

2 Stand der Technik

Für den hybriden Antriebsstrang kommen mehr als 180 mögliche Topologien in Frage, wobei diese auf ca. 50 technisch relevante reduziert werden können [50, 49]. Davon sind gerade Konzepte mit parallelem Energiefluss von Elektromotor und Verbrennungskraftmaschine für zukünftige Entwicklungen von großer Bedeutung [80].

Vertreter solcher Konzepte stellen beispielsweise der „VW Touareg Hybrid“ [6] oder der „Peugeot 3008 HYbrid4“ [12] dar. Während der Elektromotor bei ersterem in den Antriebsstrang integriert ist, verfolgt der Peugeot 3008 HYbrid 4 das Konzept der elektrischen Achse. Die Vorderachse des Fahrzeugs wird über einen Dieselmotor mit einer Leistung von 120 kW angetrieben. Sie läuft unabhängig von der Hinterachse, deren Antriebseinheit die elektrische Maschine bildet.

Abbildung 2.1 zeigt die Komponenten des elektrischen Triebstrangs im Peugeot 3008 HYbrid 4. Eine permanenterrregte Synchronmaschine der Robert Bosch GmbH ist in Abbildung 2.1a dargestellt. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Sie liefert bei einer maximalen Leistung von 30 kW ein Drehmoment von bis zu 250 Nm. Drehzahl und Drehmoment der elektrischen Maschine werden über das mit ihr über Schrauben fest verbundene zweistufige Getriebe der Firma GKN in Abbildung 2.1b übersetzt und an die Achse übergeben. Zusätzlich ist im Getriebe eine Kupplung integriert, welche den Elektromotor bei Geschwindigkeiten über 120 km/h abkoppelt, um somit Schleppverluste bei Autobahnfahrten zu minimieren.

Tabelle 2.1: Eigenschaften der permanenterrregten Synchronmaschine in Abbildung 2.1a

Spezifikation	Wert
Mechanische Leistung	15 kW bis 30 kW
Drehmoment	70 Nm bis 250 Nm
Drehzahl	$\leq 7500 \text{ min}^{-1}$
Durchmesser / Eisenlänge	180 / 120
Gesamtmasse	31 kg
Rotormasse	11.2 kg

In dieser Arbeit wird die Betriebsfestigkeit elektrischer Maschinen im Antriebsstrang von Elektro- und Hybridfahrzeugen beispielhaft an der in Abbildung 2.1a dargestellten elektrischen Maschine bewertet. Die schwingende Belastung, welcher die Maschine ausgesetzt ist, resultieren zum einen aus dynamischen Lasten, die von außen auf sie einwirken und

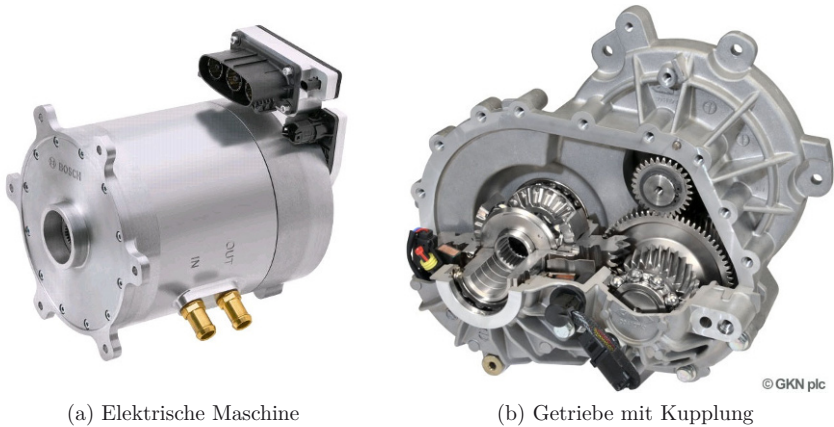


Abb. 2.1: Komponenten des elektrischen Triebstrangs: (a) Elektrische Maschine der Robert Bosch GmbH, (b) Getriebe mit integrierter Kupplung der Firma GKN [26].

zu Schwingungen anregen, zum anderen aus elektromagnetischen Kräften im Luftspalt, welche die funktionale Grundlage des elektrischen Antriebs bilden.

Abschnitt 2.1 behandelt die Grundlagen der Modellierung von Rotor-Lager-Systemen sowie deren Schwingungen. Die zur Simulation dieser Systeme typischerweise eingesetzte Methode der elastischen Mehrkörpersysteme wird in Abschnitt 2.2 vorgestellt, wobei der Fokus auf den darin implementierten Reduktionsverfahren liegt. Elektromagnetische Kräfte werden im weiteren Verlauf im Formalismus dieser Reduktionsverfahren eingepreist. Der Stand der Technik zur Beschreibung dieser Kräfte wird in Abschnitt 2.3 vorgestellt. Zum Schluss des Kapitels werden in Abschnitt 2.4 grundlegende Methoden der rechnerischen Betriebsfestigkeit vorgestellt, mit deren Hilfe eine Bewertung der auftretenden Belastungen durchgeführt werden kann.

2.1 Rotor-Lager-Systeme

In den meisten antriebstechnischen Anwendungen haben sich nach SCHLECHT [71] Wälzlager zur Lagerung drehender Bauteile durchgesetzt; so auch in der betrachteten elektrischen Maschine. Sie weisen im Vergleich zu anderen Lagerarten, wie z.B. Gleit- oder Magnetlager, deutliche Vorteile, insbesondere hinsichtlich Robustheit und Stand der Normung auf.

2.1.1 Aufbau von Wälzlager

Neben der Unterscheidung in Radial- und Axiallager können Wälzlager auch entsprechend ihrer Wälzkörpergeometrie allgemein in Kugel- und Rollenlager unterschieden werden. Beide Bauarten sind in Abbildung 2.2 anhand eines Rillenkugellagers und eines Zylinderrollenlagers dargestellt.

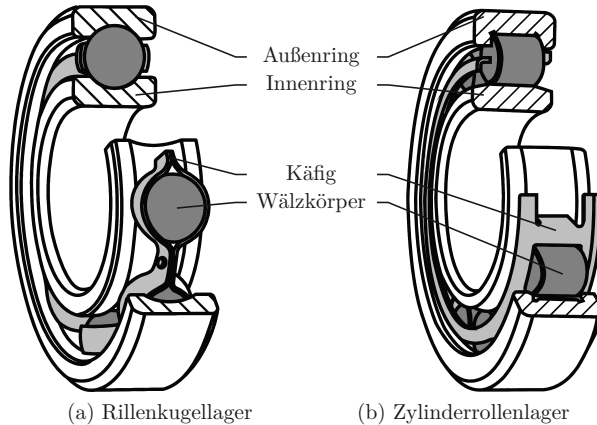


Abb. 2.2: Lagerbauarten nach SCHLECHT [71]: (a) Rillenkugellager, (b) Zylinderrollenlager.

Innerhalb der Wälzlager sind, aufgrund ihrer robusten Bauweise, der geringen Reibung und der kostengünstigen Herstellung, einreihige Rillenkugellager entsprechend Abbildung 2.2a am weitesten verbreitet [59, 71]. Diese Lagerart kann sowohl radiale als auch axiale Kräfte übertragen. Sie kann daher je nach Einbausituation als Fest- oder Loslager eingesetzt werden.

2.1.2 Modellierung des Rillenkugellagers

Rillenkugellager sind, wie in Abbildung 2.2a dargestellt, aus einem Innen- und Außenring sowie dazwischenliegenden, kugelförmigen Wälzkörpern aufgebaut. Die Kugeln, welche die Rotation zwischen Innen- und Außenring übertragen, laufen in Rillen und werden tangential in einem Käfig geführt, so dass ihre relative Winkellage während des Betriebs erhalten bleibt.

Die Kraftübertragung findet im Wälzkörper-Laufbahn-Kontakt statt. Dieser Kontakt entspricht der Berührung zweier allseitig gekrümmter, elastischer Körper. Erste Formulie-

rungen eines solchen Kontaktes wurden von HERTZ [39, 40] veröffentlicht. STRIBECK [79] wandte diese allgemeine Theorie der HERTZ'schen Pressung 1901 auf Wälzlager an, wobei er sich auf den punktförmigen Kontakt bei Kugellagern beschränkte. Eine Erweiterung auf Zylinderrollenlager wurde 1939 von LUNDBERG vorgestellt [52]. Die Ergebnisse dieser Arbeiten wurden vor allem für statische Berechnungen bzw. zur Abschätzung der Lagerlebensdauer angewendet. ESCHMANN et al. geben einen guten Überblick über die Arbeiten und Forschungsergebnisse zu dieser Zeit [19].

Die geschaffenen Grundlagen der Steifigkeitsberechnung erweitern SCHREIBER [73] und WICHE [86] um die Berücksichtigung der Lagerluft.

Eine Integration dieser komplexen Kontaktgeometrie in FE- oder MKS-Modelle ist nach DRESIG [16] oft nicht möglich und macht den Einsatz von Lagermodellen nötig. Sie können in Anlehnung an KLEIN [46] in drei Detaillierungsgrade unterschieden werden:

Geringe Detailstufe: Modelle einer geringen Detailstufe betrachten das Lager als Ganzes, ohne auf die Verteilung der Kräfte oder Spannungen im Inneren einzugehen. Meist basieren die Modelle auf analytischen Ansätzen, welche oft eine Linearisierung an einem Arbeitspunkt notwendig machen. Oft wird auch nur die radiale Raumrichtung betrachtet. Haupteinsatzgebiet dieser Modelle sind einfache analytische Abschätzungen und statische Berechnungen.

Mittlere Detailstufe: Modelle einer mittleren Detailstufe separieren die Betrachtung auf einzelne Wälzkörper. Die Lagerkraft F_{res} resultiert schließlich aus der Überlagerung der Kräfte an den einzelnen Kugeln F_i , welche jeweils individuell berechnet werden

$$F_{\text{res}} = \sum_{i=1}^{i=z} F_i, \quad (2.1)$$

wobei z die Anzahl der Kugeln im Lager bezeichnet.

Auf diese Weise können sowohl variable Druckwinkel als auch die Einflüsse der Lagerluft gut bestimmt werden. Gleichzeitig bietet die Betrachtung einzelner Kugeln auch die Möglichkeit Kippmomente bzw. kinematisch bedingte Kraftanregungen (vgl. BRÄNDLEIN et al. [10] und DRESIG [16]) zu berechnen. Mit VESSELINOV [83], Fritz et al. [23], Wensing [85] und Oest [59] sind nur einige der aktuell existierenden Lagermodelle aufgeführt.

Neben der Abbildung eines idealen Lagers konzentrieren sich viele aktuelle Veröffentlichungen mit Modellen dieser Detailstufe auch auf die simulative Betrachtung der Auswirkungen von Lagerschäden [1, 32, 43, 60, 85] auf die Dynamik des Systems.

Hohe Detailstufe: Zusätzlich zu der Betrachtung einzelner Wälzkörperkontakte sind in Modellen mit einem hohen Detaillierungsgrad auch Berechnungsansätze für Reibungs-, Dämpfungs- und Temperatureinflüsse zugefügt. Sie erfordern einen hohen Rechenaufwand sowie eine umfassende Kenntnis der Lagerparameter, welche in der Regel nur den Herstellern zur Verfügung stehen.

2.1.3 Schwingungen des Rotor-Lager-Systems

Erste Untersuchungen zum Einfluss von Wälzlager auf die Schwingungen einer Struktur stammen von PERRET [63] und MELDAU [54]. Sie konzentrierten sich dabei auf die „*Parametrische Erregung*“. Diese beschreibt eine kinematisch bedingte Anregung der Struktur resultierend aus einer veränderten Verteilung der Wälzkörper entlang des Umfangs während der relativen Drehung von Innen- zu Außenring. Die dadurch hervorgerufenen Schwingungen treten als Vielfache der Rotationsfrequenz auf. Eine gute Übersicht über die auftretenden Phänomene bieten DRESIG [16] und HARRIS [31].

Neben dieser Schwingungsanregung im Lager selbst stellen Wälzlager auch das Verbindungsglied zwischen zwei sich relativ zueinander drehenden Körpern dar. Insofern beeinflussen sie durch ihre Steifigkeit maßgeblich das dynamische Verhalten des Rotor-Lager-Systems. Neben Biegeschwingungen unterliegen vor allem transversale Starrkörperschwingungen des Rotors diesem Einfluss.

Schwingungen des als starr betrachteten Rotors innerhalb seiner Lagerung wurden bislang nur in radialer Richtung betrachtet. Mithilfe der Methode der höher oder multiharmonischen Balance (vgl. HAYASHI [33]) untersucht SAITO in seiner Arbeit die Auswirkungen radialer Lagerluft auf die Schwingungen des Rotors [67]. VILLA et al. [84] wenden dasselbe Verfahren an und zeigen eine Übereinstimmung der Ergebnisse der höher harmonischen Balance-Methode mit transienten Rechnungen im Orbitalraum auf. Die Auswirkung einer axialen Vorspannung auf das Schwingungsverhalten werden von BAI et al. [4] untersucht. In all diesen Fällen wird die Schwingung durch Unwuchtkräfte angeregt, welche von der eingepprägten Drehzahl des Rotors abhängen.

Werden Wälzlager auch zur axialen Abstützung einer Welle innerhalb eines Gehäuses angewendet, beispielsweise als Festlager in einem Fest-Loslager Konzept, so können bedingt durch die Lagersteifigkeit auch axiale Starrkörperschwingungen des Rotors auftreten. Dass diese axialen Starrkörperschwingungen zu deutlicher Resonanz innerhalb eines Rotor-Lager Systems führen können, wurde erstmalig von ÖST [59] aufgezeigt. Diese Möglichkeit wurde von WENSING in einer Eigenmode seines Lagermodells zwar berücksichtigt, jedoch nicht untersucht [85]. ÖST verwendet zur Beschreibung ein Lagermodell innerhalb

einer Mehrkörperumgebung, welches transient berechnet wird. Zur Erklärung der physikalischen Schwingungsursachen betrachtet er einen nichtlinearen Einmassenschwinger, ohne jedoch den Einfluss

- axialer Lagerluft
- höherer Schwingungsordnungen
- der Dynamik des Lagerträgers

zu berücksichtigen.

In dieser Arbeit wird das Schwingungsverhalten des Rotor-Lager Systems in axialer Richtung genauer betrachtet. Die von ÖST vernachlässigten Punkte werden darin sowohl innerhalb der höher harmonischen Balance nach HAYASHI [33], SAITO [67] und VILLA et al. [84] als auch mit Hilfe transienter Modelle gelöst und anhand gemessener Schwingungsverläufe validiert.

2.2 Elastische Mehrkörpersimulation

Die strukturmechanische Simulation komplexer, mechanisch beanspruchter Bauteile erfolgt heutzutage vor allem mit Hilfe der Methode finiter Elemente (*FEM*) sowie der Mehrkörpersimulation (*MKS*). Die Wahl des geeigneten Formalismus hängt von der jeweiligen Problemstellung ab. Typischerweise wird die MKS angewandt, um die Interaktion mehrerer Körper über Gelenke, Federn oder Dämpfer zu simulieren, woraus sich die inneren Belastungen einzelner Körper errechnen lassen. Die FEM hingegen zielt auf die Analyse der Beanspruchung eines Körpers in Form lokaler Spannungen und Dehnungen ab. Hierzu wird der Körper mit Hilfe einer Vielzahl einzelner Knoten und Elemente dargestellt und an diesen lokale Spannungen und Dehnungen ermittelt.

Während die MKS in ihrer klassischen Form einzelne Körper als starr betrachtet, ermöglicht die elastische Mehrkörpersimulation (eMKS) eine Berücksichtigung der Flexibilität einzelner Bauteile. Die immense Anzahl an Freiheitsgraden, welche in einem FEM Modell zur Beschreibung der Flexibilität eines Körpers notwendig wäre, wird mit Hilfe von Reduktionsverfahren verringert. Die theoretischen Grundlagen hierfür werden im Folgenden vorgestellt, wobei der Fokus auf der Beschreibung der Elastizität einzelner Körper liegt. Eine allgemeine Einführung in die Theorie der Mehrkörpersimulation bieten beispielsweise SHABANA [76], BLUNDELL und HARTY [8] oder RILL und SCHAEFFER [66].

2.2.1 Beschreibung starrer Körper

Die Beschreibung starrer Körper erfolgt nach dem Ansatz des bewegten Bezugssystems („Floating Frame of Reference“). Dieser ist nach SCHWERTASSEK et al. [74] der am weitesten verbreitete Ansatz zur Beschreibung elastischer Mehrkörpersysteme und wird in Abschnitt 2.2.2 um einen elastischen Term erweitert. Abbildung 2.3 zeigt einen Punkt P auf einem beliebigen Körper K . Seine Position wird im körperfesten Koordinatensystem \mathfrak{K} mit Hilfe des Vektors \mathbf{c}_P definiert. Lage und Orientierung des Körpers wiederum sind über dessen Bezugspunkt sowie die Transformationsmatrix $\mathbf{A}_{\mathfrak{K}\mathfrak{I}}$ des körperfesten Koordinatensystems \mathfrak{K} im Verhältnis zum Inertialsystem \mathfrak{I} bestimmt

$${}^{\mathfrak{I}}\mathbf{r}_P = {}^{\mathfrak{I}}\mathbf{r}_{\mathfrak{K}} + \mathbf{A}_{\mathfrak{K}\mathfrak{I}} {}^{\mathfrak{K}}\mathbf{c}_P. \quad (2.2)$$

Gleichung (2.2) gibt schließlich die Lage des Punktes P im Inertialsystem \mathfrak{I} an.

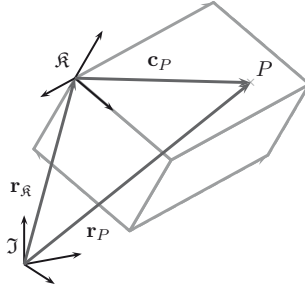


Abb. 2.3: Beschreibung eines Punktes P auf einem starren Körper im körperfesten Koordinatensystem \mathfrak{K} und inertialen Koordinatensystem \mathfrak{I}

2.2.2 Beschreibung elastischer Körper

Um die Elastizität eines Körpers im Formalismus der Mehrkörpersimulation zu integrieren, wird innerhalb des Ansatzes der bewegten Bezugskoordinatensysteme ein weiterer Satz an Koordinaten hinzugefügt. Diese elastischen Koordinaten werden im bewegten Koordinatensystem angegeben und beschreiben die Deformation des zugrundeliegenden Körpers. Ein solcher Fall ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Lagebeschreibung des Punktes P aus Gleichung (2.2) wird hierfür um einen elastischen Verschiebungsterm ${}^{\mathfrak{K}}\mathbf{u}_e$ erweitert

$${}^{\mathfrak{I}}\mathbf{r}_P = {}^{\mathfrak{I}}\mathbf{r}_{\mathfrak{K}} + \mathbf{A}_{\mathfrak{K}\mathfrak{I}} \left({}^{\mathfrak{K}}\mathbf{c}_P + {}^{\mathfrak{K}}\mathbf{u}_e \right). \quad (2.3)$$

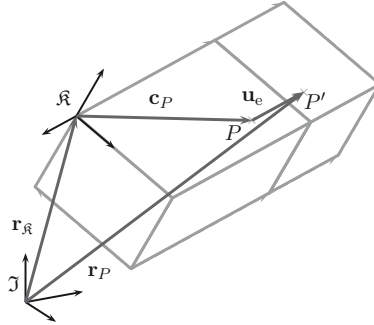


Abb. 2.4: Beschreibung eines Punktes P' auf einem elastischen Körper im körperfesten Koordinatensystem \mathfrak{K} und inertialen Koordinatensystem \mathfrak{J}

Wird dieser elastische Term ${}^{\mathfrak{K}}\mathbf{u}_e$ mit Hilfe von FE-Methoden beschrieben, so steigt die Anzahl der Freiheitsgrade drastisch an. So besteht das im späteren Verlauf der Arbeit verwendete Modell der elektrischen Maschine aus etwa $5 \cdot 10^5$ Knoten, wobei jeder von diesen mindestens je drei translatorische Freiheitsgrade aufweist. Um diese enorme Anzahl an Freiheitsgraden numerisch effizient zu beschreiben, werden verschiedene Reduktionsverfahren angewandt.

2.2.3 Reduktionsverfahren

Die beiden einzigen Reduktionsverfahren, welche Anwendung in kommerzieller Simulationssoftware fanden, sind nach der Übersicht von KOUTSOVASILIS und BEITEL-SCHMIDT [48] die statische Reduktion nach GUYAN [27] und die modale Reduktion nach CRAIG und BAMPTON [14]. Sie werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

Statische Reduktion

Bei der GUYAN-Reduktion handelt es sich um ein statisches Reduktionsverfahren, welches Knoteneigenschaften von Nebenfreiheitsgraden, basierend auf der Steifigkeit des Systems, auf dessen Hauptfreiheitsgrade projiziert.

Ein System, bestehend aus N Freiheitsgraden, wird zunächst in Haupt- und Nebenfreiheitsgrade \mathbf{u}_m und \mathbf{u}_s unterteilt und der Verschiebungsvektor \mathbf{u} neu sortiert

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_m \\ \mathbf{u}_s \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

Die Grundgleichung der Strukturmechanik eines konservativen mechanischen Systems

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{F} \quad (2.5)$$

kann nun entsprechend der Definition des Zustandsvektors (2.4) in Teilmatrizen umgeschrieben werden

$$\begin{bmatrix} \mathbf{M}_{mm} & \mathbf{M}_{ms} \\ \mathbf{M}_{sm} & \mathbf{M}_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\mathbf{u}}_m \\ \ddot{\mathbf{u}}_s \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{mm} & \mathbf{K}_{ms} \\ \mathbf{K}_{sm} & \mathbf{K}_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_m \\ \mathbf{u}_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_m \\ \mathbf{F}_s \end{bmatrix}. \quad (2.6)$$

Unter der Annahme, dass keine äußeren Kräfte auf Nebenfreiheitsgrade wirken, führt dies bei rein statischer Betrachtung zu

$$\mathbf{K}_{mm}\mathbf{u}_m + \mathbf{K}_{ms}\mathbf{u}_s = \mathbf{F}_m \quad (2.7)$$

$$\mathbf{K}_{sm}\mathbf{u}_m + \mathbf{K}_{ss}\mathbf{u}_s = \mathbf{F}_s = \mathbf{0}. \quad (2.8)$$

Aus Gleichung (2.8) kann nun ein Ausdruck der Nebenfreiheitsgrade in Abhängigkeit von den Hauptfreiheitsgraden formuliert werden

$$\mathbf{u}_s = -\mathbf{K}_{ss}^{-1}\mathbf{K}_{sm}\mathbf{u}_m, \quad (2.9)$$

wodurch der Zustandsvektor über eine statische Transformationsmatrix Φ_{stat} und dessen Hauptfreiheitsgrade darstellbar wird

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_m \\ \mathbf{u}_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ -\mathbf{K}_{ss}^{-1}\mathbf{K}_{sm} \end{bmatrix} \mathbf{u}_m = \Phi_{\text{stat}}\mathbf{u}_m. \quad (2.10)$$

Eingesetzt in die Grundgleichung des konservativen Systems (2.5) und vormultipliziert mit Φ_{stat}^T ergibt sich hieraus

$$\underbrace{\Phi_{\text{stat}}^T \mathbf{M} \Phi_{\text{stat}}}_{\mathbf{M}_\gamma} \ddot{\mathbf{u}}_m + \underbrace{\Phi_{\text{stat}}^T \mathbf{K} \Phi_{\text{stat}}}_{\mathbf{K}_\gamma} \mathbf{u}_m = \underbrace{\Phi_{\text{stat}}^T \mathbf{F}}_{\mathbf{F}_m}. \quad (2.11)$$

Die Gleichung des reduzierten Systems lautet somit

$$\mathbf{M}_\gamma \ddot{\mathbf{u}}_m + \mathbf{K}_\gamma \mathbf{u}_m = \mathbf{F}_m, \quad (2.12)$$

wobei die ursprüngliche Anzahl von N Freiheitsgraden auf die Anzahl der Hauptfreiheitsgrade reduziert ist.

Diese Methode ist statisch exakt, weist jedoch deutliche Schwächen bei einer dynamischen Betrachtung auf, da sie die dynamischen Eigenschaften der Nebenfreiheitsgrade bei der Reduktion vernachlässigt.

Modale Reduktion

Drei Jahre nach GUYAN stellen CRAIG und BAMPION eine Substrukturtechnik vor, welche das Reduktionsverfahren zusätzlich zu der statischen Betrachtung um eine Abhängigkeit von den Struktureigenschwingungen erweitert. Hierfür wird das allgemeine Eigenwertproblem der Nebenfreiheitsgrade formuliert, wobei Φ_{dyn} die Eigenvektoren enthält

$$(\mathbf{M}_{\text{ss}} - \lambda \mathbf{K}_{\text{ss}}) \Phi_{\text{dyn}} = \mathbf{0}. \quad (2.13)$$

Die Transformationsmatrix der modalen Reduktion Φ setzt sich nun aus der statischen Transformationsmatrix Φ_{stat} aus Gleichung (2.10) sowie den Eigenvektoren des Eigenwertproblems Φ_{dyn} aus (2.13) zusammen

$$\Phi = \begin{bmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ -\mathbf{K}_{\text{ss}}^{-1} \mathbf{K}_{\text{sm}} & \Phi_{\text{dyn}} \end{bmatrix}. \quad (2.14)$$

Werden hierfür alle Eigenvektoren verwendet, so bleibt die Anzahl der Freiheitsgrade im modalen Raum erhalten. Die Reduktion der Anzahl an Freiheitsgraden erfolgt dadurch, dass nicht alle Eigenvektoren aus Gleichung (2.13) in der Transformationsmatrix berücksichtigt werden. Da viele Eigenvektoren nicht oder nur kaum zur Deformation der elastischen Struktur beitragen, ist die Beschreibung trotz einer signifikanten Reduktion der Freiheitsgrade für viele Anwendungsfälle ausreichend genau.

Der Verschiebungsvektor \mathbf{u} kann dann mit einem Ansatz nach RITZ mithilfe einer Linearkombination ν einzelnen Vektoren Φ_i und Gewichtungsfaktoren q_i approximiert werden

$$\mathbf{u} = \sum_{i=1}^{\nu} \Phi_i q_i = \Phi \mathbf{q}, \quad (2.15)$$

wobei die ersten Elemente des Verschiebungsvektors \mathbf{q} der Verschiebung der Hauptfreiheitsgrade \mathbf{u}_{m} entsprechen.

Die Transformationsmatrix Φ wird analog zu dem Verfahren der GUYAN-Reduktion auf die dynamische Gleichung des konservativen mechanischen Systems (2.5) angewandt. Mit

der Transformation der Massen- und Steifigkeitsmatrix sowie des Kraftvektors \mathbf{F}

$$\mathbf{M}_\mu = \Phi^T \mathbf{M} \Phi \quad (2.16)$$

$$\mathbf{K}_\mu = \Phi^T \mathbf{K} \Phi \quad (2.17)$$

$$\mathbf{F}_\mu = \Phi^T \mathbf{F} \Phi = [\mathbf{F}_m \quad \mathbf{0}]^T \quad (2.18)$$

liefert sie die reduzierte Gleichung des konservativen Systems im modalen Raum (Index: μ)

$$\mathbf{M}_\mu \ddot{\mathbf{q}} + \mathbf{K}_\mu \mathbf{q} = \mathbf{F}_\mu. \quad (2.19)$$

2.3 Elektromagnetische Kräfte in mechanischen Strukturen

Rotierende elektrische Maschinen bestehen aus einem Stator und einem Rotor. Die Felder beider Komponenten überlagern sich im Luftspalt und erzeugen nach MÜLLER und PONICK elektromagnetische Kräfte [56]. Sie bilden damit die funktionale Grundlage der Wandlung elektrischer Energie, in Form von Spannung und Strom, in mechanische Energie, in Form von Drehmoment und Drehzahl und umgekehrt. Zusätzlich beeinflussen diese Kräfte auch dynamische Strukturschwingungen und äußern sich insbesondere im Luftschall, welcher von der Oberfläche abgestrahlt und als Lärm wahrgenommen wird. Man denke beispielsweise an den charakteristischen Klang elektrischer Spielzeugetisenbahnen, Straßenbahnen oder Waschmaschinen, welche allesamt mit Elektromotoren betrieben werden. Die Betrachtung elektromagnetisch erregter Schwingungen im Hinblick auf den von der Maschine abgestrahlten Luftschall steht daher im Vordergrund vieler Veröffentlichungen. JORDAN [45] zeigte 1950 einen geschlossenen Weg von der elektromagnetischen Anregung bis hin zur Schallabstrahlung der Struktur unter Berücksichtigung derer mechanischer Eigenschaften auf. Basierend auf dieser Methode entwickelte SEINSCH [75] eine übersichtliche, tabellarische Form, mit deren Hilfe die Ursachen einzelner Schwingungen deutlich hervorgehoben werden.

Beide, SEINSCH und JORDAN, stützen ihre Untersuchungen auf rein analytische Modelle. Um die damit verbundenen Einschränkungen hinsichtlich der Modellierungsgenauigkeit zu umgehen, werden in den Arbeiten von SALON [68] und ARKKIO [2] numerische Verfahren zur Berechnung der elektromagnetischen Felder und den daraus resultierenden Kräften eingesetzt. RAMESOHL [64] untersucht ebenfalls die Auswirkungen elektromagnetischer Kräfte auf die Schallabstrahlung mithilfe numerischer Berechnungsverfahren und fokussiert sich dabei auf einen von der Robert Bosch GmbH entwickelten Klauenpolgenerator. Wie bereits JORDAN zeigt GIERAS [25] erneut den geschlossenen Weg von der Feldberechnung

Zur Betriebsfestigkeit elektrischer Maschinen in
Elektro- und Hybridfahrzeugen

Henger, M.

2013, XX, 123 S. 67 Abb., 5 Abb. in Farbe., Softcover

ISBN: 978-3-658-00706-5