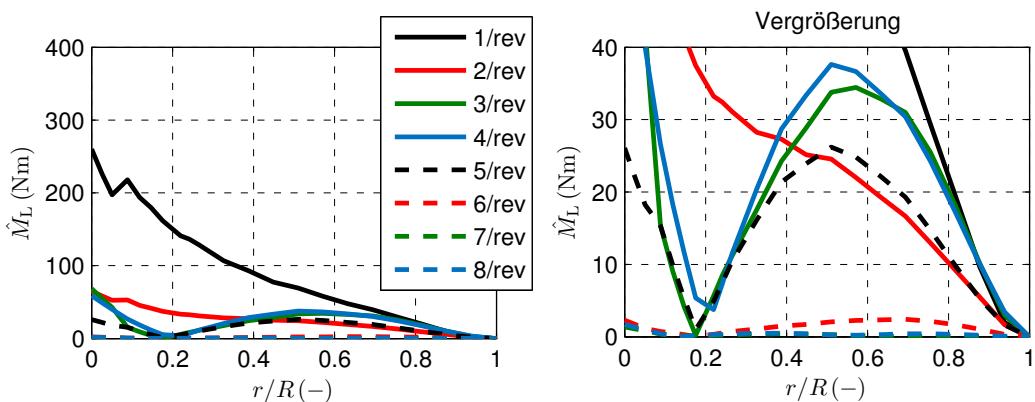


Abbildung 4.15: Radiale Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im Vergleich. Basismodell in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$). Rechts vergrößerte Darstellung

Bei $r/R \approx 0,2$ sind alle Anteile mit Ausnahme von 1/rev und 2/rev verschwindend klein. In der Blattmitte hingegen sind auch 3/rev-, 4/rev- und 5/rev-Amplituden von Relevanz. Alle höheren Anteile (6/rev bis 8/rev) haben über das gesamte Blatt eine untergeordnete Bedeutung im Fourierspektrum.

Den Vergleich der Schwenkbiegemomentamplituden zwischen Basismodell und Rotor-Triebstrang-Modell liefert Abb. 4.16. Die in Kap. 1.2 beschriebene Erkenntnis vorheriger Studien,

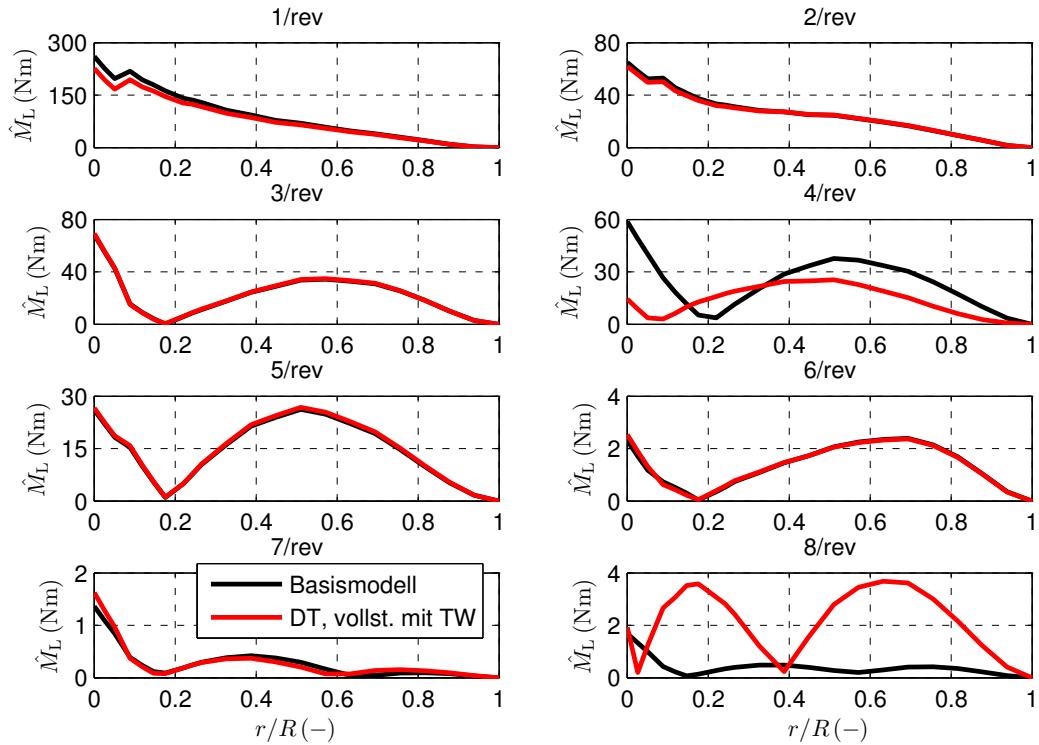


Abbildung 4.16: Einfluss des Triebstrangs auf die radialen Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

dass sich der Triebstrang primär auf die blattzahlharmonischen (Bo105: 4/rev) Schwenkbiegemomentamplituden auswirkt, wird in Abb. 4.16 bestätigt: Die Ordnung 4 ist die niedrigste im Fourierspektrum, die nennenswert beeinflusst wird. Der Grund ist, dass jegliche aerodynamische Anregung von Rotor-Triebstrang-Moden mit der fundamentalen Frequenz 4Ω erfolgt; jedes Rotorblatt trägt gleichermaßen zur Anregung bei, jedoch phasenversetzt zu den anderen Blättern. Die dynamische Antwort der Rotor-Triebstrang-Moden auf diese Anregungen macht den Unterschied der Schwenkbiegemomentamplituden entsprechender Frequenz im Vergleich zum Basismodell aus.

Der radiale Verlauf der 4/rev-Amplituden wird durch den Triebstrang verschoben und abgeflacht. Die Verschiebung des lokalen Minimums von $r/R = 0,22$ (Basismodell) nach $r/R = 0,09$ (mit Triebstrang) lässt sich auf die Eigenformen von L2 (Basismodell) bzw. RD_{L2} (mit Triebstrang) zurückführen. Die L2-Mode (siehe Abb. 2.15b oben auf S. 43) hat einen Wendepunkt der Schwenkdeformation, also einen Nulldurchgang des Schwenkbiegemoments, etwa bei $r/R = 0,22$. Bei RD_{L2} (siehe Abb. 2.19 auf S. 48) ist das Blatt hingegen beinahe über den gesamten Radius in die gleiche Richtung gekrümmt. Der rote Bogen (Rotor-Triebstrang-Modell) der 4/rev-Amplituden in Abb. 4.16 reicht daher von der Blattspitze bis fast ins Rotorzentrum.

Es ist jedoch zu beachten, dass neben RD_{L2} weiterhin die longitudinale, laterale und differentielle L2-Mode (zur Erinnerung: Abb. 2.17 auf S. 46) zu den 4/rev-Schwenkbiegemomenten des Rotor-Triebstrang-Modells beitragen.

Bei $r/R = 0$ ist die 4/rev-Amplitude des Rotor-Triebstrang-Modells nur 0,24-mal so groß wie die des Basismodells, bei $r/R = 0,22$ hingegen 4,2-mal so groß. Im mittleren bis äußerem Blattbereich werden die 4/rev-Amplituden durch den Triebstrang geringfügig reduziert; bei $r/R = 0,57$ sind sie 0,62-mal so groß wie die des Basismodells. An den Stellen $r/R = 0,15$ sowie $r/R = 0,34$ sind die 4/rev-Amplituden mit und ohne Triebstrang identisch. Dementsprechend ist der Triebstrangeinfluss an diesen Stellen verschwindend. Dies ist der Grund, warum die Stelle $r/R = 0,15$ aus Kap. 4.1 (Validierung mit Windkanaldaten) nicht als innere Radialstelle in Abb. 4.14 übernommen wurde.

Neben der blattzahlharmonischen Amplitude 4/rev werden noch ihre Höherharmonischen 8/rev, 12/rev, etc. maßgeblich durch den Triebstrang beeinflusst, da die Anregung mit fundamentaler Frequenz 4Ω ebenfalls höherharmonische Anteile hat. Die 8/rev-Amplituden werden relativ zum Basismodell teilweise stark vergrößert (z.B. 17-fach bei $r/R = 0,57$), allerdings bleibt das Lastniveau mit Amplituden unter 4 Nm sehr klein.

In den übrigen Harmonischen (1/rev bis 3/rev und 5/rev bis 7/rev) sind lediglich geringe Unterschiede zwischen Rotor-Triebstrang-Modell und Basismodell zu erkennen. Darunter ist die Absenkung der 1/rev-Amplitude im Wurzelbereich um ca. 12 % durch den Triebstrang am auffälligsten. Diese Unterschiede lassen sich mit der linearen Modellvorstellung des dynamischen Antwortproblems nicht erklären, da diese ausschließlich Auswirkungen auf $p \cdot 4/\text{rev}$ -Amplituden ($p \in \mathbb{N}$) liefern kann. Die Unterschiede sind daher auf unbekannte, nichtlineare Effekte zurückzuführen.

Die Schwenkbiegemomente aller Blätter im Rotorzentrum $r/R = 0$ ergeben in Summe das Masttorsionsmoment M_z . Abb. 4.17 zeigt die 4/rev- und 8/rev-Masttorsionsmomentamplituden mit und ohne Triebstrang. Die 4/rev-Amplitude wird, analog zur 4/rev-Schwenkbie-

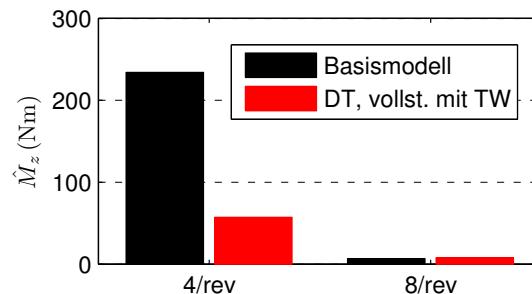


Abbildung 4.17: Einfluss des Triebstrangs auf die 4/rev- und 8/rev-Masttorsionsmomentamplituden in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

gemomentamplitude bei $r/R = 0$, durch den Triebstrang von 234 Nm auf 57 Nm um 76 % verringert. In Bezug auf das statische Masttorsionsmoment von 5410 Nm (vgl. Abb. 4.3 auf S. 77) wird die 4/rev-Vibration damit von 4 % auf 1 % reduziert. Die 8/rev-Amplitude ist sowohl

mit als auch ohne Triebstrang vernachlässigbar klein. Alle Harmonischen, die kein ganzzahliges Vielfaches von 4 sind, weisen eine Amplitude von Null auf.

Mit den Erkenntnissen aus der Fourieranalyse in Abb. 4.15 und Abb. 4.16 lassen sich schließlich die in Abb. 4.14 beobachteten Unterschiede des Triebstrangeinflusses innen und in der Blattmitte erklären. Innen ($r/R = 0,22$) erhöht der Triebstrang zwar maßgeblich die 4/rev-Amplitude (Vergrößerungsverhältnis 4,2), jedoch wird das Fourierspektrum dort durch die 1/rev- und 2/rev-Amplituden dominiert (siehe Abb. 4.15), welche wiederum kaum durch den Triebstrang verändert werden. In der Blattmitte hingegen ($r/R = 0,57$) nimmt die 4/rev-Amplitude eine bedeutende Rolle im Fourierspektrum ein, sodass selbst ihre moderate Absenkung auf das 0,62-fache des Basismodells deutlich im azimutalen Schwenkbiegemomentverlauf sichtbar wird.

In der obigen Argumentation wird vorausgesetzt, dass der Triebstrangeinfluss auf die 4/rev-Amplituden und ihre Höherharmonischen relativ ist. Wenn also in der Basissimulation keine 4/rev-Lasten auftreten, bewirkt der Triebstrang auch keinen Unterschied im Lastenverlauf. In Anhang K.2 wird diese Relativität durch analytische Betrachtung eines vereinfachten Rotor-Triebstrang-Systems nachvollzogen und somit für das reale (nicht vereinfachte) Rotor-Triebstrang-System plausibilisiert und bestätigt.

4.2.2 Schnellflug

In der Simulation des Schnellflugs traten – mit den gleichen Dämpfungsparametern f , d_L und d_T wie bei der Transition – Stabilitätsprobleme auf. Die Ursache dieser Probleme wird in der Kopplung zwischen RD_{L2} und RD_{T1} in Kombination mit starken aerodynamischen Anregungen vermutet. Bekanntermaßen ist das reale Fluggerät frei von derartigen Instabilitäten in diesem Flugzustand. Möglicherweise trägt daher auch das entwickelte Simulationsverfahren zu diesen Problemen bei und gerät hier an seine Grenzen. Potentielle Problemquellen liegen im nichtlinearen Strukturmodell der Rotorblätter mit seiner großen Anzahl an Freiheitsgraden sowie dem zeitkontinuierlichen Trimmverfahren, das aus einem ungetrimmten Zustand mit ausgeprägten transienten Bewegungen beginnt. Um dennoch einen getrimmten Systemzustand zu erzielen, wurden der Dämpfungsfaktor sowie die Dämpfung im Torsionsgelenk für den Schnellflug jeweils verdoppelt, und zwar auf $f = 4 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ bzw. $d_T = 12,2 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$. Wie aus Abb. 2.24b auf S. 54 hervorgeht, beeinflusst die Erhöhung von d_T unter den Rotor-Triebstrang-Moden beinahe ausschließlich die Dämpfung der RD_{T1} -Mode. Durch die Vergrößerung von f werden hingegen alle Rotor-Triebstrang-Moden stärker gedämpft. Die Dämpfung der RD_{L2} -Mode, die hinsichtlich des Triebstrangeinflusses am wichtigsten ist, bleibt jedoch unter 2 %.

Im Schnellflug weisen alle azimutalen Blattlastenverläufe (M_F , M_L und M_T) im Vergleich zur Transition stärkere hochfrequente Oszillationen auf (Abb. 4.18). Die Schwenkbiegemomente mit und ohne Triebstrang unterscheiden sich sowohl innen ($r/R = 0,22$) als auch in der Blattmitte ($r/R = 0,57$) lediglich durch die Intensität dieser hochfrequenten Oszillationen, während die groben Verläufe identisch sind. Grund hierfür ist, dass die 4/rev-Amplituden im Schnellflug im Vergleich zu den 1/rev- bis 3/rev-Amplituden über das gesamte Rotorblatt klein

sind (Abb. 4.19). Der Triebstrangeinfluss manifestiert sich primär über die 8/rev-Amplituden

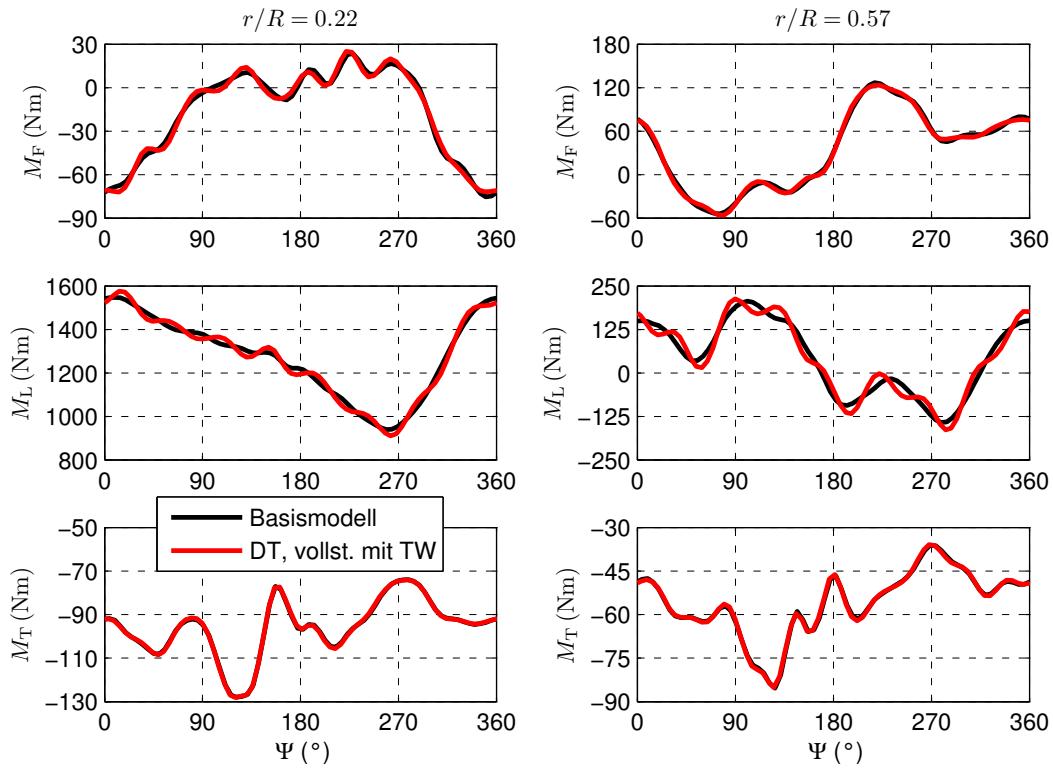


Abbildung 4.18: Blattlasten im Schnellflug ($\mu = 0,34$, $C_T/\sigma = 0,075$): vollständiges Rotor-Triebstrang-Modell inkl. geregeltem Triebwerk vs. Basismodell

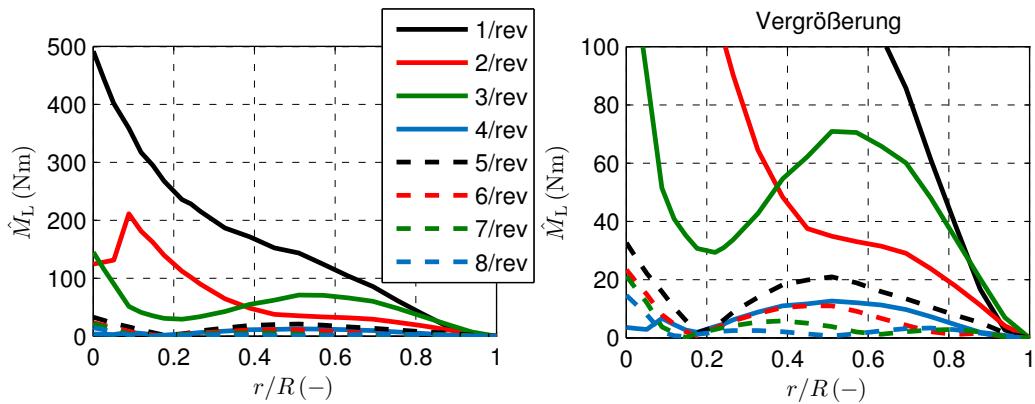


Abbildung 4.19: Radiale Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im Vergleich. Basismodell im Schnellflug ($\mu = 0,34$, $C_T/\sigma = 0,075$). Rechts vergrößerte Darstellung

(Abb. 4.20), die größere Werte annehmen als die 4/rev- bis 7/rev-Amplituden. Im Hinblick auf die aerodynamischen Anregungen durch Kompressibilitätseffekte ist dieser hochfrequente Einfluss insofern plausibel, als dass sich die Anregungen auf einen sehr kleinen azimutalen Bereich

der Rotorumdrehung beschränken und daher Anteile hoher Frequenz aufweisen. Dominant sind jedoch die 1/rev- bis 3/rev-Anteile des Schwenkbiegemoments, weshalb der Triebstrang einfluss für diesen Flugzustand im Vergleich zur Transition geringer ist. Obwohl die 8/rev-Schwenkbiegemomente an manchen Radialstellen mit Triebstrang viel größer sind als ohne, bewirkt der Triebstrang im Rotorzentrum (Masttorsionsmoment in Abb. 4.21) keine auffällige Laständerung.

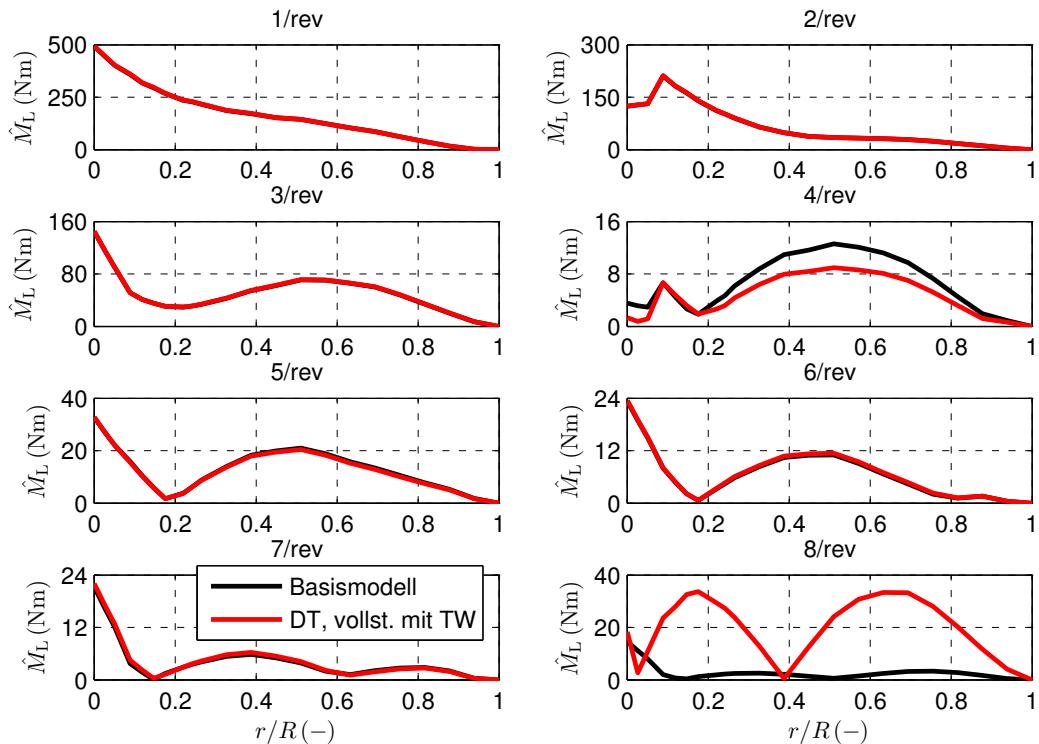


Abbildung 4.20: Einfluss des Triebstrangs auf die radialen Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im Schnellflug ($\mu = 0,34$, $C_T/\sigma = 0,075$)

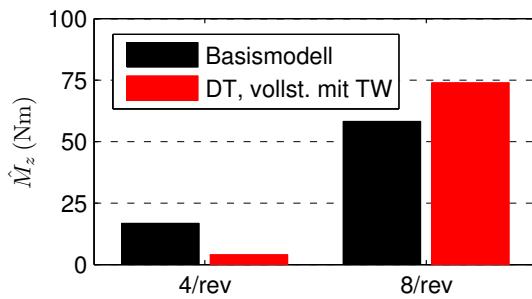


Abbildung 4.21: Einfluss des Triebstrangs auf die 4/rev- und 8/rev-Masttorsionsmomentamplituden im Schnellflug ($\mu = 0,34$, $C_T/\sigma = 0,075$)

4.2.3 Große spezifische Rotorblattbelastung

Bei großer Blattbeladung ist der Triebstrangeinfluss auf die inneren Schwenklasten (Abb. 4.22) ähnlich ausgeprägt wie in der Transition. In der Blattmitte wirkt sich der Triebstrang sogar noch stärker aus. Ursache sind die verhältnismäßig großen 4/rev-Amplituden im mittleren bis äußeren Blattbereich (Abb. 4.23), die durch den Triebstrang abgemindert werden (Abb. 4.24).

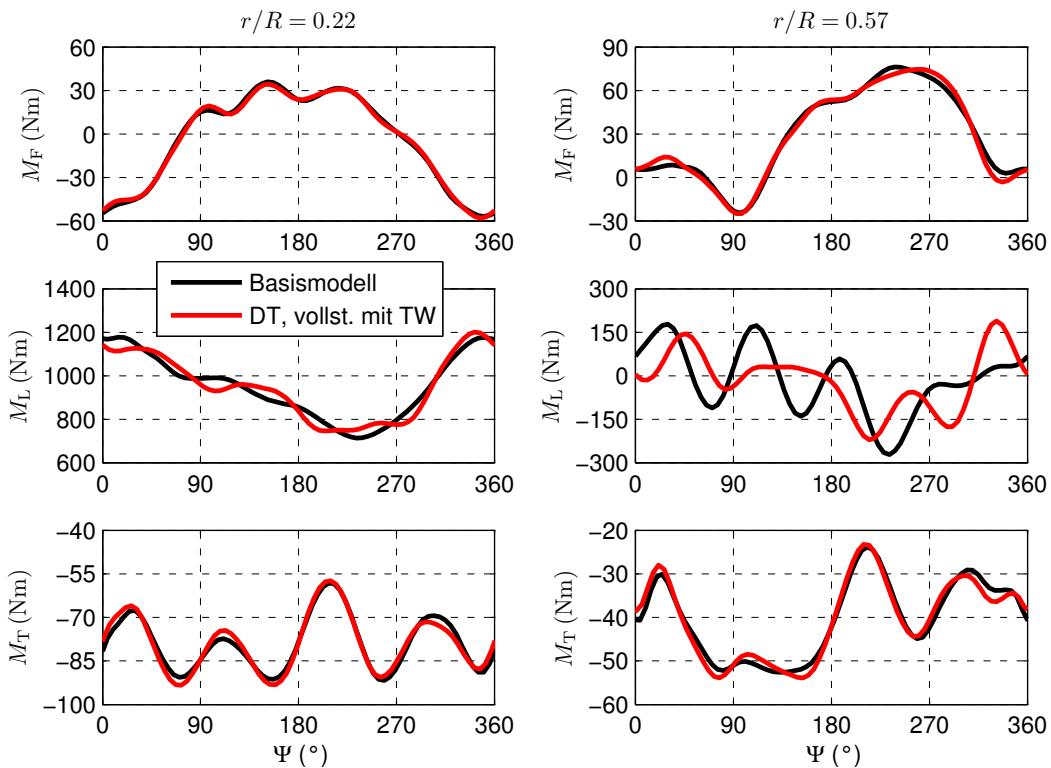


Abbildung 4.22: Blattlasten bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$): vollständiges Rotor-Triebstrang-Modell inkl. geregeltem Triebwerk vs. Basismodell

Neben 4/rev- und 8/rev-Amplituden werden auch die 7/rev-Amplituden durch den Triebstrang verändert. Zwar ist diese Veränderung nicht durch die lineare Betrachtungsweise des dynamischen Antwortproblems begründbar, doch kann in Anbetracht der sehr kleinen Amplituden (unter 6 Nm) auf eine weitere Untersuchung verzichtet werden. Bemerkenswert ist der Triebstrangeinfluss auf das 4/rev-Masttorsionsmoment (Abb. 4.25). Mit dem Basismodell beträgt dieses 587 Nm, was mit 10 % des statischen Masttorsionsmoments einer extrem starken Vibration entspricht. Das Triebstrangmodell bewirkt eine Reduktion um 73 % auf 158 Nm (2,7 % des statischen Moments). Wie in der Transition, und im Gegensatz zum Schnellflug, spielen die 8/rev-Amplituden der Schwenkbiegemomente und des Masttorsionsmoments eine untergeordnete Rolle.

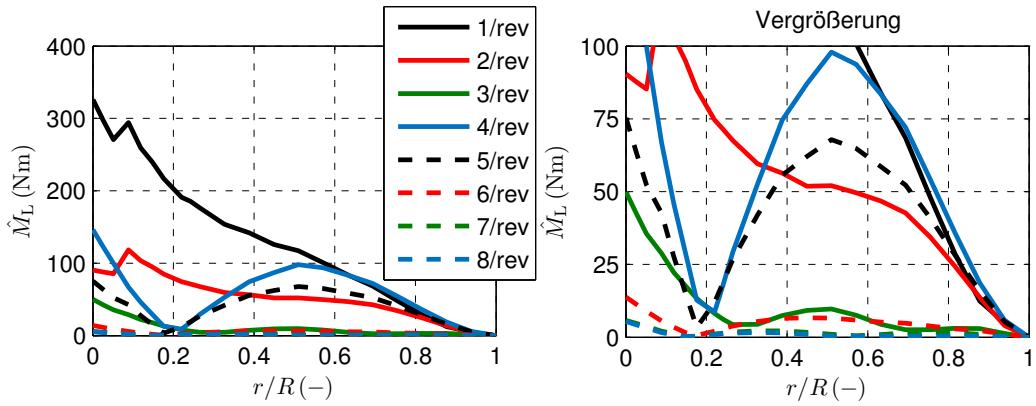


Abbildung 4.23: Radiale Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im Vergleich. Basismodell bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$). Rechts vergrößerte Darstellung

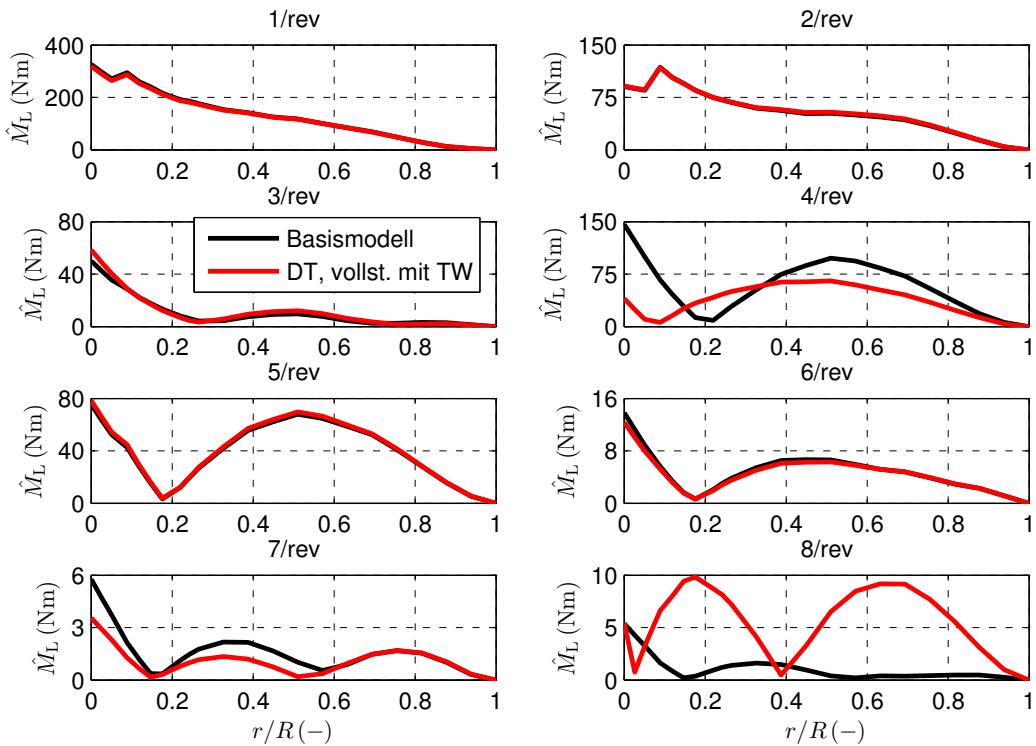


Abbildung 4.24: Einfluss des Triebstrangs auf die radialem Verläufe der 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$)

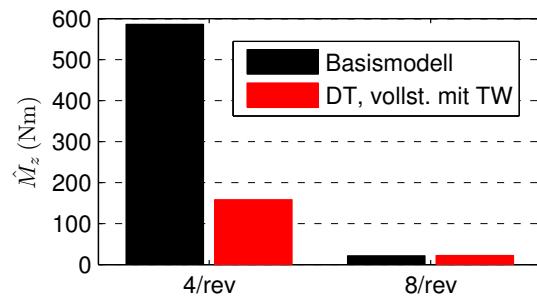


Abbildung 4.25: Einfluss des Triebstrangs auf die 4/rev- und 8/rev-Masttorsionsmomentamplituden bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$)

4.2.4 Fazit

Die Arbeitshypothese 2a der wissenschaftlichen Fragestellung wird bestätigt:

Die mit Rotor-Triebstrang-Modell ermittelten Schwenklasten unterscheiden sich von denen des Basismodells.



In allen untersuchten Flugzuständen beeinflusst der Bo105-Triebstrang die Schwenkbiegemomente des Rotorblattes, während sich Schlagbiege- und Torsionsmomente gegenüber dem Basismodell nur unwesentlich ändern. Der Triebstrang wirkt sich lediglich auf die $p \cdot 4/\text{rev}$ -Amplituden ($p \in \mathbb{N}$) der Schwenkbiegemomente aus, da Rotor-Triebstrang-Moden eines 4-Blatt-Rotors mit der fundamentalen Frequenz 4Ω angeregt werden. Daher ist der Triebstrangeinfluss entlang des Rotorblattes dort am größten, wo $p \cdot 4/\text{rev}$ -Amplituden eine bedeutende Rolle im Fourierspektrum des Schwenkbiegemoments einnehmen. Dies ist bei der Bo105 im mittleren bis äußeren Blattbereich der Fall. Im Gegensatz dazu ist der Triebstrangeinfluss klein, wo andere Harmonische, z. B. $1/\text{rev}$, das Fourierspektrum dominieren. Bei der Bo105 ist dies im inneren Blattbereich zu beobachten. An einigen Radialstellen sind die $4/\text{rev}$ -Amplituden des Schwenkbiegemoments mit und ohne Triebstrang identisch, sodass dort – unabhängig von der Größe der Amplitude – der Triebstrangeinfluss auf den azimutalen Schwenkbiegemomentverlauf verschwindend klein ist.

Die unterschiedlichen aerodynamischen Anregungen (vgl. Kap. 1.2.4) in den Flugzuständen *Transition*, *Schnellflug* und *große Blattbeladung* führen zu unterschiedlichen Ausprägungen des Triebstrangeinflusses. Mit der in dieser Arbeit entwickelten Simulation werden folgende Ausprägungen beobachtet:

- *Transition* → großer Einfluss des Rotornachlaufs

In der Transition weist das Fourierspektrum des Schwenkbiegemoments deutliche $4/\text{rev}$ -Anteile auf, wohingegen die $8/\text{rev}$ -Anteile vernachlässigbar klein sind. Der Einfluss des Triebstrangs manifestiert sich daher fast ausschließlich durch die Veränderung der $4/\text{rev}$ -Schwenkbiegemomentamplituden.

- *Schnellflug → Auftreten von Kompressibilitätseffekten*

In der Simulation des Schnellflugs kehrt sich dieses Verhältnis um. Mit Triebstrang sind die 8/rev-Amplituden in weiten Teilen des Rotorblattes größer als die 4/rev-Amplituden und machen den wesentlichen Unterschied zum Basismodell aus. Aufgrund der kleinen 4/rev-Amplituden ist der Triebstrangeinfluss auf die Schwenklasten im Schnellflug insgesamt gering.

- *Große Blattbeladung → vermehrte Strömungsablösungen am rücklaufenden Blatt*

Bei großer Blattbeladung werden im Vergleich zu Transition und Schnellflug die mit Abstand größten 4/rev-Schwenkbiegemomentamplituden beobachtet – sowohl absolut als auch im Verhältnis zu den übrigen Harmonischen. Unter den untersuchten Flugzuständen ist die große Blattbeladung daher der mit dem größten Triebstrangeinfluss auf die Schwenkbiegemomente. Diese Schlussfolgerung wird jedoch mit dem Hinweis auf die einfachen Aerodynamikmodelle verbunden, die eine eindeutige und sichere Feststellung des kritischsten Flugzustands hinsichtlich Rotor-Triebstrang-Interaktion nicht erlauben.

4.3 Anwendbarkeit reduzierter Triebstrangmodelle

Die Motivation zur Reduktion des Triebstrangmodells liegt *nicht* im Rechenaufwand, da die 32 + 6 Zustände des vollständigen Triebstrangmodells inkl. Triebwerke nur einen geringen Teil der insgesamt 1326 Zustände der aeromechanischen Simulation ausmachen (Auflistung siehe Tab. J.2 in Anhang J.3). Vielmehr sind reduzierte Triebstrangmodelle zwecks einfacher Modellierung und Implementierung in zukünftigen Studien der Rotor-Triebstrang-Kopplung wünschenswert. Zudem ist die Systemidentifikation z. B. anhand experimentell bestimmter Eigenfrequenzen einfacher, je weniger Parameter das Triebstrangmodell aufweist. Schließlich eignen sich reduzierte Modelle mit wenigen Parametern gut für Parameterstudien wie etwa die Variation der Triebstrangträgheit und/oder -steifigkeit. Neben der Einfachheit des Modells muss jedoch seine Anwendbarkeit im entsprechenden Kontext gewährleistet sein. Für die Prognose von Blattlasten bedeutet dies, dass die Verwendung eines reduzierten Modells die gleichen Lasten zur Folge haben muss wie die Verwendung des vollständigen Triebstrangmodells.

Im Folgenden werden zunächst die vorgenommenen Vereinfachungen an Drehzahlregelung (Kap. 4.3.1) und Triebstrangstruktur (Kap. 4.3.2) beschrieben. Daraufhin wird in Kap. 4.3.3 der Triebstrangeinfluss unter Verwendung der reduzierten Triebstrangmodelle bestimmt und mit den Ergebnissen des vollständigen Triebstrangmodells verglichen.

4.3.1 Vereinfachte Drehzahlregelung

Der erste Reduktionsschritt ist die Vereinfachung der Drehzahlregelung. Anstelle der Simulation der Dynamik von Triebwerken und Triebwerkreglern gemäß Kap. 3.2 wird die Drehzahlabweichung $\Delta\Omega_{NR}$ direkt über eine Proportional- und eine Integralverstärkung auf das

Antriebsmoment M_{an} zurückgeführt, siehe Abb. 4.26. Dieser Ansatz wird in den Legenden der folgenden Abbildungen mit „(PI)“ abgekürzt, wohingegen das ursprüngliche Modell (ge-regelte Triebwerke) durch „mit TW“ gekennzeichnet wird. Die Parameter der vereinfachten Drehzahlregelung sind in Tab. F.2 in Anhang F.1 aufgeführt.

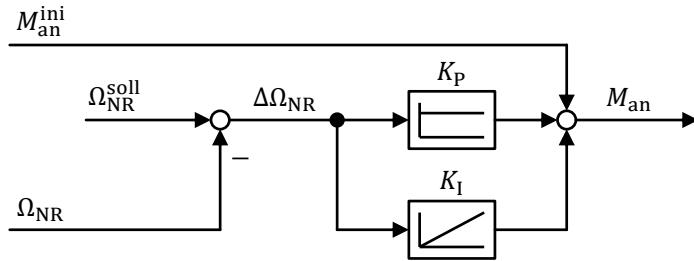


Abbildung 4.26: Vereinfachte Drehzahlregelung

4.3.2 Vereinfachte Triebstrangstruktur

Das vollständige, in Kap. 2.1.2 beschriebene Triebstrangmodell („DT, vollst.“) ist eine verzweigte Torsionsschwingerkette aus 16 Trägheitselementen und 15 dazwischenliegenden Steifigkeitselementen. Neben RD_{L1} und RD_{L2} können mit diesem Modell noch weitere (Rotor-)Triebstrang-Schwingungen untersucht werden, wie z. B. RD_{HeR} oder RD_{TW} (Eigenformen siehe Anhang H). Zusätzlich zum vollständigen Triebstrangmodell sind in Abb. 4.27 zwei reduzierte Modelle abgebildet:

- Das kondensierte Triebstrangmodell $[J_{DT}, k_{DT}]$ wurde bereits in Kap. 2.3.5 eingesetzt, um den Einfluss der Triebstrangparameter auf die Eigenfrequenzen des Rotor-Triebstrang-Systems zu untersuchen. Die Trägheit J_{DT} und die Steifigkeit k_{DT} werden nach dem Verfahren in Anhang E.3.1 derart adaptiert, dass bei Kopplung mit dem Rotor die Eigenfrequenzen $\nu_{RD_{L1}}$ und $\nu_{RD_{L2}}$ identisch zu denen des vollständigen Triebstrangmodells sind. Die resultierenden Parameter werden – wie schon in Kap. 2.3.5 – mit $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^{ad}]$ bezeichnet. Da die Auflösung der einzelnen Getriebekomponenten entfällt, können neben RD_{L1} und RD_{L2} keine weiteren (Rotor-) Triebstrang-Schwingungen simuliert werden. Wie auch beim vollständigen Triebstrangmodell ist eine Drehzahlregelung erforderlich. Große, über mehrere Rotorumdrehungen anhaltende Drehzahlabweichungen, wie sie etwa bei Manövern auftreten, können abgebildet werden, ebenso wie Interaktionen zwischen Drehzahlregelung und RD_{L1} -Mode.
- Das minimale Triebstrangmodell besteht lediglich aus einem Steifigkeitselement $[k_{DT}^*]$, dessen unteres Ende mit $\Omega = \Omega_{ref} = konst.$ rotiert. Damit entfällt die Drehzahlregelung. k_{DT}^* wird derart bestimmt, dass die Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ mit der des vollständigen Triebstrangmodells übereinstimmt, siehe Anhang E.3.2. Auf den Index ad wird hier verzichtet, k_{DT}^* bezeichnet also bereits den adaptierten Parameter. Dieser ist größer als der des kondensierten Modells: $k_{DT}^* > k_{DT}^{ad}$. Mit nur einem Parameter lässt sich auch nur

eine Rotor-Triebstrang-Mode – nämlich RD_{L2} – adäquat modellieren. Phänomene, die andere Moden beinhalten (z. B. große Drehzahländerungen oder Interaktionen zwischen Drehzahlregelung und RD_{L1} -Mode), können nicht simuliert werden.

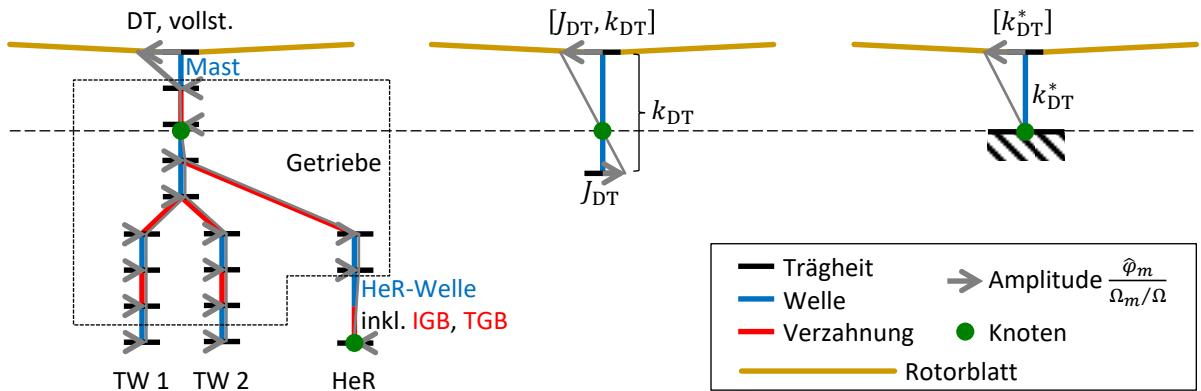


Abbildung 4.27: Schematische Darstellung des vollständigen (DT, vollst.), kondensierten $[J_{DT}, k_{DT}]$ und minimalen $[k_{DT}^*]$ Triebstrangmodells

Abb. 4.27 stellt die Elemente der Triebstrangmodelle im verformten Zustand dar. Die angetragenen Amplituden der Träigkeitselemente sowie die eingezeichneten Knoten der Triebstrangtorsionsschwingung gehören zur RD_{L2} -Mode.

4.3.3 Bewertung der reduzierten Triebstrangmodelle

Der Vergleich der prognostizierten Blattlasten unter Verwendung der verschiedenen Triebstrangmodelle erfolgt beispielhaft anhand des Flugzustands *Transition*. Ziel ist die Bewertung der reduzierten Modelle hinsichtlich ihrer Fähigkeit, den Einfluss des Triebstrangs auf das Schwenkbiegemoment im *stationären Flug* korrekt abzubilden. Alle Rechnungen werden mit dem GDW-Abwindmodell und einer Strukturdämpfung von $f = 2 \cdot 10^{-4}$ s durchgeführt.

Abb. 4.28 zeigt den azimuthalen Verlauf des Schwenkbiegemoments in der Blattmitte mit Basismodell, vollständigem Rotor-Triebstrang-Modell mit Triebwerken sowie drei reduzierten Modellen. Bemerkenswerterweise liefern die reduzierten Modelle „DT, vollst. (PI)“, „ $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^{ad}]$ (PI)“ und $[k_{DT}^*]$ allesamt den gleichen Momentverlauf wie das ursprüngliche Modell „DT, vollst. mit TW“. Die Graphen sind bis auf weiter unten diskutierte Details kongruent. Damit hat zum einen die Vereinfachung der Drehzahlregelung keinen Einfluss auf die Schwenklastenprognose, was sowohl für das Modell von Triebwerk und Regler als auch für die Anzahl an Triebwerken bzw. Reglern gilt.⁷ Zum anderen hat die Reduktion des strukturellen Triebstrangmodells dann

⁷Nur die Modelle mit vollständiger Triebstrangstruktur „DT, vollst.“ haben zwei Triebwerke bzw. Regler. Das kondensierte Modell „ $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^{ad}]$ (PI)“ hat nur einen Regler, das minimale Modell $[k_{DT}^*]$ hat keinen. Probleme der Lastverteilung zwischen mehreren Triebwerken, wie sie von WARBRODT und HULL [19] benannt wurden (siehe Punkt 3 der Auflistung auf S. 8), sind auch mit vollständiger Triebstrangstruktur – und damit zwei Triebwerken – in den Simulationen dieser Arbeit nicht aufgetreten.

keine Auswirkung, wenn die Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ des Rotor-Triebstrang-Systems dabei unverändert bleibt.⁸ Diese Forderung wurde bei der Bestimmung der Parameter J_{DT}^{ad} , k_{DT}^{ad} und k_{DT}^* erfüllt. Die Eigenfrequenz der RD_{L1} -Mode hat offensichtlich keine Bedeutung für die Schwenklasten im stationären Flug, da diese sich zwischen kondensiertem Modell ($\nu_{RD_{L1}} = 1,02$) und minimalem Modell ($\nu_{RD_{L1}} = 0,41$) deutlich unterscheidet.

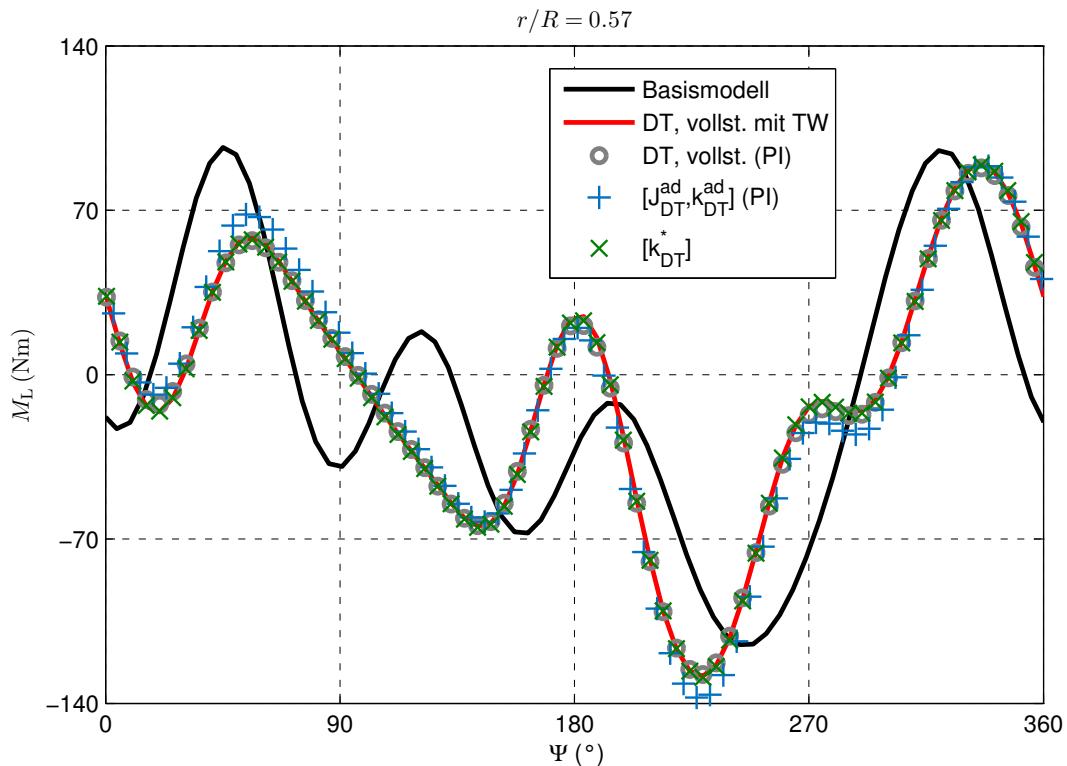


Abbildung 4.28: Schwenkbiegemoment in der Blattmitte in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich der verschiedenen Triebstrangmodelle und des Basismodells

Die Bedeutung von RD_{L2} für die Schwenklastenprognose resultiert daraus, dass diese Mode erstens Schwenkdeformationen beinhaltet und zweitens ihre Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}} = 3,52$ in der Nähe der fundamentalen Anregungsfrequenz 4Ω jeglicher Rotor-Triebstrang-Moden liegt. Dementsprechend ist RD_{L2} die entscheidende Mode, um den Triebstrangeinfluss auf die Schwenklasten abzubilden. $\nu_{RD_{L2}}$ ist daher auch eine geeignete Größe, um den Einfluss eines beliebigen anderen Triebstrangmodells auf die Schwenklasten im stationären Flug zu klassifizieren. Diese Erkenntnisse gelten für das Rotor-Triebstrang-System der Bo105. Eine allgemeinere Formulierung folgt in Kap. 4.3.4.

Der einzige nennenswerte Unterschied zwischen den Momentverläufen der reduzierten Modelle in Abb. 4.28 ist die geringe Abweichung mit kondensiertem Modell „ $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^{ad}]$ (PI)“, welche

⁸Von der Darstellung, dass eine abweichende Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ einen abweichenden Verlauf von M_L verursacht, wird an dieser Stelle abgesehen, da dieser Zusammenhang aus Kap. 4.4 hervorgehen wird.

sich auf den 1/rev-Anteil des Schwenkbiegemoments beschränkt (siehe Abb. 4.29). Bei den übrigen Harmonischen liefern die verschiedenen Triebstrangmodelle nahezu identische Ergebnisse. Deutliche Abweichungen gegenüber dem Basismodell zeigen sich erwartungsgemäß bei der Blattzahlharmonischen 4/rev und ihren Vielfachen, von denen hier nur 8/rev gezeigt ist.

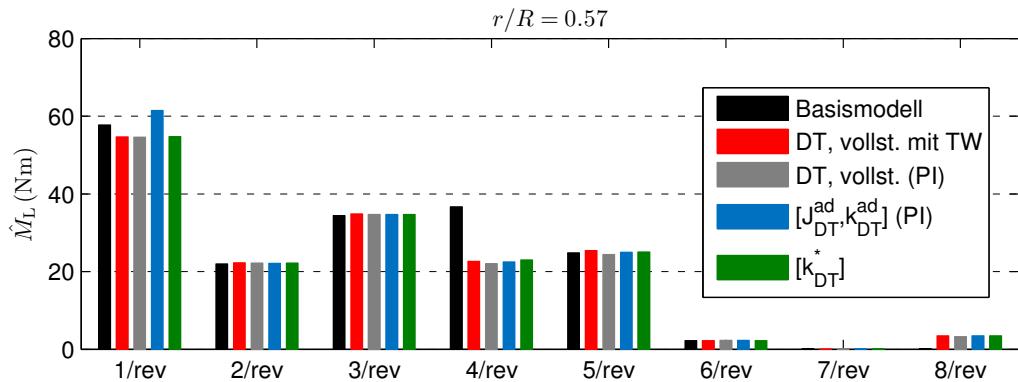


Abbildung 4.29: Schwenkbiegemomentamplituden in der Blattmitte in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich der verschiedenen Triebstrangmodelle und des Basismodells

Eine sichere Erklärung für die Abweichung der 1/rev-Schwenkbiegemomentamplitude des kondensierten Modells konnte nicht identifiziert werden. Die Konfiguration von Aerodynamik und Rotorblattstruktur ist in allen Rechnungen identisch. Da sich die Modelle lediglich im Triebstrang unterscheiden und die Rotor-Triebstrang-Kopplung einzig und allein im Freiheitsgrad der Nabendrehung erfolgt, müsste bei unterschiedlichen Blattlasten auch die Nabenhaltung Unterschiede aufweisen. Wie in Abb. 4.30 zu erkennen ist, sind die Schwingungen der Winkelgeschwindigkeit Ω jedoch mit allen drei reduzierten Modellen identisch. In dieser Abbildung fällt lediglich der kleinere Mittelwert $\bar{\Omega}$ des vollständigen Triebstrangmodells mit Triebwerken auf: Durch Verwendung der geregelten Triebwerke verbleibt eine sehr geringe mittlere Drehzahlabweichung von $\Delta\bar{\Omega} = 0,02 \text{ rad/s}$. Die dynamischen Anteile $\Omega - \bar{\Omega}$ sind für alle Triebstrangmodelle identisch. Als möglicher Grund für die Abweichung der 1/rev-Schwenkbie-

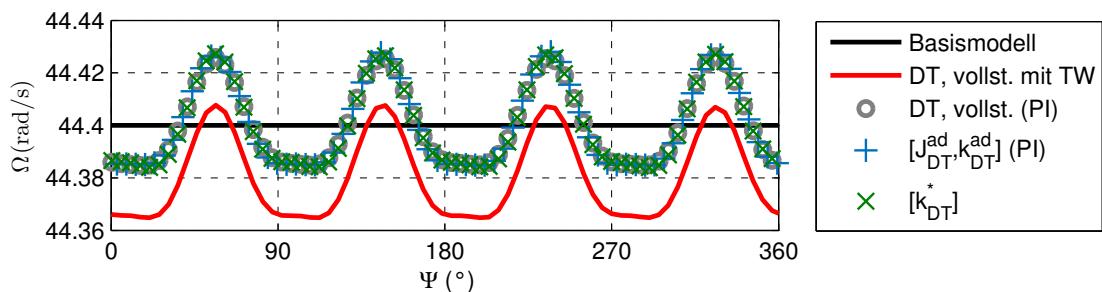


Abbildung 4.30: Winkelgeschwindigkeit der Rotornabe in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich der verschiedenen Triebstrangmodelle und des Basismodells. $\Omega_{\text{ref}} = 44,4 \text{ rad/s}$

gemomentamplitude des kondensierten Modells verbleiben numerische Aspekte. In Anbetracht des sehr geringen Ausmaßes der Abweichung wird auf eine weitere Untersuchung der Ursache verzichtet.

Abb. 4.31 zeigt die Masttorsionsmomentamplituden unter Verwendung des Basismodells, des vollständigen Triebstrangmodells mit Triebwerken sowie der reduzierten Modelle. Wie vom sauberen Trimm eines 4-Blatt-Rotors erwartet, konzentriert sich sämtlicher Frequenzinhalt auf 4/rev und zugehörige Höherharmonische. Alle Triebstrangmodelle reduzieren die 4/rev-Amplitude gegenüber dem Basismodell in gleichem Maße.

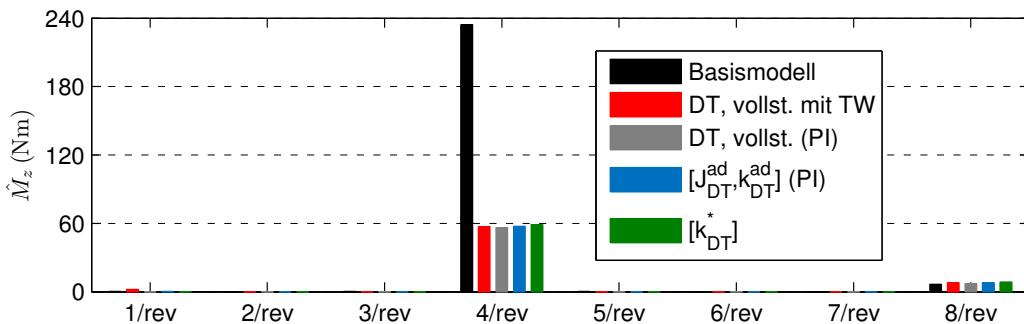


Abbildung 4.31: Masttorsionsmomentamplituden in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich der verschiedenen Triebstrangmodelle und des Basismodells

4.3.4 Fazit

Neben dem vollständigen Triebstrangmodell mit Triebwerken wurden reduzierte Modelle hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit für die Blattlastenprognose im stationären Flug untersucht. Die wissenschaftliche Teilfrage 3 wird durch Widerlegung der Arbeitshypothese 3a und Bestätigung der Hypothese 3b beantwortet:

Dynamische Triebwerkmodelle sind erforderlich.

X

Die Verwendung einer einfachen proportional-integralen Rückführung der Drehzahlabweichung auf das Antriebsmoment führt im stationären Flug zu den gleichen Blattlasten wie die Simulation der geregelten Triebwerke. Bei Triebwerk-Regler-Kombinationen ähnlich jener der Bo105 spielt die Triebwerkodynamik somit nicht in den Frequenzbereich der Rotor-Triebstrang-Interaktion hinein. Auf moderne, FADEC⁹-geregelte Triebwerke ist diese Erkenntnis nicht ohne Weiteres übertragbar, da FADECs größere Bandbreiten aufweisen als der hydromechanische Regler der Bo105.

⁹FADEC = Full Authority Digital Engine Control

Einfache Ersatzmodelle der Triebstrangstruktur sind anwendbar.



Sowohl das kondensierte als auch das minimale Triebstrangmodell sind anwendbar, wenn die Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ korrekt abgebildet wird. Allgemein formuliert müssen alle Eigenfrequenzen von Rotor-Triebstrang-Moden in der Nähe der Blattzahlharmonischen n_b/rev korrekt abgebildet sein, um den Einfluss des Triebstrangs auf die Lasten der Rotorblätter richtig zu erfassen. Sind diese Eigenfrequenzen z. B. aus Messungen bekannt, so können die Parameter der einfachen Ersatzmodelle (kondensiert oder minimal) hinsichtlich bestmöglicher Korrelation dieser Eigenfrequenzen zwischen Modell und Fluggerät optimiert werden. Auf diese Weise wird ein einfaches Modell generiert, welches den Triebstrangeinfluss auf die Rotorblattlasten im statischen Flug dennoch akkurat abbildet.

4.4 Variation der Triebstrangeigenschaft

In Bezug auf das Rotor-Triebstrang-System der Bo105 ist die wissenschaftliche Fragestellung, welchen Einfluss der Triebstrang auf die Schwenkbewegung des Hubschrauberrotors hat, bereits beantwortet. Offen ist hingegen noch die Frage, wie stark Modifikationen der Triebstrangkonfiguration diesen Einfluss verändern. Dies ist aus zwei Gründen wichtig: Einerseits könnte sich die Steifigkeit und/oder Trägheit des Triebstrangmodells aufgrund von Modellierungsfehlern vom realen Triebstrang unterscheiden. Andererseits ist die Sensitivität der Blattlasten bezüglich der Triebstrangparameter interessant für die Evaluierung anderer oder den Entwurf neuer Rotor-Triebstrang-Systeme.

Wie in Kap. 4.3 gezeigt wurde, ist das kondensierte Triebstrangmodell $[J_{DT}, k_{DT}]$ einsetzbar, um den Einfluss des Triebstrangs auf die Blattlasten zu bestimmen. Für die hier durchzuführende Parameterstudie hat es gegenüber dem vollständigen Triebstrangmodell mit 16 Trägheits- und 15 Steifigkeitselementen den Vorteil, dass maximal zwei Parameter zu variieren sind.

Der Triebstrangeinfluss wird durch die Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ bestimmt. Ob Änderungen von $\nu_{RD_{L2}}$ ihre Ursache in einer Modifikation von J_{DT} oder in einer Modifikation von k_{DT} haben, ist irrelevant. Daher ist es ausreichend, nur einen der beiden Parameter zu verändern, falls damit alle interessierenden Werte $\nu_{RD_{L2}}$ erreicht werden. Dies ist bei Variation von k_{DT} der Fall.¹⁰ Der Zusammenhang zwischen k_{DT} und $\nu_{RD_{L2}}$ ist in Abb. 4.32 dargestellt. Darin wird im Gegensatz zu Abb. 2.16b auf S. 44 das Rotorblattmodell mit gekoppelter Schlag-, Schwenk- und Torsionsdeformation verwendet. Aufgrund der Kopplung zwischen RD_{L2} und RD_{T1} bei

¹⁰Wie Abb. 2.16b auf S. 44 zeigt, hat k_{DT} um die Bo105-Konfiguration herum (dort noch: $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$) wesentlich mehr Einfluss auf $\nu_{RD_{L2}}$ als J_{DT} . Insbesondere lässt sich $\nu_{RD_{L2}}$ durch Verkleinerung von k_{DT} absenken, während – ausgehend von $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ – eine Vergrößerung von J_{DT} keine Reduktion von $\nu_{RD_{L2}}$ mehr bewirkt. Die Variation von k_{DT} über mehrere Größenordnungen erzeugt den Wertebereich $3,17 < \nu_{RD_{L2}} < 4,51$, der alle konstruktionstechnisch umsetzbaren Triebstrangkonfigurationen abdeckt.

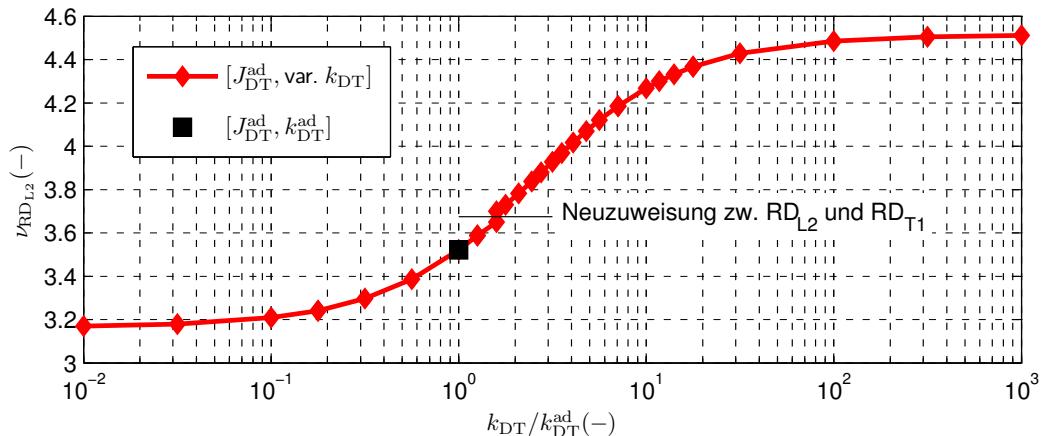


Abbildung 4.32: Zusammenhang zwischen Triebstrangsteifigkeit k_{DT} und Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$

$k_{DT}/k_{DT}^{ad} \approx 1,6$ (siehe auch Abb. 2.23b auf S. 53) muss dort die Modenuweisung getauscht werden. Daher ist der Graph in Abb. 4.32 an dieser Stelle unstetig. Die Bo105-Konfiguration $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^{ad}]$ ist hervorgehoben.

Die Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$, die in Abb. 4.32 als Ordinate aufgetragen ist, definiert in den nachfolgenden Betrachtungen die Eigenschaft des Triebstrangs. $\nu_{RD_{L2}}$ wird also anstelle von k_{DT} als variabler Parameter der Studie betrachtet. Demzufolge spannt der Wertebereich von $\nu_{RD_{L2}}$ in den folgenden Abbildungen die Abszissen auf. Die Unterbrechung bei $\nu_{RD_{L2}} = 3,68$ durch Neuzuweisung der Moden wird auch in den folgenden Abbildungen zu sehen sein.

In Kap. 4.2 wurde der stärkste Einfluss des Triebstrangs im Flugzustand *große Blattbeladung* beobachtet. Die nachfolgenden Ergebnisse der Parameterstudie werden daher für die große Blattbeladung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$) vorgestellt. Da die qualitativen Auswirkungen der Parametervariation und die entsprechenden Schlussfolgerungen für den Flugzustand *Transition* identisch sind, wird dieser in Anhang K.3 dokumentiert. Die Parameterstudie des Schnellflugs entfällt aufgrund der in Kap. 4.2.2 beschriebenen Stabilitätsprobleme der Simulation. Der Schnellflugfall ist daher *nicht* im Anhang enthalten. Als Abwindmodell wird in diesem Abschnitt wieder das GDW-Modell verwendet.

Der untersuchte Wertebereich $3,17 < \nu_{RD_{L2}} < 4,51$ beinhaltet den Resonanzfall $\nu_{RD_{L2}} = 4$, bei dem die RD_{L2} -Mode in ihrer Eigenfrequenz angeregt wird. Aus dem Amplitudengang eines schwingungsfähigen Systems zweiter Ordnung (siehe Abb. G.2 in Anhang G) ist bekannt, dass die Resonanzüberhöhung stark von der Systemdämpfung abhängt. Neben $\nu_{RD_{L2}}$ wird daher auch die Strukturdämpfung f variiert, wobei die gleichen Werte wie in Kap. 4.1 verwendet werden. Mit der Modifikation der RD_{L2} -Mode ändert sich auch ihr Dämpfungsgrad D , wie in Tab. 4.3 gezeigt ist. Die Werte liegen größtenteils in dem in Kap. 2.2.1 dargelegten, üblichen Bereich struktureller Dämpfung $D = 0,5\ldots 3\%$.

In der Parameterstudie wird der Einfluss von $\nu_{RD_{L2}}$ auf folgende Größen untersucht:

- Dynamischer Anteil der Winkelgeschwindigkeit Ω der Rotornabe. Eine gekoppelte Rotor-Triebstrang-Mode (z. B. RD_{L2}) beinhaltet stets eine Schwingung der Nabe.¹¹ Die Amplitude $\hat{\Omega}$ repräsentiert daher die Ausprägung der Rotor-Triebstrang-Interaktion.
- Schwenkbiegemomente M_L an innerer ($r/R = 0,22$) und mittlerer ($r/R = 0,57$) Radialstelle, stellvertretend für die durch den Triebstrang beeinflussten Lasten des Rotors
- Masttorsionsmoment $M_z = \text{Summe der Schwenkbiegemomente aller Rotorblätter bei } r/R = 0$. Die Amplituden \hat{M}_z sind hinsichtlich Rumpfvibrationen von großer Bedeutung.

Wie in Kap. 4.2 gezeigt wurde, wirkt sich der Triebstrang bei der Bo105 lediglich auf die $p \cdot 4/\text{rev}$ -Amplituden ($p \in \mathbb{N}$) von M_L aus. Die Größen Ω und M_z im Rotorzentrum weisen – sowohl mit als auch ohne Triebstrang – dynamische Anteile ohnehin nur bei $p \cdot 4/\text{rev}$ auf. Daher werden im Folgenden ausschließlich $4/\text{rev}$ - und $8/\text{rev}$ -Amplituden untersucht.

Tabelle 4.3: Resultierender Dämpfungsgrad D der RD_{L2} -Mode mit kondensiertem Triebstrangmodell $[J_{DT}, k_{DT}]$ im Verlauf der Variation von k_{DT} (bzw. $\nu_{RD_{L2}}$) unter Anwendung der drei verschiedenen Dämpfungsfaktoren f

Triebstrang:	weich	Bo105	Resonanz	steif
$k_{DT}/k_{DT}^{\text{ad}}(-)$	10^{-2}	10^0	$10^{0,55}$	10^3
$\nu_{RD_{L2}}(-)$	3,17	3,52	3,97	4,51
$f \downarrow \cong 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$	0,37 %	0,27 %	0,41 %	1,27 %
$f \rightarrow \cong 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$	0,56 %	0,46 %	0,64 %	1,60 %
Referenz: $f \uparrow \cong 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$	0,92 %	0,84 %	1,10 %	2,27 %

4.4.1 4/rev-Amplituden

Abb. 4.33 zeigt die $4/\text{rev}$ -Amplitude der Nabewinkelgeschwindigkeit als Funktion von $\nu_{RD_{L2}}$. Die Graphen weisen Ähnlichkeiten zum Amplitudengang eines PT_2 -Systems auf (Abb. G.2 in Anhang G). Allerdings ist – umgekehrt zum Amplitudengang – auf der Abszisse die Eigenfrequenz aufgetragen, während die Anregungsfrequenz 4Ω konstant ist. Die in den vorherigen Abschnitten verwendeten Triebstrangkonfigurationen „Basismodell“ ($\nu_{RD_{L2}} = \nu_{L2} = 4,33$) und „Bo105“ ($\nu_{RD_{L2}} = 3,52$) sind durch ein Dreieck bzw. ein Quadrat markiert.¹² Das Maximum der Rotor-Triebstrang-Interaktion tritt wie erwartet im Resonanzfall $\nu_{RD_{L2}} = 3,97$ auf.¹³ Die

¹¹ Einzige Ausnahme: Es befindet sich ein Knoten der torsionalen Triebstrangschwingung genau in der Nabe. In diesem Fall sind Rotor und Triebstrang dynamisch entkoppelt und es gilt $\nu_{RD_{L2}} = \nu_{L2}$. Die Simulation des Basismodells liefert dann das gleiche Ergebnis für Bewegung und Lasten der Rotorblätter wie die Simulation des gekoppelten Rotor-Triebstrang-Modells.

¹² Der Bo105-Triebstrang wird mit allen drei Werten f berechnet und die Markierung mit der entsprechenden Farbe gefüllt. Für das Basismodell gilt stets $\hat{\Omega} = 0 \text{ rad/s}$ unabhängig von f , sodass eine schwarz gefüllte Markierung gewählt wurde.

¹³ Bei exakt $\nu_{RD_{L2}} = 4$ ist kein Datenpunkt vorhanden, weil die Steifigkeitswerte k_{DT} der Triebstrangschar a priori ohne das Wissen über die genauen resultierenden Eigenfrequenzen $\nu_{RD_{L2}}$ festgelegt wurden. Der Wert $\nu_{RD_{L2}} = 3,97$ liegt jedoch nahe genug an 4, um von Resonanz zu sprechen.

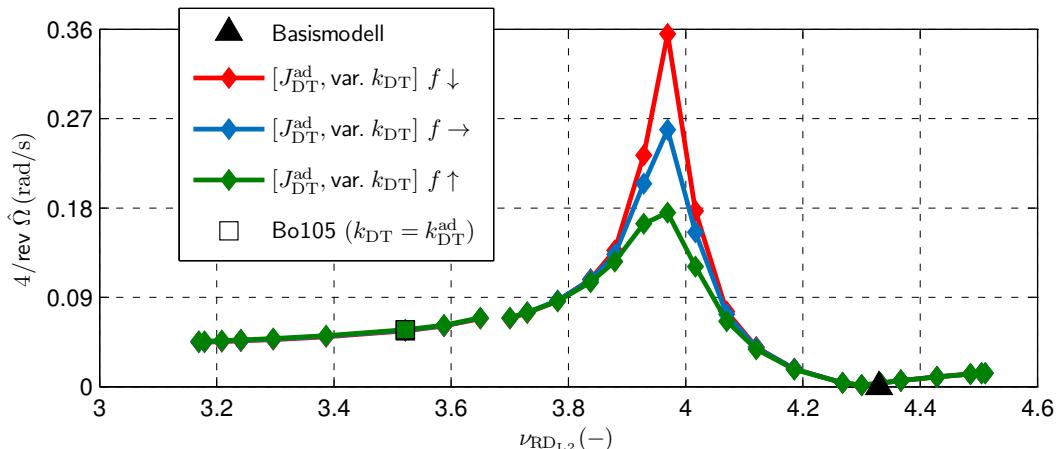


Abbildung 4.33: 4/rev-Amplitude der Nabenhinkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$)

Amplitude beträgt dort $\hat{\Omega} = 0,18 \text{ rad/s}$ mit Referenzdämpfung ($f \uparrow$). Dies entspricht gemäß $\hat{\Psi} = \hat{\Omega}/(4\Omega)$ einer Azimutschwingung mit der Amplitude $\hat{\Psi} = 0,06^\circ$. Die Resonanzamplitude ist dreimal so groß wie die der Bo105-Konfiguration, die auf der „weichen“ Seite der Resonanzüberhöhung liegt, also bei kleinerer Eigenfrequenz. Nur um den Resonanzbereich herum ist ein Unterschied zwischen den drei angewendeten Dämpfungsfaktoren f zu beobachten: Mit $f \downarrow$ ist der Maximalwert von $\hat{\Omega}$ doppelt so groß wie mit $f \uparrow$. Eine sehr große Triebstrangsteifigkeit von $k_{DT} \approx 14 k_{DT}^{\text{ad}}$ bewirkt eine Eigenfrequenz von $\nu_{RD_{L2}} = \nu_{L2} = 4,33$, womit Hauptrotor und Triebstrang dynamisch entkoppelt werden.¹⁴ Wie auch mit dem Basismodell gilt an dieser Stelle $\hat{\Omega} = 0 \text{ rad/s}$. Bei noch größeren Werten $\nu_{RD_{L2}}$ nimmt $\hat{\Omega}$ wieder zu.

In Abb. 4.34 ist die ausgeprägte Abhängigkeit der 4/rev-Schwenkbiegemomentamplituden \hat{M}_L von $\nu_{RD_{L2}}$ zu erkennen. Die Verläufe der Graphen sind sehr ähnlich zu dem in Abb. 4.33, jedoch gilt $\hat{M}_L > 0 \text{ Nm}$ auch mit dem Basismodell, also bei $\nu_{RD_{L2}} = \nu_{L2}$. Gegenüber dem Basismodell bewirkt der Bo105-Triebstrang innen ($r/R = 0,22$) eine 4,8-fache Vergrößerung von \hat{M}_L , in der Mitte ($r/R = 0,57$) ist \hat{M}_L hingegen nur 0,64-mal so groß wie beim Basismodell. Obwohl \hat{M}_L in der Bo105-Konfiguration innen mit 42 Nm ähnlich groß ist wie in der Mitte (60 Nm), unterscheiden sich die in Resonanz erreichten Werte deutlich: In der Mitte ist \hat{M}_L mit 459 Nm ($f \uparrow$) dreimal so groß wie innen. Ein ungünstig ausgelegter Triebstrang wirkt sich im mittleren Blattbereich also stärker aus als innen. In Resonanz ist die 4/rev-Amplitude \hat{M}_L in der Blattmitte sogar größer als die 1/rev-Amplitude im Blattwurzelbereich, welche normalerweise das größte auftretende dynamische Schwenkbiegemoment im Rotorblatt darstellt (vgl. Abb. 4.23

¹⁴Streng genommen liegt das Minimum der 4/rev-Nabenschwingung bei $\nu_{RD_{L2}} = 4,30$ etwas unterhalb von $\nu_{L2} = 4,33$. Die Ursache dieser geringen Abweichung konnte nicht identifiziert werden.

Die dynamische Entkopplung von Rotor und Triebstrang kann man sich folgendermaßen vorstellen: Werden Steifigkeit und Trägheit des Triebstrangs derart abgestimmt, dass die Eigenfrequenz des Triebstrangs mit festgehaltener Nabe gerade der zweiten Schwenkeigenfrequenz entspricht, dann schwingen Rotorblätter und Triebstrang – auch bei frei drehbarer Nabe – gegeneinander und es bildet sich ein Knoten in der Nabe, eben $\Omega = \text{konst}$. Die konstruktive Umsetzbarkeit der notwendigen, großen Steifigkeit wurde nicht geprüft.

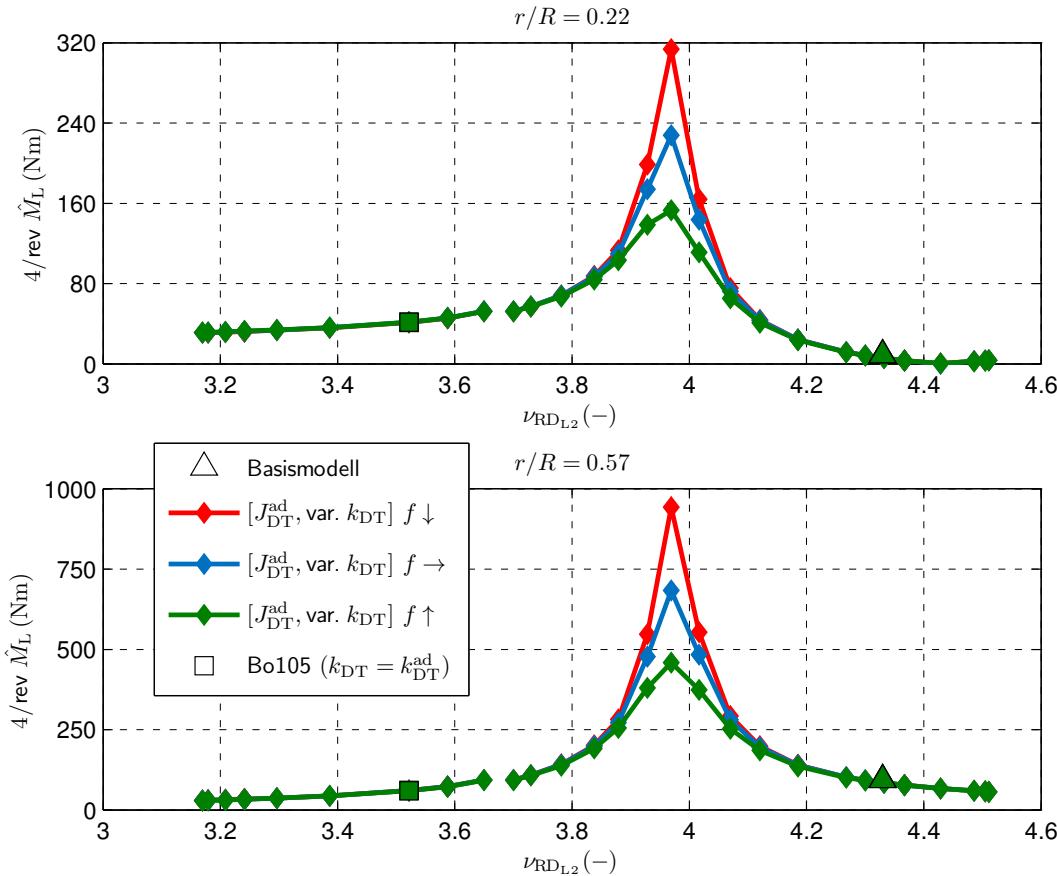


Abbildung 4.34: 4/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$)

auf S. 95 und Abb. 4.24). Dies zeigt, wie wichtig ein ausreichender Abstand von $\nu_{RD_{L2}}$ zur Blattzahlharmonischen 4 für die Blattlasten ist. Eine Differenz von $|\nu_{RD_{L2}} - n_b| > 0,2$ reicht in der hier durchgeführten Simulationsstudie zur Vermeidung großer Resonanzüberhöhungen aus. Es gibt jedoch auch Fälle – so z. B. die Problematik beim Tiger [27] (vgl. Abb. 1.8 auf S. 11) – in denen diese Differenz noch immer zu gering ist. Der dimensionslose Frequenzabstand von 0,2 zwischen Blattmoden und Vielfachen der Rotordrehfrequenz ist auch in der Entwicklungspraxis von Rotorblättern ein gängiger Sollwert.¹⁵ Wie Abb. 4.34 zeigt, kann durch Einhaltung dieses Abstands auch der große Einfluss der Strukturdämpfung und die damit verbundene Unsicherheit der Lastprognose vermieden werden.

Gegenstand der wissenschaftlichen Fragestellung sind im Grunde nur die Lasten des Hauptrotors. Trotzdem ist – auch im Hinblick auf weiterführende Studien – der Einfluss der Rotor-Triebstrang-Interaktion auf die Vibrationen im Rumpf von großem Interesse. Das dynamische

¹⁵ „Typically, the objective is to maintain a frequency separation of $0,2P$ between each natural frequency and rotor speed harmonic frequency to produce low blade response in addition to low hub vibratory loads.“ [79, S. 46–47]

Masttorsionsmoment ist eine geeignete Größe, um diesen Einfluss zu quantifizieren. Abb. 4.35 zeigt die entsprechenden 4/rev-Amplituden \hat{M}_z . Zu erkennen ist ein außerordentlich großer Ein-

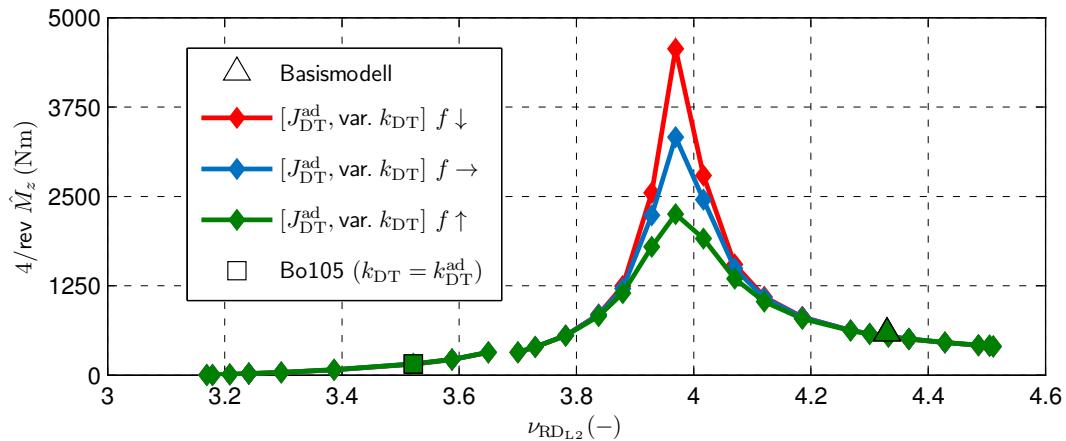


Abbildung 4.35: 4/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$)

fluss von $\nu_{RD_{L2}}$ auf \hat{M}_z . Dieser wird bereits daran deutlich, dass \hat{M}_z in der Bo105-Konfiguration mit 158 Nm nur ca. ein Viertel so groß ist wie mit dem Basismodell (587 Nm). Bemerkenswert ist jedoch die Resonanzüberhöhung bei $\nu_{RD_{L2}} = 3,97$: Bei Referenzdämpfung ($f \uparrow$) beträgt $\hat{M}_z = 2251$ Nm, im schwach gedämpften Fall sogar $\hat{M}_z = 4564$ Nm. Das entspricht einem sehr großen Anteil von 38 % bzw. 78 % des Antriebsmoments,¹⁶ welches $\bar{M}_z = 5863$ Nm beträgt. Eine schlechte Abstimmung von Rotor und Triebstrang, also ein Wert $\nu_{RD_{L2}}$ in der Nähe der Blattzahlharmonischen, führt demnach zu einem großen dynamischen Masttorsionsmoment und begünstigt damit starke Rumpfvibrationen. Dies war das eingangs beschriebene Problem beim Kampfhubschrauber Tiger vor der Modifikation der Rotorblätter [27], siehe Abb. 1.8 auf S. 11 mit zugehöriger Beschreibung. Für noch weichere Triebstrangauslegungen als die der Bo105 ($\nu_{RD_{L2}} < 3,52$) würde eine noch kleinere Amplitude \hat{M}_z nahe Null resultieren.

Die Resonanzüberhöhung mit schwacher Dämpfung ($f \downarrow$) in Abb. 4.35 stellt mit $\hat{M}_z/\bar{M}_z = 78\%$ das größte Verhältnis zwischen 4/rev-Amplitude und Mittelwert des Masttorsionsmoments dar, das in den Simulationen dieser Arbeit vorkommt. Auch an allen anderen Schnittstellen im Triebstrang ist dieses Verhältnis kleiner als 1, womit M_z und die Übertragungsmomente im Triebstrang niemals negativ werden. Damit wird die bei der Triebstrangmodellierung auf S. 22 getroffene Annahme nicht auftretender Nulldurchgänge von M_z bestätigt. Zahnflankenspiel und Freiläufe werden also nicht wirksam, sodass ihr Fehlen im Triebstrangmodell keine Auswirkung auf die Simulationsergebnisse hat.

¹⁶In einem realen Hubschrauber wären derart große Amplituden selbstverständlich unzulässig. Ein Rotor-Triebstrang-System mit $\nu_{RD_{L2}} \approx 4$ würde – Stabilität des realen Systems vorausgesetzt – entweder zu heftigen Vibratoren oder direkt zu strukturellem Versagen des Hubschraubers führen.

4.4.2 8/rev-Amplituden

Während für die Veränderung der 4/rev-Amplituden $\hat{\Omega}$, \hat{M}_L und \hat{M}_z eine Rotor-Triebstrang-Mode nahe $\nu = 4$ (nämlich RD_{L2}) verantwortlich ist, wird für 8/rev-Amplituden die Abhängigkeit von einer Rotor-Triebstrang-Mode in der Nähe von $\nu = 8$ erwartet. Im Fall des Rotor-Triebstrang-Systems der Bo105 ist dies offensichtlich RD_{L3} mit $\nu_{RD_{L3}} = 7,87$ (siehe Tab. 2.6 auf S. 45 und Abb. 2.20 auf S. 49). Die bereits oben angewendete Variation der Triebstrangsteifigkeit im Bereich $k_{DT}/k_{DT}^{ad} = 10^{-2} \dots 10^3$ führt zu RD_{L3} -Eigenfrequenzen in der Spanne $\nu_{RD_{L3}} = 7,22 \dots 11,48$.¹⁷ Bei großer Blattbeladung und in der Transition sind die 8/rev-Amplituden \hat{M}_L und \hat{M}_z ca. eine Größenordnung kleiner als die entsprechenden 4/rev-Amplituden, ihre Untersuchung trotz doppelter Lastzyklenzahl aus praktischer Sicht also weniger lohnenswert.¹⁸ Um zu zeigen, dass der Einfluss einer Rotor-Triebstrang-Mode auf Schwingungsamplituden ähnlicher Frequenz allgemein ist, sich also nicht nur auf RD_{L2} beschränkt, wird im Folgenden trotzdem kurz die Auswirkung von $\nu_{RD_{L3}}$ auf die 8/rev-Amplituden $\hat{\Omega}$, \hat{M}_L und \hat{M}_z präsentiert.

Die 8/rev-Amplitude der Nabewinkelgeschwindigkeit bei großer Blattbeladung in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ ist in Abb. 4.36 dargestellt. Die Bo105-Konfiguration liegt mit $\nu_{RD_{L3}} = 7,87$ im Resonanzbereich. Trotzdem beträgt die 8/rev-Amplitude mit $\hat{\Omega} = 0,017 \text{ rad/s}$ ($f \uparrow$) nur 30 % der 4/rev-Amplitude der Bo105-Konfiguration in Abb. 4.33. Auffällig ist das Nebenmaximum bei $\nu_{RD_{L3}} \approx 9$. Bei dieser Triebstrangkonfiguration beträgt gerade $\nu_{RD_{L2}} = 4$. Die Überhöhung der 8/rev-Amplitude $\hat{\Omega}$ ist also in einer 4/rev-Resonanz begründet. Dies ist ein Indiz dafür, dass die ausgeprägte dynamische Antwort der Nabewinkelgeschwindigkeit Ω auf die 4/rev-Anregung nicht rein sinusförmig ist, also höherharmonische Anteile wie etwa 8/rev beinhaltet.

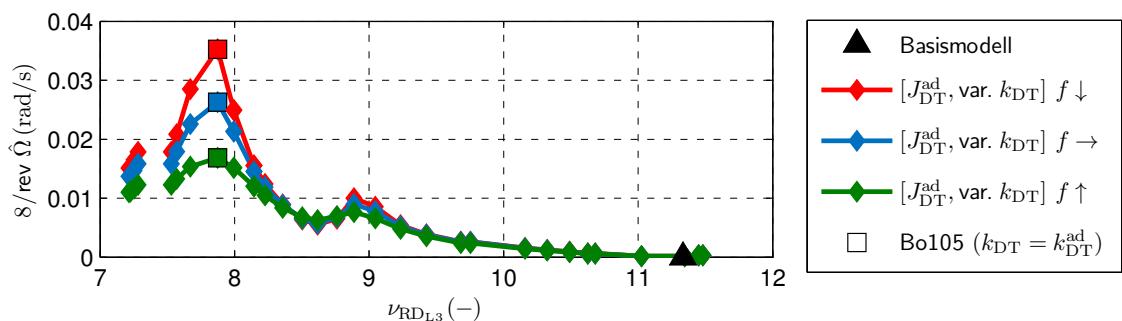


Abbildung 4.36: 8/rev-Amplitude der Nabewinkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$)

¹⁷ Die Graphen der 8/rev-Amplituden haben Unterbrechungen bei $\nu_{RD_{L3}} \approx 7,4$, 9,7 und 10,7 aufgrund der Kopplungen von RD_{L3} mit F4, RD_{T2} und F5 mit entsprechenden Neuzuweisungen der Moden. Die letzteren beiden Lücken sind unauffällig. Sie erscheinen jeweils als Paar von Punkten mit gleicher Amplitude.

¹⁸ Im Schnellflugfall sind die 8/rev-Amplituden \hat{M}_L und \hat{M}_z hingegen größer als die 4/rev-Amplituden. Ein Kommentar zu den 8/rev-Amplituden im Schnellflug folgt am Ende des Abschnitts.

Aufgrund der Resonanz sind die 8/rev-Amplituden \hat{M}_L der Bo105-Konfiguration sowohl innen als auch in der Blattmitte sehr viel größer als mit dem Basismodell, siehe Abb. 4.37. Das Lastniveau ist mit $\hat{M}_L < 10 \text{ Nm}$ ($f \uparrow$) dennoch klein gegenüber 4/rev. Auch hier sind wieder Nebenmaxima bei $\nu_{RD_{L3}} \approx 9$ zu erkennen (Begründung s. o.).

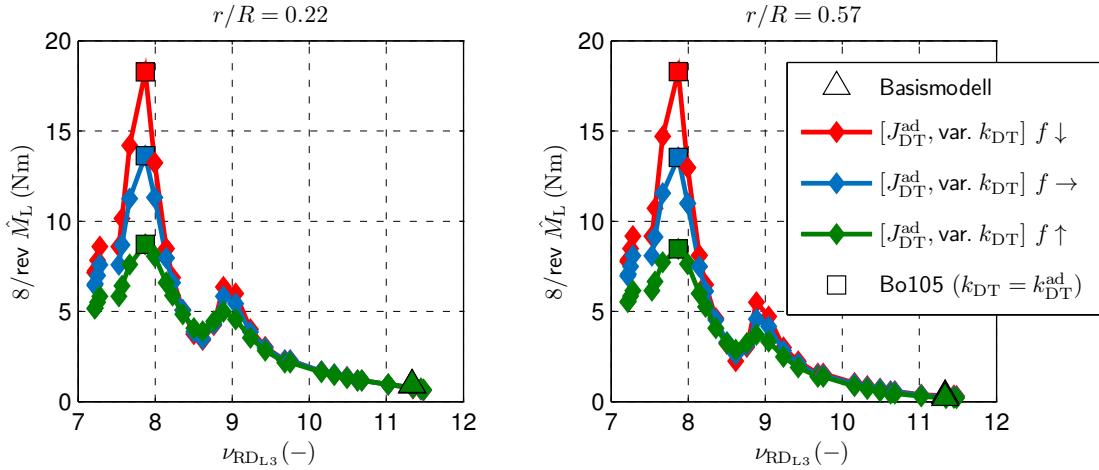


Abbildung 4.37: 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$)

Die 8/rev-Masttorsionsmomentamplitude der Bo105-Konfiguration weicht im Gegensatz zu \hat{M}_L nur geringfügig von der des Basismodells ab, wie in Abb. 4.38 gezeigt wird. Mit Referenzdämpfung ($f \uparrow$) ergeben sich sogar beinahe gleiche Werte von $\hat{M}_z \approx 22 \text{ Nm}$. Im Vergleich zu den 4/rev-Anteilen von M_z (Abb. 4.35) sind die 8/rev-Amplituden verschwindend gering. Die Überhöhung bei $\nu_{RD_{L3}} \approx 9$ bildet nun jeweils das Hauptmaximum der Graphen. Die größten 8/rev-Amplituden \hat{M}_z entstehen also nicht durch Resonanz der RD_{L3} -Mode, sondern als höherharmonischer Anteil der stark ausgeprägten 4/rev-Schwingung in M_z , die bei Resonanz der RD_{L2} -Mode auftritt ($\nu_{RD_{L2}} = 4$, $\nu_{RD_{L3}} \approx 9$).

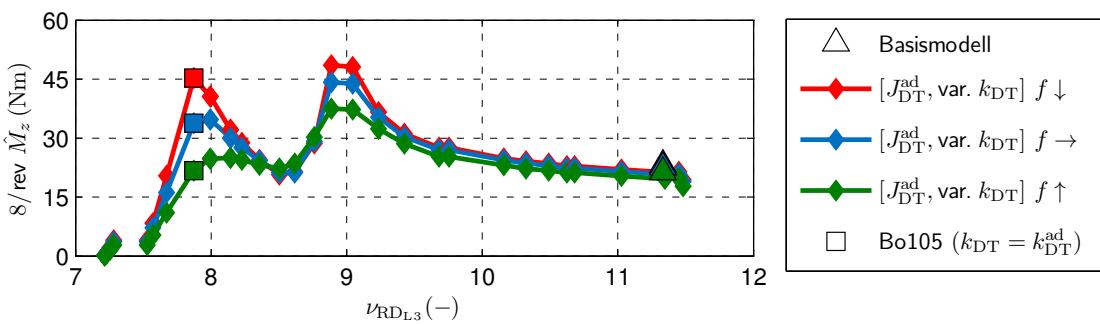


Abbildung 4.38: 8/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ bei großer spezifischer Rotorblattbelastung ($\mu = 0,24$, $C_T/\sigma = 0,12$)

Die Beobachtung, dass die 8/rev-Schwingungen von Ω , M_L und M_z in der Bo105-Konfiguration ($\nu_{RD_{L3}} = 7,87 \approx 8$) in Resonanz erfolgen, ist für den Flugzustand *Schnellflug* von

Bedeutung. Wie in Kap. 4.2.2 gezeigt wurde, verursacht der Triebstrang in diesem Zustand große 8/rev-Amplituden, die die 4/rev-Amplituden sogar übersteigen. Zum einen muss beachtet werden, dass die absoluten Werte dieser 8/rev-Amplituden im Resonanzbereich wesentlich von der Systemdämpfung abhängen und daher – weil diese nur näherungsweise modelliert werden kann – mit größerer Unsicherheit behaftet sind. Zum anderen würde jedwede Änderung der Triebstrangeigenschaften – egal ob $\nu_{RD_{L3}} \uparrow$ oder $\nu_{RD_{L3}} \downarrow$ – eine Reduktion der 8/rev-Amplituden bewirken. Die sehr großen 8/rev-Amplituden \hat{M}_L in Abb. 4.20 auf S. 93 stellen hinsichtlich variierender Triebstrangeigenschaften also bereits den „worst case“ dar.

4.4.3 Fazit

Die Arbeitshypothese 2b der wissenschaftlichen Fragestellung wird bestätigt:

Die mit einer Modifikation der Triebstrangstruktur einhergehenden Veränderungen der Schwenklasten lassen sich unmittelbar auf entsprechende Veränderungen der Struktureigenmoden zurückführen.



Die Größe von $p \cdot n_b$ /rev-Amplituden ($p \in \mathbb{N}$) der Nabenhinkelgeschwindigkeit, der Schwenkbiegemomente und des Masttorsionsmoments hängt maßgeblich von der Nähe der Eigenfrequenzen gekoppelter Rotor-Triebstrang-Moden zu $p \cdot n_b$ /rev ab. Konkret werden bei der Bo105 ($n_b = 4$) folgende Zusammenhänge beobachtet:

- $\nu_{RD_{L2}}$ bestimmt den Einfluss des Triebstrangs auf die 4/rev-Amplituden $\hat{\Omega}$, \hat{M}_L und \hat{M}_z . Die in Kap. 4.3.3 beschriebene Bedeutung von $\nu_{RD_{L2}}$ bei der Modellierung des Rotor-Triebstrang-Systems wird damit untermauert.
- Analog ist $\nu_{RD_{L3}}$ für die 8/rev-Amplituden relevant.

Darüber hinaus können folgende Erkenntnisse aus der Parameterstudie festgehalten werden:

- Bei der Auslegung von Rotor-Triebstrang-Systemen gibt es zwei sinnvolle Möglichkeiten, $\nu_{RD_{L2}}$ zu platzieren: oberhalb oder unterhalb der Blattzahlharmonischen (Resonanzfall). Ein Abstand von $|\nu_{RD_{L2}} - n_b| > 0,2$ erscheint in der hier durchgeföhrten Parameterstudie ausreichend. Neben der Platzierung von $\nu_{RD_{L2}}$ spielen selbstverständlich zahlreiche andere Kriterien in die Auslegung hinein, wie etwa Leichtbau, konstruktive Gesichtspunkte, die Stabilität der RD_{L1} -Mode (vgl. Anhang B.2) und viele mehr.
- Theoretisch lassen sich Rotor und Triebstrang mit $\nu_{RD_{L2}} = \nu_{L2}$ dynamisch entkoppeln.
- Abseits der Resonanzbedingung hat die Variation des Dämpfungsfaktors im Bereich $f = 0,5 \dots 2 \cdot 10^{-4}$ s keinen nennenswerten Einfluss auf die entstehenden Blattlasten. Im Resonanzbereich ist der Einfluss hingegen groß, sodass die Prognose der Amplituden dort mit größerer Unsicherheit verbunden ist.

4.5 Verbesserung der Prognose durch den Triebstrang

Zu Validierungszwecken wurden in Kap. 4.1 Simulationen des Basismodells mit Windkanalversuchen verglichen. Die Korrelation der Schwenkbiegemomente in Abb. 4.7 (S. 80) und Abb. 4.13 (S. 85) war teilweise schlecht, wobei in der Diskussion von Abb. 4.7d bereits der fehlende Triebstrang als mögliche Ursache angeführt wurde. Wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt wurde, hat der Triebstrang einen großen Einfluss auf $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Amplituden ($p \in \mathbb{N}$) des Schwenkbiegemoments. Durch Berücksichtigung des Triebstrangs wird deshalb eine Verbesserung der Korrelation erwartet, falls die schlechte Übereinstimmung auf $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Anteile zurückzuführen ist. In diesem Abschnitt wird überprüft, ob die Schwenklästen durch Simulation des Triebstrangs tatsächlich besser mit den Windkanalmessungen korrelieren.

Dabei ist zu beachten, dass nicht der in Kap. 2.1.2 modellierte und in Kap. 4.2 simulierte Triebstrang der Bo105 abzubilden ist, sondern der des Rotor Test Apparatus (RTA) im NASA Ames 40 ft · 80 ft-Windkanal. Dieser wurde für wesentlich größere Rotoren als den der Bo105 ausgelegt, sodass größere Trägheit und Steifigkeit des Triebstrangs zu erwarten sind. Da die genauen strukturellen Eigenschaften des RTA auf Anfrage nicht verfügbar waren, wird auch in diesem Abschnitt wieder die Triebstrangschar $[J_{DT}^{\text{ad}}, \text{var. } k_{DT}]$ aus Kap. 4.4 untersucht, deren Eigenfrequenzen $\nu_{RD_{L2}}$ in Abb. 4.32 auf S. 104 aufgetragen sind. Die Beibehaltung der konstanten Bo105-Triebstrangträgeit J_{DT}^{ad} ist möglich, da der Triebstrangeinfluss auf $\nu_{RD_{L2}}$ – und damit auf die Schwenklästen – durch die Steifigkeit k_{DT} dominiert wird. Ausgehend von der Bo105-Konfiguration hat eine Vergrößerung von J_{DT} gemäß Abb. 2.16b (S. 44; Bo105-Konfiguration darin: $[J_{DT}^{\text{akk}}, k_{DT}^{\text{akk}}]$) keinen nennenswerten Einfluss auf $\nu_{RD_{L2}}$ (in Abb. 2.16b als ν_{L2} bezeichnet). Die Simulationen dieses Abschnitts werden – wie schon die Rechnungen mit FW aus Kap. 4.1 – mit der kleinen Strukturdämpfung $f = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ durchgeführt.

4.5.1 Transition

Die schlechteste Korrelation des Schwenkbiegemoments zwischen Basismodell und Windkanalversuch war in der Blattmitte im Flugzustand *Transition* zu beobachten (Abb. 4.7d auf S. 80). Abb. 4.39 zeigt den Verlauf des Schwenkbiegemoments erneut, wobei neben dem Basismodell auch die Schar an Rotor-Triebstrang-Modellen mit $[J_{DT}^{\text{ad}}, \text{var. } k_{DT}]$ simuliert wurde, allesamt mit dem GDW-Abwindmodell. Schon hier am azimutalen Verlauf ist zu erkennen, dass sich die Amplitude sowie die Phasenlage der 4/rev-Schwingung bei Variation von k_{DT} ändert. Eine gute Übereinstimmung der Phasenlage ist mit $k_{DT} = k_{DT}^A = 2,75 k_{DT}^{\text{ad}}$ zu erzielen (potentieller RTA-Triebstrang, blauer Graph), wobei k_{DT}^{ad} die Steifigkeit des Bo105-Triebstrangs ist. Die 4/rev-Amplitude wird zwar verbessert, erreicht aber bei Weitem nicht die des Windkanalversuchs.

Wird die Simulation des Modells $[J_{DT}^{\text{ad}}, k_{DT}^A]$ jedoch mit freiem Wirbelmodell statt GDW wiederholt, ergibt sich, wie in Abb. 4.40 zu sehen ist, eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Windkanalversuch. Das liegt daran, dass offensichtlich die 4/rev-Anregung

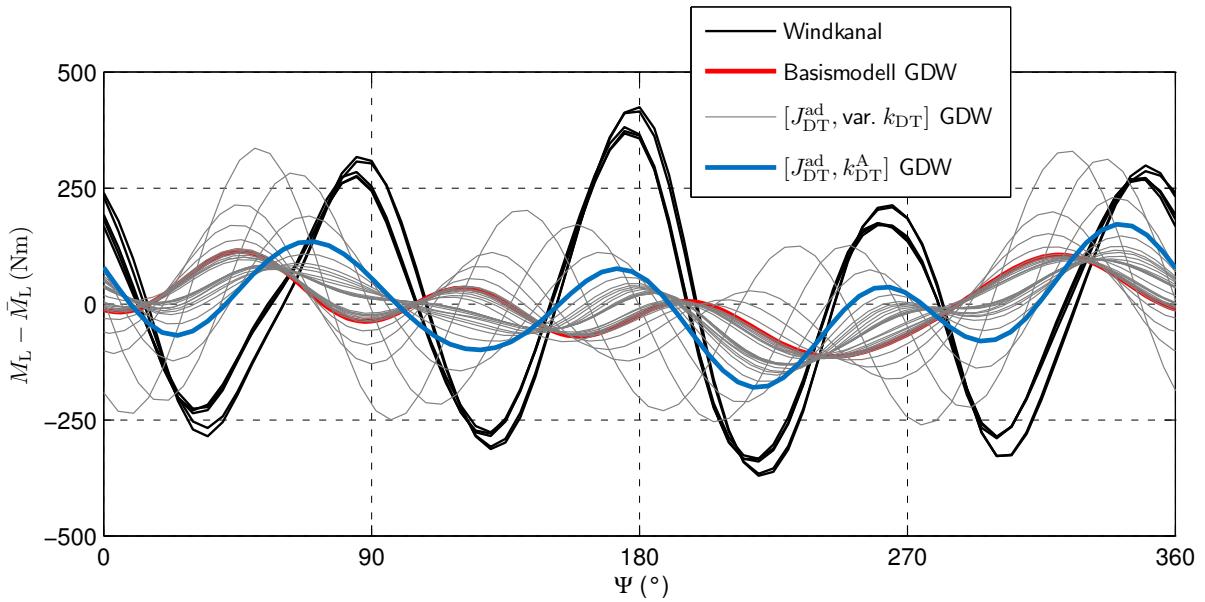


Abbildung 4.39: Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$) in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und Schar an Triebstrangmodellen inkl. potentiellem RTA-Triebstrang $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A]$. Abwindmodell GDW

des Rotor-Triebstrang-Systems mit FW deutlich ausgeprägter ist als mit GDW, was schon am Vergleich der Basismodell-Verläufe in Abb. 4.7 (S. 80) deutlich wird.

Zur Quantifizierung der Korrelation zeigt Abb. 4.41 die Ergebnisse der Fourieranalyse des Masttorsionsmoments¹⁹ und des Schwenkbiegemoments in der Blattmitte. Bei den 4/rev-Amplituden (sowohl \hat{M}_z als auch \hat{M}_L) ist festzustellen, dass sowohl die Verbesserung des Abwindmodells (FW statt GDW) also auch die Berücksichtigung des Triebstrangs ($[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A]$ statt Basismodell) jeweils die Korrelation verbessert, die großen Amplituden des Windkanalversuchs jedoch nur durch Kombination beider Maßnahmen zu erreichen sind. Die restlichen Amplituden des Schwenkbiegemoments sind gegenüber 4/rev sehr klein. Gemäß der Erkenntnis aus Kap. 4.2 sollte für 1/rev bis 3/rev sowie 5/rev bis 7/rev kein Unterschied zwischen Basismodell und $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A]$ unter Verwendung desselben Abwindmodells (GDW oder FW) bestehen. Der doch vorhandene, kleine Unterschied zwischen den 5/rev-Amplituden von Basismodell und $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A]$ mit FW-Abwind wird auf nicht weiter bekannte, nichtlineare Effekte zurückgeführt.

Der auf Basis der besten Korrelation identifizierte, potentielle RTA-Triebstrang $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A]$ ist 2,75-mal steifer als der der Bo105. Durch den RTA-Triebstrang wird die Eigenfrequenz der RD_{L2} -Mode von $\nu_{RD_{L2}} = 3,52$ (Bo105-Triebstrang) auf $\nu_{RD_{L2}} = 3,88$ angehoben, das Rotor-Triebstrang-System also näher an die Resonanzbedingung $\nu_{RD_{L2}} = 4$ gebracht. Der Grund für die großen 4/rev-Amplituden von Masttorsionsmoment und Schwenkbiegemoment

¹⁹Das Masttorsionsmoment wurde im Windkanalversuch [74, 75] im stehenden System an der Waage gemessen. Die Waage wurde jedoch nur bis zu Frequenzen von 1/rev dynamisch kalibriert, sodass die Werte der 4/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abb. 4.41 und weiter unten in Abb. 4.44 als ungenau zu betrachten sind.

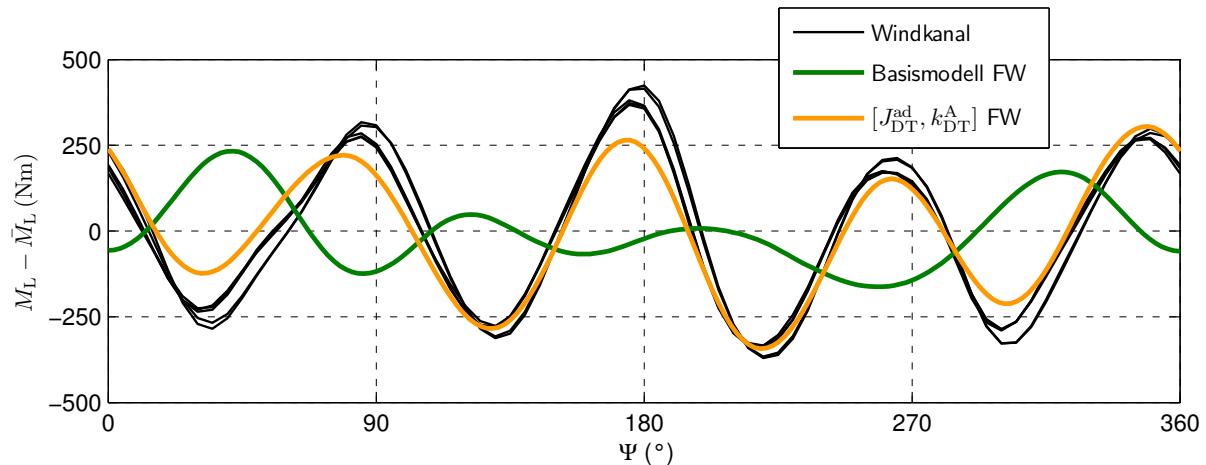


Abbildung 4.40: Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$) in Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und potentiellem RTA-Triebstrang $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A]$. Abwindmodell FW

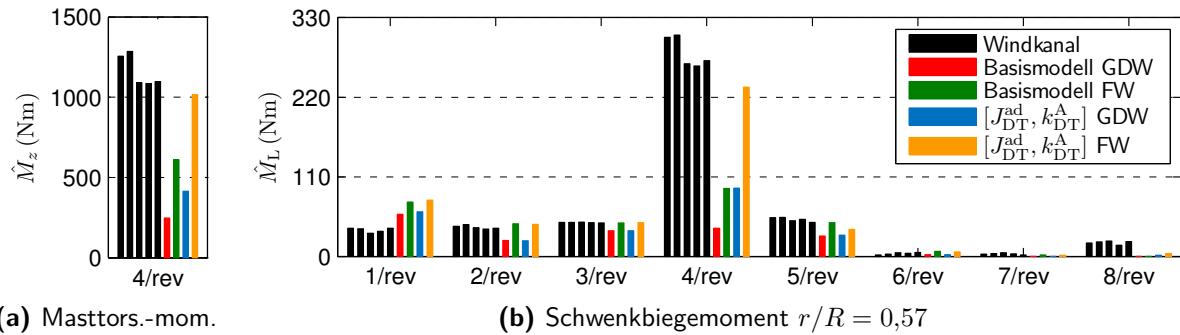


Abbildung 4.41: 4/rev-Masttorsionsmomentamplitude sowie 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in der Blattmitte, Transition ($\mu = 0,1, C_T/\sigma = 0,075$)

im Windkanalversuch ist also eine ungünstige Kombination von Rotor und Triebstrang, die eine starke dynamische Antwort in der Nähe der Resonanz bewirkt.

4.5.2 Reiseflug

Auch im Flugzustand *Reiseflug* treten beim Schwenkbiegemoment in der Blattmitte Diskrepanzen zwischen Simulation des Basismodells und Windkanalversuch auf, siehe Abb. 4.13d auf S. 85. Abb. 4.42 stellt zusätzlich die Verläufe der Triebstrangschar $[J_{DT}^{ad}, \text{var. } k_{DT}]$ unter Verwendung des GDW-Abwinds dar. Der blaue Graph mit $k_{DT} = k_{DT}^B = 1,78 k_{DT}^{ad}$ liegt tendenziell etwas näher an den Verläufen des Windkanalversuchs als der rote Graph des Basismodells. Die potentielle RTA-Steifigkeit k_{DT}^B , die zu $\nu_{RD_{L2}} = 3,73$ führt, unterscheidet sich wohlgemerkt von der des Transitionzzustands k_{DT}^A . Darauf wird in Kap. 4.5.3 eingegangen.

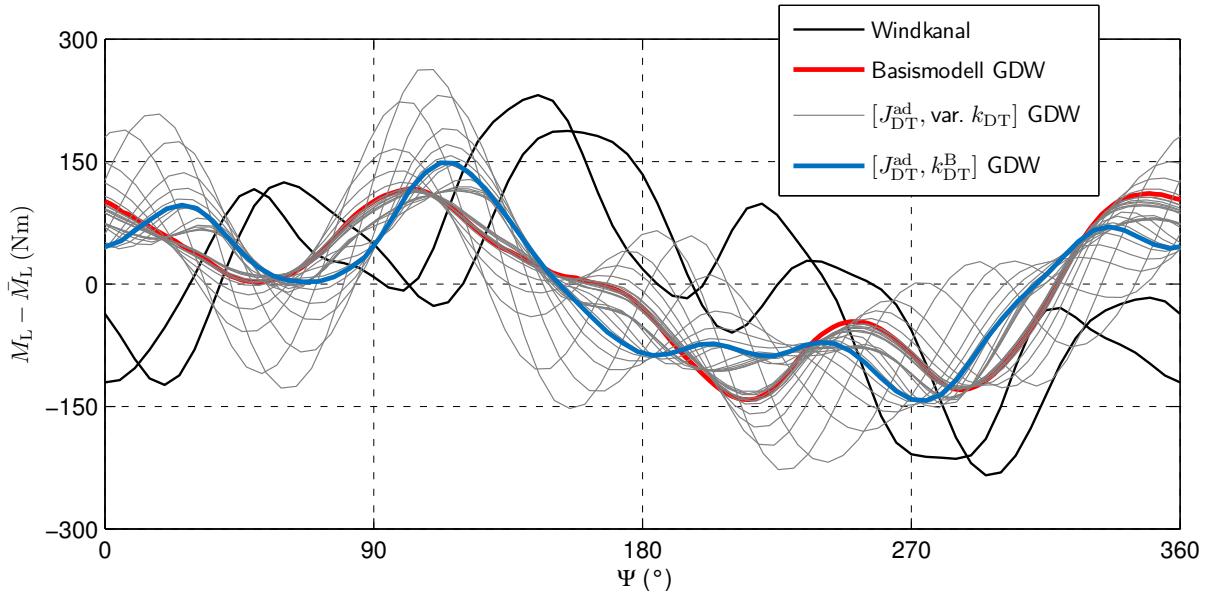


Abbildung 4.42: Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$) im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und Schar an Triebstrangmodellen inkl. potentiellem RTA-Triebstrang $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B]$. Abwindmodell GDW

Eine deutliche Verbesserung ist jedoch – wie schon oben beim Flugzustand *Transition* – nur in Verbindung mit dem freien Wirbelmodell zu erzielen. Abb. 4.43 zeigt die Verläufe von Basismodell und Rotor-Triebstrang-Modell $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B]$ unter Verwendung des FW-Abwinds. Mit

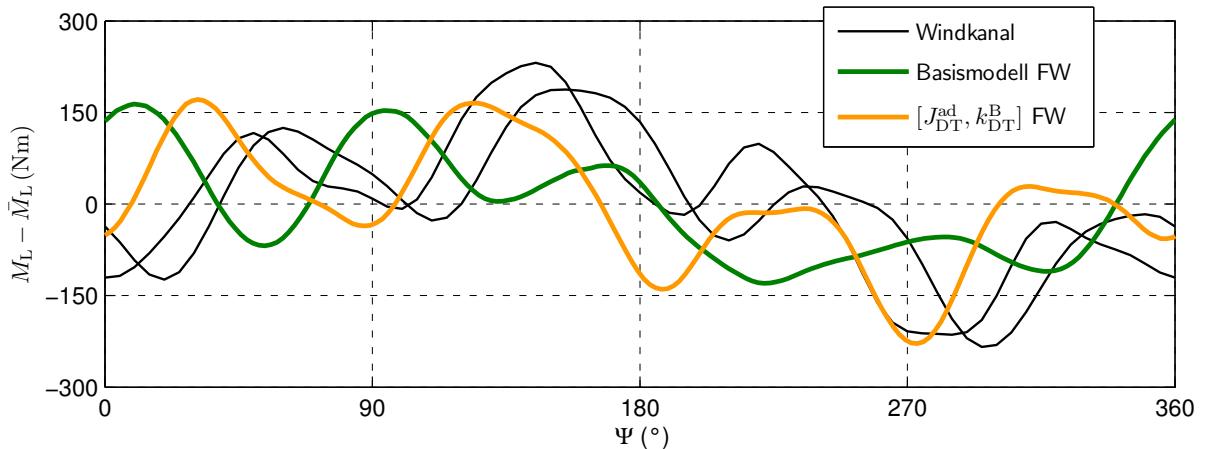


Abbildung 4.43: Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$) im Reiseflug ($\mu = 0,3, C_T/\sigma = 0,075$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und potentiellem RTA-Triebstrang $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B]$. Abwindmodell FW

$[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B]$ resultiert ein Verlauf, der sowohl im Spitze-Tal-Wert als auch in der Phasenlage des Signals deutlich besser zum Windkanalversuch passt als der des Basismodells. Der verbleibende Phasenversatz von ca. 40° zwischen Windkanal und $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B]$ ist ähnlich zu dem

des Schlagbiegemoments ($r/R = 0,57$) in Abb. 4.13a und des inneren Schwenkbiegemoments ($r/R = 0,15$) in Abb. 4.13c auf S. 85. Die möglichen Probleme bei der Messung des Rotatorzimts im Windkanalversuch wurden bereits in Kap. 4.1.3 kommentiert.

Abb. 4.44 zeigt die Amplituden von Masttorsionsmoment und Schwenkbiegemoment. Zwar sind die Änderungen der 4/rev-Amplituden durch das verbesserte Abwindmodell und die Berücksichtigung des Triebstrangs nicht so groß wie in Abb. 4.41 (Transition), doch lässt sich auch hier durch Kombination beider Maßnahmen eine gute Korrelation zwischen Rotor-Triebstrang-Simulation und Windkanalversuch erreichen. Neben der 4/rev-Amplitude des Schwenkbiegemoments ist die 1/rev-Amplitude im Verhältnis zu den übrigen Harmonischen groß, wird aber erwartungsgemäß nicht durch den Triebstrang beeinflusst. Bei der 3/rev- und 5/rev-Amplitude der FW-Rechnungen sind wider Erwarten geringe Unterschiede zwischen Basismodell und $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B]$ zu erkennen, die unbekannten, nichtlinearen Einflüssen zugeschrieben werden müssen. Während die 8/rev-Amplituden mit dem Basismodell unabhängig vom Abwindmodell verschwindend klein sind, liegen die Amplituden der Rotor-Triebstrang-Modelle nahe denen des Windkanalversuch. Ob die bessere Korrelation der 8/rev-Amplitude mit FW oder GDW erzielt wird, lässt sich angesichts des Unterschieds zwischen den beiden Windkanalmessungen nicht sagen.

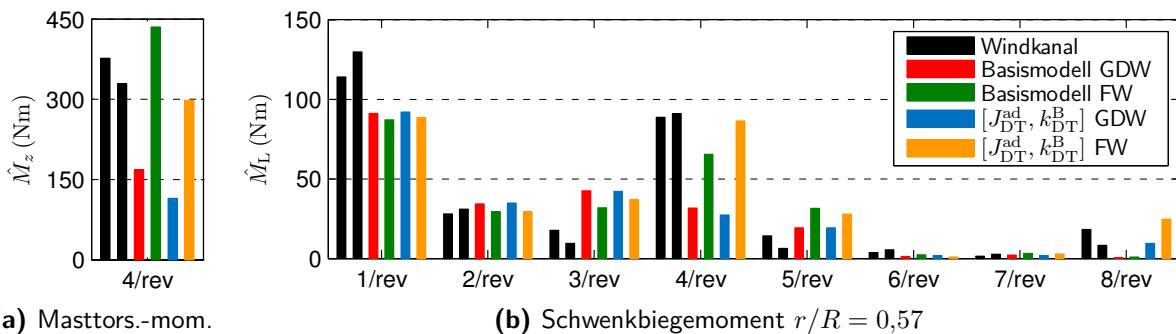


Abbildung 4.44: 4/rev-Masttorsionsmomentamplitude sowie 1/rev- bis 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in der Blattmitte, Reiseflug ($\mu = 0,3$, $C_T/\sigma = 0,075$)

4.5.3 Geschlossene Betrachtung von Transition und Reiseflug

Bevor ein Fazit zur Verbesserung der Schwenklastenprognose durch Berücksichtigung des Triebstrangs gezogen werden kann, muss noch ein Kompromiss zwischen der in Kap. 4.5.1 identifizierten Steifigkeit $k_{DT}^A = 2,75 k_{DT}^{ad}$ und der in Kap. 4.5.2 identifizierten Steifigkeit $k_{DT}^B = 1,78 k_{DT}^{ad}$ festgelegt werden, denn der RTA-Triebstrang wurde zwischen den Versuchen nicht modifiziert. Die abschließende Bewertung der Verbesserung der Schwenklastenprognose muss mit einer derselben Triebstrangsteifigkeit k_{DT}^C erfolgen. Die Steifigkeit $k_{DT}^C = 2,09 k_{DT}^{ad}$ liegt zwischen k_{DT}^A und k_{DT}^B , bewirkt eine Eigenfrequenz von $\nu_{RD_{L2}} = 3,78$ und liefert für beide Flugzustände eine Verbesserung der Prognose.

Abb. 4.45 zeigt die Schwenklastenverläufe beider Flugzustände für Windkanalversuch, Basismodell und Rotor-Triebstrang-Modell [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C] („Kompromiss-RTA-Triebstrang“) unter Nutzung des FW-Abwinds. In Abb. 4.46 sind die zugehörigen 4/rev-Amplituden des Masttorsionsmoments und des Schwenkbiegemoments dargestellt, ergänzt um die Ergebnisse der GDW-Rechnungen.

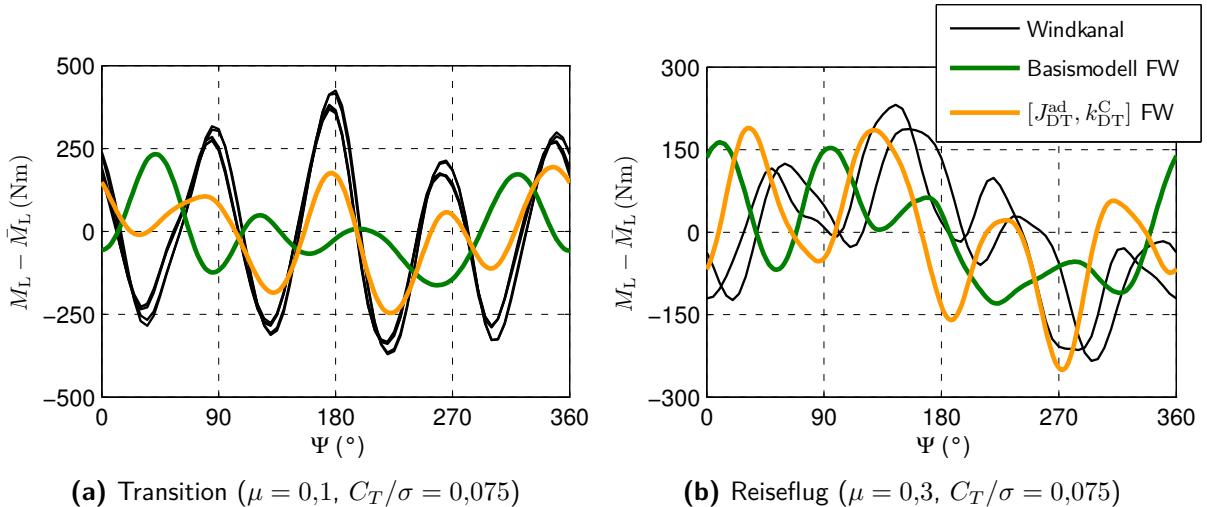


Abbildung 4.45: Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,57$): Vergleich zwischen Windkanalversuch, Basismodell und Kompromiss-RTA-Triebstrang [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C]. Abwindmodell FW

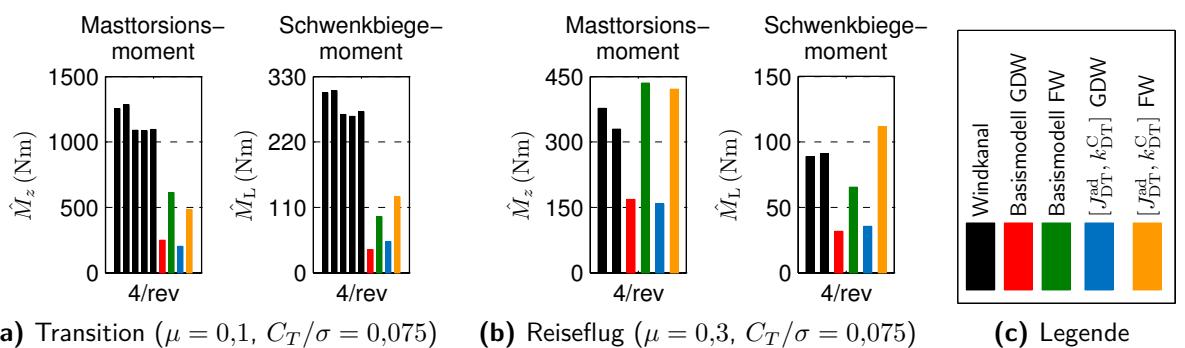


Abbildung 4.46: 4/rev-Amplituden des Masttorsionsmoments sowie des Schwenkbiegemoments in der Blattmitte ($r/R = 0,57$): Windkanal, Basismodell und Kompromiss-RTA-Triebstrang [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C]

Der Kompromiss führt zu einer Unterschätzung der 4/rev-Amplituden in Transition, siehe Abb. 4.46a. Sowohl \hat{M}_z als auch \hat{M}_L sind mit Rotor-Triebstrang-Modell [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C] und FW-Abwind nur etwa halb so groß wie im Windkanal. Die Maßnahme „FW statt GDW“ hat einen größeren Einfluss auf die 4/rev-Amplituden als die Berücksichtigung des Triebstrangs. Für den Reiseflug (Abb. 4.46b) ist eine Überschätzung der 4/rev-Amplituden durch das Rotor-Triebstrang-Modell [J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C] mit FW zu beobachten, wobei die relative Abweichung zum Windkanalversuch kleiner ist als im Falle der Transition.

Mit der Forderung einer einheitlichen Triebstrangsteifigkeit k_{DT}^C für beide Flugzustände fallen die Verbesserungen der 4/rev-Amplituden von Masttorsionsmoment und Schwenkbiegemoment durch Berücksichtigung des Triebstrangs wesentlich geringer aus als mit einzeln gewählten Steifigkeitswerten. Gleichwohl bewirkt der Triebstrang in beiden Flugzuständen nach wie vor eine deutliche Verbesserung der Schwenklastenverläufe in Abb. 4.45. Insbesondere passen die Phasenlagen mit dem Rotor-Triebstrang-Modell wesentlich besser zum Windkanalverlauf als mit dem Basismodell.

4.5.4 Fazit

Auf Basis der oben gezeigten Vergleiche wird die Arbeitshypothese 2c der wissenschaftlichen Fragestellung bestätigt:

Der Einbezug des Triebstrangs in das Simulationsmodell verbessert die Korrelation mit experimentell bestimmten Schwenklasten.



Für beide untersuchten Flugzustände – Transition und Reiseflug – gilt jedoch, dass signifikante Verbesserungen nur in Kombination mit einem höherwertigen Aerodynamikmodell (hier: FW statt GDW) zu erzielen sind. Der Grund dafür liegt darin, dass der Triebstrang lediglich n_b/rev -Amplituden und ihre Höherharmonischen verändert (Bo105: $n_b = 4$). Wenn die n_b/rev -Anregungen der einzelnen Rotorblätter mangels adäquater Aerodynamikmodellierung zu klein ausfallen, ist ebenso die n_b/rev -Anregung des Rotor-Triebstrang-Systems zu klein, da sich diese aus den n_b/rev -Anregungen der Rotorblätter zusammensetzt (detaillierte Ausführung: Anhang K.2). In diesem Fall fällt auch die dynamische Antwort des Rotor-Triebstrang-Systems zu klein aus und der Triebstrangeinfluss wird durch die Simulation unterschätzt.

Da sich die durch den Triebstrang hervorgerufenen Änderungen gegenüber dem Basismodell auf die $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Amplituden ($p \in \mathbb{N}$) beschränken, können solche Diskrepanzen nicht behoben werden, die auf andere Harmonische zurückzuführen sind. So stimmt in Abb. 4.7c (S. 80), wie darin bereits am Zeitsignal des Schwenkbiegemoments zu erkennen ist, die 1/rev-Amplitude und -Phasenlage der Simulation nicht mit dem Windkanalversuch überein. Diese Fehlkorrelation kann ein Triebstrangmodell schlachtweg nicht beseitigen.

Die exakte Quantifizierung der Auswirkung des RTA-Triebstrangs in den im Windkanal gemessenen Schwenkbiegemomenten ist aus den folgenden Gründen nicht möglich:

- Die Simulationsgüte ist moderat. Die entwickelte Simulation erreicht beispielsweise nicht die mit CFD-Kopplung erzielbare Genauigkeit der Lastenprognose.
- Auch die Genauigkeit der Referenzdaten ist mäßig, wie in Kap. 4.1.3 festgehalten wurde. Konkret deutet der Phasenversatz von ca. $10 - 15^\circ$ zwischen den beiden Windkanalkurven in Abb. 4.45b auf Probleme bei der Messung des Rotorazimuts hin.

- Die strukturellen Eigenschaften des RTA sind nicht bekannt. Dass das kondensierte Triebstrangmodell $[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C]$ den RTA adäquat abbildet, also das simulierte Rotor-Triebstrang-System die selbe Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ aufweist wie das im Windkanal getestete, ist nicht sicher.
- Der potentielle Einfluss translatorischer Nabenschwingungen in der Rotorebene (vgl. Kap. 1.2) auf die Schwenkbiegemomente wurde vernachlässigt.

Ungeachtet dessen konnte mit k_{DT}^C eine Triebstrangsteifigkeit des RTA identifiziert werden, die plausibel ist (2,09-fache Bo105-Steifigkeit) und außerdem in zwei verschiedenen Flugzuständen zu einer deutlich besseren Korrelation des Schwenkbiegemoments in der Blattmitte beiträgt. Neben der Verbesserung des Aerodynamikmodells ist die Berücksichtigung des Triebstrangs somit eine sinnvolle Maßnahme, um die Genauigkeit der Schwenklastenprognose zu erhöhen.

Im Hinblick auf die Wirtschaftlichkeit rotordynamischer Untersuchungen muss der Nutzen der Triebstrangmodellierung ins Verhältnis zum Aufwand gesetzt werden. Der Aufwand wird in den meisten Fällen nicht in der Triebstrangmodellierung selbst liegen – beim kondensierten Modell sind lediglich zwei Parameter zu bestimmen – sondern in der Modifikation des Simulationsverfahrens. Nicht umsonst wurde in dieser Arbeit die aufwendige Kopplung dreier Programme in einem eigens entwickelten Simulationsprozess betrieben, denn viele vorhandene rotordynamische Modelle und Trimmverfahren setzen implizit eine konstante Nabendrehzahl $\Omega = \text{konst.}$ voraus. Ein praktischer Nutzen des Triebstrangmodells, der diesen Aufwand rechtfertigt, ist allgemein formuliert gegeben, wenn die Prognose von $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Amplituden ($p \in \mathbb{N}$), die mit der Schwenkbewegung zusammenhängen (Nabendrehzahl, Masttorsionsmoment, Schwenkbiegemoment, je nach Kopplung auch weitere Blattlasten), relevant ist. Ob diese $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Amplituden, z. B. bei der Bestimmung von Rotorlasten, gegenüber anderen Phänomenen wie $1/\text{rev}$ -Schwingungen ausschlaggebend sind, ist für jeden Einzelfall separat zu beurteilen.

5 Übertragbarkeit der Erkenntnisse

Die Erkenntnisse zum Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbewegung von Hubschrauberrotoren sind anhand der Bo105-Konfiguration gewonnen worden. In diesem Kapitel wird die Übertragbarkeit auf eine andere Konfiguration geprüft. Ziel ist, die Erkenntnisse nach Möglichkeit verallgemeinert, also konfigurationsunabhängig, zu formulieren. Darüber hinaus bietet der Vergleich der Simulationsergebnisse eines weiteren Hubschraubers mit entsprechenden Referenzdaten eine zusätzliche Möglichkeit zur Validierung der entwickelten Analysewerkzeuge. Dies ist wichtig im Hinblick auf die mäßige Genauigkeit¹ einiger Messungen aus den Bo105-Windkanalversuchen [74, 75], die in Kap. 4.1 als Validierungsreferenz genutzt wurden.

Um den Umfang des Abschnittes zu begrenzen, werden nicht alle Erkenntnisse aus der Bo105-Analyse in Frage gestellt. So werden die in Kap. 2.4 formulierten Effekte finiter Triebstrangträgheit und -steifigkeit als allgemeingültig angesehen, wohingegen die entsprechenden Auswirkungen auf einen realen Hubschrauber konfigurationsspezifisch sind. Beobachtungen der Bo105-Konfiguration werden daher analog für eine Alternativkonfiguration durchgeführt. Verschiedene Flugzustände werden hier nicht betrachtet und die Anwendbarkeit des kondensierten Triebstrangmodells, die in Kap. 4.3 demonstriert wurde, wird vorausgesetzt.

Die Wahl der Alternativkonfiguration fällt aus den folgenden Gründen auf das Rotor-Triebstrang-System des Sikorsky UH-60A:

- Zum UH-60A konnten – sowohl für den Triebstrang als auch für den Hauptrotor – Daten ausfindig gemacht werden, die zumindest die Erstellung eines „UH-60A-ähnlichen“ Modells ermöglichen. Für die meisten anderen Hubschrauber ist dies nicht ohne Weiteres möglich.
- Der UH-60A ist mit einer maximalen Abflugmasse von etwa 10 Tonnen wesentlich schwerer als die Bo105 (2400 kg) und repräsentiert damit eine andere Gewichtsklasse.
- Der Rotor verfügt im Gegensatz zum Bo105-Rotor über Schlag- und Schwenkgelenke und weist dadurch andere dynamische Eigenschaften wie z. B. Eigenfrequenzen auf.
- Der UH-60A wurde einleitend zur Darstellung der Problemstellung (Kap. 1.1) und mehrfach im Stand des Wissens zur Rotor-Triebstrang-Interaktion (Kap. 1.2, z. B. Tab. 1.1 auf S. 13) referenziert. Eine Aussage zum Einfluss des Triebstrangs unter Nutzung der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse ist daher von großem Interesse.

¹Die mäßige Genauigkeit der Bo105-Referenzdaten wurde in Kap. 4.1.3 ab S. 86 kommentiert.

Zunächst behandelt Kap. 5.1 die Strukturmodellierung und -analyse des Rotor-Triebstrang-Systems. Die Ergebnisse der aeromechanischen Zeitsimulation mit und ohne Triebstrang werden daraufhin in Kap. 5.2 vorgestellt. Gemeinsamkeiten und Unterschiede im Vergleich zur Bo105-Konfiguration werden jeweils herausgearbeitet.

5.1 Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkmoden

Ziel dieses Abschnittes sind allgemeine Aussagen zum Einfluss von Trägheit und Steifigkeit des Triebstrangs auf die Eigenmoden des Rotors – insbesondere auf die Schwenkeigenfrequenzen. Dazu wird die Modellierung der UH-60A-Konfiguration kurz in Kap. 5.1.1 (Triebstrang) und Kap. 5.1.2 (Rotor) beschrieben. In Kap. 5.1.3 werden die Eigenfrequenzen von Basismodell und Rotor-Triebstrang-System des UH-60A miteinander verglichen. Die daraus hervorgehenden Beobachtungen zum Einfluss des Triebstrangs werden schließlich in Kap. 5.1.4 denen der Bo105-Konfiguration gegenübergestellt.

Alle Strukturdaten zur Modellierung von Rotor und Triebstrang des UH-60A entstammen einer Vorentwurfsstudie des „Rotor Systems Research Aircraft“ (RSRA), das in den Achtzigerjahren zur Erprobung verschiedener moderner Rotorsysteme, u. a. des UH-60A-Rotors, entwickelt wurde [80]. Der Umfang an Vereinfachungen bei der Modellierung ist größer als bei der Bo105-Konfiguration in Kap. 2.1.2 und Kap. 2.2.2. Besonders aus den nachfolgenden Gründen wird das hier verwendete Modell lediglich als „UH-60A-ähnlich“ bezeichnet:

- Das Maß der Ähnlichkeit zwischen dem UH-60A-Triebstrang und dem modifizierten RSRA-Triebstrang geht aus [80] nicht hervor.
- Vereinfachungen der Rotorblattstruktur:
 - Die Feder- und Dämpfungswirkung der Elastomerlager wird nicht abgebildet.
 - Die hydraulischen Schwenkdämpfer werden als im Schwenkgelenk konzentrierte, lineare Drehdämpfer modelliert.
 - Es wird eine gerade Blattachse modelliert. Der Knick zur Repräsentation der Blattspitzenpfeilung entfällt.
 - Die Schlagbiege-, Schwenkbiege- und Torsionssteifigkeiten aus [80] werden zur Erzielung korrekter Blatteigenfrequenzen über den gesamten Radius skaliert (Details folgen weiter unten).
- Vereinfachungen der Rotorblattaerodynamik:
 - Gerade Blattachse mit Vernachlässigung der Pfeilung an der Blattspitze
 - Anstelle des originalen aerodynamischen Profils wird das NACA 23012 verwendet.

5.1.1 Modellierung des UH-60A-Triebstrangs

Das RSRA-Triebstrangmodell ist in [80, S. 83] in Form einer auf die Hauptrotordrehzahl reduzierten Torsionsschwingerkette gegeben. Abb. 5.1 zeigt die Architektur, Tab. 5.1 die zugehörigen Parameter.

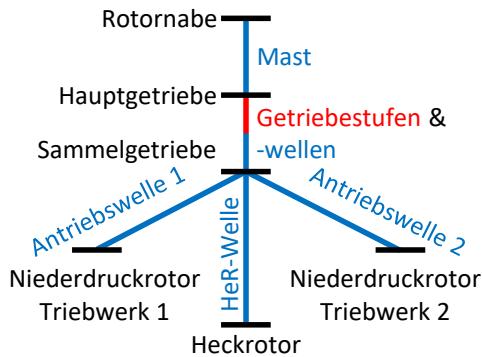


Abbildung 5.1: Auf Hauptrotordrehzahl reduziertes Ersatzmodell des RSRA-Triebstrangs gemäß [80, S. 83]

Tabelle 5.1: Reduzierte Trägheiten und Steifigkeiten des RSRA-Triebstrangs entsprechend [80, S. 83]

Trägheitselement m	J_m^{red} (kgm 2)
1) Rotornabe	8,47
2) Hauptgetriebe	102,6
3) Sammelgetriebe	117,8
4), 5) Niederdruckrotoren	$2 \cdot 732,9$
6) Heckrotor	533,2
Steifigkeitselement n	k_n^{red} (10^6 Nm/rad)
1) Mast	4,853
2) Getr.-stufen & -wellen	189,7
3), 4) Antriebswellen	$2 \cdot 133,8$
5) HeR-Welle	541,9

Zwecks einfacher Variation des Triebstrangmodells im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse wird der RSRA-Triebstrang in dieser Arbeit direkt in Form des kondensierten Modells $[J_{\text{DT}}, k_{\text{DT}}]$ aus Abb. 2.11, S. 40 implementiert. Aus Gründen der Einfachheit werden die akkumulierten Parameter $[J_{\text{DT}}^{\text{akk}}, k_{\text{DT}}^{\text{akk}}]$ verwendet. Anders als beim kondensierten Bo105-Triebstrangmodell $[J_{\text{DT}}^{\text{ad}}, k_{\text{DT}}^{\text{ad}}]$ werden die Parameter also nicht zwecks Feinjustierung von Rotor-Triebstrang-Eigenfrequenzen adaptiert.

Im Gegensatz zum Bo105-Triebstrang ist die Steifigkeit der Heckrotorwelle groß gegenüber den übrigen Steifigkeiten, es ist also nicht mit einer dynamischen Entkopplung der Heckrotorträgheit zu rechnen. Dass die akkumulierte Triebstrangträgheit alle Komponenten einschließlich des Heckrotors umfasst, ist daher sinnvoll:

$$J_{\text{DT}}^{\text{akk}} = \sum_{m=1}^6 J_m^{\text{red}} = 2227,87 \text{ kgm}^2 \quad (5.1)$$

Die akkumulierte Triebstrangsteifigkeit entspricht der Gesamtsteifigkeit aller flexiblen Triebstrangelemente im Lastpfad zwischen Rotornabe und den Niederdruckstufen, wird jedoch fast ausschließlich durch den Mast mit der vergleichsweise kleinen Steifigkeit k_1^{red} bestimmt:

$$k_{\text{DT}}^{\text{akk}} = \frac{1}{\frac{1}{k_1^{\text{red}}} + \frac{1}{k_2^{\text{red}}} + \frac{1}{k_3^{\text{red}} + k_4^{\text{red}}} = 4,65 \cdot 10^6 \text{ Nm/rad} \quad (5.2)}$$

5.1.2 Modellierung des UH-60A-Rotors

Die Rotormodellierung erfolgt analog zur Bo105 wie in Kap. 2.2.1 und Kap. 2.2.2 beschrieben. Die Blattdaten aus [80, S. 81, 89–91] wurden auf neue radiale Stützstellen interpoliert. Die Blätter umfassen jeweils 43 Blattelemente, verteilt auf 8 Segmente mit je 3 bis 8 Elementen. Je Segment werden 15 Struktureigenmoden berücksichtigt. Die wichtigsten Parameter des Rotorblattes sind Tab. 5.2 zu entnehmen.

Tabelle 5.2: Parameter eines UH-60A-ähnlichen Rotorblattes

Parameter	Wert
Masse	118,9 kg
Radius R	8,18 m
Profiltiefe c	0,53 m
Profil	NACA 23012
Beginn des profilierten Blattbereichs	$r/R = 0,21$
Verwindung nichtlinear; Wert bei $r/R = 0,13$	$\theta = 9,5^\circ$
$r/R = 0,95$	$\theta = -3,5^\circ$
$r/R = 1$	$\theta = 1,2^\circ$
Position des Schlag-, Schwenk- und Einstellwinkelgelenks	$r/R = 0,05$

Die Schlagbiege-, Schwenkbiege- und Torsionssteifigkeiten aus [80] werden jeweils mit den Faktoren 0,68, 0,67 bzw. 0,75 skaliert, um eine gute Übereinstimmung der Eigenfrequenzen mit Referenzdaten zu erzielen. Die Notwendigkeit dieser Maßnahme ist möglicherweise auf fehlende Punktmassen zurückzuführen. Lage und Größe von Punktmassen, die zwecks Abstimmung der Blattdynamik typischerweise in Rotorblättern vorhanden sind, gehen aus [80] nicht hervor.

Abb. 5.2 zeigt die ersten 6 Eigenfrequenzen des UH-60A-ähnlichen Blattes in SIMPACK und des UH-60A-Blattes in RCAS [3]. Die Dämpfungsparameter im SIMPACK-Modell sind für die Eigenanalyse zu Null gesetzt, um die Vergleichbarkeit mit dem RCAS-Modell mit „sehr kleiner Strukturdämpfung“ [3, S. 91] zu gewährleisten. Insbesondere reflektiert Abb. 5.2 nicht die Wirkung des Schwenkdämpfers. Die Übereinstimmung zwischen SIMPACK und RCAS ist trotz der vielen Vereinfachungen im SIMPACK-Modell sehr gut. Anhand der großen Abstoßung zwischen den Eigenfrequenzverläufen von L2 und F3 um die Nenndrehzahl $\Omega/\Omega_{\text{ref}} = 1$ herum ist die starke Verkopplung dieser Moden zu erkennen. Besser ausgedrückt existieren hier zwei Moden, die jeweils sowohl L2- als auch F3-Anteile aufweisen, im Folgenden F3/L2 bzw. L2/F3 genannt. Die zusätzliche Beteiligung von T1 an dieser Kopplung ist in RCAS stärker ausgeprägt als in SIMPACK, was an der größeren Abstoßung zwischen T1 und L2 in RCAS zu erkennen ist. Als Ursache kommt die Blattspitzenpfeilung in Frage, welche eine Kopplung zwischen Schlag- und Torsionsbewegung begünstigt, im SIMPACK-Modell aber fehlt.

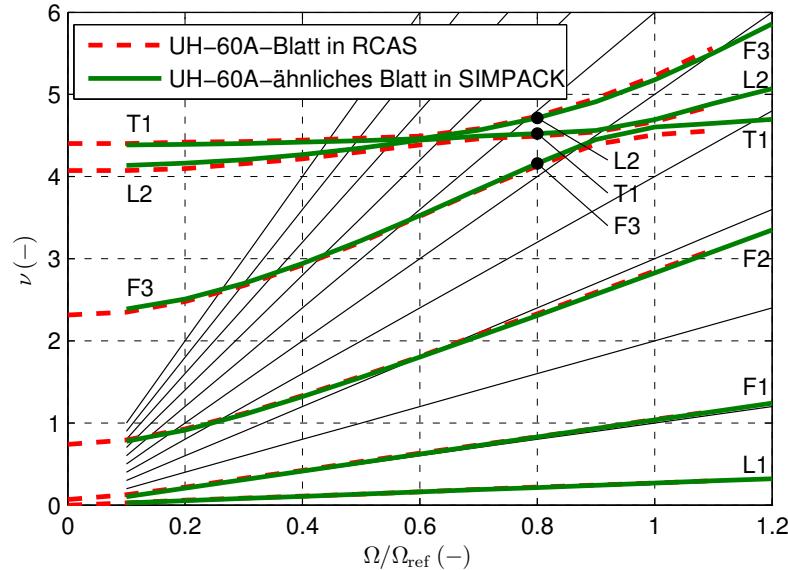


Abbildung 5.2: Eigenfrequenzen des UH-60A-(ähnlichen) Blattes: RCAS-Modell mit Werten aus [3] und SIMPACK-Modell. $\Omega_{\text{ref}} = 27,0 \text{ rad/s}$. Rechnungen im Vakuum ohne Schwerkraft. Dämpfungsparameter des SIMPACK-Modells $f = 0 \text{ s}$ und $d_L = 0 \text{ Nm/(rad/s)}$

5.1.3 Modalanalyse des Rotor-Triebstrang-Systems des UH-60A

Tab. 5.3 listet links die Eigenfrequenzen des Basismodells, rechts jene des gekoppelten Rotor-Triebstrang-Modells auf. Die Linearisierung erfolgt jeweils bei Nenndrehzahl $\Omega = \Omega_{\text{ref}} = 27,0 \text{ rad/s}$, wobei im Falle des Rotor-Triebstrang-Modells Schwingungen der Drehzahl um diesen Wert möglich sind. Bei der Modalanalyse für Tab. 5.3 werden – wie auch später in der aeromechanischen Simulation – die Schwenkdämpfung d_L sowie die Strukturdämpfung f berücksichtigt. Während $d_L = 9039 \text{ Nm/(rad/s)}$ aus [80, S. 20] hervorgeht, wird f derart bestimmt, dass die aeromechanischen Simulationen in Kap. 5.2 stabil verlaufen. Mit dem so ermittelten Wert $f = 15 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ liegen die Dämpfungsgrade D der Basismoden² teilweise über 3 %, was bei der Bewertung der dynamischen Antworten – besonders der Amplituden bei Resonanzen – zu berücksichtigen ist. Aufgrund der Strukturdämpfung und insbesondere der Schwenkdämpfer sind die Eigenfrequenzen von F3/L2 und L2/F3 des Basismodells (Tab. 5.3 links) größer als die des ungedämpften Modells in Abb. 5.2 bei $\Omega/\Omega_{\text{ref}} = 1$.

Die kollektive L1-Mode bei $\nu_{L1} = 0,27$ wird durch den Triebstrang in die RD_{L1}-Mode bei $\nu_{RD_{L1}} = 0,80$ überführt. Dies entspricht einer 2,96-fachen Vergrößerung der Eigenfrequenz. Neben F1 und F2 bleibt auch die T1-Mode des UH-60A-ähnlichen Rotors vom Triebstrang unbeeinflusst. Die kollektiven Koppelmoden F3/L2 ($\nu_{F3/L2} = 5,01$) und L2/F3 ($\nu_{L2/F3} = 5,37$) werden hingegen beide in ihrer Eigenfrequenz abgesenkt, und zwar auf das 0,97- bzw. 0,96-fache

²Die Dämpfungsgrade der Basismoden betragen $D_{L1} = 30,6 \%$, $D_{F1} = 0,0 \%$, $D_{F2} = 0,5 \%$, $D_{T1} = 8,4 \%$, $D_{F3/L2} = 3,5 \%$ und $D_{L2/F3} = 11,9 \%$. Der große Wert von D_{L1} ist ausschließlich auf den Schwenkdämpfer zurückzuführen.

$(\nu_{RD_{L2/F3}} = 4,88$ bzw. $\nu_{RD_{F3/L2}} = 5,15)$.³ Alle nicht kollektiven Moden (longitudinal, lateral, differentiell; vgl. Abb. 2.17 auf S. 46) werden durch den Triebstrang nicht verändert.

Tabelle 5.3: Vergleich der Eigenfrequenzen von Basismodell und Rotor-Triebstrang-System des UH-60A. Konkondensiertes Triebstrangmodell [J_{DT}, k_{DT}], Rotormodell inkl. Dämpfungen $f = 15 \cdot 10^{-4}$ s und $d_L = 9039$ Nm/(rad/s) Linearisierung bei Nenndrehzahl $\Omega = 27,0$ rad/s

Basismodell $\Omega = konst.$		Primäre Beiträge	Rotor- Triebstrang	
Mode	$\nu (-)$		Mode	$\nu (-)$
L1 (4x)	0,27		L1 (3x)	0,27
-	-		RD_{L1}	0,80
F1 (4x)	1,04		F1 (4x)	1,04
F2 (4x)	2,83		F2 (4x)	2,83
T1 (4x)	4,59		T1 (4x)	4,59
-	-		RD_{L2/F3}	4,88
F3/L2 (4x)	5,01		F3/L2 (3x)	5,01
-	-		RD_{F3/L2}	5,15
L2/F3 (4x)	5,37		L2/F3 (3x)	5,37

5.1.4 Fazit

In Kap. 2.4 (S. 56) wurde das Fazit zum Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkmoden mit allgemeinen Aussagen zum Einfluss von Trägheit und Elastizität der Triebstrangelemente begonnen, gefolgt von den Auswirkungen auf die Bo105-Konfiguration. Letztere werden in Tab. 5.4 den oben beschriebenen Auswirkungen auf die UH-60A-Konfiguration gegenübergestellt. Aus dem Vergleich werden – falls möglich – allgemeine Formulierungen zum Triebstrangeinfluss abgeleitet. Die Allgemeingültigkeit ist wohlgemerkt auf konventionelle Rotor-Triebstrang-Systeme beschränkt. Auf Basis der Untersuchungen von Bo105 und UH-60A können ohne Weiteres z. B. *keine* Aussagen zu Systemen mit schwenksteifen Rotoren ($\nu_{L1} > 1$) oder elektrischem Antrieb getroffen werden.

Die Dominanz des eigenfrequenzerhöhenden Einflusses finiter Trägheit gegenüber dem eigenfrequenzvermindernden Einfluss finiter Steifigkeit bei L1 gilt für beide Konfigurationen, wobei die Eigenfrequenzerhöhung beim UH-60A wesentlich stärker ist. Bei L2 (bzw. UH-60A: L2/F3 und F3/L2) dominiert – ebenfalls bei beiden Konfigurationen – der Steifigkeitseinfluss, wobei die Eigenfrequenzverminderung bei der Bo105 ausgeprägter ist. Der Unterschied zwischen tatsächlicher Steifigkeit zu unendlicher Steifigkeit ist beim UH-60A also geringer als bei der Bo105. Anders herum liegt die Bo105-Konfiguration „näher“ an einer unendlichen Trägheit als

³Durch den Triebstrangeinfluss wird der L2-Anteil in der Mode kleinerer Frequenz dominanter, der F3-Anteil wird in der höherfrequenten Mode stärker. Der dominantere Anteil (F3 oder L2) steht jeweils zuerst im Index; die Vertauschung ist kein Versehen.

die UH-60A-Konfiguration. Ein Triebstrangeinfluss auf kollektive Schlag- und Torsionsmoden besteht allgemein formuliert dann, wenn diese mit einer Schwenkmode koppeln – anderenfalls nicht. Die Verschiebung von $\nu_{RD_{F2/L2}}$ beim UH-60A widerlegt im Allgemeinen die Aussage, dass kollektive Schlagmoden vom Triebstrang unbeeinflusst bleiben. Dass alle nicht kollektiven Moden unverändert bleiben, kann jedoch allgemein bestätigt werden.

Tabelle 5.4: Gegenüberstellung der Beobachtungen zum Triebstrangeinfluss auf die Rotormoden bei Bo105 und UH-60A und Ableitung allgemeiner Formulierungen

Beobachtung Bo105	Beobachtung UH-60A	Allgemeine Formulierung
Koll. L1 → RD _{L1} , $\nu \uparrow$ auf das 1,53-fache, Einfluss finiter Trägheit dominant	Koll. L1 → RD _{L1} , $\nu \uparrow$ auf das 2,96-fache, Einfluss finiter Trägheit dominant	Koll. L1 → RD _{L1} , $\nu \uparrow$, Einfluss finiter Trägheit dominant
Koll. L2 → RD _{L2} , $\nu \downarrow$ auf das 0,82-fache, Einfluss finiter Steifigkeit dominant	Koll. L2/F3 → RD _{F3/L2} , $\nu \downarrow$ auf das 0,96-fache, Einfluss finiter Steifigkeit dominant	Koll. L2(/X) → RD _{L2(/X)} , $\nu \downarrow$, Einfluss finiter Steifigkeit dominant
Koll. T1 → RD _{T1} aufgrund von Schwenk-Torsions-Kopplung	Koll. F3/L2 → RD _{L2/F3} aufgrund von Schlag-Schwenk-Kopplung	Koll. Moden, die mit Schwenkmoden koppeln, werden beeinflusst.
Koll. Schlagmoden unbeeinflusst	Koll. F3/L2 wird beeinflusst	–
Nicht koll. Moden unbeeinflusst	Nicht koll. Moden unbeeinflusst	Nicht koll. Moden unbeeinflusst

5.2 Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenklasten

Zur Vermittlung der Problemstellung in Kap. 1.1 wurde der Vergleich zwischen simulierten und im Flugversuch gemessenen Schwenkbiegemomenten [3] des UH-60A (Abb. 1.3 auf S. 3) mit schlechter Korrelation gezeigt. Der selbe Flugzustand, ein Schnellflug mit $\mu = 0,37$ und $C_T/\sigma = 0,081$, wird in diesem Abschnitt sowohl mit dem Basismodell als auch mit dem Rotor-Triebstrang-Modell nachgerechnet. Der Simulationsprozess, das Trimmverfahren sowie die Aerodynamik-Modelle sind mit Ausnahme konfigurationsspezifischer Parameter identisch zu denen der Bo105-Analyse in Kap. 4. Der Abwind wird mithilfe des GDW-Modells simuliert, die Drehzahlnachführung des Rotor-Triebstrang-Modells erfolgt mithilfe eines PI-Reglers.

Zunächst wird in Kap. 5.2.1 das Basismodell mit den Referenzergebnissen aus [3] verglichen. Es folgt die Gegenüberstellung von Basismodell und Rotor-Triebstrang-Modell in Kap. 5.2.2 sowie die Bewertung des Triebstrangeinflusses unter Anwendung der in dieser Arbeit erlangten Erkenntnisse in Kap. 5.2.3.

5.2.1 UH-60A-Blattlasten mit Basismodell

Abb. 5.3 zeigt die azimutalen Verläufe der Schlag- und Schwenkbiegemomente bei $r/R = 0,50$ sowie des Torsionsmoments bei $r/R = 0,30$, allesamt abzüglich ihres Mittelwertes. Die Referenzrechnungen in CAMRAD II und RCAS erfolgten beide in Kopplung mit CFD, lassen also wesentlich genauere Ergebnisse erwarten als die in dieser Arbeit entwickelte Simulation, die in Abb. 5.3 mit „Basismodell“ bezeichnet ist.

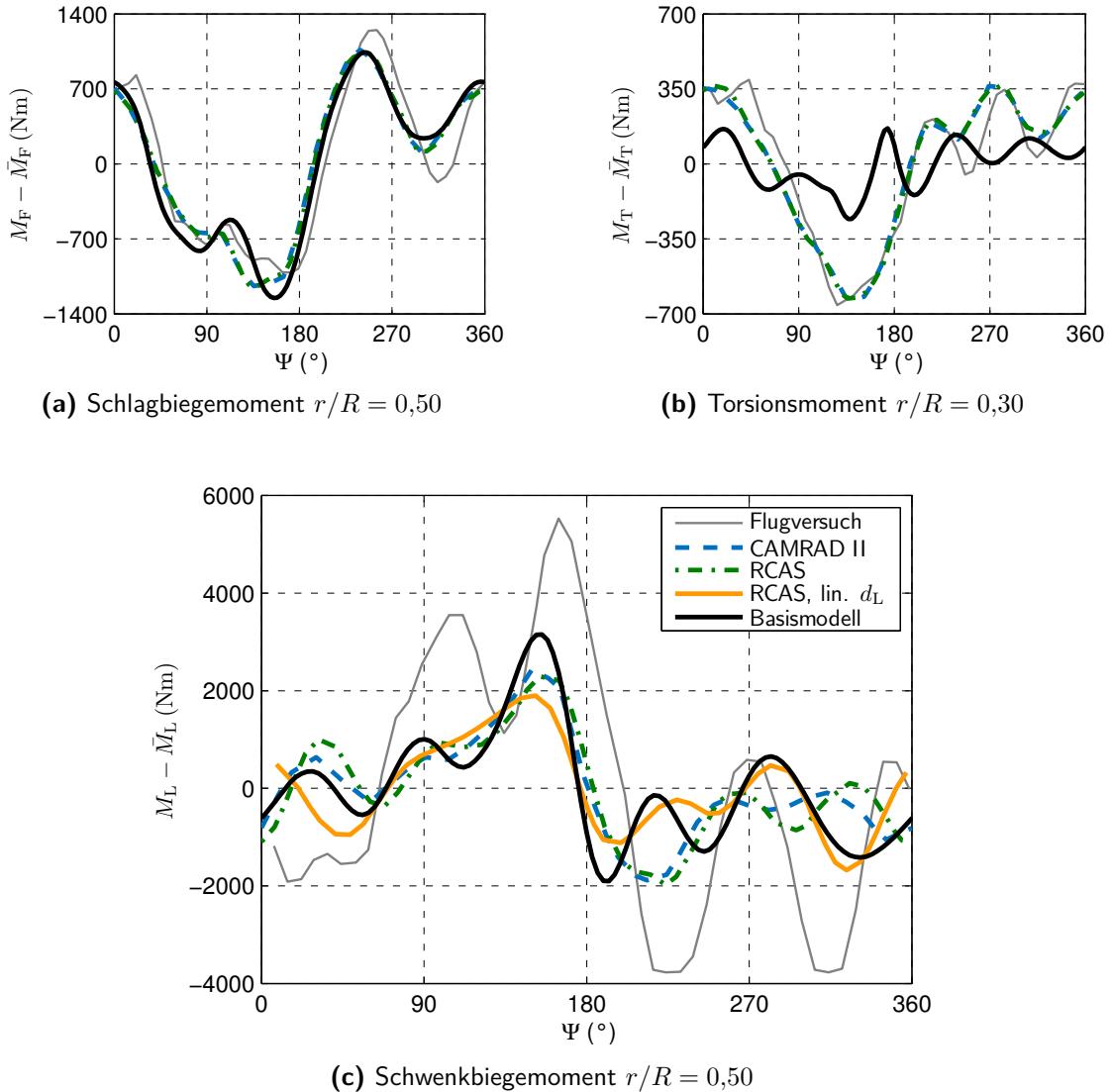


Abbildung 5.3: Lasten des UH-60A-(ähnlichen) Rotors: Flugversuch sowie Referenzsimulationen (CAMRAD II und RCAS) allesamt aus [3], SIMPACK-Rechnung mit Basismodell ($\mu = 0,37$, $C_T/\sigma = 0,081$)

Die Übereinstimmung der Schlagbiegemomente in Abb. 5.3a zwischen Flugversuch, den Referenzsimulationen (CAMRAD II, RCAS) und dem Basismodell ist sehr gut. Die Prognose des Torsionsmoments (Abb. 5.3b) mithilfe des Basismodells ist hingegen – wie schon bei der Bo105 in Abb. 4.7b (S. 80) und Abb. 4.13b (S. 85) – schlecht. Offensichtlich stellen die

Torsionslasten allgemein eine Schwachstelle der entwickelten Simulation dar. Beim Schwenkbiegemoment mit RCAS wurde in [3] zusätzlich das Ergebnis mit linearem Schwenkdämpfermodell („lin. d_L “) präsentiert, welches eher der Modellierung in SIMPACK entspricht als das nichtlineare Schwenkdämpfermodell („RCAS“ ohne Zusatz). Der mit dem Basismodell bestimmte Schwenkbiegemomentverlauf (Abb. 5.3c) korreliert gut mit den Referenzsimulationen in CAMRAD II und RCAS, wobei die Übereinstimmung mit linearem Schwenkdämpfermodell in RCAS nicht signifikant besser ist als mit nichtlinearem. Die Übereinstimmung aller simulierten Schwenkbiegemomentverläufe (Basismodell sowie Referenzsimulationen) mit dem des Flugversuchs ist hingegen schlecht.

Die Ergebnisse in Abb. 5.3 zeigen, dass die entwickelte Simulation die wesentlichen Verläufe von Schlag- und Schwenklasten (nicht: Torsionslasten) abbildet und daher für die Untersuchung des Triebstrangeinflusses auf die Schwenklasten geeignet ist. Ob der Einsatz des Rotor-Triebstrang-Modells anstelle des Basismodells die Schwenklastenkorrelation mit dem Flugversuch in Abb. 5.3c verbessern kann, wird im folgenden Abschnitt überprüft.

5.2.2 Einfluss des UH-60A-Triebstrangs und Sensitivitätsanalyse

Die Auswertung der Schwenklasten mit Triebstrang erfolgt in diesem Abschnitt direkt für eine Schar von Triebsträngen, zwischen denen die Triebstrangsteifigkeit k_{DT} variiert. Damit können auch von $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ abweichende Konfigurationen hinsichtlich ihres Einflusses auf die Schwenklasten eingeschätzt werden. Abb. 5.4 liefert den Zusammenhang zwischen k_{DT} und der daraus resultierenden Eigenfrequenz der RD_{L2} -Mode. Zwecks einfacher Beschreibung werden etwaige Koppelanteile in RD_{L2} hier nicht mehr dazugeschrieben ($\nu_{RD_{L2}}$ anstelle von $\nu_{RD_{L2/F3}}$).

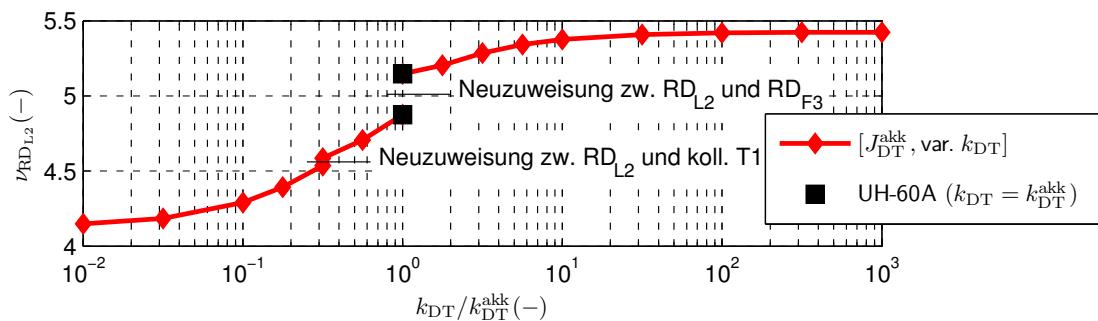


Abbildung 5.4: Zusammenhang zwischen Triebstrangsteifigkeit k_{DT} und Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ beim UH-60A-ähnlichen Rotor-Triebstrang-Modell

In dem untersuchten Wertebereich $10^{-2} k_{DT}^{akk} < k_{DT} < 10^3 k_{DT}^{akk}$ nimmt $\nu_{RD_{L2}}$ Werte zwischen 4,15 (weichster Triebstrang, Abb. 5.4 links) und 5,42 (steifster Triebstrang, Abb. 5.4 rechts) an. Damit tritt – und dies ist ein wichtiger Unterschied zur Bo105-Analyse in Kap. 4.4 – kein Resonanzfall auf, denn $\nu_{RD_{L2}}$ bleibt oberhalb der Blattzahlharmonischen 4. An zwei Stellen ist

der Graph unterbrochen, weil Moden neu zugewiesen werden müssen. Bei $k_{DT} = 10^{-0,5} k_{DT}^{akk}$ werden die Bezeichnungen RD_{L2} und $T1$ (kollektiv) gewechselt. Bei $k_{DT} = k_{DT}^{akk}$, also genau bei der ermittelten UH-60A-Konfiguration, werden RD_{L2} und RD_{F3} getauscht. Dort ist die Kopplung zwischen den beiden Moden maximal, weshalb in Tab. 5.3 (S. 126) die Koppelanteile bei den Rotor-Triebstrang-Moden mit angeführt sind. In Abb. 5.4 taucht die Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ der UH-60A-Konfiguration entsprechend doppelt auf, was in Tab. 5.3 $\nu_{RD_{L2/F3}}$ und $\nu_{RD_{F3/L2}}$ entspricht.

Der oben beschriebene Schnellflugzustand wird nun mit dem Rotor-Triebstrang-Modell gerechnet. Die Frage, ob der Triebstrang die Korrelation des Schwenkbiegemoments verbessert, wird mit einem Blick auf Abb. 5.5 eindeutig verneint. Neben den Verläufen von Flugversuch und Basismodell ist darin die Schar der Verläufe aller Triebstrangkonfigurationen [J_{DT}^{akk}, k_{DT} variabel] abgebildet. Die Verläufe mit Triebstrang unterscheiden sich kaum von denen des Basismodells und können die große Diskrepanz im Vergleich zum Flugversuch nicht beseitigen. An diesem Punkt stellt sich die Frage, warum der Triebstrangeinfluss beim UH-60A so klein ist, wo doch bei der Bo105 bemerkenswerte Änderungen der Schwenklasten durch Berücksichtigung des Triebstrangs zu beobachten waren.

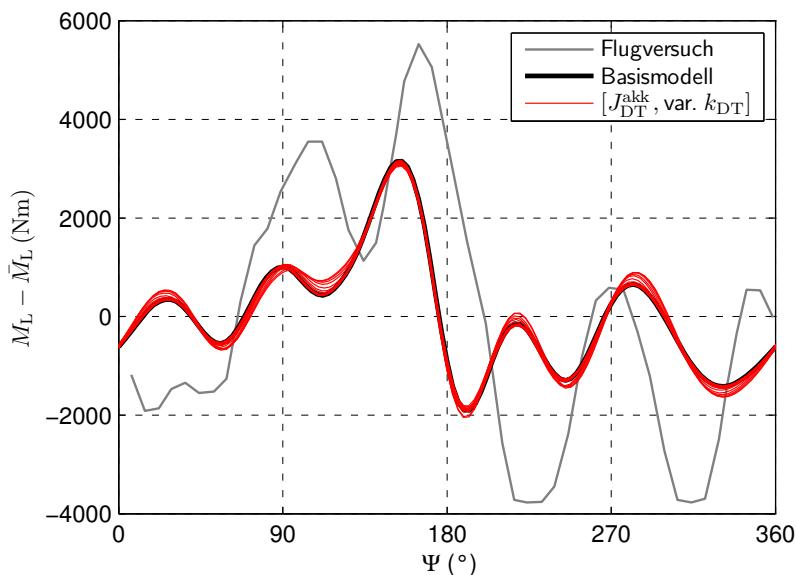


Abbildung 5.5: Schwenkbiegemoment ($r/R = 0,50$) des UH-60A-(ähnlichen) Rotors: Flugversuch, Basismodell und Rotor-Triebstrang-Modell mit variabler Triebstrangsteifigkeit k_{DT} ($\mu = 0,37$, $C_T/\sigma = 0,081$)

Einen Grund für den kleinen Triebstrangeinfluss offenbart der Rückblick auf Kap. 4.2.4, wo festgehalten wurde, dass der Einfluss dort groß ist, wo $p \cdot 4/\text{rev}$ -Amplituden eine bedeutende Rolle im Fourierspektrum des Schwenkbiegemoments einnehmen.⁴ Wie Abb. 5.6 zeigt, ist dies bei keiner der Simulationen gegeben. Hier dominieren 1/rev-, 2/rev-, 3/rev- und 5/rev-

⁴Wie in Anhang K.2 dargelegt wurde, wirkt sich der Triebstrang „relativ“ auf die $p \cdot 4/\text{rev}$ -Amplituden aus. Sind diese beim Basismodell klein, so ist auch der Triebstrangeinfluss klein.

Amplituden.⁵ Der Triebstrang beeinflusst jedoch lediglich die 4/rev-Amplituden (und ihre Höherharmonischen), deren Änderungen im Zeitverlauf des Schwenkbiegemoments in Abb. 5.5 nicht auffallen. Dass die hier entwickelte Simulation mit Basismodell – möglicherweise aufgrund der einfacheren Aerodynamik – eine noch kleinere 4/rev-Amplitude aufweist als die Referenzsimulationen, bewirkt zwar eine Unterschätzung der Triebstrangauswirkung in Abb. 5.5. Jedoch hat $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ eine vermindernde Wirkung auf die 4/rev-Amplitude (siehe Abb. 5.6 und weiter unten), sodass die große 4/rev-Amplitude des Flugversuchs auch dann nicht erreicht würde, wenn das Basismodell eine mit den Referenzsimulationen vergleichbare 4/rev-Amplitude aufweisen würde.

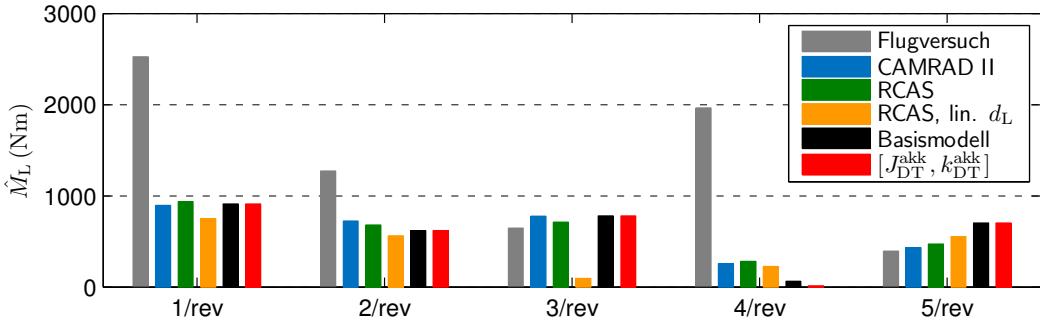


Abbildung 5.6: Vergleich der 1/rev- bis 5/rev-Amplituden des Schwenkbiegemoments bei $r/R = 0,50$

Ein weiterer Grund für den geringen Triebstrangeinfluss, auch bei weitreichender Variation von k_{DT} , ist das Ausbleiben einer Resonanzsituation. Abb. 5.7 zeigt die 4/rev-Amplituden der Nabewinkelgeschwindigkeit sowie des Schwenkbiegemoments in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$. In beiden Graphen ist ein Anstieg in Richtung der Resonanzbedingung $\nu_{RD_{L2}} = 4$ sowie ein Maximum beim weichsten Triebstrang mit $\nu_{RD_{L2}} = 4,15$ zu verzeichnen. Ein noch weicherer Triebstrang würde – abgesehen von der Unmöglichkeit der technischen Umsetzung – $\nu_{RD_{L2}}$ nicht mehr nennenswert verringern, wie an der flachen Kurve in Abb. 5.4 links zu erkennen ist. Ein Resonanzfall mit $\nu_{RD_{L2}} = 4$ ist daher nicht möglich.

Bemerkenswerterweise stellt die UH-60A-Konfiguration $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ in Abb. 5.7b sogar das Minimum der Schwenkbiegemomentamplitude dar. Gegenüber dem Basismodell ist \hat{M}_L hier auf ein Viertel verringert. Der Triebstrangeinfluss auf die 4/rev-Amplitude ist – relativ betrachtet – also durchaus groß. Dass hier ein Minimum vorliegt, kann in der Kopplung zwischen RD_{L2}/F_3 und $RD_{F3/L2}$ begründet sein, die an dieser Stelle am stärksten ausgeprägt ist. Die aerodynamische Dämpfung der Schlagbewegung (F3-Anteil) kann über diese Kopplung auch auf die Schwenkbewegung wirken und dadurch die Lastamplituden gering halten.

Die quantitative Auswertung der Schwenkbiegemomentamplituden erfordert noch einen Kommentar zur Strukturdämpfung, die zwecks stabiler Simulation aller Triebstrangvarianten mit $f = 15 \cdot 10^{-4}$ s relativ groß gewählt wurde. In der Nähe der Resonanz, also bei einem extrem weichen Triebstrang (Abb. 5.7 jeweils links), resultiert damit ein Dämpfungsgrad der RD_{L2} -

⁵Harmonische über 5 wurden in [3] nicht präsentiert, weshalb Abb. 5.6 bei 5/rev endet.

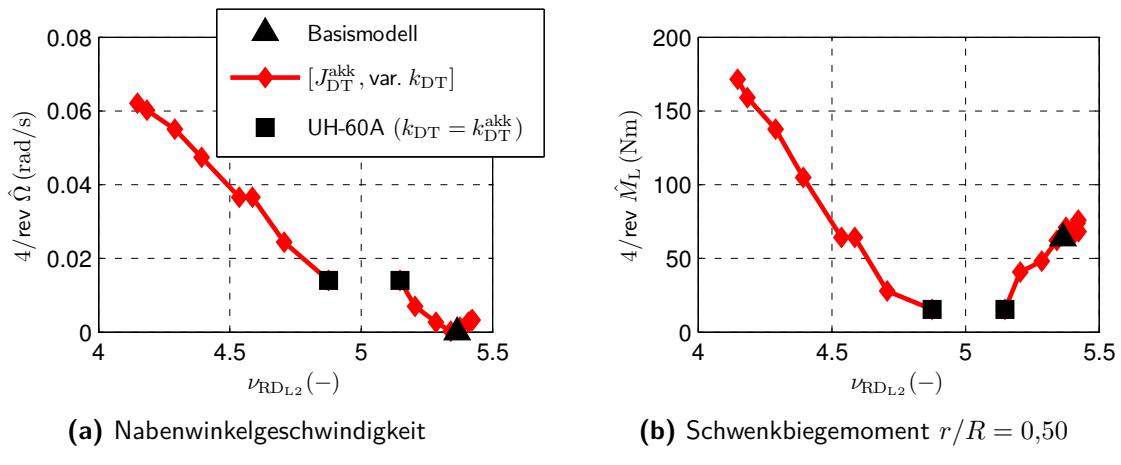


Abbildung 5.7: 4/rev-Amplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ ($\mu = 0,37$, $C_T/\sigma = 0,081$)

Mode von 5,7 %, der oberhalb des in Kap. 2.2.1 angegebenen Zielbereichs $D = 0,5...3\%$ liegt. Mit kleinerer Strukturdämpfung entstehen in Resonanznähe größere Amplituden, wie z. B. an den verschiedenen Graphen in Abb. 4.34 auf S. 107 zu erkennen ist. Die Amplituden an den linken Graphenenden in Abb. 5.7 sind daher möglicherweise unterschätzt. Im restlichen Verlauf der Graphen besteht hingegen ein hinreichender Resonanzabstand für einen unwesentlichen Einfluss der Strukturdämpfung auf die Amplituden.

Die oben beschriebenen Beobachtungen werden zuletzt noch mit denen anderer Studien in Tab. 1.1 auf S. 13 verglichen. Abb. 1.10a auf S. 14 [14] spiegelt den in dieser Arbeit beobachteten, schwachen Triebstrangeinfluss wider. Dagegen stellt Abb. 1.9a auf S. 13 [28] einen starken Einfluss dar, der mit dem hier modellierten Rotor-Triebstrang-System nicht rekonstruiert werden konnte, zumal die Architektur des darin verwendeten Triebstrangmodells aus [28] nicht eindeutig hervorgeht. Die hier erlangten Erkenntnisse zum Rotor-Triebstrang-System des UH-60A bestätigen damit eher die jüngere der beiden Studien, die vom selben Autor verfasst worden sind. Ein Unterschied ist jedoch, dass laut [14] 4/rev- und 5/rev-Amplituden durch den Triebstrang verändert wurden, während Abb. 5.6 einen ausschließlichen Einfluss auf 4/rev-Amplituden (Höherharmonische nicht dargestellt) zeigt. Letztere Beobachtung ist auch konform zum Fazit der Bo105-Analyse in Kap. 4.2.4.

5.2.3 Fazit

Der oben gezeigte Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenklasten des UH-60A bestätigt die wesentliche Erkenntnis aus Kap. 4.2.4, dass lediglich 4/rev-Amplituden⁶ verändert werden. Allgemein formuliert werden ausschließlich $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Amplituden ($p \in \mathbb{N}$) beeinflusst, wobei die Blattzahl sowohl bei der Bo105 als auch beim UH-60A $n_b = 4$ beträgt.

⁶In Abb. 5.6 wurden nur Amplituden bis 5/rev betrachtet. Auf eine Veränderung der 8/rev-Amplituden wurde im Gegensatz zur Bo105-Untersuchung nicht eingegangen.

Dass die 4/rev-Schwenkbiegemomentamplituden im mittleren Blattbereich eine bedeutende Rolle im Fourierspektrum einnehmen, gilt zwar für den Flugversuch des UH-60A, kann jedoch durch die Simulation nicht rekonstruiert und daher im Rahmen dieser Simulationsstudie nicht allgemein bestätigt werden. Beim UH-60A liefern die Simulationen des Basismodells im Schnellflug sehr geringe 4/rev-Amplituden in der Blattmitte. Obwohl der relative Einfluss des Triebstrangs auf die 4/rev-Amplituden groß ist, ist die Auswirkung des Triebstrangs auf den azimutalen Schwenkbiegemomentverlauf daher wesentlich kleiner als bei der Bo105. Auch bei Steifigkeitsvariation des kondensierten Triebstrangmodells sind die Auswirkungen des Triebstrangs auf die Schwenklasten beim UH-60A kleiner, da im Gegensatz zur Bo105 kein Resonanzfall auftritt.

Die Betrachtung der Rotor-Triebstrang-Kopplung als dynamisches Antwortproblem mit n_b /rev-Anregung und Antwort der RD_{L2}-Mode hat sich auch beim UH-60A bewährt. Auch hier gilt, dass die Nähe von $\nu_{RD_{L2}}$ zur Blattzahlharmonischen für die n_b /rev-Amplituden des Schwenkbiegemoments ausschlaggebend ist.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Der Einfluss des Triebstrangs auf die Schwenkbewegung von Hubschrauberrotoren wurde in dieser Arbeit durch eine Simulationsstudie anhand des Hubschraubers Eurocopter Bo105 untersucht. Kap. 6.1 fasst die einzelnen Untersuchungsabschnitte einschließlich der gewonnenen Erkenntnisse und Antworten auf die wissenschaftliche Fragestellung zusammen. Offene Fragen, potentielle Weiterentwicklungen der Modellierung und Simulation sowie mögliche zukünftige Studien im Themengebiet der Rotor-Triebstrang-Interaktion werden in Kap. 6.2 dargelegt.

6.1 Zusammenfassung

Die Motivation zur Untersuchung der gekoppelten Dynamik von Hauptrotor und Triebstrang entsprang den in vielen Studien aufgetretenen, großen Diskrepanzen zwischen simulierten und im Flugversuch gemessenen Schwenkbiegemomenten der Rotorblätter. Wie in Kap. 1.1 geschildert wurde, blieb die Kopplung zwischen Rotor und Triebstrang im Freiheitsgrad der Nabendrehung in den meisten dieser Studien unberücksichtigt. Als Grundlage für die Untersuchung dieser Kopplung wurden in Kap. 1.2 zunächst die Koppelmoden RD_{L1} und RD_{L2} zwischen erster bzw. zweiter kollektiver Schwenkmode und Triebstrang vorgestellt. Daraufhin wurden die im Rahmen vorheriger wissenschaftlicher Arbeiten durchgeführten Simulationen von Blattlasten unter Triebstrangeinfluss sowie die aerodynamischen Anregungen des Hauptrotors beschrieben. Die zentrale wissenschaftliche Fragestellung, welchen Einfluss der Triebstrang auf die Schwenkbewegung des Hubschrauberrotors hat, wurde in Kap. 1.3 in drei Teilfragen unterteilt, die nachfolgend aufgegriffen werden.

Zunächst wurde in Kap. 2 die Struktur von Triebstrang und Rotor mithilfe des Mehrkörpersimulationsprogramms SIMPACK modelliert und ihr Eigenverhalten analysiert. Der Triebstrang wurde in Kap. 2.1 als diskrete Torsionsschwingerkette abgebildet. Die Diskretisierung und Parameterbestimmung erfolgte größtenteils auf Grundlage technischer Zeichnungen des Hauptgetriebes. Als weichste – und damit dynamisch relevante – Steifigkeitselemente stellten sich der Rotormast sowie die Heckrotorwelle heraus. Der Vergleich der Träigkeitselemente zeigte, dass die getriebeinternen Trägheiten klein im Vergleich zu denen des Hauptrotors, der Triebwerk-Niederdruckstufen und des Heckrotors sind. In Kap. 2.2 wurden die flexiblen Rotorblätter mit SIMPACK als Kette aus 1D-Balkensegmenten modelliert. Mit diesem Ansatz, der geometrische Nichtlinearitäten abbildet, wurde unter anderem die Verkopplung von Schlag- und Schwenkbewegung durch Corioliskräfte berücksichtigt. Das Bo105-Blattmodell wurde mit Ablagen zwischen elastischer Achse, Schwerpunktsachse, $c/4$ -Linie und Steuerachse erstellt. Für

die Einstellung des Blatteinstellwinkels wurde die Flexibilität von Taumelscheibe und Steuerstangen durch eine Torsionsfeder abgebildet. Ein Schwenkgelenk mit Drehfeder nahe des Hauptbolzens wurde zur Berücksichtigung der Relativbewegung zwischen Blattschlaufe und Aufnahme eingefügt. Im Campbell-Diagramm wurde das Bo105-Blattmodell durch Vergleich der Eigenfrequenzen mit Referenzergebnissen des DLR-eigenen Programms S4-FEM sowie Messungen von einem Rotorversuchsstand bei Eurocopter verifiziert.

Die Modalanalyse des Rotor-Triebstrang-Systems begann in Kap. 2.3 mit Vorberichtigungen anhand eines kondensierten Triebstrangmodells aus einem Träigkeitselement J_{DT} und einem Steifigkeitselement k_{DT} . Gegenüber dem Basismodell mit festgehaltener Rotornabe, das äquivalent zu $[J_{DT} = \infty, k_{DT} = \infty]$ ist, bewirkte die Reduktion von J_{DT} den Anstieg der Eigenfrequenzen aller kollektiven Schwenkmoden. Die Anwendung einer realistischen Träigkeit beeinflusste jedoch nur die erste kollektive Schwenkmode maßgeblich, wohingegen ein Effekt auf die höheren kollektiven Schwenkmoden eine um mindestens eine Größenordnung kleinere Träigkeit erfordert hätte. Die Reduktion der Triebstrangsteifigkeit k_{DT} von ∞ auf realistische Werte führte hingegen zum Abfallen aller kollektiven Schwenkeigenfrequenzen. Die zur wissenschaftlichen Teilfrage 1 – „**Wie beeinflusst der Triebstrang die Struktureigenmoden des Rotors?**“ – gehörende Arbeitshypothese 1a wurde damit bestätigt:

Die Modifikation struktureller Eigenmoden des Rotors gegenüber dem Basismodell lässt sich systematisch den Triebstrangeigenschaften *Träigkeit* und *Steifigkeit* zuschreiben, deren Auswirkungen voneinander abgrenzbar sind.

Am Rotor-Triebstrang-System der Bo105 wirkten sich diese Einflüsse wie folgt aus: Die erste kollektive Schwenkmode wurde mit einer Eigenfrequenzerhöhung auf das 1,53-fache in die RD_{L1} -Mode überführt, womit der Träigkeitseinfluss dominierte. Im Gegensatz dazu überwog bei der Umwandlung der zweiten kollektiven Schwenkmode in die RD_{L2} -Mode der Steifigkeitseinfluss; die Eigenfrequenz wurde auf das 0,82-fache vermindert. Auch bei der ersten kollektiven Torsionsmode wurde – abhängig von der Schlagbiegung und der damit einhergehenden Schwenk-Torsions-Kopplung – ein Triebstrangeinfluss beobachtet. Die kollektiven Schlagmoden und alle nicht kollektiven Moden (beim 4-Blatt-Rotor: longitudinal, lateral, differentiell) wurden hingegen durch den Triebstrang nicht verändert. Die Untersuchung der strukturellen Dämpfung ergab, dass sich die Schwenkgelenkdämpfung kaum auf RD_{L2} auswirkt, und dass der Großteil der strukturellen Dämpfung von RD_{L2} dem Hauptrotor – nicht dem Triebstrang – entstammt.

Die für die aeromechanische Zeitsimulation notwendigen Modelle der Aerodynamik und Triebwerke, das Trimmverfahren sowie der Simulationsprozess wurden in Kap. 3 beschrieben. Die Aerodynamik auf Basis der Blattelementtheorie unterteilt sich in Luftlasten und Abwind. Die Luftlasten wurden mithilfe aerodynamischer Beiwerte der reibungsbehafteten, kompressiblen und instationären Strömung auf Basis einer semi-empirischen, analytischen Formulierung nach LEISS bestimmt. Der Abwind wurde für den Großteil der Rechnungen mithilfe des generalisierten dynamischen Abwindmodells von HE (GDW) berechnet. Ausgewählte Rechnungen wurden

mit einem höherwertigen, freien Wirbelmodell (FW) durchgeführt. Die Triebwerke wurden jeweils durch ein nichtlineares Bereichsmodell der Allison 250 C20B Wellenleistungsgasturbine mit Regler abgebildet. Der Rotor wurde durch Rückführung des Schub-, Rollmoment- und Nickmomentbeiwertes auf die drei Steuerwinkel in einem zeitkontinuierlichen „Autopilot“-Verfahren getrimmt. Die Simulationsumgebung bestand aus drei Programmen: Die Rotor-Triebstrang-Struktur wurde in SIMPACK gerechnet. Luftlasten und Abwind wurden mithilfe des Versatile Aeromechanics Simulation Tools (VAST) bestimmt. Der Rotortrimm sowie die Drehzahlnachführung durch die geregelten Triebwerkmodelle erfolgte mit Matlab-Simulink.

Die Auswertung der aeromechanischen Simulationen wurde in Kap. 4.1 mit der Validierung des Basismodells in den Flugzuständen *Transition* und *Reiseflug* begonnen. Als Referenz wurden Messungen einer Windkanalkampagne des vollskaligen Bo105-Rotors – allerdings mit abweichendem Triebstrang – herangezogen. Die getrimmten Steuerwinkel sowie das Rotorantriebsmoment aus Simulationen und Versuchen stimmten gut überein. Die mit GDW simulierten Luftlasten- und Abwindverteilungen wurden mangels Messdaten durch den Vergleich mit FW-Rechnungen verifiziert. Die Schlag- und Schwenkbiegemomentverläufe der Simulationen korrelierten angemessen mit denen der Windkanalversuche, die Torsionsmomente zeigten hingegen größere Abweichungen. Da sich Modellierungsfehler gleichermaßen auf Basismodell und Rotor-Triebstrang-System auswirken, ist die entwickelte Simulation dennoch geeignet, um den Kopplungsmechanismus zwischen Hauptrotor und Triebstrang zu identifizieren.

Durch den Vergleich von Rotor-Triebstrang-Modell und Basismodell in den Flugzuständen *Transition* und *Schnellflug* sowie bei *großer spezifischer Rotorblattbelastung* wurde in Kap. 4.2 der wissenschaftlichen Teilfrage 2 nachgegangen: „**Wie wirkt sich der Triebstrang auf die dynamische Antwort des Rotors aus?**“ Für alle Flugzustände wurde die Hypothese 2a bestätigt:

Die mit Rotor-Triebstrang-Modell ermittelten Schwenklasten unterscheiden sich von denen des Basismodells.

Die Änderungen von Schlagbiege- und Torsionsmomenten waren dagegen unwesentlich. Die Auswirkung des Triebstrangs beschränkte sich auf die $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Amplituden ($p \in \mathbb{N}$, Blattzahl n_b) der Schwenkbiegemomente, da die niedrigste (fundamentale) Anregungsfrequenz von Rotor-Triebstrang-Moden das n_b -fache der Rotordrehfrequenz ist. Der Triebstrangeinfluss entlang des Rotorblattes der Bo105 ($n_b = 4$) war daher dort groß, wo $p \cdot 4/\text{rev}$ -Amplituden eine bedeutende Rolle im Fourierspektrum einnahmen. Der Einfluss war hingegen klein, wo andere Harmonische (z. B. $1/\text{rev}$) dominierten. Während in der Transition Veränderungen vor allem im $4/\text{rev}$ -Anteil des Schwenkbiegemoments auftraten, manifestierte sich der Triebstrangeinfluss in der Simulation des Schnellflugs primär über $8/\text{rev}$ -Amplituden. Die größte Auswirkung zeigte der Triebstrang bei großer spezifischer Rotorblattbelastung – hier wieder bei den $4/\text{rev}$ -Amplituden.

Die wissenschaftliche Teilfrage 3 wurde in Kap. 4.3 untersucht: „**Wie muss der Triebstrang zur Bestimmung der Schwenklasten im stationären Flug modelliert werden?**“ Die

Arbeitshypothese 3a, dass dynamische Triebwerkmodelle erforderlich seien, wurde dabei widerlegt. Die simple, proportional-integrale Rückführung der Drehzahlabweichung auf das Antriebsmoment führte zu den gleichen Blattlasten wie die Simulation der geregelten Triebwerke. Die Hypothese 3b wurde hingegen bestätigt:

Einfache Ersatzmodelle der Triebstrangstruktur sind anwendbar.

Sowohl ein kondensiertes Triebstrangmodell aus einem Trägheits- und einem Steifigkeitselement als auch ein minimales Triebstrangmodell mit nur einem Steifigkeitselement bewirkten die gleichen Blattlasten wie das vollständige Triebstrangmodell, wenn die Parameter jeweils derart adaptiert wurden, dass die Eigenfrequenz der RD_{L2} -Mode stimmte.

Zur Berücksichtigung etwaiger Modellierungsfehler und zur Sensitivitätsanalyse wurde die Steifigkeit des Triebstrangs in Kap. 4.4 variiert und die Auswirkungen auf 4/rev- bzw. 8/rev-Amplituden der Nabewinkelgeschwindigkeit, der Schwenkbiegemomente sowie des Masttorsionsmoments untersucht. Dabei wurde die Arbeitshypothese 2b bestätigt:

Die mit einer Modifikation der Triebstrangstruktur einhergehenden Veränderungen der Schwenklasten lassen sich unmittelbar auf entsprechende Veränderungen der Struktureigenmoden zurückführen.

Die Amplituden hingen maßgeblich von der Nähe der Eigenfrequenzen gekoppelter Rotor-Triebstrang-Moden (RD_{L2} bzw. RD_{L3}) zur Anregungsfrequenz (4-faches bzw. 8-faches der Rotordrehfrequenz) ab. Damit wurde die Wichtigkeit der RD_{L2} -Eigenfrequenz für die Prognose der 4/rev-Schwenkbiegemomente untermauert. Ein Frequenzabstand von 0,2 zwischen der dimensionslosen RD_{L2} -Eigenfrequenz und der Blattzahlharmonischen 4 reichte in den Simulationen zur Vermeidung starker Resonanzüberhöhungen aus.

In Kap. 4.5 wurde ein Rückbezug zur Validierung hergestellt und Hypothese 2c bestätigt:

Der Einbezug des Triebstrangs in das Simulationsmodell verbessert die Korrelation mit experimentell bestimmten Schwenklasten.

Die Verbesserung beschränkte sich auf 4/rev- und 8/rev-Amplituden, wobei signifikante Prognoseverbesserungen nur in Kombination mit einem höherwertigen Aerodynamikmodell (FW statt GDW) zu erzielen waren. Für rotordynamische Untersuchungen wurde die Triebstrangmodellierung allgemein dann als lohnenswert erachtet, wenn die Prognose von $p \cdot n_b$ /rev-Amplituden, die mit der Schwenkbewegung zusammenhängen, von Bedeutung ist.

Durch Wiederholung der Untersuchungen an einem UH-60A-ähnlichen Rotor-Triebstrang-System wurde in Kap. 5 die Übertragbarkeit der Erkenntnisse auf eine andere Hubschrauberkonfiguration (größere Dimensionen, gelenkige Blattanschlüsse) geprüft. Aus der Schnittmenge

der Beobachtungen bei Bo105 und UH-60A wurden allgemeine Formulierungen abgeleitet. In der Strukturanalyse bestand der wesentliche Unterschied in der Kopplung der RD_{L2} -Mode mit anderen kollektiven Moden; bei der Bo105 die erste Torsionsmode, beim UH-60A die dritte Schlagmode. Die übrigen Erkenntnisse galten für beide Konfigurationen. Zur Analyse des Triebstrangeinflusses auf die Schwenklasten war auch beim UH-60A mit Blattzahl $n_b = 4$ die Betrachtung als dynamisches Antwortproblem mit n_b/rev -Anregung und Antwort der RD_{L2} -Mode zielführend. Dass ausschließlich $p \cdot n_b/\text{rev}$ -Amplituden verändert werden und dass ihre Größe von der Nähe der RD_{L2} -Eigenfrequenz zur Blattzahlharmonischen abhängt, wurde bestätigt. Der Triebstrangeinfluss fiel beim UH-60A jedoch deutlich kleiner aus als bei der Bo105, weil die $4/\text{rev}$ -Amplituden in der Simulation im Vergleich zu anderen Harmonischen klein waren.

6.2 Ausblick

Die erarbeiteten Zusammenhänge und Erkenntnisse leisten einen Beitrag für zukünftige Untersuchungen und Entwicklungen in Wissenschaft und Industrie. So gehen aus dieser Arbeit Kriterien hervor, die es erleichtern, die Notwendigkeit der Triebstrangmodellierung für die Simulation stationärer Flugzustände zu beurteilen. Soll der Triebstrang modelliert werden, so können Ingenieure auf die identifizierten Modellanforderungen zurückgreifen. Für die Entwicklung neuer Rotor-Triebstrang-Systeme ist die Sensitivität der n_b/rev -Schwenklasten bezüglich Änderungen der RD_{L2} -Eigenfrequenz sowie die Abhängigkeit dieser Eigenfrequenz von der Trägheit und Steifigkeit des Triebstrangs hilfreich, um vibrationsarme Konfigurationen zu erreichen.

Während das entwickelte Simulationsverfahren erfolgreich zur Identifikation des Triebstrangeinflusses eingesetzt wurde, konnten auch Potentiale zur Weiterentwicklung der Modelle aufgedeckt werden. Auf struktureller Seite wird eine vollständige Modellierung des Rotor-Triebstrang-Systems in VAST angestrebt. Ein Mehrkörpersystem mit starren Körpern und Feder-Dämpfer-Elementen zur Abbildung des Triebstrangs ist bereits verfügbar. Ein in das VAST-Mehrkörpersystem eingebundenes fortschrittliches FE-Balkenmodell zur Beschreibung der flexiblen Rotorblätter befindet sich derzeit in Entwicklung. Durch Berücksichtigung der speziellen Modellierungsanforderungen bei Hubschrauberrotoren sollen die in dieser Arbeit noch notwendigen Modifikationen (Blattsegmentierung zwecks Coriolis-Kopplung, Aufprägung des Propellermoments mit Kraftelementen) vermieden werden. Dadurch wird zum einen die Genauigkeit der Simulation verbessert. Zum anderen wird die Anzahl flexibler Freiheitsgrade – die beim segmentierten Blatt groß ist – reduziert. Damit wird sowohl die Rechenzeit als auch die Tendenz zu Stabilitätsproblemen, wie sie in der Simulation des Schnellflugs auftraten, verringert. Da die Aerodynamik nicht im Fokus dieser Arbeit lag, wurde auf einfache Modelle zur Beschreibung des Abwinds und der Luftlasten auf Basis der Blattelementtheorie zurückgegriffen – mit entsprechenden Folgen für die Simulationsgüte, wie etwa bei den Torsionslasten. Für zukünftige Studien sollte daher die Überarbeitung des aerodynamischen Nickmoments im Luftlastenmodell, die bevorzugte Nutzung des genaueren FW-Abwindmodells anstelle von GDW sowie die

Berücksichtigung des aerodynamischen Rumpfeinflusses durch ein Interaktionsmodell in Betracht gezogen werden. Eine noch verlässlichere Luftlastenprognose lässt sich durch Kopplung der Struktursimulation mit CFD erzielen. Entsprechende Projekte zur VAST-CFD-Kopplung sind in Planung. Der Mehrwert besteht in einer exakteren Quantifizierung der resultierenden Strukturlasten mit und ohne Triebstrang und damit einer noch fundierteren Beurteilung des Triebstrangeinflusses. Durch die genauere Behandlung der lastrelevanten Strömungsphänomene können zudem kritische Flugzustände bezüglich Rotor-Triebstrang-Interaktion zuverlässiger identifiziert werden.

Als Gegenstand weiterführender Untersuchungen bietet sich die Rotor-Triebstrang-Kopplung bei Manövern an, insbesondere solchen mit Änderung des Rotorantriebsmoments. Dabei wird – im Gegensatz zu dieser Arbeit – eine maßgebliche Antwort der RD_{L1} -Mode sowie ein Einfluss der Triebwerkdynamik erwartet. Während Stabilitätsaspekte dieser Interaktionen bereits untersucht worden sind, bergen die dabei auftretenden Lasten im Rotor-Triebstrang-System noch Forschungspotential. Die Erweiterung der Simulation auf ein flugmechanisches Modell ist notwendige Voraussetzung dieser Analyse. Darüber hinaus ist der Ausfall eines Triebwerks im Flug von Interesse. Dieser führt nicht nur zu Schwankungen des Antriebsmoments, sondern ebenso zur Veränderung der Eigenfrequenzen und -formen der Rotor-Triebstrang-Moden, da am ausgefallenen Triebwerk der Freilauf aktiv wird und somit die Trägheit des Niederdruckrotors vom Triebstrang entkoppelt wird. Letzteres gilt – für beide Triebwerke – ebenfalls im Flugzustand der Autorotation. Als weiterer Aspekt zukünftiger Studien kommt atmosphärische Turbulenz in Frage. Während die Simulationen dieser Arbeit mit ungestörter Anströmung erfolgten, treten in Realität Störungen auf, die eine potentielle Anregung von Rotor-Triebstrang-Moden darstellen. Derartige Einflüsse könnten sowohl mit der Windkanalkonfiguration als auch mit einem flugmechanischen Hubschraubermodell untersucht werden. Das wohl wichtigste und interessanteste Thema für eine Folgeuntersuchung ist jedoch die Übertragung der Rotor-Triebstrang-Schwingungen auf die Zelle des Hubschraubers. Während für die Auslegung der Rotorblätter gerade bei gelenklosen Rotoren oftmals die 1/rev-Lastamplituden dimensionierend sind, ist für Rumpfvibrationen die blattzahlharmonische Anregung n_b/rev von essentieller Bedeutung, da alle tieferfrequenten Blattschwingungen zwischen den Blättern kompensiert und damit herausgefiltert werden. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, werden gerade die n_b/rev -Schwingungen der Nabendrehzahl und des Masttorsionsmoments maßgeblich durch den Triebstrang beeinflusst. Wie genau sich diese Schwingungen auf die Zelle absetzen, ist in zukünftigen Studien mithilfe eines detaillierten, dreidimensionalen Triebstrangmodells inklusive Modellierung der Lager und Aufhängungen herauszufinden. Dabei sollte auch der potentielle Einfluss translatorischer Nabenschwingungen in der Rotorebene, der in dieser Arbeit nicht untersucht wurde, in Betracht gezogen werden. Weil die Reduktion von Kabinenvibrationen einer der wichtigsten Design-Treiber aktueller Hubschrauberentwicklungen ist, spielt die Übertragung aller Nabenschwingungen auf die Zelle für die Industrie eine besonders wichtige Rolle.

A Grundlegendes zur Rotordynamik

Zweck dieses Anhangs ist eine kurze Einleitung in die Dynamik von Hubschrauberrotoren als Grundlage für die Abhandlung im Hauptteil der Arbeit. Für eine umfassende Beschreibung dieser Thematik wird auf das Lehrbuch [55] in deutscher Sprache verwiesen.

Rotorblätter sind aufgrund ihrer schlanken und leichten Bauweise hochflexibel. Gleichzeitig sind sie großen dynamischen Belastungen ausgesetzt. Allen voran ist die Zentrifugalkraft zu nennen. Bei einem kleinen Hubschrauber der 2,5-Tonnen-Klasse, wie z. B. der Bo105, beträgt die radiale Kraft am Anschluss eines einzigen Rotorblattes mehr als 100 kN, was der Gewichtskraft einer Masse von mehr als 10 Tonnen entspricht. Darüber hinaus werden die Blätter mit aerodynamischen Kräften beaufschlagt, die über den Rotorumlauf variieren. Dies führt dazu, dass die Blätter – zusätzlich zur Drehbewegung des Rotors – Bewegungen relativ zur Rotornabe ausführen. Diese werden unterteilt in (vgl. auch Abb. 1.4 auf S. 5):

- Schlagbewegung (senkrecht zur Rotorebene)
- Schwenkbewegung (in der Rotorebene)
- Torsionsbewegung (um die Längsachse des Blattes)

Zur Ermöglichung dieser Bewegungen verfügen viele Rotoren über Schlag-, Schwenk- und Einstellwinkelgelenke im Blattwurzelbereich, also in der Nähe der Rotornabe. Ein in sich starres Blatt kann auf diese Weise frei schlagen und schwenken, wobei die Zentrifugalkraft stets rückstellend wirkt. Darüber hinaus kann der Einstellwinkel des Blattes eingesteuert werden. Den Starrblattbewegungen sind dynamische Schlag-, Schwenk- und Torsionsdeformationen überlagert. Bei einigen Rotoren wird die Funktion der Gelenke durch die Flexibilität des Blattes ersetzt. So weist beispielsweise der Bo105-Rotor keine Schlag- und Schwenkgelenke auf; die Schlag- und Schwenkbewegung erfolgt hier ausschließlich durch Deformation des Blattes. Im Folgenden wird kurz auf die wesentlichen Anteile in den Differentialgleichungen der verschiedenen Bewegungen für das starre Blatt eingegangen. Anschließend wird die Übertragbarkeit auf gelenklose, flexible Blätter geschildert.

In [55] werden die Differentialgleichungen der Schlag-, Schwenk- und Torsionsbewegung des starren Blattes durch jeweilige Aufstellung des dynamischen Momentengleichgewichts um das entsprechende Gelenk hergeleitet. Dazu werden differentielle Massenträgheits-, Zentrifugal- und Luftkräfte am Blattelement mit Hebelarm um das Gelenk über den Blattradius integriert. Zusätzlich werden diskrete Federmomente im Gelenk berücksichtigt. Der Vergleich der Differentialgleichung mit der des schwingenden Systems 2. Ordnung (vgl. Tab. G.1 in Anhang G) liefert die Eigenfrequenz ω der jeweiligen Schwingung. Die dimensionslose Eigenfrequenz $\nu = \omega/\Omega$ wird auf die Rotorwinkelgeschwindigkeit Ω bezogen.

Mit kleinen dimensionslosen Gelenkabständen $e = r/R$ vom Rotorzentrum ergibt sich für die Schlagbewegung die dimensionslose Eigenfrequenz [55, S. 22]

$$\nu_{F1} \approx \sqrt{1 + \frac{3}{2}e + \left(\frac{\omega_{F1,0}}{\Omega}\right)^2} \text{ mit } \omega_{F1,0}^2 = \frac{k_F}{J_F}. \quad (\text{A.1})$$

Die Eigenfrequenz $\omega_{F1,0}$ des nicht rotierenden Blattes hängt ausschließlich von der Federsteifigkeit im Schlaggelenk k_F und dem Massenträgheitsmoment J_F um das Schlaggelenk ab. Der Beitrag der Schlagfeder zu ν_{F1} (rotierendes Blatt) ist jedoch meist klein bis vernachlässigbar. Damit hängt ν_{F1} praktisch ausschließlich vom Abstand e zwischen Schlaggelenk und Rotorzentrum ab. Einflüsse aus Massenträgheits- und Zentrifugalkräften sind darin implizit abgebildet. Die Luftkräfte treten als Anregungsterm der Differentialgleichung auf und gehen daher nicht in die Eigenschwingung des Blattes ein. Obwohl die in Schlagrichtung wirkende Schwerkraft bei Aufstellung der Schlagdifferentialgleichung berücksichtigt wurde, hat sie keinen Einfluss auf ν_{F1} .

Die dimensionslose Eigenfrequenz der Schwenkbewegung beträgt [55, S. 100]

$$\nu_{L1} \approx \sqrt{\frac{3}{2}e + \left(\frac{\omega_{L1,0}}{\Omega}\right)^2} \text{ mit } \omega_{L1,0}^2 = \frac{k_L}{J_L}. \quad (\text{A.2})$$

Auch hier hängt ν_{L1} bei Vernachlässigung des Federbeitrags $\left(\frac{\omega_{L1,0}}{\Omega}\right)^2$ ausschließlich von e ab; Massenträgheits- und Zentrifugalkräfte sind darin wiedergespiegelt. Der Term unter der Wurzel ist im Vergleich zur Schlageigenfrequenz um genau 1 kleiner. Bei gleichem Gelenkabstand – der *nicht* zwingend erforderlich ist – ist ν_{L1} somit niedriger als ν_{F1} . Das Verhältnis ν_{L1}/ν_{F1} wird dabei kleiner, je geringer e ist. Für $e = 0$ beträgt ν_{L1} mangels rückstellender Zentrifugalkräfte 0, wohingegen die Schlagbewegung genau mit der Frequenz der Rotordrehung $\nu_{F1} = 1$ erfolgt. Neben aerodynamischen Widerstandskräften stellen Corioliskräfte eine Anregung der Schwenkbewegung dar; beide Terme haben auf die Schwenkeigenfrequenz selbst jedoch keinen Einfluss.

Die Torsionsbewegung unterscheidet sich insofern von der Schlag- und Schwenkbewegung, als dass keine freie Drehung um das Einstellwinkelgelenk möglich ist, sondern dieses zur Einstellung des Blatteinstellwinkels genutzt wird. Wären alle Blatt- und Steuerungskomponenten starr, ergäbe sich daher keine Eigenschwingung. Aus diesem Grund ist die Bestimmung einer Torsionseigenfrequenz nur in Zusammenhang mit einer endlichen Torsionssteifigkeit k_T sinnvoll, welche die Elastizität der Steuerungsmechanik (Steuerstangen, Taumelscheibe) und optional auch des Blattes selbst repräsentiert. Die dimensionslose Torsionseigenfrequenz beträgt damit [55, S. 108]

$$\nu_{T1} = \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_{T1,0}}{\Omega}\right)^2} \text{ mit } \omega_{T1,0}^2 = \frac{k_T}{J_T}. \quad (\text{A.3})$$

Die Torsionseigenfrequenz $\omega_{T1,0}$ bei stehendem Rotor ergibt sich aus k_T und dem Massenträgheitsmoment des Blattes um die Steuerachse J_T . In ν_{T1} sind Einflüsse der Massenträgheits- und Zentrifugalkräfte enthalten, wobei letztere in Form des sogenannten Propellermoments

berücksichtigt werden, welches auf eine Planstellung des Blattes in der Rotorebene hinwirkt. Aerodynamische Nickmomente regen die Torsionsbewegung an, beeinflussen jedoch nicht ν_{T1} . Für $k_T = 0 \text{ Nm/rad}$ (z. B. gebrochene Steuerstange) gilt $\nu_{T1} = 1$, d. h. die Torsionsschwingung erfolgt mit der Rotordrehfrequenz.

Die Schlag-, Schwenk- und Torsionsschwingungen werden durch aerodynamische Kräfte und Momente (vgl. Kap. 1.2.4) mit der Rotordrehfrequenz und ihren Höherharmonischen nicht nur angeregt, sondern auch miteinander verkoppelt. So führt beispielsweise ein aufnickendes Blatt (Torsionsbewegung) zu erhöhtem Auftrieb, welcher wiederum die Schlagbewegung anregt. Zu beachten ist, dass die Blattbewegung auf die Aerodynamik zurückwirkt. Dies ist z. B. für die Schlagbewegung von Bedeutung: Obwohl ν_{F1} gemäß Gl. A.1 bei kleinem Gelenkabstand e beinahe 1 beträgt, die Schlagmode also in Resonanz angeregt wird, verläuft die Bewegung aufgrund der großen Luftkraftdämpfung stabil. In der Schwenkbewegung ist die aerodynamische Dämpfung aufgrund der verhältnismäßig kleinen Widerstandskräfte hingegen klein, sodass ein wesentlich größeres Potential zur Instabilität besteht. Dies ist der Grund, warum meist mechanische Schwenkdämpfer zur Dämpfung der Schwenkbewegung erforderlich sind.

Neben den aerodynamischen Kopplungen treten auch strukturelle Kopplungen auf, wobei hier unterschieden werden kann in:

- Verkopplung der Bewegungseigenformen zu Mischformen: Beispielsweise bewirkt ein von der Drehachse des Einstellwinkelgelenks (auch Steuerachse) abgelegener Blattschwerpunkt eine Schlag-Torsions-Kopplung. Mit einer Schlagbewegung geht dann auch stets eine Torsionsbewegung einher und umgekehrt. Weitere derartige Kopplungsmechanismen mit Fokus auf flexible Rotorblätter sind in Kap. 2.3.5 beschrieben, wobei Abb. 2.21 auf S. 50 anschauliche Prinzipskizzen liefert.
- Anregung einer Mode durch eine andere Mode: Wichtigstes Beispiel für diese Art der Kopplung ist die Anregung der Schwenkbewegung durch die Schlagbewegung aufgrund von Corioliskräften. Weist ein in Schlagrichtung ausgelenktes Blatt ($|\beta| > 0^\circ$) eine Schlaggeschwindigkeit $\dot{\beta}$ auf, so erfährt das bei Radius r liegende Masseninkrement dm des Blattes eine Geschwindigkeit in radiale Richtung. Aufgrund der Drallerhaltung des Rotorblattes um die Rotorachse erfährt das Masseninkrement eine Beschleunigungskraft

$$dF = 2 dm \underbrace{\Omega (r - e R)}_{\text{radiale Geschw.}} \beta \dot{\beta} \quad (\beta \text{ in rad}) \quad (\text{A.4})$$

in Schwenkrichtung. Die Corioliskräfte sind typischerweise größer als die aerodynamischen Widerstandskräfte und stellen damit die wichtigste Anregung der Schwenkbewegung dar. Streng genommen wirkt auch die Schwenkbewegung auf die Schlagbewegung durch Corioliskräfte ein, allerdings sind Corioliskräfte für die Schlagbewegung gegenüber den großen Auftriebskräften vernachlässigbar.

Die obigen Beschreibungen der Schlag- und Schwenkbewegungen starrer Blätter um ein jeweiliges Gelenk lassen sich auch auf gelenklose Rotorblätter mit flexiblem Blatthals wie die

der Bo105 anwenden. Dazu wird ein fiktives Ersatzgelenk eingeführt, wie in Abb. A.1 für die Schwenkbewegung gezeigt ist. Bei bekannter Eigenfrequenz und -form der ersten Schwenkmode kann die Lage dieses Ersatzgelenks beispielsweise durch Konstruktion der Tangente an die Blattbiegelinie bei $3/4 R$ bestimmt werden. [55, S. 24] Die Eigenfrequenz lässt sich anschließend mithilfe der Gelenksteifigkeit k_L abstimmen. So erhält man auch für gelenklose Rotoren einfache Modelle zur Beschreibung der Schlag- und Schwenkbewegung, beispielsweise für flugmechanische Simulationen oder zur Untersuchung der aeroelastischen Stabilität. Bei der Bo105 betragen die fiktiven Gelenkabstände $e = 0,15$ für die Schlagbewegung und $e = 0,17$ für die Schwenkbewegung. [32, S. 366]

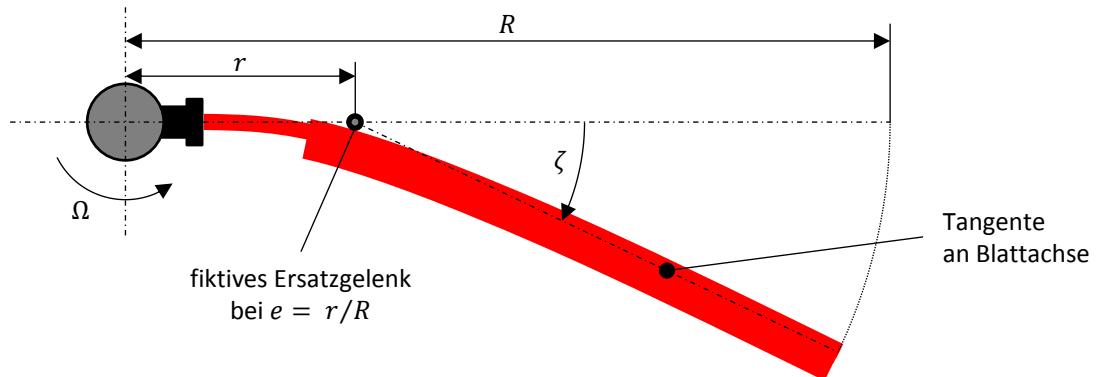


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des fiktiven Ersatzgelenks für die Schwenkbewegung

Bisher wurden ausschließlich Blattmoden erster Ordnung (F_1 , L_1 und T_1 , jeweils mit Index 1) beschrieben. Reale Rotorblätter weisen aufgrund ihrer Flexibilität jedoch auch Schlag-, Schwenk- und Torsionsmoden höherer Ordnung auf, die für bestimmte rotordynamische Probleme wie etwa Lasten und Vibrationen relevant sind. Mit einem Ersatzmodell entsprechend Abb. A.1 sind diese Moden nicht mehr abbildbar. Stattdessen kommen – wie auch in dieser Arbeit – Balkenmodelle zum Einsatz, die in Kap. 2.2 beschrieben werden.

Außerdem wurde bislang lediglich die Dynamik eines einzelnen Rotorblattes betrachtet. Spielt die Wirkung von Kräften und Momenten auf die Rotornabe und daran angeschlossene Strukturen (Rotormast, Triebstrang, Rumpf, ...) eine Rolle, so müssen mehrere Rotorblätter simultan behandelt werden. In Abb. 2.17 auf S. 46 sind die entsprechenden Schwenkmoden eines 4-Blatt-Rotors schematisch dargestellt. Je nach dynamischem Problem sind verschiedene Rotormoden von Interesse. Beispielsweise erzeugen bei Boden- und Luftresonanz die longitudinale und laterale Schwenkmode (auch „zyklische“ Schwenkmoden) einen variierenden, exzentrischen Rotorschwerpunkt. Zur Berechnung entsprechender Reaktionskräfte im stehenden System werden sogenannte Mehrblattkoordinaten eingeführt. Eine detaillierte Abhandlung dazu findet sich in [55, S. 67–74]. Für die in dieser Arbeit betrachtete Rotor-Triebstrang-Interaktion ist hingegen die kollektive Schwenkmode relevant, bei der alle Blätter gleichsinnig schwingen. Hierfür werden keine Mehrblattkoordinaten zur Berechnung der Reaktionskräfte und -momente benötigt. Beim 4-Blatt-Rotor existiert zusätzlich noch die differentielle Mode (auch „Scherenmode“).

In der obigen Beschreibung wurde implizit bereits die Aufteilung dynamischer Analysen in die Bestimmung des Eigenverhaltens und die dynamische Antwort vorgenommen. Beide stützen sich auf die Theorie des schwingenden Systems zweiter Ordnung, die kurz in Anhang G beschrieben ist. Das Eigenverhalten wird durch die Eigenmoden des Systems charakterisiert (F_1 , L_1 , T_1 , F_2 , ...), die jeweils eine bestimmte Eigenfrequenz sowie Eigenform aufweisen. Das Eigenverhalten geht vollständig aus den Massen-, Dämpfungs- und Steifigkeitseigenschaften der Struktur hervor, wenn nicht – wie bei aeroelastischen Stabilitätsanalysen nötig – aerodynamische Kräfte als Teil des Systems verstanden werden müssen. Die dynamische Antwort ist die tatsächliche Bewegung des Systems auf Basis seiner Eigenmoden entsprechend den äußeren Anregungen. Zu diesen Anregungen zählen hier beispielsweise die aerodynamischen Kräfte¹ sowie die Corioliskräfte. Aus der dynamischen Antwort ergeben sich auch die tatsächlich wirkenden strukturellen Lasten. Die Bestimmung der dynamischen Antwort erfolgt beispielsweise durch Simulation des Systems im Zeitbereich. Nach Änderungen der Anregungen oder bei einem Simulationsstart ohne vorherige Trimmung folgt zunächst ein transientes Systemverhalten, bis sich schließlich ein „ausgeschwungenes“, periodisches Verhalten einstellt.

Für die Simulation im Zeitbereich ist die Stabilität der Schwingungen – z. B. der Schwenkbewegung – eine notwendige Voraussetzung. Für die Stabilität spielt wiederum die Systemdämpfung eine entscheidende Rolle. Als Quelle von Dämpfung der Blattbewegungen tritt neben der oben genannten aerodynamischen Dämpfung und mechanischen Dämpfungselementen die innere, strukturelle Dämpfung auf. Die physikalischen Mechanismen der Strukturdämpfung sind höchst komplex, sodass zur Modellierung meist der pragmatische Ansatz der modalen Dämpfung gewählt wird. Gemäß Tab. A.1 liegen typische Werte der modalen Strukturdämpfung in bisherigen aeromechanischen Simulationen des Bo105-Rotors im Bereich $D = 0,5\ldots 3\%$.

Tabelle A.1: Angewendete Strukturdämpfung D in aeromechanischen Rechnungen des Bo105-Rotors

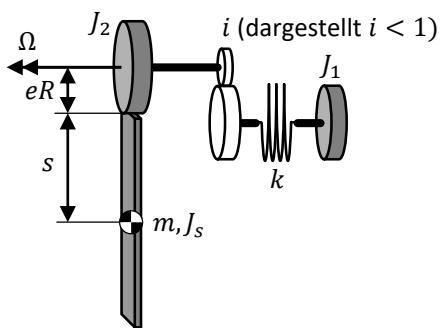
D (%)	Untersuchung/Quelle
0,5	Berechnung der aeromechanischen Dämpfung der Schwenkbewegung auf einem Teststand, Starrblattmodell mit fiktiven Gelenken [81, Kap. 5.1]
3,0	Dämpfungsprognose der regressiven Schwenkmode im Flug, Starrblattmodell mit fiktiven Gelenken [81, Kap. 6.3]
0,5	Beschreibung des flexiblen Bo105-Rotorblattmodells im Rahmen von GARTEUR Action Group HC/AG-16/WP-4 (November 2005)
1,5	Berechnung der Stabilität des flexiblen Bo105-Rotors im Schwebeflug mit CAMRAD/JA [82]
3,0	Berechnung von Lasten und Stabilität des flexiblen Bo105-Rotors im Schwebeflug und Vorwärtsflug mit CAMRAD/JA [83]

¹Zwar besteht eine Abhängigkeit der Luftlasten von den Zuständen, diese wird jedoch im Sinne einer einfachen Problembetrachtung an dieser Stelle ignoriert.

B Anhang zur ersten Rotor-Triebstrang-Mode

B.1 Eigenfrequenzen nach Havers und Meyer

HAVERS und MEYER [20] leiteten analytisch Gleichungen zur Bestimmung der Eigenfrequenzen von gelenkig angebrachten Luftschaubenblättern in Schlag- und Schwenkrichtung her. Hier wird ausschließlich die Schwenkrichtung gezeigt. Abb. B.1 illustriert das den Gleichungen zugrunde liegende Rotor-Triebstrang-Modell. Es besteht aus starren Blättern, die gelenkig an die Rotornabe (Trägheit J_2) angeschlossen sind. Per Übersetzung i und Steifigkeitselement k ist die Nabe mit der Trägheit des Motors J_1 verbunden.



eR	Schwenkgelenkabstand
k	Torsionssteifigkeit (z.B. Kurbelwelle)
i	Übersetzung
J_s	Blattträgheit um Schwerpunkt (alle Blätter aufsummiert)
m	Blattmasse (alle Blätter aufsummiert)
s	Abstand Blattschwerpunkt-Schwenkgelenk
J_1	Trägheit 1 (z.B. Motor)
J_2	Trägheit 2 (z.B. Nabe)
Ω	Winkelgeschwindigkeit Referenzsystem

Abbildung B.1: Rotor-Triebstrang-Modell zur Berechnung der Eigenfrequenzen.

Die Eigenfrequenzen ω_1 und ω_2 der Rotor-Triebstrang-Moden ergeben sich mit der Gleichung 4. Grades

$$\underbrace{\omega^4 - C_1 \cdot (v_1^2 + C_2 \cdot v_2^2)}_p \cdot \underbrace{\omega^2 + C_1 \cdot v_1^2 \cdot v_2^2}_q = 0 \quad (\text{B.1})$$

durch ihre Lösung

$$\omega_{1,2}^2 = -\frac{p}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - q}. \quad (\text{B.2})$$

Die zugehörigen Koeffizienten lauten:

$$C_1 = \frac{(i^2 \cdot J_1 + J_2) \cdot (J_s + m \cdot s^2) + J_s \cdot m \cdot (e R)^2}{J_2 \cdot (J_s + m \cdot s^2) + J_s \cdot m \cdot (e R)^2} \quad (\text{B.3})$$

$$C_2 = \frac{J_2 + J_s + m \cdot (s + e R)^2}{i^2 \cdot J_1 + J_2 + J_s + m \cdot (s + e R)^2} \quad (\text{B.4})$$

$$v_1^2 = \frac{k}{J_1} \quad (\text{B.5})$$

$$v_2^2 = m \cdot (s + e R) \cdot \omega^2 \cdot \frac{s \cdot e R}{s + e R} \cdot \frac{i^2 \cdot J_1 + J_2 + J_s + m \cdot (s + e R)^2}{(i^2 \cdot J_1 + J_2) \cdot (J_s + m \cdot s^2) + J_s \cdot m \cdot (e R)^2} \quad (\text{B.6})$$

Durch Ansatz eines fiktiven Ersatzgelenks (vgl. Abb. A.1) lassen sich die Gleichungen auf das gelenklose Rotor-Triebstrang-System der Bo105 anwenden. Mit den Parametern aus Tab. B.1 ergeben sich dimensionslose Eigenfrequenzen von $\omega_1/\Omega = 0,90$ für die erste und $\omega_2/\Omega = 4,60$ für die zweite Rotor-Triebstrang-Mode¹. Wird ein starrer Triebstrang angenommen, also k auf

Tabelle B.1: Parameter der Bo105 für die Eigenfrequenzbestimmung nach HAVERS und MEYER

Parameter	Wert	Quelle/Bemerkung
$e R$	0,817 m	[32, S. 366]
k	446400 Nm/rad	Tab. 2.7, darin als k_{DT}^{akk} bezeichnet
i	1	k und J_1 sind bereits auf Referenzdrehzahl Ω reduziert.
J_s	$4 \cdot 31,997 \text{ kgm}^2$	[32, S. 366]
m	$4 \cdot 23,4 \text{ kg}$	[32, S. 366]
s	2,0465 m	[32, S. 366]
J_1	179,3 kgm^2	Tab. 2.4 (Gebläse, TW-Niederdruckstufen und „Rest“)
J_2	8,7 kgm^2	Tab. 2.4 (Rotornabe)
Ω	44,4 rad/s	[32, S. 366]

einen quasi-unendlichen Wert gesetzt, so liegt die Eigenfrequenz der ersten Rotor-Triebstrang-

¹Zwar liefert das Modell von HAVERS und MEYER die Eigenfrequenz ω_2 einer „zweiten Rotor-Triebstrang-Mode“. Jedoch ist die Blattschwenkbewegung auf die Bewegung des starren Blattes um das fiktive Schwenkgelenk beschränkt, welches wiederum zwecks Repräsentation der ungekoppelten L1-Mode positioniert wurde. Die Eigenform der „zweiten Rotor-Triebstrang-Mode“ RD_{L2} im Hauptteil dieser Arbeit beinhaltet jedoch Schwenkdeformationen, die sich deutlich von der L1-Mode unterscheiden. Da die RD_{L2} -Mode folglich schlecht durch das Modell abgebildet werden kann, ist im Allgemeinen *nicht* davon auszugehen, dass ω_2 eine gute Abschätzung von $\omega_{RD_{L2}}$ darstellt.

Mode (Bezeichnung im Hauptteil: $\omega_{RD_{L1}}$) mit $\omega_1/\Omega = 1,27$ deutlich höher. Mit quasi-unendlicher Nabenträgheit J_2 lässt sich die Schwenkeigenfrequenz des Basismodells (konstante, ungestörte Nabendrehzahl) zu $\omega_1/\Omega = 0,55$ bestimmen. Im Hauptteil wird diese mit ω_{L1} bezeichnet. Da im Modell von HAVERS und MEYER keine rückstellende Feder im Schwenkgelenk berücksichtigt wird, der Wert $eR = 0,817\text{ m}$ in [32, S. 366] jedoch für die gleichzeitige Verwendung einer solchen Feder angegeben ist, ist die mit dem Modell bestimmte Eigenfrequenz ω_1/Ω deutlich kleiner als der Literaturwert $\omega_{L1}/\Omega = 0,666$ in [32, S. 366].

Das mit dem Modell von HAVERS und MEYER ermittelte Verhältnis $\omega_{RD_{L1}}/\omega_{L1}$ zwischen Eigenfrequenz des Rotor-Triebstrang-Systems und Eigenfrequenz des Basismodells beträgt $0,90/0,55 \approx 1,6$ (flexibler Triebstrang) bzw. $1,27/0,55 \approx 2,3$ (starrer Triebstrang).

B.2 Stabilität der ersten Rotor-Triebstrang-Mode

In der Literatur finden sich zahlreiche Untersuchungen zur Stabilität der RD_{L1} -Mode, meist in Interaktion mit der Triebwerkodynamik und -regelung. Dieser Abschnitt stellt lediglich einen kleinen Einblick dar; es besteht kein Anspruch auf Vollständigkeit.

Während der Entwicklung des Sikorsky CH-53E traten im Flugversuch zunehmende Schwingungen des Rotors und Triebstrangs auf, die als RD_{L1} -Mode (vgl. Abb. B.2) identifiziert wurden. [16] Den maßgeblichen Energieeintrag in diese Mode verursachte die Triebwerkregelung: Große Regelverstärkungen zur Einstellung des Brennstoffmassenstroms bewirkten eine Interaktion zwischen Regelung und RD_{L1} -Mode. Die Energiedissipation, die hauptsächlich durch die Schwenkdämpfer erfolgt, war unzureichend. Abhilfe verschaffte die Verringerung der Regelverstärkungen.

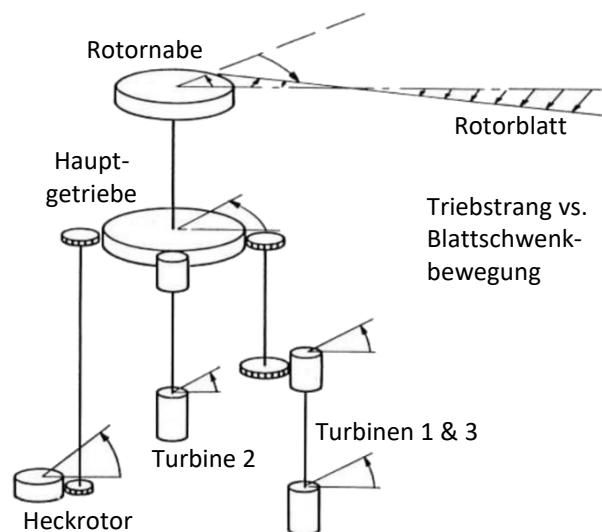


Abbildung B.2: RD_{L1} -Mode des CH-53E. Editierte Grafik, ursprünglich aus [16]

Dieses Problem beschränkt sich nicht nur auf den CH-53E; anfällig für Instabilität der RD_{L1} -Mode sind tendenziell: [84]

- große Hubschrauber (dazu gehört der CH-53E), bei denen die RD_{L1} -Eigenfrequenz so klein ist, dass Kopplungen mit der Flugdynamik (und/oder der Regelung, Anm. d. Verf.) möglich sind
- Hubschrauber mit „Interblade“-Schwenkdämpfern, welche nicht zur Dämpfung kollektiver Schwenkmoden – dazu gehört auch RD_{L1} – beitragen, da bei kollektiven Moden keine Relativbewegung zwischen benachbarten Blättern entsteht

Der große Einfluss der Schwenkdämpfer auf die Stabilität der RD_{L1} -Mode ging auch aus [85] hervor. Zusätzlich wurde darin festgestellt, dass Schwenkdämpfer neben der Einbringung von Dämpfung aufgrund ihrer Federwirkung auch die Eigenfrequenz der RD_{L1} -Mode erhöhen können, was für die Stabilitätsuntersuchung ebenso von großer Bedeutung ist.

Neben den Schwenkdämpfern wirken die Triebwerke – ohne Betrachtung der Regelung – dämpfend auf die RD_{L1} -Mode. [24] Das liegt daran, dass eine Drehzahlerhöhung der Rotornabe mit einer Drehzahlerhöhung der Triebwerk-Niederdruckstufen einhergeht. Folglich wird der Anströmwinkel an den Turbinenschaufeln verringert. Der entsprechende Abfall des Antriebsmoments wirkt wiederum der Drehzahlerhöhung entgegen. Für die Untersuchung transienter Rotor-Triebstrang-Dynamik, z. B. nach sprunghafter Erhöhung des kollektiven Anstellwinkels, sollten nichtlineare Triebwerkmodelle verwendet werden, weil mit linearen Arbeitspunktmodellen sowohl der Drehzahlverlauf nach der Anregung als auch die sich einstellende stationäre Drehzahl fehlerhaft sind. [86]

Bei der Auslegung der Triebwerkregler muss die RD_{L1} -Mode berücksichtigt werden, da Rotor-Triebstrang-Schwingungen erheblich zur Instabilität der Triebwerkregelung beitragen können. [87] Neben der Verringerung der Regelverstärkungen, die im obigen Beispiel der CH-53E Abhilfe verschaffte, ist die Anwendung von Kerbfiltern mit RD_{L1} -Eigenfrequenz im Drehzahlregler eine Möglichkeit zur Stabilisierung des Rotor-Triebstrang-Systems. [88] Darüber hinaus kommen heute auch aktive Regelungen zur Unterdrückung von Rotor-Triebstrang-Schwingungen zum Einsatz, die parallel zum Drehzahlregler arbeiten. [89]

Die Stabilitätsuntersuchung von Torsionsschwingungen des Triebstrangs gehört zur industriellen Praxis. Airbus Helicopters hat unter anderem für diesen Zweck das Hubschrauberdynamik-Tool GAHEL (General Architecture of Helicopter) [84] entwickelt. Darin wird der Triebstrang als Torsionsschwingerkette modelliert sowie das „modale Verhalten“ der kollektiven Schwenkmode² berücksichtigt. Anhand dieses vereinfachten Modells werden die Eigenfrequenzen und Dämpfungen der (Rotor-) Triebstrang-Moden bestimmt. Die Überführung des Modells in den Frequenzbereich erlaubt die einfache Systemanalyse in Kopplung mit linearen Modellen der Triebwerke. Darauf aufbauend können die Regelungssysteme ausgelegt und beispielsweise Kerbfilter platziert werden. Die Stabilität kann schließlich durch Analyse des geschlossenen Regelkreises beurteilt werden. Darüber hinaus können weitere Faktoren untersucht werden,

²Wie genau die kollektive Schwenkmode in GAHEL in die Eigenanalyse des Rotor-Triebstrang-Systems einfließt, geht aus [84, 90–92] nicht hervor.

die sich auf die RD_{L1}-Stabilität auswirken können, wie etwa die Umgebungsbedingungen, das Leistungsniveau der Triebwerke, die Änderung der Hauptrotordrehzahl sowie der Ausfall eines Triebwerks. Derartige Untersuchungen wurden z. B. für den H145 [90] sowie den Bluecopter Demonstrator mit BlueEdge-Rotorblättern [91] und GRC1-Rotorblättern [92] im Zuge der Entwicklung durchgeführt.

C Kurzbeschreibung des Hubschraubers Eurocopter Bo105

Der 5-sitzige, leichte Mehrzweckhubschrauber Eurocopter Bo105 (Abb. C.1) absolvierte seinen Erstflug 1967 – damals noch als „Bölkow Bo105“, ab 1969 „Messerschmitt-Bölkow-Blohm Bo105“. Der Entwurf mit gelenklosem Hauptrotorkopf und Blättern in Faserverbundbauweise war zu dieser Zeit eine technische Innovation. Neben dem Gewichtsvorteil durch Einsparung der Schlag- und Schwenkgelenke ist der gelenklose Rotorkopf vor allem durch den reduzierten Wartungsaufwand von Vorteil. Piloten erfahren die Bo105 als sehr agiles Fluggerät, da die aus der Einstreuierung resultierende Blattschlagbewegung ohne Schlaggelenk unmittelbar das Rotorkopfmoment beeinflusst. Aus diesem Grund ist sogar Kunstflug mit der Bo105 möglich.

Der Hauptrotor umfasst vier, der Heckrotor zwei Blätter. Den Antrieb übernehmen zwei Allison 250-C20B Wellenleistungsgasturbinen. Die Leistungsübertragung zum Hauptrotor erfolgt über ein dreistufiges Hauptgetriebe. Die wichtigsten technischen Daten sind Tab. C.1 zu entnehmen.



Abbildung C.1: Eurocopter Bo105 CB des DLR. Bild aus [93]

Tabelle C.1: Technische Daten des Hubschraubers Eurocopter Bo105 CB aus [9]

Maximale Abflugmasse	2400 kg
Rotordurchmesser (mit Spurlaufkante)	4,92 m
Rotorwinkelgeschwindigkeit (100 % Drehzahl)	44,4 rad/s
Startleistung	2 · 257 kW
Startleistung (abweichend) aus [40]	2 · 313 kW
Höchstgeschwindigkeit (ISA 0 m)	74,6 m/s
Maximale Flughöhe	5182 m
Reichweite	ca. 550 km

D Anhang zur Mehrkörpersimulation

Ein Mehrkörpersystem (MKS) besteht aus einer Vielzahl starrer oder flexibler Körper, deren Bewegungen sich aufgrund von Bindungen (im Folgenden: Gelenke) gegenseitig beeinflussen. Zudem wirken MKS-interne Kraftelemente wie etwa Feder-Dämpfer-Systeme oder MKS-externe Kraftelemente (Kopplung zu externen Programmen, z. B. VAST-Aerodynamik) auf die Körper ein. Moderne MKS-Programme, wie das in dieser Arbeit verwendete SIMPACK, stellen umfangreiche Bibliotheken für verschiedene Gelenke und Kraftelemente zur Verfügung und bieten diverse Ansätze zur Modellierung flexibler Strukturen. Die nichtlineare Kinematik wird exakt repräsentiert. Dies ist ein großer Unterschied zu vielen (älteren) Rotor aeromechanik-Codes, in denen kleine Bewegungen und/oder Verformungen um einen Linearisierungszustand angenommen werden. Die Menge an wissenschaftlichen Arbeiten zum Thema MKS ist sehr groß. Für deren Übersicht und Einordnung sei der interessierte Leser auf [94] (starre MKS) und [95] (flexible MKS) verwiesen.

Unabhängig davon, ob starre oder flexible Körper betrachtet werden, sind grundsätzlich zwei Arten von MKS-Topologien zu unterscheiden: die offene und die geschlossene Architektur, siehe Abb. D.1. Die Bedeutung dieses Unterschieds liegt im erforderlichen MKS-Formalismus. Bei

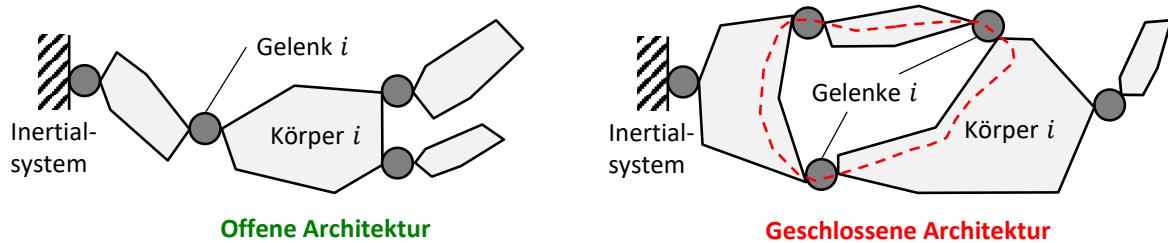


Abbildung D.1: MKS-Topologie: Offene vs. geschlossene Architektur

offenen Architekturen ist jeder Körper durch genau ein Gelenk mit genau einem vorherigen¹ Körper oder dem Inertialsystem verbunden. Dadurch ist es möglich, auf Basis sogenannter minimaler Koordinaten ein gewöhnliches Differentialgleichungssystem (ODE = Ordinary Differential Equation) aufzustellen. Zur Lösung desselben steht eine Vielzahl an ODE-Solvern zur Verfügung. Bei geschlossenen Architekturen hingegen treten zusätzliche Zwangsbedingungen auf. Die Kinematik von Körper i in Abb. D.1 ist nicht nur von einem vorherigen Körper sowie dem verbindenden Gelenk abhängig, sondern zusätzlich muss die Bindung zu einem zweiten vorherigen Körper eingehalten werden. Bei der Lösung der Bewegungsgleichungen sind daher zusätzliche algebraische Gleichungen zu berücksichtigen (DAE = Differential Algebraic Equation), was spezielle DAE-Solver erfordert. Zwar erlaubt SIMPACK geschlossene Architekturen, doch werden in dieser Arbeit lediglich offene Architekturen modelliert. Die folgende Abhandlung zum MKS-Formalismus bezieht sich daher ausschließlich auf offene Architekturen. Da

¹Mit „vorherig“ ist gemeint, dass der Körper im kinematischen Baum (Aneinanderreihung von Körpern) eine Ebene näher am Inertialsystem liegt.

die mathematische Beschreibung viele Formelzeichen beinhaltet, wird für dieses Kapitel eine gesonderte Nomenklatur festgelegt, siehe Tab. D.1.

Tabelle D.1: MKS-Nomenklatur

Für starre MKS:

G	Ableitung der Zwangsbedingungen $G = \frac{\partial g(z_{II})}{\partial z_{II}}$
$g(z_{II})$	Zwangsbedingungen $g(z_{II}) \equiv 0$
H	Residuale Beschleunigung
h	Rechte Seite der dynamischen Gleichung
i	Index für speziellen Körper
J_y	Jacobi-Matrix $\frac{\partial z_{II}}{\partial y_{II}}$
M	Massenmatrix
x_I	Relative Gelenkpositionen/-rotationen
x_{II}	Relative Gelenkgeschwindigkeiten/-rotationsgeschwindigkeiten
y_I	Minimale Zustände / Gelenkzustände (Positionsebene)
y_{II}	Minimale Zustände / Gelenkzustände (Geschwindigkeitsebene)
\bar{y}_I	Getriebene Gelenkpositionen/-rotationen
\bar{y}_{II}	Getriebene Gelenkgeschwindigkeiten/-rotationsgeschwindigkeiten
z_I	Zustände (Positionsebene)
z_{II}	Zustände (Geschwindigkeitsebene)
Λ	Lagrange-Multiplikatoren

Zusätzlich für flexible MKS:

J_q	Jacobi-Matrix $\frac{\partial z}{\partial q}$
J	Kombinierte Jacobi-Matrix $J = (J_y J_q)$
q	Minimale flexible Zustände
r	Flexible Zustände
z	Zusammengefasste dynamische Zustände $z^T = (z_{II}^T, r^T)$

Für die Modalanalyse:

A	Systemmatrix des linearisierten MKS
$\text{Im}(\lambda_j)$	Imaginärteil des j -ten Eigenwerts
$\text{Re}(\lambda_j)$	Realteil des j -ten Eigenwerts
v_j	j -ter Eigenvektor
x	Gesamtheit der minimalen Systemzustände $x^T = (y_I^T, y_{II}^T, q^T)$
x_0	Gleichgewichts-/Linearisierungszustand
λ_j	j -ter Eigenwert

Eine zugehörige, anschauliche Darstellung der kinematischen Größen liefert Abb. D.2. Grundsätzlich werden zwei Sätze an Systemzuständen unterschieden: Die allgemeinen Zustände – bei Starrkörpern (z_I, z_{II}) – sind noch nicht um die durch Gelenke eingebrachten Nebenbedingungen reduziert; sie tauchen im DAE-System auf. Die minimalen Zustände hingegen – bei Starrkörpern (y_I, y_{II}) – erscheinen im ODE-System. Der tiefgestellte Index I bezeich-

net Positionen oder Verdrehungen („Positionsebene“), während II für Geschwindigkeiten und Winkelgeschwindigkeiten („Geschwindigkeitsebene“) steht. Der hochgestellte Index i bezeichnet einen speziellen Körper oder dessen Gelenk. Variablen ohne diesen Index beziehen sich hingegen auf das gesamte MKS. Zunächst werden starre MKS behandelt. Eine Erweiterung der Theorie auf flexible Körper folgt weiter unten.

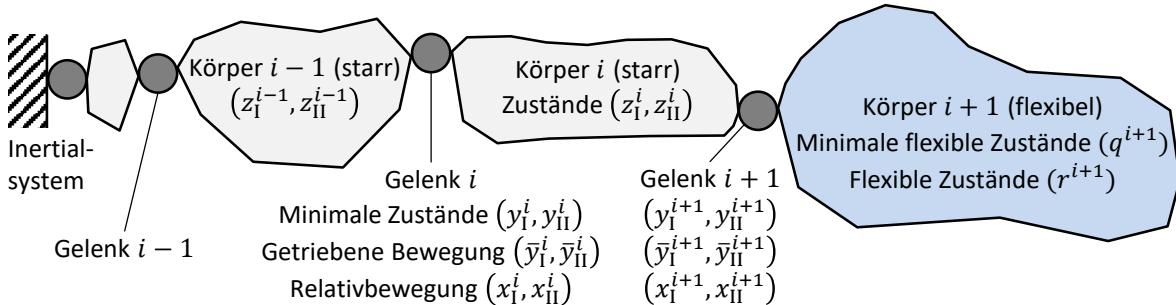


Abbildung D.2: Kinematische Größen

D.1 MKS-Dynamik auf Basis allgemeiner Zustände

Gemäß der Gesetze von Newton und Euler sind die dynamischen Gleichungen in allgemeinen Zuständen z_{II} gegeben:

$$\mathbf{M} \dot{z}_{II} = \mathbf{h} + \mathbf{G}^T \boldsymbol{\Lambda} \quad (\text{D.1})$$

Darin bezeichnet \mathbf{M} die Massenmatrix. z_{II} setzt sich zusammen aus den translatorischen und rotatorischen Geschwindigkeiten der Körper relativ zum Inertialsystem. Die rechte Seite \mathbf{h} beinhaltet Gewichtskräfte, zentrifugale Kräfte, gyroskopische Momente sowie die Lasten der Kraftelemente. Abhängig von der kinematischen Konfiguration des MKS können Zwangsbedingungen $\mathbf{g}(z_{II}) \equiv \mathbf{0}$ zwischen den allgemeinen Zuständen auf Geschwindigkeitsebene² bestehen. In Gl. D.1 erscheint dann der Term der Zwangskräfte und -momente $\mathbf{G}^T \boldsymbol{\Lambda}$ mit $\mathbf{G} = \frac{\partial \mathbf{g}(z_{II})}{\partial z_{II}}$ und den Lagrange-Multiplikatoren $\boldsymbol{\Lambda}$. Neben Gl. D.1 gelten zusätzlich kinematische Gleichungen, die die Zustände auf Positions- und Geschwindigkeitsebene miteinander ins Verhältnis setzen. Inklusive der algebraischen Gleichungen $\mathbf{g}(z_{II}) \equiv \mathbf{0}$ liegt insgesamt ein DAE-System vor.

D.2 MKS-Dynamik auf Basis minimaler Zustände

Zur effizienten Lösung der Bewegungsgleichungen ist es erstrebenswert und bei offener MKS-Architektur auch möglich, das DAE-System auf ein ODE-System zu reduzieren. Letzteres erfordert einen Satz minimaler Zustände, die kinematisch voneinander unabhängig sind, und daher

²Sind Zwangsbedingungen $\mathbf{g}(z_I) \equiv \mathbf{0}$ auf Positionsebene definiert, so lassen sich gleichwertige Zwangsbedingungen $\mathbf{g}(z_{II}) \equiv \mathbf{0}$ auf Geschwindigkeitsebene durch Ableitung von $\mathbf{g}(z_I) \equiv \mathbf{0}$ ermitteln.

keinen zusätzlichen Zwangsbedingungen $\mathbf{g} \equiv 0$ unterliegen. Gemäß [96] können bei starren Körpern die Gelenkzustände $(\mathbf{y}_I, \mathbf{y}_{II})$ als minimale Zustände verwendet werden. Zu jedem Körper gehört genau ein Gelenk. Ein Gelenk führt in der Regel pro Freiheitsgrad je einen Zustand auf Positionsebene (Teil des Vektors \mathbf{y}_I) sowie einen Zustand auf Geschwindigkeitsebene (Teil des Vektors $\dot{\mathbf{y}}_I$) ein. Beispielsweise sind dies bei einem Drehgelenk (1 Freiheitsgrad, kurz FHG) die Verdrehung sowie die Winkelgeschwindigkeit um die Gelenkkachse. Für jeden Gelenktyp³ können zwei Funktionen aufgestellt werden:

- Die Funktion

$$\dot{\mathbf{y}}_I^i = f(\mathbf{y}_I^i, \mathbf{y}_{II}^i) \quad (\text{D.2})$$

beschreibt die Zeitableitung der Gelenkzustände auf Positionsebene in Abhängigkeit aller Gelenkzustände (Positions- und Geschwindigkeitsebene). Für einige (aber nicht alle) Gelenktypen reduziert sich der Ausdruck auf den trivialen Zusammenhang $\dot{\mathbf{y}}_I^i = \mathbf{y}_{II}^i$. Die Zusammenstellung dieser Funktion von allen Gelenken im MKS bildet den ersten Teil, also die oberen Reihen des ODE-Systems. Dieser erste Teil wird „kinematische ODE“ genannt.

- Die Funktion

$$(\mathbf{x}_I^i, \mathbf{x}_{II}^i) = f(\mathbf{y}_I^i, \mathbf{y}_{II}^i, \bar{\mathbf{y}}_I^i, \bar{\mathbf{y}}_{II}^i) \quad (\text{D.3})$$

beschreibt die Relativbewegung zwischen Körper i und dem vorherigen Körper im Gelenk i . Diese kann Positionen, Rotationen, translatorische Geschwindigkeiten sowie Winkelgeschwindigkeiten in allen räumlichen Richtungen beinhalten. Die Relativbewegung $(\mathbf{x}_I^i, \mathbf{x}_{II}^i)$ kann neben den Gelenkzuständen zusätzlich noch von getriebenen Bewegungen $(\bar{\mathbf{y}}_I^i, \bar{\mathbf{y}}_{II}^i)$ abhängen. Getriebene Bewegungen erscheinen nicht als Zustände des MKS, sondern werden vorgegeben. Die konstante Rotordrehzahl im Basismodell des Hubschrauberrrotors ist ein Beispiel für die Anwendung einer getriebenen Bewegung.

Die allgemeinen Zustände des Körpers i können durch die des vorherigen Körpers $i - 1$ ($i = 0$ entspricht dem Inertialsystem) sowie die Relativbewegung im Gelenk i berechnet werden:

$$(\mathbf{z}_I^i, \mathbf{z}_{II}^i) = f(\mathbf{z}_I^{i-1}, \mathbf{z}_{II}^{i-1}, \mathbf{x}_I^i, \mathbf{x}_{II}^i) \quad (\text{D.4})$$

Auf diese Weise wird in einer Schleife, die im Inertialsystem beginnt und den kinematischen Baum entlangführt (in Abb. D.2 von links nach rechts), die Bewegung jedes Körpers im MKS bestimmt. Die allgemeinen Zustände des gesamten MKS auf Geschwindigkeitsebene lassen sich – unter Berücksichtigung von Gl. D.3 – somit in der Form $\dot{\mathbf{z}}_{II} = f(\mathbf{y}_I, \mathbf{y}_{II}, \bar{\mathbf{y}}_I, \bar{\mathbf{y}}_{II})$ ausdrücken. Die Anwendung der Kettenregel bei der Bestimmung der zeitlichen Ableitung von $\dot{\mathbf{z}}_{II}$ führt auf den Ausdruck

$$\dot{\mathbf{z}}_{II} = \underbrace{\frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \mathbf{y}_{II}}}_{J_y} \dot{\mathbf{y}}_{II} + \underbrace{\frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \mathbf{y}_I} \dot{\mathbf{y}}_I + \frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \bar{\mathbf{y}}_I} \dot{\bar{\mathbf{y}}}_I + \frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \bar{\mathbf{y}}_{II}} \dot{\bar{\mathbf{y}}}_{II}}_H. \quad (\text{D.5})$$

³Beispiele für Gelenktypen mit zugehörigen Freiheitsgraden sind: Einspannung (0 FHG), Drehgelenk (1 FHG), Schlitten (1 FHG), Kardangelenk (2 FHG) und freie Relativbewegung (6 FHG).

Der Jacobi-Matrix $\mathbf{J}_y = \frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \mathbf{y}_{II}}$ kommt bei der Reduktion von DAE auf ODE eine besondere Bedeutung zu, wie weiter unten sichtbar wird. Der Term \mathbf{H} wird „residuale Beschleunigung“ genannt. Wichtig ist, dass \mathbf{H} ausschließlich Größen beinhaltet, die nach Evaluierung der kinematischen ODE, also der Bestimmung von $\dot{\mathbf{y}}_I$ durch körperweise Auswertung von Gl. D.2, bekannt sind. Durch Einsetzen von Gl. D.5 in Gl. D.1 und Multiplikation mit \mathbf{J}_y^T von links resultiert die Gleichung

$$\mathbf{J}_y^T \mathbf{M} \mathbf{J}_y \dot{\mathbf{y}}_{II} = \mathbf{J}_y^T (\mathbf{h} - \mathbf{M} \mathbf{H}), \quad (D.6)$$

die als „dynamische ODE“ bezeichnet wird und die unteren Reihen des ODE-Systems bildet. Darin ist $\mathbf{J}_y^T \mathbf{M} \mathbf{J}_y$ die Massenmatrix des auf ODE-Form reduzierten MKS. Der Term der Zwangskräfte $\mathbf{G}^T \boldsymbol{\Lambda}$ taucht in Gl. D.6 nicht mehr auf. Die Zwangsbedingungen $\mathbf{g}(\mathbf{z}_{II}) \equiv \mathbf{0}$ sind durch die Nutzung der minimalen Zustände implizit erfüllt, d. h. kinematisch unzulässige Bewegungen sind mit den minimalen Zuständen nicht darstellbar. Aus diesem Grund ist auch die Ableitung von $\mathbf{g}(\mathbf{z}_{II})$ nach den minimalen Zuständen \mathbf{y}_{II} immer Null, was sich nutzen lässt:

$$\mathbf{0} = \frac{\partial \mathbf{g}(\mathbf{z}_{II})}{\partial \mathbf{y}_{II}} = \underbrace{\frac{\partial \mathbf{g}(\mathbf{z}_{II})}{\partial \mathbf{z}_{II}}}_{\mathbf{G}} \underbrace{\frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \mathbf{y}_{II}}}_{\mathbf{J}_y} \Leftrightarrow \mathbf{J}_y^T \mathbf{G}^T = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{J}_y^T \mathbf{G}^T \boldsymbol{\Lambda} = \mathbf{0} \quad (D.7)$$

Die wirkenden Zwangskräfte und -momente in den gesperrten Koordinatenrichtungen der Gelenke (gerade nicht die FHG) können durch Post-Processing berechnet werden, ebenso wie zahlreiche weitere Größen, z. B. die Bewegungen zuvor definierter Marker auf den Körpern sowie die Verläufe potentieller und kinetischer Energie von Körpern.

In jedem Zeitschritt werden kinematische und dynamische ODE nacheinander gelöst. Algorithmisch ist die größte Herausforderung dabei die Bestimmung der Jacobi-Matrizen $\mathbf{J}_y = \frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \mathbf{y}_{II}}$, $\frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \mathbf{y}_I}$, $\frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \dot{\mathbf{y}}_I}$ und $\frac{\partial \mathbf{z}_{II}}{\partial \ddot{\mathbf{y}}_I}$. Mögliche Vorgehensweisen sind die analytische Herleitung und Implementierung, automatische Differentiation sowie die Berechnung mithilfe finiter Differenzen.

D.3 MKS mit flexiblen Körpern

Zur dynamischen Simulation flexibler Körper existieren zahlreiche Modellierungsansätze wie etwa die direkte Finite Elemente Methode oder modal reduzierte Varianten derselben. Unabhängig vom konkreten Ansatz soll dieser Abschnitt auf abstrakter Ebene verdeutlichen, wie die Flexibilität von Körpern im MKS berücksichtigt werden kann.

Analog zu den allgemeinen ($\mathbf{z}_I, \mathbf{z}_{II}$) und minimalen ($\mathbf{y}_I, \mathbf{y}_{II}$) Zuständen starrer Körper werden für flexible Körper die allgemeinen Zustände \mathbf{r} sowie die minimalen Zustände \mathbf{q} eingeführt. Der flexible Körper i wird durch die Differentialgleichung

$$\mathbf{M}^i \dot{\mathbf{r}}^i = \mathbf{h}^i \quad (D.8)$$

beschrieben. Im Gegensatz zu den Zuständen der starren Körper werden die der flexiblen Körper nicht in Positions- und Geschwindigkeitsebene aufgeteilt, um Modellierungsansätzen Rechnung zu tragen, die diese Unterscheidung nicht erlauben. Gl. D.8 umfasst daher sowohl den kinematischen als auch den dynamischen Teil der Differentialgleichung. Um Gl. D.8 in den oben beschriebenen MKS-Formalismus einzubinden, werden die folgenden Modifikationen angewendet.

- Die allgemeinen Starrkörperzustände auf Geschwindigkeitsebene $\dot{\mathbf{z}}_{II}$ werden um die flexiblen Zustände \mathbf{r} ergänzt. Zusammengefasst sind dies die dynamischen Zustände $\mathbf{z}^T = (\mathbf{z}_{II}^T, \mathbf{r}^T)$. Gl. D.1 wird – mit entsprechenden Erweiterungen der Massenmatrix und der rechten Seite – für $\dot{\mathbf{z}}$ anstelle von $\dot{\mathbf{z}}_{II}$ aufgestellt.
- Für den flexiblen Körper i werden die allgemeinen Zustände als Funktion seiner minimalen Zustände, sowie der Kinematik des vorherigen Körpers und des Gelenks ausgedrückt: $\mathbf{r}^i = f(\mathbf{q}^i, \mathbf{z}_I^{i-1}, \mathbf{z}_{II}^{i-1}, \mathbf{x}_I^i, \mathbf{x}_{II}^i)$
- Gl. D.5 wird für $\dot{\mathbf{z}}$ anstelle von $\dot{\mathbf{z}}_{II}$ aufgestellt und um die Abhängigkeit von den minimalen flexiblen Zuständen \mathbf{q} erweitert:

$$\dot{\mathbf{z}} = \underbrace{\frac{\partial \mathbf{z}}{\partial \mathbf{y}_{II}} \dot{\mathbf{y}}_{II}}_{\mathbf{J}_y} + \underbrace{\frac{\partial \mathbf{z}}{\partial \mathbf{q}} \dot{\mathbf{q}}}_{\mathbf{J}_q} + \underbrace{\frac{\partial \mathbf{z}}{\partial \mathbf{y}_I} \dot{\mathbf{y}}_I + \frac{\partial \mathbf{z}}{\partial \bar{\mathbf{y}}_I} \dot{\bar{\mathbf{y}}}_I}_{\mathbf{H}} + \underbrace{\frac{\partial \mathbf{z}}{\partial \bar{\mathbf{y}}_{II}} \dot{\bar{\mathbf{y}}}_{II}}_{\mathbf{H}}$$
 (D.9)

- Die Ableitung der minimalen Zustände $\dot{\mathbf{y}}_{II}$ in Gl. D.6 wird um $\dot{\mathbf{q}}$ ergänzt. Entsprechend wird die Jacobi-Matrix \mathbf{J}_y durch die kombinierte Jacobi-Matrix $\mathbf{J} = (\mathbf{J}_y | \mathbf{J}_q)$ ersetzt. Damit lautet die dynamische ODE für MKS mit flexiblen Körpern:

$$\mathbf{J}^T \mathbf{M} \mathbf{J} \begin{pmatrix} \dot{\mathbf{y}}_{II} \\ \dot{\mathbf{q}} \end{pmatrix} = \mathbf{J}^T (\mathbf{h} - \mathbf{M} \mathbf{H})$$
 (D.10)

An der allgemeinen Lösungsstrategie ändert sich durch die Integration flexibler Körper nichts. Wie gezeigt wurde, können die MKS-Bewegungsgleichungen auch unter Einbezug flexibler Körper von DAE- in ODE-Form überführt werden.

D.4 Modalanalyse des MKS

Die Bestimmung des Eigenverhaltens der durch das MKS modellierten Struktur erfolgt in drei Schritten. Zunächst wird ein Gleichgewichtszustand für das System bestimmt. Dieser ist notwendige Voraussetzung für die anschließende Linearisierung der MKS-Bewegungsgleichungen. Schließlich wird das Eigenwertproblem der Systemmatrix des linearisierten MKS gelöst, wodurch die Eigenwerte und Eigenvektoren des Systems ermittelt werden.

1. *Gleichgewichtszustand*: In einem iterativen Lösungsprozess werden die Systemzustände – in der obigen Beschreibung y_I , y_{II} und q – solange modifiziert, bis die Systembeschleunigungen \dot{y}_{II} und \ddot{q} Null sind. Die Ableitungen \dot{y}_I von Gelenzkzuständen auf Positionsebene dürfen ausdrücklich ungleich Null sein, sodass quasi-statische Gleichgewichtszustände mit konstanten Geschwindigkeiten y_{II} erlaubt sind. Bestimmte Zustände können von der Modifikation ausgeschlossen und stattdessen vorgegeben werden, um die gewünschte, eindeutige Gleichgewichtslösung zu finden. Soll beispielsweise ein Hubschrauberrotor mit freier Nabendrehung in ein Gleichgewicht gebracht werden, so werden die Gelenzkzustände der Nabe auf $\Psi = 0^\circ$ (willkürlicher Azimut) und $\Omega = \Omega_{ref}$ (interessierende Rotorwinkelgeschwindigkeit) gesetzt. Ohne diese Vorgabe würde der Löser ansonsten das statische Gleichgewicht mit $\Omega = 0 \text{ rad/s}$ ermitteln. Im Beispiel des Hubschrauberrotors ergeben sich die Schlag- und Schwenkwinkel und/oder die flexiblen Zustände der Rotorblätter aus dem Gleichgewicht zwischen Gewichtskräften, Zentrifugalkräften und Kräften etwaiger Federelemente, wenn das System im Vakuum (ohne Luftlasten) betrachtet wird.
2. *Linearisierung*: Die vollständige Differentialgleichung des MKS setzt sich aus der kinematischen ODE (Gl. D.2 für alle Körper) und der dynamischen ODE (Gl. D.10) zusammen und gilt für die Gesamtheit der minimalen Systemzustände $\mathbf{x}^T = (y_I^T, y_{II}^T, q^T)$. Werden MKS-externe Beiträge zur rechten Seite der Differentialgleichung (wie die Luftlasten im Beispiel des Hubschrauberrotors) vernachlässigt, kann die Differentialgleichung in der Form $\dot{\mathbf{x}} = f(\mathbf{x})$ geschrieben werden. Die Linearisierung von f um den Gleichgewichtszustand \mathbf{x}_0 ergibt sich dann durch das Taylorpolynom erster Ordnung:

$$\dot{\mathbf{x}} = f(\mathbf{x}) \approx f(\mathbf{x}_0) + \underbrace{\left. \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}_0}}_{\mathbf{A}} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \quad (\text{D.11})$$

Die Ableitung von f nach \mathbf{x} ist die Systemmatrix \mathbf{A} des linearisierten MKS und kann beispielsweise mithilfe finiter Differenzen bestimmt werden. Das linearisierte System ist nur für infinitesimale Abweichungen der Systemzustände \mathbf{x} vom Gleichgewichtszustand \mathbf{x}_0 gültig. Nichtlineare Effekte wie die anhand von Abb. 2.6 auf S. 33 beschriebene radiale Kontraktion bei Schlagverformung eines Rotorblattes fließen daher nicht in die Modalanalyse ein. Aus diesem Grund geht die bekannte Verkopplung der Schlag- und Schwenkmoden des Rotorblattes durch Corioliskräfte nicht aus der Modalanalyse des Blattes hervor.

3. Das *Eigenwertproblem* der Systemmatrix

$$\mathbf{A}\mathbf{v}_j = \lambda_j \mathbf{v}_j \quad (\text{D.12})$$

hat j Lösungen (j entspricht der Dimension des Zustandsvektors \mathbf{x}) bestehend aus den Eigenwerten λ_j und den zugehörigen Eigenvektoren \mathbf{v}_j . Bei MKS existieren pro Freiheitsgrad des Systems im Regelfall zwei Zustände (Positions- und Geschwindigkeitsebene) und dementsprechend auch zwei Eigenwerte. Letztere treten als komplex konjugierte Paare auf, wobei jedes Paar genau eine Schwingungsform (auch Mode) des Systems repräsentiert. Jede Mode kann als Bewegung eines Schwingers zweiter Ordnung gemäß Kap. G

aufgefasst werden. Die Eigenfrequenz des gedämpften und ungedämpften Systems sowie der Dämpfungsgrad ergeben sich folgendermaßen aus dem Eigenwert:

$$\begin{aligned} \text{Gedämpfte Eigenfrequenz: } & \omega = |\operatorname{Im}(\lambda_j)| \\ \text{Ungedämpfte Eigenfrequenz: } & \omega_0 = \sqrt{\operatorname{Re}(\lambda_j)^2 + \operatorname{Im}(\lambda_j)^2} \\ \text{Dämpfungsgrad: } & D = \frac{-\operatorname{Re}(\lambda_j)}{\sqrt{\operatorname{Re}(\lambda_j)^2 + \operatorname{Im}(\lambda_j)^2}} \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

Die zu den Eigenwerten λ_j gehörenden Eigenvektoren v_j beschreiben die Schwingungsbewegung der Mode in Form der Zustände des ausgelenkten Systems; man spricht auch von der Modalform oder Eigenform der Mode.

Der Zweck der Modalanalyse ist die Bestimmung des Verhaltens der Struktur in Form von Eigenfrequenzen, Eigenformen und Dämpfungen. Dieses Eigenverhalten charakterisiert die Dynamik des Systems, wenn es „sich selbst überlassen wird“. Die Bewertung des Eigenverhaltens ermöglicht die Plausibilisierung und Verifizierung des Modells, bevor eine nichtlineare Zeit-simulation durchgeführt wird. Darüber hinaus bestimmt das Eigenverhalten wesentlich die Ausprägung der dynamischen Antwort des Systems auf äußere Anregungen. Ein Beispiel dafür sind starke Schwingungen im Resonanzbereich, also bei Anregung des Systems mit einer Frequenz, die in der Nähe einer Eigenfrequenz liegt.

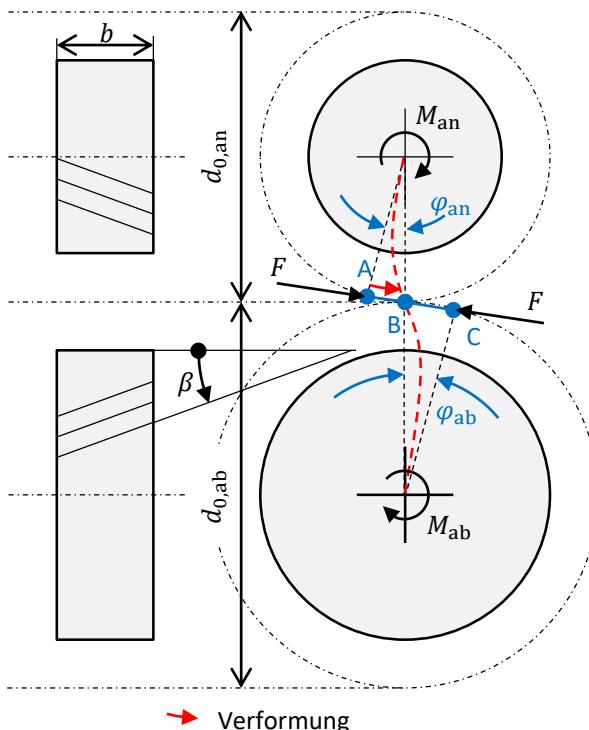
E Anhang zur Triebstrangmodellierung

E.1 Berechnung der Verzahnungssteifigkeiten

Die hier verwendete grobe Berechnungsmethode basiert auf DIN 3990 und stützt sich auf das Momentengleichgewicht der deformierten Verzahnungen. Die Steifigkeiten repräsentieren die Zähne sowie den Radkörper.

Für alle Stufen wird ein einheitlicher, konstanter Wert der spezifischen Verzahnungssteifigkeit c_γ (translatorische Federsteifigkeit pro Zahnbreite) angenommen. Nach [39, S. 176] liegt dieser im Bereich $c_\gamma = 10 \dots 20 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$. Aufgrund der Leichtbauweise der Verzahnungen (keine Vollscheibenräder) wird der untere Grenzwert $c_\gamma = 10 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$ gewählt.

Stirnradstufe



Im ersten Schritt werden die translatorischen Verzahnungssteifigkeiten c_i am Eingriffspunkt ($i = \text{an, ab}$) aus der Zahnbreite b und dem Schrägungswinkel β berechnet (vgl. Abb. E.1).

$$c_i = \frac{F}{x_i} = \frac{c_\gamma \cdot b}{\cos \beta} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} x_{\text{an}} = \overline{AB} \\ x_{\text{ab}} = \overline{BC} \end{cases} \quad (\text{E.1})$$

Das Einsetzen der Beziehungen

$$x_i = \varphi_i \cdot \frac{d_{0,i}}{2} \quad \text{und} \quad F = \frac{M_i}{d_{0,i}/2} \quad (\text{E.2})$$

(Teilkreisdurchmesser d_0) in den linken Teil von Gl. E.1 ergibt nach Umformung die Drehfederkonstanten k_i der Zahnräder:

Abbildung E.1: Stirnradstufe: Kräftegleichgewicht, Verformung der Verzahnung und Verdrehung der An- und Abtriebswelle

$$k_{\text{Rad},i} = \frac{M_i}{\varphi_i} = c_i \left(\frac{d_{0,i}}{2} \right)^2 \quad (\text{E.3})$$

Mit Bezug auf eine der beiden Wellen lässt sich auch die Gesamtdrehsteifigkeit der Zahnrädstufe angeben. Dies wird hier beispielhaft für die Antriebswelle gezeigt. Die Achse der Abtriebswelle wird dazu gedanklich in „Referenzposition“ gehalten und die translatorischen

Verformungen \overline{AB} und \overline{BC} einer Gesamtverdrehung φ_{ges} der Antriebswelle zugeschrieben. Die zugehörige Gesamtdrehsteifigkeit, bezogen auf die Verdrehung des Antriebs, beträgt

$$k^{\text{an}} = \frac{M_{\text{an}}}{\varphi_{\text{ges}}} = \frac{M_{\text{an}} \cdot \frac{d_{0,\text{an}}}{2}}{\overline{AB} + \overline{BC}} = \frac{M_{\text{an}} \cdot \frac{d_{0,\text{an}}}{2}}{\frac{F}{c_{\text{an}}} + \frac{F}{c_{\text{ab}}}} \quad (\text{E.4})$$

und mit $F = M_{\text{an}} / (d_{0,\text{an}}/2)$ ergibt sich eine Gesamtdrehsteifigkeit in Bezug auf die Verdrehung des Antriebs von

$$k^{\text{an}} = \frac{\left(\frac{d_{0,\text{an}}}{2}\right)^2}{\frac{1}{c_{\text{an}}} + \frac{1}{c_{\text{ab}}}}. \quad (\text{E.5})$$

Planetenstufe

Einen Sonderfall stellt die Planetenstufe dar, da Verformungen an zwei Eingriffen pro Planet und mehreren Planeten gleichzeitig auftreten. Hier wird davon ausgegangen, dass die Last gleichmäßig auf die Planeten verteilt ist. Abb. E.2 zeigt die deformierte Planetenstufe bei Betrieb mit feststehendem Hohlrad (H). Das Sonnenrad (S) treibt an, der Planetenträger (PT) ab. Mit der Anzahl n_P an Planeten (P) beträgt das Antriebsmoment

$$M_{\text{an}} = n_P \cdot F \cdot \frac{d_{0,S}}{2}. \quad (\text{E.6})$$

Zur Berechnung der auf den Antrieb bezogenen Gesamtdrehsteifigkeit k^{an} wird die Abtriebswelle festgehalten. Es gilt

$$k^{\text{an}} = \frac{M_{\text{an}}}{\varphi_{\text{ges}}} = \frac{n_P \cdot F \cdot \frac{d_{0,S}}{2}}{\varphi_{\text{ges}}}. \quad (\text{E.7})$$

Mit den Beziehungen

$$\overline{AB} = \frac{F}{c_S}, \quad \overline{BC} = \frac{F}{c_P}, \quad \overline{DB'} = \frac{F}{c_H} \quad (\text{E.8})$$

ergibt sich der Gesamtverdrehwinkel φ_{ges} zu

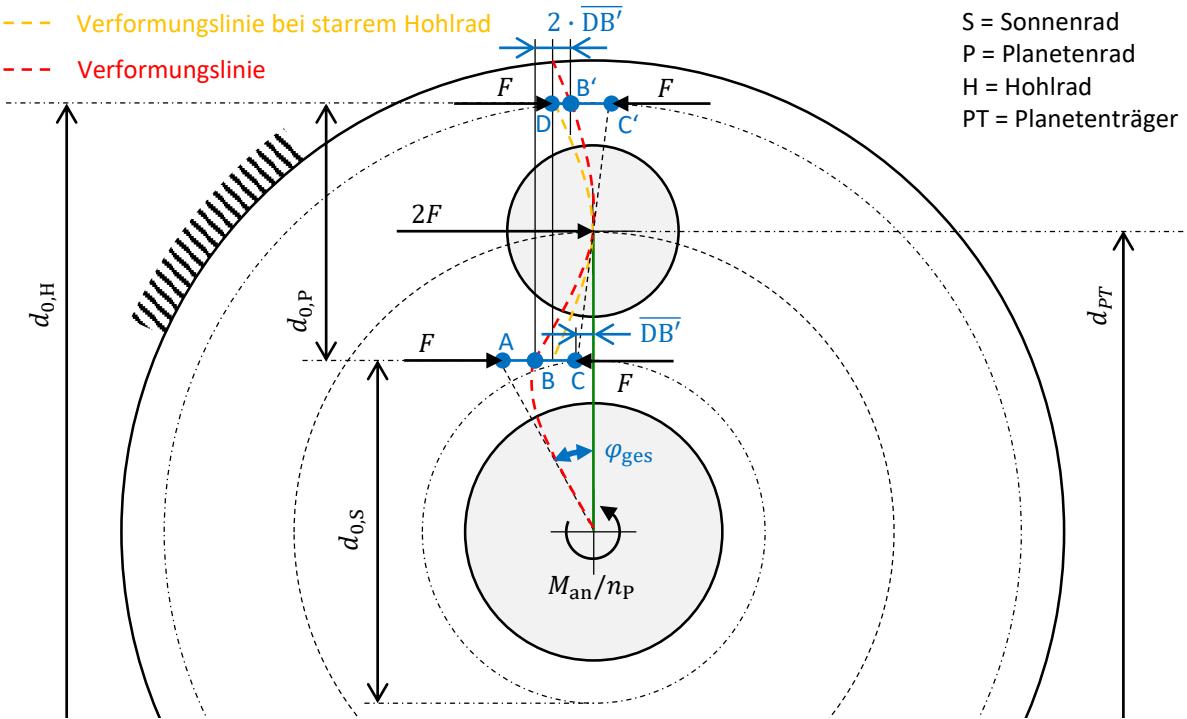


Abbildung E.2: Planetenstufe: Kräftegleichgewicht, Verformung der Verzahnung und Verdrehung der Antriebswelle

$$\varphi_{ges} = \frac{1}{d_{0,S}/2} (\overline{AB} + \overline{BC} + \overline{DB'}) = \frac{F}{d_{0,S}/2} \left(\frac{1}{c_S} + \frac{1}{c_P} + \frac{1}{c_H} \right). \quad (E.9)$$

Die translatorischen Federkonstanten der einzelnen Zahnräder c_i werden analog zur Stirnradstufe (Gl. E.1) berechnet. Die auf die Antriebswelle bezogene Drehsteifigkeit der Verzahnung beträgt

$$k^{an} = \frac{\left(\frac{d_{0,S}}{2}\right)^2 \cdot n_P}{\frac{1}{c_S} + \frac{1}{c_P} + \frac{1}{c_H}}. \quad (E.10)$$

E.2 Parameter des Bo105-Triebstrangs

Die Parameter der Torsionsschwingerkette, die den Bo105-Triebstrang abbildet (siehe Abb. 2.3 auf S. 27), wurden nach den Methoden in Kap. 2.1.1 und Anhang E.1 bestimmt. Tab. E.1 beinhaltet die Drehsteifigkeiten und Relativdämpfungen der Wellen. Die Steifigkeits- und Dämpfungswerte der Hauptgetriebebestufen sind in Tab. E.2 aufgeführt. Die Massenträgheitsmomente der Komponenten einschließlich des Drehzahlverhältnisses Ω_m/Ω zwischen der Komponente

und dem Hauptrotor können Tab. E.3 entnommen werden. Die Steifigkeiten in Tab. E.1 und Tab. E.2 sowie die Trägheiten in Tab. E.3 sind *nicht* auf die Hauptrotordrehzahl reduziert, sondern beziehen sich auf die Verdrehung bzw. Drehzahl des jeweiligen Elements.

Tabelle E.1: Gesamtdrehsteifigkeiten und Relativdämpfungen der Wellen im Bo105-Triebstrang

Welle	Bezeichnung in Abb. 2.3	Steifigkeit k (Nm/rad)	Relativdämpfung d_{rel} (Nm/(rad/s))
Mast	(1)	$520 \cdot 10^3$	32,9
Oberer Kern	(3)	$288 \cdot 10^3$	18,2
Unterer Kern	(4)	$5940 \cdot 10^3$	376,2
Zwischenwelle	(6)	$950 \cdot 10^3$	60,2
Antriebswelle	(8)	$424 \cdot 10^3$	26,9
HeR-Ausgang	(10)	$230 \cdot 10^3$	86,8
HeR-Welle inkl. IGB, TGB *	(11)	692	0,2611

* bezieht sich auf die Verdrehung des Heckrotors

Tabelle E.2: Gesamtdrehsteifigkeiten und Relativdämpfungen der Bo105-Hauptgetriebestufen, bezogen auf die Verdrehung des jeweiligen Antriebs

Stufe	Bezeichnung in Abb. 2.3	Steifigkeit k^{an} (Nm/rad)	Relativdämpfung $d_{\text{rel}}^{\text{an}}$ (Nm/(rad/s))
Planetenstufe	(2)	$1407 \cdot 10^3$	712,9
Sammelstufe	(5)	$361 \cdot 10^3$	182,9
Antriebsstufe	(7)	$200 \cdot 10^3$	101,3
Heckrotorantrieb	(9)	$413 \cdot 10^3$	623,4

E.3 Adaption der Parameter reduzierter Triebstrangmodelle

Wenn lediglich ausgewählte Rotor-Triebstrang-Moden in der Simulation zu berücksichtigen sind, ist die Anwendung reduzierter Triebstrangmodelle möglich. Als reduzierte Modelle werden in dieser Arbeit das kondensierte Modell $[J_{\text{DT}}, k_{\text{DT}}]$ sowie das minimale Modell $[k_{\text{DT}}^*]$ eingesetzt, siehe Abb. 4.27 auf S. 99. Wie in Kap. 2.3.4 gezeigt wurde, ist die Parametrierung der Modelle durch simple Akkumulation der im Triebstrang vorhandenen Trägheiten bzw. Steifigkeiten kein zuverlässiges Verfahren. Stattdessen müssen die Parameter derart adaptiert werden, dass die Eigenfrequenzen der abzubildenden Rotor-Triebstrang-Moden mit denen des Systems mit vollständigem Triebstrangmodell übereinstimmen. Mit zwei Parametern $[J_{\text{DT}}, k_{\text{DT}}]$ können dabei zwei Soll-Eigenfrequenzen getroffen werden, wobei die Wahl hier auf $\nu_{\text{RD}_{L1}}$ und $\nu_{\text{RD}_{L2}}$ fällt. Mit einem Parameter $[k_{\text{DT}}^*]$ lässt sich nur eine Mode korrekt abbilden. Sinnvoll

Tabelle E.3: Trägheiten des Bo105-Triebstrangmodells, Bezeichnungen gemäß Abb. 2.3

Benennung der Komponente m	Drehzahlverhältnis $\Omega_m/\Omega (-)$	Trägheit $J_m (\text{kgm}^2)$
Flansch	1,00	0,0359
Planetenträger	1,00	0,1242
Sonnenrad	3,96	0,0022
Mitte	3,96	0,0047
Sammelrad	3,96	0,0241
Antriebsritzel links + Hydraulikpumpen*	9,25	0,0118
Antriebsritzel rechts + Gebläse* (c)	9,25	0,1227
Kegelrad links	9,25	0,0042
Kegelrad rechts + Ölpumpe*	9,25	0,0043
Kegelritzel (2x)	14,15	0,0012
TW Niederdruckrotor (d) inkl. Freilauf (2x)	14,15	0,4131
Ritzel (zum HeR-Ausgang)	5,78	0,0005
Bremsscheibe	5,78	0,0151
Heckrotor (e)	5,23	0,9400

* Hydraulikpumpen, Gebläse und Ölpumpe sind teilweise über weitere Getriebe mit dem Antriebsritzel bzw. Kegelrad verbunden. Die hier angegebenen Trägheiten dieser drei Komponenten sind jedoch bereits auf die Drehzahl $\Omega_m = 9,25 \Omega$ reduziert.

ist die Wahl von RD_{L2} , welche den Triebstrangeinfluss auf Rotorlasten im stationären Flug bestimmt.

Die verwendeten Rotorblattmodelle entsprechen der Dokumentation in Kap. 2.2.2, mit einer Ausnahme: Im Torsionsgelenk wurde bei der Parameteradaption der reduzierten Triebstrangmodelle noch keine Dämpfung aufgeprägt, daher gilt $d_T = 0 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$. Auf die resultierenden Eigenfrequenzen der Rotor-Triebstrang-Moden hat dies einen vernachlässigbaren Einfluss; die verursachten relativen Abweichungen der Eigenfrequenzen sind kleiner als 0,03 %. Die adaptierten, reduzierten Modelle sind daher auch für $d_T \neq 0 \text{ Nm}/(\text{rad/s})$ anwendbar.

E.3.1 Kondensiertes Triebstrangmodell $[J_{DT}, k_{DT}]$

Es ist das Gleichungssystem

$$\begin{aligned}\nu_{RD_{L1}}^{\text{ist}}(J_{DT}, k_{DT}) - \nu_{RD_{L1}}^{\text{soll}} &= 0 \\ \nu_{RD_{L2}}^{\text{ist}}(J_{DT}, k_{DT}) - \nu_{RD_{L2}}^{\text{soll}} &= 0\end{aligned}\tag{E.11}$$

zu lösen, wobei die Soll-Eigenfrequenzen aus dem vollständigen Triebstrangmodell bekannt sind. Die Auswertung von $\nu_{RD_{Li}}^{\text{ist}}(J_{DT}, k_{DT})$ erfolgt durch Modalanalyse in SIMPACK. Die Extraktion der Eigenfrequenzen ist nicht ohne Weiteres automatisierbar, weil sich z. B. in der Liste aufsteigender Eigenfrequenzen die Reihenfolge von RD_{L2} und RD_{T1} ändern kann.

Aus diesem Grund wird ein iteratives Handverfahren angewendet. Als Startwerte $[J_{DT,0}, k_{DT,0}]$ werden die akkumulierten Parameter $[J_{DT}^{akk}, k_{DT}^{akk}]$ (multipliziert mit $n_b = 4$, da dieses Modell an den 4-Blatt-Rotor gekoppelt wird) aus Kap. 2.3.1 und Kap. 2.3.2 gesetzt. Mit $J_{DT,0} = 205 \text{ kgm}^2$ und $k_{DT,0} = 446400 \text{ Nm/rad}$ beginnt die Iteration nach der Vorschrift:

$$\begin{aligned} J_{DT,1} &= \left(\frac{\nu_{RD_{L1}}^{ist}}{\nu_{RD_{L1}}^{soll}} \right)^2 \cdot J_{DT,0} \\ k_{DT,1} &= \left(\frac{\nu_{RD_{L2}}^{soll}}{\nu_{RD_{L2}}^{ist}} \right)^4 \cdot k_{DT,0} \end{aligned} \quad (E.12)$$

Die Simultane Variation von J_{DT} und k_{DT} ist unproblematisch, da $\nu_{RD_{L1}}$ stärker durch J_{DT} , $\nu_{RD_{L2}}$ hingegen fast ausschließlich durch k_{DT} beeinflusst wird (vgl. Abb. 2.16 auf S. 44). Die Exponenten sind pragmatisch für schnelle Konvergenz gewählt. Die Iteration wird nach dem 6. Schritt mit relativen Fehlern zwischen Ist- und Soll-Eigenfrequenzen unter 0,03 % abgebrochen. Die Endwerte mit Index „ad“ (für „adaptiert“ in Abgrenzung zu „akkumuliert“) lauten:

$$\begin{aligned} J_{DT}^{ad} &= J_{DT,6} = 165,55 \text{ kgm}^2 \\ k_{DT}^{ad} &= k_{DT,6} = 446673 \text{ Nm/rad} \end{aligned} \quad (E.13)$$

E.3.2 Minimales Triebstrangmodell $[k_{DT}^*]$

Analog zu Anhang E.3.1 wird bei der Bestimmung der Steifigkeit k_{DT}^* des minimalen Triebstrangmodells verfahren, wobei lediglich

$$\nu_{RD_{L2}}^{ist}(k_{DT}^*) - \nu_{RD_{L2}}^{soll} = 0 \quad (E.14)$$

zu lösen ist. Ausgehend von $k_{DT,0}^* = 446400 \text{ Nm/rad}$ resultiert nach 7 Iterationen gemäß

$$k_{DT,1}^* = \left(\frac{\nu_{RD_{L2}}^{soll}}{\nu_{RD_{L2}}^{ist}} \right)^6 \cdot k_{DT,0} \quad (E.15)$$

eine adaptierte Steifigkeit von

$$k_{DT}^* = k_{DT,7}^* = 499841 \text{ Nm/rad.} \quad (E.16)$$

Die resultierende Eigenfrequenz $\nu_{RD_{L2}}$ weicht auch hier um weniger als 0,03 % von der des vollständigen Rotor-Triebstrang-Modells ab.

F Weitere Modellparameter

F.1 Parameter der Drehzahlregler

Die Rotordrehzahl wird in dieser Arbeit entweder gemäß Kap. 3.2 (ab S. 66) durch die Triebwerkmodelle mitsamt Reglern oder durch die vereinfachte Drehzahlregelung nach Kap. 4.3.1 (S. 97) nachgeführt. Das nichtlineare Bereichsmodell des Triebwerks weist veränderliche Parameter auf; die Parameter der zugrunde liegenden linearen Arbeitspunktmodelle sind [72, S. 24] zu entnehmen. Die konstanten Parameter der Triebwerkregler sind in Tab. F.1 aufgeführt. Die Verstärkungen der vereinfachten Drehzahlregelung sind in Tab. F.2 angegeben.

Tabelle F.1: Parameter des Triebwerkreglers in Abb. 3.6 auf S. 68

Proportionalverstärkung	Integralverstärkung	Zeitkonstante
$K_P = 167,37 \text{ g/s}$	$K_I = 23,62 \text{ g/s}^2$	$\tau_{Br} = 1,072 \text{ s}$

Tabelle F.2: Parameter der vereinfachten Drehzahlregelung in Abb. 4.26 auf S. 98

Proportionalverstärkung	Integralverstärkung
$K_P = 5 \frac{\text{Nm}}{\text{rad/s}}$	$K_I = 5 \frac{\text{Nm}}{(\text{rad/s}) \cdot \text{s}}$

F.2 Strukturparameter des Bo105-Rotorblattmodells

Dieser Abschnitt beinhaltet die strukturellen Parameter des in Kap. 2.2.2 (ab S. 35) beschriebenen Bo105-Rotorblattmodells. Die Punktmassen sind in Tab. F.3 und die Parameter des Balkenmodells in Tab. F.4 aufgeführt.

Tabelle F.3: Punktmassen m mit jeweiliger Radialstelle r und Vorlage x_m gegenüber der Referenzachse, welche im profilierten Blattbereich der $c/4$ -Linie entspricht. Blattskizze siehe Abb. 2.7 auf S. 36

Nr.	m (kg)	r (m)	x_m (mm)
1	1,962	0,085	0,00
2	0,648	0,230	0,00
3	3,300	0,808	15,48
4	1,000	2,400	0,00
5	0,360	4,830	0,00

Tabelle F.4: Balkenmodellparameter des Bo105-Rotorblattes an 74 Stützstellen: Radius r , Vorverwindung θ , längenbezogene Masse m' , längenbezogene Massenträgheitsmomente J'_ζ bzw. J'_β in Schwenk- bzw. Schlagrichtung, Ablage der Schwerpunktsachse x_m , Biegesteifigkeiten EI_ζ bzw. EI_β in Schwenk- bzw. Schlagrichtung, Torsionssteifigkeit GI_T , Ablage der elastischen Achse x_{elast} . Positive Achsablagen bedeuten eine Vorlage (Richtung Nase) gegenüber der Referenzachse, welche im profilierten Blattbereich der $c/4$ -Linie entspricht. Blatts Skizze siehe Abb. 2.7 auf S. 36

Stelle	r (m)	θ (°)	m' (kg/m)	J'_ζ (10^{-3} kgm)	J'_β (10^{-3} kgm)	x_m (mm)	EI_ζ (Nm 2)	EI_β (Nm 2)	GI_T (Nm 2)	x_{elast} (mm)
1	0,00	-3,84	22,00	22,60	0,45	0,00	490500	490500	13500	0,00
2	0,08	-3,84	22,00	22,60	0,45	0,00	490500	490500	13020	0,00
3	0,09	-3,84	41,08	22,60	0,45	0,00	621800	621800	13480	0,00
4	0,10	-3,84	42,63	22,60	0,45	0,00	655300	655300	13030	0,00
5	0,11	-3,84	17,79	22,60	0,45	0,00	528900	528900	12990	0,00
6	0,13	-3,84	19,78	22,60	0,45	0,00	571800	571800	12430	0,00
7	0,13	-3,84	20,94	22,60	0,45	0,00	555400	555400	12390	0,00
8	0,15	-3,84	22,92	22,60	0,45	0,00	598200	598200	11820	0,00
9	0,16	-3,84	25,80	22,60	0,45	0,00	572200	572200	11770	0,00
10	0,18	-3,84	32,87	22,60	0,45	0,00	623800	623800	11060	0,00
11	0,18	-3,84	49,97	22,60	0,45	0,00	1090000	1090000	11000	0,00
12	0,20	-3,84	57,03	22,60	0,45	0,00	1160000	1160000	10300	0,00
13	0,21	-3,84	62,63	22,60	0,45	0,00	1652000	1652000	10240	0,00
14	0,23	-3,84	69,70	22,60	0,45	0,00	1398000	1398000	9530	0,00
15	0,23	-3,84	35,12	22,87	0,53	0,00	368000	367600	9518	0,00
16	0,25	-3,84	37,28	27,88	2,00	0,00	331800	323100	9848	0,00
17	0,25	-3,84	37,40	28,15	2,08	0,00	329846	320695	9866	0,00
18	0,25	-3,84	37,51	28,42	2,16	-15,48	327900	318300	9884	15,48
19	0,37	-3,84	52,00	62,00	12,00	-15,48	97500	20000	12100	15,48
20	0,43	-3,84	52,00	62,00	12,00	-15,48	97500	19208	10054	15,48
21	0,47	-3,84	52,00	62,00	12,00	-15,48	97500	18800	9000	15,48
22	0,47	-3,84	4,50	6,70	0,65	-13,87	97500	12200	10500	15,48
23	0,58	-3,84	6,50	6,66	0,74	-12,74	97500	10660	10500	15,48
24	0,63	-3,84	7,30	6,56	0,96	-12,30	97500	10000	10500	15,48
25	0,65	-3,84	7,04	6,60	0,87	-11,66	97500	9691	10500	15,48
26	0,72	-3,84	6,24	6,51	0,92	-9,75	97500	8750	10120	15,48
27	0,79	-3,84	5,44	6,24	0,71	-7,84	97500	7810	8973	15,48
28	0,81	-3,84	5,25	6,18	0,67	-7,40	97500	7595	8710	15,48
29	0,83	-3,84	5,00	6,10	0,60	-6,76	97500	7300	8349	15,48
30	0,86	-3,84	5,05	6,19	0,67	-6,27	97500	7252	7824	15,48
31	0,96	-3,84	5,22	7,75	0,59	-4,61	115600	7102	6965	15,48
32	1,08	-3,84	5,42	11,52	0,55	-2,65	151600	6927	6428	15,48
33	1,12	-3,77	5,49	12,91	0,54	-1,96	164800	6862	6231	15,48
34	1,15	-3,72	5,54	22,26	0,45	-1,52	173100	6821	4898	15,48
35	1,15	-3,72	5,54	22,56	0,45	-1,47	173400	6820	4856	25,48
36	1,18	-3,67	5,54	21,16	0,46	-1,47	173400	6820	5056	25,48
37	1,24	-3,58	5,54	22,60	0,45	-1,47	173400	6820	4850	25,48
38	1,30	-3,48	5,54	22,60	0,45	-1,47	173400	6820	4850	25,48
... θ linear interpoliert / Rest konstant auf Stützstellen im Abstand von $\Delta r = 0,1$ m										
72	4,70	2,07	5,54	22,60	0,45	-1,47	173400	6820	4850	25,48
73	4,83	2,29	5,54	22,60	0,45	-1,32	173400	6820	4850	25,33
74	4,90	2,40	5,54	22,60	0,45	-1,32	173400	6820	4850	25,33

G Schwingendes System 2. Ordnung

Das Masse-Feder-Dämpfer-System (Abb. G.1) wird häufig zur einfachen Modellbildung schwingungsfähiger Systeme verwendet. In systemtheoretischer Hinsicht zeigt es ein PT_2 -Verhalten, das durch die Beziehungen in Tab. G.1 charakterisiert werden kann.

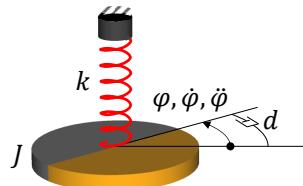


Abbildung G.1: Lineares Masse-Feder-Dämpfer-System

Tabelle G.1: Beziehungen des Systems 2. Ordnung

Homogene Bewegungsgleichung	$J \cdot \ddot{\varphi} + d \cdot \dot{\varphi} + k \cdot \varphi = 0$
Zustandsraumdarstellung mit $x_1 = \varphi$, $x_2 = \dot{\varphi}$	$\begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -\frac{k}{J} & -\frac{d}{J} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix}$
Eigenkreisfrequenz des ungedämpften Systems	$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{J}}$
Dämpfungsgrad	$D = \frac{d}{2 \cdot J \cdot \omega_0}$
Abklingkonstante	$\delta = \omega_0 \cdot D$
Eigenkreisfrequenz des gedämpften Systems	$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$
Eigenfrequenz des gedämpften Systems (in Hz)	$f_\omega = \frac{\omega}{2 \cdot \pi}$
Periodendauer der gedämpften Schwingung	$T = \frac{1}{f_\omega}$
Eigenwerte	$\lambda_{1,2} = -\omega_0 \left(D \pm \sqrt{D^2 - 1} \right)$
logarithmisches Dekrement	$\Lambda = \ln \frac{\varphi_n}{\varphi_{n+1}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \delta}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} = \delta \cdot T$
Zusammenhang zwischen D und Λ	$D = \frac{\Lambda}{\sqrt{(2\pi)^2 + \Lambda^2}}$

Neben der Eigendynamik des PT_2 -Systems (Tab. G.1) ist sein dynamisches Antwortverhalten von Interesse. Ein statisches angreifendes Moment M verursacht die statische Auslenkung $\varphi_{\text{stat}} = M/k$. Ein periodisch zeitvariantes Moment $M = \hat{M} \cdot \sin(\omega_M \cdot t)$ bewirkt eine periodisch zeitvariante Antwort $\varphi = \hat{\varphi} \cdot \sin(\omega_M \cdot t + \phi)$ bei gleicher Frequenz (Anregungsfrequenz ω_M). Der Amplitudengang $\hat{\varphi}/\varphi_{\text{stat}}$ ist in Abb. G.2 gezeigt. Die Resonanzüberhöhung (Spitze bei $\omega_M/\omega_0 = 1$) hängt maßgeblich vom Dämpfungsgrad D des Systems ab. Auf die Phasenverschiebung ϕ der Antwort wird hier nicht näher eingegangen.

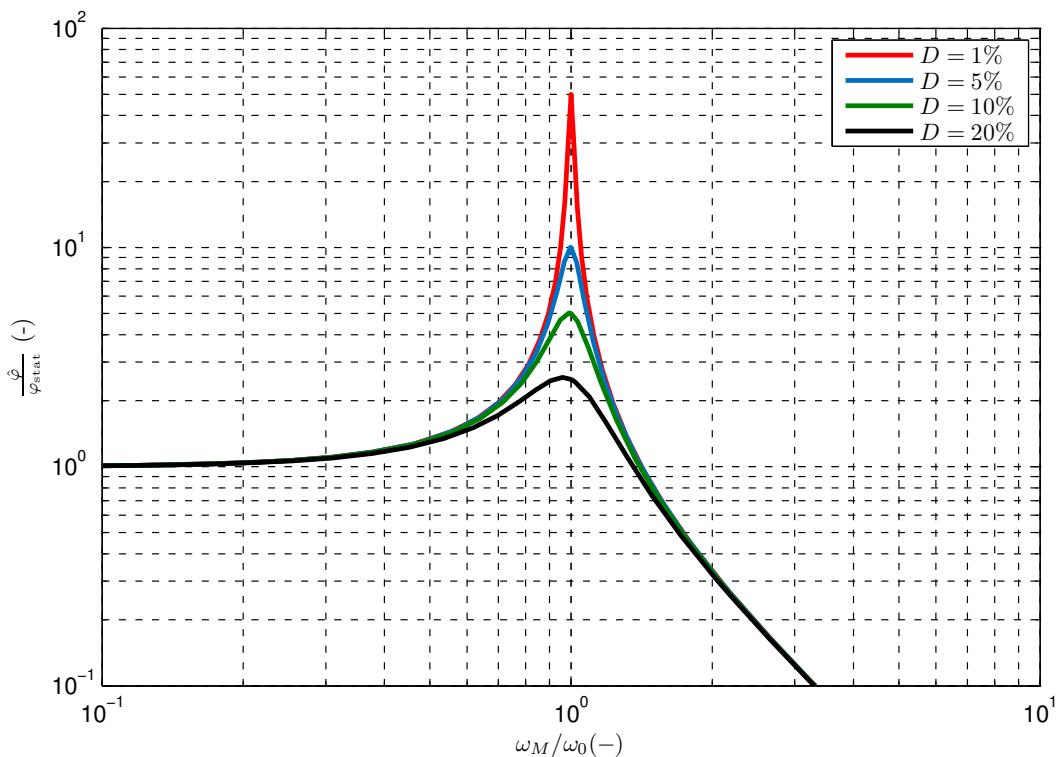


Abbildung G.2: Amplitudengang des PT_2 -Systems mit verschiedenen Dämpfungsgraden D

H Weitere Rotor-Triebstrang-Moden

In Kap. 2.3.4 wurden die Rotor-Triebstrang-Moden RD_{L1} , RD_{L2} und RD_{L3} der Bo105-Referenzkonfiguration beschrieben. Weitere Rotor-Triebstrang-Moden, deren Eigenformen für die vorliegende Arbeit von untergeordneter Bedeutung sind, werden nachfolgend gezeigt. Die Koppelmode RD_{T1} zwischen Triebstrang und kollektiver Torsionsbewegung ist in Abb. H.1 dargestellt. Abb. H.2 zeigt die Schwingung des Heckrotors gegen den Hauptrotor (RD_{HeR}). Die Schwingung der Triebwerk-Niederdruckrotoren gegeneinander (RD_{TW}) wird in Abb. H.3 illustriert.

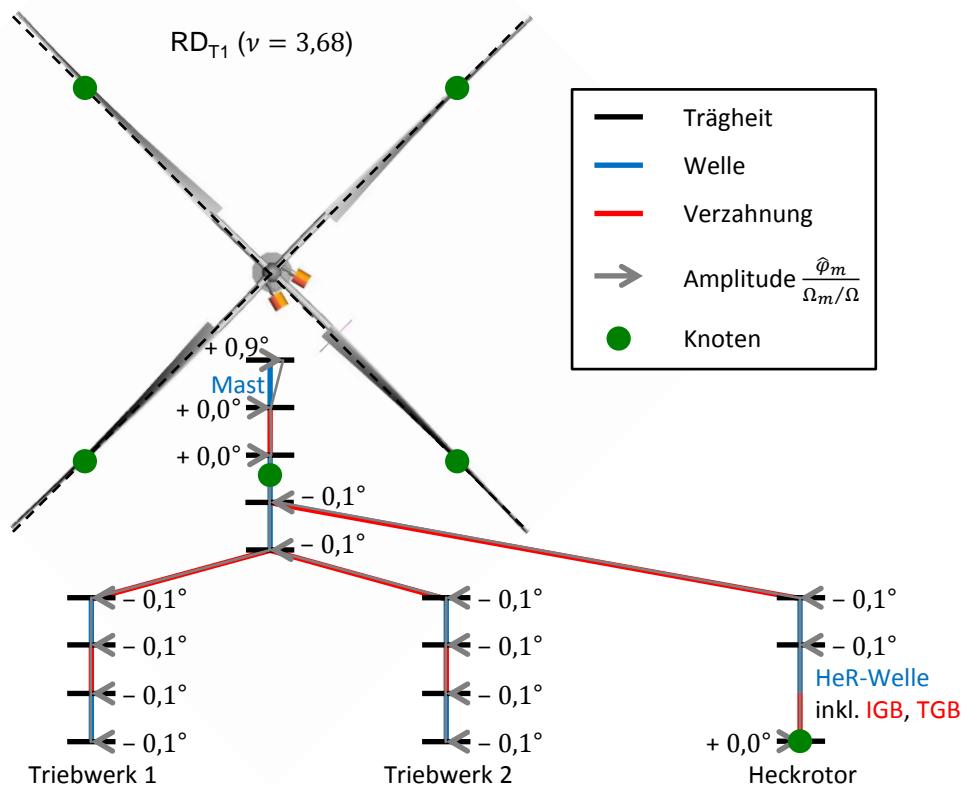


Abbildung H.1: Eigenform der RD_{T1} -Mode

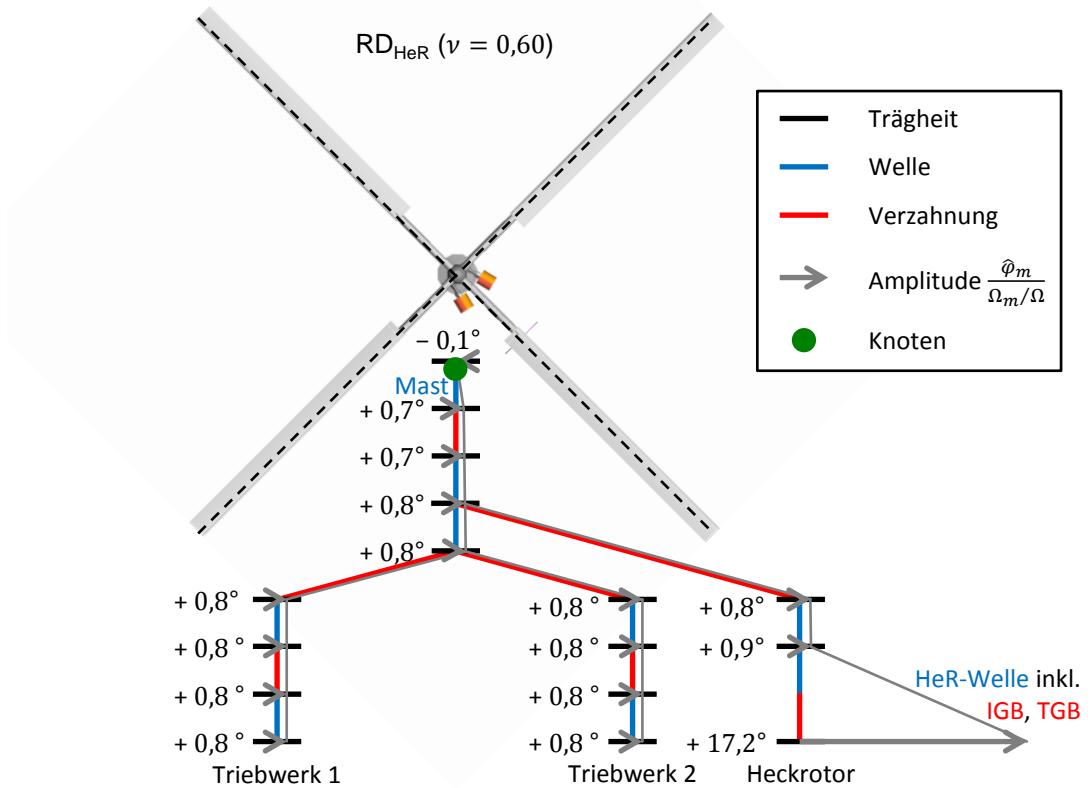


Abbildung H.2: Eigenform der RD_{HeR} -Mode

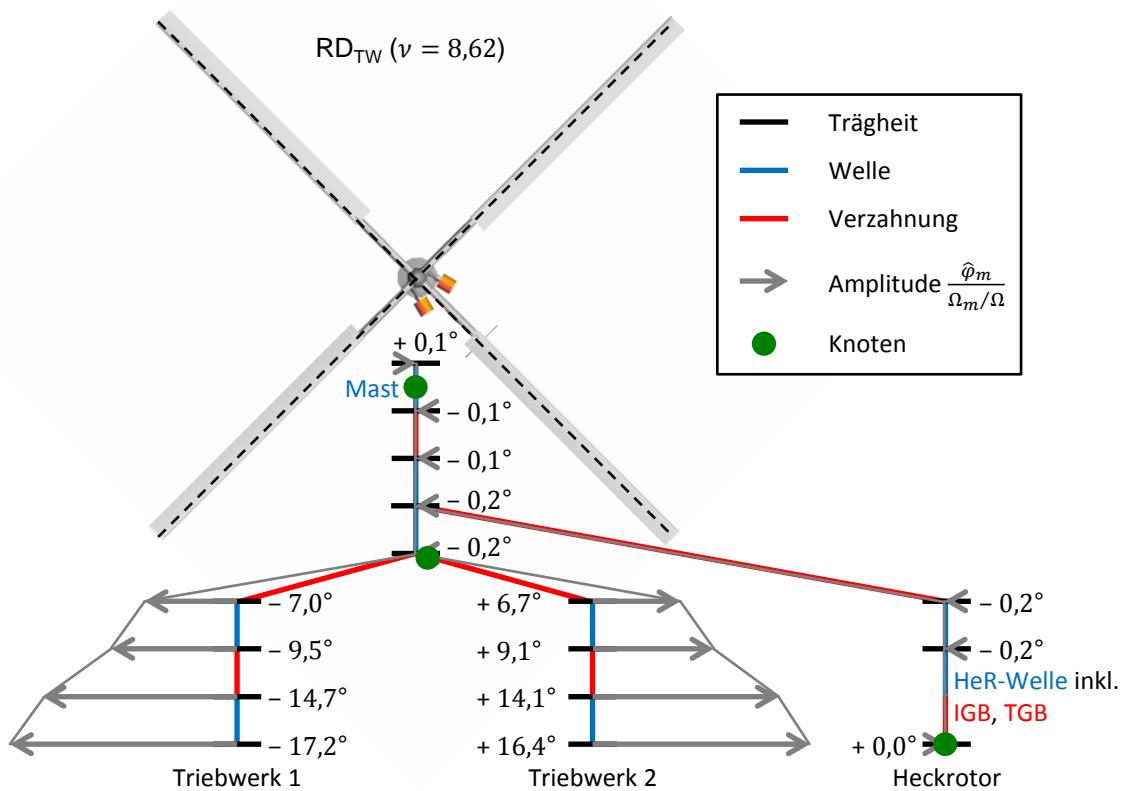


Abbildung H.3: Eigenform der RD_{TW} -Mode

I Anhang zum freien Wirbelmodell

Hier wird genauer auf zwei Implementierungsdetails des Induktionsgesetzes eingegangen. Dies ist zum einen die Ersetzung der diskreten Zirkulation auf dem Wirbelgitter durch bilineare Wirbelstärkeverteilungen auf den durch das Gitter aufgespannten Flächen. Zum anderen wird der Kernradius des Wirbels berücksichtigt, der eine Singularität im Induktionsgesetz bei $r = 0$ m vermeidet und in reibungsbehafteter Strömung zudem physikalisch begründet ist.

I.1 Induktion durch bilineare Wirbelstärkeverteilung

Die im folgenden entwickelte Formel zur Berechnung der induzierten Geschwindigkeiten wird lediglich im Nahbereich, also bei kleinem Abstand $|\vec{s}|$ zwischen induzierendem Wirbel und Induktionsstelle angewendet. Die Induktion im Mittel- und Fernbereich basiert auf Auswertungen in den Zellenmittelpunkten, auf die hier nicht genauer eingegangen wird.

Das Biot-Savart'sche Induktionsgesetz in infinitesimaler Formulierung lautet

$$d\vec{V}_{\text{ind}} = \frac{\Gamma}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{l} \times \vec{s}}{|\vec{s}|^3}. \quad (\text{I.1})$$

Der Zusammenhang zwischen Zirkulation Γ und Wirbelstärke $\vec{\omega}$ lautet unter Nutzung der Definition $\vec{\omega} \equiv \vec{\nabla} \times \vec{V}$ und des Satzes von Stokes

$$\Gamma = \oint_{\partial A} \vec{V} \cdot d\vec{q} = \iint_A \vec{\nabla} \times \vec{V} \cdot d\vec{A} = \iint_A \vec{\omega} \cdot d\vec{A}, \quad (\text{I.2})$$

wobei ∂A den Rand der Fläche A bezeichnet und $d\vec{q}$ hier die Laufkoordinate entlang dieses Randes ist, siehe Abb. I.1.

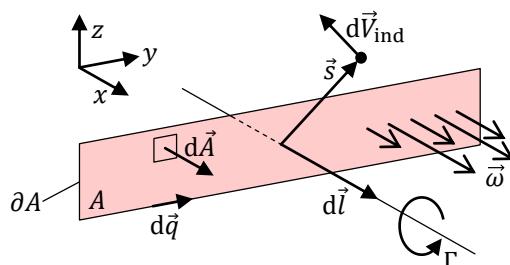


Abbildung I.1: Analogie der Induktion durch Zirkulation Γ oder Wirbelstärkeverteilung $\vec{\omega}$

Aus dem Skalarprodukt von gerichtetem Flächen- und Längendekrement ergibt sich formal das ungerichtete Volumendekrement $d\vec{A} \cdot d\vec{l} = dx dy dz$.

Die integrale Form des Induktionsgesetzes lautet damit

$$\vec{V}_{\text{ind}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \iiint \frac{\vec{\omega} \, d\vec{A} \cdot d\vec{l} \times \vec{s}}{|\vec{s}|^3} = \frac{1}{4\pi} \cdot \iiint \frac{\vec{\omega} \times \vec{s}}{|\vec{s}|^3} \, dx \, dy \, dz. \quad (\text{I.3})$$

Gl. I.3 gilt für eine kontinuierliche Verteilung der Wirbelstärke im dreidimensionalen Raum. Wird nun angenommen, dass sich die Wirbelstärke auf die durch das Wirbelgitter aufgespannte Ebene konzentriert, genügt eine Integration über diese Ebene. Dafür ist streng genommen die Definition und Einheit von $\vec{\omega}$ zu ändern, was formal durch Festlegung der Einheitslänge $\int_z dz = 1 \text{ m}$ umgangen werden kann. Da sich die Gitterebene aus den Zellen zusammensetzt, ist die induzierte Geschwindigkeit die Summe aller Zellenintegrale:

$$\vec{V}_{\text{ind}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{i=1}^{\text{Anzahl Zellen}} \iint_{\text{Zelle } i} \frac{\vec{\omega} \times \vec{s}}{|\vec{s}|^3} \, dx \, dy \cdot 1 \text{ m} \quad (\text{I.4})$$

Hierin ist die Zirkulation sowohl der Längswirbel (x -Richtung) als auch der Querwirbel (y -Richtung) enthalten, obwohl Abb. I.1 nur die x -Richtung zeigt.

Die formale Festlegung $\int_z dz = 1 \text{ m}$ wird umgekehrt auch bei der Bestimmung der Wirbelstärkeverteilungen $\vec{\omega}(x, y)$ aus der am Blatt gebundenen Zirkulation berücksichtigt. Werte für $\vec{\omega}(x, y)$ werden nur auf den Knoten des Gitters gespeichert. Die Verteilungen $\vec{\omega}(x, y)$ in den Zellen des Wirbelgitters ergeben sich durch jeweils lineare Interpolation in x - und y -Richtung.

I.2 Induzierte Geschwindigkeit unter Berücksichtigung des Wirbelkernradius

Die Erläuterung des Wirbelkerns erfolgt hier am Beispiel einer ebenen Strömung. Das zugehörige Induktionsgesetz geht aus Gl. I.1 hervor, angewendet auf einen zur Ebene senkrechten, unendlich langen Wirbelfaden. Es gilt (ohne Beweis)

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\vec{l} \times \vec{s}}{|\vec{s}|^3} = \frac{2}{r}, \quad (\text{I.5})$$

wobei r der Abstand des betrachteten Punktes vom Wirbelfaden in der Ebene ist. Daraus folgt der radiale Geschwindigkeitsverlauf des ebenen Potentialwirbels

$$V_{\text{ind}}(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r}. \quad (\text{I.6})$$

Dieser ergibt $V_{\text{ind}}(r = 0 \text{ m}) = \infty$, wohingegen in der Realität aufgrund von Reibung $V_{\text{ind}}(r = 0 \text{ m}) = 0 \text{ m/s}$ gilt. Dies lässt sich mithilfe eines Wirbelkerns mit Radius r_c modellieren, der einen linearen Geschwindigkeitsverlauf

$$V_{\text{ind}}(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r_c} \cdot \frac{r}{r_c} \quad (\text{I.7})$$

aufweist. Die Kombination des linearen Verlaufs für $0 \leq r/r_c \leq 1$ mit dem Potentialwirbel für $r/r_c > 1$ (Abb. I.2: rote und grüne Strichlinie) wird auch als Rankine-Wirbel bezeichnet [70, S. 587]. Eine noch realitätsnähere Formulierung ohne Spitze bei $r = r_c$ ist der sogenannte Scully-Wirbel [70, S. 587] mit

$$V_{\text{ind}}(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r_c} \cdot \frac{r/r_c}{(r/r_c)^2 + 1}. \quad (\text{I.8})$$

Dieser liefert bei $r = r_c$ gerade den halben Spitzenwert $V_{\text{ind}}(r = r_c) = \frac{\Gamma}{4\pi r_c}$. Für $r \rightarrow 0$ m nähert sich der Geschwindigkeitsverlauf dem linearen Verlauf des Wirbelkerns an, für $r \rightarrow \infty$ dem hyperbolischen Verlauf des Potentialwirbels.

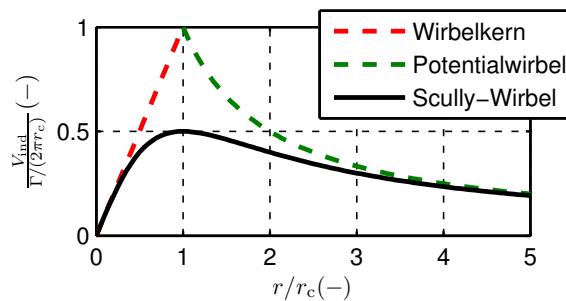


Abbildung I.2: Induzierte Geschwindigkeit mit Wirbelkern

Einfach betrachtet resultiert der Scully-Wirbel aus dem Potentialwirbel, indem im Nenner der Term r^2 durch den Term $r^2 + r_c^2$ ersetzt wird, siehe Tab. I.1. Analog wird im Induktionsgesetz Gl. I.4, wie es im freien Wirbelmodell dieser Arbeit angewendet wird, der Term $|\vec{s}|^2$ durch den Term $|\vec{s}|^2 + r_c^2$ ersetzt und zuvor $|\vec{s}|^3 = (|\vec{s}|^2)^{\frac{3}{2}}$ genutzt:

$$\vec{V}_{\text{ind}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{i=1}^{\text{Anzahl Zellen}} \iint_{\text{Zelle } i} \frac{\vec{\omega} \times \vec{s}}{(|\vec{s}|^2 + r_c^2)^{\frac{3}{2}}} \, dx \, dy \cdot 1 \, \text{m} \quad (\text{I.9})$$

Tabelle I.1: Vergleich der Formulierungen von Potential- und Scully-Wirbel

Potentialwirbel	Scully-Wirbel
$V_{\text{ind}}(r) = \frac{\Gamma \cdot r}{2\pi r^2}$	$V_{\text{ind}}(r) = \frac{\Gamma \cdot r}{2\pi (r^2 + r_c^2)}$

J Details zum Simulationsprozess

Dieser Anhang beinhaltet ergänzende Informationen zu Kap. 3.4. Alle Simulationen für diese Arbeit wurden auf einer Workstation durchgeführt. Die beiden Prozessoren vom Typ Intel Xeon E5-2697 v3 (2,60 GHz) haben jeweils 14 Kerne. Der Arbeitsspeicher umfasst 64 GB. Das Betriebssystem ist Windows Server 2016, 64 Bit.

J.1 Prozessbeschreibung

Die nachfolgende Beschreibung der Simulationsprogramme und deren Kopplungen stützt sich auf Abb. 3.7 auf S. 71. Die verwendeten Softwareversionen sind:

- Matlab Simulink R2015a Service Pack 1 (8.5.1.281278), 64 Bit
- SIMPACK 2020x.1-build91, 64 Bit
- VAST v0.6, 64 Bit (in Entwicklung; genutzte Builds: 4757, 5734 und 6767)

Für jede Zeitsimulation wird ein Ordner mit eigenen Modell- und Konfigurationsdateien angelegt. Jede Rechnung wird durch ein Matlab-Skript gestartet, welches das Hauptprogramm darstellt. In diesem Skript werden folgende Parameter konfiguriert:

- Pfad zu Simulink-Modell → Art der Drehzahlnachführung
- Pfad zu SIMPACK-Modell → Rotor- und Triebstrangstruktur
- Rotorparameter: R , σ , Rotormasse zur Umrechnung zwischen aerodynamischem Schub und am Rotormast gemessenem Schub
- Rotor-Betriebszustand und -Trimm: Ω_{ref} , μ , C_T/σ , $C_{M_x}^{\text{soll}}$, $C_{M_y}^{\text{soll}}$, α
- Autopilot-Parameter: γ , ν_{F1} , initialer kollektiver Einstellwinkel $\theta_{\text{koll}}^{\text{ini}}$, τ , K , Absenkung ab Umdrehung X , Anzahl der Umdrehungen bis zur Absenkung von K auf 0
- Drehzahlregelung: $M_{\text{an}}^{\text{ini}}$
- Atmosphäre: ρ_{∞}
- Simulationsdauer (Anzahl der Rotorumdrehungen)

Je nach Konfiguration wird ein Simulink-Modell mit entsprechender Drehzahlregelung ($\Omega = \text{konst.}$, geregelte Triebwerkmodelle oder simpler PI-Regler) aufgerufen und simuliert. Der Autopilot-Trimm ist in allen Simulink-Modellen identisch. Ein eigener Block definiert die TCP/IP-Schnittstelle SIMAT zum SIMPACK-Modell und erlaubt die Verknüpfung von dessen Eingangs- und Ausgangsvariablen mit den Signalen in Simulink. Das SIMPACK-Modell setzt sich aus dem Rotormodell und – falls konfiguriert – dem Triebstrangmodell zusammen, welche beide als „Substructures“ im Hauptmodell eingebunden sind. Die Kopplung zur Aerodynamik ist in

Form einer „User Routine“ implementiert. Entsprechende Kraftelemente, die an den aerodynamischen Blattmarkern angebracht sind, initiieren den Aufruf von VAST mit den Bewegungen der Marker, woraufhin in VAST die aerodynamischen Kräfte und Momente berechnet und an SIMPACK zurückgegeben werden. Die VAST-Rechnung basiert auf einer eigenen Konfigurationsdatei. Darin werden die Eigenschaften des VAST-Lösers, die freie Anströmung (Wind), die aerodynamische Diskretisierung passend zu den Blattmarkern in SIMPACK, die Parameter des Luftlastenmodells sowie das verwendete Abwindmodell und dessen Einstellungen festgelegt. Das FW-Abwindmodell verfügt über einen eigenen Löser, sodass bei Verwendung des FW-Abwinds VAST-intern eine zusätzliche Schnittstelle aufgerufen wird. Darüber hinaus ist für FW-Rechnungen eine weitere Konfigurationsdatei anzulegen, die unter anderem die Definition des FW-Lösers sowie Modellierungsdetails zum Wirbelkern und -aufrollvorgang beinhaltet.

Die Ergebnisse der Simulation sind auf die Ergebnisdateien der einzelnen Programme verteilt. Die ausgetrimmten Steuerwinkel θ_{koll} , θ_{\sin} und θ_{\cos} sind einer Matlab-Ausgabedatei zu entnehmen. Diverse strukturelle Größen – darunter translatorische und rotatorische Positionen, Geschwindigkeiten und Beschleunigungen sowie innere Kräfte und Momente – sind in den SIMPACK-Ausgabedateien gespeichert, die sowohl im SIMPACK-eigenen Binärformat *.sbr als auch im Matlab-Format *.mat vorliegen. Die Abwindgeschwindigkeiten sowie die aerodynamischen Kräfte und Momente werden in die VAST-Ausgabedatei geschrieben, die im aktuellen Entwicklungsstadium noch im ASCII-Format erstellt wird. Das FW-Modell gibt unter anderem die zeitlich variable Gittergeometrie sowie die zeitlichen und räumlichen Verläufe von Zirkulationen und induzierten Geschwindigkeiten aus, die mit speziellen Analysewerkzeugen weiterverarbeitet und visualisiert werden können.

J.2 Konfiguration der Löser

Die Konfiguration der Löser in den einzelnen Programmen ist in Tab. J.1 zusammengetragen. In Simulink werden die Differentialgleichungen mit dem Dormand-Prince-Schema aus der Familie der Runge-Kutta-Schemata integriert. Die Zeitschrittweite wird automatisch angepasst. Der Austausch von Ein- und Ausgängen mit SIMPACK (SIMAT-Schnittstelle) erfolgt mit einer Schrittweite von $\Delta t = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}$, was bei der Bo105 ($\Omega_{\text{ref}} = 44,4 \text{ rad/s}$) einer azimutalen Schrittweite von $\Delta\Psi \approx 5^\circ$ entspricht. SIMPACK nutzt seinen eigens entwickelten DAE-Löser SODASRT 2, der über eine variable Zeitschrittweite und Ordnung verfügt und damit für die Lösung steifer Differentialgleichungen geeignet ist. VAST wird entsprechend den in SIMPACK auftretenden Zeitschritten aufgerufen. Die VAST-Differentialgleichungen werden in diesen Zeitschritten, mindestens aber mit der konfigurierten VAST-Zeitschrittweite integriert. Je nach Abwindmodell (GDW oder FW) werden verschiedene Mindestschrittweiten gewählt (siehe Tab. J.1). Für die VAST-Integration wird in dieser Arbeit das Runge-Kutta-Schema zweiter Ordnung verwendet. Die Differentialgleichungen des FW-Abwinds (falls genutzt) werden durch ein explizites Euler-Verfahren integriert. Die Integrationsschrittweite entspricht $\Delta\Psi = 1^\circ$, wohingegen die Gitterweite (Abstand zwischen Querwirbeln in Abb. 3.4 auf S. 64) 5° beträgt.

Tabelle J.1: Konfiguration der Löser

Hierarchie-ebene	Programm Schnittstelle	Integrator	Δt [$\Delta\Psi$ bei $\Omega = \Omega_{\text{ref}}$]
1	Matlab-Simulink	Dormand-Prince	variabel
	SIMAT	–	$2 \cdot 10^{-3}$ s [5°]
2	SIMPACK	SODASRT 2	variabel
	User-Routine	–	laut Aufruf durch SIMPACK
3	VAST	Runge-Kutta 2	laut Aufruf, aber mindestens $1 \cdot 10^{-3}$ s [2,5°] (GDW) $8 \cdot 10^{-4}$ s [2°] (FW)
	VAST-FW (optional)	Euler	$4 \cdot 10^{-4}$ s [1°], die azimutale Gitterweite beträgt jedoch 5°

J.3 Zustände

Tab. J.2 listet die Zustände einer typischen aeromechanischen Zeitsimulation dieser Arbeit auf. Das Strukturmodell setzt sich aus dem vollständigen Triebstrangmodell (Kap. 2.1.2 auf S. 26) und dem flexiblen 4-Blatt-Rotor (Kap. 2.2.2 auf S. 35) zusammen. Die Konfiguration der Aerodynamik beinhaltet das instationäre Luftlastenmodell aus Kap. 3.1.1 (S. 58) sowie das GDW-Abwindmodell aus Kap. 3.1.2 (S. 61), wobei die höchste harmonische Ordnung sowie die höchste Polynomordnung jeweils 10 betragen. Die Drehzahl wird mithilfe der geregelten Triebwerkmodelle nachgeführt, die in Kap. 3.2 ab S. 66 beschrieben sind.

Tabelle J.2: Anzahl der Zustände; Konfiguration: Vollständiges Triebstrangmodell mit flexiblem 4-Blatt-Rotor, instationäre Luftlasten mit GDW, Triebwerkmodelle mit Reglern

Programm	Modell + Beschreibung	Zustände
SIMPACK	Rotor – Flex.: 4 Blätter, je 8 Seg., je 10 Moden, je 2 Zust.	640
	Rotor – Gelenke: 4 Blätter, je 2 Gelenke, je 2 Zustände	16
	Triebstrang: 16 Trägheitselemente, je 2 Zustände	32
VAST	Luftlasten: 4 Blätter, je 20 Elemente, je 7 Zustände	560
	GDW (höchste harmonische und Polynomordnung jeweils 10)	66
Matlab-Simulink	2 Triebwerke, je 1 Zustand	2
	2 TW-Regler, je 2 Zustände	4
	Trimm: 3 Steuergrößen, je 2 Integratoren	6
gesamt		1326

J.4 Rechenzeiten

Zuletzt werden noch die benötigten Rechenzeiten auf der zu Beginn des Kapitels beschriebenen Workstation genannt. Mehrere Aspekte führen dabei zur Streuung dieser Zeiten. Aufgrund variabler Zeitschrittweiten ist die Rechenzeit nicht proportional zur Anzahl der Rotorumdrehungen, da gerade zu Beginn der Simulation – also bei ungetrimmtem Rotor – sehr kleine Zeitschrittweiten im SIMPACK-Löser erforderlich sind. Die Rechenzeit hängt maßgeblich von den Anregungen der Struktur und damit vom Flugzustand ab. Entscheidend ist außerdem, wie schnell transiente Schwingungen – u. a. solche zwischen Rotor und Triebstrang – zu Beginn der Simulation abklingen (Stabilitätsaspekt). Einen besonders großen Einfluss auf die Rechenzeit hat das gewählte Abwindmodell; FW ist trotz Parallelisierung auf 28 Kernen deutlich rechenzeitintensiver als GDW. Schließlich wurde VAST im Zuge der Entwicklung verbessert, sodass die zuletzt durchgeführten Rechnungen mit Build v0.6-6767 bei gleicher Konfiguration schneller verliefen als die ersten, mit Build v0.6-4757 gerechneten Simulationen.

Je nach Strukturmodell, Abwindmodell und Flugzustand ist das Rotor-(Triebstrang-)System nach typischerweise 50 bis 150 Rotorumdrehungen vollständig ausgetrimmt, zeigt also ein rein periodisches Verhalten von Abwind und Struktur. Die Berechnung einer Triebstrangschar mit variierender Steifigkeit des Triebstrangs erfolgt in einem Simulationsdurchgang, bei dem die getrimmten Steuerwinkel des Rotors beibehalten werden können. Da der Einschwingvorgang der Rotor-Triebstrang-Struktur nach einer Steifigkeitsänderung deutlich kürzer als 50 bis 150 Rotorumdrehungen ist, lässt sich durch diese Maßnahme sehr viel Rechenzeit einsparen. Für den Flugzustand *Reiseflug* wurden beispielsweise die folgenden Rechenzeiten benötigt:

- Einzelner Trimm mit GDW
 - Basismodell (100 Rotorumdrehungen): 37 min
 - Rotor-Triebstrang-Modell (200 Rotorumdrehungen): 47 min
- Triebstrangschar mit GDW (27 Triebstrangvarianten, insg. 920 Rotorumdrehungen)
 - Rotor-Triebstrang-Modell: 3 h 6 min
- Einzelner Trimm mit FW (20 Startumdrehungen mit GDW + 60 Umdrehungen mit FW)
 - Basismodell: 5 h 15 min

K Anhang zur Auswertung

K.1 Ausgewertete Simulationen

In Tab. K.1 werden die in dieser Arbeit ausgewerteten, präsentierten und diskutierten Simulationen zusammengestellt. Der obere Bereich der Tabelle listet für jeden Flugzustand den Fortschrittsgrad μ , die spezifische Rotorblattbelastung C_T/σ , den Rotoranstellwinkel α , die Rotormomente M_x und M_y , die Luftdichte ρ_∞ sowie – wenn vorhanden – die Referenzen zur Validierung der Simulation auf. Die verwendeten Strukturmodelle werden in der Spalte „Modell“ durch die in Kap. 4.3 (S. 97 ff.) eingeführten Abkürzungen bezeichnet. Die eingeklammerten Zahlen im unteren Wertebereich der Tabelle stehen unter dem jeweils verwendeten Abwindmodell und geben den Dämpfungsfaktor f des Strukturmodells in 10^{-4} s an. Leere Felder bedeuten, dass die entsprechende Konfiguration *nicht* in dieser Arbeit analysiert wurde.

Tabelle K.1: Zusammenstellung der Simulationen. Zahlenwerte unten: f (10^{-4} s)

Hubschrauber	Bo105					UH-60A
Flugzustand	Transition		Reiseflug	Schnellfl.	Blattbel. ↑	Schnellfl.
μ (-)	0,10		0,30	0,34	0,24	0,37
C_T/σ (-)	0,075		0,075	0,075	0,120	0,081
Trimm	α (°)	-0,4	-7,3	-9,4	-2,9	-7,3
	M_x (Nm)	-455	-1229	-1229	-1229	-7254
	M_y (Nm)	3259	2381	2381	2381	-6813
	ρ_∞ (kg/m ³)	1,225	1,225	1,225	0,766	1,225
Validierung	[74, 75]		[74, 75]	-	-	[3]
Abwind Modell	GDW	FW	GDW	FW	GDW	GDW
Basismodell	($\frac{1}{2}$ 1 2)	($\frac{1}{2}$)	($\frac{1}{2}$ 1 2)	($\frac{1}{2}$)	(4)	($\frac{1}{2}$ 1 2)
DT, vollst. mit TW	(2)		(2)		(4)	(2)
DT, vollst. (PI)	(2)					
[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^{ad}] (PI)	(2)					
[k_{DT}^*]	(2)					
[$J_{DT}^{ad}, \text{var. } k_{DT}$] (PI)	($\frac{1}{2}$ 1 2)		($\frac{1}{2}$ 1 2)			($\frac{1}{2}$ 1 2)
[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^A] (PI)	($\frac{1}{2}$)	($\frac{1}{2}$)				
[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^B] (PI)			($\frac{1}{2}$)	($\frac{1}{2}$)		
[J_{DT}^{ad}, k_{DT}^C] (PI)	($\frac{1}{2}$)	($\frac{1}{2}$)	($\frac{1}{2}$)	($\frac{1}{2}$)		
[$J_{DT}^{akk}, \text{var. } k_{DT}$] (PI)						(15)

K.2 Wirkung der Einzelblattanregungen auf das Rotor-Triebstrang-System

In Kap. 4.2 wurde gezeigt, dass der Triebstrang ausschließlich n_b/rev -Lasten (blattzahlharmo-nische Lastamplituden) der Rotorblätter beeinflusst. Dabei wurde beobachtet, dass dieser Einfluss relativ ist: Sind die n_b/rev -Blattlasten beim Basismodell groß, so bedeuten die durch den Triebstrang hervorgerufenen relativen Änderungen dieser Lasten (z.B. Anstieg um 100 %) auch große absolute Änderungen. Sind die n_b/rev -Blattlasten des Basismodells hingegen verschwindend klein, so fällt der Triebstrangeinfluss trotz möglicherweise großer relativer Änderungen nicht auf, da die absolute Änderung klein bleibt. Ziel dieses Abschnitts ist die Erklärung dieser Relativität anhand einer vereinfachten Betrachtung des Problems mit logischen Rückschlüssen auf das reale Rotor-Triebstrang-System.

Betrachtet wird ein vereinfachtes Rotor-Triebstrang-System, bei dem n_b identische Rotorblätter azimutal äquidistant ($\Delta\Psi = 2\pi/n_b$) direkt im Rotorzentrum $r = 0$ an den Rotormast angeschlossen sind. Es wird ein unendlich steifes System angenommen, d. h. Anregungen und Antworten der Struktur erfolgen simultan ohne Phasenversatz. Die einzige Anregung des Systems seien die Wurzelschwenkbiegemomente $M_{L,r=0}^i$ der Rotorblätter, etwa durch direkte Auswirkung des aerodynamischen Blattwiderstands. Der Verlauf des p/rev -Wurzelschwenkbiegemoments von Blatt i über den Rotorazimut wird durch

$$M_{L,r=0}^i(\Psi) = \hat{M}_{L,r=0} \cdot \sin\left(p \cdot \Psi + \frac{i-1}{n_b} \cdot 2\pi\right) \quad (\text{K.1})$$

mit der Amplitude $\hat{M}_{L,r=0}$ bestimmt. Die Phasenverschiebung $\frac{i-1}{n_b} \cdot 2\pi$ trägt der von Blatt zu Blatt versetzten aerodynamischen Lasteinwirkung Rechnung.

Entsprechend wird das Rotor-Triebstrang-System durch alle Rotorblätter gleichermaßen, jedoch phasenversetzt angeregt. Der Verlauf des Masttorsionsmoments M_z ergibt sich durch Summation aller Wurzelschwenkbiegemomente:

$$M_z(\Psi) = \sum_{i=1}^{n_b} M_{L,r=0}^i(\Psi) \quad (\text{K.2})$$

Da alle Einzelblattanregungen $M_{L,r=0}^i$ mit Ausnahme des Phasenversatzes identisch sind, ist gemäß Gl. K.2 ein periodischer Verlauf $M_z(\Psi)$ mit der Frequenz n_b/rev zu erwarten. n_b/rev ist also die kleinste Anregungsfrequenz des Rotor-Triebstrang-Systems und wird im Hauptteil dieser Arbeit daher als fundamentale Anregungsfrequenz des Rotor-Triebstrang-Systems bezeichnet.

Offen ist noch die Frage, ob $M_{L,r=0}^i$ -Anteile ungleich n_b/rev – bei einem 4-Blatt-Rotor beispielsweise 1/ rev , 2/ rev , 3/ rev , 5/ rev , ... – zu $M_z(\Psi)$ beitragen oder ob sich solche Anteile zwischen den Blättern stets gegenseitig auslöschen. Tatsächlich gilt

$$\sum_{i=1}^{n_b} \sin\left(p \cdot \Psi + \frac{i-1}{n_b} \cdot 2\pi\right) = \begin{cases} n_b \cdot \sin(p \cdot \Psi) & p = n \cdot n_b \\ 0 & p \neq n \cdot n_b \end{cases} \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}. \quad (\text{K.3})$$

Dieser Zusammenhang wird in Abb. K.1 noch einmal veranschaulicht. Folglich löschen sich die Anregungen der einzelnen Blätter tatsächlich immer dann untereinander aus, wenn ihre Frequenz nicht der Blattzahlharmonischen oder einem Vielfachen davon entspricht. $M_z(\Psi)$ setzt sich demzufolge ausschließlich aus $n \cdot n_b/\text{rev}$ -Anteilen der Einzelblattanregungen zusammen.

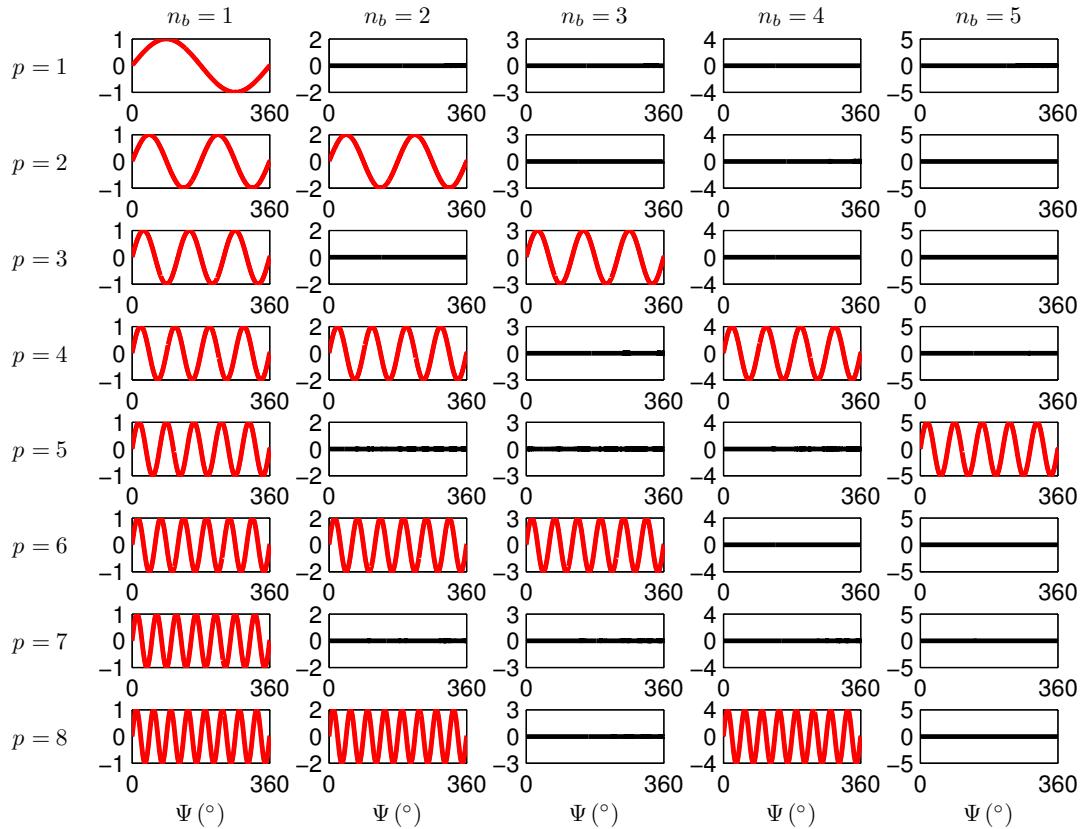


Abbildung K.1: $M_z/\hat{M}_{L,r=0}(-)$ für verschiedene Kombinationen aus Blattzahl n_b und Ordnung p der Einzelblattanregung mit Frequenz p/rev

Im Rückschluss auf das reale Rotor-Triebstrang-System bedeutet dies, dass Rotor-Triebstrang-Moden nur dann angeregt werden, wenn die einzelnen Rotorblätter mit Frequenzen $n \cdot n_b/\text{rev}$ angeregt werden. Da Rückwirkungen der Rotor-Triebstrang-Schwingungen auf die Aerodynamik vernachlässigbar sind (siehe Verweise auf [12] und [28] mit zugehörigen Erklärungen in Kap. 1.2.3 ab S. 12), ist dies genau dann der Fall, wenn auch mit dem Basismodell $n \cdot n_b/\text{rev}$ -Anregungen vorhanden sind. Diese sind an der entsprechenden $n \cdot n_b/\text{rev}$ -Antwort, z. B. in Form der Schwenkbiegemomente, zu erkennen. Nur wenn also bereits beim Basismodell $n \cdot n_b/\text{rev}$ -Lasten auftreten, kann die Rotor-Triebstrang-Kopplung nennenswerte Änderungen der Lasten gegenüber dem Basismodell verursachen.

K.3 Variation der Triebstrangeigenschaft in Transition

Die Parameterstudie in Kap. 4.4 stützt sich auf den Flugzustand der großen Blattbeladung. Im Folgenden werden die Abhängigkeiten der 4/rev-Amplituden $\hat{\Omega}$, \hat{M}_L und \hat{M}_z von $\nu_{RD_{L2}}$ sowie der entsprechenden 8/rev-Amplituden von $\nu_{RD_{L3}}$ für den Flugzustand *Transition* ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$) präsentiert und die Gemeinsamkeiten und Unterschiede der beiden Flugzustände diskutiert.

K.3.1 4/rev-Amplituden

Abb. K.2 zeigt die 4/rev-Amplitude der Nabenwinkelgeschwindigkeit als Funktion von $\nu_{RD_{L2}}$. Qualitativ entspricht der Verlauf dem der großen Blattbeladung in Abb. 4.33 auf S. 106. Quan-

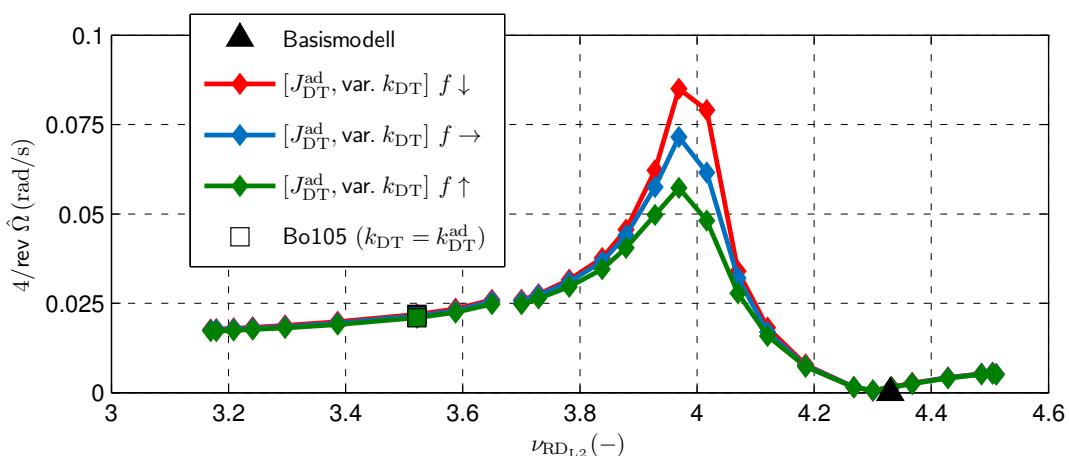


Abbildung K.2: 4/rev-Amplitude der Nabenwinkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

titativ unterscheiden sich die Verläufe durch das durchweg kleinere Lastniveau in Transition. Bei der Bo105-Konfiguration betragen die 4/rev-Amplituden $\hat{\Omega}$ in Transition nur das 0,37-fache der Amplituden bei großer Blattbeladung. Im Resonanzfall beträgt dieser Anteil 0,32. Der Einfluss von f im Resonanzbereich ist in Transition kleiner als bei großer Blattbeladung: Mit $f \downarrow$ wird gegenüber $f \uparrow$ nur die 1,5-fache Amplitude erreicht, bei großer Blattbeladung war es die doppelte.

Die qualitative Ähnlichkeit und der quantitative Unterschied zwischen Transition und großer Blattbeladung gilt auch für die Verläufe der 4/rev-Schwenkbiegemomentamplituden. Abb. K.3 zeigt diese für den Flugzustand *Transition*. Mit der Bo105-Konfiguration ist \hat{M}_L sowohl innen als auch in der Blattmitte etwa 0,38-mal so groß wie bei großer Blattbeladung (vgl. Abb. 4.34 auf S. 107), im Resonanzfall 0,33-mal so groß.

Beim Masttorsionsmoment setzt sich das Verhältnis der Lastamplituden zwischen Transition (Abb. K.4) und großer Blattbeladung (Abb. 4.35 auf S. 108) fort. Auch hier sind die 4/rev-

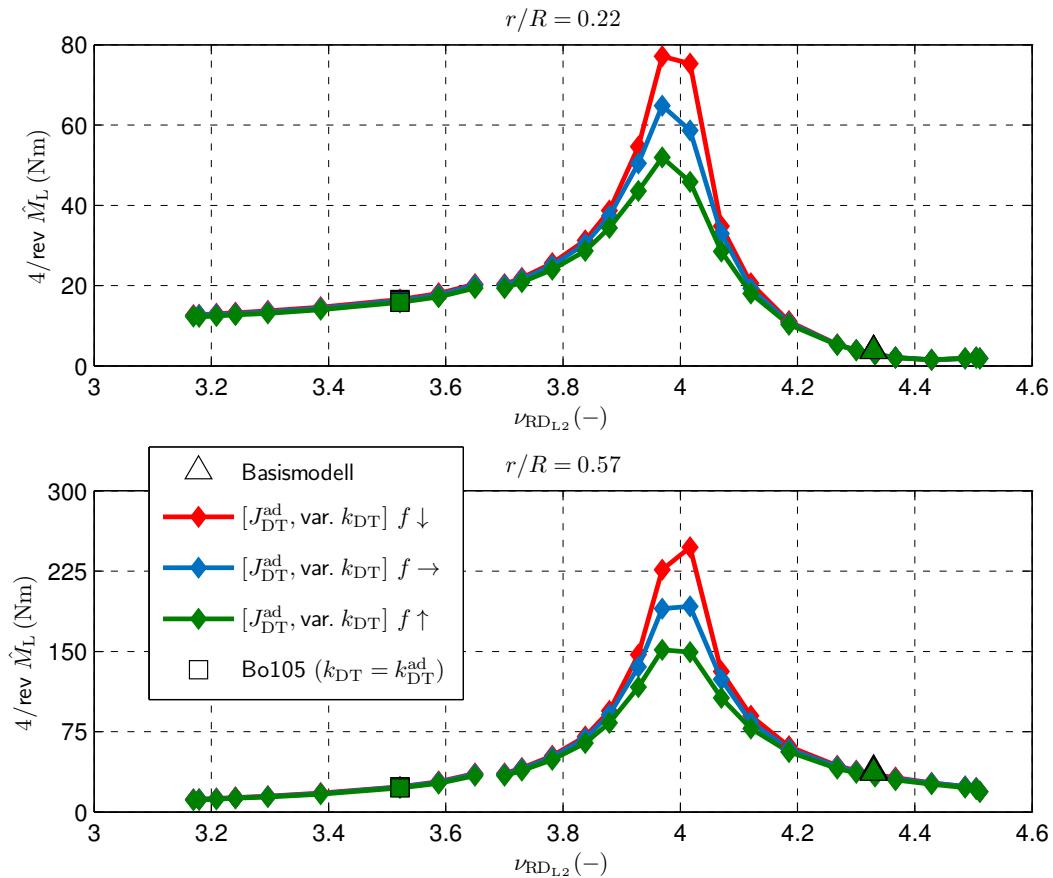


Abbildung K.3: 4/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

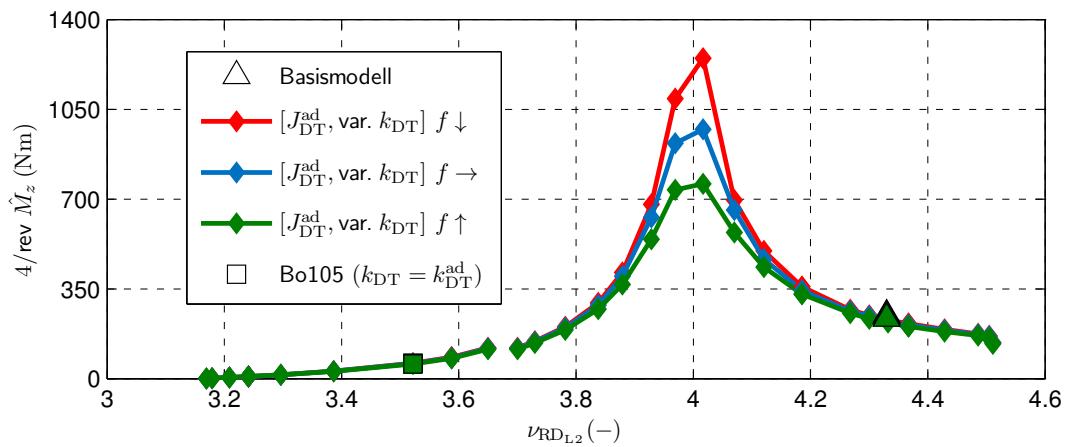


Abbildung K.4: 4/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L2}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Amplituden in Transition ca. ein Drittel so groß wie bei großer Blattbeladung (Bo105-Konfiguration: 0,37-fach, Resonanz: 0,33-fach).

K.3.2 8/rev-Amplituden

Abb. K.5 zeigt die 8/rev-Amplituden $\hat{\Omega}$ im Flugzustand *Transition* als Funktion von $\nu_{RD_{L3}}$. Der Verlauf ist im Vergleich zur großen Blattbeladung (Abb. 4.36 auf S. 109) insgesamt glatter. Ein Nebenmaximum bei $\nu_{RD_{L3}} \approx 9$ existiert nicht. Die Amplituden der Bo105-Konfiguration (Resonanzfall) sind – wie auch bei 4/rev – etwa ein Drittel so groß wie bei großer Blattbeladung.

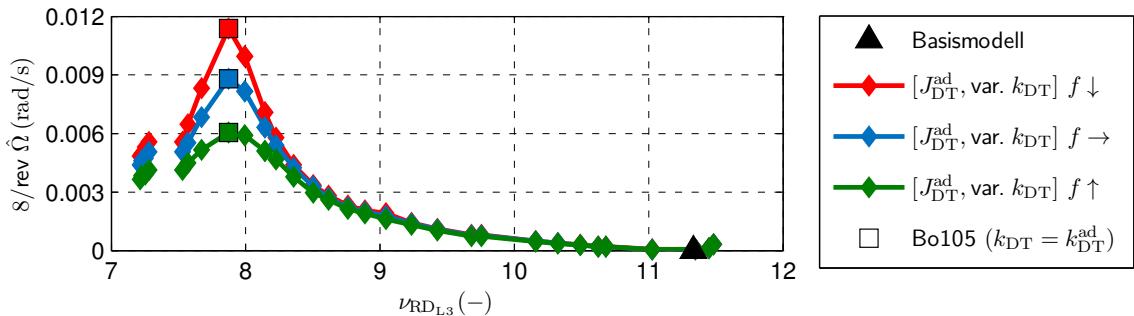


Abbildung K.5: 8/rev-Amplitude der Nabewinkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Auch die Verläufe der 8/rev-Amplituden \hat{M}_L über $\nu_{RD_{L3}}$ (Abb. K.6) sind glatter als bei großer Blattbeladung (Abb. 4.37 auf S. 110), haben kein Nebenmaximum (Ausnahme $f \downarrow$) und sind ca. ein Drittel so groß.

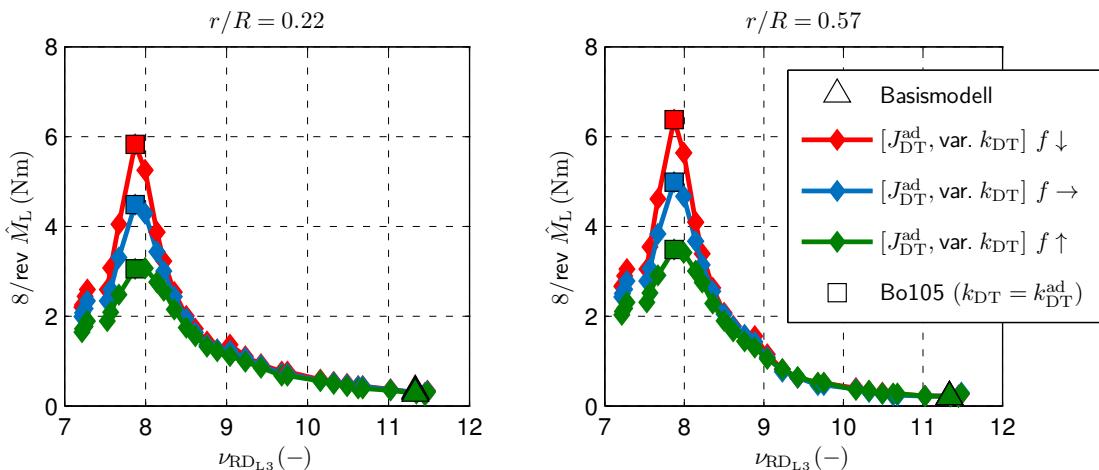


Abbildung K.6: 8/rev-Schwenkbiegemomentamplituden in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

Einzig bei \hat{M}_z in Abb. K.7 ist auch im Flugzustand *Transition* ein Nebenmaximum bei $\nu_{RD_{L3}} \approx 9$ zu erkennen. Das Lastniveau ist über den gesamten $\nu_{RD_{L3}}$ -Bereich äußerst gering und wieder ein Drittel so groß wie bei großer Blattbeladung (Abb. 4.38 auf S. 110).

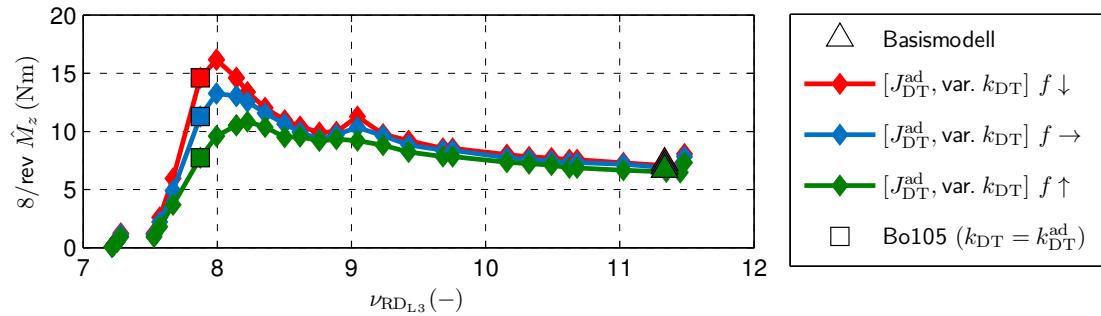


Abbildung K.7: 8/rev-Masttorsionsmomentamplitude in Abhängigkeit von $\nu_{RD_{L3}}$ in Transition ($\mu = 0,1$, $C_T/\sigma = 0,075$)

K.3.3 Fazit des Vergleichs von Transition und großer Blattbeladung

Zusammenfassend gelten sowohl für die 4/rev-Amplituden $\hat{\Omega}$, \hat{M}_L und \hat{M}_z als auch für die entsprechenden 8/rev-Amplituden in Transition die gleichen qualitativen Abhängigkeiten von $\nu_{RD_{L2}}$ bzw. $\nu_{RD_{L3}}$ wie bei großer Blattbeladung in Kap. 4.4.1 und Kap. 4.4.2. In der Transition sind jedoch durchweg kleinere Amplituden zu beobachten (etwa ein Drittel so groß), und zwar im gesamten untersuchten Eigenfrequenzbereich $\nu_{RD_{L2}}$ bzw. $\nu_{RD_{L3}}$. Die große Blattbeladung ist also – unabhängig von Änderungen der Triebstrangkonfiguration – hinsichtlich des Triebstrangeinflusses auf die oben genannten Größen der kritischere der beiden Flugzustände.

Literaturverzeichnis

- [1] Dieterich, O.; Langer, H.-J.; Schneider, O.; Imbert, G.; Hounjet, M. H. L.; Riziotis, V.; Cafarelli, I.; Calvo Alonso, R.; Clerc, C.; Pengel, K.: HeliNOVI: Current Vibration Research Activities. In: *31st European Rotorcraft Forum*. Florence, Italy, September 2005
- [2] Visingardi, A.; Dummel, A.; Falchero, D.; Pidd, M.; Voutsinas, S. G.; Yin, J.: Aerodynamic Interference in Full Helicopter Configurations: Validation using the HeliNOVI Database. In: *32nd European Rotorcraft Forum*. Maastricht, The Netherlands, September 2006
- [3] Yeo, H.; Potsdam, M.: Rotor Structural Loads Analysis Using Coupled Computational Fluid Dynamics/Computational Structural Dynamics. In: *Journal of Aircraft* 53 (2016), Nr. 1, S. 87–105
- [4] Makinen, S. M.; Wake, B. E.; Opoku, D.: Quantitative Evaluation of Rotor Load Prediction Results Correlated to Flight Test Data. In: *AHS 66th Annual Forum*. Virginia Beach, Virginia, USA, Mai 2011
- [5] Abhishek, A.; Datta, A.; Chopra, I.: Prediction of UH-60A Structural Loads using Multi-body Analysis and Swashplate Dynamics. In: *AHS 62nd Annual Forum*. Phoenix, Arizona, USA, Mai 2006
- [6] Ho, J. C.; Yeo, H.: Assessment of Comprehensive Analysis Predictions of Helicopter Rotor Blade Loads in Forward Flight. In: *AHS 72nd Annual Forum*. West Palm Beach, Florida, USA, Mai 2016
- [7] Ahaus, L.; Wasikowski, M.; Morillo, J.; Louis, M.: Loads Correlation of a Bell M429 Rotor Using CFD/CSD Coupling. In: *AHS 69th Annual Forum*. Phoenix, Arizona, USA, Mai 2013
- [8] Ahaus, L.; Makinen, S.; Meadowcroft, T.; Tadghighi, H.; Sankar, L.; Baeder, J.: Assessment of CFD/CSD Analytical Tools for Improved Rotor Loads. In: *AHS 71st Annual Forum*. Virginia Beach, Virginia, USA, Mai 2015
- [9] Eurocopter Deutschland GmbH: *BO 105 CB/CBS Approved Rotorcraft Flight Manual*. München, 1993
- [10] Johnson, W.: *Rotorcraft Aeromechanics*. Cambridge : Cambridge University Press, 2013.
– ISBN 978-1-107-02807-4
- [11] Hohenemser, K. H.; Yin, S.-K.: The Role of Rotor Impedance in the Vibration Analysis of Rotorcraft. In: *Vertica* 3 (1979), S. 189–204

- [12] Dieterich, O.; Konstanzer, P.; Dietz, M.: Vibration Loads Prediction in the Age of CFD. In: *36th European Rotorcraft Forum*. Paris, France, September 2010
- [13] Sidle, S.; Sridharan, A.; Chopra, I.: Coupled Vibration Prediction of Rotor-Airframe-Drivetrain-Engine Dynamics. In: *AHS 74th Annual Forum*. Phoenix, Arizona, USA, Mai 2018
- [14] Yeo, H.: UH-60A Rotor Structural Loads Analysis with Fixed System Structural Dynamics Modeling. In: *Journal of Aircraft* 56 (2019), Nr. 2, S. 669–684
- [15] Skladanek, Y.; Hocquette, J.; Cranga, P.: H160 Dynamics Development: Setting New Standards. In: *VFS 75th Annual Forum*. Philadelphia, Pennsylvania, USA, Mai 2019
- [16] Kuczynski, W. A.; Cooper, D. E.; Twomey, W. J.; Howlett, J. J.: The Influence of Engine/Fuel Control Design on Helicopter Dynamics and Handling Qualities. In: *Journal of the American Helicopter Society* 25 (1980), Nr. 2, S. 26–34
- [17] Guglieri, G.: Effect of Drive Train and Fuel Control Design on Helicopter Handling Qualities. In: *Journal of the American Helicopter Society* 46 (2001), Nr. 1, S. 14–22
- [18] Hamers, M.; von Grünhagen, W.: Dynamic Engine Model Integrated in Helicopter Simulation. In: *23rd European Rotorcraft Forum*. Dresden, Germany, September 1997
- [19] Warmbrodt, W.; Hull, R.: Development of a helicopter rotor/propulsion system dynamics analysis. In: *18th Joint Propulsion Conference*. Cleveland, Ohio, USA, Mai 1982
- [20] Havers, A.; Meyer, J.: Fliehkraft-Schwingungen von an der Nabe allseits gelenkig angebrachten Luftschaubenblättern. In: *Jahrbuch 1938 der Deutschen Luftfahrtforschung*. München : R. Oldenbourg, 1938, S. 420–422
- [21] Carpenter, P. J.; Peitzer, H. E.: Response of a Helicopter Rotor to Oscillatory Pitch and Throttle Movements / National Advisory Committee for Aeronautics. Washington, D. C., 1949. – Technical Note 1888
- [22] Jaw, L. C.; Bryson, Jr., A. E.: Modeling Rotor Dynamics with Rotor Speed Degree of Freedom for Drive Train Torsional Stability Analysis. In: *16th European Rotorcraft Forum*. Glasgow, United Kingdom, September 1990
- [23] European Union Aviation Safety Agency: *Certification Specifications and Acceptable Means of Compliance for Small Rotorcraft, CS-27, Amendment 6*. Dezember 2018
- [24] Ockier, C. J.; Celi, R.: Dynamics and Aeroelasticity of a Coupled Helicopter Rotor-Propulsion System in Hover. In: *AIAA 32nd Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*. Baltimore, Maryland, USA, April 1991
- [25] Fredrickson, C.: Rotorcraft Dynamics / National Aeronautics and Space Administration. Washington, D. C., 1974. – NASA SP-352, S. 249–260

- [26] Twomey, W. J.; Ham, E. H.: Review of Engine/Airframe/Drive Train Dynamic Interface Development Problems / US Army Research and Technology Laboratories. Fort Eustis, Virginia, USA, 1978. – Technical Report TR-78-13
- [27] Götzfried, K.: Survey of TIGER Main Rotor Loads from Design to Flight Test. In: *Journal of the American Helicopter Society* 47 (2002), Nr. 4, S. 285–296
- [28] Yeo, H.; Potsdam, M.: Rotor Structural Loads Analysis Using Coupled Computational Fluid Dynamics/Computational Structural Dynamics. In: *AHS 70th Annual Forum*. Montréal, Québec, Canada, Mai 2014
- [29] Yeo, H.; Potsdam, M.; Norman, T. R.: Investigation of UH-60A Rotor Structural Loads From Flight and Wind Tunnel Tests. In: *AHS 72nd Annual Forum*. West Palm Beach, Florida, USA, Mai 2016
- [30] Min, B.-Y.; Agarwal, S.; Wilbur, I.; Smith, M. J.; Modarres, R.; Zhao, J.; Wong, J.; Wake, B. E.: Toward Improved UH-60A Blade Structural Loads Correlation. In: *AHS 74th Annual Forum*. Phoenix, Arizona, USA, Mai 2018
- [31] Öhrle, C.; Frey, F.; Thiemeier, J.; Keßler, M.; Krämer, E.; Embacher, M.; Cranga, P.; Eglin, P.: Compound Helicopter X3 in High-Speed Flight: Correlation of Simulation and Flight Test. In: *VFS 75th Annual Forum*. Philadelphia, Pennsylvania, USA, Mai 2019
- [32] van der Wall, B. G.: *Grundlagen der Hubschrauber-Aerodynamik*. Berlin : Springer Vieweg, 2015. – ISBN 978–3–662–44399–6
- [33] Dieterich, O.; Krämer, P.; Konstanzer, P.: Die Kopplung Aeroelastischer Rotorsimulation mit Computergestützter Strukturdynamik - Potenziale und Herausforderungen. In: *61. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*. Berlin, Germany, September 2012
- [34] Muscarello, V.; Cocco, L.; Favale, M.; Masarati, P.; Quaranta, G.: Novel Approach to Interaction Between Engine-Drive Train System and Deformable Rotorcraft Airframes. In: *AHS 73rd Annual Forum*. Fort Worth, Texas, USA, Mai 2017
- [35] Weiss, F.; Kessler, C.: Drivetrain influence on the lead–lag modes of hingeless helicopter rotors. In: *CEAS Aeronautical Journal* 11 (2020), Nr. 1, S. 67–79
- [36] Bielawa, R. L.: *Rotary Wing Structural Dynamics and Aeroelasticity*. 2nd edition. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006. – ISBN 1–56347–698–3
- [37] Dresig, H.: *Schwingungen mechanischer Antriebssysteme. Modellbildung, Berechnung, Analyse, Synthese*. Berlin, Heidelberg : Springer, 2001. – ISBN 978–3–662–09833–2
- [38] Hamers, M.: Trägheitsmessung des Triebwerks Allison 250 C20B / Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Flugmechanik. Braunschweig, 1997. – Institutsbericht IB 111 - 97 / 05

- [39] Laschet, A.: *Simulation von Antriebssystemen. Modellbildung der Schwingungssysteme und Beispiele aus der Antriebstechnik.* Berlin, Heidelberg : Springer, 1988. – ISBN 978–3–642–83531–5
- [40] Menrath, M.: *Experimentelle Kennwertermittlung und Systemanalyse bei Hubschrauber-Gasturbinen,* Technische Universität München, Dissertation, 1989
- [41] Holzweißig, F.; Dresig, H.: *Lehrbuch der Maschinendynamik.* Wien : Springer, 1979. – ISBN 978–3–7091–3303–3
- [42] Houbolt, J. C.; Brooks, G. W.: Differential Equations of Motion for Combined Flapwise Bending, Chordwise Bending, and Torsion of Twisted Nonuniform Rotor Blades / National Advisory Committee for Aeronautics. Washington, D. C., 1958. – Technical Report 1346
- [43] Hodges, D. H.; Dowell, E. H.: Nonlinear Equations of Motion for the Elastic Bending and Torsion of Twisted Nonuniform Rotor Blades / National Aeronautics and Space Administration. Washington, D. C., 1974. – Technical Note D-7818
- [44] Saberi, H.; Khoshlahjeh, M.; Ormiston, R. A.; Rutkowski, M. J.: Overview of RCAS and Application to Advanced Rotorcraft Problems. In: *AHS 4th Decennial Specialist's Conference on Aeromechanics.* San Francisco, California, USA, Januar 2004
- [45] Friedmann, P. P.; Straub, F.: Application of the Finite Element Method to Rotary-Wing Aeroelasticity. In: *Journal of the American Helicopter Society* 25 (1980), Nr. 1, S. 36–44
- [46] Johnson, W.: Milestones in Rotorcraft Aeromechanics / National Aeronautics and Space Administration. Ames Research Center, Moffett Field, California, 2011. – Technical Report TP-2011-215971
- [47] Surrey, S.: *Helicopter Rotor Loads Prediction and Validation Based on a Fully Nonlinear Aeroelastic Method,* Technische Universität Braunschweig, Dissertation, 2017
- [48] Wagner, M.: *Lineare und nichtlineare FEM.* Wiesbaden : Springer Vieweg, 2017. – ISBN 978–3–658–17866–6
- [49] Mindt, M.; Surrey, S.: Investigating the Coupling of Helicopter Aerodynamics with SIMPACK for Articulated and Hingeless Rotors. In: *65. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress.* Braunschweig, Germany, September 2016
- [50] Hofmann, J.; Krause, L.; Mindt, M.; Graser, M.; Surrey, S.: Rotor Simulation and Multibody Systems: Coupling of Helicopter Aerodynamics with SIMPACK. In: *63. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress.* Augsburg, Germany, September 2014
- [51] Jia, J.: *Essentials of Applied Dynamic Analysis.* New York : Springer, 2014. – ISBN 978–3–642–37002–1
- [52] Dieterich, O.; Götz, J.; Dang Vu, B.; Haverdings, H.; Masarati, P.; Pavel, M.; Jump, M.; Gennaretti, M.: Adverse Rotorcraft-Pilot Coupling: Recent Research Activities in Europe. In: *34th European Rotorcraft Forum.* Liverpool, UK, September 2008

- [53] Andersch, P.: *On the Modeling and Analysis of Helicopter Rotor Dynamics for a Frictional Blade Attachment*, Technische Universität München, Dissertation, 2017
- [54] von Grünhagen, W.: Bestimmung der gekoppelten Schlagbiege-, Schwenkbiege- und Torsionsschwingungen für beliebige Rotorblätter mit Hilfe der Finite-Element-Methode / Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Flugmechanik. Braunschweig, 1980. – Institutsbericht IB 154-80/21
- [55] van der Wall, B. G.: *Grundlagen der Dynamik von Hubschrauber-Rotoren*. Berlin : Springer Vieweg, 2018. – ISBN 978-3-662-57642-7
- [56] Ormiston, R. A.; Hodges, D. H.: Linear Flap-Lag Dynamics of Hingeless Helicopter Rotor Blades in Hover. In: *Journal of the American Helicopter Society* 17 (1972), Nr. 2, S. 2–14
- [57] Hofmann, J.; Kontak, M.; Mindt, M.; Weiss, F.: VAST - Versatile Aeromechanics Simulation Platform for Helicopters. In: *69. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*. Online, September 2020
- [58] Leiss, U.; Wagner, S.: Toward a Unified Representation of Rotor Blade Airloads with Emphasis on Unsteady and Viscous Effects. In: *13th European Rotorcraft Forum*. Arles, France, September 1987
- [59] Mindt, M.; Dietz, S.; Schulze, M.; Mabou, H.: Simulation of the Free Flying Helicopter by Coupling of a New Comprehensive Aeromechanics Code with an Advanced Flexible Multibody Model. In: *VFS 75th Annual Forum*. Philadelphia, Pennsylvania, USA, Mai 2019
- [60] van der Wall, B. G.: An analytical Model of unsteady Profile Aerodynamics and its Application to a Rotor Simulation Program. In: *15th European Rotorcraft Forum*. Amsterdam, The Netherlands, September 1989
- [61] van der Wall, B. G.: Analytische Formulierung der instationären Profilbeiwerte und deren Anwendung in der Rotorsimulation / Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Flugmechanik. Braunschweig, 1990. – Forschungsbericht FB 90-28
- [62] Försting, H. W.: *Grundlagen der Aeroelastik*. Berlin : Springer, 1974. – ISBN 978-3-540-06540-1
- [63] Mindt, M.: Merging an Analytical Aerodynamic Model for Helicopter Applications with a State-Space Formulation for Unsteady Airfoil Behavior. In: *67. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*. Friedrichshafen, Germany, September 2018
- [64] Leishman, J. G.; Crouse, Jr., G. L.: A State-Space Model of Unsteady Aerodynamics in a Compressible Flow for Flutter Analyses. In: *27th Aerospace Sciences Meeting*. Reno, Nevada, USA, Januar 1989
- [65] Glauert, H.: Airplane Propellers. In: *Aerodynamic Theory*. Berlin, Heidelberg : Springer, 1935. – ISBN 978-3-642-89630-9, S. 169–360

- [66] He, C.: *Development and Application of a Generalized Dynamic Wake Theory for Lifting Rotors*, Georgia Institute of Technology, Dissertation, 1989
- [67] Pitt, D. M.; Peters, D. A.: Theoretical Prediction of Dynamic-Inflow Derivatives. In: *Vertica* 5 (1981), Nr. 1, S. 21–34
- [68] van der Wall, B. G.; Roth, M.: Free-Wake Analysis on Massively Parallel Computers and Validation with HART Test Data. In: *AHS 53rd Annual Forum*. Virginia Beach, Virginia, USA, Mai 1997
- [69] Hofmann, J.; Röhrig-Zöllner, M.: Coupling Rotor Dynamics with a Parallel Airflow Simulation (Presentation). In: *ISC High Performance Conference*. Frankfurt, Germany, Juni 2016
- [70] Leishman, J. G.: *Principles of helicopter aerodynamics*. 2nd edition. Cambridge, New York : Cambridge University Press, 2006. – ISBN 978-0-521-85860-1
- [71] Rick, H.: *Gasturbinen und Flugantriebe. Grundlagen, Betriebsverhalten und Simulation*. Berlin : Springer Vieweg, 2013. – ISBN 978-3-540-79446-2
- [72] Schmidt, S.: Implementierung und Verifikation eines nichtlinearen Modells der Allison 250-C20B Wellenleistungsgasturbine / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Flugsystemtechnik. Braunschweig, 2019. – Institutsbericht DLR-IB-FT-BS-2019-39
- [73] Peters, D. A.; Chouchane, M.; Fulton, M.: Helicopter trim with flap-lag-torsion and stall by an optimized controller. In: *Journal of Guidance, Control, and Dynamics* 13 (1990), Nr. 5, S. 824–834
- [74] Jacklin, S. A.; Swanson, S.; Blaas, A.; Richter, P.; Teves, D.; Niesl, G.; Kube, R.; Gmelin, B.; Key, D. L.: Investigation of a Helicopter Individual Blade Control (IBC) System in Two Full-Scale Wind Tunnel Tests: Volume I / National Aeronautics and Space Administration. Washington, D. C., 2003. – Technical Report TP-2003-212276
- [75] Jacklin, S. A.; Swanson, S.; Blaas, A.; Richter, P.; Teves, D.; Niesl, G.; Kube, R.; Gmelin, B.; Key, D. L.: Investigation of a Helicopter Individual Blade Control (IBC) System in Two Full-Scale Wind Tunnel Tests: Volume II / National Aeronautics and Space Administration. Washington, D. C., 2003. – Technical Report TP-2003-212277
- [76] Weiss, F.; Kessler, C.: Load prediction of hingeless helicopter rotors including drivetrain dynamics. In: *CEAS Aeronautical Journal* 12 (2021), Nr. 2, S. 215–231
- [77] Reichert, G.: Loads Prediction Methods for Hingeless Rotor Helicopters. In: *36th Meeting of the Structures and Materials Panel*. Milan, Italy, März 1973
- [78] Johnson, W.: Recent Developments in the Dynamics of Advanced Rotor Systems / National Aeronautics and Space Administration. Ames Research Center, Moffett Field, California, 1985. – Technical Memorandum TM-86669

- [79] Weller, W. H.; Davis, M. W.: Wind Tunnel Tests of Helicopter Blade Designs Optimized for Minimum Vibration. In: *Journal of the American Helicopter Society* 34 (1989), Nr. 3, S. 40–50
- [80] Davis, S. J.: Predesign Study For a Modern 4-Bladed Rotor For The RSRA / National Aeronautics and Space Administration. Washington, D. C., 1981. – Contract Report CR-166155
- [81] Klöppel, V.; Kampa, K.; Isselhorst, B.: Aeromechanical Aspects in the Design of Hingeless/Bearingless Rotor Systems. In: *9th European Rotorcraft Forum*. Stresa, Italy, September 1983
- [82] Peterson, R. L.; Warmbrodt, W.: Hover Performance and Dynamics of a Full-Scale Hingeless Rotor. In: *Journal of the American Helicopter Society* 31 (1986), Nr. 3, S. 10–18
- [83] Peterson, R. L.; Johnson, W.: Aeroelastic Loads and Stability Investigation of a Full-Scale Hingeless Rotor / National Aeronautics and Space Administration. Ames Research Center, Moffett Field, California, 1991. – Technical Memorandum TM-103867
- [84] Cranga, P.; Krysinski, T.; Strehlow, H.: GAHEL - a General Code for Helicopter Dynamics. In: *AHS 60th Annual Forum*. Baltimore, Maryland, USA, Juni 2004
- [85] Fredrickson, C.; Rumford, K.; Stephenson, C.: Factors Affecting Fuel Control Stability of a Turbine Engine/Helicopter Rotor Drive System. In: *Journal of the American Helicopter Society* 17 (1972), Nr. 1, S. 49–56
- [86] Liu, K.; Mittal, M.; Prasad, J. V. R.; Scholz, C. J.: A Study of Coupled Engine/Rotor Dynamic Behavior. In: *AHS 51st Annual Forum*. Fort Worth, Texas, USA, Mai 1995
- [87] Sanders, J. C.: Influence of Rotor-Engine Torsional Oscillation on Control of Gas-Turbine Engine Geared to Helicopter Rotor / National Advisory Committee for Aeronautics. Washington, D. C., 1953. – Technical Note 3027
- [88] Alwang, J. R.; Skarvan, C. A.: Engine Control Stabilizing Compensation-Testing & Optimization. In: *Journal of the American Helicopter Society* 22 (1977), Nr. 3, S. 13–18
- [89] Pedrami, R.: Rotor Resonance Disturbance Rejection Controller. In: *AHS 70th Annual Forum*. Montréal, Québec, Canada, Mai 2014
- [90] Houg, W.; Dreher, S.; Heger, R.; Dieterich, O.; Priems, M.: From EC145 to H145: Validation Program of Major Dynamic Changes. In: *AHS 72nd Annual Forum*. West Palm Beach, Florida, USA, Mai 2016
- [91] Rammer, R.; Kus, A.; Maurice, J.-B.; Dieterich, O.; Konstanzer, P.: Bluecopter Demonstrator: Mastering Dynamic Challenges. In: *42nd European Rotorcraft Forum*. Lille, France, September 2016

- [92] Kus, A.; Schneider, S.; Hollands, M.; Rammer, R.; Dieterich, O.; Priems, M.: GRC1: An Advanced Five-Bladed Bearingless Main Rotor. Dynamics and Acoustics from Draft to Flight Test. In: *AHS 74th Annual Forum*. Phoenix, Arizona, USA, Mai 2018
- [93] Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt: *Der Eurocopter BO 105*. <https://www.dlr.de/content/de/artikel/luftfahrt/forschungsflotte-infrastruktur/dlr-flugzeugflotte/eurocopter-bo-105.html>. Version: Juni 2021. – abgerufen am 16.06.2021
- [94] Schiehlen, W.: Multibody System Dynamics: Roots and Perspectives. In: *Multibody System Dynamics* 1 (1997), Nr. 2, S. 149–188
- [95] Shabana, A. A.: Flexible Multibody Dynamics: Review of Past and Recent Developments. In: *Multibody System Dynamics* 1 (1997), Nr. 2, S. 189–222
- [96] Schwertassek, R.; Wallrapp, O.: *Dynamik flexibler Mehrkörpersysteme. Methoden der Mechanik zum rechnergestützten Entwurf und zur Analyse mechatronischer Systeme*. Braunschweig : Vieweg, 1999. – ISBN 3–528–06629–6