

Transientes Verhalten des Wickelkopfes großer Turbogeneratoren bei unterschiedlichen Betriebszuständen

Der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Dortmund
vorgelegte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften

von
Dipl.-Ing. Sven Exnowski
Dortmund
2009

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. S. Kulig

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. D. Peier

Tag der mündlichen Prüfung: 11.09.2009

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Elektrische Antriebe und Mechatronik der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik an der Technischen Universität Dortmund. Die Grundlage bildeten Projekte zur Untersuchung des mechanischen Schwingungsverhaltens verschiedener Turbogeneratorwickelköpfe. Die Mitarbeiter des Lehrstuhls standen mir jederzeit für Fragen und Diskussionen gerne zur Verfügung. Dafür möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Meinen ganz besonderen Dank möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. S. Kulig aussprechen. Seine Anregungen und Hinweise haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Peier bedanke ich mich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. M. Humer von der E.ON Anlagenservice GmbH in Gelsenkirchen und Herrn Dr. H. Romanowski von der Siemens AG in Mülheim an der Ruhr danke ich für die Bereitstellung von Daten und Messergebnissen sowie für einen regen Gedankenaustausch.

Darüber hinaus gebührt mein Dank den studentischen Hilfskräften sowie Studien- und Diplomarbeitern, die mich durch die im Rahmen ihrer jeweiligen Tätigkeit anzufertigenden Arbeiten unterstützt haben.

Dank auch an meine Eltern. Sie haben mich auf meinem bisherigen Lebensweg stets unterstützt. Meiner Frau Julia Exnowski danke ich für ihr Verständnis und ihre Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	I
Symbole und Indizes	V
1 Einleitung	1
2 Stand der Forschung	7
3 Ziele und Aufbau der Arbeit	15
4 Theoretische Grundlagen	17
4.1 Elektromagnetische Kräfte im Wickelkopf	17
4.1.1 Kraftberechnung mit Hilfe des Gesetzes von Biot-Savart	17
4.1.2 Kraftberechnung mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente	23
4.2 Mechanisches Verhalten des Wickelkopfs	30
4.2.1 Eigenfrequenzen einfacher Systeme	30
4.2.2 Der frei schwingende, dünnwandige Ring	34
4.2.3 Das Schwingungsverhalten einer Kegelstumpfoberfläche	38
4.3 Die Blechpaketschwingungen	43
5 Modellierungsgrundlagen	47
5.1 Aufbau des Wickelkopfs eines Beispielgenerators	47
5.2 Ersatzmodell eines Leiterstabs	49
5.3 Ermittlung der Bandagensteifigkeit	56
5.4 Elastizitätsmodul der Quellmatten	58
6 Modalanalyse und Schwingungseigenschaften	61
6.1 Eigenfrequenzen und -formen	62
6.2 Anregbarkeit bestimmter Eigenformen	68
6.3 Anregung durch das Blechpaket	71

INHALTSVERZEICHNIS

7	Erzwungene Schwingungen	73
7.1	Nennbetrieb	75
7.2	Ausgewählte Störfälle	79
7.2.1	Einpolige Kurzunterbrechung	79
7.2.2	Zweipolige Kurzschlussabschaltung	82
7.2.3	Dreipolige Kurzschlussabschaltung	85
7.2.4	Zweipoliger Klemmenkurzschluss	87
7.2.5	Dreipoliger Klemmenkurzschluss	90
7.2.6	180° Fehlsynchronisation	93
7.2.7	Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel	97
7.3	Vergleich unterschiedlicher Betriebszustände	100
8	Vergleich zwischen Rechnung und Messung	105
9	Störfallkatalog	113
10	Zusammenfassung und Ausblick	115
	Verwendete und weiterführende Literatur	117
	Lebenslauf	125

Symbole und Indizes

Symbol	Einheit	Bedeutung
ε		Dehnung
λ		Eigenwert
ρ	kg/m ³	Dichte
ω	Hz	Kreisfrequenz
σ	N/m ²	Von Mises Materialspannung
A	m	Amplitude
A	m ²	Flächeninhalt
b	m	Breite
c	N/m	Federkonstante
const		Konstante
d	Ns/m	Dämpfung
E	Pa	Elastizitätsmodul
f	Hz	Frequenz
F	N	Kraft
G	Pa	Schubmodul
h	m	Höhe
i		Maß für die Biegesteifigkeit eines Ringrückens
I	A	Strom
k		Konstante
l	m	Länge
L	m	Länge
m	kg	Masse
N	m	Mittlerer Ringradius
P	N/m ²	Druck
r		Modaler Mode
r	m	Radius

SYMBOLLE UND INDIZES

Symbol	Einheit	Bedeutung
R		Maß für die Anregbarkeit einer Eigenform
R	m	Radius
s	m	Abstand
t	s	Zeit
U	V	Spannung
v	m/s	Geschwindigkeit
w	m	Ausschlag
x	Ω	Reaktanz
X	m	Verformung

Indizes

a	Außen
BP	Blechkpaket
c	Konstanter Anteil
d	d-Achse der Synchronmaschine
f	Feld- oder Erregerwicklung
i	Innen
k	Kurzschluss
L	Lehr
max	Maximum einer betrachteten Größe
N	Nennbetrieb
Netz	Netz
P	Polrad
R	Ring
R	Wicklungsstrang der Phase R
S	Schall
S	Stab
S	Wicklungsstrang der Phase S
sin	Sinusförmiger Anteil
T	Transformator
T	Wicklungsstrang der Phase T

Kapitel 1

Einleitung

Auf Basis der Erkenntnisse über die elektromagnetische Induktion entwickelte der französische Mechaniker Hippolyte Pixii bereits im Jahre 1832 den ersten funktionierenden Generator. Dieser bestand aus einem drehbar gelagerten Hufeisenmagneten, welcher über zwei Zahnräder in eine Drehbewegung gebracht werden konnte sowie einer kurzgeschlossenen Spule mit Eisenkern. Immer wenn der Nord- oder Südpol des Permanentmagneten an der Spule vorbei lief, konnte Pixii einen Stromimpuls feststellen. Die Richtung des Impulses war von dem jeweiligen vorbei streichenden Pol abhängig. Noch im gleichen Jahr konstruierte Pixii nach Diskussionen mit Faraday eine ähnliche Maschine, die einen pulsierenden Strom erzeugte. Bei diesem Generator kam ein Vorläufer des heute aus den Gleichstrommaschinen bekannten Kommutators zum Einsatz. Das Original des Generators ist im Deutschen Museum in München zu besichtigen. Den ersten tatsächlich in der Praxis einzusetzenden Generator erfand 1866 der deutsche Ingenieur Siemens. Durch Edison, den Erfinder der Glühlampe und des Filmprojektors, wurden darauf folgend ab 1882 Kraftwerke mitentwickelt, die erstmals auch private Haushalte mit Strom beliefern sollten. Diese arbeiteten allerdings noch mit Gleichstrom. Der Amerikaner Westinghouse erkannte die Probleme die durch die Versorgung mit Gleichstrom entstehen und konzentrierte sich daher auf den Bau von Drehstrommaschinen, nachdem er von dem Elektrotechniker Tesla ein entsprechendes Patent erworben hatte. Ab 1930 wurden letztendlich großflächig auch private Haushalte an das öffentliche Stromnetz angeschlossen. Spätestens seit diesem Zeitpunkt ist die zuverlässige Versorgung mit elektrischer Energie aus unserem Leben nicht mehr wegzudenken.

Seit der Erfindung des ersten Generators im Jahre 1832 durch den französischen Mechaniker Hippolyte Pixii hat sich die Sparte des Generatorenbaus enorm weiterentwickelt. Heute sind diese Maschinen für unsere durch alle Bereiche der Elektrotechnik dominierte Gesellschaft fun-

KAPITEL 1. EINLEITUNG

damentale Bestandteile des täglichen Lebens. Der weltweit immer weiter steigende Bedarf an elektrischer Leistung hat dazu geführt, dass aktuell Generatoren mit einer Leistung von bis zu 2000 MVA gebaut werden. Ein Atomkraftwerk der dritten Generation mit einem solchen Generator in vierpoliger Ausführung wird zurzeit auf der Halbinsel Olkiluoto an der Südwestküste Finnlands errichtet. Dieser liefert in der Zukunft theoretisch genug elektrische Energie, um eine Großstadt mit 1,6 Millionen Einwohnern und zugehöriger Industrie zu versorgen [65].

Insgesamt betrachtet erfolgt die Erzeugung der benötigten elektrischen Energie zu mehr als drei Vierteln in Kraftwerken, die entweder fossile Energieträger wie Öl, Gas und Kohle oder aber nukleare Energieträger wie zum Beispiel Uran und Thorium nutzen. Weniger als ein Viertel entfällt auf regenerative Energien (Wasser, Sonne, Wind, Biomasse, etc.). Die Abbildung 1.1 veranschaulicht diesen Sachverhalt. Von einer nennenswerten Veränderung dieses Verhältnisses kann in absehbarer Zeit nicht ausgegangen werden, auch wenn die regenerativen Energien sicherlich immer weiter an Bedeutung gewinnen [14], [64].

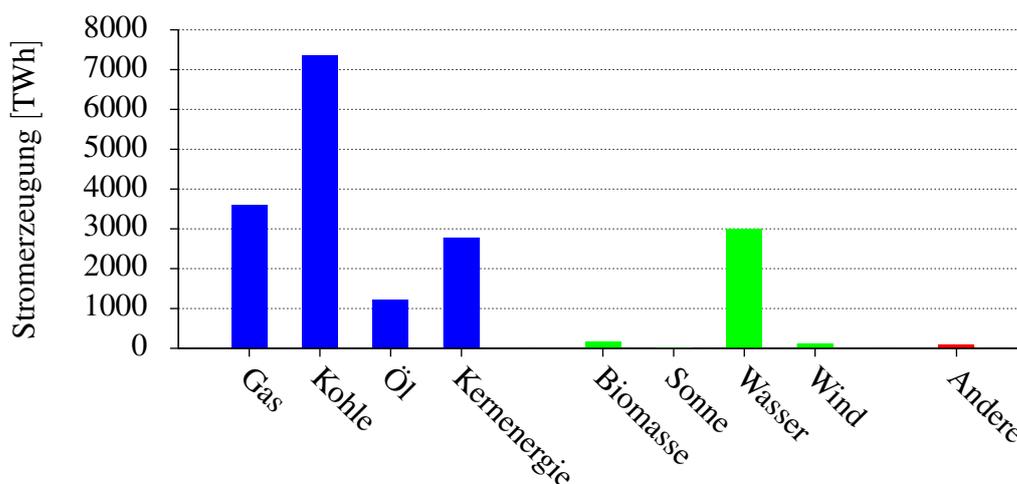


Abbildung 1.1 – Weltweite Stromerzeugung 2005 nach Primärenergieträgern

Weltweit betrug der Stromverbrauch im Jahre 2005 rund 18307 TWh. Unter den Annahmen, dass die Weltbevölkerung jedes Jahr um 78 Millionen Menschen wächst und weitere Teile der bis heute ohne Zugang zu Elektrizität lebenden Menschen (ca. ein Viertel der Gesamtpopulation) in näherer Zukunft mit Strom versorgt werden, kann bis zum Jahre 2030 nahezu mit einer Zunahme des Stromverbrauchs in Höhe von zwei Dritteln gerechnet werden (siehe Abbildung 1.2), wobei nach Meinung einiger Experten der Anteil der Stromerzeugung auf Basis fossiler und nuklearer Energieträger immer noch bei rund 70 Prozent liegen wird [66].

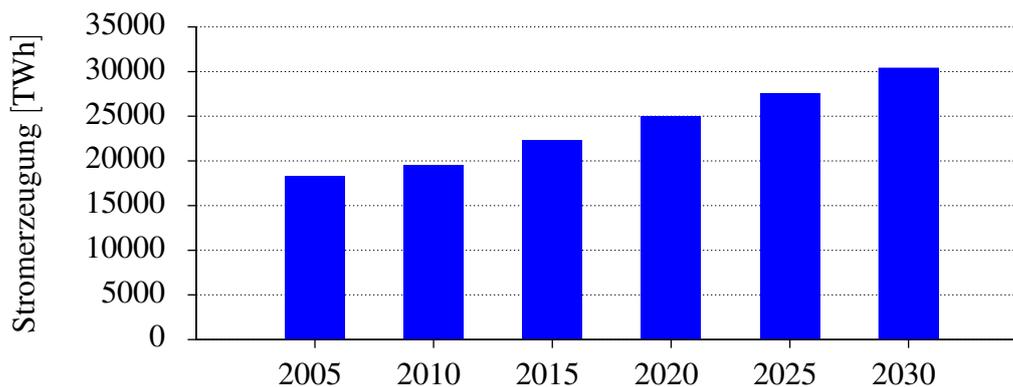


Abbildung 1.2 – Prognose der weltweiten Stromerzeugung bis zum Jahr 2030

Diese Zahlen verdeutlichen die immense Wichtigkeit einer sicheren, zuverlässigen, kostengünstigen und ressourcenschonenden Versorgung mit elektrischer Energie. Wegen ihres dominanten Beitrags zur Stromerzeugung ist dabei insbesondere auf einen verlässlichen und ausfallsicheren Betrieb von Turbogeneratoren zu achten. Während bei der vollständigen Neuentwicklung nur noch mit sehr kleinen Fortschritten gerechnet werden darf, sind in einzelnen Detailbereichen der Konstruktion noch immer signifikante Verbesserungen bezüglich der Fertigung, des Materialeinsatzes und der geforderten Betriebssicherheit möglich.

Eine sehr wichtige Komponente eines Turbogenerators, welche durchaus noch Optimierungspotential erkennen lässt, ist der Ständerwickelkopf. Dieser dient in erster Linie zum Führen des Stroms im nicht aktiven Maschinenteil, also dem Teil der Maschine der außerhalb des Blechpakets liegt. Bedingt durch die Fortschritte in der Kühl-, Schmiede- und Hochspannungsisolationstechnik, konnten die Einheitsleistungen der Generatoren immer weiter gesteigert werden. Ein besonders starker Anstieg der Einheitsleistungen erfolgte in den sechziger und siebziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts [14]. Hinzu kam eine Steigerung der Netzkurzschlussleistungen und eine Zunahme von Schalthandlungen zur ungefähr gleichen Zeit. Die Kombination dieser unterschiedlichen Faktoren hat aber dazu geführt, dass es vermehrt zu Schadensfällen im Bereich der Ständerwickelköpfe, hervorgerufen durch die einwirkenden elektromagnetischen Kräfte, kam und auch heute immer noch kommt [17]. Durch aktuelle Entwicklungen, wie zum Beispiel die Liberalisierung des Strommarktes oder einen gestiegenen Anteil der regenerativen Energien an der Stromerzeugung, wird dieses Problem noch verstärkt, da die Kraftwerksbetreiber teilweise dazu gezwungen sind, ihre Maschinen mit stark variierenden Wirk- und Blindleistungen zu betreiben. Beobachtungen haben gezeigt, dass auch diese Größen einen

KAPITEL 1. EINLEITUNG

Einfluss auf das Betriebsverhalten der Ständerwickelkopfstruktur ausüben können. Es besteht zwar das Bestreben, diesem Problem durch konstruktive Änderungen in den Absteifungsmaßnahmen entgegenzuwirken, eine einheitliche und vollständige Lösung konnte bislang jedoch noch nicht erarbeitet werden. Als Hauptgründe hierfür sind mit Sicherheit vorwiegend die Komplexität und die Mannigfaltigkeit der Ausführungsmöglichkeit der Geometrie in diesem Bereich zu nennen. Die teils großen Unterschiede in der konstruktiven Realisierung resultieren überwiegend aus den unterschiedlichen Leistungsklassen der Maschinen und den direkt damit verbundenen zu erwartenden elektromagnetisch wirksamen Kräften. Während bei Maschinen kleinerer Leistung die Ständerwickelköpfe überwiegend frei schwingend ausgeführt werden, beziehungsweise bei Maschinen der höchsten Leistungsklasse die Leiter im Ständerwickelkopf oftmals vollständig von einem Material umschlossen sind, kommt bei Maschinen mittlerer Leistung eine komplizierte mechanische Struktur aus diversen Eisen- und Kunststoffteilen zum Einsatz, um die Geometrie zu versteifen und die bereits im Nennbetrieb der Maschine deutlich in Erscheinung tretenden elektromagnetischen Kräfte aufzunehmen.

Eine noch größere Bedeutung kommt diesen Bauteilen im Falle einer elektrischen Störung zu, da die Belastungen hier noch einmal um einige Zehnerpotenzen größer sein können. Daher lautet eine Anforderung bei der Maschinenauslegung auch, dass der Ständerwickelkopf den dreipoligen Klemmenkurzschluss, welcher in der Regel als schwerwiegendster Störfall erachtet wird, unbeschadet überstehen muss. Doch auch Netzfehler, welche in der Praxis wesentlich häufiger auftreten als ein Kurzschluss an den Klemmen der Maschine, können hohe Beanspruchungen der Ständerwickelköpfe hervorrufen. Folge dieser Belastungen können unterschiedlichste Fehler im Wickelkopfverbund sein, wie exemplarisch ein Isolationsversagen aufgrund zu hoher



Abbildung 1.3 – Beispiele für Schäden im Wickelkopfbereich

mechanischer Dehnungen des Materials im Bereich des Nuteintritts, gerissene Schweißnähte am Übergang zwischen Druckplatte und Wicklungsträger oder Risse in den, beziehungsweise Lockerungen der Bandagen der Absteifungsmaßnahmen (siehe Abbildung 1.3). All diese Beschädigungen sind oft nur durch sehr zeitaufwändige Untersuchungen im Rahmen einer Revision zu diagnostizieren und zu lokalisieren. Ein erster Hinweis auf eine derartige Veränderung der Wickelkopfstruktur kann ein erhöhtes Schwingungsniveau einzelner Stäbe sein, was bereits messtechnisch unter Verwendung von Monitoring-Systemen erfassbar ist (siehe Abbildung 1.4).

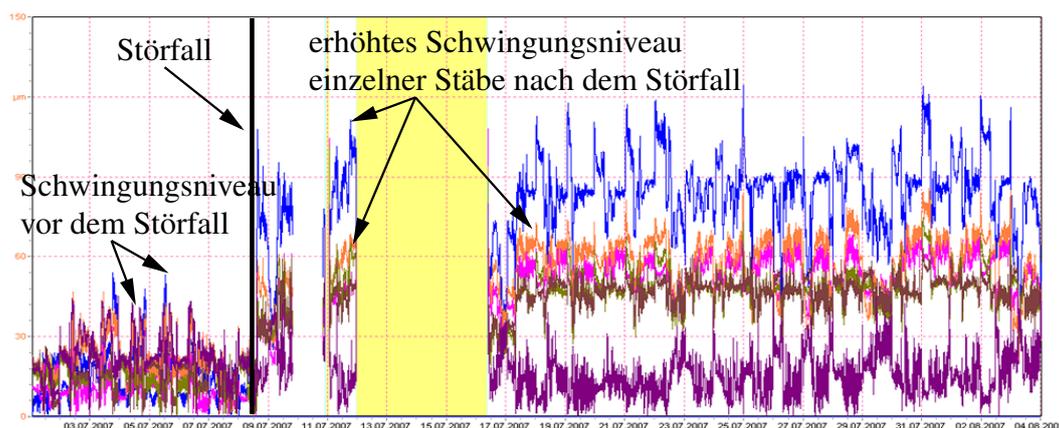


Abbildung 1.4 – Erhöhtes Schwingungsniveau nach einem Störfall

Im Verlauf der Zeit führen erhöhte Schwingungsamplituden in der Regel zu Reibstaubbildung, entweder in lokal begrenzten Bereichen des Wickelkopfs oder gegebenenfalls im gesamten Endbereich der Maschine, was dann auch bei einer visuellen Befundung auffällt (siehe Abbildung 1.5).

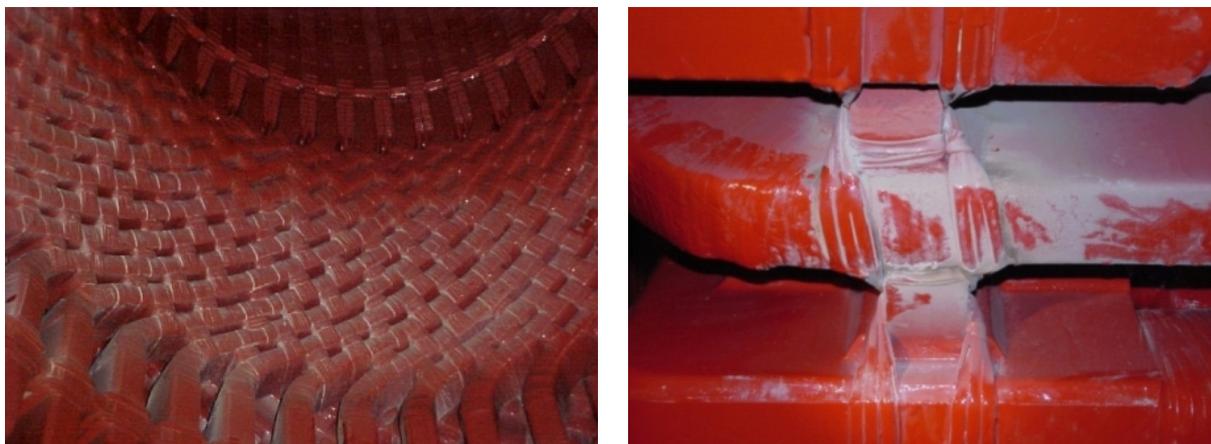


Abbildung 1.5 – Reibstaub im Wickelkopfbereich

KAPITEL 1. EINLEITUNG

Die derzeitige konstruktive Optimierung, besonders von Wickelköpfen der Maschinen der mittleren Leistungsklassen, beruht zu einem ersten Anteil auf intensiver Forschung in diesem Bereich und zu einem zweiten Anteil auf dem Wissen erfahrener Konstrukteure und Ingenieure des Turbogeneratorenbaus. Detaillierte Kenntnisse über die Belastungen bei unterschiedlichen Betriebszuständen der Maschine sind hierbei für den Verbesserungsprozess von zentraler Bedeutung, da hieraus Aussagen über, beziehungsweise Vorschriften für eine optimale Platzierung sowie Dimensionierung der Absteifungsmaßnahmen für Neukonstruktionen abgeleitet werden können. Dies gestattet einen Gewinn an Betriebssicherheit und zu erwartender Lebensdauer sowie unter Umständen eine Vereinfachung der Fertigung und damit direkt verbunden eine Kostenersparnis bei der Produktion. Ein weiterer positiver Aspekt der ausführlichen Kenntnis des Wickelkopfverhaltens bei unterschiedlichen Betriebszuständen ist die Vereinfachung von planmäßig oder auch außerplanmäßig durchzuführenden Revisionsarbeiten, bei denen kritische Stellen im Wickelkopfbereich schneller ausfindig gemacht werden können, was zu kürzeren Stillstandszeiten und wiederum zu einer weiteren Kosteneinsparung führt.

Kapitel 2

Stand der Forschung

Sowohl Abhandlungen zur Berechnung der im Endbereich des Turbogenerators wirksamen elektromagnetischen Felder oder Kräfte, als auch Schriften über die Simulation oder analytische Berechnung des mechanischen Verhaltens des Wickelkopfs stehen in der Literatur nur in sehr begrenztem Umfang zur Verfügung.

Der erste Schritt bei der Berechnung der elektromagnetischen Kräfte stellt in den meisten Fällen die Ermittlung des magnetischen Felds im Endbereich der Maschine dar. Hierzu sind unterschiedliche Strategien bekannt. Darauf aufbauend kann dann unter Kenntnis der stromführenden Gebiete die Kraft auf die einzelnen Leiter unter Auswertung der Lorentz-Regel bestimmt werden. Bei der Untersuchung des mechanischen Verhaltens kommen zumeist relativ simple analytische Ansätze oder aber numerische Methoden zum Einsatz.

Ban, Žarko und Mandić beschreiben in [3] ein Verfahren zur Ermittlung der Stirnstreuinduktivitäten eines Turbogenerators durch die Lösung von Neumann-Integralen. Dazu wird zunächst eine Formel hergeleitet, die es unter Angabe nur weniger Modellierungsparameter gestattet, den dreidimensionalen Verlauf der Wicklung im Evloventenbereich hinreichend genau zu beschreiben. Diese Vorgehensweise wird als erster Vorteil gegenüber Verfahren, die eine genaue Konstruktionszeichnung der Wickelkopfgeometrie benötigen, herausgestellt. Ein weiterer Vorzug der vorgestellten Methode liegt darin, dass durch die explizite Lösung von Neumann-Integralen das exakte Linienintegral über das Vektorpotential entlang der Leiterschleife ausgewertet werden kann. Die Autoren distanzieren sich damit deutlich von Ansätzen aus anderen Veröffentlichungen, bei denen das Vektorpotential entlang des Integrationsweges als konstant vorausgesetzt werden muss. Allerdings müssen bei dieser Berechnungsmethode einige Annahmen getroffen werden. Als erste Voraussetzung für die vorgestellte Berechnungsmethode muss eine

KAPITEL 2. STAND DER FORSCHUNG

konstante und homogene Permeabilität des Blechpakets angenommen werden, da die Spiegelleitermethode angewendet wird. Direkt damit verbunden ist die zweite zu treffende Annahme. Diese lautet, dass das Blechpaket in der Ebene des Nuteintritts unendlich ausgedehnt ist. Eine dritte Vereinfachung ist dadurch gegeben, dass die Einflüsse der Nuten, des Luftspalts und des Läufers zu vernachlässigen sind. Darüber hinaus wird vorausgesetzt, dass die reale Leitergeometrie für die Berechnung der Koppelinduktivitäten auf einen Linienleiter reduziert und für die Ermittlung der Selbstinduktivitäten der Leiterquerschnitt als kreisförmig erachtet werden kann. Für die analytische Berechnung der Stirnstreuinduktivitäten wird der Endbereich der Maschine durch gerade Leitersegmente angenähert. Dazu werden Formeln angegeben, die eine Ermittlung der Anfangs- und Endpunkte eines jeden Linienleiters ermöglichen. Ein Vergleich der analytisch bestimmten Stirnstreuinduktivitäten mit experimentell gewonnenen Werten zeigt eine relativ gute Übereinstimmung. Allerdings wird dieser Vergleich lediglich anhand einer einzigen Maschine durchgeführt und beschränkt sich auf die Größe der kompletten Streureaktanz. Darüber hinaus wird deutlich, wie sensibel das Modell auf eine Änderung der gewählten Permeabilität des Statorblechpakets reagiert. Der größte Vorteil dieses Ansatzes liegt darin, dass mögliche Größenordnungen mit einer oberen und einer unteren Grenze der Stirnstreuinduktivitäten relativ schnell angegeben werden können.

In [27] stellen Kim, Lee, Chun und Lee ein Verfahren zur Berechnung der elektromagnetischen Kraftverteilung im Wickelkopfbereich vor. Darüber hinaus wird von den Autoren der Veröffentlichung eine Analyse der aus den elektromagnetischen Kräften resultierenden mechanischen Beanspruchungen durchgeführt. Beide Studien erfolgen getrennt voneinander und basieren auf der Methode der Finiten Elemente. Die Autoren untersuchen die Belastungen einer Hochspannungs-Asynchronmaschine während des Hochlaufs. Das Ziel der Arbeit ist, die Verlässlichkeit eines Antriebs beurteilen zu können. Der spezielle Fokus ist dabei auf das Isolationssystem im Wickelkopfbereich gerichtet, da hier insbesondere während des Hochlaufs der Maschine mit starken Beanspruchungen gerechnet werden muss. Bei der Simulation sowohl der elektromagnetischen Felder und Kräfte als auch des mechanischen Verhaltens des Wickelkopfs werden alle relevanten Bauteile nachgebildet. Insbesondere wird herausgestellt, dass auch die Berücksichtigung von Bauteilen möglich ist, die bei einer vereinfachten analytischen Methode einer Ersatzanordnung bedürfen. Genannt wird hier an erster Stelle der reale dreidimensionale Aufbau der Leiter im Wickelkopfbereich. Darüber hinaus ist ebenfalls die Nut- und Zahngeometrie mit nachgebildet. Dies gestattet, gerade im Bereich oder in der unmittelbaren Nähe des Nutaustritts, eine genauere Untersuchung der elektromagnetischen Kräfte, als dies zum Beispiel

bei den einfacheren analytischen Methoden auf Basis des Gesetzes von Biot-Savart oder durch die explizite Lösung von Neumann-Integralen möglich ist. Gleichzeitig wird aber auch deutlich herausgestellt, dass diese Berechnungsmethode - zumindest im Moment - noch nicht sehr praktikabel ist, da sie extrem langer Rechenzeiten bedarf. Erst mit einer weiteren Zunahme der zur Verfügung stehenden Rechnerleistung kann dieses Verfahren sinnvoll genutzt werden. Um dennoch die Kräfte berechnen zu können, beschränken sich die Autoren auf die Verwendung eines reduzierten Modells, bei dem vorhandene Symmetrien ausgenutzt werden. Für die in der Veröffentlichung vorgestellte vierpolige Maschine bedeutet das, dass lediglich ein Viertel der vollständigen Wickelkopfgeometrie nachgebildet werden muss. An den Symmetrieflächen ist die Schnittbildung durch die Vorgabe geeigneter Randbedingungen für das magnetische Feld zu berücksichtigen. Danach findet die Kraftberechnung auf einzelnen Teilvolumen der Leiterstäbe, hervorgerufen durch eine statische Stromverteilung, statt. Dies gestattet zwar die korrekte Berücksichtigung der Permeabilitätsverteilung in den ferromagnetischen Bauteilen, eine Einbeziehung der Effekte durch möglicherweise auftretende Wirbelströme ist auf diese Weise jedoch nicht möglich. Die mechanische Simulation erfolgt ebenfalls durch Aufprägung der statischen Kräfte aus der vorhergehenden Kraftberechnung. Eine dynamische Belastungsanalyse kann mit dieser Methode nicht durchgeführt werden.

Ein ähnlicher Ansatz wird von Liu und Hjärke in [39] verfolgt. In dieser Veröffentlichung wird die Kraft auf die Stabenden eines zweipoligen Turbogenerators mit Hilfe von Finite Elemente Rechnungen näher untersucht. Statt des Hochlaufs wird allerdings der Nennbetrieb und der dreipolige Klemmenkurzschluss betrachtet. Für die Simulation werden alle Statorstäbe sowie die Erregerwicklung berücksichtigt. Weitere, für die Untersuchung der elektromagnetischen Felder und Kräfte relevante Komponenten des Maschinenendbereichs, wie zum Beispiel das Blechpaket oder die Läuferkappe, fließen in die Modellbildung nicht mit ein. Die komplette Statorwicklung wird bei der vorgestellten Vorgehensweise in 6 Wicklungsgruppen unterteilt, denen dann separat Ströme zugewiesen werden können, wohingegen für die Erregerwicklung zwei um 90 Grad versetzte Wicklungen erstellt werden. Dies hat den Vorteil, dass die Rotation des Läufers für die Berechnung nicht berücksichtigt werden muss. Stattdessen wird ein zweiphasiger, sinusförmiger Strom aufgeprägt, was den Übergang auf eine harmonische Analyse gestattet. Durch diesen Simulationsansatz kann die benötigte Rechenzeit deutlich verringert werden. Für die Stromdichte wird eine homogene Verteilung entlang der einzelnen Leiterquerschnitte vorgegeben. Diese berechnet sich aus dem Strom, der Windungszahl und der Querschnittsfläche der Wicklung. Um das Modell zu verifizieren, wird eine Vergleichsrech-

KAPITEL 2. STAND DER FORSCHUNG

nung anhand eines einfachen analytischen Modells und anhand eines zweidimensionalen Finite Elemente Modells durchgeführt. Der Vergleich mit den Ergebnissen des analytischen Ansatzes liefert sehr gute Ergebnisse, zwischen dem zweidimensionalen und dem dreidimensionalen Modell ergeben sich allerdings an einzelnen Stellen Abweichungen von bis zu 50 Prozent bezüglich der zu erwartenden Kraft. Für die Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Nennbetrieb der Maschine werden das Feld des Stators und das Feld des Rotors getrennt voneinander berechnet und die Ergebnisse unter Ausnutzung des Superpositionsprinzips überlagert. Um die resultierenden Kräfte zu bestimmen, wird das Vektorprodukt aus Strom und Flussdichte ausgewertet. Als Ergebnis wird die Differenz der Radialkraftkomponenten zwischen Oberlage- und Unterlagestab in einem Polarplot dargestellt. Es wird herausgestellt, dass sich die Kraftdifferenz beim Übergang von einem Stab einer Phase zum nächsten Stab derselben Phase nur sehr gering ändert. Erst beim Übergang von einem Stab einer Phase zum Stab der nächsten Phase ist mit großen Veränderungen der Radialkraftdifferenz zu rechnen. Darüber hinaus findet eine Auswertung der Tangentialkraftkomponenten einer Lage statt. Abstoßende Kräfte treten hierbei am Phasenübergang auf, während auf die Stäbe innerhalb einer Phase anziehende Kräfte einwirken. Beim dreipoligen Klemmenkurzschluss sieht die qualitative Kraftverteilung ähnlich wie im Nennbetrieb aus. Die Kräfte sind jedoch um den Faktor 20 größer als zuvor. Dies resultiert aus einem siebenfach größeren Strangstrom und einem etwa dreifachen Erregerstrom, bezogen auf den Nennbetrieb.

Janßen und Seinsch leiten in [25] einen Optimierungsansatz für die Wickelkopfabsteifungen von Hochspannungsmaschinen ab. Dazu wird in einem ersten Schritt die Kraftverteilung beim Einschalten der Maschine und bei unterschiedlichen Schalthandlungen bestimmt. Die Kraftberechnung erfolgt unter Verwendung des Gesetzes von Biot-Savart. Zunächst wird herausgestellt, dass für eine genaue Berechnung der elektromagnetisch wirksamen Kräfte die Geometrie des Leiterverlaufs im Stirnbereich so gut wie möglich bekannt sein muss. Ferner wird eine Erklärung dafür hergeleitet, dass der Kraftverlauf für jeden Pol der Maschine identisch ist, das heißt, dass sich die Kraftverteilung am Umfang $2p$ mal wiederholt. Die Berechnung der Kräfte erfolgt durch ein Programm, welches die auf eine Längeneinheit bezogene Kraft zweier Leiter mit einem festen Abstand zueinander und gegebenen Strömen ausgibt. Ferner wird darauf hingewiesen, dass die Berücksichtigung des realen Leiterquerschnitts durch Korrekturfaktoren möglich ist. Da die Untersuchungen in dieser Veröffentlichung für eine Asynchronmaschine durchgeführt werden, werden in dem Modell alle Ständerstäbe im Statorwickelkopfbereich, die aus dem Läuferblechpaket herausragenden Überstände des Läuferkäfigs, der Kurzschlussring

sowie die Wirkung der umgebenden Eisenteile berücksichtigt. Letztere wird dadurch angenähert, dass die Stirnseiten der Blechpakete im Läufer und im Ständer als Äquipotentialflächen aufgefasst werden, die durch die Spiegelleitermethode darstellbar sind. Jeder Leiter wird in 20 Abschnitte gleicher Länge diskretisiert und auf jedem Element wird die Kraftberechnung durchgeführt. Aufgrund des Stabverlaufs wird davon ausgegangen, dass die Axialanteile vernachlässigt werden können. Daher werden als Ergebnis nur die Radial- und Tangentialkomponenten der elektromagnetischen Kräfte ausgewertet. Ein Maximum der Radialkraft in der Oberlage auf Höhe des Kurzschlussrings wird hierbei als typisches Ergebnis herausgestellt. Tendenziell wird beobachtet, dass sowohl die Radialkräfte als auch die Tangentialkräfte mit größer werdendem Blechpaketabstand deutlich abnehmen. Der Möglichkeit, die Wickelkopfabsteifungen den zu erwartenden Belastungen nach an verschiedenen Positionen unterschiedlich stark auszuführen, steht der Meinung der Autoren nach der Wunsch entgegen, den Wickelkopf als formschlüssigen Verbund herzustellen. Um die Dimensionierung der Wickelkopfabsteifungsmaßnahmen korrekt durchführen zu können, wird von jedem Element die Maximalkraft gespeichert, was auf eine Belastung der worst-case Spule rückschließen lässt. Bei dieser worst-case Spule beträgt die maximale Radialkraft weniger als die Hälfte der maximalen Tangentialkraft. Auch dieses Ergebnis wird als typisch für andere Maschinen erachtet. Als weitere Größen werden die Auswirkungen der Wicklungsausführung sowie unterschiedlicher Schaltheilungen untersucht. Im Gegensatz zu einer ebenen Sammelschiene, bei der ein zweipoliger Kurzschluss immer die größten Belastungen hervorruft, ist im Wickelkopf einer Hochspannungsmaschine die Schwere des Störfalls von der Sehnung abhängig. Bei einer Sehnung von $W/\tau = 0,75$ ruft der zweipolige Kurzschluss größere Kräfte als der dreipolige Kurzschluss hervor, bei einer Sehnung von $W/\tau = 0,67$ verhält es sich gerade umgekehrt. Um eine optimale Platzierung der Absteifungsmaßnahmen ermitteln zu können, muss eine maximal zulässige Biegespannung definiert werden. Mit dieser Größe lässt sich dann die Position der ersten Distanzstückreihe, darauf aufbauend die Position der zweiten Distanzstückreihe und so weiter, abschätzen. Diese sichern den Wickelkopfverbund gegen Kräfte in tangentialer Richtung. An den Positionen, an denen zuvor die Distanzstückreihen platziert wurden, können dann Ringe oder Fassbandagen aufgebracht werden die den Wickelkopf gegen eine unzulässige radiale Verformung sichern.

In der Veröffentlichung [53] stellen Senske, Kulig, Hauhoff und Wunsch einen detaillierten Ansatz zur Finite Elemente Modellbildung mit zugehöriger Materialparameterermittlung für die Untersuchung des Schwingungsverhaltens eines Turbogeneratorwickelkopfs im Falle von elektrischen Störungen vor. Darüber hinaus wird eine Modalanalyse sowie eine Frequenzgangan-

KAPITEL 2. STAND DER FORSCHUNG

lyse an dem erstellten Rechenmodell durchgeführt und die Ergebnisse mit Messdaten verglichen. Außerdem erläutern die Verfasser eine Methode zur Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Stirnbereich einer Maschine. Als Referenzmaschine wird ein luftgekühlter Turbogenerator mit einer Leistung von 170 MVA gewählt. Einleitend wird der Aufbau dieser Beispielmachine näher erklärt. Bei der Modellbildung werden die aus dem Blechpaket herausragenden evolventenförmigen Enden der Leiterstäbe, die Absteifungsmaßnahmen, die Druckplatte, Bandagen sowie die Stützringe berücksichtigt. Auf die korrekte Modellbildung wird anfangs sehr detailliert eingegangen. So wird zum Beispiel darauf hingewiesen, dass es auch heute immer noch nicht möglich ist, ein Finite Elemente Modell eines Stabes mit all seinen Einzelheiten für die Berechnung des vollständigen Wickelkopfs zu verwenden. Stattdessen ist ein geeignetes Ersatzmaterial zu definieren, das die Massen- und Steifigkeitsverteilung des realen Stabes so gut wie möglich nachbildet. Um diese zu ermitteln, werden Versuche an einem realen Stab der betrachteten Maschine durchgeführt. Mit Hilfe von Anschlag- und Biegeversuchen werden der Elastizitätsmodul sowie die Dämpfung des Stabes bestimmt. Beim Elastizitätsmodul fällt auf, dass sich über die hohe und über die schmale Kante jeweils unterschiedliche Werte ergeben, das heißt, dass die Steifigkeit nicht isotrop gewählt werden kann. Da diese Versuche stets mit einem hohen Zeit- und Kostenaufwand verbunden sind, wird ebenfalls die Möglichkeit untersucht, die Stabeigenschaften mit Hilfe eines fein vernetzten Finite Elemente Modells zu ermitteln. Die Vergleiche mit den vorher durchgeführten Messungen anhand einer größeren Anzahl von unterschiedlichen Stäben lassen darauf schließen, dass diese Methode ein in der Praxis gut einzusetzendes Verfahren darstellt. Um an dem grob vermaschten Ersatzmodell die orthotropen Materialeigenschaften nachzubilden, werden an den Randflächen des Volumenmodells zusätzliche Schalenelemente aufgebracht. Damit kann das Steifigkeitsverhalten des realen Stabes relativ genau nachgebildet werden, was durch einen Vergleich zwischen der Simulation der Eigenfrequenzen und der zugehörigen Messung verifiziert wird. Auch die Festigkeit der Bandagen, welche im Finite Elemente Modell durch sich überkreuzende Federelemente dargestellt werden, wird durch aufwändige Messungen an einer Hydraulikvorrichtung ermittelt. Sowohl statische, als auch dynamische Versuche werden durchgeführt und der Temperatureinfluss wird zusätzlich untersucht. Aus den Ergebnissen wird deutlich, dass die Bandagensteifigkeit stark von der Temperatur abhängt, Darüber hinaus ist es wichtig, ob eine Belastung auf Druck oder auf Zug stattfindet. Ein wichtiges Resultat dieses Tests ist, dass bei ähnlichen Bandagentypen die Steifigkeit näherungsweise aus der Geometrie bestimmbar ist. Mit diesen Materialwerten wird nunmehr das Finite Elemente Modell aus Volumen- und Schalenelementen aufgebaut und in einem ersten Berechnungsschritt die Eigenfrequenzen und -formen im Frequenzbereich bis

150 Hz berechnet. Hierbei fällt auf, dass die Eigenformen ähnlich denen sind, die beim freischwingenden Ring beobachtet werden können. Der Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Eigenfrequenzen zeigt bei dieser Studie eine relativ gute Übereinstimmung. Darauf aufbauend wird eine Frequenzgangsanalyse durchgeführt, bei der eine Übertragungsfunktion zwischen der anregenden Kraft und der Verformung an einem Beobachtungspunkt in Abhängigkeit von der Frequenz der Anregung darstellt. In der Nähe der Eigenfrequenzen ergeben sich hierbei erhöhte Schwingungsamplituden. Um das Verhalten der Wickelkopfstruktur beim dreipoligen Klemmenkurzschluss und im Nennbetrieb simulieren zu können, sind zunächst die Kräfte für diese beiden Betriebszustände zu bestimmen. Hierzu wird von den Autoren ein Verfahren verwendet, das auf dem Gesetz von Biot-Savart basiert. Das Ergebnis zeigt beim dreipoligen Klemmenkurzschluss eine kleeblattförmige Verteilung der Kräfte, was auch schon bei anderen Untersuchungen beobachtet werden konnte. Angeregt durch diese Kräfte ergeben sich Wickelkopfschwingungen, die denen eines homogenen Rings mit vier Schwingungsknoten sehr nahe kommt. Die dominante Frequenz beim Nennbetrieb ist 100 Hz, beim dreipoligen Klemmenkurzschluss hingegen 50 Hz. Maximale Verformungen treten am vorderen Ende des Wickelkopfs auf und sind bei dem untersuchten Störfall um etwa das 100fache größer als im Nennbetrieb der Maschine.

Basierend auf der zuvor vorgestellten Untersuchung analysieren Drubel, Kulig und Senske in [6] die Verformungen unterschiedlicher Turbogeneratorwickelköpfe beim dreipoligen Klemmenkurzschluss und im Nennbetrieb. Insbesondere wird hierbei auf Einflüsse der Temperatur und der Ausführung der Absteifungsmaßnahmen im Hinblick auf die Eigenfrequenzen und die Schwingungsamplituden geachtet. Zwar übt die Temperatur keinen Einfluss auf die Masse des Systems aus, die Steifigkeit - speziell der Bandagen - wird durch diese jedoch nennenswert verändert. Das hat insbesondere Auswirkungen auf die Lage der Eigenfrequenzen. Mit Veränderung der Bandagensteifigkeit können die Eigenfrequenzen bei den untersuchten Maschinen um bis zu 25 Prozent variieren. Darüber hinaus werden die Eigenfrequenzen und die resultierenden Amplituden für den Fall untersucht, dass in den Maschinen keine Wickelkopfabsteifungsmaßnahmen angebracht werden. Zum Einen verlagern sich die Eigenfrequenzen durch diesen Eingriff hin zu niedrigeren Werten, zum Anderen ergeben sich jedoch gerade in der Nähe einer Resonanzfrequenz deutlich größere Schwingungsamplituden. Zuletzt wird ein Vergleich zweier Wickelkopfdesigns im Hinblick auf das Verhalten beim dreipoligen Klemmenkurzschluss vorgenommen. Die beiden Maschinenausführungen unterscheiden sich hierbei in den Wickelkopfabsteifungen. Während die erste Maschine mit konventionellen Absteifungs-

KAPITEL 2. STAND DER FORSCHUNG

maßnahmen gefertigt ist, ist die zweite Maschine komplett von den Absteifungsmaßnahmen befreit. Die Version mit konventionellen Absteifungsmaßnahmen weist hierbei etwas geringere Schwingungsamplituden auf. Ein Vergleich mit einer Messung an einer realen Maschine zeigt Abweichungen zwischen 40 und 90 Prozent.

Grüning beschäftigt sich in [17] intensiv mit Möglichkeiten zur Berechnung der elektromagnetischen Felder und Kräfte im Stirnbereich eines Turbogenerators und stellt drei von ihm ausgewählte Methoden einander gegenüber. Der Gegenüberstellung liegen hierbei Überlegungen zur Praktikabilität und zur Genauigkeit der Rechenergebnisse zugrunde. Zunächst stellt der Verfasser ein Berechnungsprogramm auf Basis des Gesetzes von Biot-Savart vor. Basierend auf einem bereits existierenden Programm wird eine weiterentwickelte Version implementiert, die die Berücksichtigung des Erregerwickelkopfs gestattet. Der zweite untersuchte Berechnungsansatz nutzt die Integralgleichungsmethode. Im Gegensatz zum Biot-Savart Berechnungsprogramm ist es hier möglich, die realen Leiterquerschnitte in der Analyse mit zu berücksichtigen. Ein Nachteil der hierbei allerdings auftritt ist die Tatsache, dass für die Lösung der Gleichungen eine numerische Integration stattfinden muss, was zu deutlich längeren Rechenzeiten führt. Abschließend wird die Möglichkeit untersucht, die Felder und Kräfte mittels einer dreidimensionalen Finite Elemente Simulation zu ermitteln. Diese Methode ist sowohl bei der Modellerstellung, als auch bei der Lösung extrem zeitaufwändig, gestattet aber im Gegensatz zu den zuvor untersuchten Lösungsverfahren die korrekte Berücksichtigung von Gebieten, in denen Wirbelströme auftreten können. Ein Vergleich der drei untersuchten Kraftberechnungsprogramme führt zu dem Ergebnis, dass das Programm auf Basis des Gesetzes von Biot-Savart für die gestellte Aufgabe am besten geeignet ist. Dies wird durch eine Gegenüberstellung der berechneten Kräfte sowie des erforderlichen Zeitaufwandes deutlich. Da die elektromagnetischen Kräfte im Wickelkopfbereich an einer realen Maschine nicht direkt gemessen werden können, wird abschließend eine mechanische Simulation durchgeführt, die den Vergleich mit Messungen gestattet. Dieser Simulation liegt ein Finite Elemente Modell zugrunde, das durch die zeitlich veränderlichen Kräfte aus dem Kraftberechnungsprogramm zu Schwingungen angeregt werden kann. Als Referenzfall wird der dreipolige Klemmenkurzschluss mit 70 Prozent Bemessungsspannung gewählt, für den Messungen vorliegen. Da in dem mechanischen Modell keine Materialdämpfung berücksichtigt ist, ergeben sich nach einigen Schwingungsperioden größere Abweichungen zwischen Simulation und Messung. Bis zu diesem Zeitpunkt stimmen beide aber relativ gut überein, was auf einen korrekten Ansatz bei der Kraftberechnung schließen lässt.

Kapitel 3

Ziele und Aufbau der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wird das elektromechanische Verhalten der Ständerwickelköpfe von Turbogeneratoren während ausgewählter Betriebszustände untersucht. Das Ziel der Untersuchung ist die Analyse der für die unterschiedlichen Betriebszustände repräsentativen mechanischen Größen des Wickelkopfs wie zum Beispiel resultierende Verformungen, Materialspannungen oder Dehnungen an ausgewählten Positionen. Diese kennzeichnenden Größen werden für die unterschiedlichen betrachteten Störfälle einander gegenübergestellt, um hieraus einen Störfallkatalog zu erstellen. Mit Hilfe dieses Störfallkatalogs soll es möglich sein, schon während der Konstruktion neuer Maschinen gezielt auf das Verhalten des Wickelkopfs Einfluss nehmen zu können oder während einer möglichen Revision die zu kontrollierenden Bauteile schneller lokalisieren zu können. Darüber hinaus werden grundlegende analytische Verfahren zur Schwingungsberechnung der Wickelkopfstruktur abgeleitet. Aufbauend auf der Theorie des schwingenden Rings sowie einem Ansatz zur Schwingungsberechnung von Kegelstumpfoberflächen wird das mechanische Verhalten unterschiedlicher Ständerwickelköpfe analysiert. Abschließend werden die Untersuchungsergebnisse mit Messergebnissen aus einem Prüffeldlauf verglichen und bewertet.

Hierzu findet zunächst eine Bestimmung der Strangströme der Maschine über einen, dem jeweiligen Problem angemessenen, Zeitraum statt. Die Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Maschinenströme geschieht unter Verwendung numerischer Methoden.

Mit den ermittelten zeitlichen Verläufen der Strangströme sowie der aus Konstruktionszeichnungen oder CAD-Daten bekannten Geometrie der Leiterstäbe im Wickelkopfbereich, werden im nächsten Schritt die auf die Leiter der Ober- und Unterlage wirkenden Kräfte mit Hilfe des Gesetzes von Biot-Savart ermittelt. Dabei wird die tatsächliche Geometrie des Leiterstabs auf

KAPITEL 3. ZIELE UND AUFBAU DER ARBEIT

einen Linienleiter reduziert und die Kraft punktuell mit der jeweiligen radialen, tangentialen sowie axialen Komponente als Funktion der Zeit ausgegeben. Das Verfahren der Kraftberechnung nach dem Gesetz von Biot-Savart wird in [17] genauer vorgestellt und überzeugt mit sehr guten Ergebnissen.

Die so ermittelten Zeitfunktionen der Kräfte im Wickelkopfbereich sind einem dreidimensionalen Modell des Wickelkopfs aufzuprägen. Bei der Modellierung der Wickelkopfgeometrie mit Hilfe der Finiten Elemente Methode (FEM) besteht nur an sehr wenigen Positionen die Möglichkeit einer Modellvereinfachung. Vielmehr ist durch eine hinreichend feine Diskretisierung im Bereich kritisch erachteter Stellen darauf zu achten, dass die berechneten Ergebnisse nicht von der Realität abweichen.

Eine besondere Herausforderung bei der Erstellung des Finite Elemente Modells stellt die geeignete Ermittlung der Materialparameter dar. Die meisten Bauteile des Wickelkopfs werden aus Werkstoffen mit anisotropen Materialparametern gefertigt, die zudem einem raschen Alterungsprozess unterliegen und zusätzlich einen nicht vernachlässigbaren Temperatureinfluss bezüglich der Festigkeit erkennen lassen. Ein weiteres Problem entsteht bei der Modellbildung der Leiterstäbe, die aus Einzelteileleitern, Lack und Isoliermaterial aufgebaut sind. Eine Berechnung mit dem exakten Querschnitt würde das numerische Modell unnötig verkomplizieren und zu inakzeptabel langen Berechnungszeiten sowie einem schlechten Konvergenzverhalten des Gleichungslösers führen. Daher ist die adäquate Bestimmung der Materialparameter von zentraler Bedeutung für die anschließenden Berechnungen der mechanischen Antwort der Wickelkopfgeometrie auf die elektromagnetischen Kräfte.

Nach der Berechnung müssen die Ergebnisse an geeigneten Positionen ausgewertet werden. Die Auswertegrößen und -positionen sind dabei idealerweise so zu wählen, dass eine Gegenüberstellung dieser Werte resultierend aus den unterschiedlichen betrachteten Betriebszuständen die Anfälligkeit oder Empfindlichkeit des Wickelkopfs auf einen ausgewählten Betriebspunkt erkennen lässt.

Kapitel 4

Theoretische Grundlagen

Im Kapitel 2 wurden die Ergebnisse einiger Untersuchungen vorgestellt, die sich mit der Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Wickelkopfbereich sowie mit dem mechanischen Verhalten der Wickelkopfstruktur beschäftigen. Auch die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit diesen Themengebieten. Bevor die Resultate der durchgeführten Analysen jedoch präsentiert werden, sollen hier zunächst einige wichtige Grundlagen erläutert werden.

4.1 Elektromagnetische Kräfte im Wickelkopf

Um das erzwungene Schwingungsverhalten des Wickelkopfs untersuchen zu können, ist eine Berechnung der im Endbereich der Maschine wirkenden elektromagnetischen Kräfte notwendig, wozu in der Literatur einige Ansätze gefunden werden können. Im Folgenden werden die grundlegenden Ideen zweier hierfür sehr gut geeigneter Methoden erklärt.

4.1.1 Kraftberechnung mit Hilfe des Gesetzes von Biot-Savart

Das Gesetz von Biot-Savart liefert eine quantitative Beschreibung für die magnetische Wirkung, die von einem durch einen Leiter fließenden Strom in einem beliebigen Punkt im Raum $P(\vec{r})$ erzeugt wird. Es wurde im Jahre 1820 von Jean Baptiste Biot und Felix Savart formuliert. Basierend auf der Annahme stationärer, zeitlich konstanter Stromdichten $\vec{J}(\vec{r}')$ und ih-

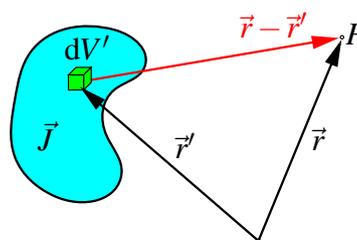


Abbildung 4.1 – Zur Berechnung des Vektorpotentials

rem Magnetfeld

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r}) \quad (4.1)$$

mit dem Vektorpotential (vergleiche Abbildung 4.1)

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \quad (4.2)$$

kann unter der Vereinfachung, dass der Querschnitt des stromführenden Gebiets vernachlässigbar klein ist, das Gesetz von Biot-Savart für einen Linienleiter hergeleitet werden. Bei stationären Fadenströmen muss wegen

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (4.3)$$

die Stromstärke entlang eines Linienleiterstücks konstant sein. An Verzweigungen ist unter Einbehaltung des Kirchhoff'schen Gesetzes die Summe aller Ströme gleich Null. Das bedeutet insbesondere, dass Ströme im Endlichen weder beginnen noch enden können. Wird nun ein Punkt $\vec{r}'_+(s)$ des Leiters mit dem Abstand s von einem beliebigen aber festen Aufpunkt auf dem Leiter betrachtet, so kann mit der Stromrichtung in diesem Punkt

$$\vec{e}_t(s) = \frac{d\vec{r}'_+(s)}{ds} \quad (4.4)$$

die Stromdichte in einer einfach geschlossenen Drahtschleife, welche den Strom I führt, nach der Formel

$$\vec{J}(\vec{r}') = \oint ds I \vec{e}_t(s) \delta(\vec{r}' - \vec{r}'_+(s)) \quad (4.5)$$

bestimmt werden, wobei rund um die Drahtschleife zu integrieren ist. Durch Kombination der Gleichungen 4.2 und 4.5 folgt zunächst

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint dV' \oint ds \frac{I \vec{e}_t(s) \delta(\vec{r}' - \vec{r}'_+(s))}{|\vec{r} - \vec{r}'_+(s)|} \quad (4.6)$$

und durch ein Herausziehen der Konstanten, Vertauschen von \vec{r}' - und s -Integration, Austauschen des \vec{r} - Integrals durch die δ -Funktion und Einführen der Definition $d\vec{s} = \vec{e}_t(s) ds$ kann als Zwischenergebnis die Gleichung für das Vektorpotential eines Fadenstroms ermittelt werden:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\vec{s}}{|\vec{r} - \vec{r}'_+(s)|} \quad (4.7)$$

4.1. ELEKTROMAGNETISCHE KRÄFTE IM WICKELKOPF

Über den Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld und dem Vektorpotential ergibt sich abschließend in einem Aufpunkt $P(\vec{r})$ die magnetische Flussdichte zu

$$\begin{aligned}
 \vec{B}(\vec{r}) &= \nabla \times \vec{A}(\vec{r}) \\
 &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \nabla \times \frac{d\vec{s}}{|\vec{r} - \vec{r}'_+(s)|} \\
 &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \nabla \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'_+(s)|} \right) \times d\vec{s} \\
 &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \left(- \frac{\vec{r} - \vec{r}'_+(s)}{|\vec{r} - \vec{r}'_+(s)|^3} \right) \times d\vec{s} \\
 &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint d\vec{s} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'_+(s)}{|\vec{r} - \vec{r}'_+(s)|^3}
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

und - direkt über die magnetische Feldkonstante verknüpft - die magnetische Feldstärke im materialfreien Raum zu

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{I}{4\pi} \oint d\vec{s} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'_+(s)}{|\vec{r} - \vec{r}'_+(s)|^3}. \tag{4.9}$$

Das ist das Gesetz von Biot-Savart, angewandt auf einen fadenförmigen Leiter.

In dieser Formulierung wird vorausgesetzt, dass stationäre oder quasistationäre Vorgänge betrachtet werden sowie ein linearer Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke und der magnetischen Flussdichte gegeben ist. Wirbelstromphänomene oder unterschiedliche μ_r -Gebiete können also nicht direkt berücksichtigt werden und bedürfen einer Ersatzanordnung zusätzlicher stromführender Linienleiter Elemente. Diese Vorgehensweise ist unter dem Begriff der Spiegelleitermethode bekannt, bei der die ursprüngliche Leiteranordnung an der entsprechenden Oberfläche, welche den Übergang in das angrenzende Medium darstellt, gespiegelt wird. Der Strom I' in der gespiegelten Leiteranordnung wird in Abhängigkeit von der relativen Permeabilität μ_r des zu ersetzenden Bereichs gemäß der Formel

$$I' = \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \cdot I \tag{4.10}$$

bestimmt. Bei dieser Betrachtung können zwei Extremfälle auftreten:

1. Hochpermeable, beziehungsweise magnetische Gebiete mit $\mu_r \rightarrow \infty$:

Zwischen dem Strom I' in der gespiegelten Anordnung und dem Strom I in der ursprünglichen Anordnung gilt der Zusammenhang $I' = I$. Dies hat einen senkrechten Feldeintritt an der Oberfläche zum ferromagnetischen Gebiet zur Folge.

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2. Elektrisch gut leitfähige, beziehungsweise Wirbelstromgebiete mit $\mu_r \rightarrow 0$:

Unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs, entsprechend einer Feldabschirmung durch Wirbelstromgebiete gemäß der Lenz'schen Regel an der Oberfläche zum leitenden Gebiet, wird die Stromrichtung in den gespiegelten Leitern umgekehrt.

Durch die Anwendung der Spiegelleitermethode ist es also möglich, den realen Feldverlauf am Übergang in das Statorblechpaket unter Kenntnis der gemittelten relativen Permeabilität dieses Bauteils nachzuempfinden.

Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, durch zusätzliche Linienleiterelemente den Einfluss der Erregerwicklung oder der Läuferkappe ebenfalls zu berücksichtigen, auch wenn aufgrund des relativ großen Abstands dieser Bauteile zur Ständerwicklung nur eine geringe Änderung bei den Ergebnissen einer Kraftberechnung zu erwarten ist. Bei der Berücksichtigung der Erregerwicklung ist zu beachten, dass diese keine feste Position im Raum einnimmt, sondern mit der synchronen Drehzahl n_N dreht. Dies geschieht durch die Änderung des Winkels α zwischen der Polachse der Erregerwicklung und der Wicklungsachse einer Phase der Ständerwicklung zu jedem Zeitpunkt t der Berechnung. Im Falle eines schwerwiegenden elektrischen Störfalls ist bei der Berechnung der elektromagnetischen Felder und Kräfte im Stirnbereich einer Maschine die Läuferkappe zu berücksichtigen, da sich hierin Wirbelströme ausbilden können, die zu einer Feldabschirmung, also zu einem tangentialen Feldverlauf an der Kappenoberfläche, führen. Hierfür wird das ursprüngliche Linienleitermodell so erweitert, dass jede Leiterschleife in zusätzlichen Linienleitersegmenten fortgeführt wird, welche im Bereich der Läuferkappe verlaufen und dort den selben Strom wie die Ständerleiterschleife führen. Dies erzeugt eine der Ständerdurchflutung entgegengesetzte Läuferdurchflutung.

Um die aufgezeigte Vorgehensweise zur Berechnung der magnetischen Flussdichte \vec{B} , hervorgerufen durch einen fadenförmigen Strom, in einem numerischen Berechnungsprogramm anwenden zu können, kann die Gleichung 4.8, bei der ein geschlossenes Linienintegral auszuwerten ist, dahingehend vereinfacht werden, dass die Leiterschleife in gerade diskrete Segmente zerteilt wird, deren Flussdichtebeiträge in einem Punkt $P(\vec{r})$ dann aufsummiert werden. Der Flussdichtebeitrag $d\vec{B}$ eines jeden solchen Segments mit dem Startpunkt $P_1(\vec{r}'_+)$ und dem Endpunkt $P_2(\vec{r}'_+)$ ist gemäß

$$d\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{P_1}^{P_2} d\vec{s} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'_+(s)}{|\vec{r} - \vec{r}'_+(s)|^3} \quad (4.11)$$

4.1. ELEKTROMAGNETISCHE KRÄFTE IM WICKELKOPF

zu berechnen. Mit den Definitionen nach Abbildung 4.2 können für diese Aufgabenstellung zwei unterschiedliche Lösungsstrategien verfolgt werden.

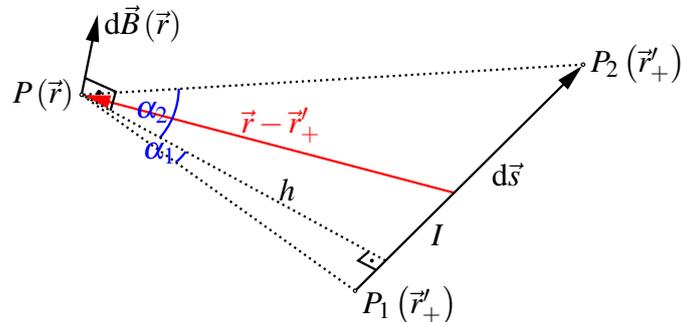


Abbildung 4.2 – Flussdichtebeitrag eines fadenförmigen Leitersegments

Bei der ersten Strategie wird die Gleichung 4.11 so umgeschrieben, dass über einen Winkel α zu integrieren ist:

$$d\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi h} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \cos \alpha \, d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1}{h} \cdot \vec{e}_{dB}(\vec{r}) \quad (4.12)$$

Die zweite Strategie zur Berechnung des Flussdichtebeitrags eines geraden Leitersegments in einem numerischen Berechnungsprogramm benötigt rein vektorielle Größen:

$$d\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \left[\frac{\left(\vec{r}'_{+P_2} - \vec{r}'_{+P_1} \right)^2 + \left(\vec{r} - \vec{r}'_{+P_1} \right)^2 - \left(\vec{r} - \vec{r}'_{+P_2} \right)^2}{2 \cdot \left| \vec{r} - \vec{r}'_{+P_1} \right| \cdot \left| \vec{r}'_{+P_1} \times \vec{r}'_{+P_2} + \vec{r}'_{+P_2} \times \vec{r} + \vec{r} \times \vec{r}'_{+P_1} \right|} + \frac{\left(\vec{r}'_{+P_2} - \vec{r}'_{+P_1} \right)^2 + \left(\vec{r} - \vec{r}'_{+P_2} \right)^2 - \left(\vec{r} - \vec{r}'_{+P_1} \right)^2}{2 \cdot \left| \vec{r} - \vec{r}'_{+P_2} \right| \cdot \left| \vec{r}'_{+P_1} \times \vec{r}'_{+P_2} + \vec{r}'_{+P_2} \times \vec{r} + \vec{r} \times \vec{r}'_{+P_1} \right|} \right] \cdot \vec{e}_{dB}(\vec{r}) \quad (4.13)$$

In den Gleichungen 4.12 und 4.13 ist jeweils eine Multiplikation mit dem Einheitsvektor der Flussdichte \vec{e}_{dB} vorzunehmen, der durch den Ausdruck

$$\vec{e}_{dB} = \frac{\vec{r}'_{+P_1} \times \vec{r}'_{+P_2} + \vec{r}'_{+P_2} \times \vec{r} + \vec{r} \times \vec{r}'_{+P_1}}{\left| \vec{r}'_{+P_1} \times \vec{r}'_{+P_2} + \vec{r}'_{+P_2} \times \vec{r} + \vec{r} \times \vec{r}'_{+P_1} \right|} \quad (4.14)$$

zu ermitteln ist.

Wurde für das Berechnungsmodell die ursprüngliche Leiteranordnung in n diskrete Segmente unterteilt, so ist die gesamte Flussdichte in einem Punkt $P(\vec{r})$ durch die Aufsummierung aller

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Einzelbeiträge anzugeben:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^n d\vec{B}_i(\vec{r}) \quad (4.15)$$

Mit Kenntnis der magnetischen Flussdichte \vec{B} in jedem Punkt des Berechnungsmodells lässt sich unter Auswertung der Lorentzregel

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (4.16)$$

welche die Kraft \vec{F} auf eine mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegte Ladung der Größe q beschreibt [34], der infinitesimale Kraftbeitrag $d\vec{F}$ auf ein mit dem Strom der Größe I durchflossenes Leitersegment der Länge $d\vec{l}$ im Stirnbereich berechnen:

$$d\vec{F} = I \cdot (d\vec{l} \times \vec{B}) \quad (4.17)$$

Um eine Schnittstelle für die später durchzuführende mechanische Simulation zu schaffen, ist die Kraft an diskreten Punkten des Linienleitermodells anzugeben. Diese Punkte werden idealerweise so gewählt, dass sie im Querschnittsmittelpunkt der realen Leiterstäbe liegen und den Schnittpunkt zweier Linienleitersegmente des Kraftberechnungsmodells bilden. Die Abbildung 4.3 zeigt zwei solcher geraden Linienleitersegmente, die den Strom I führen, mit dem Startpunkt P_{i-1} , dem Schnittpunkt P_i sowie dem Endpunkt P_{i+1} .

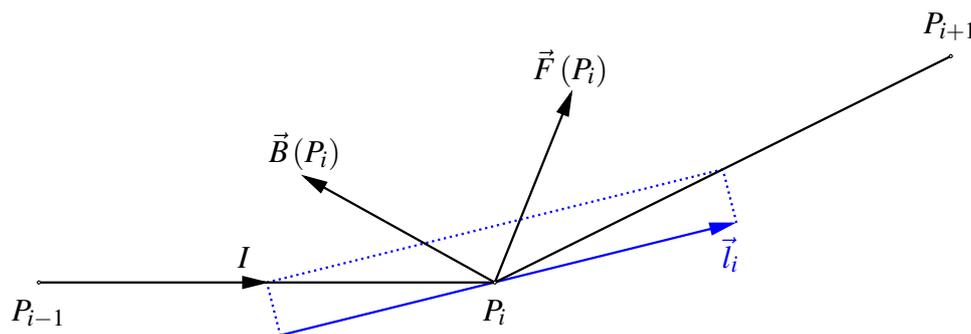


Abbildung 4.3 – Kraft auf ein fadenförmiges Leitersegment

Bei einer ausreichend feinen und nahezu äquidistanten räumlichen Diskretisierung des Modells darf angenommen werden, dass der Flussdichtebeitrag \vec{B} im Punkt P_i dem Mittelwert der magnetischen Flussdichte im Bereich der zwei betrachteten Leitersegmente entspricht, welcher gemäß Gleichung 4.15 aus der Addition der Flussdichtebeiträge aller Segmente berechnet wird.

Dann kann für die Berechnung der Kraft \vec{F} in diesem Punkt der Ausdruck

$$\vec{F}(P_i) = I \cdot (\vec{l}_i \times \vec{B}(P_i)) \quad (4.18)$$

benutzt werden, wobei der Längen-Richtungsvektor \vec{l}_i aus dem Anfangs-, dem Schnitt- und dem Endpunkt der Anordnung zu bestimmen ist:

$$\vec{l}_i = \frac{1}{2} \cdot (\vec{r}_{P_i} - \vec{r}_{P_{i-1}}) + \frac{1}{2} \cdot (\vec{r}_{P_{i+1}} - \vec{r}_{P_i}) \quad (4.19)$$

4.1.2 Kraftberechnung mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente

Bei den klassischen Kraftberechnungsmethoden ist das magnetische Feld auf analytischem Wege zu ermitteln. Wird die zu berechnende Anordnung jedoch kompliziert, so ist ein analytischer Ausdruck oft nur durch sehr starke Vereinfachungen oder unter extremem Aufwand anzugeben. Insbesondere bei komplexen dreidimensionalen Strukturen ist eine Analyse der Feldverteilung auf klassischem Wege häufig nicht mehr möglich. Um eine Berechnung dennoch durchzuführen, kommen immer öfter numerische Verfahren zum Einsatz. Bei ihnen wird das Rechengebiet nicht als Kontinuum betrachtet. Vielmehr findet eine Unterteilung in einzelne Gitterzellen statt, in welchen die Materialeigenschaften als konstant vorausgesetzt werden. Anstelle einer exakten Lösung für die zu betrachtende Größe im kontinuierlichen Rechengebiet, findet hier eine Approximation der Werte auf den Eckpunkten des Gitternetzes statt. Die Grundlage für die Berechnung elektromagnetischer Felder in einem Finite Elemente Programm sind die vier Maxwell-Gleichungen:

1. Das Ampere'sche Gesetz in seiner vollständigen Form:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.20)$$

2. Das Induktionsgesetz:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.21)$$

3. Der Satz von Gauss für magnetische Felder:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.22)$$

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

4. Der erweiterte Satz von Gauss für elektrische Felder:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_V \quad (4.23)$$

Hierin beschreibt \vec{H} die Größe des magnetischen Felds, \vec{E} die Größe des elektrischen Felds, \vec{J} die Stromdichte, \vec{D} die Verschiebungsflussdichte, \vec{B} die magnetische Flussdichte und ρ_V die Volumenladungsdichte. Wie bei den klassischen Verfahren sind diese um die Kontinuitätsgleichung zu erweitern, welche aus der Anwendung des Divergenz-Operators auf Gleichung 4.20 resultiert:

$$\nabla \cdot \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0 \quad (4.24)$$

Diese fünf feldbeschreibenden Gleichungen werden um drei Materialgesetze ergänzt, welche das Verhältnis zwischen magnetischer Feldstärke und magnetischer Flussdichte

$$\vec{B} = [\mu] \vec{H}, \quad (4.25)$$

den Zusammenhang zwischen der Verschiebungsflussdichte und elektrischem Feld

$$\vec{D} = [\epsilon] \vec{E}, \quad (4.26)$$

sowie eine Verknüpfung zwischen der Stromdichte, der elektrischen Feldstärke und der magnetischen Flussdichte

$$\vec{J} = \gamma \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (4.27)$$

beschreiben. Durch die Kombination dieser Gleichungen können partielle Differentialgleichungen aufgestellt werden, mit deren Hilfe sich Potentiale auf den Eckpunkten der aus der Diskretisierung des Rechengebiets resultierenden Elemente bestimmen lassen. Für die Berechnung elektromagnetischer Vorgänge sind dabei drei Potentialtypen von besonderem Interesse:

- Elektrisches Skalarpotential:

In Gebieten, in denen keine zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte auftritt, also $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$ gilt, kann wegen $\nabla \times \nabla \cdots = 0$ das elektrische Feld \vec{E} durch den Gradienten eines elektrischen Skalarpotentials φ_{el} ausgedrückt werden:

$$\vec{E} = -\nabla \varphi_{el} \quad (4.28)$$

4.1. ELEKTROMAGNETISCHE KRÄFTE IM WICKELKOPF

- Magnetisches Skalarpotential:

In Gebieten, in denen die Bedingung $\nabla \times \vec{H} = 0$ erfüllt ist, kann ein magnetisches Skalarpotential φ_m gemäß

$$\vec{H} = -\nabla\varphi_m \quad (4.29)$$

definiert werden. Dabei kann bei Problemen, bei denen eine zeitunabhängige Stromdichteverteilung gegeben ist, das magnetische Feld in zwei Anteile zerlegt werden. Der erste Anteil ist das Potentialfeld \vec{H}_p und der zweite Anteil ist das Quellenfeld \vec{H}_s . Das Quellenfeld ist hierbei so zu wählen, dass seine Rotation dem Biot-Savart'schen Gesetz genügt, also der Stromdichte entspricht, woraus für das Potentialfeld folgt, dass dieses wirbelfrei ist und demzufolge als Gradient eines skalaren Potentials angegeben werden kann.

- Magnetisches Vektorpotential:

Sollen stromführende Gebiete, wie zum Beispiel elektrische Leiter behandelt werden, so ist das magnetische Vektorpotential \vec{A} von Bedeutung. Gemäß dem Satz von Helmholtz lässt sich jedes Vektorfeld aus der Summe eines Gradientenfeldes und der Rotation eines quellenfreien Vektorfeldes darstellen, so dass

$$\vec{B} = \nabla\varphi + \nabla \times \vec{A} \quad (4.30)$$

gilt. Wird hierbei der Anteil des Gradientenfeldes vernachlässigt, so vereinfacht sich diese Beziehung zu

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad (4.31)$$

Durch eine gezielte Kombination der vorgestellten Gleichungen lassen sich für unterschiedliche Problemtypen feldbeschreibende partielle Differentialgleichungen aufstellen. So gilt für das elektrische Strömungsfeld

$$\Delta\varphi_{el} = 0, \quad (4.32)$$

für das elektrostatische Feld

$$\Delta\varphi_{el} = -\frac{\rho_V}{\varepsilon}, \quad (4.33)$$

für das magnetostatische Feld

$$\Delta\varphi_m = 0 \tag{4.34}$$

und für quasistationäre elektromagnetische Felder

$$\Delta\vec{A} = -\mu\vec{J}. \tag{4.35}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichungen ist das Ziel des hier vorgestellten Finite Elemente Verfahrens. Prinzipiell sind dabei die folgenden 6 Schritte durchzuführen [52]:

1. Diskretisierung des zu berechnenden Feldgebiets:

Das zu berechnende Feldgebiet wird in einzelne Elemente unterteilt. Diese können bei zweidimensionalen Anordnungen dreieckig oder viereckig sein, bei dreidimensionalen Problemen tetraederförmig oder quaderähnlich. Je nach Ordnung der Ansatzfunktion werden an den Ecken und gegebenenfalls auch auf den Seitenmitten der Elemente Knoten festgelegt, die ebenfalls zu den benachbarten Elementen gehören.

2. Approximation des Potentials innerhalb eines Elements:

Für jedes einzelne Element des Rechengebiets ist eine Potentialverteilungsfunktion zu definieren, für welche ein Funktional einen Extremwert annimmt. Bei elektrostatischen Problemstellungen eignet sich als Funktional die im Feld gespeicherte elektrische Energie, welche sich in der Natur so einstellt, dass sie bei einem gegebenen Randpotential minimal wird. Um die Potentialfunktion zu ermitteln kann ein Ansatz gewählt werden, dessen Konstanten dann mit Hilfe der Knotengeometrie und der Knotenpotentiale gefunden werden.

3. Ermittlung der Elementgleichungen:

Durch Auswertung der unter Punkt 2. erhaltenen Ausdrücke können dann Bestimmungsgleichungen für die unbekanntenen Potentiale hergeleitet werden, bei denen die Energie minimal wird. Dies kann zum Beispiel mit Hilfe der Variationsrechnung geschehen.

4. Ermittlung der Systemgleichung:

Wie unter Punkt 1. erläutert wurde, sind die Elemente über gemeinsame Knoten miteinander gekoppelt. Daher ist in diesem Schritt aus der Summe der Einzelfunktionale ein Gesamt-, beziehungsweise Systemfunktional zu bilden. Durch Differentiation und Nullsetzen dieses Systemfunktionals kann dann das Energieminimum abgeleitet werden.

4.1. ELEKTROMAGNETISCHE KRÄFTE IM WICKELKOPF

5. Einbeziehen der Randbedingungen:

Die Anzahl der Unbekannten des resultierenden Gleichungssystems entspricht der Anzahl der Knoten multipliziert mit der Anzahl der Freiheitsgrade pro Knoten. Erst durch die Vorgabe von Randbedingungen, also durch die Vorgabe von Potentialen auf definierten Knoten, wird die Anzahl der Unbekannten reduziert und das Gleichungssystem damit lösbar.

6. Lösung des Gleichungssystems:

Durch die Lösung des Gleichungssystems werden die Knotenpotentiale bestimmt. Je nach Problemgröße stehen unterschiedliche Lösungsverfahren zur Verfügung. Während bei kleineren Problemen bis zu einigen tausend Freiheitsgraden das Gleichungssystem noch direkt gelöst werden kann, kommen bei größeren Aufgabenstellungen meist iterative Verfahren zum Einsatz.

Wie innerhalb eines einzelnen Elements approximiert wird und die Elementgleichungen ermittelt werden können soll im Folgenden anhand eines dreieckigen zweidimensionalen Elements gemäß Abbildung 4.4 erläutert werden. Das Element sei dabei durch die drei Knoten $k_1(x_1, y_1)$, $k_2(x_2, y_2)$ und $k_3(x_3, y_3)$ in kartesischen Koordinaten festgelegt. Das Potential φ innerhalb des

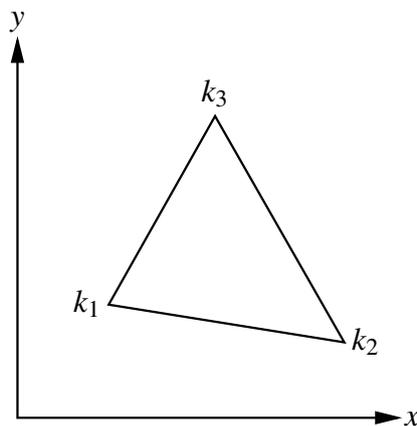


Abbildung 4.4 – Dreieckiges zweidimensionales Element

Elements wird durch eine zunächst unbekannte Funktion beschrieben, für dessen Ermittlung ein linearer Ansatz in der Form

$$\varphi = \varphi(x, y) = c_1 + c_2 \cdot x + c_3 \cdot y \quad (4.36)$$

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

gewählt wird. Damit lassen sich die Potentiale in den drei Knoten angeben:

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= c_1 + c_2 \cdot x_1 + c_3 \cdot y_1 \\ \varphi_2 &= c_1 + c_2 \cdot x_2 + c_3 \cdot y_2 \\ \varphi_3 &= c_1 + c_2 \cdot x_3 + c_3 \cdot y_3\end{aligned}\tag{4.37}$$

Dieses Gleichungssystem, bestehend aus drei Gleichungen mit drei Unbekannten, besitzt die eindeutige Lösung

$$\begin{aligned}c_1 &= \frac{\varphi_1 (x_2 y_3 - x_3 y_2) + \varphi_2 (x_3 y_1 - x_1 y_3) + \varphi_3 (x_1 y_2 - x_2 y_1)}{x_1 (y_2 - y_3) + x_2 (y_3 - y_1) + x_3 (y_1 - y_2)} \\ c_2 &= \frac{\varphi_1 (y_2 - y_3) + \varphi_2 (y_3 - y_1) + \varphi_3 (y_1 - y_2)}{x_1 (y_2 - y_3) + x_2 (y_3 - y_1) + x_3 (y_1 - y_2)} \\ c_3 &= -\frac{\varphi_1 (x_2 - x_3) + \varphi_2 (x_3 - x_1) + \varphi_3 (x_1 - x_2)}{x_1 (y_2 - y_3) + x_2 (y_3 - y_1) + x_3 (y_1 - y_2)},\end{aligned}\tag{4.38}$$

wobei bei genauerer Betrachtung des Nenners aller auftretenden Koeffizienten auffällt, dass dieser dem doppelten Flächeninhalt des Dreiecks

$$A_{\Delta} = \frac{1}{2} \cdot [x_1 (y_2 - y_3) + x_2 (y_3 - y_1) + x_3 (y_1 - y_2)]\tag{4.39}$$

entspricht. Damit lassen sich die drei Koeffizienten durch die Knotenpotentiale sowie die Knotenkoordinaten ausdrücken und können nunmehr in den ursprünglichen Ansatz nach Gleichung 4.36 eingesetzt werden:

$$\begin{aligned}\varphi \cdot 2A_{\Delta} &= [x_2 y_3 - x_3 y_2 + (y_2 - y_3)x + (x_3 - x_2)y] \varphi_1 + \\ &+ [x_3 y_1 + x_1 y_3 + (y_3 - y_1)x + (x_1 - x_3)y] \varphi_2 + \\ &+ [x_1 y_2 - x_2 y_1 + (y_1 - y_2)x + (x_2 - x_1)y] \varphi_3\end{aligned}\tag{4.40}$$

Als Vorbereitung für die Variationsrechnung ist dieser Ansatz partiell nach x und nach y abzuleiten

$$\begin{aligned}\frac{\partial \varphi}{\partial x} &= \frac{1}{2A_{\Delta}} [(y_2 - y_3) \varphi_1 + (y_3 - y_1) \varphi_2 + (y_1 - y_2) \varphi_3] \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y} &= \frac{1}{2A_{\Delta}} [(x_3 - x_2) \varphi_1 + (x_1 - x_3) \varphi_2 + (x_2 - x_1) \varphi_3]\end{aligned}\tag{4.41}$$

und unter Berücksichtigung von Gleichung 4.28 für die Berechnung der im Element gespeicherten Energie zu verwenden. Mit der Energiedichte im elektrostatischen Feld

$$w = \frac{1}{2} \varepsilon E^2\tag{4.42}$$

4.1. ELEKTROMAGNETISCHE KRÄFTE IM WICKELKOPF

und der daraus resultierenden Energie im gesamten Volumen dV

$$W = \frac{1}{2} \epsilon E^2 dV, \quad (4.43)$$

beziehungsweise im zweidimensionalen Fall in einem längenbezogenen Flächenelement der Größe dA

$$\frac{W}{l} = \frac{1}{2} \epsilon E^2 dA, \quad (4.44)$$

kann die Energie pro Längeneinheit des zweidimensionalen Elements, welche auch dem letztendlich gesuchten Funktional K entspricht, gemäß dem Ausdruck

$$\frac{W}{l} = K = \frac{1}{2} \epsilon \iint \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right] dA \quad (4.45)$$

bestimmt werden. Hierbei muss die Voraussetzung gelten, dass ϵ in allen Elementen konstant ist, da es ansonsten nicht vor das Integral gezogen werden darf. Um nun das Energieminimum aufzufinden, sind die partiellen Ableitungen nach φ zu bilden und zu Null zu setzen

$$\frac{\partial K}{\partial \varphi_1} = 0, \quad \frac{\partial K}{\partial \varphi_2} = 0, \quad \frac{\partial K}{\partial \varphi_3} = 0, \quad (4.46)$$

woraus sich drei Bestimmungsgleichungen für die unbekanntenen Knotenpotentiale φ_1 , φ_2 und φ_3 ergeben:

$$\begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{Bmatrix} = 0, \quad (4.47)$$

mit

$$\begin{aligned} p_{11} &= (y_2 - y_3)^2 + (x_3 - x_2)^2 \\ p_{12} &= (y_2 - y_3)(y_3 - y_1) + (x_3 - x_2)(x_1 - x_3) \\ p_{13} &= (y_2 - y_3)(y_1 - y_3) + (x_3 - x_2)(x_2 - x_1) \\ p_{21} &= (y_2 - y_3)(y_3 - y_1) + (x_3 - x_2)(x_1 - x_3) \\ p_{22} &= (y_3 - y_1)^2 + (x_1 - x_3)^2 \\ p_{23} &= (y_3 - y_1)(y_1 - y_2) + (x_1 - x_3)(x_2 - x_1) \end{aligned}$$

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

$$p_{31} = (y_2 - y_3)(y_1 - y_2) + (x_3 - x_2)(x_2 - x_1)$$

$$p_{32} = (y_3 - y_1)(y_1 - y_2) + (x_1 - x_3)(x_2 - x_1)$$

$$p_{33} = (y_1 - y_2)^2 + (x_2 - x_1)^2$$

Dieses Gleichungssystem gilt für dreieckige Elemente. Soll eine Gesamtanordnung, bestehend aus mehreren Dreieckselementen berechnet werden, so ist für jedes dieser Elemente ein solches Gleichungssystem zu formulieren und dann zu einem Gesamtsystem aufzusummieren, woraus die vollständige Systemmatrix resultiert.

Nachdem auf diese Weise die Verteilung der magnetischen Flussdichte im dreidimensionalen Ständerwickelkopfgebiet ermittelt wurde, kann die Kraft auf die einzelnen Stäbe für den Fall, dass diese wie bei dem Ansatz nach Biot-Savart als Linienleiter berücksichtigt wurden mit Hilfe des bereits vorgestellten Verfahrens gemäß Gleichung 4.18 berechnet werden. Eine etwas veränderte Vorgehensweise ist zu wählen, falls die Ständerstäbe durch Volumenelemente nachgebildet wurden, in denen die Stromdichte durch den Stromdichtevektor \vec{J} beschrieben wird. Dann ist die Kraft auf die Stäbe gemäß dem Ausdruck

$$\vec{F} = \vec{J} \times \iiint_V \vec{B} dV \quad (4.48)$$

anzugeben.

4.2 Mechanisches Verhalten des Wickelkopfs

Die elektromagnetischen Wickelkopfkräfte alleine reichen noch nicht aus, um eine Aussage über die Wickelkopfbeanspruchung bei einem ausgewählten Betriebszustand treffen zu können. Vielmehr muss die mechanische Antwort des Systems auf die Anregung durch die berechneten Zeitverläufe der Kräfte untersucht werden. Hierzu sollen zunächst grundlegende Überlegungen bezüglich einiger einfacher Ersatzanordnungen durchgeführt werden, welche ein ähnliches Schwingungsverhalten wie der Ständerwickelkopf eines Turbogenerators aufweisen, um darauf basierend die Schwingungen der komplexen Wickelkopfgeometrie besser verstehen zu können.

4.2.1 Eigenfrequenzen einfacher Systeme

Eine Eigenfrequenz eines schwingungsfähigen Systems ist eine Frequenz, bei der das System auf eine Anregung in dieser mit besonders großen Schwingungsamplituden reagiert. Wie die Eigenfrequenz eines Systems mit nur einem Freiheitsgrad bestimmt wird, kann am Beispiel

4.2. MECHANISCHES VERHALTEN DES WICKELKOPFS

eines Federpendels erklärt werden: Eine Kugel mit der Masse m hängt an einer Spiralfeder mit der Federkonstanten c , das ist die Kraft pro Auslenkung, mit der diese Feder reagiert. Die Kugel unterliegt dem zweiten Newton'schen Axiom (Masse mal Beschleunigung ist gleich der Summe aller Kräfte, die auf die Kugel wirken). Also ist Masse m multipliziert mit der Beschleunigung entgegengesetzt gleich dem c -fachen der Auslenkung $x(t)$, die mit der Zeit t schwankt:

$$m \frac{\partial^2 x(t)}{\partial t^2} + cx(t) = 0 \quad (4.49)$$

Diese lineare homogene Differentialgleichung hat die allgemeine Lösung

$$x(t) = k_1 \sin\left(\sqrt{\frac{c}{m}}t\right) + k_2 \cos\left(\sqrt{\frac{c}{m}}t\right). \quad (4.50)$$

Durch die Gleichung 4.50 wird eine freie, ungedämpfte Schwingung mit der Eigen-Kreisfrequenz $\omega_0 = \sqrt{c/m}$ beschrieben. Die Eigen-Kreisfrequenz ist 2π mal so groß wie die Eigenfrequenz. Das Federpendel schwingt also mit der Periodendauer $T_0 = 2\pi/\omega_0$. Alternativ lässt sich die Eigen-Kreisfrequenz der freien Schwingung durch Einsetzen von

$$x(t) = k_3 \sin(\omega_0 t) \quad (4.51)$$

in 4.49 bestimmen. Hieraus resultiert die Beziehung

$$(c - \omega_0^2 m) \cdot \sin(\omega_0 t) = 0 \quad (4.52)$$

die nur dann für alle Zeitpunkte t erfüllt ist, wenn der Koeffizient der Sinusfunktion gleich Null ist:

$$c - \omega_0^2 m = 0 \quad (4.53)$$

Die Eigen-Kreisfrequenz berechnet sich also zu

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{c}{m}}. \quad (4.54)$$

Wird eine in realen Systemen immer vorhandene Dämpfung berücksichtigt, so ist in der Bewegungsdifferentialgleichung eine zusätzliche geschwindigkeitsproportionale Komponente zu den im System vorhandenen Kräften zu addieren:

$$m \frac{\partial^2 x(t)}{\partial t^2} + d \frac{\partial x(t)}{\partial t} + cx(t) = 0 \quad (4.55)$$

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Durch Einführen der Lehr'schen Dämpfung

$$d_L = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{1}{mc}} \quad (4.56)$$

geht die Bewegungsdifferentialgleichung 4.55 über in

$$\frac{\partial^2 x(t)}{\partial t^2} + 2d_L \sqrt{\frac{c}{m}} \frac{\partial x(t)}{\partial t} + \frac{c}{m} x(t) = 0. \quad (4.57)$$

Bei der Lösung sind drei mögliche Fälle zu unterscheiden:

1. Die Lehr'sche Dämpfung ist kleiner als eins. In diesem Fall führt das System eine gedämpfte Schwingung mit der Eigen-Kreisfrequenz $\omega = \sqrt{\frac{c}{m}} \sqrt{1 - d_L^2}$ aus. Diese wird durch die Gleichung

$$x(t) = \left[k_1 \sin \left(\sqrt{\frac{c}{m}} \sqrt{1 - d_L^2} t \right) + k_2 \cos \left(\sqrt{\frac{c}{m}} \sqrt{1 - d_L^2} t \right) \right] e^{-\sqrt{\frac{c}{m}} d_L t} \quad (4.58)$$

beschrieben.

2. Die Lehr'sche Dämpfung ist gleich eins. Das System schwingt einmal und nähert sich danach dem stationären Endwert an. Die Gleichung

$$x(t) = [k_1 + k_2 t] e^{-\sqrt{\frac{c}{m}} d_L t} \quad (4.59)$$

beschreibt diesen Vorgang.

3. Die Lehr'sche Dämpfung ist größer als eins. Das System ist nicht schwingfähig. Beginnend mit einer Anfangsauslenkung „kriecht“ das System gemäß der Gleichung

$$x(t) = \left[k_1 e^{\sqrt{\frac{c}{m}} \sqrt{d_L^2 - 1} t} + k_2 e^{-\sqrt{\frac{c}{m}} \sqrt{d_L^2 - 1} t} \right] e^{-\sqrt{\frac{c}{m}} d_L t} \quad (4.60)$$

dem stationären Endwert entgegen.

Durch eine Untersuchung der Bedeutung der Dämpfung beim - in technischen Anordnungen meist relevanten - ersten Fall wird klar, dass lediglich eine sehr ausgeprägte Dämpfung einen nennenswerten Einfluss auf die Eigenfrequenz des Systems besitzt. Die Abbildung 4.5 visualisiert diese Tatsache. Dargestellt wird die Eigenfrequenz des Systems als Funktion der Dämpfung, normiert auf die Eigenfrequenz des ungedämpften Systems.

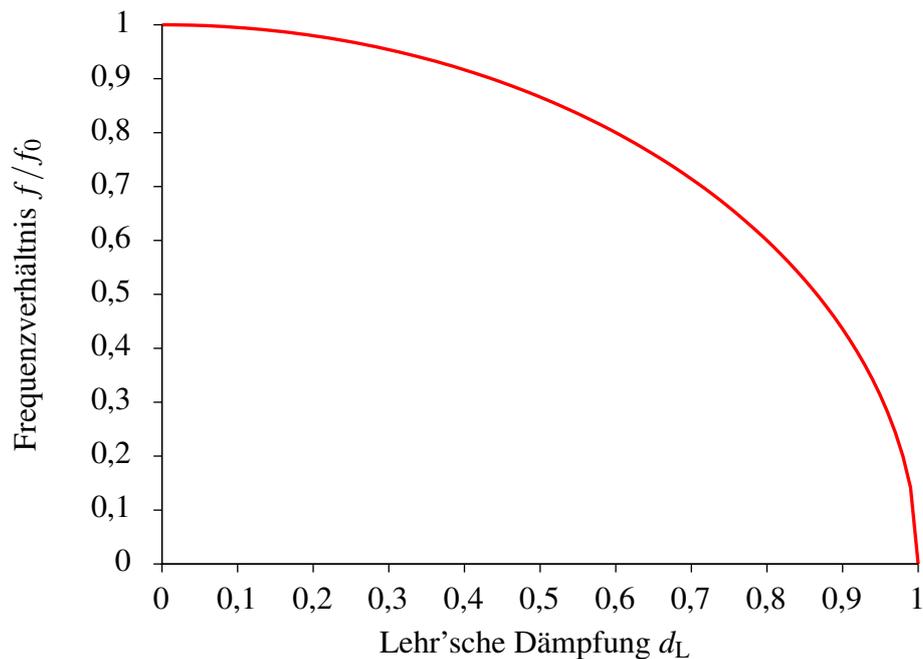


Abbildung 4.5 – Eigenfrequenz in Abhängigkeit von der Dämpfung

Wenn einem System von außen Schwingungen aufgezwungen werden, deren Frequenz mit der Eigenfrequenz übereinstimmt, reagiert das System mit besonders großen Amplituden, was als Resonanz oder, wenn zerstörende Auswirkungen auftreten, Resonanzkatastrophe bezeichnet wird. Wird die Feder an ihrem oberen Ende mit dem Weg $x_0 \cdot \sin(\omega t)$ zwangsbewegt, entspricht die Federkraft nicht mehr der gesamten Auslenkung des Massepunkts, sondern nur noch der Differenz zur Auslenkung am gegenüberliegenden Ende der Feder. Gleichung 4.49 geht damit über in

$$\begin{aligned}
 m \frac{\partial^2 x(t)}{\partial t^2} + c[x(t) - x_0 \cdot \sin(\omega t)] &= 0 \\
 \Leftrightarrow m \frac{\partial^2 x(t)}{\partial t^2} + cx(t) &= cx_0 \cdot \sin(\omega t).
 \end{aligned}
 \tag{4.61}$$

Die homogene Lösung entspricht dem oben beschriebenen Problem und stellt eine freie Schwingung in der Eigenfrequenz dar, deren Amplitude und Phasenlage von den Anfangsbedingungen abhängt. Ihr überlagert sich als Partikulärlösung die erzwungene Schwingung

$$z(t) = \frac{\frac{c}{m}}{\frac{c}{m} - \omega^2} x_0 \cdot \sin(\omega t) = \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} x_0 \cdot \sin(\omega t).
 \tag{4.62}$$

Die Amplituden werden im Resonanzfall $\omega = \omega_0$ unendlich groß. Bei Dämpfung, die hier nicht behandelt wird aber immer vorhanden ist, werden sie zwar nicht mehr unendlich groß aber immer noch größer als in jeder anderen Frequenz.

Systeme mit mehreren Freiheitsgraden werden in Analogie dazu mit einer Matrixgleichung beschrieben:

$$[M] \frac{\partial^2 \{X\}}{\partial t^2} + [D] \frac{\partial \{X\}}{\partial t} + [C] \{X\} = \{0\} \quad (4.63)$$

Darin ist $[M]$ die Massenmatrix, $[D]$ die Dämpfungsmatrix, $[C]$ die Steifigkeitsmatrix und $\{X\}$ der Verformungsvektor. Eine Untersuchung der freien Schwingungen des ungedämpften Systems führt zum allgemeinen Eigenwertproblem

$$\begin{aligned} ([C] - \omega^2 [M]) \{X\} &= \{0\} \\ \Leftrightarrow \omega^2 [M] \{X\} &= [C] \{X\}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Diese Aufgabenstellung wird als verallgemeinertes Eigenwertproblem bezeichnet. Um die Eigenfrequenzen des Systems zu bestimmen, kann diese Gleichung in ein spezielles Eigenwertproblem umgerechnet werden. Dies geschieht durch die linksseitige Multiplikation der Gleichung mit $[M]^{-1}$, die Substitution $[A] = [M]^{-1} [C]$ und Ersetzen von ω^2 zu λ . Damit geht die Gleichung 4.64 über in

$$[A] \{X\} = \lambda \{X\}. \quad (4.65)$$

4.2.2 Der frei schwingende, dünnwandige Ring

Soll das Schwingungsverhalten des Wickelkopfs bestimmt werden, ist in der Regel die Verwendung numerischer Verfahren unumgänglich. Jedoch lassen sich einige Eigenformen der kegelstumpfoberflächenförmigen Wickelkopfstruktur in ähnlicher Art auch bei einem homogenen, dünnwandigen, schwingenden Ring wiederfinden. Diese Beobachtung legt es nahe, die Eigenformen des Wickelkopfs überschlagsmäßig zunächst durch eine Berechnung der Eigenformen eines solchen Rings zu bestimmen. Die Abbildung 4.6 zeigt die für die Berechnung der Eigenfrequenzen und -formen notwendigen geometrischen Größen. Um die dem Ring zugehörigen Eigenformen anzuregen, muss sich in dem Material eine stehende Welle ausbilden. Dabei entspricht die Ordnungszahl r des jeweiligen Modes, welcher die Schwingungsform eindeutig beschreibt, der Anzahl der Sinuswellen der Schwingung entlang des Ringumfangs. Am Umfang bilden sich demzufolge $2r$ Schwingungsbäuche und eine ebensolche Anzahl Schwingungskno-

4.2. MECHANISCHES VERHALTEN DES WICKELKOPFS

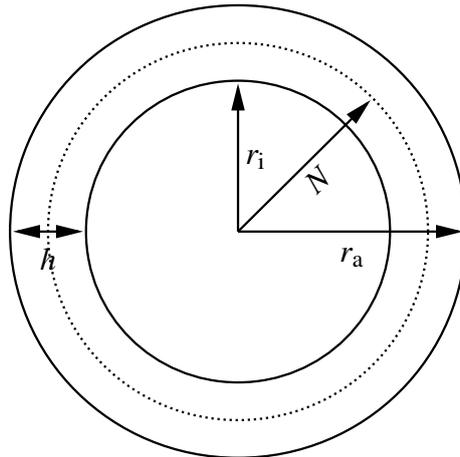


Abbildung 4.6 – Dünnwandiger Ring

ten aus. Zusätzlich zu den geometrischen Größen nach Abbildung 4.6 wird die Geschwindigkeit des Schalls im Material v_S benötigt. Mit dem Elastizitätsmodul E sowie der Dichte ρ ist diese nach der Formel

$$v_S = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (4.66)$$

definiert. Aus dem Außenradius r_a und dem Innenradius r_i werden die Ringhöhe

$$h = r_a - r_i \quad (4.67)$$

und der mittlere Ringradius

$$N = r_a - \frac{h}{2} \quad (4.68)$$

bestimmt. In einem nächsten Schritt ist ein Maß für die Biegesteifigkeit des Ringrückens zu ermitteln. Dieses Maß hängt mit dem Vorfaktor $(2\sqrt{3})^{-1}$ proportional von der Ringhöhe h und antiproportional von dem mittleren Ringradius N ab:

$$i = \frac{1}{2\sqrt{3}} \cdot \frac{h}{N} \quad (4.69)$$

Mit diesen Größen lassen sich nunmehr die Frequenz der Nullschwingung sowie die Frequenzen der Schwingungsformen $|r| \geq 2$, also die Frequenzen der Schwingungsformen mit mindestens 4 Knoten am Umfang (siehe Abbildung 4.7), berechnen. Bei der Nullschwingung führt der Ring eine rein radial gerichtete Verformung aus, welche an jedem Element des Kreistrings zu festen

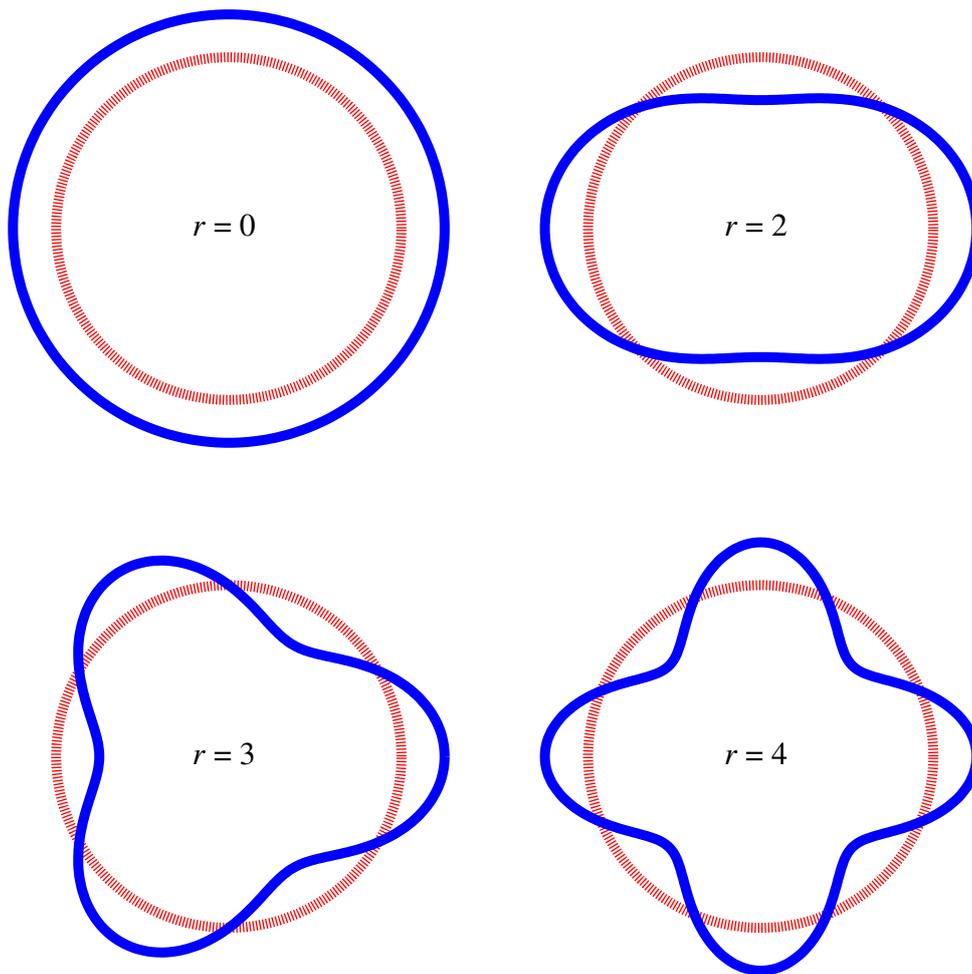


Abbildung 4.7 – Unterschiedliche Schwingungsformen des Kreisrings

Zeitpunkten betragsmäßig gleich groß ist. Sie ist vergleichbar mit der Bewegung eines Rohrs, welches durch einen pulsierenden Innendruck angeregt wird. Die Bestimmungsgleichung für diese Schwingungsform ist durch die Formel

$$f_0 = \frac{v_S}{2\pi N} = \frac{\Omega_0}{2\pi} \quad (4.70)$$

gegeben. Ausgehend von der Nulleigenfrequenz bestimmen sich die Frequenzen der Moden $|r| \geq 2$ zu

$$f_r = f_0 \cdot \frac{i \cdot r (r^2 - 1)}{\sqrt{r^2 + 1}}. \quad (4.71)$$

4.2. MECHANISCHES VERHALTEN DES WICKELKOPFES

Die Abbildung 4.8 visualisiert die Lage der Eigenfrequenzen der Moden 0, 2 und 3 eines homogenen Kreisrings aus einem Material mit der Dichte $\rho_R = 7850 \text{ kg/m}^3$ und dem Elastizitätsmodul $E_R = 2,1 \cdot 10^5 \text{ MPa}$ in Abhängigkeit von dem mittleren Ringradius und der Ringhöhe.

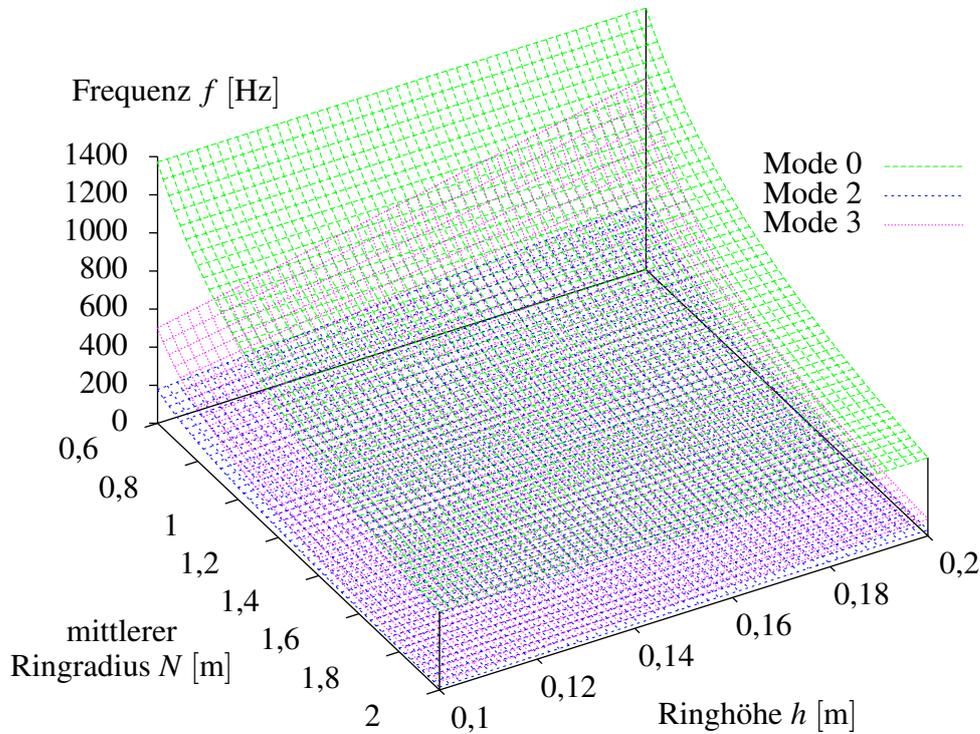


Abbildung 4.8 – Eigenfrequenzen eines dünnwandigen Kreisrings

Wird dieser Kreisring nun durch eine mit der Frequenz f umlaufende Radialkraftwelle mit der Ordnungszahl r zu Schwingungen angeregt, so lässt sich die Amplitude der Radialauslenkung dieser Schwingungsform mit Hilfe der Gleichung

$$\hat{x}_r = \frac{N}{2\pi E} \hat{P}_r \cdot \frac{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 - r^2}{\left[\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 - \left(\frac{f_r}{f_0}\right)^2\right]^2} \quad (4.72)$$

bestimmen, worin \hat{P}_r für die Amplitude des radialen Drucks der Radialkraftwelle steht [10]. Um die Anfälligkeit oder Empfindlichkeit des Rings auf eine Anregung mit einer Radialkraftwelle der Ordnung r besser beurteilen zu können, ist die Einführung einer Amplitudenfunktion η_r sinnvoll, die den Zusammenhang zwischen dynamischer und statischer Auslenkung beschreibt:

$$\eta_r = \left| \frac{\hat{x}_r|_{f_r \neq 0}}{\hat{x}_r|_{f_r = 0}} \right| \quad (4.73)$$

4.2.3 Das Schwingungsverhalten einer Kegelstumpfoberfläche

Der frei schwingende, dünnwandige, homogene Kreisring weist ähnliche Schwingungseigenschaften wie der Ständerwickelkopf eines Turbogenerators auf, wenn bei diesem lediglich eine Schnittebene parallel zum Blechpaket betrachtet wird, das heißt, wenn die Schwingungsbeobachtung also nur im Zweidimensionalen erfolgt. In der Realität ist der Wickelkopf aber ein dreidimensionales Gebilde, welches auch in allen drei räumlichen Dimensionen Bewegungen ausführen kann. Dieses Gebilde lässt sich, wenn nach einer noch auf analytischem Wege zu beschreibenden Ersatzanordnung verlangt wird, am ehesten mit einer Kegelstumpfoberfläche vergleichen, die an dem Ende mit dem kleineren Radius fest eingespannt ist. Dabei entspricht die Oberfläche selbst den Leitern und die Einspannung dem Übergang in den Aktivteil der Maschine, wo die Leiter in der Nut sehr fest fixiert sind und kaum Bewegungen ausführen können. Die Abbildung 4.9 zeigt eine solche Kegelstumpfoberfläche mit den für die Berechnung der Eigenfrequenzen und -formen notwendigen geometrischen Größen. Dabei wird durch R der

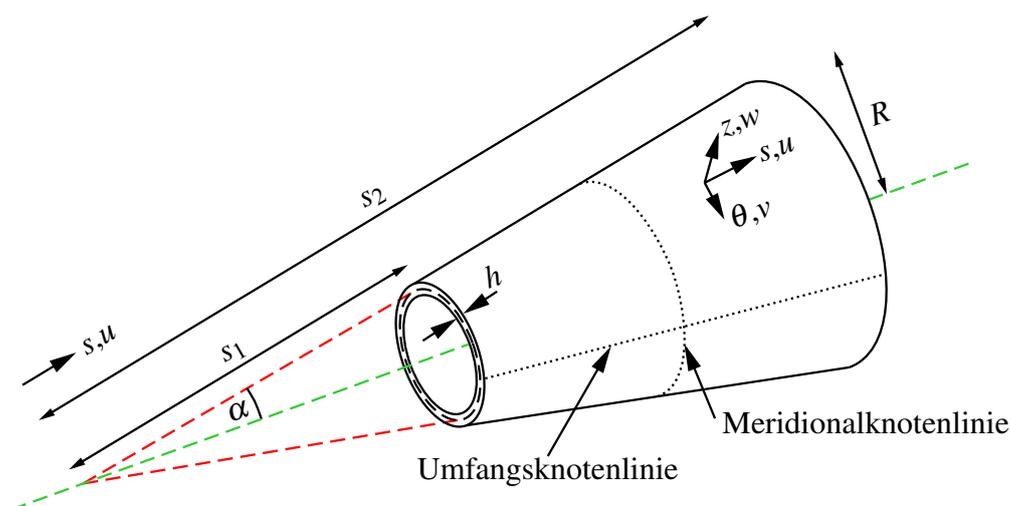


Abbildung 4.9 – Kegelstumpfoberfläche

Radius der Oberfläche am großen Ende beschrieben, α steht für den halben Öffnungswinkel, s startet in der Kegelspitze und läuft in Meridionalrichtung und θ bezeichnet die Umfangsrichtung. Im Gegensatz zu einem Einmassenschwinger, welcher nur eine Eigenfrequenz besitzt, da er nur über einen einzigen Freiheitsgrad verfügt, hat die Kegelstumpfoberfläche aufgrund der unendlichen Anzahl an Freiheitsgraden auch eine sehr große Anzahl von Eigenfrequenzen und zugeordneten Eigenformen. Die einzelnen Eigenformen sind dabei charakterisiert durch Schwingungen in Umfangs- und in Meridionalrichtung, wobei die Punkte oder Linien, die in einer Eigenfrequenz keine Verformung erfahren, häufig als Knotenpunkte oder -linien der Ei-

4.2. MECHANISCHES VERHALTEN DES WICKELKOPFS

genform bezeichnet werden. Im hier vorliegenden Fall soll die Anzahl der Schwingungswellen in Umfangsrichtung mit r und die Anzahl der Schwingungshalbwellen in Meridionalrichtung mit m bezeichnet werden. Jede Eigenform ist also durch die Koeffizienten m und r eindeutig zu identifizieren und ist vereinfacht darstellbar als die Überlagerung der Schwingungen eines einseitig fixierten Balkens gemäß Abbildung 4.10 mit den Schwingungen eines frei schweben-

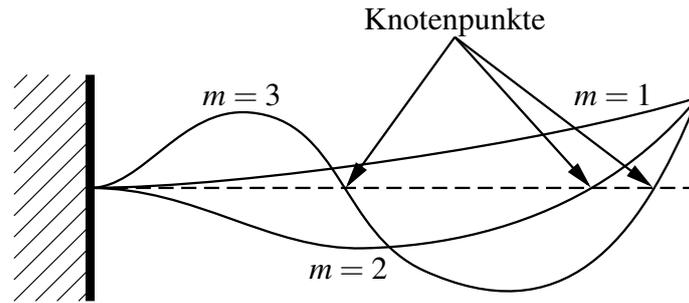


Abbildung 4.10 – Eigenformen eines einseitig fixierten Balkens

den, homogenen, dünnwandigen Kreisrings gemäß Kapitel 4.2.2 (vergleiche Abbildung 4.7). Um nun die Eigenfrequenzen und -formen ermitteln zu können, sind zunächst die im System vorhandenen Energien zu bestimmen. Dies soll im Folgenden erklärt werden.

Aus der Kirchhoff-Love Hypothese für lineare, elastische, dünne Schalen folgt eine linear verteilte Tangentialverformung und eine konstante Normalverschiebung über die Dicke der Schale. Das bedeutet, dass die Verformungen U , V und W an jedem Punkt der Schale gemäß

$$\begin{aligned} U(s, \theta, z, t) &= u(s, \theta, t) + z\phi_s(s, \theta, t) \\ V(s, \theta, z, t) &= v(s, \theta, t) + z\phi_\theta(s, \theta, t) \\ W(s, \theta, z, t) &= w(s, \theta, t) \end{aligned} \quad (4.74)$$

angeschrieben werden können, worin u , v und w die Verschiebungskomponente der Mittelfläche in s -, θ - und z -Richtung des verwendeten Koordinatensystems und ϕ_s und ϕ_θ die Rotationen der Flächennormale über die s - und θ -Achse beschreiben. Unter der Voraussetzung, dass die Schubspannungen ϵ_{sz} und $\epsilon_{\theta z}$ verschwinden gilt:

$$\begin{aligned} \phi_s &= -\lambda \frac{\partial w}{\partial \bar{s}} \\ \phi_\theta &= \lambda \left(\cot \alpha \frac{v}{\bar{s}} - \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial w}{\partial \bar{\theta}} \right) \end{aligned} \quad (4.75)$$

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Darin ist

$$\lambda = \frac{\sin \alpha}{R} \quad (4.76)$$

eine charakteristische Größe der Kegelstumpfoberfläche und die Koordinaten \bar{s} und $\bar{\theta}$ sind gemäß

$$\begin{aligned} \bar{s} &= s\lambda \\ \bar{\theta} &= \theta \sin \alpha \end{aligned} \quad (4.77)$$

zu bestimmen. Die Dehnungen bei einem gegebenen Abstand z von der Mittelfläche der Schale werden durch eine Addition der Membrandehnungen und der Biegedehnungen bestimmt. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass die Membrandehnungen unabhängig von z sind, was für die Biegedehnungen nicht erfüllt ist. Diese sind proportional zu z :

$$\begin{aligned} e_s &= \varepsilon_s + z\kappa_s \\ e_\theta &= \varepsilon_\theta + z\kappa_\theta \\ e_{s\theta} &= \varepsilon_{s\theta} + z\kappa_{s\theta} \end{aligned} \quad (4.78)$$

Die Membrandehnungen der Mittelfläche ergeben sich zu

$$\begin{aligned} \varepsilon_s &= \lambda \frac{\partial u}{\partial \bar{s}} \\ \varepsilon_\theta &= \lambda \left(\frac{u}{\bar{s}} + \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial v}{\partial \bar{\theta}} + \cot \alpha \frac{w}{\bar{s}} \right) \\ \varepsilon_{s\theta} &= \frac{\lambda}{2} \left(\frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial u}{\partial \bar{\theta}} + \frac{\partial v}{\partial \bar{s}} + \frac{v}{\bar{s}} \right) \end{aligned} \quad (4.79)$$

und die Biegedehnungen der Mittelfläche sind nach

$$\begin{aligned} \kappa_s &= -\lambda^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \bar{s}^2} \\ \kappa_\theta &= -\lambda^2 \left(\frac{1}{\bar{s}^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \bar{\theta}^2} + \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial w}{\partial \bar{s}} \right) \\ \kappa_{s\theta} &= -\lambda^2 \left(\frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial^2 w}{\partial \bar{s} \partial \bar{\theta}} - \frac{1}{\bar{s}^2} \frac{\partial w}{\partial \bar{\theta}} \right) \end{aligned} \quad (4.80)$$

zu berechnen. Unter Verwendung der Dehnungssteifigkeit

$$C = \frac{Eh}{1 - \nu^2} \quad (4.81)$$

und der Biegesteifigkeit

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (4.82)$$

der Schale lässt sich somit die spezifische Dehnungsenergie der Kegelstumpfoberfläche

$$W = \frac{1}{2}C [\varepsilon_s^2 + 2\nu\varepsilon_s\varepsilon_\theta + \varepsilon_\theta^2 + 2(1-\nu)\varepsilon_{s\theta}^2] + \frac{1}{2}D [\kappa_s^2 + 2\nu\kappa_s\kappa_\theta + \kappa_\theta^2 + 2(1-\nu)\kappa_{s\theta}^2] \quad (4.83)$$

und durch eine Integration über die gesamte Oberfläche sowie Anwendung der zuvor erläuterten Gleichungen der Membran- und Biegedehnungen die vollständige Dehnungsenergie

$$U = \frac{1}{2} \iint_A \bar{s} \left\langle C \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \bar{s}} \right)^2 + 2\nu \frac{\partial u}{\partial \bar{s}} \left(\frac{u}{\bar{s}} + \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial v}{\partial \bar{\theta}} + \cot \alpha \frac{w}{\bar{s}} \right) + \left(\frac{u}{\bar{s}} + \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial v}{\partial \bar{\theta}} + \cot \alpha \frac{w}{\bar{s}} \right)^2 \right] + Gh \left(\frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial u}{\partial \bar{\theta}} + \frac{\partial v}{\partial \bar{s}} - \frac{v}{\bar{s}} \right)^2 + \lambda^2 \left\{ D \left[\left(\frac{\partial^2 w}{\partial \bar{s}^2} \right)^2 + 2\nu \frac{\partial^2 w}{\partial \bar{s}^2} \left(\frac{1}{\bar{s}^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \bar{\theta}^2} + \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial w}{\partial \bar{s}} \right) + \left(\frac{1}{\bar{s}^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \bar{\theta}^2} + \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial w}{\partial \bar{s}} \right)^2 \right] + \frac{Gh^3}{3} \left(\frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial^2 w}{\partial \bar{s} \partial \bar{\theta}} - \frac{1}{\bar{s}^2} \frac{\partial w}{\partial \bar{\theta}} \right)^2 \right\} \right\rangle d\bar{s}d\bar{\theta} \quad (4.84)$$

angeben.

Während einer Bewegung der Kegelstumpfoberfläche treten darüber hinaus kinetische Energien auf. Unter der Annahme, dass die rotatorischen Anteile vernachlässigt werden dürfen, ist die spezifische kinetische Energie durch den Ausdruck

$$T = \frac{\rho h}{2} (\dot{u}^2 + \dot{v}^2 + \dot{w}^2) \quad (4.85)$$

definiert und die vollständige kinetische Energie der gesamten Kegelstumpfoberfläche wird wie zuvor bei der Dehnungsenergie über eine Integration der spezifischen Energie über die Oberfläche berechnet:

$$K = \frac{1}{2} \iint_A \rho h (\dot{u}^2 + \dot{v}^2 + \dot{w}^2) \frac{\bar{s}}{\lambda^2} d\bar{s}d\bar{\theta} \quad (4.86)$$

Unter Kenntnis der Dehnungsenergie sowie der kinetischen Energie der Kegelstumpfoberfläche

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

lässt sich die Bewegungsdifferentialgleichung dieses Systems durch Ausnutzung des Hamilton-Prinzips

$$\delta \int_T (U - K) dt = 0 \quad (4.87)$$

herleiten, wobei zunächst vorausgesetzt wird, dass die Verformungen u , v und w beliebig sind und durch einen harmonischen Ansatz

$$\begin{aligned} u(\bar{s}, \bar{\theta}, t) &= \hat{u}(\bar{s}, \bar{\theta}) e^{j\omega t} \\ v(\bar{s}, \bar{\theta}, t) &= \hat{v}(\bar{s}, \bar{\theta}) e^{j\omega t} \\ w(\bar{s}, \bar{\theta}, t) &= \hat{w}(\bar{s}, \bar{\theta}) e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (4.88)$$

beschrieben werden können. Daraus folgt die Beziehung

$$[L_{ij}] \{\hat{x}\} = \{0\}, \quad (4.89)$$

mit den linearen Differentialoperatoren

$$\begin{aligned} L_{11} &= C\bar{s} \frac{\partial^2}{\partial \bar{s}^2} + C \frac{\partial}{\partial \bar{s}} - C \frac{1}{\bar{s}} + Gh \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial^2}{\partial \bar{\theta}^2} + \omega^2 \frac{\rho h}{\lambda^2} \bar{s} \\ L_{12} &= (Cv + Gh) \frac{\partial^2}{\partial \bar{s} \partial \bar{\theta}} - (C + Gh) \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} \\ L_{13} &= Cv \cot \alpha \frac{\partial}{\partial \bar{s}} - C \cot \alpha \frac{1}{\bar{s}} \\ L_{21} &= (Cv + Gh) \frac{\partial^2}{\partial \bar{s} \partial \bar{\theta}} + (C + Gh) \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} \\ L_{22} &= C \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial^2}{\partial \bar{\theta}^2} + Gh \left(\bar{s} \frac{\partial^2}{\partial \bar{s}^2} + \frac{\partial}{\partial \bar{s}} - \frac{1}{\bar{s}} \right) + \omega^2 \frac{\rho h}{\lambda^2} \bar{s} \\ L_{23} &= C \cot \alpha \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} \\ L_{31} &= -Cv \cot \alpha \frac{\partial}{\partial \bar{s}} - C \cot \alpha \frac{1}{\bar{s}} \\ L_{32} &= -C \cot \alpha \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} \\ L_{33} &= -C \cot^2 \alpha \frac{1}{\bar{s}} - \lambda^2 \left[D\bar{s} \frac{\partial^4}{\partial \bar{s}^4} + \left(D2v + \frac{Gh^3}{3} \right) \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial^4}{\partial \bar{s}^2 \partial \bar{\theta}^2} + D \frac{1}{\bar{s}^3} \frac{\partial^4}{\partial \bar{\theta}^4} + 2D \frac{\partial^3}{\partial \bar{s}^3} - \right. \\ &\quad - \left(D2v + \frac{Gh^3}{3} \right) \frac{1}{\bar{s}^2} \frac{\partial^3}{\partial \bar{s} \partial \bar{\theta}^2} + \frac{Gh^3}{3} \frac{\partial}{\partial \bar{s}} \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial^3}{\partial \bar{s} \partial \bar{\theta}^2} + \left(2D + D2v + \frac{Gh^3}{3} \right) \frac{1}{\bar{s}^3} \frac{\partial^2}{\partial \bar{\theta}^2} - \\ &\quad \left. - D \frac{1}{\bar{s}} \frac{\partial^2}{\partial \bar{s}^2} - \frac{Gh^3}{3} \frac{1}{\bar{s}^2} \frac{\partial^3}{\partial \bar{s} \partial \bar{\theta}^2} + D \frac{1}{\bar{s}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{s}} \right] + \omega^2 \frac{\rho h}{\lambda^2} \bar{s}. \end{aligned} \quad (4.90)$$

Um das Problem zu lösen sind nunmehr noch auf dem Ende mit dem kleineren Radius, welches dem Ende mit der fixierten Einspannung entspricht, die natürlichen Randbedingungen

$$u = v = w = \frac{\partial w}{\partial s} = 0 \quad (4.91)$$

sowie auf dem Ende mit dem größeren Radius die statischen Randbedingungen

$$N_s = M_s = N_{s\theta} + \frac{M_{s\theta}}{R} \cos \alpha = \frac{1}{R} \frac{\partial M_{s\theta}}{\partial \theta} = 0 \quad (4.92)$$

vorzugeben, worin die resultierenden Kräfte und Momente über das Werkstoffgesetz direkt an die Membran- und Biegedehnungen gekoppelt und durch die Beziehungen

$$\begin{aligned} N_s &= C(\varepsilon_s + \nu \varepsilon_\theta) \\ N_\theta &= C(\varepsilon_\theta + \nu \varepsilon_s) \\ N_{s\theta} &= N_{\theta s} = 4Gh\varepsilon_{s\theta} \end{aligned} \quad (4.93)$$

für die Kräfte, beziehungsweise

$$\begin{aligned} M_s &= D(\kappa_s + \nu \kappa_\theta) \\ M_\theta &= D(\kappa_\theta + \nu \kappa_s) \\ M_{s\theta} &= M_{\theta s} = \frac{Gh^3}{6} \kappa_{s\theta} \end{aligned} \quad (4.94)$$

für die Momente gegeben sind.

4.3 Die Blechpaketschwingungen

Die Ursache der Blechpaketschwingungen sind die radialen Komponenten der magnetischen Luftspaltflussdichte. Für den Fall, dass der Rotor zentrisch gelagert und die Wicklung symmetrisch ausgeführt ist, ist die Luftspaltflussdichte an diametral gegenüberliegenden Positionen im Luftspalt entgegengesetzt gleich groß und hat magnetische Zugspannungen zur Folge, die an der Oberfläche der Statorbohrung sowie des Rotors angreifen. Durch die Rotation des Felds erfährt das Blechpaket eine periodische Wechselverformung, die bei größeren Maschinen an der Statorbohrung zu Auslenkungen im Bereich einiger 10 μm führt. Im Gegensatz dazu ist die Verformung am Rotor aufgrund der wesentlich höheren mechanischen Steifigkeit des Läuferballens nahezu vernachlässigbar klein und übt somit keinen Einfluss auf das Schwingungsverhalten der Maschine aus. Wird zunächst nur die Grundwelle der Luftspaltflussdichte betrachtet, so ist die

Radialspannung gemäß

$$P_{\text{rad}} = \frac{\hat{B}_{\text{rad}}^2}{4\mu_0} \left(1 - \cos \frac{2\pi}{\tau_p} x \right) \quad (4.95)$$

anzugeben, worin \hat{B}_{rad} für die Amplitude des Radialanteils der Luftspaltflussdichte, μ_0 für die magnetische Feldkonstante, τ_p für die Polteilung und x für die Umfangskoordinate steht. Die magnetische Radialspannung ist also proportional zum Quadrat der magnetischen Flussdichte. Daraus folgt, dass trotz des Vorzeichenwechsels der magnetischen Flussdichte am Übergang zum benachbarten Pol keine Richtungsänderung der magnetischen Spannung auftritt. Sie ist also immer eine Zugspannung. Für die Bewertung der Schwingungsanregung ist lediglich der Wechselanteil mit der Amplitude

$$\hat{P}_{\text{rad}} = \frac{\hat{B}_{\text{rad}}^2}{4\mu_0} \quad (4.96)$$

von Interesse. Bei Turbogeneratoren liegt dieser im Bereich von etwa 100 bis 200 kPa. Die Kraftwelle ist bei einem durch die Wirk- und Blindleistung fest vorgegebenen Betriebspunkt ortsfest mit dem Rotor verbunden und läuft mit diesem um. Das bedeutet, dass der Ständer eine mit der Rotordrehzahl umlaufende Radialkraftwelle mit doppelter Periodizität am Umfang sieht, was eine mit doppelter Netzfrequenz umlaufende Verformung des Blechpakets zur Folge hat. Diese Anregung lässt sich durch keine konstruktive Änderung unterbinden und ist dafür verantwortlich, dass auch der Ständerwickelkopf bedingt durch die fixe Anbindung der Ständerstäbe in den Nuten des Blechpakets, im Bereich des Nuteintritts zu mechanischen Schwingungen angeregt wird, die sich in die übrige Konstruktion fortpflanzen.

Bei zweipoligen Generatoren ergibt sich ein elliptisches Verformungsbild, entsprechend einer Vierknotenform. Dabei liegt die kurze Halbachse im Polbereich des Rotors, in der das Maximum der Zugspannung erreicht wird und die lange Halbachse liegt um 90 Grad dazu gedreht in der neutralen Ebene, in der die Zugspannung verschwindet. Die Abbildung 4.11 visualisiert diese Verformung, sowie die auf der Statorbohrung angreifenden Zugkräfte F_{rad} , als Verformungsursache.

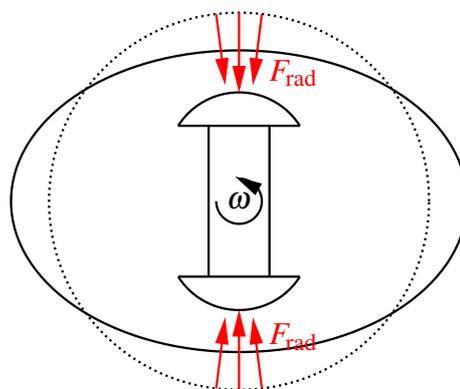


Abbildung 4.11 – Verformung bei einer zweipoligen Maschine

4.3. DIE BLECHPAKETSCHWINGUNGEN

Bedingt durch die kürzere Polteilung stellt sich bei vierpoligen Generatoren eine vierfache Periodizität der Radialkraftwelle am Umfang ein. Wegen der im Vergleich zum zweipoligen Generator halbierten Drehzahl erfährt das Blechpaket dabei allerdings wieder eine im Bezug auf die Netzfrequenz doppeltfrequente Anregung, was wiederum zu einer doppeltfrequenten umlaufenden Verformung führt. Im Gegensatz zu einer zweipoligen Maschine mit vier Knoten der Verformung am Umfang ergibt sich hierbei aber ein verändertes Verformungsbild mit 8 Knoten am Umfang (siehe Abbildung 4.12).

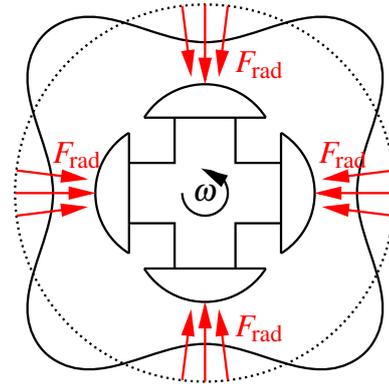


Abbildung 4.12 – Verformung bei einer vierpoligen Maschine

Neben der Grundwelle des Luftspaltfelds führen auch die Oberwellen zu umlaufenden Radialkraftwellen mit entsprechend ihrer Ordnungszahl höherer Periodizität. Auch diese bewirken eine Blechpaketanregung, die zu einer Verformung führt, welche sich in den Ständerwickelkopf der Maschine fortpflanzen kann. Dabei können bei synchron drehendem Läufer rein theoretisch alle ganzzahligen Vielfachen der Netzfrequenz in der Anregung auftreten.

Die Ursache für die höherharmonischen Radialkraftwellen beim Turbogenerator ist vorwiegend in der Kopplung von Oberwellen der magnetischen Flussdichte der Rotorwicklung mit den Oberwellen der magnetischen Flussdichte der Ständerwicklung begründet. Sie können - je nach Ordnung - sowohl in Maschinendrehrichtung, als auch entgegen der Maschinendrehrichtung laufen, wobei die Drehrichtung durch das Vorzeichen der Ordnungszahl festgelegt ist. Für die dreiphasige Ständerwicklung ist diese durch folgenden Ausdruck gegeben [8]:

$$v_S = 6 \cdot g_S + 1 \quad (4.97)$$

Hierin kann g_S jede ganze Zahl im Bereich von minus Unendlich bis plus Unendlich sein. Für die einphasige Wicklung des Rotors berechnet sich die Ordnungszahl zu

$$v_R = 2 \cdot g_R, \quad (4.98)$$

worin g_R denselben Definitionsbereich wie g_S besitzt. Werden nun die Oberwellen der magne-

KAPITEL 4. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

tischen Flussdichte miteinander gekoppelt, so entstehen Radialkraftwellen mit Frequenzen und Ordnungszahlen gemäß Tabelle 4.1. Hierin ist f_1 die Netzfrequenz und p die Polpaarzahl. Die

Tabelle 4.1 – Frequenzen und Ordnungszahlen der Radialkraftwellen

Drehrichtung	Frequenz f	Ordnung ν
+	$(\nu_R + 1) \cdot f_1$	$p \cdot (\nu_S + \nu_R)$
-	$(\nu_R - 1) \cdot f_1$	$p \cdot (\nu_S - \nu_R)$

Anzahl der Perioden der Radialkraftwelle und direkt damit verknüpft die angeregte Schwingungsform des Blechpakets wird durch die Ordnungszahl festgelegt. So lässt sich zum Beispiel die Vierknotenform durch eine Radialkraftwelle der Ordnung $\nu = 2$ anregen und die 6 Knotenform durch eine Radialkraftwelle der Ordnung $\nu = 3$. Für die Auslegung der Maschine sind dabei vorwiegend die Kraftwellen mit kleinen Ordnungszahlen von Interesse, da diese Frequenzen besitzen, in deren Nähe Struktureigenfrequenzen liegen können. Darüber hinaus sind die Amplituden der Kraftwellen höherer Ordnung in der Regel sehr klein und außerdem lassen sich Struktureigenformen umso schwerer anregen, je komplexer ihr Schwingungsbild ist.

Kapitel 5

Modellierungsgrundlagen

Mit Hilfe der in Kapitel 4.1 vorgestellten Verfahren zur Berechnung der elektromagnetischen Felder und Kräfte im Stirnbereich der Maschine, sowie der in Kapitel 4.2 gezeigten Möglichkeiten zur Schwingungsberechnung unterschiedlicher Körper kann alleine noch keine genaue Aussage über das zu erwartende mechanische Verhalten des Wickelkopfverbundes getroffen werden. Um hier das durch die Stromkräfte erzwungene mechanische Verhalten des Wickelkopfs der Maschine untersuchen zu können, ist ein dreidimensionales Finite Elemente Modell zu erstellen, welchem die zuvor bestimmten Kräfte als Zeitfunktionen aufgeprägt werden. Die Vorgehensweise zum Erstellen eines Modells das diesen Kriterien gerecht wird, soll im Folgenden für eine nicht reale Maschine genauer erläutert werden.

5.1 Aufbau des Wickelkopfs eines Beispielgenerators

Der Wickelkopf eines Turbogenerators stellt ein komplexes mechanisches System, bestehend aus einer Vielzahl unterschiedlicher Komponenten, dar. Für eine genaue Finite Elemente Simulation ist die Berücksichtigung der meisten dieser Bauteile unbedingt notwendig.

Zunächst sind hier die Ober- sowie Unterlagestäbe zu nennen, welche im Stirnbereich, also an dem Punkt mit dem größten axialen Abstand vom Blechpaket, über Stirnverbinder miteinander verbunden sind. Ober- und Unterlagestäbe verlaufen auf einer imaginären Kegeloberfläche mit einem gewissen Öffnungswinkel der Form einer Evolventen gehorchend. Sie dienen zum Leiten des Stroms und sind ähnlich wie die Leiter im aktiven Maschinenteil in der Regel aus zueinander isolierten Einzelteileitern aufgebaut. Bei Maschinen größerer Leistung können hier zusätzlich Kühlkanäle zum Führen eines Kühlmediums untergebracht sein.

Zur Stabilisierung dieser relativ weichen Struktur werden unterschiedliche Versteifungsmaßnahmen durchgeführt. Zunächst wird eine Druckplatte über Druckfinger auf dem Blechpaket

KAPITEL 5. MODELLIERUNGSGRUNDLAGEN

befestigt. Auf diese Druckplatte werden Stützkonsolen geschweißt. Im Allgemeinen werden sowohl die Druckplatte, als auch die Stützkonsolen aus unmagnetischen Stahl gefertigt.

An die Stützkonsolen werden Stützstücke geschraubt. Diese dienen zur Befestigung der Unterlagestäbe, welche über Bandagen fest mit den Stützstücken verbunden und mittels Quellmatten zusätzlich auf Abstand gehalten werden. Auf der anderen Seite der Unterlagestäbe, also der Seite mit dem kleineren Radius, werden Zwischenleisten ebenfalls über Bandagen entweder direkt mit den Unterlagestäben oder aber mit den Stützstücken verbunden und über Quellmatten getrennt. An diese Zwischenleiste werden dann die Oberlagestäbe bandagiert. Die Stützstücke und Zwischenleisten sind in der Regel aus hochfestem Kunststoff gefertigt, während für die Quellmatten harzgetränkte Glasfasermatten verwendet werden.

Als zusätzliche Versteifung kommen zwischen den einzelnen Ober- beziehungsweise Unterlagestäben Distanzstücke zum Einsatz, die dafür sorgen, dass die Leiter ihren definierten Abstand zueinander auch unter der Einwirkung der unumgänglichen Stromkräfte fest einhalten. Darüber hinaus dienen diese Distanzstücke der Anhebung der Biegeeigenfrequenzen der Leiterstäbe.

Die Abbildung 5.1 zeigt die oben genannten Bauteile für das Modell der Nichtschaltseite, also der symmetrischen Seite des Wickelkopfs.

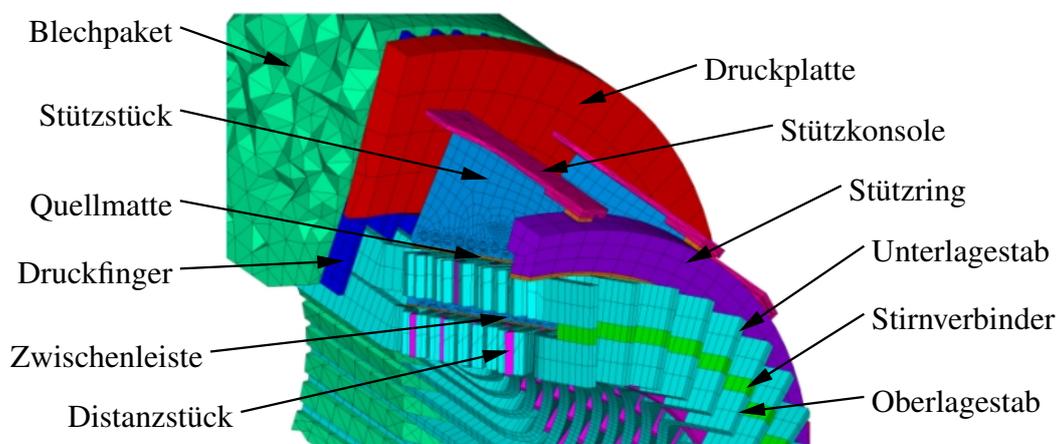


Abbildung 5.1 – Für die mechanische Simulation relevante Bauteile des Ständerwickelkopfs

Der Aufbau des Ständerwickelkopfs auf der Schaltseite, das ist die Seite an der die Leiterstäbe über die Ringleitungen nach außen auf die Klemmen der Maschine geführt werden, ist wesentlich komplizierter als auf der vollständig rotationssymmetrischen Nichtschaltseite. Zusätzlich zu den weiterhin symmetrischen Nichtschaltstäben wird hier eine von der Verschaltungsart der Maschine abhängige Anzahl an Schaltstäben benötigt. Die Schaltstäbe besitzen im Stirnbereich eine von der Geometrie der Nichtschaltstäbe abweichende Bauform.

Über Schaltverbinder werden die Schaltstäbe mit den Axialleitern verbunden, welche dann auf die ihnen zugehörigen Ringleitungen führen. An diesen befinden sich die Klemmen der Maschine. Die Axialleiter besitzen dabei unterschiedliche Längen, da sie zu jeweils einem der 6 Ringleiter führen.

Die Ringleiter sind in unterschiedlichen Ebenen parallel zum Blechpaket platziert und erstrecken sich über differente Längen in Umfangsrichtung. Sie werden durch weitere an den Stützkonsolen befestigte Abstützstücke an ihrer jeweiligen Position arretiert.

Die Abbildung 5.2 zeigt die zusätzlichen Bauteile für das Modell des Ständerwickelkopfs auf der Schaltseite.

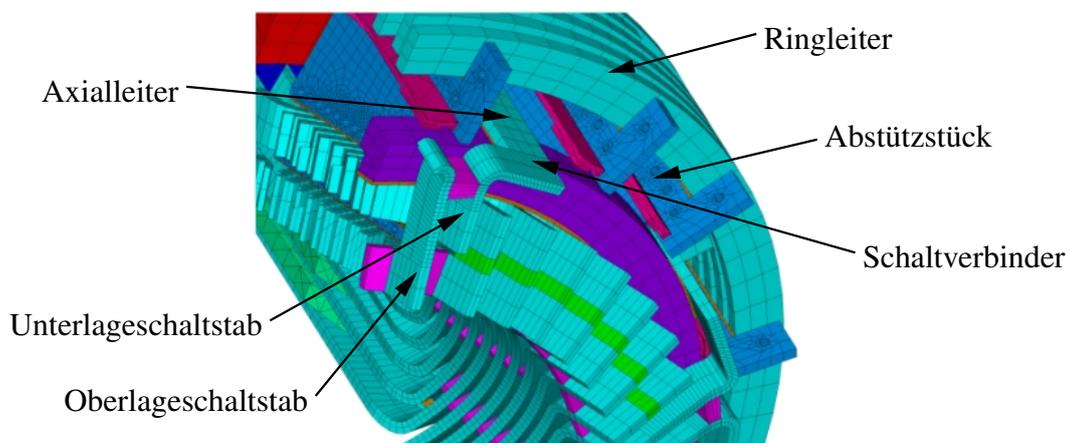


Abbildung 5.2 – Für die mechanische Simulation relevante zusätzliche Bauteile des schaltseitigen Ständerwickelkopfs

Aus der Komplexität des vorgestellten Modells geht hervor, dass für eine möglichst realistische Simulation nahezu alle mechanischen Bauteile des Wickelkopfs in ein Finite Elemente Modell zu überführen sind. Lediglich die Darstellung der Leiterstäbe durch ein einziges Ersatzmaterial mit entweder homogenen oder gegebenenfalls orthotropen Materialeigenschaften sowie die Modellierung der Bandagen mittels Federelementen stellen hier eine nennenswerte Vereinfachung dar. Um eine aus diesen Vereinfachungen resultierende Abweichung der Berechnungsergebnisse von der Realität so gut wie möglich zu unterbinden, ist eine äußerst genaue Ermittlung der Werkstoff- und Struktureigenschaften dieser Bauteile zwingend erforderlich.

5.2 Ersatzmodell eines Leiterstabs

Die Steifigkeit und das Schwingungsverhalten des Wickelkopfs sind maßgeblich durch Geometrie und Ausführungsform der Ständerstäbe und die Position, Ausführung und Anbindung

KAPITEL 5. MODELLIERUNGSGRUNDLAGEN

der Absteifungsmaßnahmen dominiert. Auch die heutige Hard- und Software gestattet es noch nicht, ein genaues und vollständiges Modell aller Stäbe mit den Einzelteileleitern, Isolationen und Kühlkanaldesigns (siehe zum Beispiel Abbildung 5.3) zu berechnen. Daher sind die realen Stäbe durch gleichwertige Ersatzmodelle zu ersetzen, die auf handhab- und berechenbare Modelle führen. Dabei darf das tatsächliche Schwingungsverhalten nicht verfälscht werden was voraussetzt, dass sowohl die Massen-, als auch die Steifigkeitseigenschaften der realen Ständerwicklung detailgetreu nachgebildet werden.



Abbildung 5.3 – Ständerstab mit indirekter Luftkühlung

Die Statorstäbe bestehen aus massiven Kupfer-Teilleitern welche jeder für sich mit einem isolierenden Lack umgeben und aneinander gebunden sind. In Serie geschaltete Teilleiter sind hierbei zusätzlich in einer Hochspannungsisolation eingebettet, die aus imprägnierten Glasfaserbandagen besteht. Für den Fall dass es sich um eine direkt gas- oder flüssigkeitsgekühlte Ausführung handelt, sind zusätzliche Edelstahlkühlkanäle zum Führen des Kühlmediums vorhanden. Der Abbildung 5.4 sind die einzelnen Komponenten eines typischen Ständerstabes mit indirekter Kühlung zu entnehmen.

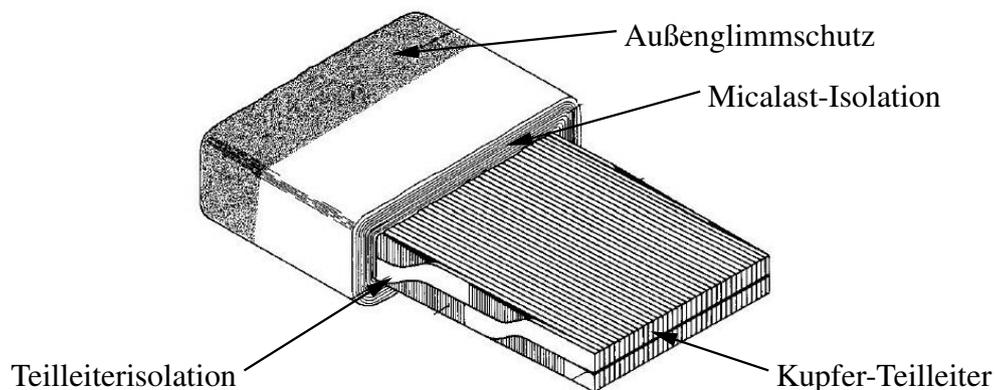


Abbildung 5.4 – Komponenten eines Ständerstabes mit indirekter Luftkühlung

5.2. ERSATZMODELL EINES LEITERSTABS

Der hier vorgestellte Stab ist sehr komplex aufgebaut und macht es nahezu unmöglich, ein detailliertes Modell dieser Struktur für den gesamten Wickelkopfbereich zu erstellen. Daher muss der Ständerstab als ein massiver Körper mit den realen Außenabmessungen nachgebildet werden. Dieser besteht aus einem neuen Material, das zu denselben dynamischen Eigenschaften wie der ursprüngliche Ständerstab in seiner Gesamtheit führt. Da in den meisten Fällen die Ersatzgrößen für die Dichte und den Elastizitätsmodul jedoch nicht bekannt sind, sind sie entweder über Messungen oder aber über geeignete Simulationen zu ermitteln.

Mit Hilfe einer Messung kann der Elastizitätsmodul E eines geraden, einseitig fest eingebundenen Stabes durch statische Biegeversuche bestimmt werden. Resultate sind sowohl über die hohe, als auch über die flache Kante des Ständerstabes zu ermitteln, da damit gerechnet werden muss, dass sich hier aufgrund des inhomogenen Aufbaus teils stark unterschiedliche Werte bezüglich der Steifigkeit ergeben können. Die Abbildung 5.5 visualisiert die für diesen Versuch aufzunehmenden Größen.

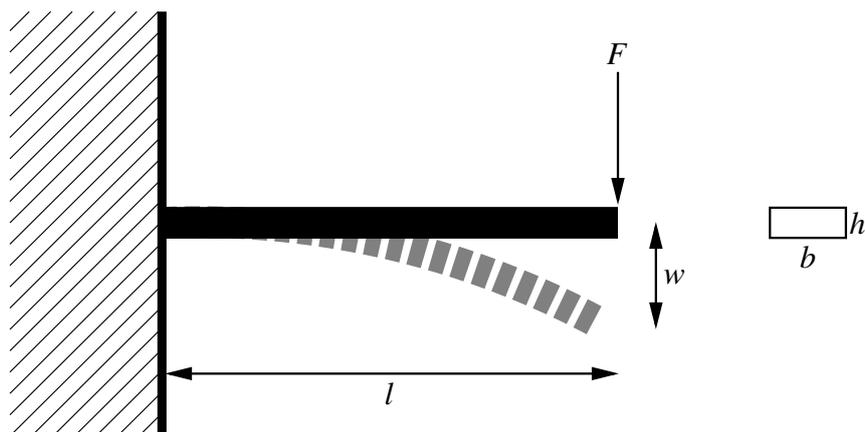


Abbildung 5.5 – Versuchsaufbau zur Ermittlung des Elastizitätsmoduls mittels Biegeversuch

Damit kann dann durch Auswertung der Gleichung

$$E = \frac{4l^3}{bh^3} \cdot \frac{F}{w} \quad (5.1)$$

der entsprechende Elastizitätsmodul entweder über die hohe oder die flache Kante des Stabes berechnet werden. Der fehlende Elastizitätsmodul in Richtung des Stabverlaufs kann durch eine etwas veränderte Anordnung nach Abbildung 5.6 durch einen Zugversuch in Stabrichtung erhalten werden. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich der Stab unter Einwirkung einer Zugkraft der Größe F um die Länge Δl verlängert. Bei konstantem Stabquerschnitt kann die

KAPITEL 5. MODELLIERUNGSGRUNDLAGEN

vom Stab erzeugte Gegenkraft als Funktion der Verlängerung des Körpers angesehen werden. Diese lässt sich durch eine Taylorreihen-Entwicklung durch den Ausdruck

$$F(\Delta l) = \sum_{n=1}^{\infty} \text{const}_n \cdot (\Delta l)^n \quad (5.2)$$

beschreiben. Für kleine Längenänderungen $\Delta l \leq \Delta l_{\max}$ überwiegt der lineare Anteil:

$$F(\Delta l) = \text{const}_1 \cdot (\Delta l) \quad (5.3)$$

Die für eine Längenänderung Δl benötigte Kraft hängt von den Abmessungen des Körpers ab. Daraus folgt, dass const_1 keine Materialkonstante ist. Mit Normierung der Zugkraft F auf die Querschnittsfläche des Stabes $A_S = b \cdot h$ kann jedoch die Zugspannung σ berechnet werden. Ferner besteht die Möglichkeit, eine relative Längenänderung ε gemäß

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} \quad (5.4)$$

zu definieren. Da die relative Längenänderung ε und die Zugspannung σ über den Elastizitätsmodul miteinander verknüpft sind, ist die gesuchte Größe nun mittels

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad (5.5)$$

direkt anzugeben.

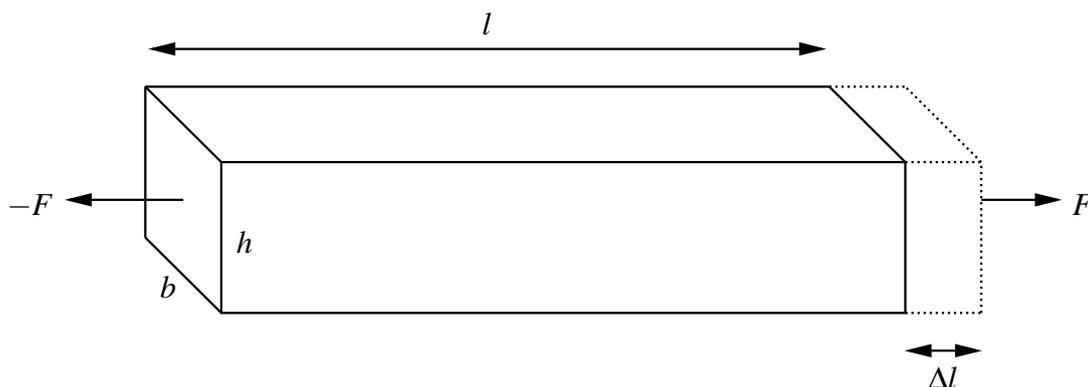


Abbildung 5.6 – Versuchsaufbau zur Ermittlung des Elastizitätsmoduls mittels Zugversuch

Eine zweite Möglichkeit den Elastizitätsmodul für einen entsprechenden Ersatzwerkstoff mit Hilfe von Messungen am realen Stab zu ermitteln besteht darin, ein einseitig fest eingespanntes gerades Stück des Ständerstabes zu Schwingungen anzuregen und die Eigenfrequenzen auf-

zunehmen. Für diese Vorgehensweise muss der Zusammenhang zwischen Elastizitätsmodul, Eigenfrequenz und -form bekannt sein. Es ist also eine Bewegungsdifferentialgleichung aufzustellen, die die entsprechenden Größen beinhaltet. Für einen Stab gemäß Abbildung 5.5, bei dem davon ausgegangen werden darf, dass die Stablänge selbst und die Wellenlänge der Schwingung im Vergleich zum Stabquerschnitt groß sind, bietet sich ein Ansatz nach der Euler-Bernoulli-Theorie an [40], bei der unter den genannten Voraussetzungen davon ausgegangen werden kann, dass die Einflüsse der Schubverformung und der Verdrehung des Stabquerschnittes vernachlässigbar sind. Nach dieser Theorie lautet die Bewegungsdifferentialgleichung für die transversalen Schwingungen eines Stabes

$$\rho A_S \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[E I_y \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right] = 0, \quad (5.6)$$

mit dem Flächenträgheitsmoment I_y . Aus der Randbedingung eines einseitig fest eingespannten Stabes folgt die Eigenwertgleichung

$$1 + \cosh \lambda_i \cdot \cos \lambda_i = 0. \quad (5.7)$$

Die Abbildung 5.7 visualisiert die Lage der ersten drei Eigenwerte.

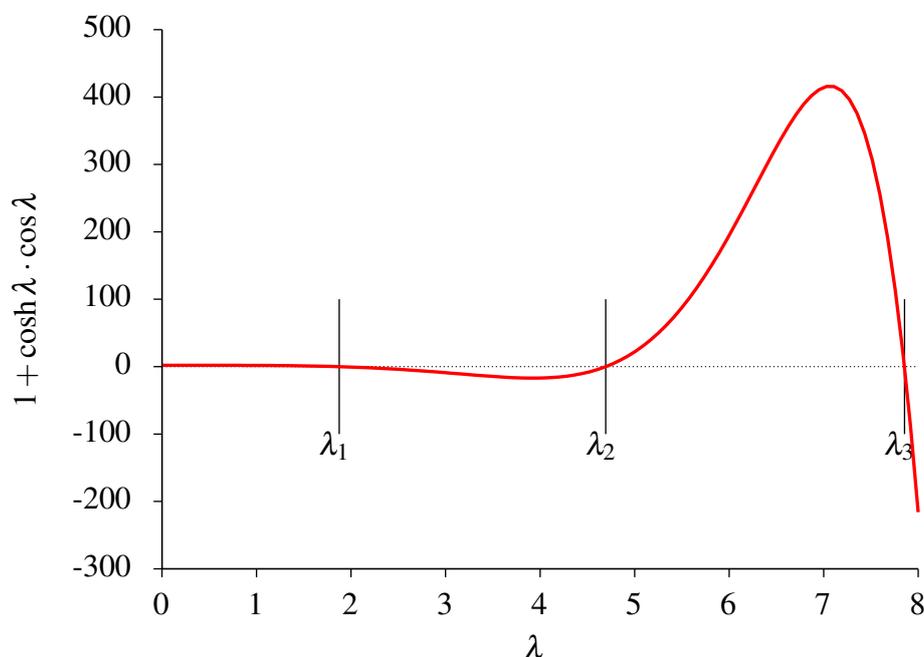


Abbildung 5.7 – Eigenwertgleichung eines einseitig fixierten Stabes

Damit, und durch die Messung der Eigenfrequenzen und -formen, lässt sich der Elastizitätsmo-

KAPITEL 5. MODELLIERUNGSGRUNDLAGEN

dul für ein entsprechendes Ersatzmaterial gemäß

$$E = 12\rho l^4 \left(\frac{2\pi \cdot f_i}{h\lambda_i^2} \right)^2 \quad (5.8)$$

bestimmen. Darüber hinaus eignet sich dieser Versuch, um die Materialdämpfung zu bestimmen. Wird die Amplitude von insgesamt n Schwingungen aufgenommen, so ist die Materialdämpfung nach Leer gemäß der Gleichung

$$d_L = \frac{\frac{1}{n} \ln \left(\frac{A_1}{A_{1+n}} \right)}{\sqrt{4\pi^2 + \left[\frac{1}{n} \ln \left(\frac{A_1}{A_{1+n}} \right) \right]^2}}, \quad (5.9)$$

mit A als Amplitude der jeweiligen Schwingung, definiert.

Die oben bereits beschriebene Ermittlung der Materialersatzdaten über Messungen lässt sich in gleicher Weise auch mit Hilfe eines hochauflösenden Finite Elemente Modells durchführen. Diese Vorgehensweise führt in der Regel zu gleichwertigen Ergebnissen, ist aber wesentlich kostengünstiger und bedarf eines geringeren Zeitaufwands. Auch bei einem vollständigen Neudesign eines Turbogenerators mit ebenfalls neuem Wicklungsaufbau bietet sich eine Simulation des Stabverhaltens eher an, als die Produktion eines unter Umständen doch nicht zu verwendenden Stabes, der für eine Messung unbedingt notwendig ist. Beispielhaft für einen Ständerstab ohne Kühlkanäle ist in der Abbildung 5.8 das hochauflösende Finite Elemente Modell mit 6697 Knoten des Netzes je Querschnitt dem Ersatzmodell mit einer Knotenzahl von lediglich 9 je

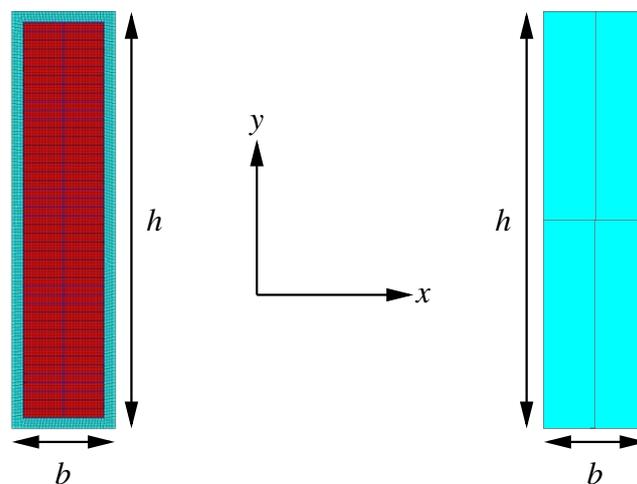


Abbildung 5.8 – Hochauflösendes Finite Elemente Modell (links) und Ersatzmodell (rechts)

5.2. ERSATZMODELL EINES LEITERSTABS

Querschnitt gegenübergestellt. Hieraus wird deutlich, wie sehr der Berechnungsaufwand durch die gewählte Vorgehensweise limitiert werden kann. Zu erwähnen ist noch, dass in dem hochauflösenden Modell alle Teilleiter, Teilleiterisolationen und die Hochspannungsisolation ihre Berücksichtigung finden. Da aber davon ausgegangen werden kann, dass die Verformung der einzelnen Bauteile zueinander relativ gering ist, sind keine Kontaktelemente an den Übergängen vorzugeben. Vielmehr können die Netze der einzelnen Bauteile hier über gemeinsame Knoten miteinander gekoppelt werden.

Den Abbildungen 5.9 und 5.10 sowie der Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse einer Ersatzmaterialbestimmung über die Eigenfrequenzbewertung zu entnehmen. Dargestellt sind die 1 Knoten Biegeschwingungen des hochauflösenden Modells (linke Bildseite) und des Ersatzmodells (rechte Bildseite) sowohl über die hohe Kante, als auch über die flache Kante.

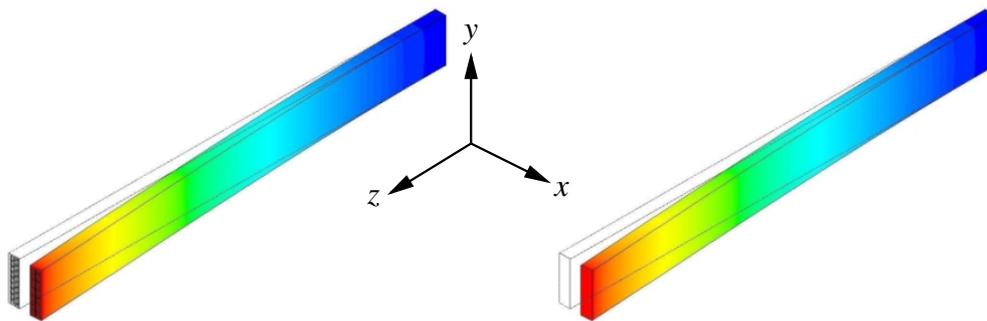


Abbildung 5.9 – 1 Knoten Biegeschwingung der Stabmodelle in x -Richtung

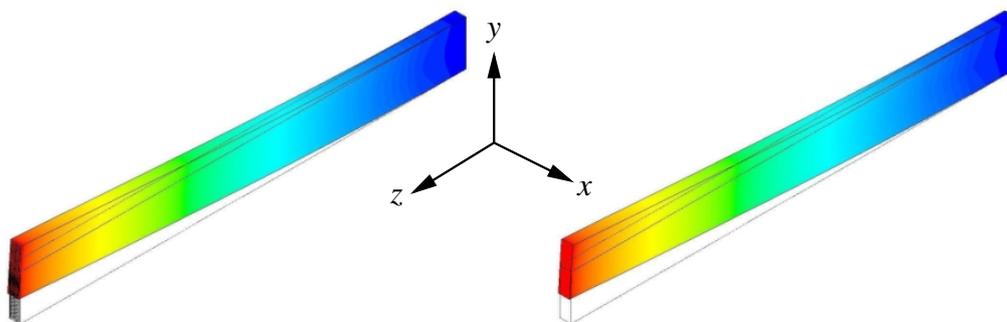


Abbildung 5.10 – 1 Knoten Biegeschwingung der Stabmodelle in y -Richtung

Table 5.1 – Vergleich der Eigenfrequenzen und -formen von hochauflösendem Finite Elemente Modell und Ersatzstab

Knoten	<i>x</i> -Richtung			<i>y</i> -Richtung		
	Hochauflösend	Ersatzstab	Fehler	Hochauflösend	Ersatzstab	Fehler
1	12,8 Hz	13,4 Hz	4,688%	59,3 Hz	55,8 Hz	5,902%
2	82,3 Hz	83,5 Hz	1,458%	352,1 Hz	335 Hz	4,857%
3	241,6 Hz	233 Hz	3,56%	926,6 Hz	885 Hz	4,49%

Ein Vergleich der Frequenzen zeigt gute Übereinstimmungen mit einem mittleren Fehler von 4,2 Prozent bei den Schwingungsformen des einseitig fest eingespannten Stabes bis zur 3 Knoten Schwingung.

5.3 Ermittlung der Bandagensteifigkeit

Die Bandagen halten die Ständerstäbe der Unter- und Oberlage mit den Abstützmaßnahmen, Zwischenleisten und Stützringen fest zusammen. Das heißt, dass von ihnen ein Einfluss auf das dynamische Verhalten des kompletten Wickelkopfverbundes zu erwarten ist. Es ist also von Bedeutung, korrekte Werte für die Steifigkeit der Bandagen, beziehungsweise eine repräsentative Federsteifigkeit für die im Finite Elemente Modell verwendeten Federelemente einzusetzen. Diese ist allerdings aufgrund des Bandagenaufbaus und der Nachbehandlung durch eine Harztränkung auf analytischem Wege oder durch eine Simulation unter Kenntnis der Materialdaten und Bandagenabmessungen nicht bestimmbar. Die Bandagensteifigkeit kann demzufolge nur über Messungen ermittelt werden. Hierzu kann ein servohydraulischer Prüfstand benutzt werden, der es gestattet, sowohl statische als auch dynamische Tests an den Bandagen durchzuführen. Bei den statischen Tests wird die Belastung der Bandagen kontinuierlich erhöht, bis diese beginnen zu reißen. Für den Dauerbetrieb sind dynamische Tests hingegen aussagekräftiger, weshalb die Bandagen hierbei einer periodischen Last ausgesetzt sind. Diese Versuche sind bei unterschiedlichen Temperaturen durchzuführen, da damit gerechnet werden muss, dass die Bandagensteifigkeit sich mit zunehmender Temperatur verringert, was einen Einfluss auf die Lage der Eigenfrequenzen und das erzwungene Schwingungsverhalten des Wickelkopfs haben kann. Die oben beschriebenen Versuche wurden bereits in [53] an unterschiedlichen Bandagen durchgeführt wobei gezeigt werden konnte, dass eine Umrechnung der Bandagensteifigkeit in eine repräsentative Federsteifigkeit unter Berücksichtigung der Abmessungen bei

5.3. ERMITTLUNG DER BANDAGENSTEIFIGKEIT

geometrisch ähnlichen Bandagenformen möglich und sinnvoll ist. In der Tabelle 5.2 werden für eine Beispielmachine die Ergebnisse der Untersuchung aufgelistet. Es ist ersichtlich, dass die Bandagen auf Zug und auf Druck unterschiedlich reagieren. Bei einer Druckbelastung ist die Steifigkeit größer als bei einer Zugbelastung. Außerdem nimmt die Steifigkeit mit zunehmender Temperatur stark ab, was durch einen Vergleich der Ergebnisse bei 25°C Bandagentemperatur und 80°C Bandagentemperatur deutlich wird. Bei den hier durchgeführten Simulationen wird auf die bereits ermittelten Werte zurückgegriffen.

Table 5.2 – Ergebnisse der Messungen an den Bandagen einer Beispielmachine

Versuch	Bandagensteifigkeit
Zug bei 25°C	17,8 MN/m
Druck bei 25°C	18,0 MN/m
Linearisiert bei 25°C	17,8 MN/m
Zug bei 80°C	9,9 MN/m
Druck bei 80°C	16,5 MN/m
Linearisiert bei 80°C	11,8 MN/m

Im Verlauf der Untersuchungen hat sich durch Variationsrechnungen herausgestellt, dass bei einem Wickelkopf nach der oben beschriebenen Konstruktion die Steifigkeit der Federelemente die die Bandagen nachbilden sollen, nur einen sehr geringen Einfluss auf die Eigenfrequenzen und das dynamische Verhalten ausübt. Der Abbildung 5.11 ist beispielhaft die Anordnung der Federelemente zwischen einem Stützstück und einer Zwischenleiste zu entnehmen.

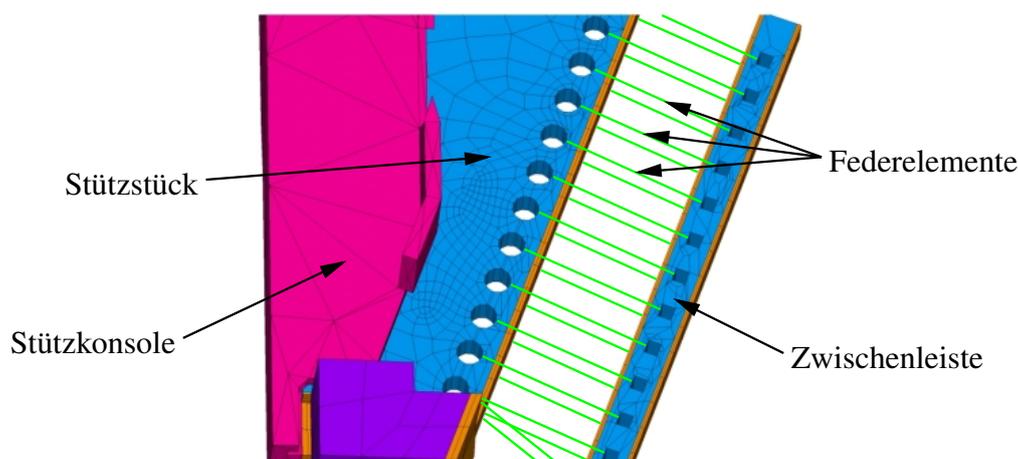


Abbildung 5.11 – Federelemente zwischen Stützstück und Zwischenleiste

5.4 Elastizitätsmodul der Quellmatten

Die für die Simulation erforderlichen mechanischen Größen Dichte, Elastizitätsmodul und Dämpfung sind für die meisten Bauteile direkt vom jeweiligen Lieferanten zu erfragen oder können mit Hilfe der in Kapitel 5.2 und 5.3 hergeleiteten Verfahren hinreichend genau bestimmt werden. Lediglich die Materialeigenschaften der Quellmatten sind hinlänglich unbekannt. Da aufgrund der Positionierung der Quellmatten an unterschiedlichsten Stellen im Wickelkopf allerdings davon ausgegangen werden muss, dass diese einen sehr starken Einfluss auf das mechanische Verhalten der Wickelkopfstruktur ausüben, ist unbedingt darauf zu achten, korrekte Werte für das Material auch dieser Bauteile vorzugeben. Quellmatten können zum Beispiel zwischen den Stützstücken und der Unterlage, zwischen den Zwischenleisten und der Ober-, beziehungsweise Unterlage und zwischen dem Stützring und der Unterlage eingesetzt werden (siehe Abbildung 5.12), um diese Bauteile zueinander auf Abstand zu halten und gleichzeitig eine form- und kraftschlüssige Verbindung zu gewährleisten.

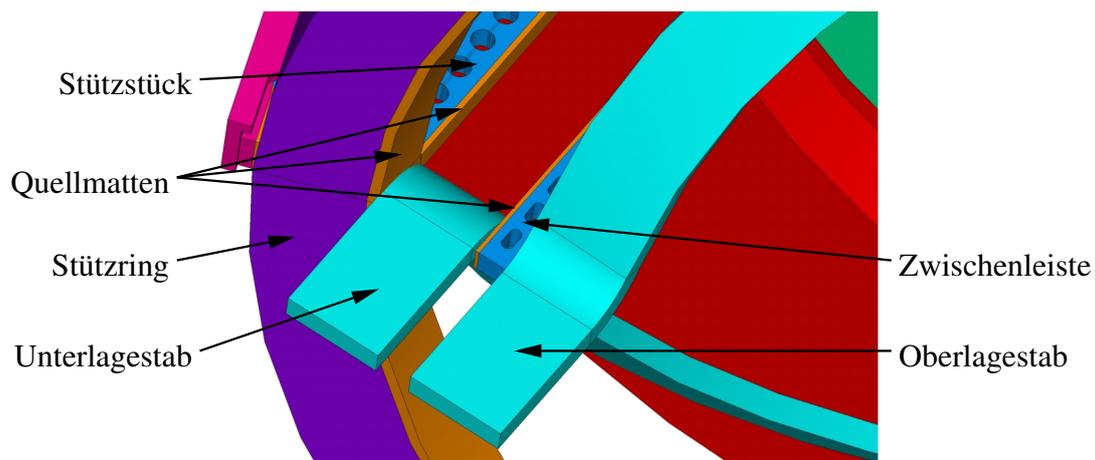


Abbildung 5.12 – Position der Quellmatten im Wickelkopf

Weil es sich bei diesen Komponenten um Glasfasermatten handelt, welche durch eine Harztränkung und Temperaturbehandlung in ihrem mechanischen Verhalten relativ undefiniert verändert werden, kann der gesuchte Elastizitätsmodul über direkte Finite Elemente Rechnungen nicht bestimmt werden. Auch eine Messung an den Bauteilen bietet sich nicht an. Daher muss eine andere Methode entwickelt werden, um einen repräsentativen Elastizitätsmodul für die Quellmatten angeben zu können. Da die Steifigkeiten und Massenverteilungen des übrigen Modells bekannt sind, besteht eine Möglichkeit zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls der Quellmatten darin, Messungen der globalen Eigenformen und -frequenzen an einer bereits existierenden Maschine vorzunehmen und diese auszuwerten, um später Rückschlüsse auf den

5.4. ELASTIZITÄTSMODUL DER QUELLMATTEN

zu verwendenden Elastizitätsmodul des Rechenmodells zu ziehen. Dieses Vorgehen wird bei den hier vorgestellten Untersuchungen verfolgt, wobei an einer bereits im Betrieb befindlichen Maschine mittels Bump tests die aufzunehmenden Größen bestimmt wurden. Somit lagen Ergebnisse für die Frequenzen der 4 Knoten Schwingungsform und der 6 Knoten Schwingungsform vor. Durch Variation des für die Quellmatten zunächst angenommenen Elastizitätsmoduls in einem äquivalenten Finite Elemente Modell ist die Steifigkeit des Gesamtmodells bei konstant gehaltener Masse, welche aus den bekannten Materialeigenschaften hervorgeht, so lange zu variieren, bis sich die Simulationsergebnisse mit den Messungen decken. Wird sowohl die 4 Knoten Schwingung, als auch die 6 Knoten Schwingung bei den korrekten Frequenzen berechnet so darf davon ausgegangen werden, dass der Elastizitätsmodul richtig bestimmt wurde. Diese Größe kann dann auch zur Berechnung konstruktiv ähnlicher Maschinen herangezogen werden und führt zu belastbaren Ergebnissen. Die hier untersuchten Varianten haben eine sehr starke Abhängigkeit der Lage der Eigenfrequenzen von dem gewählten Elastizitätsmodul der Quellmatten gezeigt. Darüber hinaus fällt auf, dass sich die Frequenzen der globalen 4 Knoten Schwingung und der globalen 6 Knoten Schwingung mit Veränderung des Quellmattenelastizitätsmoduls nicht gleichförmig ändern, sondern in gewissen Bereichen teils stärker und teils weniger stark auseinanderlaufen. Auch ist der stets zu beobachtende Alterungsprozess der realen Maschinen, durch welchen die Eigenfrequenzen relativ weit absinken können, am Ehesten durch eine Verminderung der Materialsteifigkeit der Quellmatten nachzuempfinden.

Kapitel 6

Modalanalyse und Schwingungseigenschaften

Mit Hilfe der Modalanalyse werden die Eigenfrequenzen und -formen einer mechanischen Struktur im technisch relevanten Frequenzbereich ermittelt. Dies kann auf zwei unterschiedlichen Wegen erfolgen:

- Bei der rechnerischen Modalanalyse wird ein rein mathematisches Modell des zu untersuchenden Problems erstellt und analysiert. Die Lösung der Aufgabenstellung setzt die genaue Kenntnis der Geometrie und der Materialeigenschaften voraus. Sie kann entweder bei einfachen Strukturen auf analytischem oder bei komplizierteren Anordnungen auf numerischem Wege erfolgen. Untersuchungen am realen Objekt sind hierbei nicht notwendig. Der erste Schritt bei dieser Form der Modalanalyse besteht in der Bildung eines physikalischen Rechenmodells. Bei diesem kann die zu untersuchende Konstruktion auf die relevanten physikalischen Größen reduziert werden, um den Berechnungsaufwand überschaubar zu halten. Darauf folgend sind sinnvolle Freiheitsgrade und Randbedingungen zu wählen, die von den jeweiligen Begebenheiten der Struktur abhängen, was die Ableitung eines mathematischen Modells gestattet. Das Ergebnis dieses Vorgangs ist ein das Problem repräsentierendes Differentialgleichungssystem. Dieses kann mit den bekannten Methoden der Mathematik gelöst werden.
- Bei der experimentellen Modalanalyse sind Messungen am realen Objekt zum Beispiel durch Anschlagversuche oder eine Kraftanregung durchzuführen. Genaue Kenntnisse über die Konstruktion sind im Gegensatz zur oben genannten rechnerischen Modalanalyse nicht unbedingt erforderlich, die Existenz eines physischen Versuchsobjekts ist hierbei jedoch immer eine zwingende Voraussetzung. Prinzipiell basiert die experimentelle Modalanalyse auf der Messung von Auslenkungen einer zu Schwingungen angeregten

Struktur. Im Wesentlichen besteht ein hierfür verwendeter Messaufbau aus Messaufnehmern, einem Impulshammer oder Shaker und einem FFT-Analysator, welcher durch Ausnutzung der schnellen Fourier-Transformation die an den Messaufnehmern anliegenden Signale vom diskreten Zeitbereich in den diskreten Frequenzbereich überführt. Um das Objekt zu Schwingungen anzuregen wird es einmalig mit dem Impulshammer angeschlagen oder mit dem Shaker angeregt. Danach wird durch den FFT-Analysator eine Fourier-Analyse der gemessenen Weg-, Geschwindigkeits- oder Beschleunigungssignale unter Berücksichtigung der für die Anregung aufgebrauchten Kraft durchgeführt. Für jeden Anregungsversuch kann somit ein Frequenzspektrum mit Betrags- und Phaseninformationen an den einzelnen Messpunkten ermittelt werden. Die einzelnen Spektren sind durch Amplitudenüberhöhungen gekennzeichnet, welche ein Maß für die Impulsantwort, beziehungsweise für die Übertragungsfunktion der Struktur darstellen. Aus sämtlichen punktweise gemessenen Übertragungsfunktionen bestimmt der Analysator dann automatisch die Eigenfrequenzen und zugehörigen Schwingungsformen des Messobjekts.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen basieren alle auf der rechnerischen Modalanalyse an Modellen gemäß Kapitel 5. Allerdings stehen von einigen ausgesuchten Wickelkopftypen auch Vergleichswerte aus einer experimentellen Modalanalyse zur Verifikation der Simulationsergebnisse zur Verfügung.

6.1 Eigenfrequenzen und -formen

Ähnlich wie der im Kapitel 4.2.2 vorgestellte homogene Ring oder die im Kapitel 4.2.3 untersuchte Kegelstumpfoberfläche kann auch der Wickelkopf eines Turbogenerators zu unterschiedlichsten Schwingungen angeregt werden. Bei tieferen Frequenzen können dabei sowohl die Eigenformen eines Rings, als auch die Eigenformen der auf dem kleineren Radius fest eingespannten Kegelstumpfoberfläche wiedergefunden werden. Darüber hinaus ist es bei höheren Frequenzen möglich, dass auch einzelne Stabenden im Stirnbereich der Maschine individuell oder in Gruppen in Umfangs- oder auch in Radialrichtung schwingen. Letzterem Phänomen wird jedoch häufig durch zusätzliche Absteifungsmaßnahmen, den sogenannten tangentialen Verblockungen die zum Beispiel zwischen den Oberlagestäben liegen können und hier einen zusätzlichen, stark versteifend wirkenden Ring bilden, entgegengewirkt. Prinzipiell verhalten sich die Wickelköpfe der Schaltseite und der Nichtschaltseite der Maschine in ihrer Schwingungsbildung ähnlich. Zu unterscheiden sind Moden in Umfangsrichtung und in axialer Richtung. Beide Schwingungsformen können aufgrund der relativ steifen Einspannung der Stäbe in der

Nut sowie der form- und kraftschlüssigen Verbindung der Abstützmaßnahmen über die Druckplatte und die Druckfinger mit dem Blechpaket niemals getrennt voneinander auftreten, da für die Schwingungsformen über die Maschinenachse am Nutaustritt immer ein Knoten erzwungen wird.

Im - für den Betrieb der Maschine - relevanten Frequenzbereich liegen in aller Regel die Schwingungsformen mit maximal sechs Knoten am Umfang und ein bis zwei Knoten über die Maschinenachse. Einige Beispiele für solche Schwingungsformen, sowohl auf der Schaltseite als auch auf der Nichtschaltseite eines hier betrachteten Turbogenerators, sind in der Tabelle 6.1 aufgelistet und in den Abbildungen 6.1 bis 6.6 dargestellt.

Tabelle 6.1 – Unterschiedliche Eigenformen der Schalt- und der Nichtschaltseite

Modell	Knoten		Frequenz f	Abbildung
	Axial	Umfang		
Nichtschaltseite	1	0	164 Hz	6.1
	1	2	109 Hz	6.2
	1	4	125 Hz	6.3
	1	6	144 Hz	6.4
Schaltseite	1	4	94 Hz	6.5
	1	6	109 Hz	6.6

Auf der geometrisch symmetrischen Nichtschaltseite sind die Schwingungsknoten und -bäuche der einzelnen Schwingungsformen stets gleichmäßig am Umfang verteilt.

Die Mode 0 Schwingung ist durch einen konstanten Anstieg der Amplituden in axialer Richtung gekennzeichnet. Während die Verformung am Nuteintritt gleich Null ist, befindet sich das Maximum im Stirnbereich, also in der Ebene mit dem größten Abstand vom Blechpaket. Da sich am Umfang in äquidistanten Abständen sechs Absteifungsmaßnahmen aus jeweils drei Z-Profilen und Stützstücken befinden, ergeben sich hier lokal gesehen leichte Unterschiede bezüglich der Biegesteifigkeit. Dies ist auch bei genauerer Betrachtung der Schwingung zu erkennen, da die Isolinien des Verformungsvektors keine Parallelen zur Umfangsachse darstellen, sondern den Verlauf einer Sinusfunktion mit insgesamt sechs Perioden.

Im Gegensatz hierzu bilden sich bei der Mode 1 Schwingungsform auch in Umfangsrichtung Schwingungsknoten und -bäuche aus. Wird diese Bewegung dreidimensional als Plot des Verformungsvektors in Abhängigkeit von der Axial- und der Umfangskoordinate dargestellt, so

ergibt sich in Umfangsrichtung ein sinusförmiger Verlauf mit lediglich einer Periode. Weil auch hier in axialer Richtung nur ein Schwingungsknoten am Nuteintritt vorliegt, steigt wie bei der oben beschriebenen Mode 0 Schwingung die Größe der Verformung mit zunehmendem Abstand vom Blechpaket an. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass der Einfluss der lokal leicht unterschiedlichen Biegesteifigkeiten bereits geringfügiger in Erscheinung tritt.

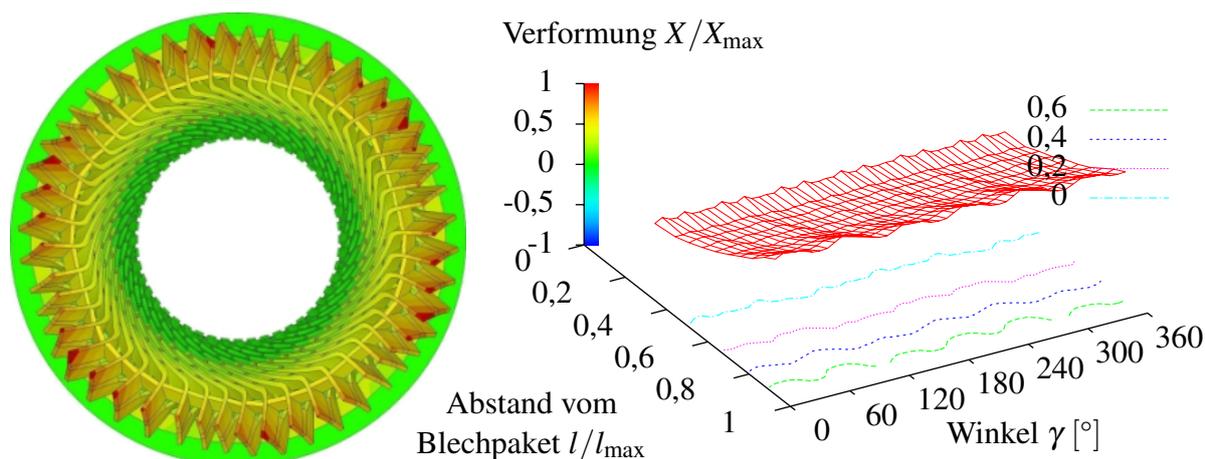


Abbildung 6.1 – Mode 0 Schwingungsform der Nichtschaltseite

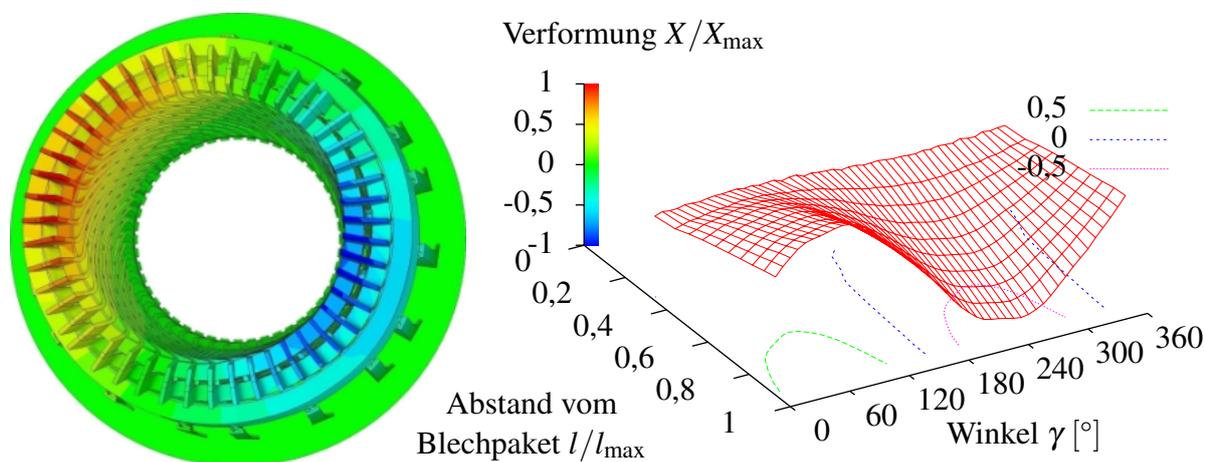


Abbildung 6.2 – Mode 1 Schwingungsform der Nichtschaltseite

Mit zunehmender Schwingungszahl in Umfangsrichtung nimmt die Bedeutung der lokal unterschiedlichen Biegesteifigkeiten noch weiter ab (siehe Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4) was dadurch ersichtlich wird, dass sich die Isolinien des Verformungsvektors immer deutlicher dem Verlauf einer idealen skalierten Sinusfunktion annähern.

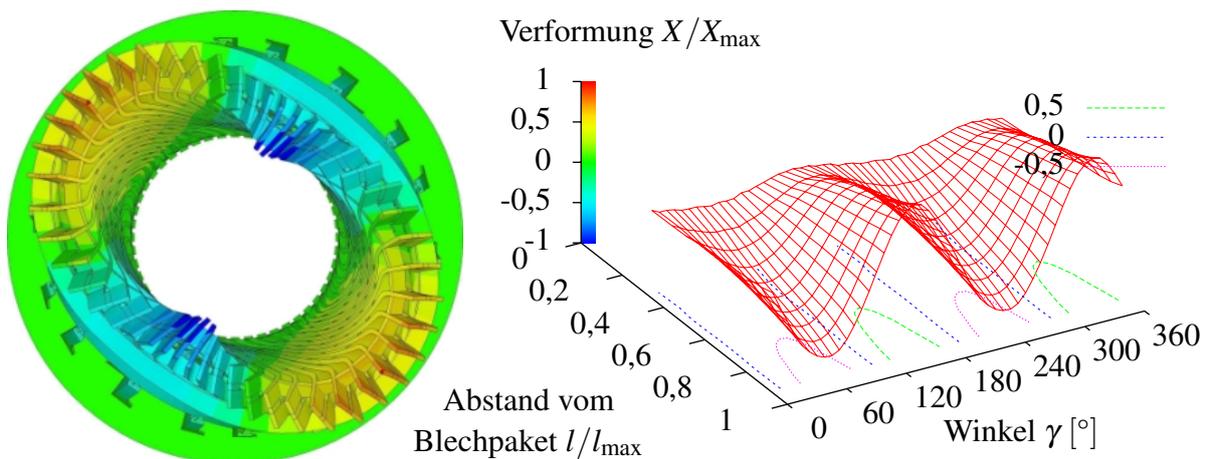


Abbildung 6.3 – Mode 2 Schwingungsform der Nichtschaltseite

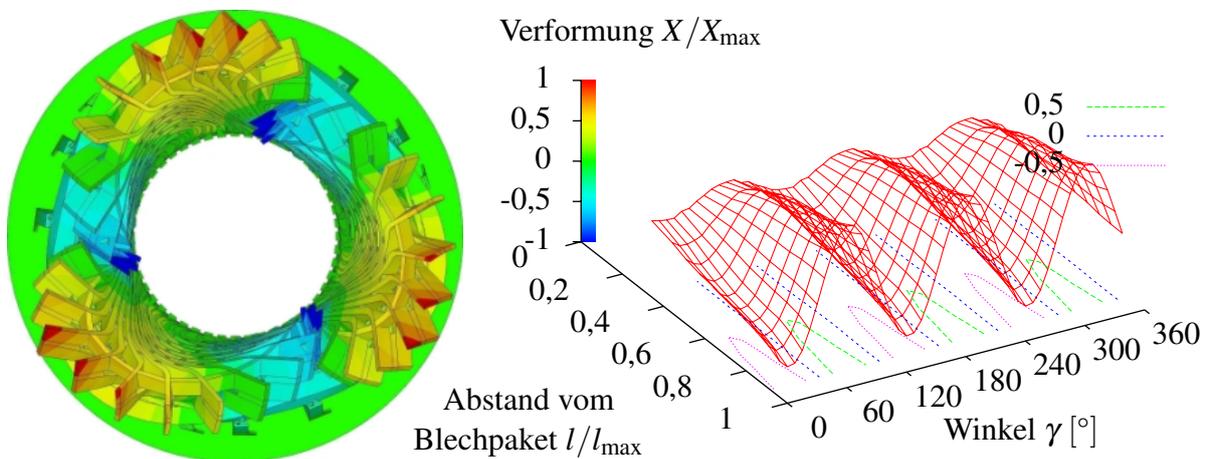


Abbildung 6.4 – Mode 3 Schwingungsform der Nichtschaltseite

Auf der Verbindungsseite der Maschine bilden sich aufgrund der geometrischen Unsymmetrie der Schallleitungsabgänge auch teils recht starke Unsymmetrien bei den Schwingungen aus. Dies ist im Beispiel nach Abbildung 6.5, die die Mode 2 Schwingung des schaltseitigen Wickelkopfs visualisiert, gut zu erkennen. Bedingt durch die Zusatzmasse der notwendigen Axialleiter, welche konstruktionsbedingt für alle diese Bauteile unterschiedlich ausfällt, sind die Schwingungsbäuche an den Positionen mit gewichtigeren Axialleitern stärker ausgeprägt als an den Positionen mit leichteren Axialleitern. Darüber hinaus nehmen die jeweiligen Eigenformen auch eine feste Position ein und können sich nicht am Umfang verschieben, was bei der rotationssymmetrischen Nichtschaltseite zumindest theoretisch möglich ist.

Bei den Schwingungsformen mit größerer Knotenzahl (siehe zum Beispiel Abbildung 6.6) tritt dieser Effekt zwar nicht mehr so stark auf, jedoch gerade die durch die Blechpaketschwingungen und die elektromagnetischen Wickelkopfkräfte bei einer zweipoligen Maschine gut anreg-

bare 4 Knotenform zeigt dieses Verhalten ganz eindeutig.

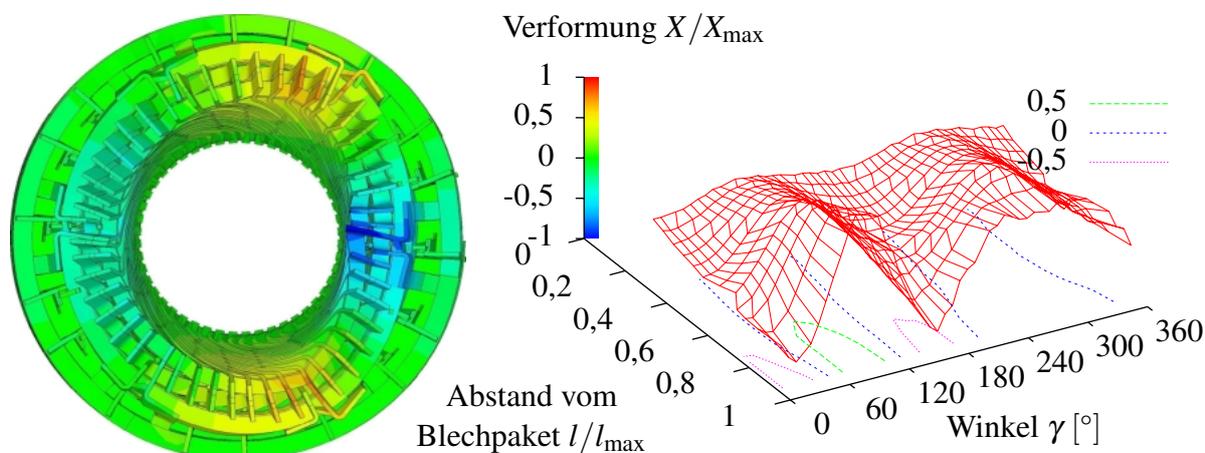


Abbildung 6.5 – Mode 2 Schwingungsform der Schaltseite

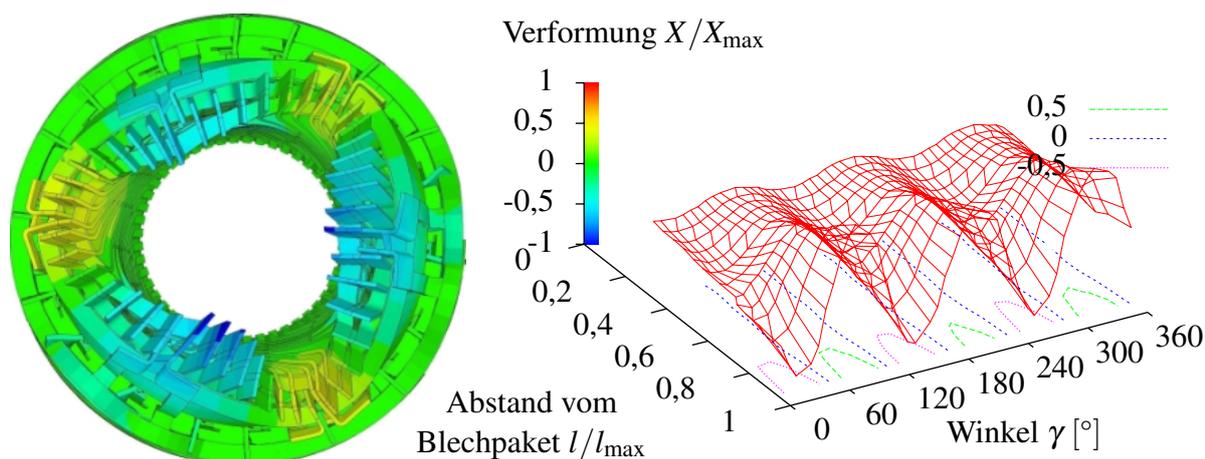


Abbildung 6.6 – Mode 3 Schwingungsform der Schaltseite

Die oben gezeigten Schwingungsformen weisen alle die Gemeinsamkeit auf, dass sie in axialer Richtung lediglich einen Schwingungsknoten am Nuteintritt ausbilden und die Schwingungsamplitude mit zunehmendem Abstand vom Blechpaket ansteigt. Dieses Verhalten ist häufig bei Wickelköpfen vorzufinden, bei denen die Leiter fest mit den Abstützmaßnahmen verbunden sind. Eine andere Kategorie bilden hier die Maschinen mit frei schwebendem Statorwickelkopf, also einem Wickelkopf bei dem die Leiter nicht mehr fest mit den Abstützmaßnahmen verbunden sind, sondern diese lediglich noch als Anschlag bei einer schwerwiegenden Störung nutzen. Hier können im für den Betrieb der Maschine relevanten Frequenzbereich auch Eigenformen mit mehr als einem Knoten in axialer Richtung in Erscheinung treten. Zwar liegt aufgrund der relativ starren Einspannung der Stäbe am Nuteintritt der erste Schwingungsknoten

immer noch in der direkten Nähe dieser Position vor, der zweite Schwingungsknoten kann sich aber unterschiedlich weit vom Blechpaket entfernt befinden. So ist es zum Beispiel möglich, dass sich in der Stirnverbinderebene nur relativ geringe Schwingungsamplituden ausbilden, im Evolventenbereich jedoch deutlich größere Werte auftreten. Eine Messung der Schwingung nur in der Stirnverbinderebene würde demzufolge die tatsächliche Schwingung stark verfälscht darstellen. Die Abbildung 6.7 zeigt die erste 4 Knoten Schwingungsform eines solchen Wickelkopfs mit nur einem Knoten in axialer Richtung, die Abbildung 6.8 visualisiert die zweite 4 Knoten Schwingungsform des selben Wickelkopfs mit nunmehr zwei Knoten in axialer Richtung, die bei der Frequenz $f_2 = 83$ Hz berechnet wird.

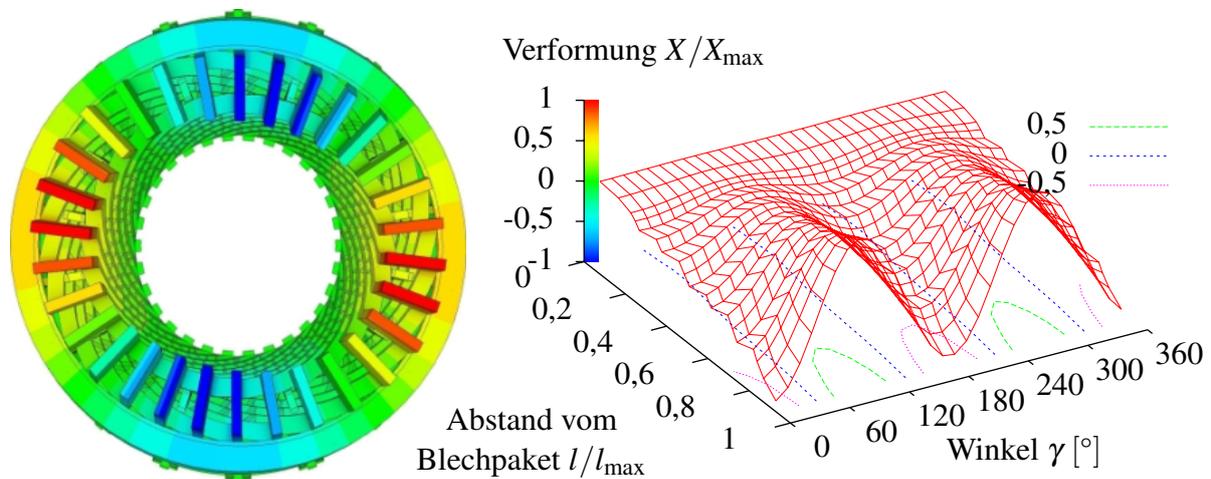


Abbildung 6.7 – Mode 2 Schwingungsform eines frei schwebenden Wickelkopfs mit einem Knoten in axialer Richtung

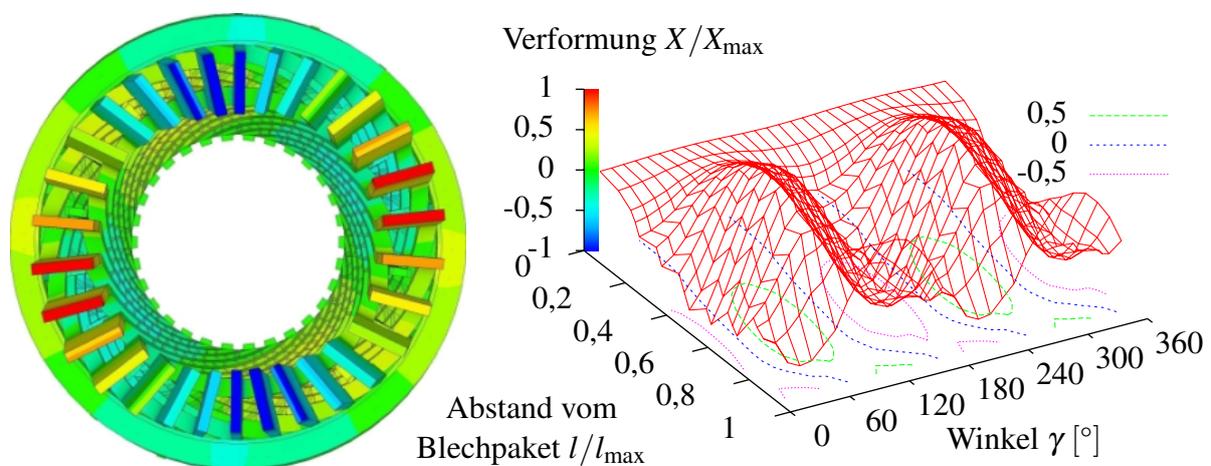


Abbildung 6.8 – Mode 2 Schwingungsform eines frei schwebenden Wickelkopfs mit zwei Knoten in axialer Richtung

Je nach Form des vorliegenden Kraftfelds ist es möglich, dass Eigenformen mit mehreren Knoten in Axialrichtung leichter angeregt werden können als eine korrespondierende Eigenform mit nur einem Knoten in Axialrichtung.

6.2 Anregbarkeit bestimmter Eigenformen

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, können unterschiedlichste Eigenformen des Wickelkopfs in der Nähe der einfachen oder der doppelten Betriebsfrequenz des Turbogenerators liegen. Dies ist jedoch bei manchen Schwingungsformen kritischer zu bewerten als bei anderen, da nicht alle dieser Bewegungen gleich gut angeregt werden können. Im Folgenden soll ein Verfahren erläutert werden, welches es gestattet, ein Maß für die Anregbarkeit einer ausgewählten Eigenform bei einer fest vorgegebenen Art der Anregung zu ermitteln. Hierfür ist zunächst ein Ausdruck für die gesamten, auf das System von Außen einwirkenden Kräfte F anzugeben. Wird das System hierzu in insgesamt k Teile zerlegt so kann der Kraftvektor, welcher die Kraft auf jedes dieser Teile beschreibt zum Beispiel für die axial wirksamen Komponenten gemäß

$$\{F_{ax}(t)\} = \begin{Bmatrix} F_{ax,1}(t) \\ F_{ax,2}(t) \\ \vdots \\ F_{ax,k}(t) \end{Bmatrix} \quad (6.1)$$

angeschrieben werden. Unter der Voraussetzung, dass hier nur die Lorentzkräfte zu berücksichtigen sind und diese aus einem konstanten sowie einem sinusförmigen Anteil bestehen, geht die Gleichung 6.1 in den Ausdruck

$$\{F_{ax}(t)\} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ F_{ax,S_1P_1}^c \\ \vdots \\ F_{ax,S_mP_n}^c \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ F_{ax,S_1P_1}^{\sin} \sin(\omega t + \varphi_{ax,S_1P_1}) \\ \vdots \\ F_{ax,S_mP_n}^{\sin} \sin(\omega t + \varphi_{ax,S_mP_n}) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{Bmatrix} \left. \vphantom{\begin{Bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ F_{ax,S_1P_1}^c \\ \vdots \\ F_{ax,S_mP_n}^c \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{Bmatrix}} \right\} \text{Ständerstäbe} \quad (6.2)$$

6.2. ANREGBARKEIT BESTIMMTER EIGENFORMEN

über. Hierin sind nunmehr nur die Kräfte von Null verschieden, die die Anregung der Ständerstäbe durch die elektromagnetischen Kräfte im Stirnbereich repräsentieren. Als nächster Schritt ist die daraus resultierende gesamte dem System von Außen zugeführte Energie W_e zu berechnen. Dies geschieht zunächst durch eine Überführung der Systembewegungen in den Modalbereich:

$$\{X\} = [X] \{q\}, \quad \{\dot{X}\} = [X] \{\dot{q}\} \quad (6.3)$$

Hierin ist $[X]$ die Modalmatrix. Darauf aufbauend lässt sich die Gesamtenergie, zugeführt durch die zur Schwingungsanregung relevanten zeitlich veränderlichen Kraftanteile, gemäß

$$W_{e,ax}^{\sin} = \int_0^t \overbrace{[\dot{q}_{ax,1}, \dot{q}_{ax,2}, \dots, \dot{q}_{ax,j}]}^{\text{Anzahl der Eigenformen}} [X_{ax}]^T \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ F_{ax,S_1P_1}^{\sin} \sin(\omega\tau + \varphi_{ax,S_1P_1}) \\ \vdots \\ F_{ax,S_mP_n}^{\sin} \sin(\omega\tau + \varphi_{ax,S_mP_n}) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{array} \right\} d\tau \quad (6.4)$$

ermitteln, wobei in dieser Betrachtung insgesamt j Eigenformen berücksichtigt werden. Die Modalmatrix für die Komponenten in axialer Richtung besitzt dabei die folgende Struktur:

$$[X_{ax}] = \left[\begin{array}{cccc} X_{ax,1,1} & X_{ax,2,1} & \cdots & X_{ax,j,1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ X_{ax,1,S_1P_1-1} & X_{ax,2,S_1P_1-1} & \cdots & X_{ax,j,S_1P_1-1} \\ X_{ax,1,S_1P_1} & X_{ax,2,S_1P_1} & \cdots & X_{ax,j,S_1P_1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ X_{ax,1,S_mP_n} & X_{ax,2,S_mP_n} & \cdots & X_{ax,j,S_mP_n} \\ X_{ax,1,S_mP_n+1} & X_{ax,2,S_mP_n+1} & \cdots & X_{ax,j,S_mP_n+1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ X_{ax,1,k} & X_{ax,2,k} & \cdots & X_{ax,j,k} \end{array} \right] \left. \vphantom{[X_{ax}]} \right\} \text{Ständerstäbe}$$

KAPITEL 6. MODALANALYSE UND SCHWINGUNGSEIGENSCHAFTEN

Da nur die von Null verschiedenen Anteile des Kraftvektors in die Berechnung der Gesamtenergie $W_{e,ax}^{\sin}$ einfließen, kann der Ausdruck 6.4 in eine Gleichung überführt werden, in der ausschließlich die Produkte aus diesen Kraftkomponenten und den entsprechenden Werten der Modalmatrix addiert und integriert werden:

$$W_{e,ax}^{\sin} = \int_0^t \sum_{a=1}^j \dot{q}_{ax,a} \sum_{b=S_1 P_1}^{S_m P_n} X_{ax,a,b} \cdot F_{ax,b}^{\sin} \sin(\omega\tau + \varphi_{ax,b}) d\tau \quad (6.5)$$

Diese Vorgehensweise ist für die axiale, die radiale sowie die tangential Komponente der Energie durchzuführen, um dann durch die Summation der Einzelanteile die Gesamtenergie zu bestimmen:

$$W_e^{\sin} = W_{e,ax}^{\sin} + W_{e,rad}^{\sin} + W_{e,tan}^{\sin} \quad (6.6)$$

Hierbei ist es durchaus möglich, dass für einzelne Energieteile auch negative Werte auftreten. Dies ist so zu interpretieren, dass dem System durch die Kräfte in diese Richtung Energie entzogen wird, dem Bestreben der Struktur in eine bestimmte Richtung zu schwingen also entgegenwirkt wird, während es durch Kräfte in eine andere Richtung zu Schwingungen angeregt wird.

In der Tabelle 6.2 werden die Ergebnisse einer Anregbarkeitsuntersuchung der nichtschaltseitigen Ständerwickelköpfe von zwei unterschiedlichen zweipoligen Maschinen, einmal mit einer festen Anbindung und einmal mit einer freien Anbindung, aufgelistet. Zu sehen ist die Anregbarkeit R einer jeweiligen Eigenform unter der Annahme, dass der Wickelkopf in der jeweiligen

Tabelle 6.2 – Anregbarkeit unterschiedlicher Eigenformen durch die Kräfte im Nennbetrieb

Anbindung	Knoten		Frequenz f	Anregbarkeit R			
	Axial	Umfang		Axial	Radial	Tangential	Gesamt
fest	1	0	164 Hz	-0,016	0,104	0,17	0,258
	1	2	109 Hz	-0,001	-0,001	0,003	0,001
	1	4	125 Hz	1,013	3,96	-3,972	1
	1	6	142 Hz	0,001	0	0,001	0,001
frei	1	4	39 Hz	-0,674	1,023	0,65	1
	2	4	83 Hz	1,959	-1,632	-0,225	0,101

leicht anregbare Eigenform

schwer anregbare Eigenform

Eigenfrequenz mit den im Nennbetrieb auftretenden Wickelkopfkräften angeregt wird. Die Anregbarkeit gibt dabei das Verhältnis der gesamten Maximalenergie der jeweiligen betrachteten Schwingungsform zur gesamten Maximalenergie der am leichtesten anregbaren Schwingungsform an. Es ist zu erkennen, dass die Mode 0 und die Mode 2 Schwingungen relativ gut angeregt werden können und dass bei dem frei schwebenden Wickelkopf in der hier vorliegenden Betrachtung die Mode 2 Schwingung mit einem Knoten in axialer Richtung leichter angeregt werden kann als die korrespondierende Eigenform mit zwei Knoten in Axialrichtung. Darüber hinaus ist bei allen Mode 2 Schwingungen durch mindestens eine negative Energiekomponente eine deutliche Minderung der Schwingungsbildung präsent.

6.3 Anregung durch das Blechpaket

Wie im Kapitel 4.3 gezeigt wurde, findet im Betrieb des Generators eine mechanische Anregung des Ständerwickelkopfs nicht ausschließlich über die elektromagnetischen Kräfte in diesem Bereich, sondern ebenso über die Blechpaketschwingungen statt. Bei einer zweipoligen Maschine sind diese durch eine dominante, synchron mit dem Induktor umlaufende 4 Knotenform charakterisiert. Darüber hinaus ist bekannt, dass bei einer fest definierten Art der Anregung, sei diese nun durch Kräfte oder durch Verformungen gegeben, nicht alle Eigenformen in gleichem Maße angeregt werden können (vergleiche Kapitel 6.2). Daher soll hier die Anregbarkeit des Wickelkopfs durch die im Nennbetrieb in Erscheinung tretenden Blechpaketschwingungen anhand eines Beispiels untersucht werden, wozu der nichtschaltestige Ständerwickelkopf eines

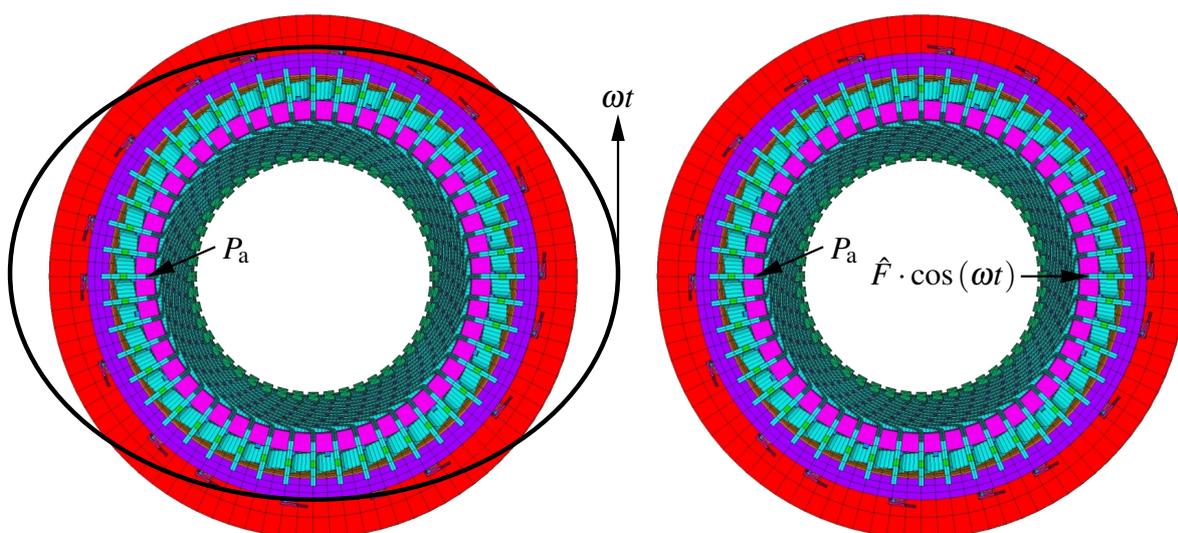


Abbildung 6.9 – Anregung durch das Blechpaket (links) und durch einen Shaker (rechts)

ausgewählten zweipoligen Generators mit Eigenfrequenzen nach Tabelle 6.1 auf zwei unterschiedliche Weisen zu Schwingungen angeregt wird. Die Abbildung 6.9 visualisiert beide Strategien. Während bei dem ersten Versuch, gemäß der Darstellung auf der linken Bildseite, dem Blechpaket eine mit der Drehzahl ω umlaufende elliptische Verformung aufgezwungen wird, findet bei dem zweiten Versuch, gemäß der Darstellung auf der rechten Bildseite, eine Anregung durch eine zeitlich sinusförmig veränderliche Kraft $F(t)$, die in radialer Richtung auf den Stirnverbinder eines Stabs einwirkt, statt, vergleichbar der Anregung durch einen Shaker. Bei dem zweiten Versuch ist das Blechpaket auf seinem Außenradius fest eingespannt, was bedeutet, dass hier jede Verformung unterbunden wird. Die Frequenz der Anregung wird im Bereich von 80 Hz bis 140 Hz variiert. Es können also rein theoretisch die Mode 1, die Mode 2 und in einem gewissen Maß die Mode 3 Eigenformen angeregt werden. Die Auswertung der resultierenden Wickelkopfschwingungen findet an einem Punkt P_a im Stirnbereich der Maschine statt. Dieser liegt dem gemäß der zweiten Strategie durch die zeitlich veränderliche Kraft angeregten Punkt diametral gegenüber. Der Abbildung 6.10 ist das Ergebnis dieser Untersuchung zu entnehmen.

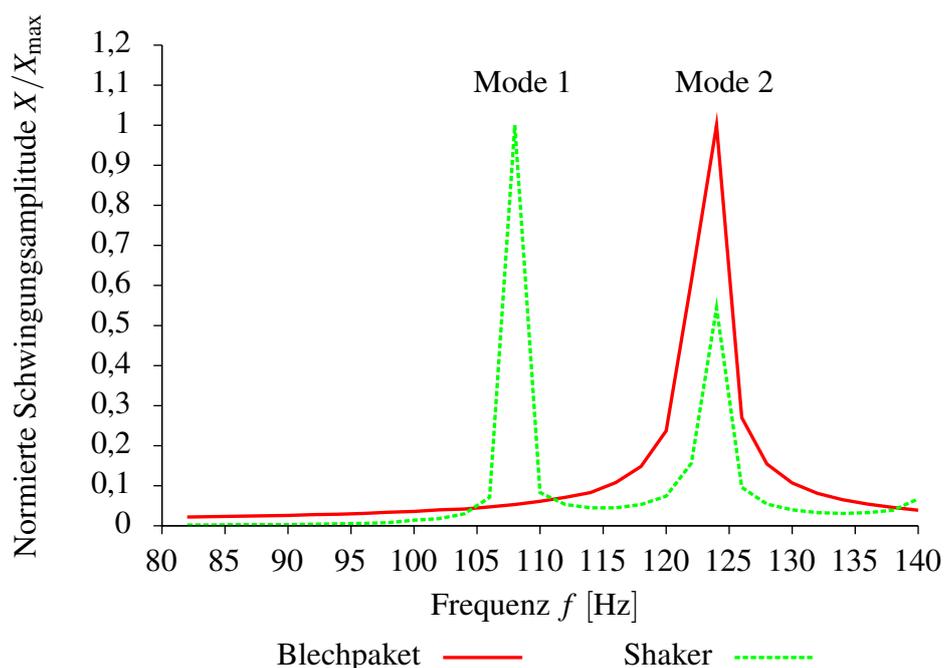


Abbildung 6.10 – Resonanzkennlinien bei unterschiedlichen Anregungsstrategien

Durch den Vergleich der aus den unterschiedlichen Strategien resultierenden Verformungen wird deutlich, dass durch die Blechpaketschwingungen lediglich solche Eigenformen angeregt werden können, bei denen die Schwingungsform am Umfang des Ständerwickelkopfs der Form der Anregung durch das Blechpaket entspricht.

Kapitel 7

Erzwungene Schwingungen

Für unterschiedliche Betriebszustände des Turbogenerators sollen die charakteristischen Größen der Schwingungen und Materialbeanspruchungen des Ständerwickelkopfs ermittelt und herausgestellt werden, um einen Vergleich der einzelnen Fälle untereinander zu ermöglichen. Eine derartige Gegenüberstellung gibt es bisher noch nicht. Hierzu ist zunächst zu entscheiden, welche repräsentativen Fälle auszuwählen sind. Sinnvoll erscheint die Wahl von Betriebszuständen, bei denen sich besonders große Kräfte ergeben oder aber Betriebszustände, die relativ häufig auftreten. Diese können eine ernsthafte Gefährdung der Maschine darstellen, beziehungsweise zu einer frühzeitigen Werkstoffermüdung führen. Zur ersten Kategorie sind vorwiegend die zwei- und dreipoligen Klemmenkurzschlüsse, Fehlsynchronisierungen mit großen Fehlwinkeln sowie Abschaltungen von zwei- und dreipoligen Netzfehlern zu zählen, wohingegen Kurzunterbrechungen nach ein-, zwei- oder dreipoligen Fehlern im Netz oder Netzzuschaltungen mit kleinen Fehlwinkeln eher der zweiten Kategorie zuzuordnen sind. Aus diesen genannten Störfällen werden die folgenden 7 in dieser Arbeit genauer untersucht

1. Einpolige Kurzunterbrechung
2. Zweipolige Kurzschlussabschaltung
3. Dreipolige Kurzschlussabschaltung
4. Zweipoliger Klemmenkurzschluss
5. Dreipoliger Klemmenkurzschluss
6. Fehlsynchronisation mit 180° Fehlwinkel
7. Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel

und ein Vergleich mit dem als Referenzfall erachteten Nennbetrieb durchgeführt. Hierzu sind zunächst die Ströme im Nennbetrieb sowie bei den ausgewählten elektrischen Störfällen zu ermitteln. Dies geschieht mit Hilfe eines Computerprogramms, welches als Eingabedaten die Ersatzschaltbildparameter der Maschine erhält. Dabei liegt für die jeweiligen Berechnungen das Netzmodell nach Abbildung 7.1 zugrunde. Über einen Transformator speist der Generator

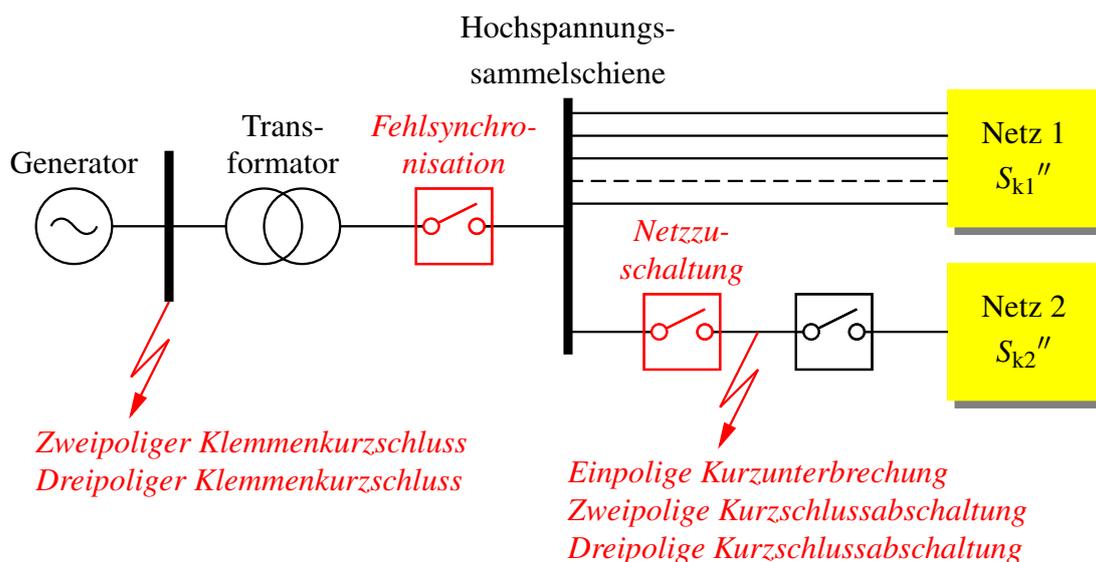


Abbildung 7.1 – Netztopologie

in zwei unterschiedliche Netze, die zusammen über eine gemeinsame Hochspannungssammelschiene versorgt werden. Die Transformatorreaktanz x_T beträgt hierbei 12 Prozent der Generatorreaktanz. Während der zweipolige und der dreipolige Klemmenkurzschluss zwischen dem Generator und dem Transformator eingeleitet werden, wird die Fehlsynchronisation zwischen dem Transformator und der Hochspannungssammelschiene geschaltet. Die einpolige Kurzunterbrechung sowie zweipolige und dreipolige Kurzschlussabschaltung werden auf der Zuleitung des zweiten Netzes angenommen, ebenso die Netzzuschaltung mit einem Fehlwinkel von 20° .

Mit den so ermittelten Stromverläufen werden in einem zweiten Schritt die auf die Leiterstäbe des Wickelkopfes einwirkenden Zeitverläufe der elektromagnetischen Kräfte bestimmt. Die Berechnung der elektromagnetischen Kräfte erfolgt anhand eines dreidimensionalen Linienleitermodells auf der Basis des Gesetzes von Biot-Savart gemäß Kapitel 4.1.1.

Die Kraftfunktionen aus der vorherigen Berechnung werden abschließend einem mechanischen Finite Elemente Modell aufgeprägt und der Verlauf der Bewegungen, Materialspannungen, Ma-

terialdehnungen sowie resultierender Bandagenkräfte über einen ausreichend großen Zeitraum bestimmt. Um das System nicht sprungförmig zu belasten, ist vor dem jeweiligen Störfall der Wickelkopf in den Nennbetrieb zu bringen. Dies geschieht durch einen langsamen Anstieg der Kräfte, realisiert durch eine Multiplikation der realen Zeitfunktionen mit einer linearen Funktion über die Dauer von einigen Perioden, bis sich das System im stationären Zustand befindet. Erst dann findet eine Belastung durch die Fehlerkräfte statt. Diese Vorgehensweise stellt einen enormen Aufwand dar, da weit mehr als 2000 Zeitfunktionen in tabellarischer Form eingelesen und aufgeprägt werden müssen, wobei noch auf eine hinreichend feine zeitliche Diskretisierung zu achten ist.

7.1 Nennbetrieb

Wird der Synchrongenerator im Nennzustand betrieben, stellt sich im Idealfall in der dreiphasigen Drehstromwicklung des Stators ein rein sinusförmiger Stromverlauf ein. Die Ströme der einzelnen Phasen I_R , I_S und I_T sind dabei um 120° zeitlich zueinander versetzt. Überwiegend wird die Maschine als Blindleistungserzeuger, also im übererregten Zustand eingesetzt. Je nach Ausführung beträgt der Nennerreglerstrom I_{fN} dabei ein Vielfaches des Leerlauferregersstroms I_{f0} welcher benötigt wird, um die leerlaufende Maschine auf Nennspannung zu erregen. Die Abbildung 7.2 zeigt die Stromverläufe der hier exemplarisch ausgewählten Maschine.

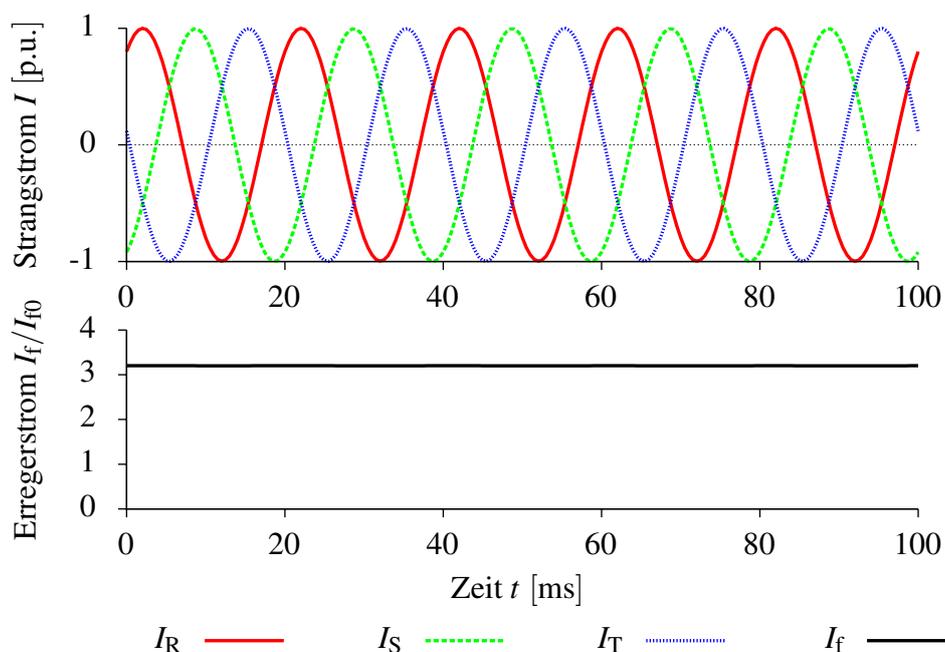


Abbildung 7.2 – Maschinenströme beim Nennbetrieb

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

Im Luftspalt der Maschine überlagert sich das Stator Drehfeld mit dem Läuferdrehfeld zu einem resultierenden Luftspaltfeld [47], welches ebenfalls in Drehrichtung der Maschine läuft. Die Form des resultierenden Felds ist dabei von den Strömen in der Statorwicklung sowie der Größe des Erregerstroms abhängig und stellt daher eine Funktion des Leistungsfaktors $\cos \varphi$ und des Polradwinkels ϑ dar. Es regt den Stator der Maschine zu mechanischen Schwingungen an, welche in den Wickelkopf übertragen werden. Um eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse untereinander zu ermöglichen wird hier jedoch auf die Blechpaketanregung verzichtet. Die dargestellten Verformungen und Beanspruchungen resultieren also alleine aus den elektromagnetischen Kräften auf die Leiterstäbe im Stirnbereich, außerhalb des Aktivteils der Maschine. Durch diese Kräfte unterliegt der Wickelkopf einer andauernden periodischen Anregung mit einer mechanischen Frequenz, die der doppelten Netzfrequenz entspricht. Dabei treten die absolut betrachtet größten Kräfte am jeweils letzten Unterlagestab einer Phase in Drehrichtung der Maschine im Evolventenbereich auf. Aus der Abbildung 7.3, die auf der linken Bildseite die vektorielle Kraftverteilung im Wickelkopfbereich zu einem Zeitpunkt mit maximaler Kraftamplitude visualisiert, lässt sich erkennen, dass alle drei räumlichen Kraftkomponenten, also sowohl die radialen, als auch die tangentialen und axialen Anteile deutlich ausgeprägt sind. Auf der rechten Bildseite ist die Kraftverteilung als Funktion der Zeit entlang eines Unterlagestabs mit maximaler Kraftamplitude, normiert auf die dort im Nennbetrieb auftretende Maximalkraft $F_{N,max}$ für eine Dauer von 100 ms dargestellt.

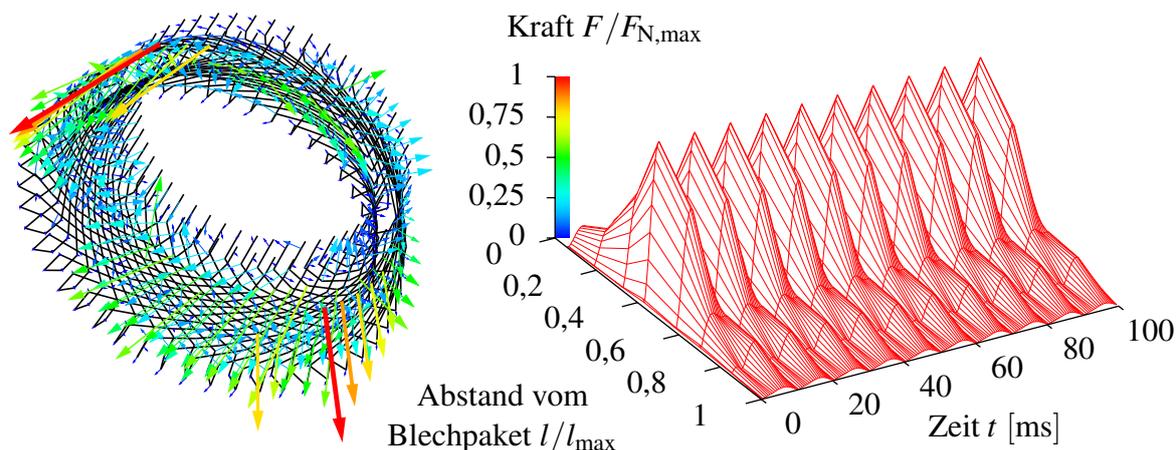


Abbildung 7.3 – Wickelkopfkräfte beim Nennbetrieb

Bei der hier betrachteten Ausführung des Wickelkopfs mit in axialer Richtung von den Stützkonsolen befreitem Stützring führt diese Anregung im Bereich der Evolventen der Phase S zur betragsmäßig größten Verformung $X_{N,max}$. Die Abbildung 7.4 zeigt den zeitlichen Verlauf der Wickelkopfschwingung an diesem Punkt sowie an den Stirnverbindern des ersten, des mittleren

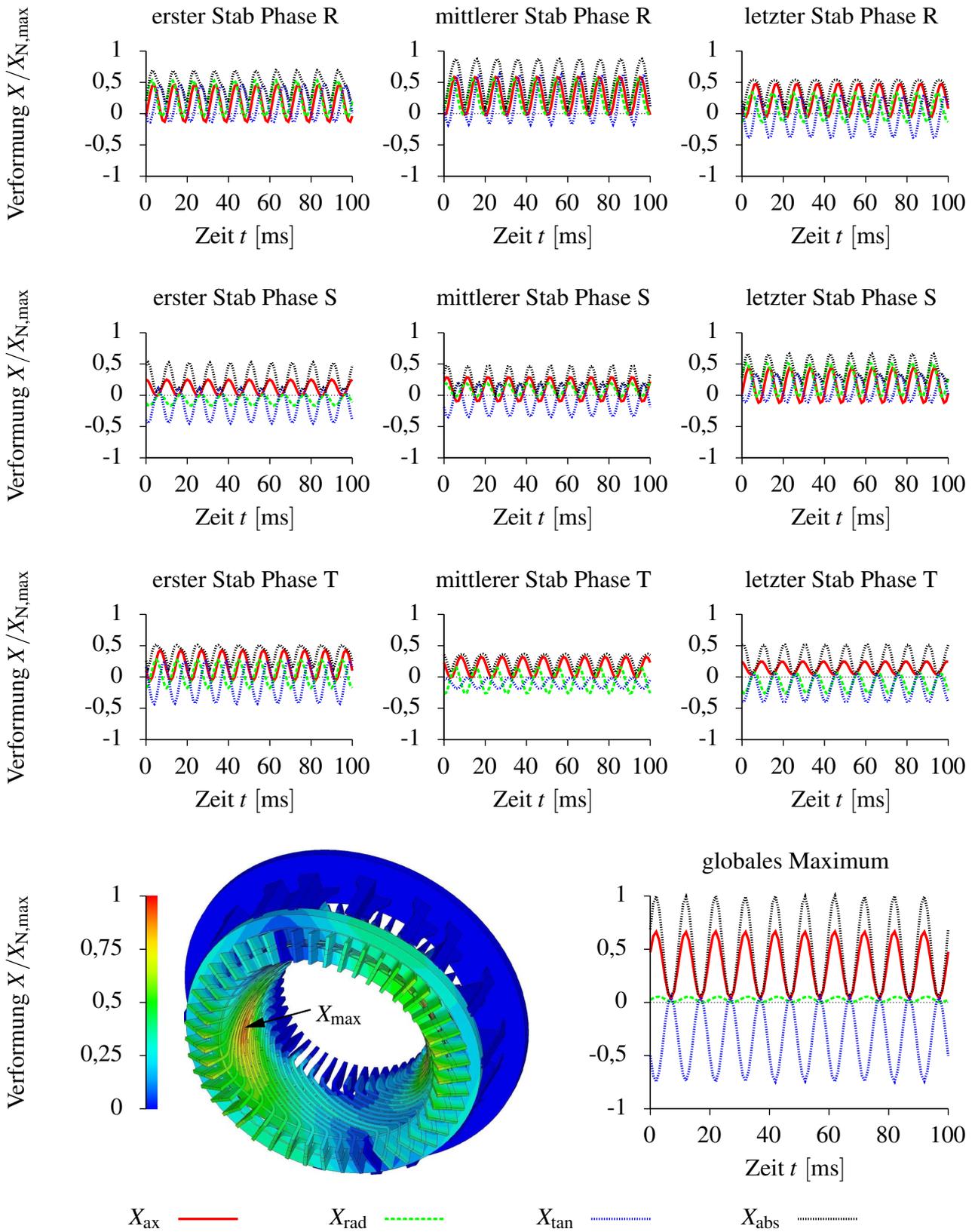


Abbildung 7.4 – Wickelkopfverformungen beim Nennbetrieb

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

und des letzten Stabs einer jeden Phase. In der Ebene der Stirnverbinder bilden sich bei der Schwingung die axialen Verformungsanteile X_{ax} , die radialen Verformungsanteile X_{rad} und die tangentialen Verformungsanteile X_{tan} der Ständerstäbe in der gleichen Größenordnung aus. Darüber hinaus fällt auf, dass die Verformungen bezüglich der drei Phasen keinesfalls periodisch sind, was darauf schließen lässt, dass sich der durch die elektromagnetischen Kräfte erzwungen synchron mit dem Rotor umlaufenden Vierknotenform eine zweite, aus der Geometrie resultierende, ortsfeste Vierknotenform überlagert. Außerdem sind die Differenzen zwischen den Verformungen an den Phasengrenzen äußerst gering.

Ein weiterer Aspekt bei der Beanspruchungsbewertung auf den hier eingegangen werden soll, ist die Dehnung ε der Ständerstäbe. Diese stellt ein Maß für die Belastung des Isolationssystems dar. Im Nennbetrieb der Maschine ist mit erhöhten Dehnungswerten im Bereich des Übergangs vom geraden Oberlagestab in den Evolventenbereich in der direkten Nähe des Nuteintritts auf der Kante mit dem kleineren Radius zu rechnen (siehe Abbildung 7.5). Die Nichtperiodizität, welche bereits zuvor bei den Verformungen erläutert wurde, ist auch bei dieser Auswertegröße zu beobachten: Das globale Maximum tritt bei der hier untersuchten Maschine immer an der genannten Position an den mittleren Stäben der Phase R in Erscheinung.

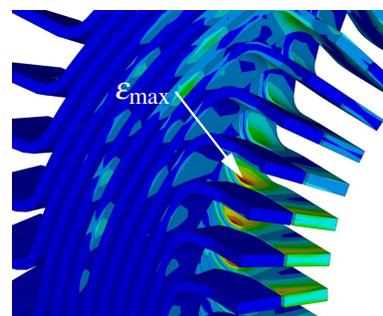


Abbildung 7.5 – Dehnung der Ständerstäbe beim Nennbetrieb

Allerdings ist zwischen dem Auftreten des Verformungsmaximums und dem Auftreten des Dehnungsmaximums ein zeitlicher Versatz von etwas weniger als einer halben mechanischen Periode vorhanden. Unter Vernachlässigung dieses lokalen Dehnungsmaximums ist zu erkennen, dass die Oberlagestäbe im Mittel etwas höher belastet sind als die Unterlagestäbe und dass sich erhöhte Dehnungswerte immer in den Bereichen ergeben, an denen der Stabverlauf auf einer kurzen Strecke eine relativ große Winkeländerung vollzieht.

Darüber hinaus werden die Materialspannungen in den Abstützmaßnahmen sowie die Kräfte in den Bandagen ausgewertet, welche für das verwendete Finite Elemente Modell gemäß Kapitel 5 durch lineare Federlemente nachempfunden werden. Auch diese Komponenten sind durch die im Fehlerfall auftretenden Kräfte teils sehr starken Belastungen ausgesetzt und können dadurch einer frühzeitigen Alterung unterliegen, was sich unter Umständen nachteilig auf die Festigkeit und das Schwingungsverhalten der gesamten Wickelkopfstruktur auswirkt.

7.2 Ausgewählte Störfälle

Die physikalischen Größen, die aus der Simulation des Wickelkopfverhaltens im Nennbetrieb der Maschine bestimmt wurden, können nunmehr als Referenzwerte für die zu betrachtenden Störfälle herangezogen werden. Von besonderem Interesse ist hierbei die Beurteilung der Schwere eines jeweiligen Störfalls, also eine Aussage darüber, wie stark die einzelnen Wickelkopfkomponenten durch die auftretenden Kräfte belastet werden und wo diese maximale Belastung in Erscheinung tritt.

7.2.1 Einpolige Kurzunterbrechung

Die einpoligen Erdfehler oder auch Erdkurzschlüsse, hervorgerufen durch Lichtbogenüberschläge in der Luft, stellen die überwiegende Anzahl aller Fehler in den 380 kV- und den 220 kV-Freileitungsnetzen dar. In aller Regel können diese Fehler durch eine einpolige Kurzunterbrechung, also durch ein Abschalten und wieder Zuschalten nur des betroffenen Leiters, behoben werden. Der Vorteil gegenüber zum Beispiel einer dreipoligen Kurzschlussabschaltung liegt darin, dass die über die Freileitung verbundenen Knoten nicht komplett voneinander getrennt werden und auch während des Störfalles ein Teil der Leistung ins Netz abgegeben wird. Nachteilig ist, dass über die Koppelkapazitäten dem Lichtbogen auch während der Unterbre-

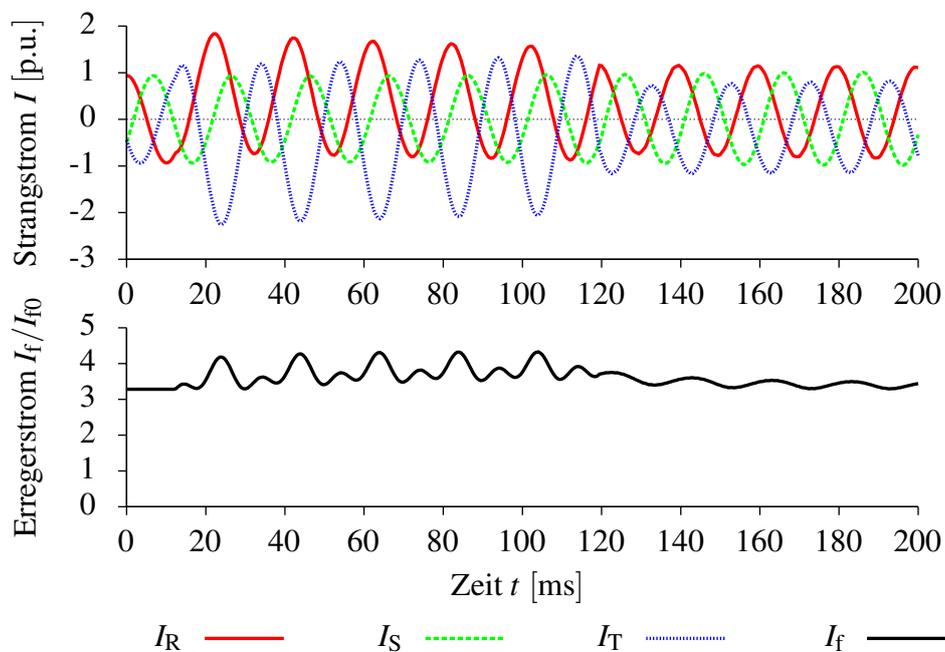


Abbildung 7.6 – Maschinenströme bei der einpoligen Kurzunterbrechung

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

chung Energie zugeführt wird und sich unter Umständen ein sekundärer Lichtbogenstrom ausbildet, was dann zu einem zwei- oder dreipoligen Fehler führen kann. Der Abbildung 7.6 ist der Verlauf der Ströme bei einer erfolgreichen einpoligen Kurzunterbrechung zu entnehmen. Überwiegend betroffen sind die beiden Phasen R und T, in denen sich der Strom in Bezug auf den Nennstrom mehr als verdoppelt, während die Phase S weiterhin nahezu den Nennstrom führt. Auch der Erregerstrom steigt nur sehr geringfügig von zuvor $3,2 \cdot I_{f0}$ auf einen Maximalwert von $4,2 \cdot I_{f0}$ an.

Daraus resultieren im Wickelkopfbereich Kräfte, die mehr als fünfmal so groß sind wie die Kräfte im Nennbetrieb (siehe Abbildung 7.7). Während des Fehlers sind diese im Gegensatz zu den Kräften im Nennbetrieb jedoch nicht doppeltfrequent im Bezug auf die Netzfrequenz sondern dominant einfachfrequent, was sich erst mit Freischalten des fehlerbehafteten Leiters wieder ändert. Ein weiterer Unterschied zu den Kräften im Nennbetrieb besteht darin, dass sich kein periodisches Bild bezüglich der drei Phasen mehr ergibt: Hier ist immer der in Maschinen-drehrichtung letzte Unterlagestab der Phase T im Evolventenbereich maximal belastet.

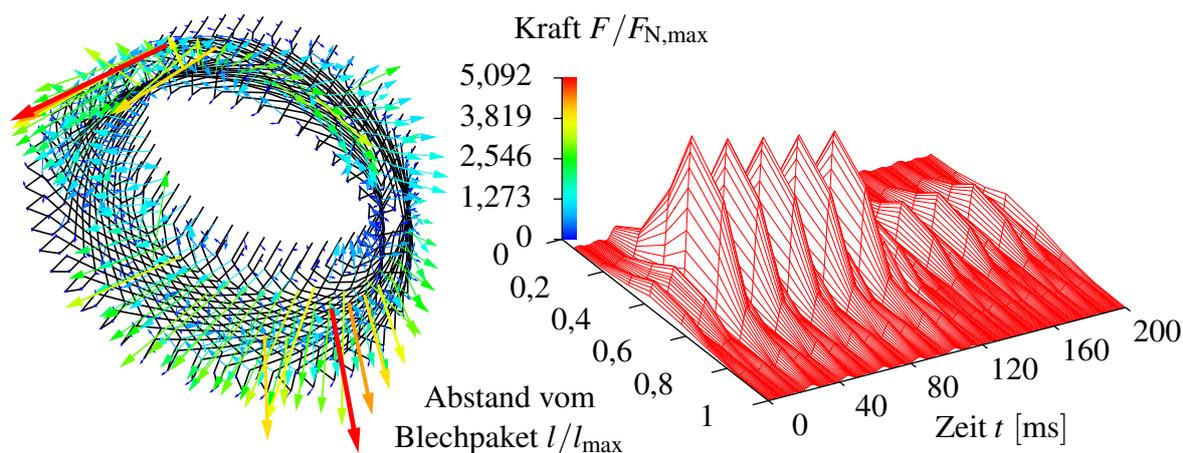


Abbildung 7.7 – Wickelkopfkräfte bei der einpoligen Kurzunterbrechung

Bei den Verformungen ergibt sich ebenfalls ein im Vergleich zum Nennbetrieb verändertes Bild. Das absolute Verformungsmaximum ist nicht mehr im Evolventenbereich der Phase S zu finden, sondern im Stirnverbinderbereich der Phase R. Die Abbildung 7.8 veranschaulicht die Wickelkopfschwingungen bei diesem Betriebszustand. Abgesehen von der Verschiebung des Verformungsmaximums fällt auf, dass die Leiter der zwei Phasen, die den höheren Strom führen, von der stärkeren Schwingungsausprägung wesentlich deutlicher betroffen sind als die Leiter der Phase, die auch während des Fehlerfalls nahezu den Nennstrom führt. Unmittelbar nach dem Wegschalten des Fehlers stellt sich ein Schwingungsniveau in der Größenordnung der Schwingungen im Nennbetrieb ein.

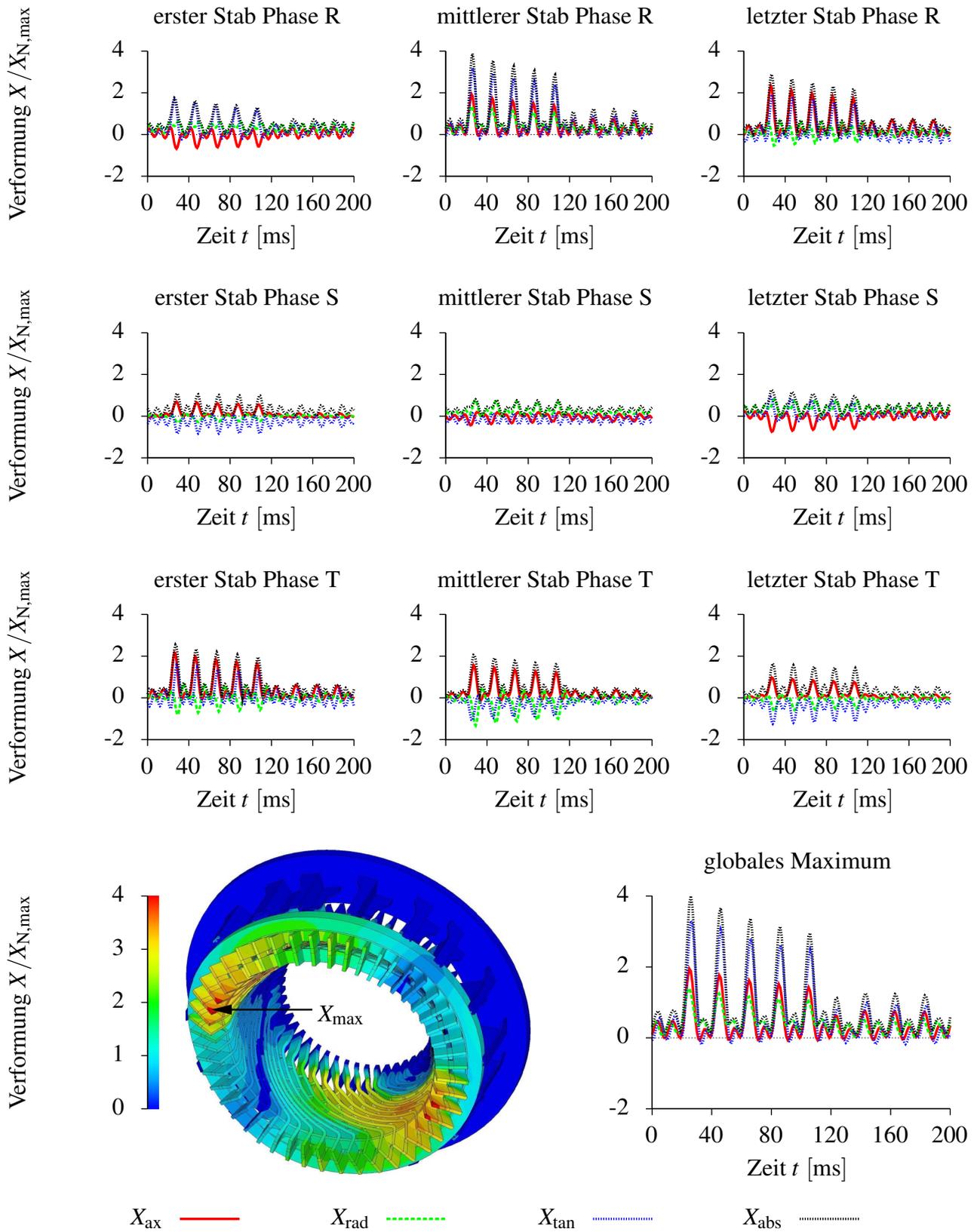


Abbildung 7.8 – Wickelkopfverformungen bei der einpoligen Kurzunterbrechung

Die größte Dehnung in den Ständerstäben ist 4,8 mal so groß wie die Maximaldehnung im Nennbetrieb und verschiebt sich etwas weiter in Richtung des Nuteintritts. Sie tritt immer in den Stäben an der Phasengrenze R/T in Erscheinung.

Auch bei den auftretenden Bandagenkräften und bei den Materialspannungen in den Abstützstücken ist mit größeren Werten zu rechnen: Diese erhöhen sich um den Faktor 2,7, beziehungsweise 5,6.

7.2.2 Zweipolige Kurzschlussabschaltung

Bei zwei- oder auch dreipoligen Kurzschlüssen im Netz wird der betroffene Leitungsbereich für den Fall, dass keine Kurzunterbrechung vorgenommen werden kann, komplett vom restlichen Netz getrennt und so lange nicht wieder zugeschaltet, bis der Fehler behoben ist. In der Zeit zwischen dem Eintreten des eigentlichen Fehlers und dem Abschalten des betroffenen Bereichs wird der Generator dabei nur durch einen Bruchteil der Nennleistung belastet. Je nach vorliegendem Schutzkonzept beträgt dieser Zeitraum üblicherweise minimal 60 ms bis maximal 200 ms. Der Turbinenregler benötigt zum Ansprechen allerdings häufig mehr als 200 ms, weshalb der Generator von der mechanischen Seite her weiterhin mit Nennleistung versorgt und demzufolge über die Nenndrehzahl hinaus beschleunigt wird. Dies provoziert bei der Abschalt-

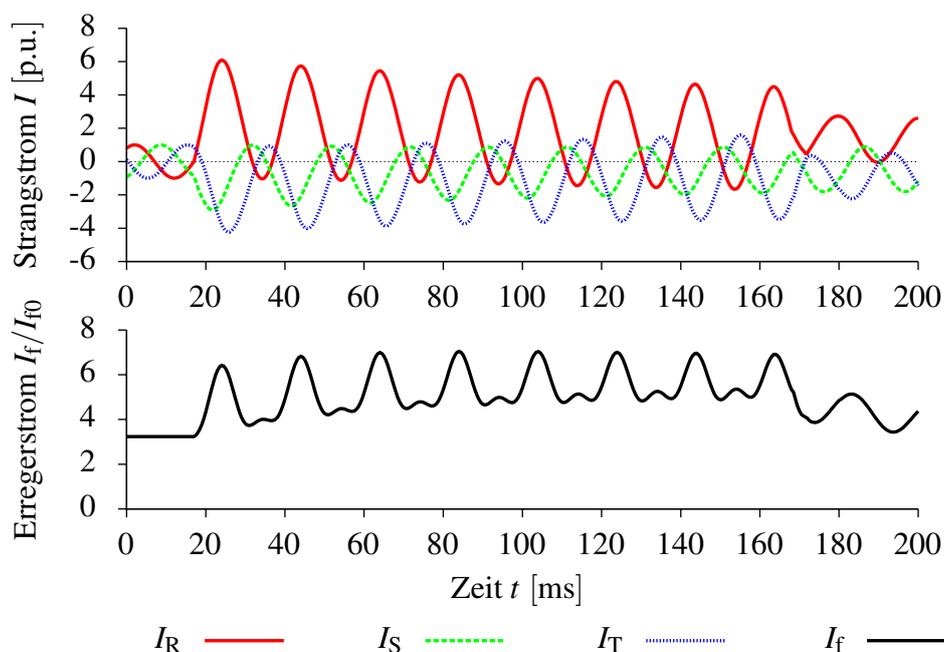


Abbildung 7.9 – Maschinenströme bei der zweipoligen Kurzschlussabschaltung

tung des Fehlers eine Fehlsynchronisation zwischen Netz und Generator. Die Abbildung 7.9 zeigt die Stromverläufe bei diesem Fehlerfall mit einer Kurzschlussabschaltung nach 150 ms. In allen drei Phasen bilden sich deutlich größere Ströme als im Nennbetrieb, mit Spitzenwerten von bis zu $6,1 \cdot \hat{I}_N$ aus, und auch in der Erregerwicklung ist ein nennenswerter Anstieg auf maximal $7 \cdot I_{f0}$ zu beobachten.

Im Wickelkopfbereich resultieren daraus elektromagnetische Kräfte, die Maximalwerte von $31,5 \cdot F_{N,max}$ erreichen und wie bereits die Kräfte während des einpoligen Fehlers in Bezug auf die Netzfrequenz überwiegend einfachfrequente Anteile enthalten (siehe Abbildung 7.10).

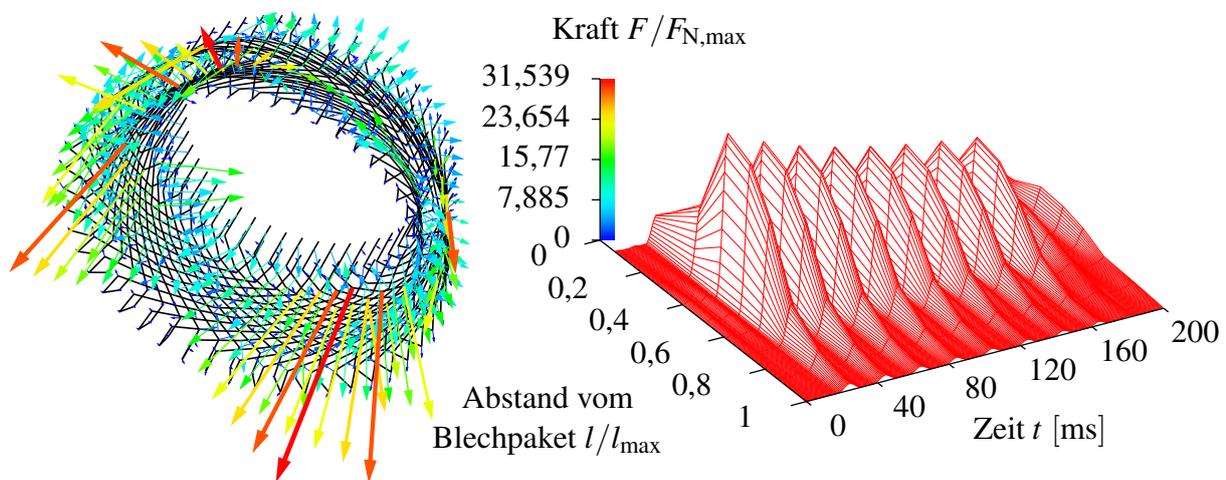


Abbildung 7.10 – Wickelkopfkraftvektoren bei der zweipoligen Kurzschlussabschaltung

Bei den Verformungen ergibt sich dabei ein Bild gemäß Abbildung 7.11. Besonders stark betroffen sind die Leiter der Phase R im Bereich der Stirnverbinder. Hier tritt auch das globale Verformungsmaximum in Erscheinung. Mit in Umfangsrichtung zunehmendem Abstand von dieser Position nimmt die Schwingungsüberhöhung im Bereich der Stirnverbinder schnell ab. Während das Maximum am mittleren Stab der Phase R rund 37 mal so groß ist wie im Nennbetrieb, sind an der Phasengrenze T/S nur noch Schwingungsüberhöhungen von etwa Faktor fünf zu erwarten.

In den Oberlagestäben an der Phasengrenze S/R ergeben sich in der direkten Nähe des Nuteintritts kurzfristig Dehnungen, die fast 40 mal so groß sind wie die maximalen Dehnungen der Ständerstäbe im Nennbetrieb. Auch die Bandagen und Abstützstücke sind mit Überhöhungsfaktoren von 25,6 bei den maximalen Bandagenkräften, beziehungsweise 44,9 bei den größten zu beobachtenden Materialspannungen deutlich stärker beansprucht als im Nennbetrieb.

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

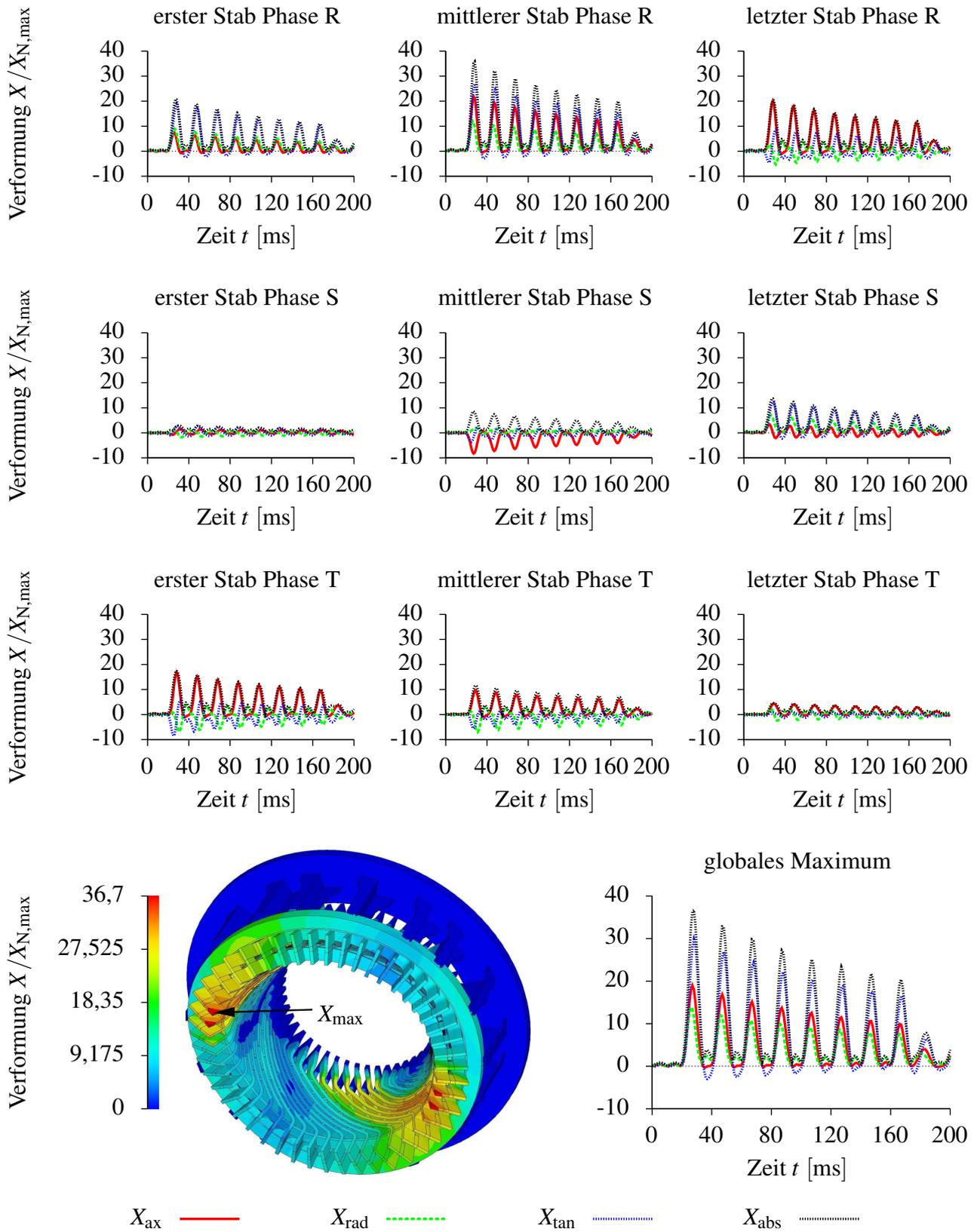


Abbildung 7.11 – Wickelkopfverformungen bei der zweipoligen Kurzschlussabschaltung

7.2.3 Dreipolige Kurzschlussabschaltung

Zu einem der schwerwiegendsten Fehler im System Netz - Generator zählt der kraftwerksnahe dreipolige Netzfehler. Die Abbildung 7.12 zeigt die Maschinenströme bei diesem Störfall unter der Annahme einer Kurzschlussabschaltung nach 150 ms.

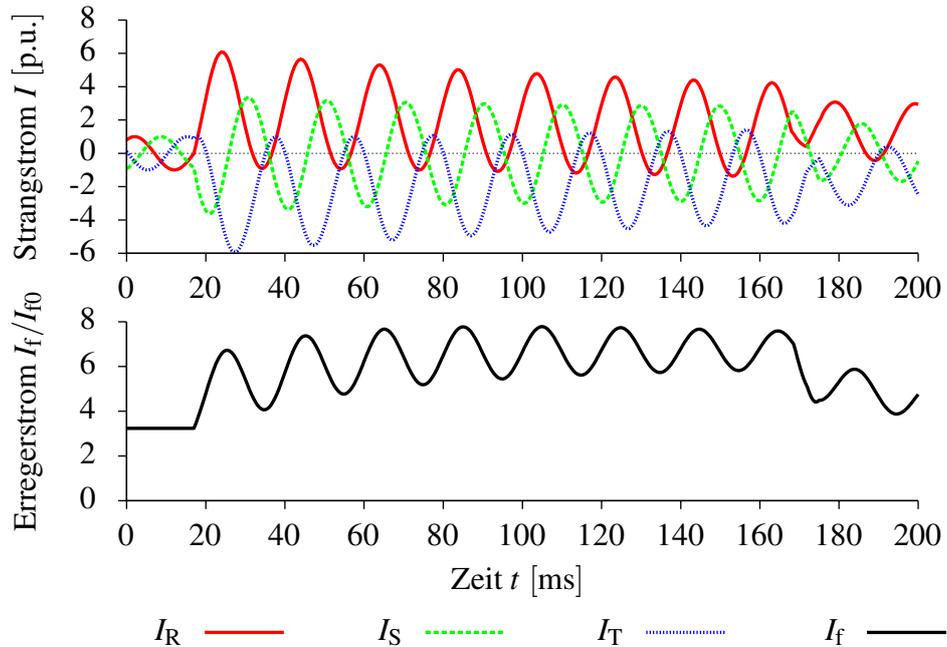


Abbildung 7.12 – Maschinenströme bei der dreipoligen Kurzschlussabschaltung

Prinzipiell ergibt sich dabei sowohl bei den elektromagnetischen Kräften (siehe Abbildung 7.13),

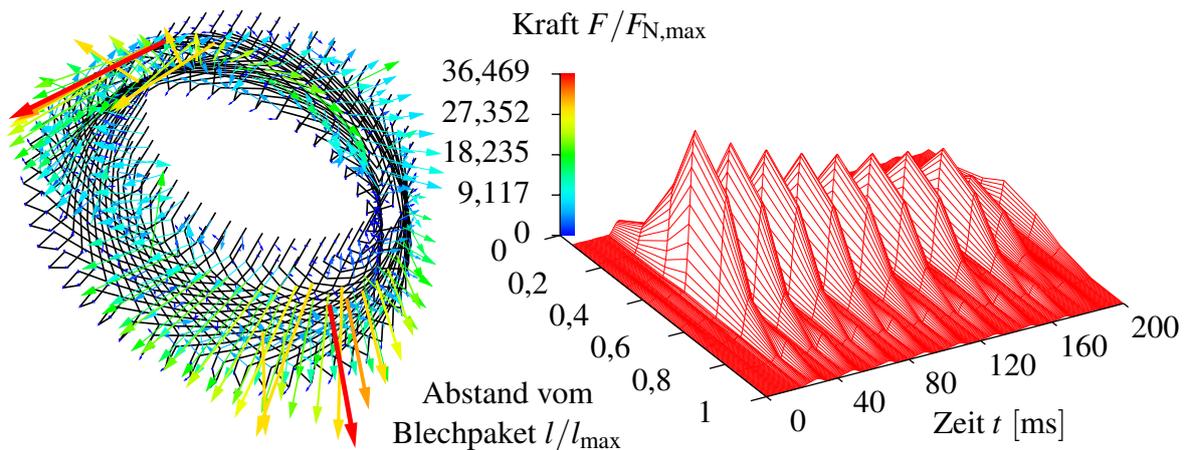


Abbildung 7.13 – Wickelkopfkraft bei der dreipoligen Kurzschlussabschaltung

als auch bei den Verformungen (siehe Abbildung 7.14) und den Materialbeanspruchungen ein ähnliches Bild wie bei der zuvor behandelten zweipoligen Kurzschlussabschaltung.

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

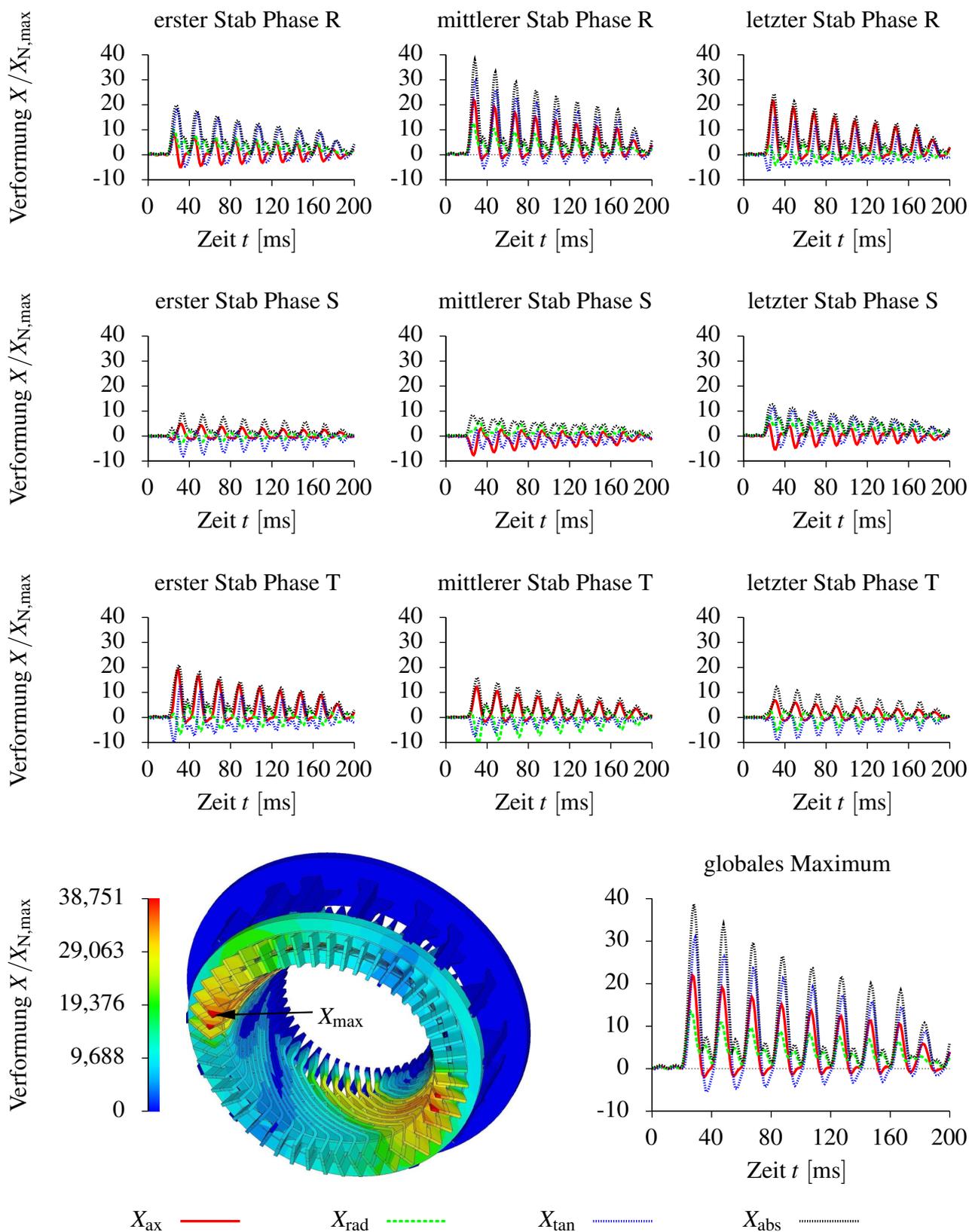


Abbildung 7.14 – Wickelkopfverformungen bei der dreipoligen Kurzschlussabschaltung

7.2.4 Zweipoliger Klemmenkurzschluss

Der zweipolige Klemmenkurzschluss tritt auf, wenn zwei Ankerklemmen bei voller Spannung plötzlich miteinander kurzgeschlossen werden. Hierbei kann der Ständer der Maschine kein Drehfeld mehr erzeugen. Stattdessen wird ein Wechselfeld entwickelt, welches in ein mitlaufendes und ein gegenlaufendes Drehfeld zerlegt werden kann. Das mitlaufende Drehfeld läuft synchron mit dem Läufer der Maschine, wohingegen das gegenlaufende Drehfeld mit dem Doppelten der synchronen Drehzahl relativ zum Läufer dreht und dort sowohl in den Wicklungen, als auch in den zumeist massiv ausgeführten Läuferkörpern hohe Spannungen induziert. Die Abbildung 7.15 veranschaulicht die Maschinenströme bei einem zweipoligen Klemmenkurzschluss unter der Annahme, dass der Kurzschluss zu einem Zeitpunkt geschieht, bei dem die verkettete Spannung zwischen den beiden Phasen R und S Null ist. Das bedeutet, dass sich in diesen der höchstmögliche Fehlerstrom ergibt. Es ist zu erkennen, dass während der Dauer

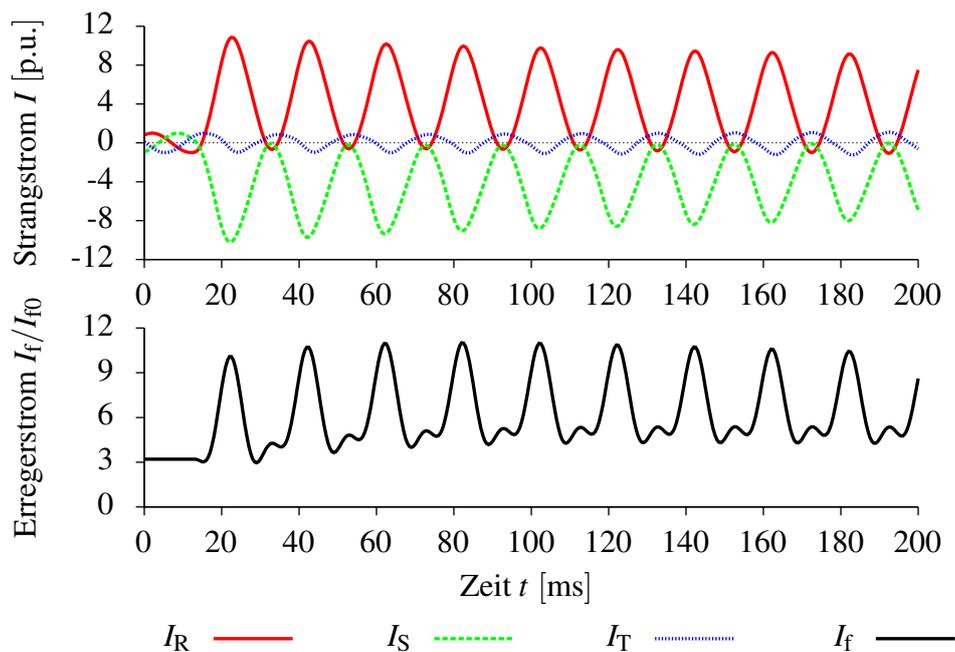


Abbildung 7.15 – Maschinenströme beim zweipoligen Klemmenkurzschluss

des Kurzschlusses in den Strängen der Phase R und der Phase S sehr hohe Ausgleichsströme fließen. Im Bezug auf den Nennstrom sind diese in der ersten Periode des Kurzschlusses um den Faktor 10,9 größer. Die Phase T ist demgegenüber kaum betroffen und führt auch während des Kurzschlusses weiterhin den Nennstrom. Doch auch in der Erregerwicklung ergeben sich deutlich größere Ströme als im Nennbetrieb, wobei das Maximum von $11 \cdot I_{f0}$ erst nach einigen Perioden erreicht wird.

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

Die Berechnung der elektromagnetischen Wickelkopfkräfte liefert dabei ein Ergebnis nach Abbildung 7.16. Im Vergleich zu den zuvor betrachteten Fehlern im Netz sind die Maximalkräfte

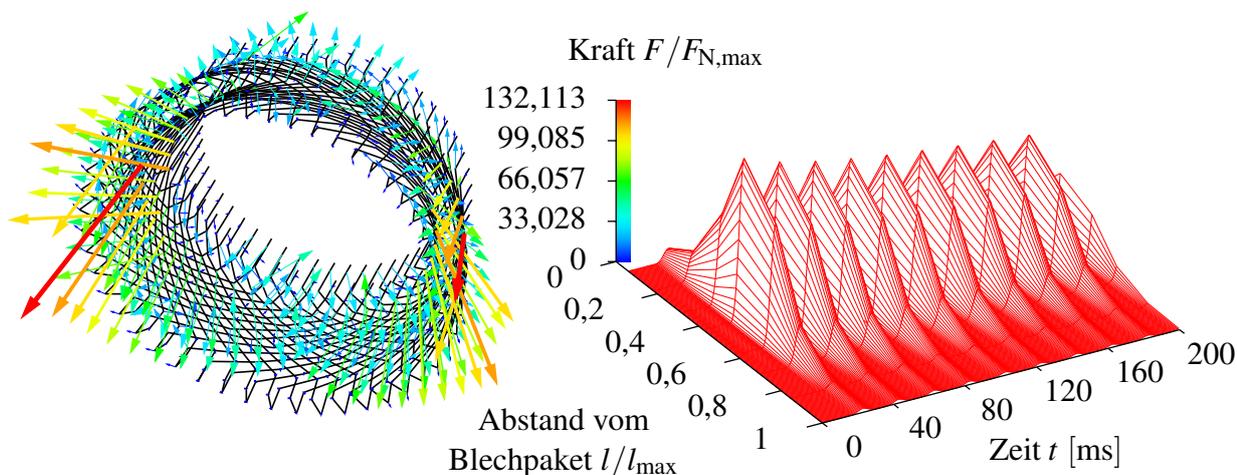


Abbildung 7.16 – Wickelkopfkräfte beim zweipoligen Klemmenkurzschluss

noch einmal um den Faktor 3,6 (dreipoliger Netzfehler) bis 25,9 (einpoliger Netzfehler) größer, im Vergleich zu den Nennkräften sogar um den Faktor 132,1. Das absolute Maximum ist im Evolventenbereich des in Maschinendrehrichtung letzten Unterlagestabs der Phase R vorzufinden.

Wird der Wickelkopf durch diese Fehlerkräfte zu Schwingungen angeregt, so ergibt sich ein Verformungsbild über der Zeit, welches der Abbildung 7.17 zu entnehmen ist. Im Gegensatz zu den vorherigen drei Fehlerfällen ist das absolute Verformungsmaximum in Höhe von $114,4 \cdot X_{N,max}$ jedoch nicht mehr im Stirnverbinderbereich angesiedelt, sondern befindet sich im Evolventenbereich der Phase R, ungefähr an der Position, an der auch die maximalen Kräfte vorliegen. Die Zerlegung der Verformung an dieser Stelle in die axialen, die radialen und die tangentialen Anteile zeigt, dass die radialen Schwingungskomponenten sehr gering ausfallen. Die Gesamtverformung wird maßgeblich durch die axialen und die tangentialen Komponenten dominiert. Auch im Bereich der Stirnverbinder ist mit deutlich größeren Verformungen als im Nennbetrieb zu rechnen. Es ergibt sich hier jedoch wieder ein unsymmetrisches Bild: Während die Verformungen an der Phasengrenze T/S noch relativ gering ausfallen, nehmen sie zu den Stäben der Phase R hin rasch zu.

Resultierend aus diesen großen Verformungen, ergeben sich ebenfalls enorm hohe Materialbeanspruchungen. Im Oberlagestab an der Phasengrenze S/R sind in der Nähe des Nuteintritts maximale Dehnungen zu erwarten, die 113,6 mal so groß sind wie die Maximaldehnungen

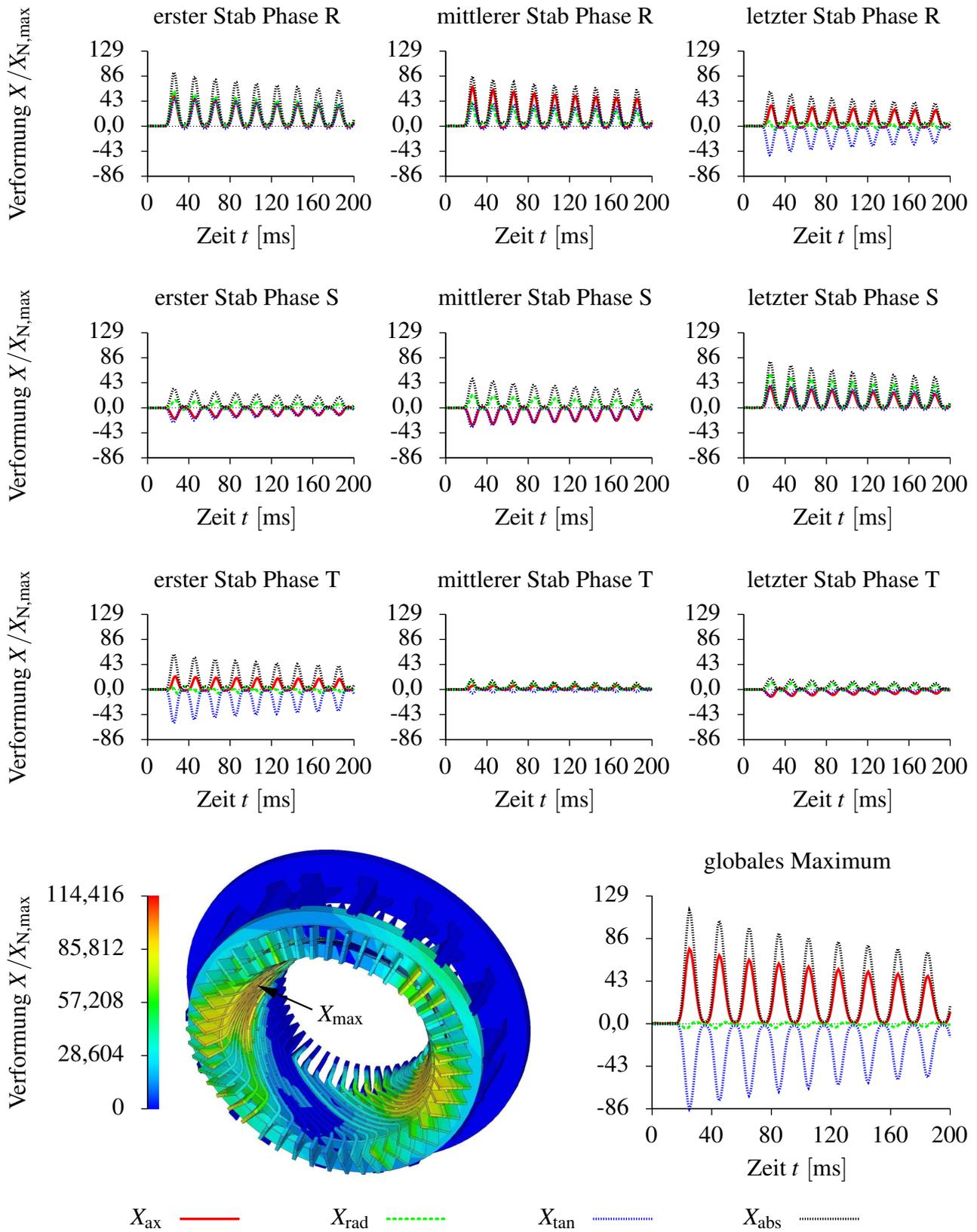


Abbildung 7.17 – Wickelkopfverformungen beim zweipoligen Klemmenkurzschluss

im Nennbetrieb der Maschine und auch bei den Bandagenkräften ($136,5 \cdot F_{B,N,max}$) und den Materialspannungen in den Abstützstücken ($152,5 \cdot \sigma_{N,max}$) treten sehr starke Belastungen auf.

7.2.5 Dreipoliger Klemmenkurzschluss

Der dreipolige Klemmenkurzschluss oder auch Stoßkurzschluss tritt auf, wenn alle drei Ankerklemmen bei voller Spannung plötzlich miteinander kurzgeschlossen werden. Hierbei ergeben sich sehr hohe Ausgleichsströme sowohl in den Wicklungen des Stators als auch des Rotors, welche erst nach einem gewissen Zeitraum abgeklungen sind und der Zustand des Dauerkurzschlusses erreicht ist. Das erste Strommaximum nach dem Kurzschließen der Klemmen wird als Stoßkurzschlussstrom bezeichnet und sollte nach VDE 0530 einen Wert von $15 \cdot \sqrt{2} \cdot I_N$ nicht überschreiten. Der Abbildung 7.18 sind die Stromverläufe der untersuchten Maschine beim dreipoligen Klemmenkurzschluss aus dem Nennbetrieb zu entnehmen. Bei den Ständerströmen

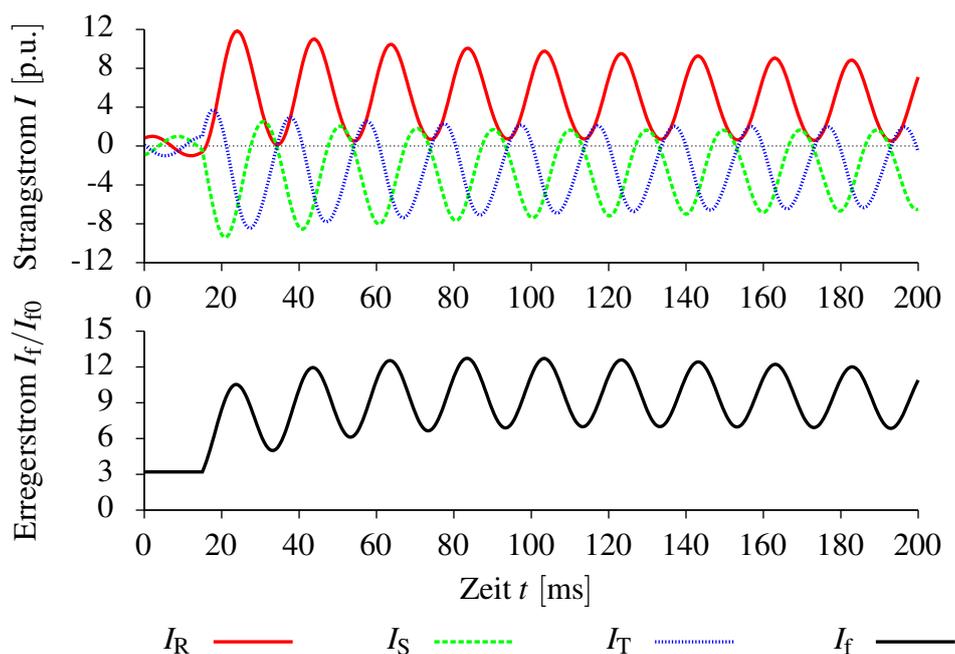


Abbildung 7.18 – Maschinenströme beim dreipoligen Klemmenkurzschluss

ergeben sich ähnlich hohe Werte wie beim zweipoligen Klemmenkurzschluss, allerdings sind diesmal alle drei Phasen betroffen. Der Erregerstrom besitzt ein Maximum von $12,7 \cdot I_{f0}$, was noch einmal um etwa den doppelten Leerlauferregerstrom höher liegt als bei dem zweipoligen Klemmenkurzschluss.

Die Wickelkopfkräfte erreichen mit einem Wert von $127,7 \cdot F_{N,max}$ ihr Maximum im Evolventenbereich des in Maschinendrehrichtung letzten Unterlagestabs der Phase R (siehe Abbildung 7.19).

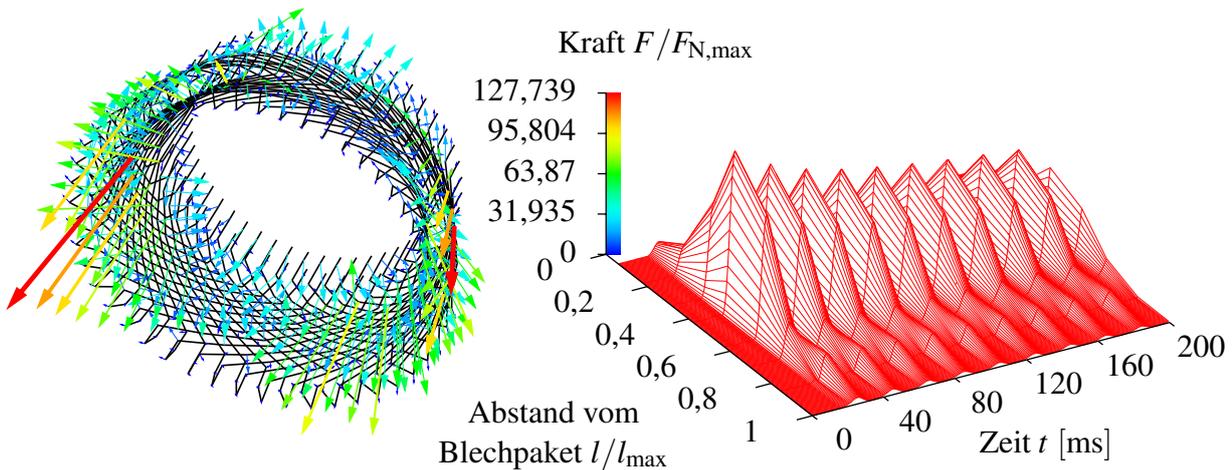


Abbildung 7.19 – Wickelkopfkräfte beim dreipoligen Klemmenkurzschluss

Durch diese Anregung ergeben sich Wickelkopfschwingungen, die der Abbildung 7.20 zu entnehmen sind. Wie bei den ein- bis dreipoligen Fehlern im Netz ist die größte Verformung im Stirnverbinderbereich der Phase R vorzufinden. Aufgrund der im Vergleich zu den Netzfehlern wesentlich höheren Ströme und den daraus resultierenden Kräften, fallen allerdings auch die Verformungen deutlich größer aus. Der Maximalwert beträgt nunmehr $133,4 \cdot X_{N,max}$. Abgesehen von der Verschiebung des globalen Verformungsmaximums weg vom Evolventenbereich, hin zum Stirnverbinderbereich stellt sich prinzipiell aber ein ähnliches Bild wie bei dem zweipoligen Klemmenkurzschluss ein, wobei zu erwähnen ist, dass die Verformungen in der Ebene der Stirnverbinder diesmal um etwa 50 Prozent höher liegen.

Mit maximalen Ständerstabdehnungen in Höhe von $144,4 \cdot \epsilon_{N,max}$ muss im Bereich des Nuteintritts der Oberlagestäbe in der Mitte der Phase R gerechnet werden, die größte Kraft in den Bandagen beträgt $113 \cdot F_{B,N,max}$ und die höchste Beanspruchung der Abstützmaßnahmen kurzfristig $164,8 \cdot \sigma_{N,max}$. Hier fällt auf, dass nahezu alle mechanischen Belastungswerte größer sind als beim zuvor behandelten zweipoligen Klemmenkurzschluss, mit Ausnahme der Bandagenkräfte, was auf das veränderte Schwingungsbild zurückzuführen ist.

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

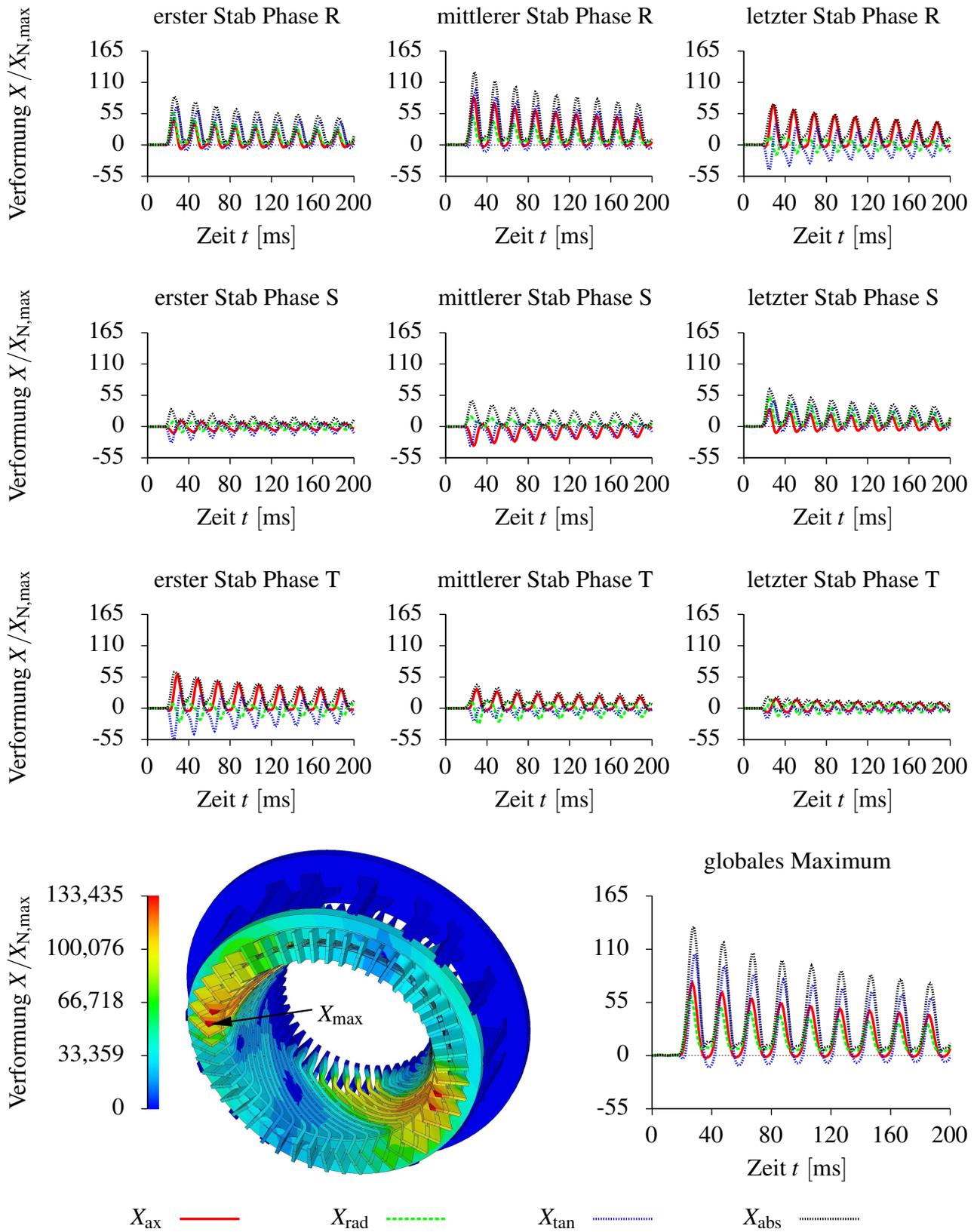


Abbildung 7.20 – Wickelkopfverformungen beim dreipoligen Klemmenkurzschluss

7.2.6 180° Fehlsynchronisation

In den meisten Fällen verfügen große Kraftwerke über eine automatische Synchronisierungseinrichtung, die dafür sorgt, dass ein Zuschalten des Generators an das Netz mit nur kleinen Fehlwinkeln und kleinem Schlupf erfolgt. Sollte dieses System versagen, so kann es zu einer Fehlsynchronisation kommen, was als schwerwiegender Fehlerfall zu bewerten ist. Bei kleineren Kraftwerken ist es darüber hinaus möglich, dass die Synchronisation zwischen Maschine und Netz per Hand vorgenommen werden muss. Auch hier kann durch eine falsche Bedienung eine Fehlsynchronisation stattfinden.

Während für einen Fehlwinkel von 120° mit der höchsten Wellenbelastung zu rechnen ist, ergibt sich die größte Wicklungsbeanspruchung bei der Fehlsynchronisation mit einem Fehlwinkel von 180° [31]. Auch fließen hierbei die größten Fehlerströme in der Stator- und der Erregerwicklung, weshalb die 180° Fehlsynchronisation auch im Bezug auf die Belastung des Ständerwickelkopfs als die schwerwiegendste Fehlsynchronisation zu bewerten ist.

Der dreipolige Klemmenkurzschluss wird häufig als Referenzfall für die maximalen Belastungen herangezogen. Diese Betrachtungsweise ist jedoch nur bedingt korrekt. Im direkten Vergleich der Ströme bei diesem Störfall nach Abbildung 7.18 mit den Strömen während der 180° Fehlsynchronisation (Abbildung 7.21) fällt auf, dass die Ströme während der Fehlsynchronisation größere Werte als während des dreipoligen Klemmenkurzschlusses annehmen können.

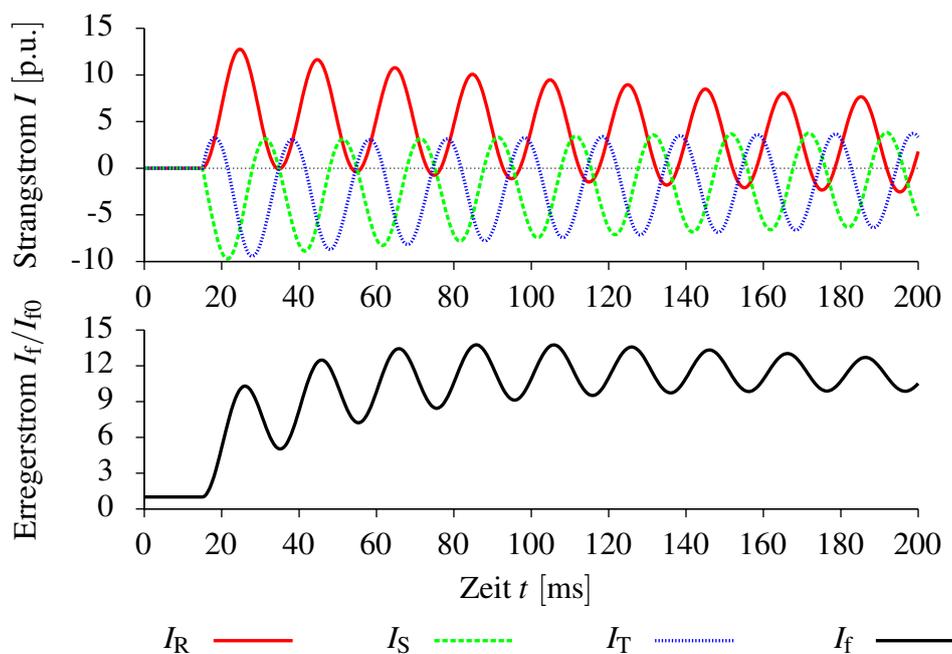


Abbildung 7.21 – Maschinenströme bei der 180° Fehlsynchronisation

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

Dieses Phänomen kann zum Beispiel anhand des einphasigen Ersatzschaltbilds der beiden Störfälle erklärt werden, welches - ausgehend von einer vereinfachten Netztopologie (vergleiche Abbildung 7.1) - für beide Störfälle in der Abbildung 7.22 dargestellt wird.

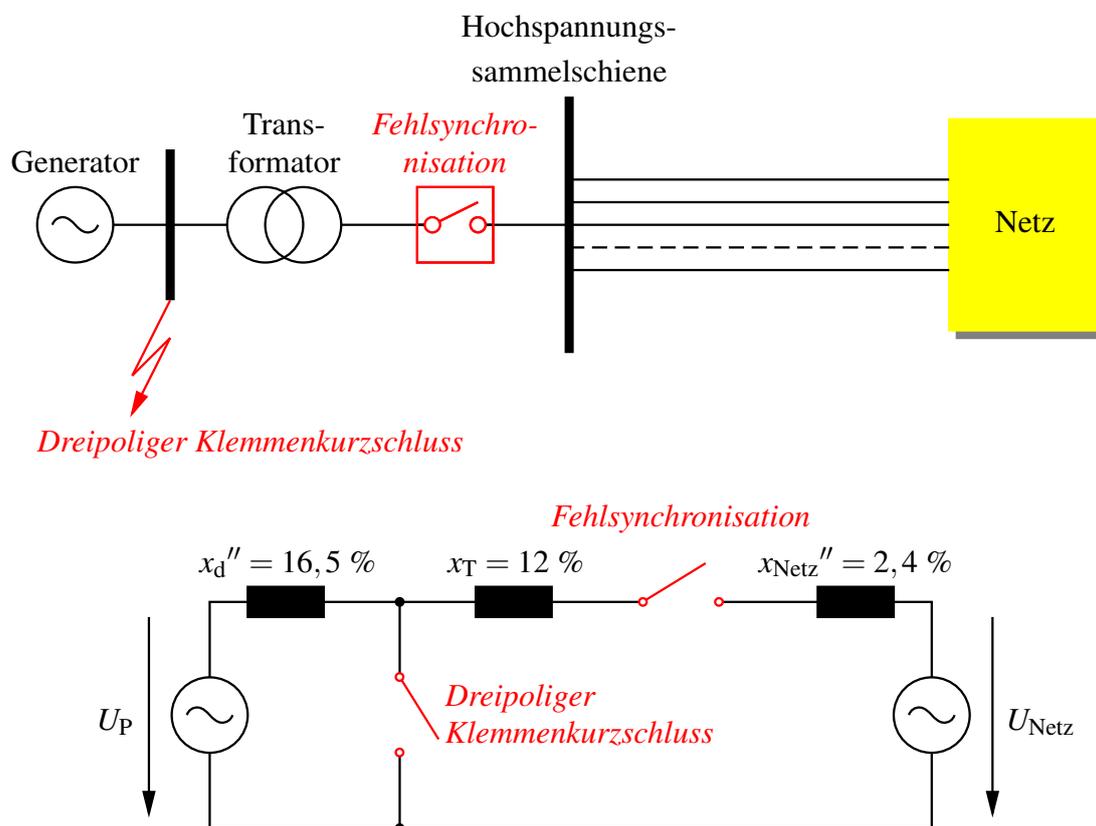


Abbildung 7.22 – Vereinfachte Netztopologie (oben) und resultierendes einphasiges Ersatzschaltbild (unten) für die Berechnung der Fehlerströme beim dreipoligen Klemmenkurzschluss und bei der 180° Fehlsynchronisation

Bei der Fehlsynchronisation mit 180° Fehlwinkel addieren sich aufgrund des Phasenversatzes von 180° die Polradspannung und die Netzspannung. Die strombegrenzende Reaktanz ist die Summe aus subtransienter Generatorreaktanz x_d'' , Transformator Kurzschlussreaktanz x_T und Netzreaktanz x_{Netz}'' . Dies ergibt einen Maximalstrom von

$$I_{\max}'' = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot I_N \cdot \frac{2}{x_d'' + x_T + x_{\text{Netz}}''} = 18,307 \cdot I_N. \quad (7.1)$$

Beim dreipoligen Klemmenkurzschluss besteht der Strompfad aus der Polradspannungsquelle U_P , welche zum Zeitpunkt des Kurzschlusses ca. 1,05 p.u. beträgt und der subtransienten

Generatorreaktanz x_d'' . Dies ergibt einen theoretischen Maximalstrom von

$$I_{\max}'' = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot I_N \cdot \frac{1,05}{x_d''} = 17,999 \cdot I_N. \quad (7.2)$$

Da die jeweiligen Strommaxima jedoch nicht direkt mit dem Einleiten des jeweiligen Fehlerfalles auftreten, sind sie entsprechend etwas geringer.

Hieraus resultieren ebenfalls größere Kräfte während der Fehlsynchronisation (siehe Abbildung 7.23 und vergleiche Abbildung 7.19), vom generellen Verlauf her sind sie allerdings nahezu identisch zu den elektromagnetischen Wickelkopfkräften beim dreipoligen Klemmenkurzschluss.

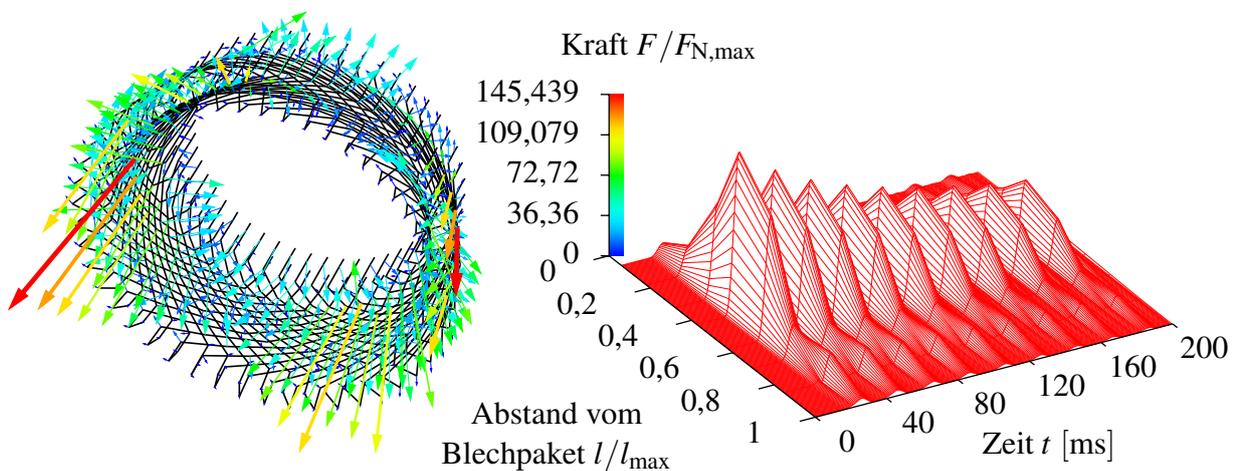


Abbildung 7.23 – Wickelkopfkräfte bei der 180° Fehlsynchronisation

Diese Beobachtung wird durch die Analyse des erzwungenen Schwingungsverhaltens gemäß Abbildung 7.24 bestätigt. Wie bei den Kräften kann auch bei den Verformungen im Vergleich zum dreipoligen Klemmenkurzschluss von rund 15 Prozent größeren Werten ausgegangen werden, wobei das globale Maximum wieder im Stirnverbinderbereich der Phase R platziert ist und zu den Stirnverbindern der Stäbe an der Phasengrenze T/S hin deutlich abnimmt.

Die Bandagen sind bei der Fehlsynchronisation mit 180° Fehlwinkel mit einem Maximalwert in Höhe von $109,1 \cdot F_{B,N,\max}$ ungefähr so starken Beanspruchungen ausgesetzt wie beim dreipoligen Klemmenkurzschluss und etwas geringer belastet als beim zweipoligen Klemmenkurzschluss, die Materialspannungen in den Abstützstücken sind mit einem Höchstwert von $195,2 \cdot \sigma_{N,\max}$ allerdings noch einmal deutlich größer als bei allen zuvor behandelten Störfällen.

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

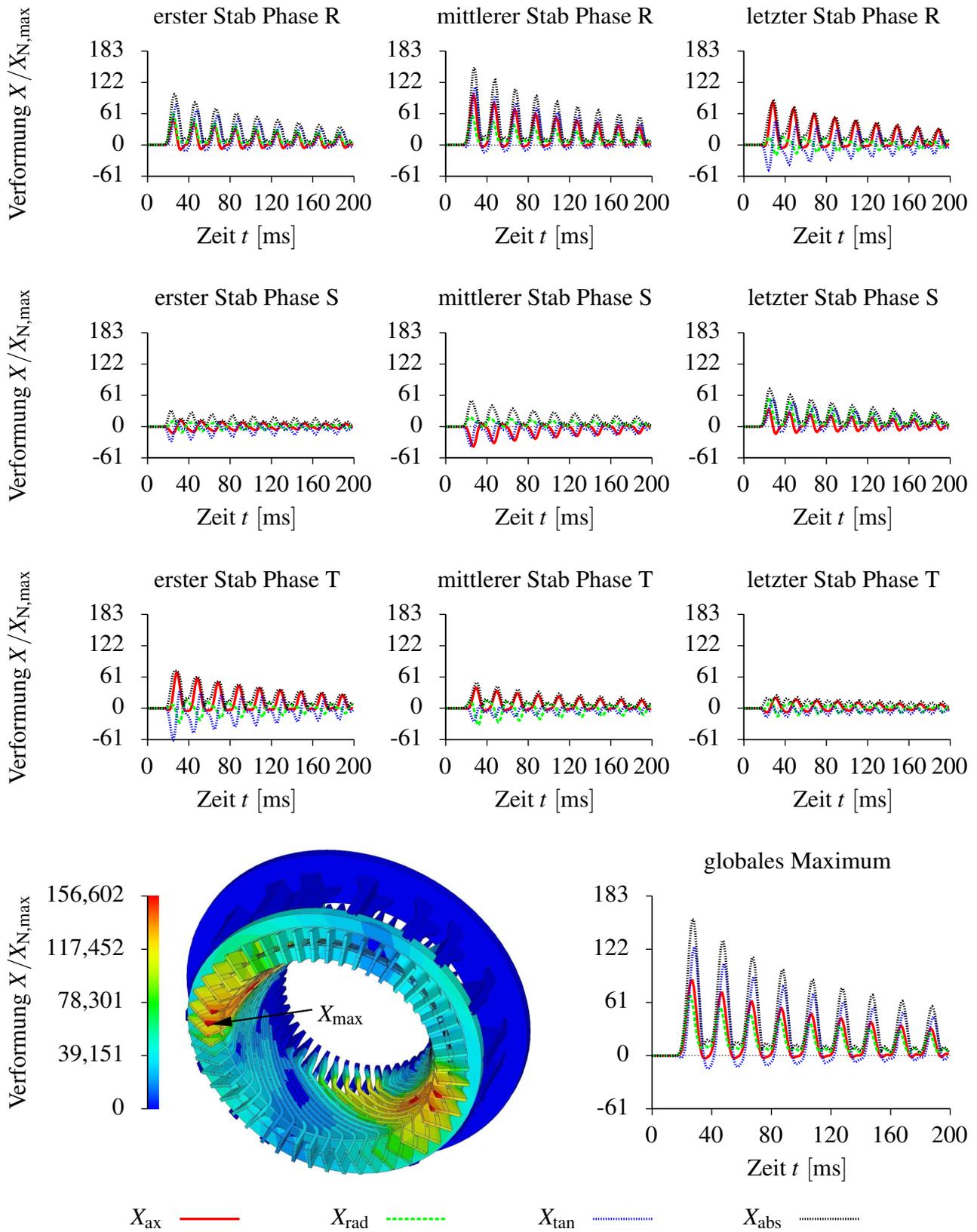


Abbildung 7.24 – Wickelkopfverformungen bei der 180° Fehlsynchronisation

7.2.7 Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel

Abgesehen von den oben beschriebenen Störfällen können auch bei Netzzu- oder -umschaltungen und einer damit verbundenen Fehlsynchronisation zwischen Generator und Netz erhöhte Wickelkopfbeanspruchungen auftreten. Solange bestimmte Fehlwinkel allerdings nicht überschritten werden, handelt es sich hierbei aber nicht um einen Störfall im eigentlichen Sinne sondern vielmehr um einen relativ häufig auftretenden, routinemäßig durchgeführten Vorgang. Die Abbildung 7.25 zeigt den Verlauf der Maschinenströme bei einer Netzzuschaltung mit einem Fehlwinkel von 20°. Es fließen maximale Ständerströme, die einen Wert von $2 \cdot \hat{I}_N$ nicht überschrei-

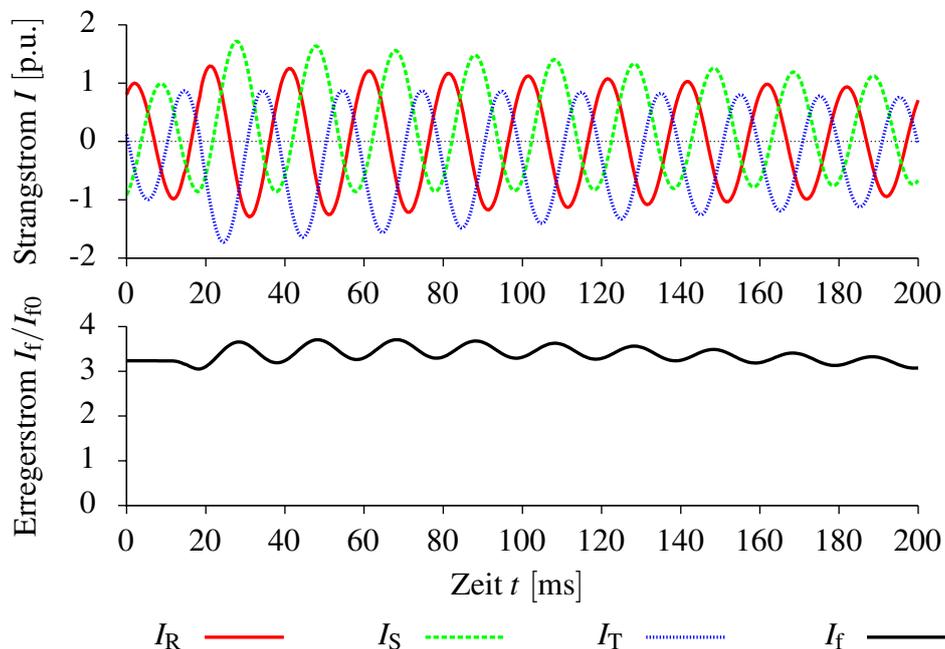


Abbildung 7.25 – Maschinenströme bei der Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel

ten und auch der Erregerstrom steigt gegenüber dem Nennererregstrom kaum an. Der Vergleich mit den Strömen bei der einpoligen Kurzunterbrechung nach Abbildung 7.6, bei der der Ständerwickelkopf nur relativ geringen Belastungen ausgesetzt ist, lässt vermuten, dass sich bei der Netzzuschaltung mit kleinem Fehlwinkel Beanspruchungen ergeben, die von der Größenordnung her zwischen den Nennbelastungen und denen bei der einpoligen Kurzunterbrechung einzuordnen sind.

Das zeigt sich schon bei den Wickelkopfkräften nach Abbildung 7.26. Das Maximum ist 2,9 mal so groß wie im Nennbetrieb der Maschine. Es tritt im Evolventenbereich des in Drehrichtung letzten Unterlagestabs der Phase S in Erscheinung. Der aus dem Gleichanteil der Ströme

resultierende im Bezug auf die Nennfrequenz dominante einfachfrequente Anteil ist auch hier vorhanden, im Gegensatz zu allen zuvor behandelten Störfällen ist aber auch ein doppeltfrequenter Anteil noch deutlich zu erkennen.

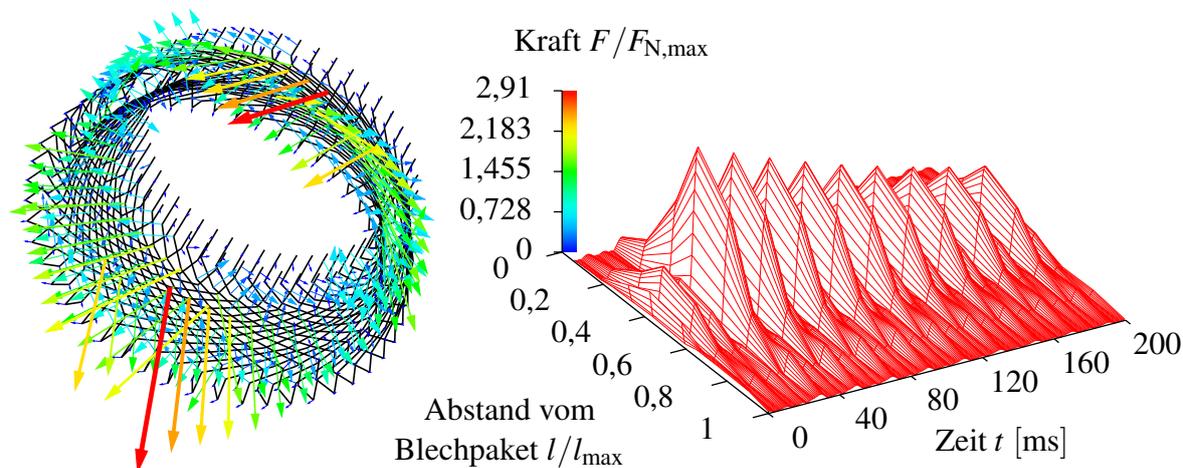


Abbildung 7.26 – Wickelkopfkräfte bei der Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel

Bei den erzwungenen Schwingungen stellt sich ein Bild ein, welches in der Abbildung 7.27 dargestellt wird. Das Verformungsmaximum ist - wie im Nennbetrieb - im Evolventenbereich der Phase S vorzufinden und ergibt sich überwiegend aus axialen und radialen Anteilen. Es beträgt kurzfristig etwas weniger als $3 \cdot X_{N,max}$. In der Ebene der Stirnverbinder reagieren alle Stäbe mit einer nahezu gleichwertigen Schwingungsüberhöhung auf die Anregung, wobei die Stäbe an der Phasengrenze T/S geringfügig stärker betroffen sind als die übrigen. Allerdings werden die Verformungen an diesen Stellen durch hohe Tangentialanteile dominiert, die axialen und radialen Schwingungskomponenten fallen kaum größer aus als im Nennbetrieb.

Auch die mechanischen Dehnungen der Stäbe fallen bei der Fehlsynchronisation mit 20° Fehlwinkel deutlich kleiner aus als bei den betrachteten echten Störfällen. Selbst im Vergleich zu den Ergebnissen der einpoligen Kurzunterbrechung betragen diese maximal nur etwas mehr als 50 Prozent. Das Maximum ist wieder in einem Oberlagestab vorzufinden. Allerdings ist es - wie im Nennbetrieb - nicht direkt am Blechpaketeintritt platziert, sondern am Übergang in den Evolventenbereich, diesesmal im mittleren Stab der Phase T.

Ebenso kann bei den Bandagen und bei den Materialspannungen in den Abstützstücken mit Überhöhungsfaktoren von 2,7, beziehungsweise 2,9 mit Maximalbeanspruchungen gerechnet werden, die von der Größenordnung her zwischen denen im Nennbetrieb und denen bei der einpoligen Kurzunterbrechung liegen.

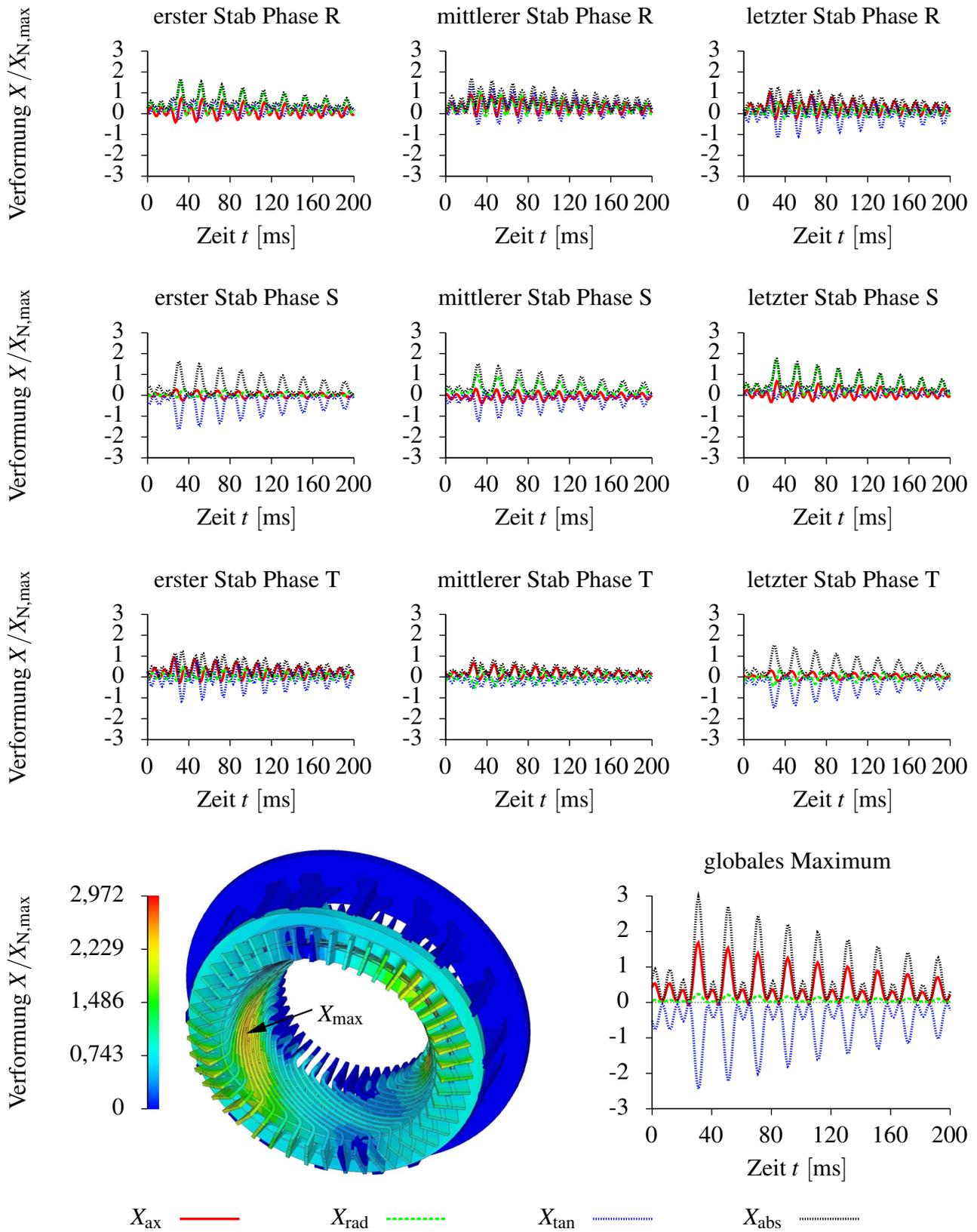


Abbildung 7.27 – Wickelkopfverformungen bei der Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel

7.3 Vergleich unterschiedlicher Betriebszustände

Im vorherigen Abschnitt wurden die Auswirkungen unterschiedlicher Störfälle auf den Ständerwickelkopf eines zweipoligen Turbogenerators genauer untersucht. Das besondere Augenmerk war dabei auf die resultierenden Verformungen sowie die Beanspruchungen wichtiger mechanischer Komponenten gerichtet. Um einen besseren Überblick zu schaffen, sollen diese Ergebnisse im Folgenden noch einmal in tabellarischer Form einander gegenübergestellt werden.

In der Tabelle 7.1 ist dies für die Maxima der elektromagnetischen Kräfte durchgeführt. Diese lassen einen engen Zusammenhang zu den Maxima der Stromquadrate erkennen. Ferner fällt auf, dass die größte Kraft fast immer im Evolventenbereich eines Unterlagestabs an einer Phasengrenze hervortritt. Eine Ausnahme bildet hier die zweipolige Kurzschlussabschaltung, bei

Table 7.1 – Maxima der elektromagnetischen Kräfte

Betriebszustand	Ort der maximalen Kraft	Verhältnis der Stromquadrate I_{\max}^2 / \hat{I}_N^2	Verhältnis der Kräfte $F_{\max} / F_{N,\max}$
Nennbetrieb	jeweils letzter UL-Stab einer Phase	1	1
Einpolige Kurzunterbrechung	Phasengrenze T/S, letzter UL-Stab T	5,085	5,092
Zweipolige Kurzschlussabschaltung	Phasengrenze S/R, erster OL-Stab R	37,09	31,539
Dreipolige Kurzschlussabschaltung	Phasengrenze T/S, letzter UL-Stab T	36,962	36,469
Zweipoliger Klemmenkurzschluss	Phasengrenze R/T, letzter UL-Stab R	117,739	132,113
Dreipoliger Klemmenkurzschluss	Phasengrenze R/T, letzter UL-Stab R	140,263	127,739
180° Fehlsynchronisation	Phasengrenze R/T, letzter UL-Stab R	162,573	145,439
Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel	Phasengrenze S/R, letzter UL-Stab S	2,976	2,91

7.3. VERGLEICH UNTERSCHIEDLICHER BETRIEBSZUSTÄNDE

der die Maximalkraft im Evolventenbereich eines Oberlagestabs ermittelt wurde. Die stärksten Kräfte ergeben sich bei Kurzschlüssen direkt an den Klemmen der Maschine sowie bei einer Fehlsynchronisation mit 180° Fehlwinkel und sind um zwei Zehnerpotenzen größer als im Nennbetrieb.

Wird der Wickelkopf mit diesen Fehlerkräften zu Schwingungen angeregt, so reagiert dieser mit maximalen Verformungen, die der Tabelle 7.2 zu entnehmen sind. Aufgrund der unterschiedlichen Ausbildung der Kraftfelder ergeben sich hier zwar leicht andere Zahlenwerte als bei den elektromagnetischen Kräften, der Zusammenhang zwischen Maximalverformung und den Maxima der Stromquadrate ist jedoch auch hier recht eindeutig. Bei genauerer Betrachtung der elektromagnetischen Kräfte und der Verformungen beim zwei- und dreipoligen Klemmenkurzschluss fällt auf, dass sich beim dreipoligen Klemmenkurzschluss trotz geringerer Maxi-

Tabelle 7.2 – Maximalverformungen

Betriebszustand	Ort der maximalen Verformung	Verhältnis der Stromquadrate I_{\max}^2 / \hat{I}_N^2	Verhältnis der Verformungen $X_{\max} / X_{N,\max}$
Nennbetrieb	Evolventenbereich der Phase S	1	1
Einpolige Kurzunterbrechung	Stirnverbinder der Phase R	5,085	4
Zweipolige Kurzschlussabschaltung	Stirnverbinder der Phase R	37,09	36,7
Dreipolige Kurzschlussabschaltung	Stirnverbinder der Phase R	36,962	38,751
Zweipoliger Klemmenkurzschluss	Evolventenbereich der Phase R	117,739	114,416
Dreipoliger Klemmenkurzschluss	Stirnverbinder der Phase R	140,263	133,435
180° Fehlsynchronisation	Stirnverbinder der Phase R	162,573	156,602
Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel	Evolventenbereich der Phase S	2,976	2,972

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

malkräfte geringfügig größere Verformungen ergeben, was ebenfalls auf die unterschiedlichen Erscheinungsbilder des Kraftfeldes zurückzuführen ist. Auch bei den maximalen Verformungen werden die größten Werte bei der 180° Fehlsynchronisation erzielt.

Die Dehnungen der Ständerstäbe und - direkt damit verbunden - der sie umgebenden Isolation, haben ihren Ursprung in den Verformungen und stellen ein Maß für die Belastung der Isolation dar. Aus der Tabelle 7.3 wird deutlich, dass auch diese sehr eng an die Stromquadrate gekoppelt sind. Außerdem fällt auf, dass die maximale Dehnung bei allen Betriebszuständen in einem Oberlagestab in der direkten Nähe des Nuteintritts vorliegt und hier in den meisten Fällen in einem Stab in oder an der Grenze der Phase R, welche rechnungsbedingt bei allen Störfällen den höchsten Fehlerstrom führt. Ebenso wie schon bei den zuvor angesprochenen Auswertegrößen ist mit besonders hohen Werten bei Kurzschlüssen an den Klemmen der Maschine sowie bei

Tabelle 7.3 – Maximaldehnungen der Ständerstäbe

Betriebszustand	Ort der maximalen Dehnung	Verhältnis der Stromquadrate I_{\max}^2 / \hat{I}_N^2	Verhältnis der Dehnungen $\epsilon_{\max} / \epsilon_{N,\max}$
Nennbetrieb	Nuteintritt der OL, Phase R	1	1
Einpolige Kurzunterbrechung	Nuteintritt der OL, Phasengrenze R/T	5,085	4,789
Zweipolige Kurzschlussabschaltung	Nuteintritt der OL, Phasengrenze S/R	37,09	39,76
Dreipolige Kurzschlussabschaltung	Nuteintritt der OL, Phase R	36,962	41,112
Zweipoliger Klemmenkurzschluss	Nuteintritt der OL, Phasengrenze S/R	117,739	113,616
Dreipoliger Klemmenkurzschluss	Nuteintritt der OL, Phase R	140,263	144,354
180° Fehlsynchronisation	Nuteintritt der OL, Phase R	162,573	171,275
Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel	Übergang in Evolventenbereich der OL, Phase T	2,976	2,545

7.3. VERGLEICH UNTERSCHIEDLICHER BETRIEBSZUSTÄNDE

der 180° Fehlsynchronisation zu rechnen.

Auch die Bandagen und die Abstützstücke zählen zu den Bauteilen des Ständerwickelkopfs, die im Fehlerfall teils stark beansprucht sind. Dies wird aus der Tabelle 7.4 ersichtlich. Allerdings ist der Zusammenhang zwischen den Stromquadraten und den Bandagenkräften, beziehungsweise den Materialspannungen in den Abstützstücken nicht mehr ganz so eindeutig wie bei den drei zuvor behandelten Auswertegrößen. Bei genauerer Betrachtung fällt aber auf, dass sich die Belastungen auf diese Bauteile ungleichmäßig aufzuteilen scheinen: Während sich bei den Materialspannungen meist größere Werte zeigen, liegen diese bei den Bandagenkräften häufig unterhalb der Stromquadratwerte.

Tabelle 7.4 – Maximale Bandagenkräfte und Materialspannungen in den Abstützstücken

Betriebszustand	Verhältnis der Stromquadrate I_{\max}^2 / \hat{I}_N^2	Verhältnis der Bandagenkräfte $F_{B,\max} / F_{B,N,\max}$	Verhältnis der Materialspannungen $\sigma_{\max} / \sigma_{N,\max}$
Nennbetrieb	1	1	1
Einpolige Kurzunterbrechung	5,085	2,676	5,647
Zweipolige Kurzschlussabschaltung	37,09	25,63	44,935
Dreipolige Kurzschlussabschaltung	36,962	25,755	48,38
Zweipoliger Klemmenkurzschluss	117,739	136,501	152,487
Dreipoliger Klemmenkurzschluss	140,263	113,035	164,755
180° Fehlsynchronisation	162,573	109,056	195,206
Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel	2,976	2,666	2,85

KAPITEL 7. ERZWUNGENE SCHWINGUNGEN

Durch den Vergleich der analysierten Betriebszustände lassen sich drei unterschiedliche Schweregrade für Störfälle ableiten. Zu der ersten Kategorie, bei der der Ständerwickelkopf nur geringfügig stärker als im Nennbetrieb belastet ist, zählt die einpolige Kurzunterbrechung und die Netzzuschaltung mit einem kleinen Fehlwinkel. Mittelstarke Beanspruchungen aller Bauteile ergeben sich bei der Abschaltung von zwei- und dreipoligen Fehlern im Netz. Bei Kurzschlüssen direkt an den Klemmen der Maschine und noch mehr bei einer Fehlsynchronisation mit 180° Fehlwinkel ist der Wickelkopf hoch belastet.

Kapitel 8

Vergleich zwischen Rechnung und Messung

Um die Güte eines Simulationsmodells bewerten zu können, ist ein Vergleich ausgewählter Rechengrößen mit realen Messwerten sinnvoll. Nur bei einer hinreichend genauen Übereinstimmung vergleichbarer Mess- und Rechenwerte ist davon auszugehen, dass auch messtechnisch nicht erfasste Größen dem Simulationsmodell entnommen werden dürfen, um hierauf aufbauend verlässliche Aussagen zum Beispiel in Bezug auf die Beanspruchungen einzelner Bauteile herzuleiten.

Dazu soll hier zunächst die Korrelation zwischen simulierten und gemessenen Eigenfrequenzen und den zugehörigen Eigenformen anhand von 9 untersuchten Beispielmotoren diskutiert werden. Die Tabelle 8.1 zeigt die Ergebnisse dieses Vergleichs für die Mode 2 Eigenformen und die Mode 3 Eigenformen, wobei alle Ergebnisse auf die höchste Eigenfrequenz normiert sind. Der mittlere Fehler bei der Auswertung von insgesamt 16 Messungen und Rechnungen beträgt weniger als zwei Prozent, was auf eine gute Eignung des vorgestellten Verfahrens zur Ermittlung der Eigenfrequenzen und -formen schließen lässt. Sowohl die Mode 2 Schwingung, als auch die Mode 3 Schwingung wird mit einer vergleichbaren Genauigkeit vorherbestimmt. Da nicht nur die Frequenzen einer ausgewählten Schwingungsform gut berechnet werden, kann ferner angenommen werden, dass die Materialparameter Dichte und Elastizitätsmodul richtig gewählt wurden, da diese bei einer fest vorgegebenen Geometrie als maßgeblich für die Lage der Eigenfrequenzen zu bewerten sind.

KAPITEL 8. VERGLEICH ZWISCHEN RECHNUNG UND MESSUNG

Table 8.1 – Vergleich der gemessenen und der simulierten Eigenfrequenzen unterschiedlicher Schwingungsformen

Modell	Mode 2			Mode 3		
	Rechnung	Messung	relative Abweichung	Rechnung	Messung	relative Abweichung
1	0,707	0,73	3,252%	0,994	1	0,578%
2	0,707	0,713	0,813%	-	-	-
3	0,649	0,655	0,877%	0,851	0,845	0,68%
4	0,603	0,621	2,778%	0,73	0,741	1,55%
5	0,592	0,603	1,905%	0,724	0,73	0,787%
6	0,58	0,586	0,98%	0,718	0,707	1,626%
7	0,569	0,563	1,02%	0,713	0,69	3,333%
8	0,563	0,557	1,02%	0,787	0,759	3,65%
9	0,54	0,54	0	-	-	-

Abgesehen von den Ergebnissen der experimentellen Modalanalyse stehen für den schaltseitigen und den nichtschaltseitigen Wickelkopf einer ausgewählten Maschine die Ausgaben von faseroptischen Beschleunigungsaufnehmern zur Verfügung, welche an diversen Stellen im Stirnbereich platziert wurden. Hierdurch konnte das Schwingungsniveau an den Messpunkten berechnet werden. Im Rahmen eines mehrtägigen Prüffeldlaufs wurden diese Werte sowohl für den absoluten Leerlauf, als auch für den Dauerkurzschluss der Maschine bei unterschiedlichen Drehzahlen aufgenommen. Dabei wurde davon ausgegangen, dass im Leerlauffall die Schwingungsanregung lediglich durch das Blechpaket stattfindet. Elektromagnetische Kräfte im Wickelkopfbereich selber sollten nicht auftreten können, da hier keine Ströme in der Ständerwicklung fließen. Der Dauerkurzschluss wurde über die Erregung des Induktors derart eingestellt, dass sich in der Statorwicklung der Nennstrom ergab. Zwar war in diesem Fall der Erregerstrom deutlich geringer als der Nennerregerstrom, es durfte aufgrund der Geometrie jedoch angenommen werden, dass die so erzielten Wickelkopfkräfte in etwa denen beim Nennbetrieb entsprachen. Eine Blechpaketanregung kann bei einem Kurzschluss nicht stattfinden, da das Luftspaltfeld gelöscht wird.

Sowohl der absolute Leerlauf, als auch der Dauerkurzschluss wurden simuliert. Als Anregung im Leerlauffall mussten nur die Blechpaketschwingungen der Maschine in diesem Betriebszustand vorgegeben werden. Dazu fand eine Datenanalyse der Ausgabe von Beschleunigungsauf-

nehmern statt, welche direkt auf der Druckplatte befestigt waren und in rein radialer Richtung gemessene Beschleunigungswerte aufgenommen haben. Diese sollten im Allgemeinfall recht genau den Werten des Blechpakets entsprechen, da die Druckplatte über eine große Anzahl von in axialer Richtung relativ kurzen Druckfingern direkt mit dem Blechpaket verbunden ist. Mit Hilfe einer geeigneten Analysesoftware [60] konnte die resultierende Schwingung in ihre modalen Anteile zerlegt werden. Die Abbildung 8.1 zeigt das Ergebnis dieser Zerlegung. Zu erkennen sind die im Bezug auf die Drehzahl einfachfrequenten und doppeltfrequenten Anteile der einzelnen auftretenden Schwingungsformen. Dabei ergeben sich sowohl stehende, als auch umlaufende Moden unterschiedlicher Ordnungszahl. Deutlich wird hierbei allerdings, dass die doppeldrehfrequente umlaufende Schwingung der Ordnung $r = 2$ bei Weitem dominiert. Die im Folgenden präsentierten Ergebnisse werden alle auf die Amplitude dieser dominanten Schwingungsform normiert.

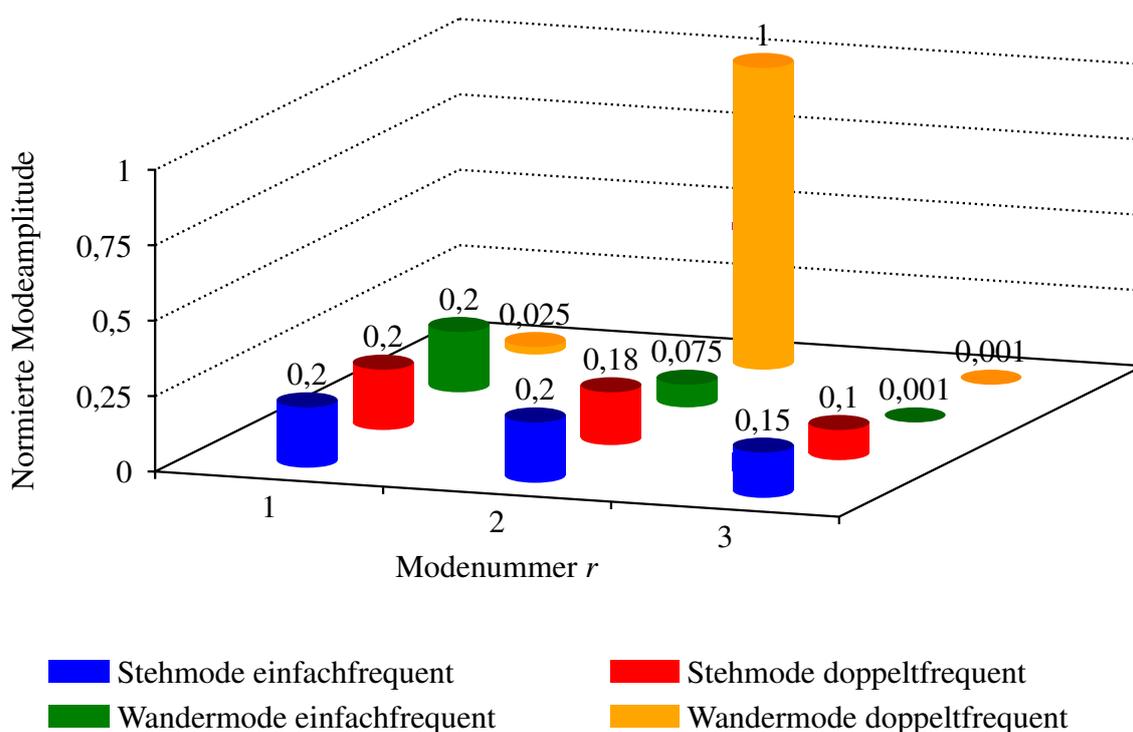


Abbildung 8.1 – Anteile der Modalformen der Blechpaketschwingung

Um einen Vergleich zwischen der Messung und der Rechnung durchführen zu können, wurde die Schwingungsamplitude im Bereich der Stirnverbinder, für die ebenfalls Daten des physischen Objekts vorlagen, ausgewertet. Die Abbildung 8.2 zeigt das Ergebnis dieser Auswertung für den schaltseitigen Wickelkopf, die Abbildung 8.3 für den Wickelkopf auf der Nichtschaltseite.

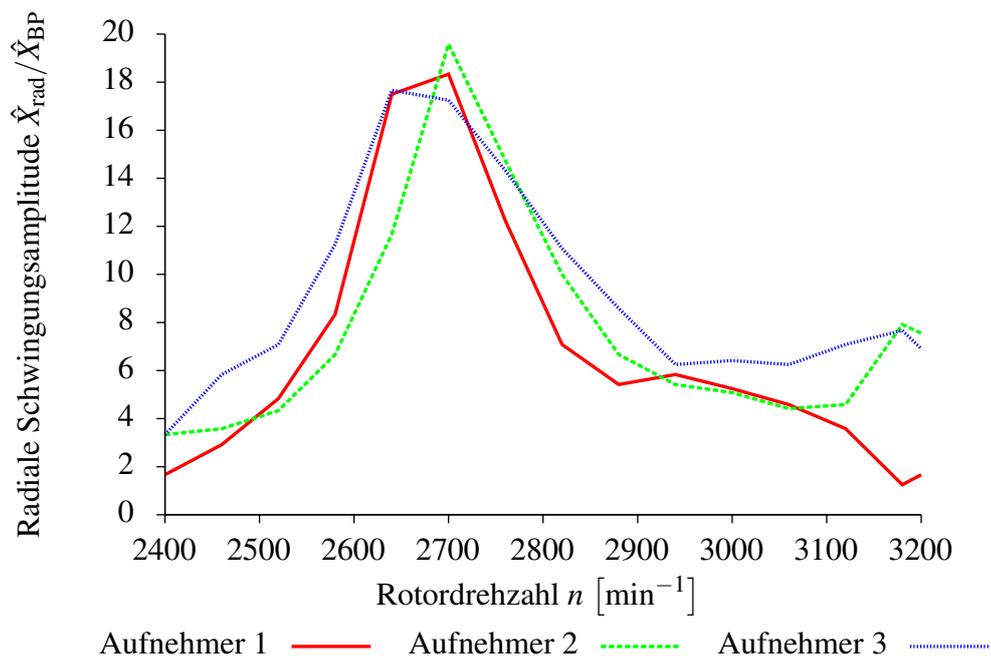


Abbildung 8.2 – Normierte radiale Schwingungsamplitude beim Leerlauf im Stirnverbinderbereich des schaltseitigen Wickelkopfs

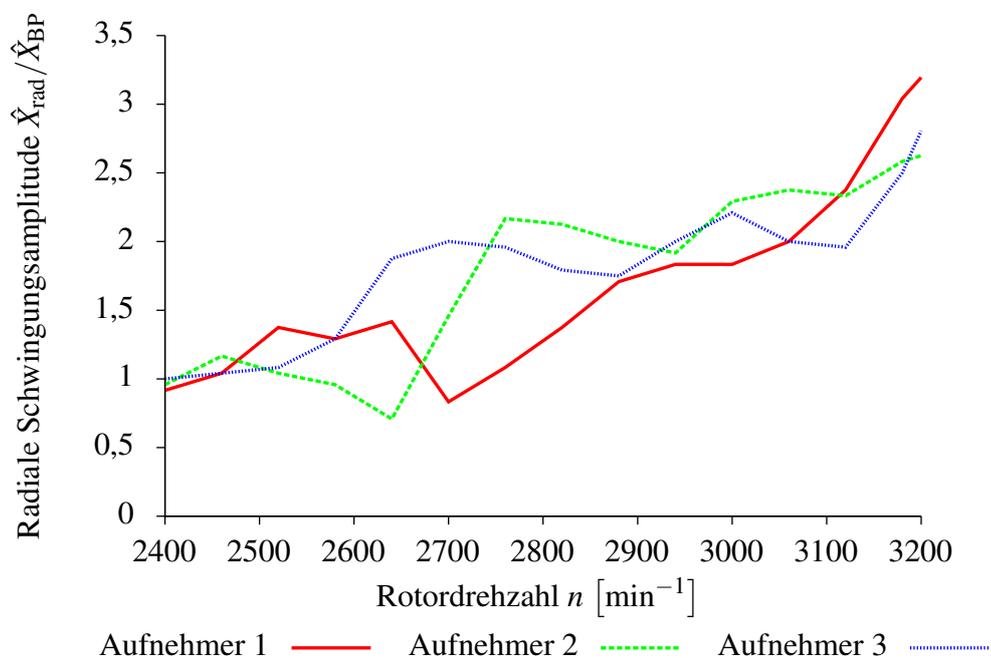


Abbildung 8.3 – Normierte radiale Schwingungsamplitude beim Leerlauf im Stirnverbinderbereich des nichtschaltseitigen Wickelkopfs

Im Stirnverbinderbereich fand auf beiden Maschinenseiten eine Datenaufnahme an drei in Umfangsrichtung nahezu äquidistant verteilten Positionen statt. Der Abstand vom Blechpaket war dabei konstant. Das unterschiedliche Verhalten der beiden Wickelkopfseiten ist deutlich zu erkennen. Während am schaltseitigen Wickelkopf eine Resonanz bei einer Rotordrehzahl von $n = 2760 \text{ min}^{-1}$ (46 Hz) vorliegt, befindet sich diese beim nichtschaltseitigen Wickelkopf bei einer Drehzahl, die über dem betrachteten Bereich liegt. Ein Anstieg der Schwingungsamplituden mit zunehmender Drehzahl ist dennoch zu beobachten. Ferner fällt auf, dass das Schwingungsniveau auf beiden Maschinenseiten im Stirnverbinderbereich deutlich größer als in der Blechpaketebene ist und dass sich beim schaltseitigen Wickelkopf höhere Amplituden als beim nichtschaltseitigen einstellen. Die Simulation dieses Betriebszustandes wurde für die Nenn-drehzahl $n_N = 3000 \text{ min}^{-1}$ (50 Hz) durchgeführt, wobei als Anregung im Leerlauffall nur die umlaufende 4 Knoten Schwingung vorgegeben wurde. Hierdurch war es möglich, eine harmonische Analyse zu wählen, was den Berechnungsaufwand im Vergleich zu einer transienten Analyse drastisch reduziert. Dabei ergab sich im Stirnverbinderbereich der Schaltseite eine Schwingungsamplitude, die dem 3,75fachen der vorgegebenen Anregung durch das Blechpaket entspricht. Dies passt relativ gut zu den Werten aus der Messung, bei der an den drei Beschleunigungsaufnehmerpositionen Größen zwischen dem 5fachen und 6,4fachen der Blechpaketschwingung ermittelt wurden. Auf der Nichtschaltseite lag bei der Simulation ein Faktor von 2,5 für die Schwingungsüberhöhung im Bezug auf die Anregung vor, was geringfügig größer als die gemessenen Werte von 1,8 bis 2,3 ist.

Auch beim Dauerkurzschluss mit Nennströmen wurden die Werte der faseroptischen Beschleunigungsaufnehmer an den erwähnten Positionen im Stirnverbinderbereich aufgenommen. Hierbei waren die Schwingungsamplituden deutlich geringer als im Fall des Leerlaufs, die Resonanz bei der Drehzahl $n = 2760 \text{ min}^{-1}$ am schaltseitigen Wickelkopf war jedoch auch hier gut zu erkennen. Auf der Schaltseite betragen die Verformungen beim Dauerkurzschluss bei der Nenndrehzahl etwa ein Viertel der Verformungen im Leerlauf, auf der Nichtschaltseite war dieser Faktor mit einem Sechstel noch kleiner. Hieraus konnte der Schluss gezogen werden, dass die resultierende Verformung im Nennbetrieb der Maschine maßgeblich durch die Blechpaketanregung bestimmt wird da davon ausgegangen werden darf, dass eine Superposition der Schwingungen im Leerlauf mit denen im Dauerkurzschluss mit Nennstrom recht genau das Verhalten beim Nennbetrieb nachbildet. Die Abbildungen 8.4 und 8.5 veranschaulichen die Schwingungswerte an den jeweils drei Beschleunigungsaufnehmerpositionen im Stirnverbinderbereich für den Fall des Dauerkurzschlusses gemäß den oben genannten Randbedingungen.

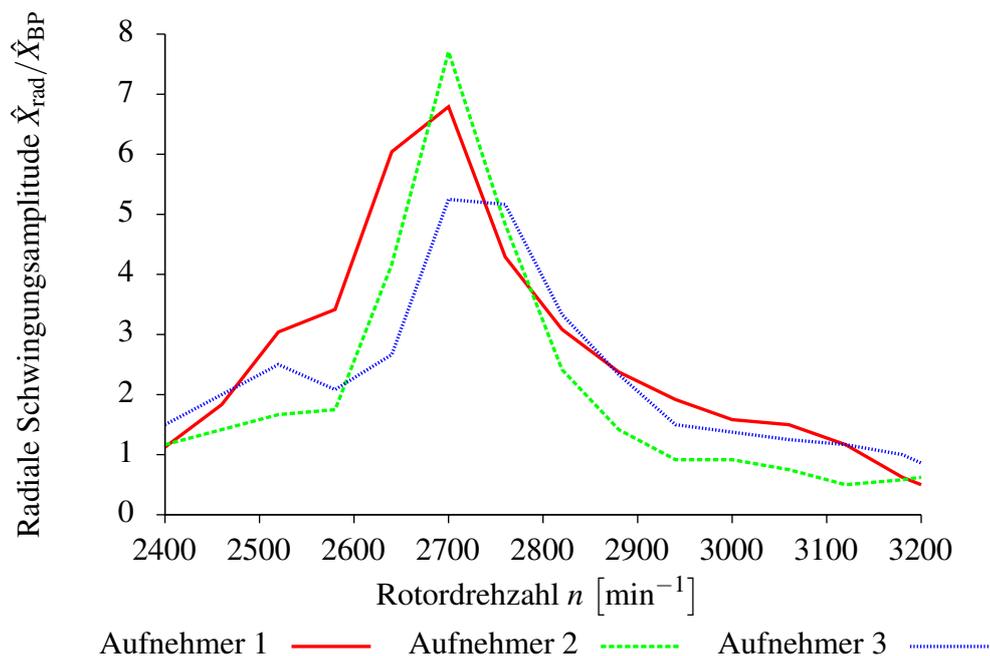


Abbildung 8.4 – Normierte radiale Schwingungsamplitude beim Dauerkurzschluss im Stirnverbinderbereich des schaltseitigen Wickelkopfs

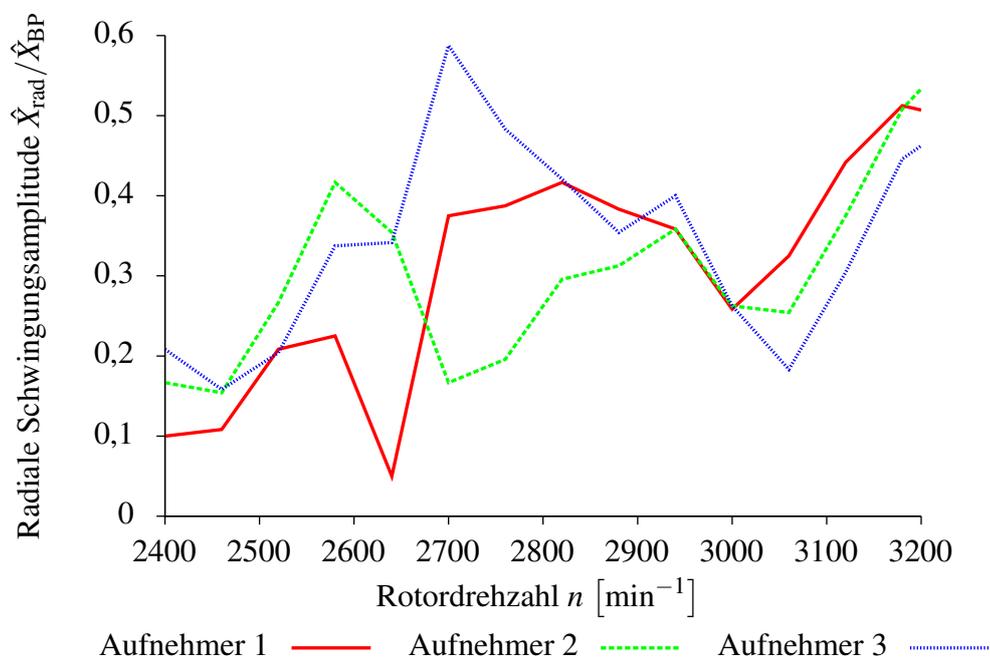


Abbildung 8.5 – Normierte radiale Schwingungsamplitude beim Dauerkurzschluss im Stirnverbinderbereich des nichtschaltseitigen Wickelkopfs

Für die Simulation des Dauerkurzschlusses wurden zunächst die auf die Wickelköpfe einwirkenden Kräfte mit Hilfe des Kraftberechnungsprogramms auf Basis des Gesetzes von Biot-Savart nach Kapitel 4.1.1 ermittelt. Bei der zweipoligen Maschine ergeben sich im Dauerkurzschluss - abgesehen von einem konstanten Offset - nur doppelt drehfrequente sinusförmige Anteile für die Kraft, weshalb auch hier eine harmonische Analyse durchgeführt werden konnte. Die Blechpaketschwingungen konnten vernachlässigt werden. Deshalb wurde das Blechpaket an seinem Außenradius fest eingespannt, was an dieser Stelle jede Verformung verbietet. Im Stirnverbinderbereich auf der Schaltseite lieferte die Simulation in Bezug auf die als Referenzwert erachtete Amplitude der umlaufenden 4 Knoten Schwingung des Blechpakets im Leerlauf eine Schwingungsüberhöhung in Höhe von 0,8, was nur wenig unter den gemessenen Werten zwischen 0,9 und 1,6 liegt. Da sich aufgrund des Ansatzes bei der Kraftberechnung, welcher es nicht gestattet, den Einfluss der Ringleitungen zu berücksichtigen, ein zunächst nicht näher zu beziffernder Fehler einstellen könnte, wurde das resultierende Kraftfeld unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus [15] angepasst und die Verformungen erneut berechnet. Dies führte zu einer Schwingungsüberhöhung von 1,6, was der oberen Schwelle der gemessenen Werte entspricht. Auf der Nichtschaltseite wurden bei der Nenndrehzahl an allen drei Beschleunigungsaufnehmerpositionen Schwingungsüberhöhungen von 0,26 gemessen, bei der Simulation ergibt sich hier ein geringfügig größerer Wert von 0,29.

Auch die Auswertung der Ergebnisse von Leerlauf- und Dauerkurzschlussfahrt deuten auf eine sehr gute Eignung des vorgestellten Verfahrens zur Analyse des erzwungenen Schwingungsverhaltens der Wickelkopfstruktur hin. Die Abweichungen in den Verformungen zwischen Messung und Rechnung beim Dauerkurzschluss sind äußerst gering, lediglich der vereinfachte Ansatz bei der Kraftberechnung auf der Schaltseite bringt hier einen leichten Unsicherheitsfaktor mit ein. Dieser ist jedoch nicht so stark zu gewichten, da im Nennbetrieb die Anregung über das Blechpaket dominiert. Beim Leerlauf sind zwar etwas größere Unterschiede zwischen dem realen und dem Simulationsobjekt vorhanden, diese sind jedoch darauf zurückzuführen, dass nur der dominante Schwingungsanteil des Blechpakets für die Anregung aufgeprägt wurde.

Kapitel 9

Störfallkatalog

Im Kapitel 7 wurden die Belastungen des Ständerwickelkopfs eines beispielhaften Turbogenerators beim Nennbetrieb und bei ausgesuchten Störfällen untersucht und einander gegenübergestellt. Alleine hieraus kann allerdings noch keine genaue Aussage über die tatsächliche Gefährdung getroffen werden, da diese sich über die maximale Beanspruchung hinaus aus zwei zusätzlichen Faktoren ergibt. Der erste Faktor, der in die Berechnung der tatsächlichen Gefährdung mit einbezogen werden muss, ist die Häufigkeit des Auftretens des jeweiligen Störfalls, der zweite zusätzliche Faktor gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, dass bei dem Fehler auch die maximalen Belastungen wirklich erreicht werden. Ein sehr guter Überblick über diese beiden Größen ist bereits in [31] angegeben und wird auch hier verwendet. Die tatsächliche Gefährdung stellt also das Produkt $A \cdot B \cdot C$ der drei Faktoren

- A. Häufigkeit des betrachteten Störfalls
- B. Maximal erreichbare Beanspruchung bei dem Störfall
- C. Wahrscheinlichkeit für das Erreichen der maximalen Beanspruchung

dar und ist für die untersuchten Betriebszustände in der Tabelle 9.1 aufgelistet. Zwar ergibt sich aus der recht einfachen Einteilung der für die Beurteilung relevanten Einflussgrößen in die drei Stufen gering / mittel / hoch ebenso bei der als Ergebnis bestimmten tatsächlichen Gefährdung eine sehr grobe Übersicht, diese ist aber durchaus ausreichend, um eine Aussage über notwendige betriebliche Maßnahmen, wie zum Beispiel eine vorzuziehende Revision, treffen zu können oder um etwaige Auslegungskriterien abzuleiten. Aus der Übersicht über die erforschten Störfälle geht hervor, dass insbesondere die zwei- und dreipoligen Klemmenkurzschlüsse sowie die Fehlsynchronisation mit einem Fehlwinkel von 180° ein hohes Gefährdungspotenzial besitzen. Zwar geschehen diese Fehler relativ selten, wenn sie allerdings eintreten ist die Wahrscheinlichkeit, dass die maximalen Beanspruchungen tatsächlich erreicht werden hoch. Dies

KAPITEL 9. STÖRFALLKATALOG

ist bei den Fehlern im Netz nicht mehr der Fall, da bei ihnen über den Zeitpunkt des Fehler-
eintritts hinaus auch noch die Entfernung zwischen der Maschine und dem Kurzschluss für die
auftretenden Beanspruchungen von Bedeutung ist.

Tabelle 9.1 – Störfallkatalog

Störfall	A Häufigkeit	B Maximale Beanspru- chung	C Wahrscheinlich- keit für max. Beanspruchung	A·B·C Gefährdung
Einpolige Kurzunterbrechung	hoch	gering	gering	gering
Zweipolige Kurzschlussabschaltung	mittel	mittel	gering	mittel
Dreipolige Kurzschlussabschaltung	gering	mittel	gering	gering
Zweipoliger Klemmenkurzschluss	gering	hoch	hoch	hoch
Dreipoliger Klemmenkurzschluss	gering	hoch	hoch	hoch
180° Fehlsynchronisation	gering	hoch	hoch	hoch
Netzzuschaltung mit 20° Fehlwinkel	hoch	gering	gering	gering

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Eigen- sowie das durch elektromagnetische Kräfte erzwungene Schwingungsverhalten der Ständerwickelköpfe großer Turbogeneratoren untersucht. Hierfür wurden zunächst Möglichkeiten zur Eigenfrequenz- und Eigenformberechnung einfacher Ersatzanordnungen wie die eines dünnwandigen Kreisrings oder einer Kegelstumpfoberfläche angegeben, um darauf aufbauend das Schwingungsverhalten der komplexen Wickelkopfgeometrie besser verstehen zu können. Für die Berechnung der Eigenfrequenzen und -formen dieser komplizierten Geometrie waren detaillierte Finite Elemente Modelle zu erstellen, die nahezu alle mechanisch relevanten Bauteile beinhalten. Ein Problem, das sich hierbei ergab, war, dass an einigen Stellen Vereinfachungen durch Hilfsanordnungen getroffen werden mussten, die eine äußerst exakte Bestimmung von Ersatzmaterialparametern erforderlich machten. Anhand dieser Modelle konnte eine rechnerische Modalanalyse durchgeführt werden, die als Ergebnis die Eigenfrequenzen und -formen lieferte. Hierbei fiel auf, dass sich die Ständerwickelköpfe je nach Konstruktion in ihrer Schwingungsbildung teils stark unterscheiden. So ergeben sich zum Beispiel an den schaltseitigen Wickelköpfen am Umfang unsymmetrische Schwingungsformen oder bei frei schwebenden Wickelköpfen zusätzliche Knoten und Bäuche in axialer Richtung auch im für den Betrieb relevanten Frequenzbereich. Für die Analyse des erzwungenen Schwingungsverhaltens war eine Berechnung der Maschinenströme sowie der daraus resultierenden elektromagnetischen Kräfte im Endbereich des Turbogenerators erforderlich. Dies geschah mit Hilfe bereits existierender Programme, die teils erweitert oder angepasst werden mussten, um eine möglichst realitätsnahe Berechnung zu gestatten. Anschließend wurden die bereits erstellten und für die Modalanalyse verwendeten Finite Elemente Modelle mit den ermittelten Kräften beaufschlagt und die resultierenden repräsentativen mechanischen Größen ausgewertet. Hieraus konnte eine Klassifizierung von betrachteten Störfällen abgeleitet werden, die eine Auskunft über die Belastungen bei den jeweiligen Fehlern gibt. Zu unterschei-

KAPITEL 10. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

den waren dabei Störfälle, die nur eine geringe Belastung des Wickelkopfs zur Folge haben, Störfälle, die eine mittelstarke Belastung zur Folge haben und Störfälle, bei denen der Ständerwickelkopf hohen Beanspruchungen unterliegt. Darauf aufbauend wurde ein Störfallkatalog erstellt, in dem angegeben wurde, wie stark ein Ständerwickelkopf durch die jeweiligen Fehler tatsächlich gefährdet ist.

Ausgehend von diesen Ergebnissen sind noch weitere Arbeiten denkbar und wünschenswert. So wäre es zum Beispiel interessant herauszustellen, welchen Einfluss die Parameter Wirk- und Blindleistung in Bezug auf die Wickelkopfschwingungen haben oder wie sich diese durch eine Vorschädigung einzelner Bauteile verändern. Darüber hinaus wäre auch die Implementation aussagekräftigerer Online-Monitoringsysteme sinnvoll, welche zu einer weiteren Steigerung der Betriebssicherheit führen könnten.

Verwendete und weiterführende Literatur

- [1] A. G. Aslanyan, A. V. Gulin, S. V. Kartyshov, A. V. Shyarmokas:
Numerical Analysis of the Eigenfrequency Spectrum of Shells of Revolution
Computational and Mathematical Modeling, Band 6, 1995
- [2] N. Ataei:
Transientes Verhalten des rotierenden Erregersystems von Kraftwerksgeneratoren bei elektrischen Störfällen
Dissertation an der Universität Dortmund, 2006
- [3] D. Ban, D. Zarko, I. Mandic:
Turbogenerator End-Winding Leakage Inductance Calculation Using a 3-D Analytical Approach Based on the Solution of Neumann Integrals
IEEE Transactions on Energy Conversion, Vol. 20, No. 1, 2005
- [4] H. Berger:
Das Schwingungsverhalten der Ständer von Gross- und Turbogeneratoren
Dissertation an der Technischen Universität Hannover, 1971
- [5] D. P. Creel, K. Weigelt, C. M. Rose:
Monitoring of Generator Stator End Winding Vibration / How Reliable Are Existing Monitoring Systems?
EPRI, Generator Predictive Maintenance and Refurbishment, 2000
- [6] O. Drubel, S. Kulig, K. Senske:
End Winding deformations in different turbo generators during 3-phase short circuit and full load operation
Electrical Engineering 82 (2000) 145-152, Springer-Verlag, 2000

VERWENDETE UND WEITERFÜHRENDE LITERATUR

- [7] I. Durdevic:
Ein Beitrag zur Modellierung der Eigendynamik elastischer Schalen mit Hamiltonschen Strukturen
Dissertation an der Universität Stuttgart, 2000
- [8] G. Ebi:
Maßnahmen zur Reduzierung von Gehäuseschwingungen bei Generatoren
Symposium Schwingungsdiagnose an Kraftwerksturbosätzen, 2006
- [9] K. W. Echlter:
Dreidimensionale analytische Berechnung des Statorfeldes eines Turbogenerators mit supraleitender Erregerwicklung
Archiv für Elektrotechnik 59, 1977
- [10] S. Exnowski:
Analytische und numerische Berechnung der Eigenfrequenzen und der Blechpaketdeformation einer Asynchronmaschine in Folge von Radialkraftwellen
Studienarbeit an der Universität Dortmund, 2004
- [11] S. Falk:
Knicken gerader Stäbe unter Eigengewicht
Ingenieur-Archiv 43, Springer-Verlag, 1974
- [12] K. Federhofer:
Biegeschwingungen eines Kreisringes bei konstantem Außen- oder Innendrucke
Ingenieur Archiv Band 4, 1933
- [13] K. Federhofer:
Eigenschwingungen der Kegelschale
Ingenieur Archiv Band 9, 1938
- [14] F. Fischer:
Thermische Fehlerdiagnose der wassergekühlten Statorwicklung von Grenzleistungs-Turbogeneratoren
Dissertation an der Bergischen Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 2000

- [15] J. Gaul:
Untersuchung des Einflusses der Schaltleitungen auf das elektromagnetische Feld eines Wickelkopfes
Studienarbeit an der Technischen Universität Dortmund, 2009
- [16] D. Gerling, A. Schramm:
Calculation of the Magnetic Field in the End Winding Region of Unsaturated Electrical Machines with Small Air-Gap
ISEF 2005 - XII International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering, Baiona, Spain, September 15-17, 2005
- [17] A. Grüning:
Elektromechanisches Verhalten von Ständerwickelköpfen großer Turbogeneratoren bei stationärem Betrieb und elektrischen Störungen
Dissertation an der Universität Dortmund, 2006
- [18] A. Grüning:
Vergleich unterschiedlicher Verfahren zur Berechnung elektromagnetischer Kräfte im Wickelkopfbereich von Turbogeneratoren
Diplomarbeit an der Universität Dortmund, 2000
- [19] J. Hammel:
Freie Schwingungen einer Halbkugelschale mit freien Rändern
Ingenieur Archiv Band 43, 1973
- [20] H. I. Hassan, K. Y. Maalawi, H. M. Negm:
Frequency Optimization of Conical Shells under Mass Equality Constraint
Journal of Applied Sciences Research, 2(11): 821-829, 2006
- [21] S. Herold:
Simulation des dynamischen und akustischen Verhaltens aktiver Systeme im Zeitbereich
Dissertation an der Technischen Universität Darmstadt, 2003
- [22] H. P. Hess, K. Weigelt, M. Cochard:
Operating experience with a generator stator end-winding vibration monitoring system
Hydro Conference Berne, 2000

VERWENDETE UND WEITERFÜHRENDE LITERATUR

- [23] M. Humer:
Erfassung und Bewertung von Torsionsschwingungen in Wellensträngen von Kraftwerksturbosätzen
Dissertation an der Universität Dortmund, 2003
- [24] L. Intichar:
Eigenfrequenz- und Eigenformbestimmung an Generator-Wickelköpfen
Symposium Schwingungsdiagnose an Kraftwerksturbosätzen, Referat Nr. 16, 2006
- [25] W. Janßen, H. O. Seinsch:
Zur Optimierung der Wickelkopfabsteifung von Hochspannungsmaschinen
Archiv für Elektrotechnik 73 (1990) 309-317, 1990
- [26] S. Kanerva:
Simulation of Electrical Machines, Circuits and Control Systems using Finite Element Method and System Simulator
Dissertation an der Helsinki University of Technology, 2005
- [27] K.-C. Kim, H.-W. Lee, Y.-D. Chun, J. Lee:
Analysis of Electromagnetic Force Distribution on End Winding for Motor Reliance
IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 41, No. 10, Oktober 2005
- [28] N. Kuduzovic:
Berechnung elektromagnetischer Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes eines Generators während des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses
Studienarbeit an der Universität Dortmund, 2005
- [29] N. Kuduzovic:
Optimierung des Schwingungsverhaltens und der Kurzschlussfestigkeit eines Wickelkopfes unter Verwendung numerischer Verfahren
Diplomarbeit an der Universität Dortmund, 2006
- [30] S. Kulig, S. Exnowski, F. Joswig:
Auswirkungen von elektrischen Störfällen auf den Ständerwickelkopf eines 300 MVA-Generators
Technischer Bericht, Universität Dortmund, 2007

- [31] S. Kulig:
Auswirkungen von Störfällen in elektrischen Energieübertragungsnetzen auf Kraftwerksturbosätze
Habilitationsschrift an der Fernuniversität Hagen, 1986
- [32] S. Kulig, S. Exnowski, R. Vogel:
Beanspruchungen in den Wickelköpfen eines Turbogenerators vom Typ TLRI 115/52 im Normalbetrieb
Technischer Bericht, Universität Dortmund, 2007
- [33] S. Kulig:
Skriptum zur Vorlesung Elektrische Antriebe und Mechatronik
Lehrstuhl für Elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 2007
- [34] S. Kulig:
Skriptum zur Vorlesung Theoretische Elektrotechnik
Lehrstuhl für Elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 2000
- [35] S. Kulig, F. Joswig:
Torsionsschwingungen in Turbogeneratoren infolge von Störfällen im Netz
Referat Nr. 14, Symposium Schwingungsdiagnose an Kraftwerksturbosätzen 2006
- [36] D. Lambrecht, S. Kulig:
Torsional Performance of Turbine Generator Shafts Especially Under Resonant Excitation
IEEE PES Winter Meeting, New York, 1982
- [37] K. M. Liew, Z. C. Feng:
Vibration Characteristics of Conical Shell Panels With Three-Dimensional Flexibility
Journal of Applied Mechanics, Vol. 67, 2000
- [38] U. S. Lindholm, W. C. L. Hu:
Nonsymmetric Transverse Vibrations of Truncated Conical Shells
Technical Report No. 3, Contract NaSr-94(06), SwRI Project No. 02-1504
- [39] Y. Liu, S. Hjärne:
Analysis of forces on coil ends of formed stator windings
Proceeding of International Conference on Electrical Machines and Systems, 2007

VERWENDETE UND WEITERFÜHRENDE LITERATUR

- [40] T. Lube, P. Supancic, R. Danzer:
E-Modul-Messung an kleinen Proben
Endbericht zum Strategischen Projekt Sp5
- [41] Z. Mecitoğlu:
Vibration Characteristics of a Stiffened Conical Shell
Journal of Sound and Vibration (1996) 197(2), 191 - 206
- [42] D. Melot de Beauregard:
Berechnung der elektromagnetischen Felder und Kräfte im Wickelkopfbereich eines Turbogenerators
Studienarbeit an der Technischen Universität Dortmund, 2008
- [43] D. Melot de Beauregard:
Berechnung der magnetischen Felder im Wickelkopfbereich eines Turbogenerators unter Berücksichtigung der Läuferdurchflutung
Diplomarbeit an der Technischen Universität Dortmund, 2009
- [44] G. Müller, C. Groth:
FEM für Praktiker - Band 1: Grundlagen
7. Auflage, expert verlag, 2002
- [45] M. R. Naghashan:
Untersuchung zur Teilentladungsaktivität von maschinentypischen Hochspannungsisolierungen
Dissertation an der Universität Dortmund, 1996
- [46] R. Nitzsche:
Elektromagnetisch erzwungene und Eigenschwingungen des Statorgehäuses eines zweipoligen Turbogenerators
Dissertation an der Universität Hannover, 1998
- [47] D. Peier:
Einführung in die elektrische Energietechnik
Dr. Alfred Hüthig Verlag Heidelberg, 1987
- [48] A. Pflüger:
Zur Stabilität der dünnen Kegelschale
Ingenieur Archiv Band 13, 1942

- [49] R. Richter:
Elektrische Maschinen - Band I: Allgemeine Berechnungselemente / Die Gleichstrommaschinen
3., erweiterte Auflage, Birkhäuser Verlag, 1967
- [50] R. Richter:
Elektrische Maschinen - Band II: Synchronmaschinen und Einankerumformer
3. Auflage, Birkhäuser Verlag, 1963
- [51] R. Richter:
Elektrische Maschinen - Band III: Die Transformatoren
3. Auflage, Birkhäuser Verlag, 1963
- [52] W. Schätzing:
FEM für Praktiker - Band 4: Elektrotechnik
expert verlag
- [53] K. Senske, S. Kulig, J. Hauhoff, D. Wunsch:
Vibrational Behaviour of the Turbogenerator Stator End Winding in Case of Electrical Failures
Conférence Internationale des Grands Réseaux Electriques, Yokohama, Oktober 1997
- [54] H. Sequenz:
Elektrische Maschinen - Eine Einführung in die Grundlagen
8. Auflage, Springer-Verlag, 1971
- [55] U. Stelzmann, C. Groth, G. Müller:
FEM für Praktiker - Band 2: Strukturodynamik
3. Auflage, expert verlag, 2002
- [56] M. J. O. Strutt:
Eigenschwingungen einer Kegelschale
Annalen der Physik, 5. Folge, Band 17, Heft 7, August 1933
- [57] H. Tappel:
Der Einfluß der dynamischen Eigenschaften der Zähne auf das schwingungstechnische Verhalten elektrischer Maschinen
Archiv für Elektrotechnik 75 (1992) 443-450, 1992

VERWENDETE UND WEITERFÜHRENDE LITERATUR

- [58] W. Tong:
Numerical Analysis of Flow Field in Generator End-Winding Region
International Journal of Rotating Machinery, 2008
- [59] J. Turowski:
Fast computation of coupled fields in complex, 3-D, industrial electromagnetic structures
Compel / The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, Vol. 17 No. 4, 1998
- [60] R. Vogel:
Modalanalyse der Wickelkopfschwingungen von Turbogeneratoren
Diplomarbeit an der Universität Dortmund, 2007
- [61] T. Weiers:
Eine Methode zur aussagekräftigeren Bewertung von Maschinenisolierungen
Dissertation an der ETH Zürich, 2007
- [62] S. Werkmeister:
Erstellung eines parametrisierten Generatorkopfmodells für ANSYS zur modularen und transienten Analyse des Betriebsverhaltens
Diplomarbeit an der Fachhochschule Dortmund, 2006
- [63] H. Zwingli:
Elastische Schwingungen von Kugelschalen
Dissertation an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich, 1930
- [64] *Bruttostromerzeugung in Deutschland von 1990 bis 2007 nach Energieträgern*
<http://www.ag-energiebilanzen.de>
- [65] *Das Magazin der Röchling-Gruppe - Magazine of the Röchling Group*
Ausgabe 2/2006
- [66] *Zahlen und Fakten zur Stromerzeugung 2007*
http://www.vgb.org/daten_stromerzeugung.html

Lebenslauf

Personalien

Name Sven Exnowski
Geburtsdatum 31. Mai 1978
Geburtsort Schwerte
Familienstand verheiratet mit Julia Marcia Exnowski, geb. Pritzel
eine Tochter: Laurie Marie Exnowski

Bildungsgang

1984 - 1988 Lenningskamp-Grundschule Schwerte
1988 - 1997 Städtisches Ruhrtalgymnasium Schwerte
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife
1998 - 2005 Studium der Elektrotechnik an der Universität Dortmund
Abschluss: Diplom

Berufstätigkeit

seit März 2005 Wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Elektrische
Antriebe und Mechatronik der Technischen Universität
Dortmund