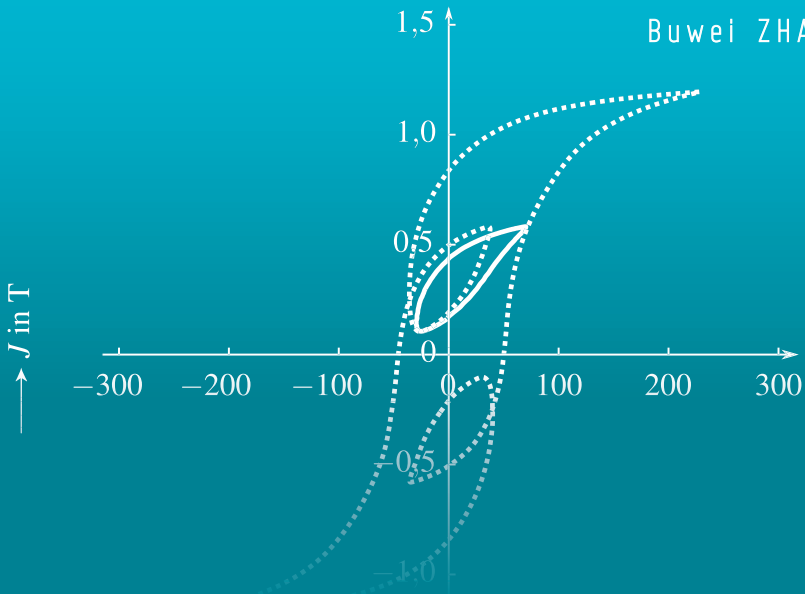


Buwei ZHANG



MODELLIERUNG UND HOCHEFFIZIENTE BERECHNUNG

DER LASTABHÄNGIGEN EISENVERLUSTE
IN PERMANENTMAGNETERREGTEN
SYNCHRONMASCHINEN



Scientific
Publishing

Buwei Zhang

Modellierung und hocheffiziente Berechnung
der lastabhängigen Eisenverluste in permanent-
magneterregten Synchronmaschinen

Modellierung und hocheffiziente Berechnung der lastabhängigen Eisenverluste in permanent- magneterregten Synchronmaschinen

von
Buwei Zhang

Modellierung und hocheffiziente Berechnung der lastabhängigen Eisenverluste in permanentmagneterregten Synchronmaschinen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs von der KIT-Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) genehmigte Dissertation

von Dipl.-Ing. Buwei Zhang, geb. in Shanghai

Tag der mündlichen Prüfung: 5. Dezember 2018

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Martin Doppelbauer

Korreferent: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Kay Hameyer (RWTH Aachen)

Impressum



Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
KIT Scientific Publishing
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe

KIT Scientific Publishing is a registered trademark
of Karlsruhe Institute of Technology.
Reprint using the book cover is not allowed.

www.ksp.kit.edu



This document – excluding the cover, pictures and graphs – is licensed under a Creative Commons Attribution-Share Alike 4.0 International License (CC BY-SA 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.en>



The cover page is licensed under a Creative Commons Attribution-No Derivatives 4.0 International License (CC BY-ND 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0/deed.en>

Print on Demand 2019 – Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

ISBN 978-3-7315-0928-8

DOI 10.5445/KSP/1000093877

Modellierung und hocheffiziente Berechnung der lastabhängigen Eisenverluste in permanentmagneterregten Synchronmaschinen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der KIT-Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
genehmigte

DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Buwei Zhang
geb. in: Shanghai

Tag der mündlichen Prüfung: 5. Dezember 2018
Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Martin Doppelbauer
Korreferent: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Kay Hameyer
(RWTH Aachen)

Vorwort

Mit der vorliegenden Arbeit nähert sich meine Expedition in die Welt der Eisenverluste vorübergehend ihrem Ende. Diese achtjährige Reise hat 2010 begonnen, als ich während meines Praktikums bei der Robert Bosch GmbH zum ersten Mal mit dem Thema Eisenverluste in PSMs in Berührung kam. Da die Eisenverluste im Vergleich zu anderen Themen der elektrischen Maschinen stets „stiefmütterlich“ behandelt wurden, wurde mein Interesse daran geweckt. Nach dem Praktikum entschied ich mich dafür, meine Diplomarbeit genau über dieses Thema am Institut der elektrischen Maschinen (IEM) unter der Leitung von Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Kay Hameyer an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen (RWTH Aachen) zu schreiben. Ich hatte das Glück, als einer der ersten Studenten Versuche mit dem neu angeschafften Epsteinrahmen-Prüfstand von Brockhaus Messtechnik durchführen zu dürfen. Die Durchführung der Diplomarbeit machte mir viel Freude und ich konnte einen erfolgreichen Abschluss erzielen. Technisch gesehen, war ich mit der Modellierungsmethode, der Messtechnik und dem Berechnungsverfahren, die ich während der Diplomarbeit verwendet hatte, jedoch nicht ganz zufrieden.

Nach dem Studium bin ich dem Aufruf von Prof. Dr.-Ing. Martin Doppelbauer vom Elektrotechnischen Institut (ETI) am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) und Herrn Edmund Sander von Porsche Engineering Services GmbH (PES) gefolgt und bin 2012 nach Süddeutschland gezogen. Im Rahmen des Projekts „Auslegung einer elektrischen Traktionsmaschine für einen Sportwagen“ zwischen dem ETI und der PES konnte ich in den nachfolgenden vier lehrreichen Jahren einerseits als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität und andererseits als Mitarbeiter in der Industrie arbeiten. Da mir das Thema Eisenverluste immer am Herzen lag, hatte ich mich am ETI der Forschung dieses Verlustmechanismus gewidmet. Nach zahlreichen student-

schen Arbeiten und in Zusammenarbeit mit den Kolleginnen und Kollegen am Institut wurde ein eigener Epsteinrahmen-Prüfstand aufgebaut und ein eigener Postprozessor für die numerische Feldberechnung entwickelt. Als das Industrieprojekt abgeschlossen war, hatte ich Ende 2015 die Universität mit der Ambition verlassen, eine Doktorarbeit über die Eisenverluste mit all meinem Wissen und meinen Erfahrungen zu schreiben. 2016 habe ich mich weiter mit den Eisenverlusten in mehreren Kundenprojekten beschäftigt. Anschließend habe ich unter anderem in meiner Freizeit meine Theorie und die Methode der Modellierung und Berechnung weiterentwickelt. Da zwischendurch ständig neue Ideen entstanden und in diese Arbeit eingepflegt wurden, hat die Zusammenstellung dieser Dissertation etwa zwei weitere Jahre gedauert.

Ich möchte an dieser Stelle meinen Dank zuallererst meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Martin Doppelbauer aussprechen. Die fachliche Betreuung, die Freiheit und die Geduld, die er mir während meiner Forschung und meines Schreibens entgegengebracht hat, haben zum Gelingen dieser Arbeit entscheidend beigetragen. Ebenfalls möchte ich mich bei meinem Korreferenten, Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Kay Hameyer, für sein Interesse an meiner Arbeit und die Begutachtung bedanken. Ein besonderer Dank gilt Patrick Winzer und Marc Veigel für die Zusammenarbeit bezüglich des Linearverstärkers und der Regelstruktur meines Prüfstands. Dazu hat Miriam Boxriker mir bei der inhaltlichen und sprachlichen Korrektur geholfen. Zusätzlich möchte ich mich auch bei Till Lütje und Patrick Breining für das sorgfältige Korrekturlesen dieser in Deutsch geschriebenen Arbeit bedanken. Weiterhin sollte nicht unerwähnt bleiben, wie wichtig die Beiträge sind, die meine Studentinnen und Studenten im Rahmen ihrer Bachelor- oder Masterarbeiten geleistet haben. Darüber hinaus möchte ich mich ganz herzlich bei allen Professoren, Assistentinnen und Assistenten, Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern sowie dem Werkstattteam des Instituts für die Unterstützung meiner Promotion und für die schöne Zeit am ETI bedanken.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Frau Shaoqi Tang und meinen Eltern bedanken. Ohne eure Unterstützungen hätte mir die Kraft gefehlt, um diese einzigartige, lange aber tolle Reise meines Lebens zu Ende zu bringen.

Buwei Zhang / 张步炜

Karlsruhe, im Dezember 2018

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Problemstellung und Ziel	3
1.2	Aufbau der Arbeit	5
2	Grundlagen der Eisenverluste	7
2.1	Physikalische Grundlagen	8
2.1.1	Ursache des Magnetismus	8
2.1.2	Magnetisierungsarten	11
2.2	Domänentheorie	13
2.2.1	Domänenänderung unter Wechselfeldanregung	13
2.2.2	Domänenänderung unter Drehfeldanregung	17
2.3	Einfluss von Silizium	21
2.3.1	Spezifischer elektrischer Widerstand	22
2.3.2	Sättigungspolarisation	23
2.4	Modellierung der Eisenverluste	24
2.4.1	Modellansätze in der Fachliteratur	25
2.4.2	Eisenverluste unter wechselnder Anregung	27
2.4.3	Eisenverluste unter rotierender Anregung	37
3	Numerische Feldberechnung	43
3.1	Randbedingungen	44
3.2	Postprozessor	49
3.2.1	Flussdichte	49
3.2.2	Polarisation	51
3.2.3	Rotierende Magnetisierung	53
3.2.4	Statische Magnetisierung	55
3.2.5	Nebenhystereseschleife	56

3.3	Ein neues Berechnungsverfahren für PSMs	61
3.3.1	Stand der Technik und Abgrenzung	61
3.3.2	Voraussetzungen	62
3.3.3	Rekonstruktion des Statorfelds	65
3.3.4	Rekonstruktion des Rotorfelds	73
4	Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung	83
4.1	Stand der Technik und Abgrenzung	84
4.2	Experimentelle Untersuchung	90
4.3	Verlustseparation	96
4.3.1	Empirische Grenzfrequenz	97
4.3.2	Verlustseparation für niederfrequente Messungen	98
4.3.3	Skinneffekt	100
4.4	Modellansatz und Parametrisierung	107
4.5	Validierung	112
5	Eisenverluste im Rotor	121
5.1	Magnetische Felder im Rotor	122
5.2	Erweiterung um statische Magnetisierung	128
5.2.1	Stand der Technik und Abgrenzung	128
5.2.2	Messmethode	131
5.2.3	Verlustseparation	134
5.2.4	Modellansatz und Parametrisierung	136
5.2.5	Validierung	141
5.3	Berechnungsansatz für Eisenverluste im Rotor	148
6	Eisenverluste im Stator	153
6.1	Magnetische Felder im Stator	154
6.2	Erweiterung um Nebenhystereseschleifen	164
6.2.1	Stand der Technik und Abgrenzung	164
6.2.2	Messmethoden	171
6.2.3	Formähnlichkeit	175
6.2.4	Modellansatz	180
6.2.5	Validierung	182
6.3	Erweiterung um elliptisch rotierende Magnetisierung	191
6.3.1	Stand der Technik und Abgrenzung	191
6.3.2	Modellansätze aus der Fachliteratur	195
6.3.3	Abgeleitete Modellansätze und ihre Parameter	201
6.4	Berechnungsansatz für Eisenverluste im Stator	206

7	Modellierung und Berechnung der Eisenverluste in PSMs	209
7.1	Modellierung der Eisenverluste unter wechselnder Anregung	210
7.1.1	Modellansatz	210
7.1.2	Messmethoden	212
7.1.3	Parametrisierung	213
7.1.4	Modellierungsqualität	215
7.2	Berechnung der Eisenverluste in PSMs	216
7.2.1	Berechnungsansätze	217
7.2.2	Referenzmodell	220
7.3	Eisenverluste in der Beispielmachine	222
7.3.1	Eisenverluste im Leerlauf	222
7.3.2	Eisenverluste unter Vollast	229
7.3.3	Fazit	234
8	Zusammenfassung und Ausblick	235
8.1	Erkenntnisgewinn	235
8.2	Zusammenfassung	237
8.3	Ausblick	239
A	Anhang	245
A.1	Wellenformfaktor	245
A.2	Beispielmachines	247
A.3	Epsteinrahmen-Prüfstand	249
A.4	Elektrobleche	252
A.4.1	M330-35A(AM)	254
A.4.2	M330-35A(VA)	257
A.4.3	280-30AP(TKES)	260
A.4.4	NO20(CDW)	263
A.4.5	NO20(TKES)	266
A.4.6	Vergleich	269
	Symbolverzeichnis	273
	Abbildungsverzeichnis	281
	Tabellenverzeichnis	289
	Literaturverzeichnis	293

1

Einleitung

Seit der Markteinführung des Tesla Model S in 2013 ist das rein elektrische Fahren so interessant und so charmant wie nie. Die maximale Beschleunigung aus dem Stillstand heraus und das ruhige Fahren ohne das Geräusch eines Verbrennungsmotors begeistern die Kunden. Auch andere Autohersteller haben die Antriebsstränge ihrer Fahrzeuge zunehmend durch elektrische Motoren elektrifiziert, wodurch einerseits eine höhere Energieeffizienz und andererseits ein besseres Fahrverhalten erzielt werden kann. Die Entwicklung der Elektroantriebe wurde 2015 durch den Diesel-Abgasskandal des Volkswagen-Konzerns beschleunigt. Mit Hilfe der weiterentwickelten Batterietechnologie kann man sich einen kompletten Ausstieg aus der konventionellen Antriebstechnik im Bereich des Personenkraftwagens in naher Zukunft vorstellen.

Politische Bedingungen sind ebenfalls eine der wichtigsten Treibkräfte für die Elektromobilität. Die Europäische Union zielt beispielsweise auf eine Reduzierung des CO₂-Ausstoßes auf 95 gkm⁻¹ in 2021 und weiteren Reduzierungen jeweils um 15 % in 2025 und in 2030 [1]. Wenn es bei den Otto- und Dieselmotoren keine technische Revolution gibt, ist das Ziel nur mit Elektrifizierung der konventionellen Antriebsstränge zu erreichen. Darüber hinaus wollen Frankreich und Großbritannien eine radikale Lösung, sodass ab 2040 keine Autos mit Verbrennungsmotoren mehr erworben werden können sollen [2]. In dem größten Automobilmarkt der Welt, China, wurde auch über solch ambitionierte Pläne diskutiert [2]. Diese Wende kann die Automobilindustrie jetzt schon spüren: In 2017 wurden weltweit rund 1,42 Millionen Hybrid- oder batterieelektrische Fahrzeuge verkauft, wobei allein in China mehr als 777

Tausend Fahrzeuge mit elektrifizierten Antriebssträngen ausgeliefert worden sind [3]. Wie nie zuvor in der Geschichte der Automobilindustrie wurden so viele Autos mit elektrischen Motoren innerhalb eines Jahres neu zugelassen.

Neben Getriebe und Wechselrichter sind elektrische Maschinen eine der Schlüsselkomponenten in elektrischen Antriebssträngen. Werden die eingesetzten Maschinentypen genauer unter die Lupe genommen, kann man dabei feststellen, dass außer einigen Ausnahmen, wie z.B. Asynchronmaschinen (ASM) im Tesla Model S, Audi e-tron und Mercedes-Benz B Electric Drive sowie fremderregten Synchronmaschinen (FESM) im Renault ZOE, hauptsächlich permanentmagneterregte Synchronmaschinen (PSM) verbaut sind. Der Grund für diese Dominanz der PSMs liegt darin, dass dieser Maschinentyp einerseits durch Verwendung von Seltenerdmetallen über höhere Drehmoment- und Leistungsdichte verfügen und andererseits seine kurze axiale Länge dank der Einzelzahnwicklung die Integration ins konventionelle Automatikgetriebe zur Hybridisierung ermöglicht. Darüber hinaus kommen ausschließlich PSMs mit eingebetteten Permanentmagneten (IPM) in sportlichen Fahrzeugen, wie z. B. im Porsche 918 Spyder, Porsche Taycan, BMW i8 und NIO EP9, zum Einsatz.

Da die Lithium-Ionen-Batterien als Energiespeicher in Elektroautos wesentlich niedrigere spezifische und volumetrische Energiedichten im Vergleich zum den konventionellen fossilen Brennstoffen aufweisen, wird in der Ingenieurpraxis stets nach größerer Reichweite durch Optimierung des Wirkungsgrads der elektrischen Antriebsstränge gestrebt. In elektrischen Maschinen zählen die Eisenverluste in weichmagnetischen Materialien, nämlich in nichtkornorientierten Elektrolechen aus Silizium-Eisen-Legierungen, neben den Kupferverlusten zu den wichtigsten Verlustmechanismen. Um den Wirkungsgrad genau bestimmen zu können, ist eine präzise Bestimmung der Eisenverluste für den elektromagnetischen Entwurf essentiell. Dabei werden heutzutage moderne Simulationswerkzeuge wie z. B. die Finite-Elemente-(FE-) Methode eingesetzt, um die magnetische Flussdichte in den Aktivteilen der Maschine, nämlich im Rotor und im Stator, numerisch zu ermitteln. Anschließend werden im Postprozessor analytische Verlustmodelle angewendet, um Eisenverluste nachträglich zu bestimmen.

1.1 Problemstellung und Ziel

Im Gegensatz zu den ohmschen Verlusten in der Wicklung stellen heutzutage die Eisenverluste wegen ihrer Komplexität hauptsächlich folgende vier Schwierigkeiten in Auslegung und Berechnung elektrischer Maschinen dar:

- Eisenverluste werden vereinfacht vermessen:

Die Hersteller vermessen die Eisenverluste in Elektroblechen unter anderem nach den DIN Normen ausschließlich mit sinusförmiger wechselnder Anregung. Diese Standardmessmethode genügt nicht, um das weichmagnetische Material vollständig zu charakterisieren. Zusätzliche Verluste, die beispielsweise Nebenhystereseschleifen¹ bzw. Nebenschleifen (NHS, *englisch: Minor hysteresis loops bzw. Minor loops*) oder Schleifen mit Offset-Polarisation mit sich bringen, können dadurch nicht messtechnisch bestimmt werden.

- Eisenverluste werden vereinfacht modelliert:

Basierend auf Messungen mit sinusförmigen Schwingungen werden Eisenverluste vor allem abhängig von zwei Größen, der Amplitude der Polarisation und der Frequenz, modelliert. In den meisten Modellen in der Fachliteratur wird ein physikalisches Modell, welches die in einem großen Frequenz- und Amplitudenbereich vermessenen, stark nichtlinearen Verluste lediglich durch drei bis vier Konstanten beschreibt, als Grundstein der Modellierung genutzt. Die unvermeidbaren Abweichungen zwischen den Messungen und den berechneten Werten werden anschließend dadurch kompensiert, dass das Modell rein mathematische Erweiterungen bekommt, ohne dabei den physikalischen Hintergrund der Verlustmechanismen, wie z. B. den Skineffekt bei den Wirbelstromverlusten, richtig zu berücksichtigen.

- In elektrischen Maschinen treten komplexere magnetische Felder auf:

In den meisten FE-Programmen kommen die Verlustmodelle sowie ihre Parametrisierung, die beiden aus den Standardmessungen abgeleitet worden sind, ohne geeignete erweiterte Modellierung unmittelbar zur Berechnung der Eisenverluste in elektrischen Maschinen zum Einsatz. Aber in der Realität tritt beispielsweise in einer PSM eine rein sinusförmig

¹ Nebenhystereseschleifen sind die kleinen geschlossenen Schleifen, welche sich innerhalb einer Hauptschleife befinden.

wechselnde Polarisation kaum auf. Der zeitliche Verlauf der Polarisation weist wegen der Nutung, der Bestromung sowie der Nichtlinearität des Materials zeitliche Verzerrungen auf und kann zusätzlich Nebenhystereseschleifen besitzen. Des Weiteren sind die magnetischen Felder im Rotor wegen der eingebetteten Permanentmagnete stets einer statischen Magnetisierung ausgesetzt, während im Stator der Einfluss der rotierenden Magnetisierung auf die Eisenverluste nicht vernachlässigt werden darf.

- Die Berechnung der Eisenverluste in der FE-Simulation ist aufwändig:
Da die Eisenverluste vom zeitlichen Verlauf der Polarisation und der Flussdichte abhängen, ist es in der Berechnungspraxis der FE-Simulation essentiell, die Schwingung einer vollständigen Periode mit einer feinen Schrittweite der Rotorstellung numerisch zu bestimmen, damit jede durch Nutung hervorgerufene Pulsation und die dadurch verursachten zusätzlichen Eisenverluste erfasst werden können. Bei Maschinen mit einer dreiphasigen sinusförmigen Bestromung kann die Berechnung zwar durch Ausnutzung der Symmetrie auf eine halbe elektrische Periode reduziert werden, der Rechenaufwand ist jedoch immer noch hoch und daher nachteilig für einen schnellen und flexiblen Optimierungsvorgang.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist eine in der Ingenieurpraxis umsetzbare Lösung zu finden, welche die theoretische Modellierung, die praktische Messung sowie die numerische Berechnung der Eisenverluste in PSMs vereint. Konkret sollen dabei folgende Fragen beantwortet werden:

- Wie sollen der Messprüfstand und das -Verfahren erweitert werden, damit die Eisenverluste von Elektroblechen unter wechselnder Magnetisierung vollständig charakterisiert werden können?
- Wie können die vermessenen Eisenverluste realitätsnah modelliert werden, während die physikalischen Grundlagen des Modells stets beibehalten sind?
- Wie soll das abgeleitete Verlustmodell, welches die Eisenverluste unter einem beliebigen Wechselfeld beschreibt, angesichts der durch die FE-Simulation bestimmten typischen Rotor- und Statorfelder zur Berechnung der Eisenverluste in PSMs erweitert werden?
- Wie kann man die symmetrische und periodische Auslegung der PSMs anhand eines eigenen Postprozessors ausnutzen, damit die für die Eisenverlustberechnung erforderliche numerische Feldberechnung deutlich effizienter gestaltet werden kann?

1.2 Aufbau der Arbeit

Um einen Überblick über den Aufbau der vorliegenden Arbeit zu verschaffen, werden die Inhalte der Kapitel hier zusammenfassend vorgestellt. Der Stand der Technik und die abgrenzende Leistung werden jeweils zu Beginn der entsprechenden Themengebiete aufgeführt. Das untersuchte nichtkornorientierte Elektroblech M330-35A vom Hersteller C.D. Wälzholz, das weiter als M330-35A(CDW) bezeichnet wird, wird als das Beispielmateriale in der gesamten Arbeit durchgehend betrachtet.

Im Kapitel „**Grundlagen der Eisenverluste**“ werden zunächst anhand der Domänentheorie elektromagnetische Eigenschaften weichmagnetischer Materialien vorgestellt. Die Entstehung der Eisenverluste unter wechselnder und rotierender Magnetisierung wird anschließend durch die Änderung der Weisschen Bezirke schematisch erklärt. Nach einer Aufführung der Modellansätze in der Fachliteratur wird die Theorie für Eisenverluste unter Wechselfeld von Giorgio Bertotti beschrieben. Des Weiteren wird der theoretische Ansatz zur Modellierung der Eisenverluste unter drehender Magnetisierung erläutert.

Die magnetischen Felder in einer realen Maschine schwingen im Allgemeinen nicht sinusförmig. Um die auftretenden Eisenverluste realitätsnah bestimmen zu können, sind genaue Kenntnisse über die magnetischen Felder zwingend erforderlich. Im Kapitel „**Numerische Feldberechnung**“ werden zuerst die Randbedingungen für die numerische Berechnung erklärt. Danach wird ein neuer Postprozessor vorgestellt, der aus der FE-Simulation spezielle Berechnungsgrößen wie z. B. die Polarisation, die rotierenden Felder und die Nebenhystereseschleifen ableitet. Zusätzlich zeigt das Kapitel, dass mit Hilfe dieses Postprozessors und einer neuartigen Berechnungsmethode die bisher aufwändige FE-Simulation effizienter durchgeführt werden kann.

Der Modellansatz für die Eisenverluste unter einem sinusförmigen Wechselfeld stellt die Grundlage dar, worauf Erweiterungen für weitere Schwingungsformen basieren. Aus diesem Grund werden „**Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung**“ in diesem Kapitel ausführlich betrachtet. Der Stand der Technik und die Abgrenzung werden zuerst aufgeführt. Dann wird der Messaufbau zur experimentellen Untersuchung vorgestellt. Danach wird auf die Verlustseparation eingegangen. Die mathematischen Ausdrücke der jeweiligen Verlustkomponenten werden nicht vor, sondern erst nach Durchführung dieser

Methode festgestellt. Durch eine neue Erweiterung kann der Modellansatz weiter verbessert werden, sodass der Skineffekt in einem nichtlinearen Werkstoff mit Berücksichtigung seines physikalischen Hintergrunds beschrieben werden kann. Am Ende dieses Kapitels wird der vorgestellte Modellansatz anhand der Messdaten validiert.

In den beiden nachfolgenden Kapiteln werden die Erweiterungen des Modellansatzes zur Bestimmung der Eisenverluste in PSMs vorgestellt. Dabei werden die magnetischen Felder in einer Beispiel-PSM betrachtet, die unter anderem im Leerlauf und unter Vollast untersucht wird. Nach der Analyse im Kapitel „**Eisenverluste im Rotor**“ kann festgestellt werden, dass die magnetischen Felder im Rotor unter anderem einer statischen Magnetisierung mit kleiner Pulsation ausgesetzt sind. Um die dadurch verursachten Eisenverluste beschreiben zu können, werden die Messmethode und das Verlustseparation-Verfahren entsprechend modifiziert. Daraus wird ein neuer Ansatz abgeleitet, womit der Einfluss der Offset-Polarisation berücksichtigt werden kann.

Im Gegensatz zum Rotor treten im Stator, wie das Kapitel „**Eisenverluste im Stator**“ beschreibt, hauptsächlich zwei Phänomene auf: Einerseits sind die zeitlichen Verläufe der magnetischen Felder mit Verzerrungen behaftet, wodurch Nebenhystereseschleifen und demzufolge zusätzliche Eisenverluste entstehen. Basierend auf den Erkenntnissen des letzten Kapitels und durch Vergleich von Formen der vermessenen Hystereseschleifen wird ein neuer und allgemeiner Modellansatz entwickelt. Andererseits rotieren die magnetischen Felder im Stator. Aufgrund der fehlenden Messeinrichtung für diese Magnetisierungsart können im Rahmen dieser Arbeit nur Erweiterungen aus der recherchierten Fachliteratur abgeleitet werden.

Die gewonnenen Modellansätze werden nun anhand des Postprozessors zur Berechnung der gesamten Eisenverluste in der Maschine eingesetzt. Im Kapitel „**Modellierung und Berechnung der Eisenverluste in PSMs**“ werden die Simulationsergebnisse des vorgestellten Verlustmodells denen eines Referenzmodells gegenüber gestellt. Die Änderungen in den Eisenverlusten werden in Abhängigkeit von den eingeführten Erweiterungen ausgiebig untersucht.

2

Grundlagen der Eisenverluste

Die Eisenverluste in weichmagnetischen Materialien sind auf verschiedene mikroskopische und makroskopische Prozesse zurückzuführen. Im ersten Teil dieses Kapitels werden die physikalischen Ursachen der Eisenverluste auf atomarer Ebene und die grundlegenden Phänomene erläutert. Dazu werden die zwei wichtigsten Magnetisierungsarten in elektrischen Maschinen, die wechselnde und die rotierende Magnetisierung, anhand ihrer Ortskurven vorgestellt.

Anschließend wird die Domänenstruktur in weichmagnetischen Werkstoffen genauer betrachtet. Die Umordnung der Weisschen Bezirke sowie die Verschiebung der Blochwände werden durch ein sich änderndes äußeres magnetisches Feld hervorgerufen und ziehen dabei Ummagnetisierungsverluste nach sich. Die Entstehung der Neukurve und der charakteristischen Hystereseschleife unter wechselnder Magnetisierung wird mit Hilfe der Domänentheorie erklärt. Im Gegensatz dazu wird die Domänenänderung unter rotierender Anregung nur qualitativ betrachtet.

Mit dem Einfluss des Siliziums auf die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der nichtkornorientierten Elektrobleche befasst sich der dritte Teil dieses Kapitels. Dazu werden unter anderem die Abhängigkeiten des spezifischen elektrischen Widerstands und der Sättigungspolarisation vom zulegierten Silizium quantitativ beschrieben.

Nach einer kurzen Zusammenfassung über die recherchierten Verlustmodelle in der Fachliteratur wird der statistische Ansatz von Bertotti als die theoretische

sche Grundlage der Eisenverluste unter wechselnder Magnetisierung vorgestellt. Auf die Eisenverluste unter rotierender Magnetisierung geht dieses Kapitel am Ende ein. Dabei wird der Ansatz von Kornetzki und Lucas für die Hystereseverluste unter kleiner Anregung betrachtet. Schließlich wird ein allgemeiner theoretischer Ansatz für die Wirbelstromverluste in nichtkornorientierten Elektrolechen abgeleitet.

2.1 Physikalische Grundlagen

Die nichtkornorientierten Elektroleche gehören zu weichmagnetischen Werkstoffen, welche eine magnetische Koerzitivfeldstärke kleiner als 1 kA m^{-1} aufweisen [N1]. Unter Anregung führen sie zu einer Verstärkung des magnetischen Flusses. Demzufolge kann man mit relativ geringen magnetischen Feldstärken hohe Polarisierungen im Material erzielen. Daher werden sie überwiegend zum Aufbau des magnetischen Kreises in elektrischen Maschinen eingesetzt. In den anschließenden Abschnitten werden die grundlegenden physikalischen Phänomene in weichmagnetischen Werkstoffen sowie die zwei am häufigsten vorkommenden Magnetisierungsarten in elektrischen Maschinen vorgestellt.

2.1.1 Ursache des Magnetismus

Die Ursache des Magnetismus und der Magnetisierbarkeit von weichmagnetischen Werkstoffen liegt bereits im Aufbau der Atome begründet. Um den Atomkern kreisen Elektronen, welche eine Elementarladung besitzen, deren Aufenthaltsort in einer Elektronenwolke quantenmechanisch verschmiert ist. Durch diese Bewegung innerhalb der Elektronenwolke verhält sich das Elektron wie ein elektrischer Kreisstrom und erzeugt folglich ein magnetisches Feld, bzw. ein magnetisches Bahnmoment. [4]

Zusätzlich zu diesem Moment besitzt ein Elektron ein weiteres magnetisches Moment, das Spinnmoment. Dieses entsteht durch die Rotation des Elektrons um sich selbst. Der Spin eines Elektrons kann nur Werte in Richtung eines äußeren Felds oder entgegen dieses Felds annehmen. Sind jeweils Elektronen des gleichen Energieniveaus vorhanden, so werden sich die Spinnmomente beider Elektronen nach dem Pauli-Prinzip neutralisieren. Sind aber nun von einer Elektronensorte mehr vorhanden als von der anderen, so verhält sich ein Atom wie ein Elementarmagnet, der mit denen der Nachbaratome in Wechselwirkung tritt. [4, 5]

Weissche Bezirke

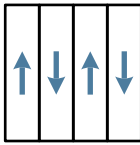
In weichmagnetischen Werkstoffen findet eine spontane Ausrichtung dieser Elementarmagnete ohne die Einwirkung eines äußeren Anregungsfelds aufgrund der starken koppelnden Kräfte statt. Während oberhalb der Curie-Temperatur der ferromagnetische Effekt in weichmagnetischen Materialien komplett verschwindet, wirkt er sich unterhalb dieser Temperatur deutlich aus. Dabei werden sich die einzelnen Elementarmagnete auf Grund ihrer Wechselwirkung untereinander auch ohne ein von außen angelegtes magnetisches Feld ausrichten. Dies führt zu einer Magnetisierung in verschiedenen Bereichen des Materials. Nach außen hin scheint das Material allerdings nicht magnetisch zu sein, da sich die spontane Magnetisierung nur jeweils in einem bestimmten Bereich, den sogenannten *Weisschen Bezirken* bzw. *Domänen*, in die gleiche Richtung vollzieht. Weil jede Ausrichtung statistisch gleich häufig stattfindet, heben sich die magnetischen Wirkungen nach außen hin auf. Die Gesamtenergie des Systems wird durch die Ausbildung der Weisschen Bezirke minimiert. [4]

Des Weiteren findet die Wechselwirkung nicht nur zwischen den Atomen eines Weisschen Bezirks statt, sondern auch zwischen den benachbarten Bezirken. Daraus folgt, dass in einem Bezirk genauso viele Atomarmagnete hinauszeigen, wie in den Nachbarbezirk hineinzeigen. Zusätzlich können sich die magnetischen Momente innerhalb eines Bezirks in einem kristallinen Material nur in ganz bestimmte Richtungen des Kristallgitters ausrichten, wie z. B. in Eisen in Richtung der Würfelkanten. [4]

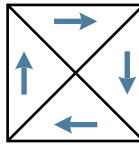
Blochwände

Die Grenzen zwischen den Weisschen Bezirken werden als *Blochwände* bezeichnet, welche selbst eine gewisse Ausdehnung besitzen. Sie stellen vielmehr einen Übergangsbereich als eine scharfe Grenze dar, in dem versucht wird die Energie, die in diesem Bereich selbst enthalten ist, zu minimieren. Innerhalb einer Blochwand kann die Richtung der Elementarmagnete schraubenförmig aus der Richtung des einen Bezirks in die des anderen entweder um 90° oder um 180° gedreht werden. In Abbildung 2.1 sind beispielsweise drei mögliche Konfigurationen der Blochwände mit jeweils vier Bezirken dargestellt, wobei die Ausdehnung der Blochwände nicht abgebildet ist. [4, 6]

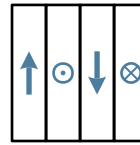
Innerhalb der Blochwand drehen sich die einzelnen Elementarmagnete um einen bestimmten Drehwinkel. Die Dicke einer Blochwand ist maßgeblich da-



(a) 180° Blochwände



(b) 90° Blochwände



(c) 90° Blochwände

Abbildung 2.1: Weissche Bezirke (a) mit 180° sowie (b) und (c) mit 90° Blochwänden in einem neutralen Zustand ohne äußere Anregung [4, 6]

von abhängig, wie schnell die Ausrichtungen der magnetischen Momente im Übergangsbereich gedreht werden können. Geringe Drehwinkel zwischen benachbarten Elementarmagneten haben nur einen geringen Energieanstieg zur Folge. Bei einer breiten Blochwand wären dann aber viele Elementarmagnete entgegen ihrer Vorzugsrichtung verdreht, was insgesamt zu einem großen Energieanstieg führen würde. Die Dicke der Blochwand resultiert demnach aus der Minimierung dieser zwei Bedingungen. [4]

Barkhausensprünge

In der Domänenstruktur weichmagnetischer Werkstoffe kann ein weiterer Effekt beobachtet werden: In einem äußeren, zeitlich konstanten magnetischen Feld werden sich die Weisschen Bezirke in einem stabilen, sich ebenfalls nicht ändernden Zustand befinden. Die Verteilung der Domänen ist von vielen verschiedenen Faktoren, unter anderem von Störungen in der Gitterstruktur, wie z.B. Fehlstellen oder Körner in polykristallinen Verbänden, abhängig. Da diese Störungen oftmals energetisch Sattelpunkte oder lokale Minima darstellen, sind die Blochwände oft an diese Störungen geknüpft. Verändert sich das äußere Feld nun mit der Zeit, so beginnen die Domänen zu wachsen oder zu schrumpfen. Durch die Anregung werden diejenigen Domänen, deren magnetische Momente in Richtung des externen Felds zeigen, verstärkt, während solche ausgelöscht werden, deren Momente entgegengesetzt zum externen Anregungsfeld ausgerichtet sind. [7]

Ist die angelegte Feldstärke klein, können die Blochwände nur bis zu einem gewissen Punkt stetig wandern, bis eben beispielsweise zu einer Fehlstelle in der Struktur. Da nach Ausschalten des äußeren Felds die verformten Blochwände in ihre Ausgangslage zurückkehren, ist diese Blochwandverschiebung reversi-

bel. Wird schließlich der Änderungsdruck des äußeren Felds, das die Energie aufbringen kann, um die Bewegung der Blochwände fortzusetzen, zu groß, wird der Punkt instabil und die Blochwände springen von ihrem ursprünglichen stabilen Minimum in das nächste stabile Minimum über. Es kommt dabei zu einer irreversiblen Blochwandverschiebung. Diese spontane Änderung der Konfiguration der Domänen wird als *Barkhausensprünge* bezeichnet. Bei noch größeren Feldstärken können dann ganze Domänen ihre Magnetisierungsrichtung spontan ändern, ohne dass dies durch eine Änderung des äußeren Felds induziert worden wäre. [7]

2.1.2 Magnetisierungsarten

Bevor die durch ein äußeres magnetisches Feld verursachte Änderung in den Weissischen Bezirken und die daraus resultierende Bewegung der Blochwände anhand der Domänentheorie erklärt werden, wird zuerst auf die wichtigsten Magnetisierungsarten in elektrischen Maschinen eingegangen. Da diese Arbeit ausschließlich Radialflussmaschinen betrachtet, ist nur das zweidimensionale Feld von Interesse. Das in realen Maschinen vorhandene axiale magnetische Streufeld [8], welches das aktive Paket entlang fließt, wird vernachlässigt.

Das zu untersuchende zweidimensionale Feld wird mathematisch in zwei orthogonal zueinander stehende Achsen zerlegt. Im Allgemeinen können die Radialkomponente J_r und die Tangentialkomponente J_t einer vektoriellen Polarisation \vec{J} beliebige Schwingungsformen mit oder ohne Offset-Polarisation aufweisen. Wird die Form der Ortskurve betrachtet, kann man zwischen folgenden zwei Magnetisierungsarten unterscheiden:

Wechselnde Magnetisierung

Der Vektor des magnetischen Felds behält in diesem Fall seine Lage, während sich sein Betrag in Abhängigkeit der Zeit ändert [9]. Der Vektor stellt in der Ortskurve eine Gerade dar, deren Lage die Lage der Hauptachse (HA) definiert, wie Abbildung 2.2(a) veranschaulicht. Während das Feld seine Amplitude an der Hauptachse mit der Zeit ändert, bleibt die Feldkomponente in der orthogonal stehenden Nebenachse (NA) stets Null. Dabei reduziert sich das zweidimensionale Feld auf ein eindimensionales Feld bzw. eine *wechselnde Magnetisierung* [9], sodass das Feld ausreichend mit der Komponente an der Hauptachse beschrieben werden kann. Des Weiteren entfällt die Richtungsabhängigkeit der vektoriellen Größen, wodurch man von der vektoriellen Darstellung \vec{J} auf eine

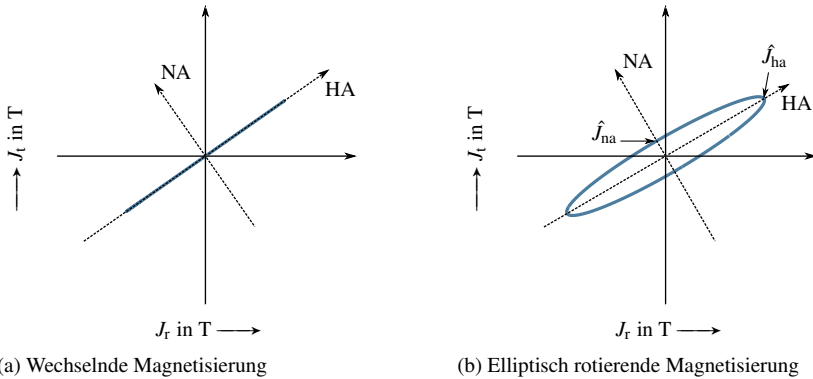


Abbildung 2.2: Ortskurven beider Magnetisierungsarten und die entsprechenden Haupt- und Nebenachsen

skalare Darstellung von J übergehen kann. Ist der Gleichanteil der Feldkomponente an der Hauptachse im Sonderfall nicht Null, was etwa im Rotor einer PSM der Fall ist, wird ein solches Feld als eine *pulsierende Magnetisierung* bzw. eine *Gleichstromvormagnetisierung* [9] bezeichnet.

Rotierende Magnetisierung

Während im Stator einer elektrischen Maschine das magnetische Feld im Zahn ein typisches Wechselfeld aufweist, ändert die Magnetisierung im Übergangsbereich von Zahn zum Joch ihre Richtung [10–12]. In dieser Arbeit wird der Begriff „*rotierende Magnetisierung*“ verwendet, wenn sich sowohl die Lage als auch die Amplitude des Feldvektors im Lauf der Zeit ändern. Zusätzlich sind seine beiden Feldkomponenten mittelwertfrei. Demzufolge spannt die entsprechende Ortskurve eine symmetrische Fläche um den Ursprung bzw. den entmagnetisierten Zustand auf, wie später Abbildungen 3.5 und 3.6 in Kapitel 3.2.3 zu entnehmen ist.

Ändert sich dabei die Magnetisierung zusätzlich rein sinusförmig mit der Zeit, stellt die Ortskurve eine Ellipse dar, wie Abbildung 2.2(b) veranschaulicht. In diesem Fall wird die Magnetisierung als eine *elliptisch rotierende Magnetisierung* [9] bezeichnet. Die Amplitude des zweidimensionalen Felds erreicht an der Hauptachse ihr Maximum \hat{J}_{ha} , während sie an der Nebenachse ihr Minimum \hat{J}_{na}

einnimmt. Zur Charakterisierung dieser elliptisch rotierenden Magnetisierung wird das Achsenverhältnis a_J für die Polarisation, analog wie in [12–18], eingeführt. Dieses Verhältnis ergibt sich zu

$$a_J = \frac{\hat{J}_{na}}{\hat{J}_{ha}}. \quad (2.1)$$

Weist das rotierende Feld ein Achsenverhältnis von $a_J = 1$ auf, entspricht das Feld einer *zirkular rotierenden Magnetisierung* bzw. einer *drehenden Magnetisierung* [9]. Dagegen stellt die wechselnde Magnetisierung auch einen Sonderfall der rotierenden Magnetisierung dar, bei dem das Achsenverhältnis $a_J = 0$ beträgt.

In der Praxis tritt die elliptisch rotierende Magnetisierung in elektrischen Maschinen kaum auf, da der zeitliche Verlauf des Feldvektors stets durch Oberwellen ungerader Ordnungen gestört ist. Die Verzerrung kann beispielsweise durch die Nichtlinearität des Materials, die Nutung und die nicht sinusförmige Stromspeisung zustande kommen [16, 19, 20]. Die rotierende Magnetisierung mit verzerrter Schwingungsform, die im Stator auftritt, wird anhand der magnetischen Felder, die durch numerische FE-Berechnung bestimmt sind, später in Kapitel 3.2.3 weiter behandelt.

2.2 Domänentheorie

Die vorgestellten physikalischen Vorgänge in weichmagnetischen Material werden nun unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfelds betrachtet. Die Änderung der Domänen und die Verschiebung der Blochwände werden qualitativ beschrieben, wenn der Werkstoff jeweils durch eine wechselnde und eine drehende Magnetisierung angeregt wird.

2.2.1 Domänenänderung unter Wechselfeldanregung

Bei der wechselnden Magnetisierung werden zwei charakteristische Kurven, die Neukurve und die Hystereseschleife, vorgestellt. Die während des Ummagnetisierungsvorgangs entstehenden Verluste, nämlich die *Ummagnetisierungsverluste*, auch *Eisenverluste* genannt, werden im Anschluss vorgestellt.

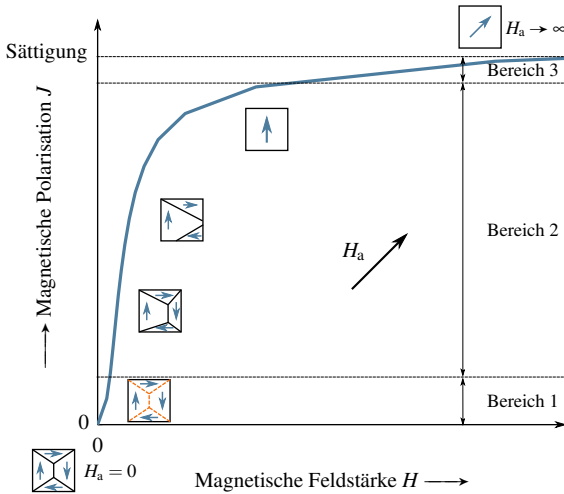


Abbildung 2.3: Bereiche und Domänen bei der Entstehung der Neukurve nach [6, 8, 21]

Neukurve

Wird ein bis dahin nicht magnetisiertes Material einem äußeren Magnetfeld H_a ausgesetzt, das langsam gesteigert wird, erhält man die sogenannte *Neukurve*, die den Zusammenhang zwischen der Polarisation J und der Stärke des magnetischen Felds H im Material darstellt. In Abbildung 2.3 ist ein typischer Verlauf der Neukurve dargestellt, welche nach [6, 8, 21] in Abhängigkeit vom Domänenzustand in drei Bereiche unterteilt werden kann:

- Die magnetischen Momente in den Domänen sind zu Beginn des ersten Bereichs ohne ein äußeres Magnetfeld zufällig ausgerichtet. Dieser magnetisch neutrale Ausgangszustand besteht beispielsweise aus vier Domänen, die vier 90° Blochwände und eine 180° Blochwand aufweisen, was in Abbildung 2.3 dargestellt ist. Mit steigender Feldstärke ist eine Vergrößerung der Domänen mit magnetischem Moment in Richtung des externen Feldes und eine Verkleinerung der Domänen mit magnetischem Moment entgegengesetzt zum externen Feld zu beobachten. Dabei sind Bewegung der Blochwände und die dadurch verursachte Größenänderung der einzelnen Weiss'schen Bezirke noch reversibel, was durch die mit den gestrichelten Linien gekennzeichneten Blochwände veranschaulicht ist.

- Im zweiten Bereich kommt es bei größeren magnetischen Feldstärken und den damit einsetzenden Barkhausensprüngen zu irreversibler Bewegung der Weisschen Bezirke. Die Domänen mit Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes vergrößern sich noch weiter, während sich die mit magnetischem Moment entgegen des Feldes weiter verkleinern, bis sie schließlich komplett ausgelöscht werden. Dies hat den starken Anstieg der Polarisation bzw. die verstärkende Wirkung im Werkstoff zum äußeren Magnetfeld zur Folge.
- Im letzten Bereich der Neukurve verschwinden die Blochwände vollständig und es bleibt nur noch eine einzelne Domäne übrig. Die Größe der Domäne bleibt bei weiter steigender Feldstärke stets gleich. Doch das magnetische Moment dreht sich und richtet sich vollständig in Richtung des äußeren Feldes aus. Diese Rotation der Magnetisierung ist reversibel und das Material erreicht die *Sättigungspolarisation* J_s . Danach steigt die Polarisation nicht weiter mit dem zunehmenden äußeren Feld an.

Hystereseschleife

Wird das äußere Anregungsfeld nun langsam reduziert, geht die Polarisation nicht die Neukurve entlang in den Ausgangszustand des nicht magnetisierten Materials zurück. Das Material verharrt stattdessen bei einer *remanenten Polarisation* J_r , wenn das Magnetfeld wieder auf Null reduziert wird. Das Material zeigt dabei ein Gedächtnis, das in seinem Verhalten von den zuvor eingenommenen Zuständen abhängt. Bei diesem Vorgang hat sich der von der Magnetisierung abhängige Beitrag zuerst kaum geändert, da sich vor allem die reversible Drehung der magnetischen Momente in den Weisschen Bezirken wieder so ändert, dass der Energieinhalt bezogen auf den Aufwand der Drehung möglichst gering ist. Erst wenn das äußere Feld entgegengesetzt zur Aufmagnetisierung gerichtet ist und die Größe der *Koerzitivfeldstärke* $-H_c$ annimmt, hat die Polarisation ihren Nulldurchgang. Nimmt die Feldstärke des Anregungsfelds wieder zu, das jetzt in der Gegenrichtung ausgerichtet ist, wird das Material wieder aufmagnetisiert. Geht man von einem periodischen und symmetrischen Verlauf des äußeren Magnetfelds aus, spannt sich so eine *Hystereseschleife* auf, bei welcher der Ursprung nicht mehr erreicht wird. In Abbildung 2.4 sind eine Hystereseschleife sowie die entsprechende Neukurve dargestellt.

Statistisch gesehen ist die Änderung der Domänen wegen der Barkhausensprünge und der irreversiblen Wandverschiebung ein reiner Zufallsprozess [7].

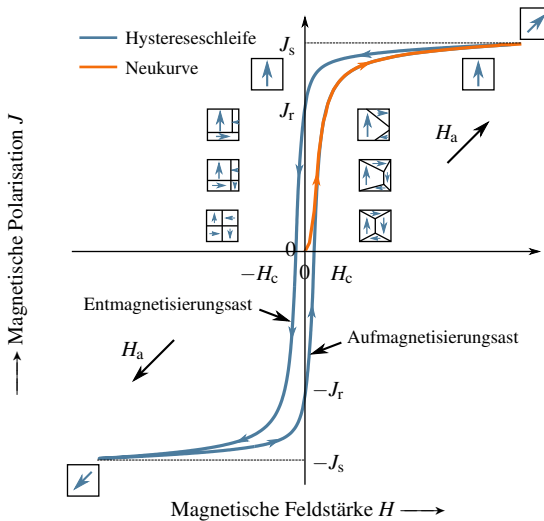


Abbildung 2.4: Änderung der Domänen eine Hystereseschleife entlang nach [8]

Während sich die Feldstärke des Anregungsfelds von ihrem Maximum allmählich auf $-H_c$ in der Gegenrichtung ändert, kehren die Domänen von einem voll ausgerichteten gesättigten Zustand in einen Zustand zurück, bei dem das Material im Ganzen nicht magnetisiert scheint. Im Vergleich zu ihrem neutralen Ausgangspunkt und dem Zustand bei $+H_c$ besitzen die Domänen nun eine andere, zufällig bestimmte Gestaltung der Weisschen Bezirke, wie Abbildung 2.4 darstellt. Werden zusätzlich die Änderungen der Domänen jeweils entlang des Entmagnetisierungsasts und des Aufmagnetisierungsasts miteinander verglichen, kann festgestellt werden, dass die Domänen bei einer bestimmten Polarisation zwar das gleiche effektive magnetische Moment nach außen hin zeigen, aber die Gestaltung der Bezirke sich voneinander unterscheiden kann. Eine vorgegebene Polarisation ist daher nicht eindeutig mit einer einzelnen Feldstärke verknüpft und kann angesichts der Historie der Magnetisierung durch verschiedene äußere Anregungen erreicht werden.

Ummagnetisierungsverluste

Die Ummagnetisierungsverluste bzw. die Eisenverluste, die innerhalb eines Ummagnetisierungszyklus wegen der Barkhausensprünge, der Domänenänderung

und der Blochwandverschiebung irreversibel in Wärme umgesetzt werden, stehen proportional zur Fläche unter der Hystereseschleife. Sie können durch das Flächenintegral als

$$W_v = \oint H dB \quad (2.2)$$

bestimmt werden, wobei W_v der Verlustdichte in Jm^{-3} entspricht. In der obigen Gleichung wird statt der Polarisation, welche beispielsweise mit dem Epsteinrahmen-Prüfstand vermessen werden kann, die Flussdichte mit

$$B = \mu_0 \cdot H + J \quad (2.3)$$

verwendet. Der Grund liegt darin, wie in Kapitel 2.4 genauer erläutert wird, dass die Gesamtverluste die Wirbelstromverluste beinhalten, welche von der zeitlichen Änderung der Flussdichte abhängen.

Der Zusammenhang in Gleichung (2.2) gilt als allgemeine Grundlage zur Bestimmung der Eisenverluste von Hystereseschleifen beliebiger Form. Die Erhöhung der Eisenverluste, welche durch einen statischen Anteil der Magnetisierung und/oder durch Nebenhystereseschleifen hervorgerufen werden, kann ebenfalls durch diesen Ansatz berücksichtigt werden. [4, 6, 7, 22]

2.2.2 Domänenänderung unter Drehfeldanregung

Während die Eisenverluste unter einem Wechselfeld monoton mit der steigenden Polarisation zunehmen, weisen sie unter einem Drehfeld einen anderen Verlauf auf. Ein typischer Verlauf von nichtkornorientierten weichmagnetischen Materialien bei einer sich langsam ändernden Anregung ist qualitativ in Abbildung 2.5 nach [9] dargestellt: Die Verlustdichte unter dem Drehfeld W_v^r ist am Anfang bei kleinen Amplituden größer als die beim Wechselfeld. Sie steigt weiter an und erreicht ihr Maximum, während die Polarisation ca. die 0,8fache Sättigungspolarisation erreicht. Dann nimmt sie trotz der weiter zunehmenden Anregung kontinuierlich ab und verschwindet schließlich, nachdem die Sättigungspolarisation erreicht ist.

Dieser charakteristische Verlauf kann mit der Domänentheorie nach [23] erklärt werden. Dabei wird ein einfaches Modell angenommen, das eine isotrope Probe mit zwei Gruppen von Domänen schematisch beschreibt, wobei innerhalb der einzelnen Gruppe ausschließlich 180° Blochwände vorhanden sind. Wie der

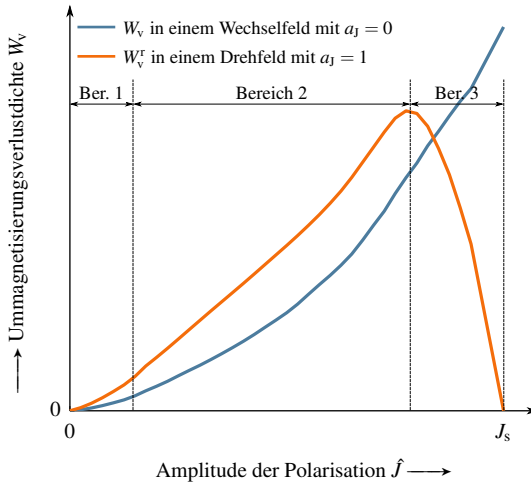


Abbildung 2.5: Qualitativer Vergleich der Ummagnetisierungsverluste in einem Wechselfeld und in einem kreisförmig rotierenden Magnetfeld nach [9], wobei sich die beiden Anregungen zeitlich langsam ändern

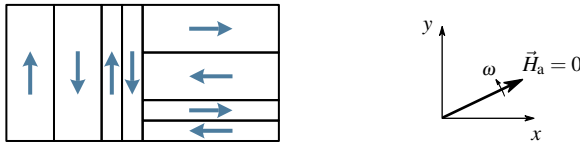


Abbildung 2.6: Das einfache Modell zur Untersuchung der Domänenänderung bei einem rotierenden Anregungsfeld nach [23]

neutrale Ausgangszustand in Abbildung 2.6 zeigt, heben sich die magnetischen Momente der einzelnen Gruppen gegenseitig auf und die Probe zeigt keine Magnetisierung nach außen hin. Rotiert nun ein äußeres Anregungsfeld \vec{H}_a um den Ursprung der xy -Ebene mit einer Winkelgeschwindigkeit ω , können die entstehenden Eisenverluste in Abbildung 2.5 ebenfalls in Abhängigkeit von der Stärke des Anregungsfelds in drei Bereiche unterteilt werden:

- Im ersten Bereich ist die Amplitude der Anregung klein. Die gesamte Probe zeigt eine kleine absolute Polarisation \vec{J} , die der Drehung des äußeren Felds mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit folgt. Sie eilt dem

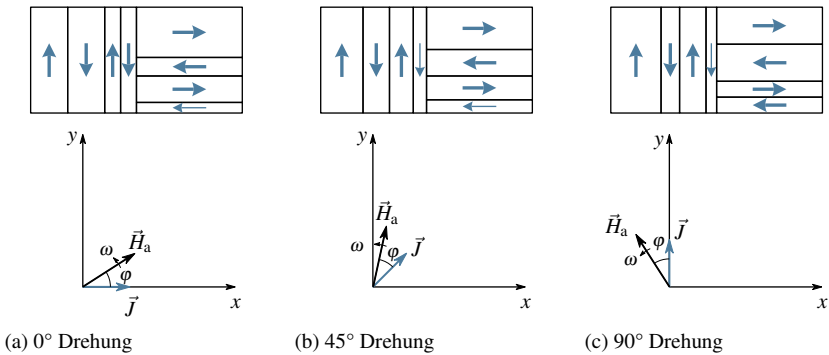


Abbildung 2.7: Verschiebung der Blochwände bei einem kleinen rotierenden Anregungsfeld im ersten Bereich nach [23]

rotierenden äußeren Feld um einen Winkel φ nach, weil während der Drehung die Blochwände an Störungen in der Gitterstruktur verankern und Hindernisse wie Fehlstellen und Körner nicht überwinden können. Die Energie des äußeren Feldes reicht dabei nicht für eine weitere freie Bewegung der Blochwände aus und daher wird keine Domäne ausgelöscht. Diesen Fall zeigt Abbildung 2.7, wobei sich die Magnetisierung insgesamt um 90° gedreht hat. Da im Vergleich zum Fall des Wechselfeldes mehr Weiss'sche Bezirke an der Domänenänderung teilnehmen, ergeben sich höhere Verluste unter der rotierenden Magnetisierung.

- Nimmt die Feldstärke der Anregung weiter zu, wird die Energie der äußeren Anregung genügend groß, sodass die Blochwände im zweiten Bereich die Hindernisse in der Kristallstruktur überwinden können. Die Blochwände können ihre Bewegungen fortsetzen und die Domänen können infolgedessen verschwinden und wieder entstehen, wie Abbildung 2.8 zu entnehmen ist. Dabei verringert sich der Nacheilwinkel φ , was den starken Anstieg von W_v^r mit der zunehmenden Polarisation zur Folge hat. Am Ende dieses Bereichs erreichen die Ummagnetisierungsverluste unter der drehenden Anregung ihr Maximum.
- Im Gegensatz zu den Eisenverlusten unter einem Wechselfeld, die weiter mit steigender Amplitude der Anregung zunehmen, brechen die Verluste unter dem rotierenden Feld im dritten Bereich ab und konvergieren weitergehend in Richtung der Sättigungspolarisation gegen Null. Im Werkstoff

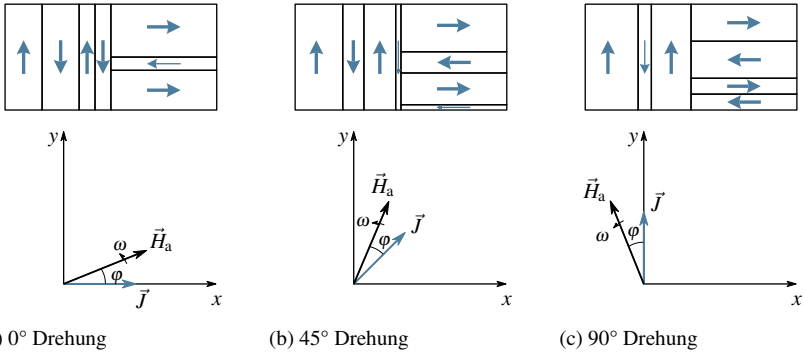


Abbildung 2.8: Verschiebung der Blochwände und Auslöschung der Domänen bei einem mittelgroßen rotierenden Anregungsfeld im zweiten Bereich nach [23]

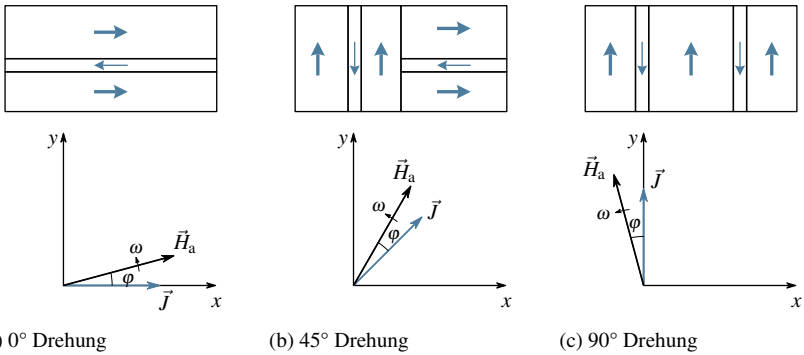


Abbildung 2.9: Verschiebung der Blochwände und die restlichen großen Domänen bei einem großen rotierenden Anregungsfeld im dritten Bereich nach [23]

bleiben in diesem Fall nur wenige große Domänen übrig und die Blochwände können dabei von einer Richtung in die orthogonal stehende Richtung springen, sodass sie so weit wie möglich dem großen äußeren Anregungsfeld folgen können, wie Abbildung 2.9 darstellt. Da während dieses Prozesses nur eine geringe Anzahl von Blochwänden und Bezirken übrig bleiben, fallen die Verlustdichte W_V^t schnell ab, während der Nachteilwinkel sich weiter reduziert.

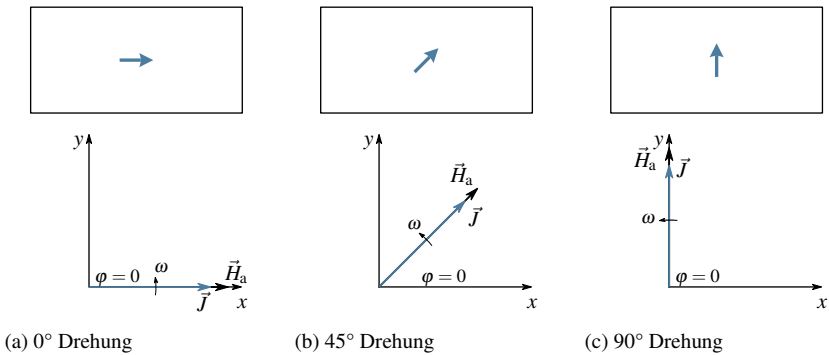


Abbildung 2.10: Domänen und Drehung der Magnetisierung in der Sättigung nach [23]

Erreicht das Material unter starker Anregung die Sättigung, ist nur eine einzelne Domäne vorhanden. Ihr magnetisches Moment kann der Drehung des äußeren Felds kontinuierlich folgen. Diesen Sonderfall stellt Abbildung 2.10 dar. Dabei verschwinden die Ummagnetisierungsverluste, weil keine Blochwände mehr existieren und daher kein Widerstand entgegen der Rotation der magnetischen Momente geleistet werden können. Die Phasenverschiebung φ zwischen der Magnetisierung und der äußeren Anregung geht gegen Null und die Drehung der Magnetisierung verläuft hysteresefrei. [23, 24]

2.3 Einfluss von Silizium

In den letzten Abschnitten wurden die allgemeinen physikalischen Eigenschaften eines idealen weichmagnetischen Materials erläutert. In der Praxis wird in Radialflussmaschinen zur Reduzierung der Wirbelstromverluste vor allem nichtkornorientiertes Elektroblech eingesetzt, welches aus einer Eisen-Silizium-Legierung besteht [N1]. Silizium spielt eine wichtige Rolle bei den mechanischen und elektromagnetischen Eigenschaften des Werkstoffs: Einerseits wird das Elektroblech durch Zulegierung vom Silizium härter und die Stanzbarkeit wird dadurch deutlich verbessert [25]; andererseits hängen der spezifische elektrische Widerstand und die magnetische Sättigungspolarisation vom Massenanteil des Siliziums ab. Die nachfolgenden Abschnitten stellen den Einfluss des Siliziums auf die letzten beiden Größen quantitativ vor.

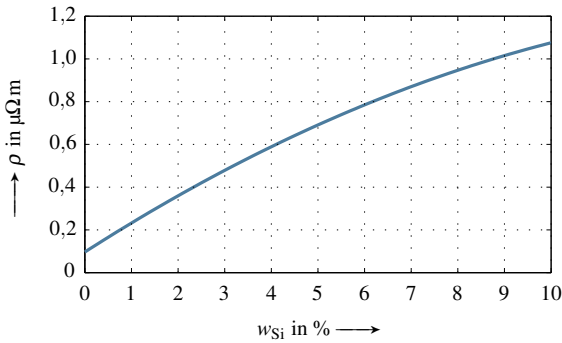


Abbildung 2.11: Abhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstands vom Silizium-Massenanteil unter Raumtemperatur nach [6, 22, 26–29]

2.3.1 Spezifischer elektrischer Widerstand

Der Zusammenhang zwischen dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ von den Eisen-Silizium-Legierungen und dem Massenanteil des zulegierten Siliziums w_{Si} kann nach [6, 22, 26–29] durch einen Verlauf, den Abbildung 2.11 darstellt, beschrieben werden. Dabei findet die Betrachtung stets unter Raumtemperatur ϑ_0 statt. Innerhalb des betrachteten Bereichs bis zu einem Massenanteil von 10 % kann der Verlauf in Abbildung 2.11 näherungsweise durch

$$\rho(w_{Si}) = -4,21 \cdot 10^{-3} \cdot w_{Si}^2 + 1,40 \cdot 10^{-1} \cdot w_{Si} + 9,64 \cdot 10^{-2} \quad (2.4)$$

mathematisch beschrieben werden, wobei die Einheit in $\mu\Omega\cdot m$ gegeben ist. Bei den handelsüblichen Elektroblechen mit 3 % Silizium-Massenanteil erhöht sich der spezifische elektrische Widerstand unter Raumtemperatur, im Vergleich zu dem eines reinen Eisens von $0,0964 \mu\Omega\cdot m$, auf $0,479 \mu\Omega\cdot m$ um ca. 500 %, wodurch die induzierten Wirbelstromverluste deutlich verringert werden.

Wie bei anderen metallischen Werkstoffen nimmt der spezifische elektrische Widerstand mit steigender Temperatur zu. Für Elektrobleche kann diese Entwicklung abhängig von der Temperatur durch die Näherungsfunktion von

$$\rho(\vartheta) = \rho(\vartheta_0) \cdot (1 + \alpha \cdot (\vartheta - \vartheta_0)) \quad (2.5)$$

beschrieben werden. Der Temperaturkoeffizient α in Gleichung (2.5) beträgt nach den Angaben in [26, 27]

$$\alpha \approx 0,098 \% \text{K}^{-1} \quad \text{für } w_{\text{Si}} \approx 3 \%, \quad (2.6)$$

während das reine Eisen einen Koeffizient von $0,058 \% \text{K}^{-1}$ aufweist. Durch Zulegierung von 3 % Silizium nimmt der spezifische elektrische Widerstand also um ca. 70 % stärker mit der Temperatur zu, was eine Reduzierung der Wirbelstromverluste bei höheren Temperaturen zur Folge hat.

2.3.2 Sättigungspolarisation

Theoretisch kann die Sättigungspolarisation des reinen Eisens, das eine Magnetonezahl von $n = 2,218$ und eine Gitterkonstante von $a = 2,866 \times 10^{-10} \text{m}$ für sein kubisch-raumzentriertes Gitter aufweist, als Quotient magnetisches Moment pro Atom bzw. Volumen der Elementarzelle durch

$$J_s = \frac{2 \cdot \mu_0 \cdot n \cdot p_m}{a^3} \approx 2,19 \text{T} \quad \text{für } T = 0 \text{K} \quad (2.7)$$

bei dem absoluten Nullpunkt bestimmt werden. Dabei enthält Eisen zwei Atome je Elementarzelle. Ein Bohrsches Magneton p_m beträgt $9,2742 \times 10^{-24} \text{A m}^2$ [4]. Praktisch kann die Sättigungspolarisation unter Raumtemperatur 2,15 T in einem schlussgeglühten Zustand erreichen [N1].

Die Sättigungspolarisation wird ebenfalls durch das Hauptlegierungselement Silizium beeinflusst. Im Gegenteil zur positiven Auswirkung auf die Wirbelstromverluste, sinkt die Sättigungspolarisation mit steigendem Massenanteil. Diesen Zusammenhang zwischen den beiden Größen veranschaulicht Abbildung 2.12 nach [6, 22, 29–31]. Mathematisch kann der dargestellte Verlauf näherungsweise beschrieben werden durch

$$J_s(w_{\text{Si}}) = -2,57 \cdot 10^{-4} \cdot w_{\text{Si}}^2 - 3,53 \cdot 10^{-2} \cdot w_{\text{Si}} + 2,15. \quad (2.8)$$

Wie Gleichung (2.4) gilt dieser Zusammenhang ebenfalls nur für Elektrobleche mit einem Silizium-Massenanteil bis zu 10 % bei Raumtemperatur.

Bei handelsüblichen Elektroblechen mit ca. 3 % Silizium-Massenanteil liegt die Sättigungspolarisation nach Gleichung (2.8) bei ca. 2 T. In der Realität kann die Sättigungspolarisation abweichend kleinere Werte aufweisen, weil weitere in

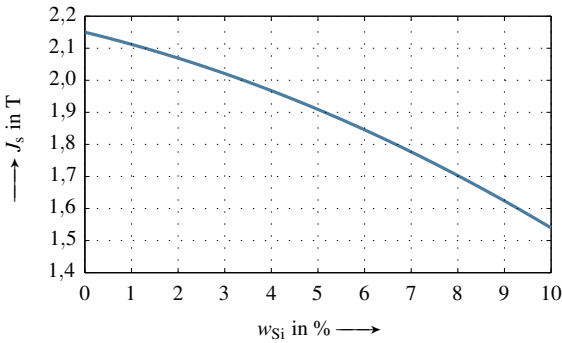


Abbildung 2.12: Abhängigkeit der Sättigungspolarisation vom Silizium-Massenanteil unter Raumtemperatur nach [6, 22, 29–31]

der Herstellung des Elektroblechs unvermeidbare Verunreinigungen und andere Legierungsbestandteile, insbesondere Aluminium, vorhanden sein können [N1]. In dieser Arbeit wird zusätzlich vereinfacht angenommen, dass die Sättigungspolarisation nicht von der Temperatur abhängt.

2.4 Modellierung der Eisenverluste

Im ersten Teil dieses Unterkapitels werden verschiedene Ansätze in der Fachliteratur vorgestellt, welche die Eisenverluste unter wechselnder Magnetisierung modellieren. Da der statistische Ansatz von Giorgio Bertotti die komplexen physikalischen Prozesse von Hystereseschleifen berücksichtigt und den aktuellsten Stand der Technik darstellt, wird seine Theorie anschließend ausführlich erläutert. Im Gegensatz dazu gibt es bisher keine allgemein gültige Theorie für Eisenverluste unter rotierender Magnetisierung. Während die Wirbelstromverluste für nichtkornorientierte Elektrobleche noch theoretisch abgeleitet werden können, wird der Ansatz von Kornetzki und Lucas im letzten Abschnitt vorgestellt, womit die Hystereseverluste einer drehenden Magnetisierung kleiner Amplitude bestimmt werden können. Weitere praktische Erweiterungen zur Modellierung der Eisenverluste unter rotierender Magnetisierung, welche auf dem Ansatz für wechselnde Magnetisierung von Bertotti basieren, werden in Kapitel 6.3 behandelt.

2.4.1 Modellansätze in der Fachliteratur

Zahlreiche Modellansätze wurden in der Vergangenheit veröffentlicht und neue Ansätze erscheinen immer noch im Laufe der Zeit. Trotz ihrer großen Anzahl können die recherchierten Ansätze, analog zur Klassifizierung von Krings und Soulard [32], hauptsächlich in drei Gruppen katalogisiert werden:

Mathematische Hysterese-Modelle

Das primäre Ziel der Modelle in dieser Gruppe liegt in der Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der magnetischen Feldstärke aus dem vermessenen Verlauf der Polarisation oder der Flussdichte. Die Bestimmung der Eisenverluste erfolgt anschließend über die Integration der durch die Hystereseschleife eingeschlossenen Fläche. Zur Rekonstruktion der vollständigen Hystereseschleife können die Parameter der Modelle häufig nur durch spezielle Messungen, bei denen die wechselnde Anregung nicht sinusförmig schwingt, identifiziert werden.

Zu den etablierten Modellen dieser Gruppe gehören z. B. das Preisach-Modell [33], das Jiles-Atherton-Modell [34] und das dynamische Preisach-Modell von Mayergoyz [35] und Bertotti [36]. Es gelingt auch anderen Ansätzen, wie z. B. dem Transplantationsmodell von Zirka und Moroz [37], dem Loss-Surface-Modell von Chevalier et al. [38], dem transienten Hysterese-Modell von Michaelides et al. [39], die Hystereseschleife und daraus die Eisenverluste erfolgreich zu bestimmen. Weitere Ansätze, wie z. B. das vektorielle Hysterese-Modell von Bergqvist [40], die vektoriellen Play-Modelle von d'Aquino et al. [41] und Zhu et al. [42] sowie das energiebasierte vektorielle Hysterese-Modell mit magnetischer Anisotropie von Steentjes [43], wurden entwickelt und vorgestellt. Anhand eines solchen vektoriellen Hysterese-Modells können die durch rotierende Magnetisierung hervorgerufenen Eisenverluste ebenfalls prognostiziert werden. Ein ausführlicher Vergleich zwischen den verschiedenen Hysterese-Modellen ist auf die Studie von Steentjes in [43] zu verweisen.

Die Vorteile der Modelle dieser Gruppe liegen darin, dass auf der einen Seite die durch statische Magnetisierung und durch Nebenhystereseschleifen erhöhten Eisenverluste berücksichtigt und auf der anderen das Hysterese-Modell in einen FE-Solver integriert werden können. Dagegen zeigen die Modelle die Schwäche, dass die Modellierung stets mit einem hohen Aufwand an Messungen verbunden ist. Der physikalische Hintergrund der Modellansätze liegt in den meisten Fällen nicht vor und die verwendeten Parameter werden nur mathematisch identifiziert.

Steinmetz-Modell und xSE-Modelle

Die zweite Gruppe bilden das Steinmetz-Modell und die darauf basierenden Erweiterungen. In 1892 veröffentlichte Steinmetz sein Modell in [44]. Die spezifischen Eisenverluste P_s , welche auf die Masse bezogen sind, werden durch

$$P_s = C_{hy} \cdot \hat{B}^\alpha \cdot f + C_{wb} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2 \quad \text{mit } \alpha = 1,6 \quad (2.9)$$

anhand zweier Verlustkomponenten, nämlich der Hysteresee- und der Wirbelstromverluste, beschrieben. Ihre Koeffizienten C_{hy} , α und C_{wb} sind mit Hilfe der Messungen zu bestimmen. In der Praxis versuchten beispielsweise Müller et al. [9] sowie Akiror und Pillay [45], durch Einbringen von Modifikationen und Zuschlagsfaktoren eine bessere Übereinstimmung zu erzielen.

Das ursprüngliche Steinmetz-Modell in Gleichung (2.9) ist nur zur Bestimmung der Eisenverluste unter einer ideal sinusförmigen wechselnden Flussdichte, deren Spitzenwert \hat{B} beträgt, geeignet. In den letzten Jahrzehnten sind unterschiedliche mathematische Anpassungen erschienen, wodurch die Eisenverluste unter Anregungen beliebiger Schwingungsform prognostiziert werden können. Ein einfaches Beispiel stellt das Modell von Dlala et al. [46] dar, welches die harmonischen Verluste durch die Fourier-Analyse berechnet und summiert. Zu den komplexeren Modellansätzen, bei denen die Bestimmung der Eisenverluste auf dem zeitlichen Verlauf der Flussdichte basiert, gehören die modifizierten Steinmetz-Modelle (xSE-Modelle). Dazu zählen z. B. das MSE- (*englisch: Modified Steinmetz Equation*) von Reinert et al. [47], das GSE- (*englisch: Generalized Steinmetz Equation*) von Li et al. [48], das iGSE- (*englisch: improved Generalized Steinmetz Equation*) von Venkatachalam et al. [49] und Mühlethaler et al. [50], das NSE- (*englisch: Natural Steinmetz Extension*) von van den Bossche et al. [51] sowie das WcSE-Modell (*englisch: Waveform-coefficient Steinmetz Equation*) von Shen et al. [52]. Die xSE-Modelle formen das ursprüngliche Steinmetz-Modell vor allem in eine reduzierte Form zu

$$P_s = C \cdot \hat{B}^\alpha \cdot f^\beta \quad (2.10)$$

um, wobei die Wirbelstromverluste nicht explizit dargestellt sind. Die Koeffizienten C , α und β sind die anhand der sinusförmigen Messungen zu identifizierenden *Steinmetz'schen Parameter*.

Der Nachteil bei dem Steinmetz-Modell und den xSE-Modellen besteht hauptsächlich darin, dass sie stets ohne physikalische Begründung rein mathematisch

angepasst sind. Zusätzlich wurden alle xSE-Modelle, außer dem MSE-Modell, aus hochfrequenten Messungen von Ferriten abgeleitet, deren Messfrequenzen bis einige Hundert Kilohertz betragen [32]. Da Ferrite als ferrimagnetische keramische Werkstoffe andere Eigenschaften als die weichmagnetischen Werkstoffe aufweisen, können die daraus abgeleiteten Modelle nicht für die Elektrobleche verwendet werden. Diese Erkenntnis zeigt auch die eigene Studie in [S1].

Modelle der Verlustseparation

Im Vergleich zum Steinmetz-Modell in Gleichung (2.9) weist das Verlustmodell der Verlustseparation (*englisch: loss separation*), das Bertotti in [7, 53–56] vorstellte, mit

$$P_s = C_{hy} \cdot \hat{B}^2 \cdot f + C_{wb} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2 + C_{ex} \cdot \hat{B}^{1,5} \cdot f^{1,5} \quad (2.11)$$

neben den Hysterese- und den Wirbelstromverlusten eine dritte Verlustkomponente, die Zusatzverluste, auf. Ihr Koeffizient ist durch C_{ex} gegeben. Dieser Ansatz sowie seine Erweiterungen kommen in der Praxis der numerischen Berechnung anhand eines Postprozessors zur Bestimmung der Eisenverluste in elektrischen Maschinen am häufigsten zum Einsatz.

Der Lösungsansatz, der in dieser Arbeit zur Modellierung der Eisenverluste entwickelt wurde, basiert ebenfalls auf der Verlustseparation. Daher wird im nachfolgenden Abschnitt die grundlegende Theorie von Bertotti erläutert. Der Stand der Technik und die abgrenzende Leistung zur Modellierung der Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung, zur Beschreibung des Einflusses statischer Magnetisierung, zur Bestimmung der zusätzlichen Eisenverluste, die durch Nebenhystereseschleifen hervorgerufen sind, sowie zur Modellierung der Eisenverluste unter rotierender Magnetisierung werden jeweils in Kapitel 4.1, 5.2.1, 6.2.1 und 6.3.1 aufgeführt.

2.4.2 Eisenverluste unter wechselnder Anregung

Bertotti nimmt in [7, 53–56] an, dass alle drei Verlustkomponenten, nämlich die Hysterese-, die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste, auf lokale oder globale Wirbelstromverluste zurückzuführen sind. Demzufolge können unter Kenntnis des zeitlichen Verlaufs sowie der räumlichen Verteilung der Wirbelstromdichte die gesamten Eisenverluste in einer beliebigen Probe bestimmen werden.

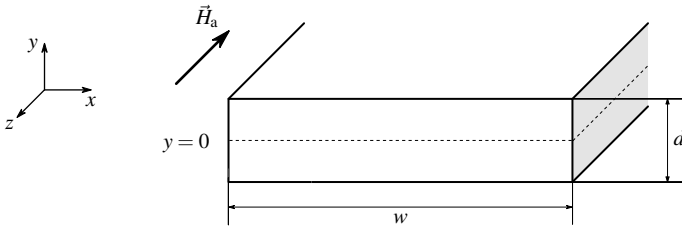


Abbildung 2.13: Geometrie eines idealen Elektrolechs nach [7]

Werden die Eisenverluste in einem idealen Elektrolech betrachtet, dessen Geometrie in Abbildung 2.13 dargestellt ist, kann die Verlustarbeit pro Volumeneinheit bzw. die Verlustdichte², die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode T entsteht, durch

$$W_v = \frac{1}{S} \cdot \int_S d^2 \vec{r} \int_0^T \frac{|\vec{j}(r;t)|^2}{\sigma} dt \quad (2.12)$$

beschrieben werden, wobei σ die elektrische Leitfähigkeit des Materials ist. Die Probenquerschnittfläche ergibt sich zu

$$S = w \cdot d. \quad (2.13)$$

Der vektorielle Ausdruck von $\vec{j}(r;t)$ in Gleichung (2.12) stellt die Stromdichte an einer Raumposition \vec{r} zu einem Zeitpunkt t dar. Dabei sind die folgenden Voraussetzungen getroffen:

- Die Probe besitzt eine unendliche Ausdehnung in z-Richtung.
- Randeffekte können vernachlässigt werden, wenn die Plattenbreite w im Vergleich zur Dicke d groß genug ist.

² Um mit den Ausdrücken von Bertotti in [7] konform zu sein, wird die Verlustdichte an dieser Stelle verwendet. Die Umrechnung erfolgt über die Massendichte ρ_m mit

$$W_s = \frac{1}{\rho_m} \cdot W_v,$$

wobei die volumenbezogenen Verluste durch W_v und die massebezogenen spezifischen Verluste durch W_s gegeben sind.

- Die magnetische Feldstärke \vec{H}_a des äußeren Anregungsfelds ist homogen verteilt und besitzt nur eine einzelne Komponente in z -Richtung.
- Die induzierte Flussdichte \vec{B} und die Polarisation \vec{J} besitzen nur Komponenten in der xy -Ebene und sind daher von der z -Richtung unabhängig.

Um die Wirbelstromdichte $\vec{j}(r,t)$ näher zu bestimmen, geht Bertotti im nächsten Schritt davon aus, dass die Hauptursache für die in der Probe auftretenden Wirbelströme die Barkhausensprünge sind. Treten innerhalb eines halben Magnetisierungszyklus insgesamt eine Anzahl von N Barkhausensprüngen auf, erhält Bertotti unter der Annahme, dass die gesamte Wirbelstromdichte mit

$$\vec{j}(r,t) = \sum_{i=1}^N \vec{j}(r_i, t_i) \stackrel{!}{=} \sum_{i=1}^N \vec{j}_i \quad (2.14)$$

sich nicht nur aus einem Barkhausensprung, sondern aus einer Summe an Sprüngen zusammensetzt, den Ausdruck für den quadratischen Betrag

$$\left| \vec{j}(r,t) \right|^2 = \sum_i \left| \vec{j}_i \right|^2 + \sum_{i \neq j} \vec{j}_i \cdot \vec{j}_j. \quad (2.15)$$

Die obige Gleichung wird weiter mit Berücksichtigung der von der Domänenstruktur abhängigen Sprünge statistisch zu

$$\left| \vec{j}(r,t) \right|^2 = N \left\langle \left| \vec{j}_i \right|^2 \right\rangle + \left\langle N \cdot \vec{j}_i \right\rangle^2 + N^2 \left(\left\langle \vec{j}_i \cdot \vec{j}_j \right\rangle - \left\langle \vec{j}_i \right\rangle^2 \right) \quad (2.16)$$

umformuliert, wobei die Winkelklammern die statistischen Mittelwerte über alle Sprünge repräsentieren. Aus der einzelnen Betrachtung der drei Summanden in Gleichung (2.16) ergibt sich schließlich die Aufteilung der gesamten Eisenverluste in drei verschiedene Verlustmechanismen:

- die *Hystereseverluste* (englisch: *hysteresis losses*), die von der Anzahl von Barkhausensprüngen N linear abhängen;
- die *klassischen Wirbelstromverluste* (englisch: *classical losses*), die in einem perfekten Material ohne Domänenstruktur nur durch statistisch voneinander unabhängige Sprünge erzeugt würden;
- die *Zusatzverluste* (englisch: *excess losses*), die für die statistische Korrelation verschiedener Barkhausensprünge und die dadurch verursachten Wirbelströme um die Wände der aktiven Weisschen Bezirke stehen.

Zusätzlich werden die klassischen Wirbelstromverluste zusammen mit den Zusatzverlusten als *dynamische Verluste* (englisch: *dynamic losses*) bezeichnet. Anschließend werden die einzelnen Verlustkomponenten genauer betrachtet.

Hystereseverluste

Die Hystereseverluste werden durch den Barkhausen-Effekt hervorgerufen, wobei Anteile der Blochwände von einem lokalen energetischen Minimum in das nächste lokale Minimum springen. Während dieser Magnetisierungsänderung werden Wirbelströme induziert, die sich um die Blochwände ausbilden.

Hat jeder der N Barkhausensprünge, die innerhalb einer halben Periode auftreten, die gleiche Änderung des magnetischen Flusses $\Delta\Phi$ zur Folge, erhält Bertotti daraus die Anzahl der Sprünge als

$$N = \frac{2 \cdot S \cdot J_{\max}}{\Delta\Phi}, \quad (2.17)$$

während sich die magnetische Polarisation, die eine beliebige Schwingungsform ohne Nebenschleife besitzt, eine symmetrische Hauptschleife entlang von $-J_{\max}$ bis $+J_{\max}$ ändert. Wird Gleichung (2.17) in den ersten Teil von Gleichung (2.16) und anschließend in Gleichung (2.12) eingesetzt, ergeben sich dann die gesamten Hystereseverluste innerhalb der vollständigen Periode zu

$$W_{v,hy} = \frac{N}{S} \cdot \int_S d^2r \int_0^T \frac{\langle |\vec{j}_i|^2 \rangle}{\sigma} dt = \frac{4 \cdot J_{\max} \cdot E_{BS}}{\Delta\Phi}, \quad (2.18)$$

wobei E_{BS} den allein durch einen einzelnen, voneinander unabhängigen, Barkhausensprung hervorgerufenen mittleren Energieverlusten pro Längeneinheit entspricht. Mit der zunehmenden Aussteuerung J_{\max} steigen die Hystereseverluste $W_{v,hy}$ also monoton an, bis die Sättigungspolarisation erreicht wird. Die Leistungsdichte dieser Verlustkomponente ergibt sich zu

$$P_{v,hy}(f) = W_{v,hy} \cdot f. \quad (2.19)$$

Klassische Wirbelstromverluste

Wird das ideale Elektroblech in Abbildung 2.13 allein auf der makroskopischen Ebene unter Vernachlässigung aller Domänenstrukturen betrachtet, können aus

der Lösung der Maxwell'schen Gleichungen die klassischen Wirbelstromverluste abgeleitet werden. In diesem Fall entspricht der Mittelwert der statistisch voneinander unabhängigen mikroskopischen Barkhausensprünge, der als der zweite Summand in Gleichung (2.16) auftritt, der makroskopischen flächenbezogenen Wirbelstromdichte. Sie wird durch die mittlere Magnetisierungsrate im Querschnitt der Probe erzeugt und ergibt sich zu

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \stackrel{!}{=} \left\langle N \cdot \vec{J}_i \right\rangle. \quad (2.20)$$

Unter den folgenden Annahmen:

- das Material ist homogen und besitzt eine konstante Permeabilität;
- das äußere magnetische Feld \vec{H}_a ist ein ideal sinusförmiges Wechselfeld in z -Richtung und kann dargestellt werden durch:

$$H_a(t) = \hat{H} \cdot e^{-j\omega t}; \quad (2.21)$$

- die induzierte magnetische Feldstärke im Inneren der Probe hat nur eine Komponente in y -Richtung;

kann die Leistung der mittleren Verlustdichte, die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode entsteht, als

$$P_{v,wb}(f) = \pi \cdot \hat{H} \cdot \hat{B} \cdot \sin(\varphi) \cdot f \quad (2.22)$$

beschrieben werden, wobei φ die Phasenverschiebung zwischen der hervorgerufenen Feldstärke H und der Flussdichte B ist. Werden die Randbedingungen für die magnetische Feldstärke berücksichtigt, dass sie einerseits stetig an der Oberfläche und andererseits symmetrisch im Inneren der Probe sein muss, ergibt sich der allgemeine Ansatz für die klassischen Wirbelstromverluste zu

$$P_{v,wb}(f) = \frac{\pi \cdot \hat{B}^2}{2 \cdot \mu} \cdot \gamma \cdot \frac{\sinh(\gamma) - \sin(\gamma)}{\cosh(\gamma) - \cos(\gamma)} \cdot f, \quad (2.23)$$

wobei die dimensionslose Größe

$$\gamma = \left(\frac{\delta}{d} \right)^{-1} = \sqrt{\frac{\omega \cdot \sigma \cdot \mu \cdot d^2}{2}} \quad (2.24)$$

dem auf die Dicke d bezogenen *Kehrwert der normierten Eindringtiefe* entspricht. Für den Fall mit $\gamma = 1$ wird in dieser Arbeit die *Grenzfrequenz der klassischen Wirbelstromverluste* von

$$f_{G,wb} = \frac{1}{\pi \cdot \sigma \cdot \mu \cdot d^2} \quad (2.25)$$

eingeführt, bei der die Amplitude der Feldstärke bei der Eindringtiefe δ im Vergleich zur Amplitude an der Oberfläche um Faktor e^{-1} zurückgeht.

Aufgrund der Frequenzabhängigkeit von γ in Gleichung (2.24) sind die klassischen Wirbelstromverluste ebenfalls eine Funktion der Ummagnetisierungsfrequenz. Dabei unterscheidet Bertotti zwischen den folgenden zwei Extremfällen:

- Ändert sich das Feld langsam mit der Zeit bzw. erfüllt die Bedingung $\gamma \ll 1$, können die klassischen Wirbelstromverluste mit

$$P_{v,wb}(f) = \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2}{6} \cdot (\hat{B} \cdot f)^2 \quad \text{für } f \ll f_{G,wb} \quad (2.26)$$

angenähert werden. Diese Gleichung stellt die bekannte niederfrequente Näherung dar, wobei die Verlustleistung quadratisch mit der Frequenz ansteigt. Da die Permeabilität keine Rolle spielt, kann dieser Ansatz auch zur Bestimmung der klassischen Wirbelstromverluste in einem realen nichtlinearen Material verwendet werden.

- Unter einem starken Einfluss des Skineffekts bei $\gamma \gg 1$ kann das magnetische Feld dagegen aufgrund der entstehenden Wirbelströme nicht mehr das gesamte Material durchdringen. Die Verlustleistung kann dann mit

$$P_{v,wb}(f) = \frac{\pi \cdot d}{2} \cdot \sqrt{\frac{\sigma \cdot \pi}{\mu}} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^{\frac{3}{2}} \quad \text{für } f \gg f_{G,wb} \quad (2.27)$$

angenähert werden. Im Vergleich zum niederfrequenten Fall in Gleichung (2.26) weichen die klassischen Wirbelstromverluste von der quadratischen Frequenzabhängigkeit ab und nehmen lediglich mit $f^{3/2}$ zu. Zusätzlich hängen sie jetzt auch von der Permeabilität ab.

Werden der in dieser Arbeit eingeführte Wellenformfaktor und die Umrechnung zwischen dem Zeit- und dem Frequenzbereich, die in Anhang A.1 vorgestellt sind, für die obigen Extremfälle angewendet, können die klassischen Wirbelstromverluste als

$$P_{V,wb}(t) = \begin{cases} \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 & \text{für } f \ll f_{G,wb} \quad (2.28a) \\ \frac{\pi \cdot d}{17,53} \cdot \sqrt{\frac{\sigma \cdot \pi \cdot B_{max}}{\mu}} \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} & \text{für } f \gg f_{G,wb} \quad (2.28b) \end{cases}$$

formuliert werden, die innerhalb eines infinitesimalen Zeitschritts entstehen. Dieser Ansatz im Zeitbereich kann verwendet werden, auch wenn die Flussdichte eine beliebige Schwingungsform aufweist.

Zusatzverluste

Für die Herleitung der Zusatzverluste ist die Einführung und Weiterentwicklung des Pry-Bean-Modells [57] Voraussetzung, welches die Wanderung der Blochwände und die Aufteilung der Weisschen Bezirke in einem metallischen Blech mit einer periodischen Anordnung der Domänen beschreibt. Dabei kommen vereinfacht ausschließlich 180°-Blochwände vor. Die vorhandenen Wirbelströme stellt beispielsweise Abbildung 2.14 auf der nächsten Seite qualitativ dar. Dabei ist angenommen, dass die lokalen Wirbelströme an den Blochwänden und die globalen Wirbelströme keinen gegenseitigen Einfluss aufeinander ausüben.

Das Pry-Bean-Modell wird nun von Bertotti auf eine zufällige Anordnung von Domänen erweitert, bei denen die Größe der Weisschen Bezirke und auch die Geschwindigkeit der Blochwände nicht nur sowohl zeit- als auch ortsabhängig, sondern auch von Domäne zu Domäne unterschiedlich sind. Die Leistungsdichte der Zusatzverluste $P_{V,ex}$, die durch eine beliebige Änderung der magnetischen Polarisation innerhalb eines infinitesimalen Zeitschnitts entsteht, wird als

$$P_{V,ex}(t) = \frac{N_{MO,0} \cdot V_0}{2} \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{4\sigma GS}{N_{MO,0}^2 V_0} \cdot \frac{dJ}{dt}} - 1 \right) \cdot \frac{dJ}{dt} \quad (2.29)$$

gegeben. In Gleichung (2.29) ist V_0 ein vom Material abhängiger Parameter und $N_{MO,0}$ steht für die untere Grenze der Anzahl an gleichzeitig aktiven

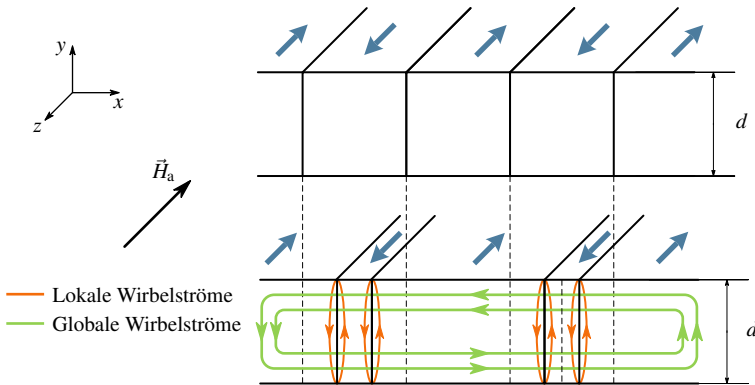


Abbildung 2.14: Darstellung der Wandverschiebung und der Wirbelströme bei einer periodischen Domänenstruktur nach dem Pry-Bean-Modell [57, 58], wobei das Elektroblech von einem neutralen (oben) in einen angeregten Zustand (unten) geht

magnetischen Objekten bei verschwindender Ummagnetisierungsfrequenz. Zusätzlich beträgt die Konstante G dabei ca. 0,1356.

Wie bei den klassischen Wirbelstromverlusten hat Bertotti die Zusatzverluste ebenfalls in Abhängigkeit von der Ummagnetisierungsfrequenz jeweils bei niedrigen und bei hohen Frequenzen mit Näherungen durch

$$P_{v,ex}(t) = \begin{cases} \frac{\sigma GS}{N_{MO,0}} \cdot \left(\frac{dJ}{dt} \right)^2 & \text{für } \frac{4\sigma GS}{N_{MO,0}^2 V_0} \cdot \frac{dJ}{dt} \ll 1 \quad (2.30a) \\ \sqrt{\sigma GS V_0} \cdot \left| \frac{dJ}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} & \text{für } \frac{4\sigma GS}{N_{MO,0}^2 V_0} \cdot \frac{dJ}{dt} \gg 1 \quad (2.30b) \end{cases}$$

dargestellt. In [53] hat Bertotti angegeben, dass Gleichung (2.30b) für eine sinusförmige Anregung angewendet werden kann, wenn die Frequenz höher als 20 Hz ist. Hingegen zeigen aber die in dieser Arbeit untersuchten Materialien, dass diese Verlustkomponente schon mit $|dJ/dt|^{3/2}$ bzw. $f^{3/2}$ zunimmt, wenn sich das äußere Feld schneller als 10 Hz ändert.³ Diese Frequenz wird daher in dieser Arbeit als die *Grenzfrequenz der Zusatzverluste* $f_{G,ex}$ definiert.

³ Dies wird in Kapitel 4.3 mit eigenen Messdaten genau erläutert.

Wird anschließend die Umrechnung in Anhang A.1 für eine sinusförmige Anregung angewendet, kann der Mittelwert der innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode entstehenden Zusatzverluste beschrieben werden als

$$P_{v,ex}(f) = \begin{cases} 2\pi^2 \cdot \frac{\sigma GS}{N_{MO,0}} \cdot (\hat{f} \cdot f)^2 & \text{für } f \ll f_{G,ex} \quad (2.31a) \\ 8,76 \cdot \sqrt{\sigma GSV_0} \cdot (\hat{f} \cdot f)^{\frac{3}{2}} & \text{für } f \gg f_{G,ex} \quad (2.31b) \end{cases}$$

Frequenzabhängigkeit und das Bertotti-Verlustmodell

Nach der in den letzten Abschnitten vorgestellten Theorie besitzen die drei Verlustkomponenten unterschiedliche Frequenzabhängigkeiten: Während die Leistungsdichte der Hystereseverluste in Gleichung (2.19) linear mit der Frequenz zunimmt, weist die der dynamischen Verluste komplexere Frequenzabhängigkeiten auf. Die exakten Ansätze der klassischen Wirbelstromverluste und der Zusatzverluste sind jeweils im Frequenzbereich durch Gleichung (2.23) und im Zeitbereich durch Gleichung (2.29) gegeben, deren Näherungen von den jeweiligen Grenzfrequenzen $f_{G,wb}$ und $f_{G,ex}$ abhängen.

Da die Grenzfrequenz der klassischen Wirbelstromverluste $f_{G,wb}$ durch den Skineffekt bedingt ist, liegt diese im Grunde genommen bei dünnen Elektroblechen viel höher als die Grenzfrequenz der Zusatzverluste $f_{G,ex}$, die nur etwa 10 Hz bis 20 Hz beträgt. Es gilt daher:

$$f_{G,wb} \gg f_{G,ex} \quad (2.32)$$

Demzufolge können die Näherungen für die dynamischen Verluste in drei verschiedene Frequenzbereiche, die durch die beiden Grenzfrequenzen begrenzt sind, zusammengefasst werden. Auf der nachfolgenden Seite befasst sich Tabelle 2.1 mit den mittleren Verlusten innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode im Frequenzbereich, wobei die Anregung sinusförmig ist.⁴ Weist die Anregung dagegen eine beliebige Schwingungsform auf, sind die Verluste, die innerhalb eines infinitesimalen Zeitschritts entstehen, in Tabelle 2.2 aufgelistet.

⁴ Für die Anregung wird die Annahme getroffen, dass die Bedingung $B \approx J$ gilt.

Tabelle 2.1: Näherungen der dynamischen Verluste im Frequenzbereich für sinusförmige Anregungen

Frequenzbereich	Wirbelstromverluste $P_{\gamma,wb}(f)$	Zusatzverluste $P_{\gamma,ex}(f)$
$f \ll f_{G,ex}$	$\frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2}{6} \cdot (\hat{B} \cdot f)^2$	$2\pi^2 \cdot \frac{\sigma GS}{M_{MIO,0}} \cdot (f \cdot f)^2$
$f_{G,ex} \ll f \ll f_{G,wb}$	$\frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2}{6} \cdot (\hat{B} \cdot f)^2$	$8,76 \cdot \sqrt{\sigma GS V_0} \cdot (f \cdot f)^{\frac{3}{2}}$
$f \gg f_{G,wb}$	$\frac{\pi \cdot d}{2} \cdot \sqrt{\frac{\sigma \cdot \pi}{\mu}} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^{\frac{3}{2}}$	$8,76 \cdot \sqrt{\sigma GS V_0} \cdot (f \cdot f)^{\frac{3}{2}}$

Tabelle 2.2: Näherungen der dynamischen Verluste im Zeitbereich für Anregungen beliebiger Schwingungsform

Frequenzbereich	Wirbelstromverluste $P_{\gamma,wb}(t)$	Zusatzverluste $P_{\gamma,ex}(t)$
$f \ll f_{G,ex}$	$\frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \left(\frac{dB}{dt}\right)^2$	$\frac{\sigma GS}{M_{MIO,0}} \cdot \left(\frac{dI}{dt}\right)^2$
$f_{G,ex} \ll f \ll f_{G,wb}$	$\frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \left(\frac{dB}{dt}\right)^2$	$\sqrt{\sigma GS V_0} \cdot \left \frac{dI}{dt}\right ^{\frac{3}{2}}$
$f \gg f_{G,wb}$	$\frac{\pi \cdot d}{17,53} \cdot \sqrt{\frac{\sigma \cdot \pi \cdot B_{max}}{\mu}} \cdot \left \frac{dB}{dt}\right ^{\frac{3}{2}}$	$\sqrt{\sigma GS V_0} \cdot \left \frac{dI}{dt}\right ^{\frac{3}{2}}$

In der Praxis wird die Näherung für den Sonderfall, dass sich die Frequenz innerhalb des Bereichs von

$$f_{G,ex} \ll f \ll f_{G,wb} \quad (2.33)$$

befindet, als das *Bertotti-Verlustmodell* bezeichnet. Es gilt dabei:

- für die transienten Eisenverluste im Zeitbereich

$$P_V = W_{v,hy} \cdot f + \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 + \sqrt{\sigma GSV_0} \cdot \left| \frac{dJ}{dt} \right|^{\frac{3}{2}}; \quad (2.34)$$

- für die mittleren Eisenverluste im Frequenzbereich

$$P_V = W_{v,hy} \cdot f + \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2}{6} \cdot (\hat{B} \cdot f)^2 + 8,76 \cdot \sqrt{\sigma GSV_0} \cdot (\hat{J} \cdot f)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.35)$$

Die Angabe in Gleichung (2.35) stimmt bezüglich der Frequenzabhängigkeit mit dem Ansatz in Gleichung (2.11) überein:

- Die Hystereseverluste hängen linear von der Frequenz ab.
- Die klassischen Wirbelstromverluste steigen mit f^2 an.
- Die Zusatzverluste nehmen mit $f^{3/2}$ zu.

Diese Charakteristik des Bertotti-Verlustmodells bildet die Grundlage für das Verlustseparation-Verfahren, womit aus Eisenverlusten, die unter verschiedenen Frequenzen vermessen sind, die Beiträge von den jeweiligen Verlustkomponenten identifiziert werden können.

2.4.3 Eisenverluste unter rotierender Anregung

Für die Eisenverluste unter rotierender Magnetisierung sind in der Fachliteratur nur Theorien für die Hystereseverluste und die klassischen Wirbelstromverluste bei niedrigen Frequenzen vorhanden. In diesem Abschnitt wird daher zunächst auf den theoretischen Ansatz von Kornetzki und Lucas [24] eingegangen, welcher das Verhältnis zwischen den Hystereseverlusten unter drehender und wechselnder Magnetisierung bei einer verschwindend kleinen Amplitude ableitet. Anschließend erweitert diese Arbeit den im letzten Abschnitt eingeführten Ansatz der klassischen Wirbelstromverluste für nichtkornorientierte

Elektrobleche, sodass die Verluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung generell mit Berücksichtigung des Skineffekt bestimmt werden können. Für eine sich langsam ändernde Anregung kann ebenfalls im Zeitbereich die Näherung, welche die von einer beliebig rotierenden Magnetisierung verursachten klassischen Wirbelstromverluste beschreibt, abgeleitet und am Ende dieses Kapitels vorgestellt werden.

Hystereseverluste unter einem Drehfeld kleiner Amplitude

Zur theoretischen Ableitung der Hystereseverluste unter einer drehenden Magnetisierung in einem polykristallinen isotropen Werkstoff treffen Kornetzki und Lucas [24] unter anderem folgende Annahmen:

- Die Hystereseverluste werden bei kleinen Feldstärken vorzugsweise durch die Verschiebung von Blochwänden verursacht. Sie hängen nicht davon ab, ob es sich dabei um 90°- oder um 180°-Blochwände handelt.
- Die wirksamen Richtungen aller im Polykristall vorhandenen Blochwände sind statistisch gleichmäßig über alle Raumrichtungen verteilt.
- Das magnetische Anregungsfeld ändert sich sinusförmig und gleichzeitig langsam. Es ergibt sich in Kugelkoordinaten zu

$$\vec{H}_i(t) = \hat{H}_i \cdot \cos(\omega t) \cdot \vec{e}_i, \quad (2.36)$$

wobei \hat{H}_i die Amplitude des Vektors in der i -Richtung im Raum darstellt, wie Abbildung 2.15 zu entnehmen ist.

- Wenn die Bewegungen der Blochwände sich nicht gegenseitig beeinflussen, kann die Verlustdichte der Hystereseverluste innerhalb eines infinitesimalen Raumwinkels $d\Omega$ durch

$$dW_{v,hy} = (n \cdot c) \cdot \hat{H}_i^3 d\Omega \quad (2.37)$$

beschrieben werden. Dabei ist c eine Konstante und n entspricht der Anzahl von Blochwänden, deren magnetischen Felder in der i -Richtung im Raum liegen.

Um das Produkt $(n \cdot c)$ in Gleichung (2.37) zu bestimmen, betrachten Kornetzki und Lucas zuerst den Fall eines Wechselfelds. In diesem Fall kann die Feldstärke vereinfacht durch

$$H(t) = \hat{H} \cdot \cos(\omega t) \quad (2.38)$$

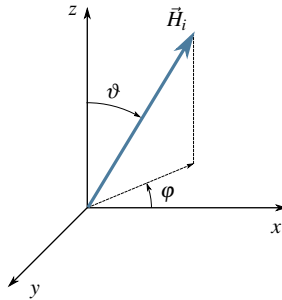


Abbildung 2.15: Darstellung des Vektors einer magnetischen Feldstärke \vec{H}_i in der i -Richtung in Kugelkoordinaten nach [24]

gegeben werden, wobei die vektorielle Schreibweise und der Index i entfallen. Schwingt das Feld beispielsweise in x -Richtung, ergibt sich die Amplitude zu

$$\hat{H} \stackrel{!}{=} \hat{H}_i \Big|_{i=x} = \hat{H} \cdot \cos(\varphi) \cdot \sin(\vartheta). \quad (2.39)$$

Die dabei entstehenden Hystereseverluste können anschließend durch Integration der durch Gleichung (2.37) gegebenen infinitesimalen Verlustdichte $dW_{v,hy}$ bestimmt werden:

$$\begin{aligned} W_{v,hy} &= 8 \cdot \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} n \cdot c \cdot \hat{H}^3 \cdot \cos^3(\varphi) \cdot \sin^3(\vartheta) d\vartheta \sin(\vartheta) d\varphi \\ &= \pi \cdot (n \cdot c) \cdot \hat{H}^3. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Ist die Amplitude der Anregung klein genug, können die entstehenden Hystereseverluste pro Volumeneinheit durch Verwendung des Rayleigh-Gesetzes von

$$B = \mu_a \cdot H + 2 \cdot v \cdot H^2 \quad \text{für } \hat{H} \rightarrow 0 \quad (2.41)$$

als die Fläche unter der aufgespannten Hystereseschleife bestimmt werden zu

$$W_{v,hy} = \frac{8}{3} \cdot v \cdot \hat{H}^3. \quad (2.42)$$

Dabei ist μ_a die Anfangspermeabilität und v die Rayleigh-Konstante.

Werden nun die Ausdrücke in Gleichungen (2.40) und (2.42) verglichen, kann das Produkt $(n \cdot c)$ darauf folgend identifiziert werden als

$$(n \cdot c) = \frac{8 \cdot v}{3 \cdot \pi}. \quad (2.43)$$

Wird die obige Erkenntnis über das Produkt von $(n \cdot c)$ für ein magnetisches Drehfeld, das kreisförmig in der xy -Ebene mit einer Amplitude von

$$\hat{H}_i = \hat{H} \cdot |\sin(\vartheta)| \quad (2.44)$$

rotiert, angewendet, führt die Integration der infinitesimalen Hystereseverluste einer drehenden Magnetisierung zu

$$\begin{aligned} W_{v,hy}^r &= 8 \cdot \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} n \cdot c \cdot \hat{H}^3 \cdot \sin^3(\vartheta) \, d\vartheta \sin(\vartheta) \, d\varphi \\ &= 2\pi \cdot v \cdot \hat{H}^3. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Wird anschließend das Verhältnis R_{hy} zwischen den Hystereseverlusten eines Drehfelds und denen eines Wechselfelds gebildet, ergibt sich dieses Verhältnis schließlich zu

$$R_{hy} \stackrel{!}{=} \frac{W_{v,hy}^r}{W_{v,hy}} \approx 2,36 \quad \text{für } a_I = 1 \text{ und } \hat{H} \rightarrow 0. \quad (2.46)$$

Trotz der Annahmen zur Vereinfachung der Berechnung und der beschränkten Betrachtung auf einen ideal isotropen polykristallinen Werkstoff stimmt bei verschwindender Feldstärke dieses rechnerisch bestimmte Verhältnis von 2,36 in Gleichung (2.46) gut mit den in der Fachliteratur vorgestellten Messwerten überein, was später in Kapitel 6.3 gezeigt wird.

Klassische Wirbelstromverluste

Die klassischen Wirbelstromverluste unter rotierender Magnetisierung sind in [12, 16–18, 59–61] in Form ihrer niederfrequenten Näherung angegeben. Zur Erweiterung des theoretischen Ansatzes dieser Verlustkomponente auf ein ellipsoidisch rotierendes Magnetfeld beliebiger Frequenz wird in dieser Arbeit zunächst ein Anregungsfeld \vec{H}_a betrachtet, welches, analog zu Gleichung (2.21), als

$$\vec{H}_a(t) = \hat{H}_{ha} \cdot e^{j\omega t} \cdot \vec{e}_{ha} + \hat{H}_{na} \cdot e^{j(\omega t + \vartheta)} \cdot \vec{e}_{na} \quad (2.47)$$

dargestellt ist. In Abhängigkeit seiner Ortskurve wird das Feld in zwei orthogonal stehende Komponenten an der Haupt- und Nebenachse zerlegt. Die Phasenverschiebung zwischen ihnen ist durch ϑ bezeichnet.

Unter der Voraussetzung, dass sich die beiden Feldkomponenten nicht gegenseitig beeinflussen, können die gesamten klassischen Wirbelstromverluste als algebraische Summe durch

$$P_{v,wb}^e = P_{v,wb,ha} + P_{v,wb,na} \quad (2.48)$$

bestimmt werden, wobei die Verlustleistung an der Hauptachse $P_{v,wb,ha}$ sowie die an der Nebenachse $P_{v,wb,na}$ aus den exakten Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen, analog zu Gleichung (2.23), als

$$P_{v,wb,ha}(f) = \frac{\pi \cdot \hat{B}_{ha}^2}{2 \cdot \mu_{ha}} \cdot \gamma_{ha} \cdot \frac{\sinh(\gamma_{ha}) - \sin(\gamma_{ha})}{\cosh(\gamma_{ha}) - \cos(\gamma_{ha})} \cdot f \quad (2.49)$$

$$P_{v,wb,na}(f) = \frac{\pi \cdot \hat{B}_{na}^2}{2 \cdot \mu_{na}} \cdot \gamma_{na} \cdot \frac{\sinh(\gamma_{na}) - \sin(\gamma_{na})}{\cosh(\gamma_{na}) - \cos(\gamma_{na})} \cdot f \quad (2.50)$$

für beliebige Frequenzen gegeben sind. Weist ein nichtkornorientiertes Elektroblech sowohl eine richtungsunabhängige konstante Permeabilität von

$$\mu = \mu_{ha} = \mu_{na} \quad (2.51)$$

als auch eine richtungsunabhängige konstante elektrische Leitfähigkeit von

$$\sigma = \sigma_{ha} = \sigma_{na} \quad (2.52)$$

auf, können die gesamten klassischen Wirbelstromverluste unter einer elliptisch rotierenden Anregung, ähnlich wie die Darstellung in [62], durch

$$P_{v,wb}^e(f) = \frac{\pi}{2 \cdot \mu} \cdot \gamma \cdot \frac{\sinh(\gamma) - \sin(\gamma)}{\cosh(\gamma) - \cos(\gamma)} \cdot f \cdot \left(\hat{B}_{ha}^2 + \hat{B}_{na}^2 \right) \quad (2.53)$$

oder vereinfacht durch

$$P_{v,wb}^e = \left(1 + a_B^2 \right) \cdot P_{v,wb,ha} \quad (2.54)$$

beschrieben werden. Das Verhältnis zwischen den gesamten klassischen Wirbelstromverlusten und denen an der Hauptachse ergibt sich zu $(1 + a_B^2)$, wobei das Achsenverhältnis a_B für die Flussdichte, analog zu Gleichung (2.1), durch

$$a_B = \frac{\hat{B}_{na}}{\hat{B}_{ha}} \quad (2.55)$$

gegeben ist. Für den Sonderfall einer sich kreisförmig drehenden Flussdichte mit $a_B = 1$ betragen die gesamten klassischen Wirbelstromverluste infolgedessen doppelt so viel wie die einer sinusförmigen Wechselanregung der gleichen Amplitude.

Wie bei den klassischen Wirbelstromverlusten unter einer langsam wechselnden Anregung in Gleichung (2.26) kann der Ausdruck in Gleichung (2.53) bei einer sich langsam drehenden Magnetisierung analog durch

$$P_{v,wb}^e(f) = \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2}{6} \cdot \left(\hat{B}_{ha}^2 + \hat{B}_{na}^2 \right) \cdot f^2 \quad \text{für } f \ll f_{G,wb} \quad (2.56)$$

angenähert werden, was ebenfalls [18, 60, 61] zu entnehmen ist. In diesem niederfrequenten Fall ohne Skineffekt können die transienten klassischen Wirbelstromverluste, die innerhalb eines infinitesimalen Zeitschritts entstehen, in den Zeitbereich zu

$$P_{v,wb}^r(t) = \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \left(\left(\frac{dB_{ha}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{na}}{dt} \right)^2 \right) \quad \text{für } f \ll f_{G,wb} \quad (2.57)$$

umgeformt werden. Dieser Ansatz wurde auch in [12, 16, 17, 59] vorgestellt, womit die klassischen Wirbelstromverluste, die durch eine beliebig rotierende Magnetisierung hervorgerufen sind, rechnerisch bestimmt werden können.

3

Numerische Feldberechnung

In elektrischen Maschinen treten unter anderem Eisenverluste auf, die durch magnetische Felder verursacht sind, die einerseits nicht ideal sinusförmig schwingen und andererseits ihre Richtung ständig wechseln. Der im letzten Kapitel vorgestellte theoretische Ansatz ist dagegen nur von sinusförmiger Wechselanregung abgeleitet. Damit dieser Ansatz um die realen Bedingungen erweitert werden kann, werden als Erstes genaue Kenntnisse über die zeitlichen und räumlichen Verläufe der magnetischen Felder in der Maschine benötigt. Solche Informationen können in der Praxis durch die FE-Berechnung geliefert werden. Da in dieser Arbeit auch diese numerische Methode zum Einsatz kommt, werden im vorliegenden Kapitel zuerst die Randbedingungen für die FE-Berechnung in PSMs festgelegt.

Alle kommerziellen FE-Programme verwenden zur Berechnung der Eisenverluste ausschließlich die Flussdichte, wodurch unrealistische Ergebnisse, wie z. B. eine weitere Zunahme der Hystereseverluste nach Erreichen der Sättigungspolarisation, entstehen. Zusätzlich fehlt die Flexibilität, ein beliebiges Verlustmodell zu implementieren, weil diese Programme nur beschränkte Funktionalitäten zur Verfügung stellen. Dies macht eine genaue Analyse kaum möglich. Die Lösung stellt ein eigener Postprozessor dar, der im zweiten Teil dieses Kapitels vorgestellt wird. Erst durch diese Entwicklung können neben der Flussdichte weitere spezielle Feldgrößen, welche zur realitätsnahen Modellierung der Eisenverluste in PSMs beitragen, für jedes Element in der Vernetzung bestimmt werden.

Zur präzisen Bestimmung von Eisenverlusten ist eine hochaufgelöste vollständige Schwingung der magnetischen Felder erforderlich. Dazu muss im Vorfeld die FE-Berechnung mit einer feinen Rotorschrittstellung für die ganze elektrische Periode durchgeführt werden. Eine solche Simulation ist rechenintensiv und kann bis zu mehreren Minuten für einen einzelnen Betriebspunkt dauern. Die darauf basierende Kennfeldberechnung kann mehrere Tage in Anspruch nehmen, was in der Praxis kaum praktikabel ist. Um die numerische Feldberechnung effizienter zu gestalten, wird im letzten Teil dieses Kapitels eine innovative Berechnungsmethode vorgestellt. Dieses neue Verfahren nutzt die Zeit-Raum-Korrelation der magnetischen Felder in rotationssymmetrisch aufgebauten PSMs aus, wodurch der Rechenaufwand, ohne die Genauigkeit abzusenken, erheblich reduziert werden kann.

3.1 Randbedingungen

In dieser Arbeit wird die FE-Berechnung für PSMs anhand eines kommerziellen FE-Programms, *FLUX2D* [63], durchgeführt. Da es sich dabei um Radialflussmaschinen handelt, genügt es, die Maschinen im zweidimensionalen Raum unter Vernachlässigung von axialen Feldern zu betrachten. Die Randbedingungen und die Voraussetzungen, die zur numerischen Feldberechnung verwendet werden, werden im Folgenden beschrieben.

Periodizität

Da die Maschinen meistens geometrisch rotationssymmetrisch gebaut sind, kann neben der Dirichletschen und der Neumannschen Randbedingung zusätzlich die periodische Randbedingung genutzt werden, um den Rechenaufwand zu reduzieren [63–66]. Dabei kann an Stelle eines Modells, welches die vollständige Geometrie der Maschine nachbildet, nur ein $1/M_{FE}$ -Teil davon modelliert werden. Die Periodizität bzw. die Anzahl der sich wiederholenden Teilmodelle M_{FE} entspricht dem größten gemeinsamen Teiler (ggT) der Anzahl der Nuten N_s und der Anzahl der Pole $2p$. Es gilt:

$$M_{FE} = \text{ggT}(N_s, 2p). \quad (3.1)$$

Demzufolge stellt ein minimales Teilmodell, das in der FE-Berechnung verwendet werden soll, insgesamt

$$N'_s = \frac{N_s}{M_{FE}} \quad (3.2)$$

Nuten und zugleich

$$p' = \frac{2p}{M_{FE}}, \quad (3.3)$$

Magnetpole dar. Bei elektrischen Maschinen mit einer Phasenzahl von $m = 3$ gelten für die beiden Größe zusätzlich folgende Bedingungen:

- Die Anzahl der abgebildeten Nuten beträgt stets ein ganzzahliges Vielfaches der Phasenzahl mit

$$N'_s = k \cdot m \quad \text{mit} \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (3.4)$$

- Die Anzahl der abgebildeten Magnetpole ist kein ganzzahliges Vielfaches der Phasenzahl mit

$$p' \neq k \cdot m \quad \text{mit} \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (3.5)$$

Ist die Anzahl der abgebildeten Pole p' im minimalen Teilmodell ungerade, entspricht es der Bedingung der *antizyklischen Periodizität*. Im Gegensatz dazu besitzt der Aufbau eine *zyklische Periodizität*, wenn es eine gerade Anzahl an Polteilungen im $1/M_{FE}$ -Modell gibt.

Quasistationäre Berechnung

Um die Betrachtung der magnetischen Felder zu vereinfachen und um alle Rückwirkungen der durch Wirbelströme induzierten Felder auszuschließen, werden für die FE-Berechnung folgende Annahmen getroffen:

- Die Maschine rotiert mit einer konstanten Drehzahl und für jeden Brechungsschritt wird der Rotor um eine feste Schrittweite gedreht.
- Die Wicklung ist in Stern verschaltet, sodass kein Ausgleichsstrom fließt.
- In der Wicklung werden dünne Kupferdrähte eingesetzt, wodurch die zusätzlichen Stromwärmeverluste, die durch Skineneffekt und Proximity-Effekt hervorgerufen werden, vernachlässigt werden können.

- Die eingebetteten Magnete im Rotor bleiben von der hauptsächlich durch die Nutung verursachten Flusspulsation verschont. Die Wirbelstromverluste der Magnete sind daher vernachlässigbar [E1].
- Die Elektrobleche werden als ein elektrisch isolierendes Material betrachtet und ihre Wirbelstromverluste werden erst im Postprozessor berechnet.

Unter obigen Bedingungen reicht es zur Lösung des Feldproblems aus, eine quasistationäre Berechnung durchzuführen. Dabei hängen die magnetischen Felder in PSMs bei einer vorgegeben Rotorstellung nur von der Bestromung ab. Ihre Schwingungsform variiert nicht mit der Frequenz bzw. von Periode zu Periode.

BH-Kurve

Die Eigenschaft des verwendeten weichmagnetischen Materials wird in der FE-Berechnung durch die Magnetisierungskurve bzw. die BH-Kurve beschrieben, welche die nichtlineare Permeabilität des Werkstoffs widerspiegelt. Um die magnetischen Felder in Maschinen realitätsnah berechnen zu können, wird die BH-Kurve des betrachteten Elektroblechs M330-35A(CDW) aus der Kommütierungskurve in Abbildung 3.1 abgeleitet, die bei der niedrigsten messbaren Frequenz von 3 Hz vermessen wurde. Ihr detaillierter Verlauf bis eine Feldstärke von 400 Am^{-1} stellt Abbildung 3.2 dar. Die vermessene Kurve muss in drei Bereichen angepasst werden:

- Um die Konvergenz des FE-Solvers mit der Newton-Raphson-Methode zu verbessern, muss die BH-Kurve monoton und eindeutig sein. Im Bereich niedriger Feldstärke wird in dieser Arbeit die Permeabilitäten durch die maximale vermessene Permeabilität $\mu_{r,\max}$ ersetzt [65]. Die resultierende magnetische Polarisation ergibt sich zu

$$J = \mu_0 \cdot (\mu_{r,\max} - 1) \cdot H \quad \text{für } H \leq H|_{\mu_{r,\max}}. \quad (3.6)$$

Die durch diese Modifikation zustande gekommene Abweichung spielt nur eine untergeordnete Rolle: Einerseits sind die durch solch kleine Anregung verursachten Eisenverluste gering und andererseits sind die Elektrobleche in Antriebsmotoren hauptsächlich dem tief gesättigten Bereich ausgesetzt.

- Bei einer bestimmten hohen Feldstärke erreicht die Polarisation ihre Sättigung und nimmt wegen der vollständig ausgerichteten Domänen nicht

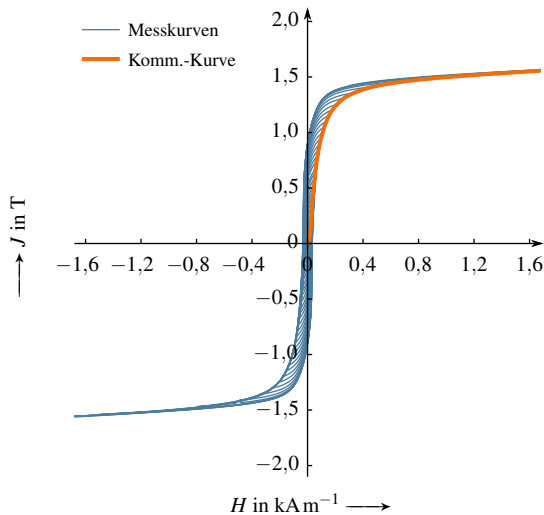


Abbildung 3.1: Kommutierungskurve von M330-35A(CDW) bei $f = 3$ Hz, wobei die Schwingungsform der Polarisation sinusförmig ist

weiter mit steigender Anregung zu. Im Bereich hoher Feldstärke wird daher die Annahme

$$J = J_s \quad \text{für} \quad H \geq H_s \quad (3.7)$$

getroffen. Da die Sättigungsfeldstärke H_s nicht mit dem vorhandenen Prüfstand messtechnisch ermittelt werden kann, wird dafür ein Wert von 100 kA m^{-1} festgelegt, was Abbildung 3.3 zu entnehmen ist.

- Für den Bereich zwischen der niedrigen Feldstärke $H|_{\mu_r, \max}$ und der Sättigungsfeldstärke H_s sind Messpunkte bis ca. 1,6 T vorhanden. Daher muss ein Modellansatz verwendet werden, damit die Kurve mit einem stetigen und glatten Übergang extrapoliert werden kann. Dazu wird in dieser Arbeit die Steigung der Reluktivität bei dem i -ten Messpunkt von

$$m_{v,i} \stackrel{!}{=} \frac{\Delta v_{r,i}}{\Delta H_i} = \frac{v_r(H_{i+1}) - v_r(H_i)}{H_{i+1} - H_i} \quad (3.8)$$

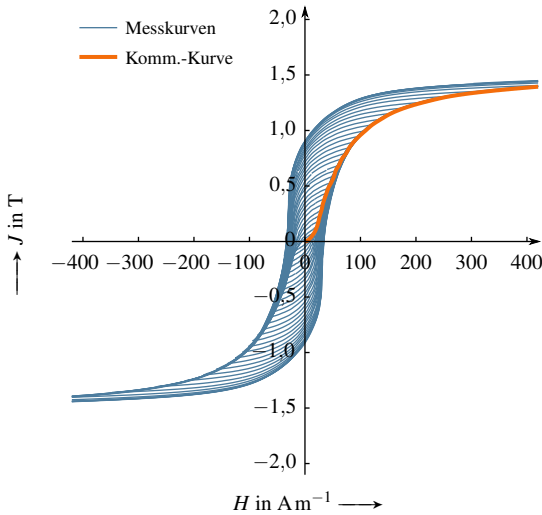


Abbildung 3.2: Detaillierte Darstellung der Kommütierungskurve in Abbildung 3.1

durch einen empirischen Zusammenhang von

$$m_{v,i} = \alpha \cdot \ln(H_i) + \beta \tag{3.9}$$

approximiert. Demzufolge kann die BH- bzw. die JH-Kurve ab der Feldstärke $H|_{\mu_{r,\max}}$ iterativ durch

$$J_{i+1} = \mu_0 \cdot H_{i+1} \cdot \left(\frac{1}{\Delta H_i \cdot m_{v,i} + v_{r,i}} - 1 \right) \tag{3.10}$$

bestimmt werden, bis schließlich die Sättigungspolarisation J_s bzw. die Sättigungsfeldstärke H_s erreicht wird.

Werden die obigen Modifikationen für das Elektrolech M330-35A(CDW) verwendet, das mit 3 % Silizium-Massenanteil nach Gleichung (2.8) eine Sättigungspolarisation von ca. 2 T aufweist, kann die für die FE-Berechnung geeignete Materialkurve in Abbildung 3.3 veranschaulicht werden. Dabei beträgt die maximale relative Permeabilität ca. 9600. Die Koeffizienten in Gleichung (3.9) ergeben sich zu $\alpha = -4,61 \cdot 10^{-8}$ und $\beta = 1,08 \cdot 10^{-6}$.

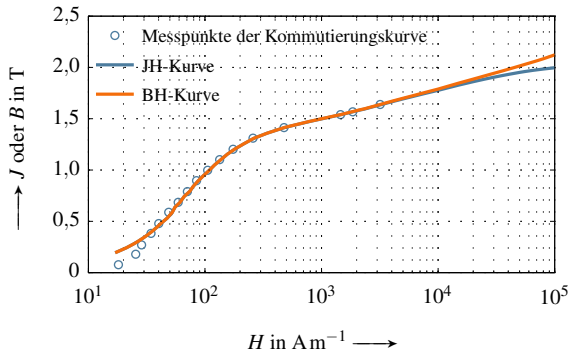


Abbildung 3.3: Die aus der gemessenen Kommutierungskurve modifizierten BH- und JH-Kurven von M330-35A(CDW) für die numerische Feldberechnung

3.2 Postprozessor

Nach Lösung des zweidimensionalen Feldproblems schreibt der FE-Solver von *FLUX2D* für jeden Zeitschritt bzw. für jede Rotorstellung die z -Komponente des magnetischen Vektorpotentials A_z in jedem Knoten in eine *EFL*-Datei auf. Diese Lösungsdateien samt der in *DEC*-Format vorliegenden Vernetzungsinformation, welche die Koordinaten jedes Knotens beinhaltet, werden durch den in *MATLAB* implementierten Postprozessor eingelesen [S2, E2, E3]. Dieser eigene Postprozessor leitet im ersten Schritt die Flussdichte aus dem Vektorpotential ab und bestimmt weitere physikalische Größen, die zur Berechnung der Eisenverluste erforderlich sind. Sein Funktionsprinzip wird in diesem Abschnitt erläutert.

3.2.1 Flussdichte

In dieser Arbeit werden ausschließlich Dreieckelemente zweiter Ordnung verwendet, deren Gleichungssystem für insgesamt sechs Knoten folgendermaßen

$$\underbrace{\begin{pmatrix} A_{z,1} \\ A_{z,2} \\ \vdots \\ A_{z,6} \end{pmatrix}}_{A_z} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 & x_1 \cdot y_1 & x_1^2 & y_1^2 \\ 1 & x_2 & y_2 & x_2 \cdot y_2 & x_2^2 & y_2^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_6 & y_6 & x_6 \cdot y_6 & x_6^2 & y_6^2 \end{pmatrix}}_M \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_6 \end{pmatrix}}_{\alpha} \quad (3.11)$$

erstellt werden kann. Da dabei sowohl die Koordinaten der Knoten in Matrix \mathbf{M} als auch die Vektorpotentiale A_z durch Einlesen der *DEC*- und der *EFL*-Datei bekannt sind, kann die Bestimmung der Formfunktion α durch Linksmultiplikation der inversen Matrix \mathbf{M}^{-1} erfolgen:

$$\alpha = \mathbf{M}^{-1} \cdot A_z. \quad (3.12)$$

Nach Definition des Vektorpotentials können die Komponenten der Flussdichte durch Bildung der Rotation bestimmt werden. Die Feldkomponenten der Flussdichte an einer bestimmten Position ergeben sich dann zu

$$B_x(x,y) = \frac{\partial A_z}{\partial y} = \alpha_3 + \alpha_4 \cdot x + 2\alpha_6 \cdot y \quad (3.13)$$

$$B_y(x,y) = -\frac{\partial A_z}{\partial x} = -\alpha_2 - \alpha_4 \cdot y - 2\alpha_5 \cdot x \quad (3.14)$$

und sind davon abhängig, wo sich der Betrachtungspunkt (x,y) innerhalb des Elements befindet. Infolgedessen sind alle weiteren daraus abgeleiteten Größen und letztendlich die Eisenverluste ortsabhängig.

Um die Berechnung möglichst effizient zu gestalten, wird die Flussdichte als ein einziger Wert anstatt einer Verteilungsfunktion für jedes Element angegeben. Ist die Geometrie ausreichend fein vernetzt bzw. ist das Element klein, ändert sich die Flussdichte über einem Element kaum. In diesem Fall können die Feldkomponenten am Mittelpunkt des Elements (x_0, y_0) , die anhand Gleichungen (3.13) und (3.14) berechnet sind, für das ganze Element verwendet werden [S2]. Die beiden Komponenten der Flussdichte B_x und B_y sind demzufolge keine ortsabhängige Funktionen mehr und es gilt:

$$B_{x,y} = B_{x,y}(x_0, y_0) \neq f(x,y). \quad (3.15)$$

Rotatorische Transformation

Neben der Angabe in kartesischen xy -Koordinaten können die Flussdichte und die anderen daraus abgeleiteten Größen in ein beliebiges $\alpha\beta$ -Koordinatensystem, das durch zwei orthogonalen Achsen aufgespannt ist, umgerechnet werden.

Ist das $\alpha\beta$ -Koordinatensystem zum ursprünglichen System um einen Winkel ϑ gedreht, können beispielsweise die neuen Feldkomponenten B_α und B_β nach

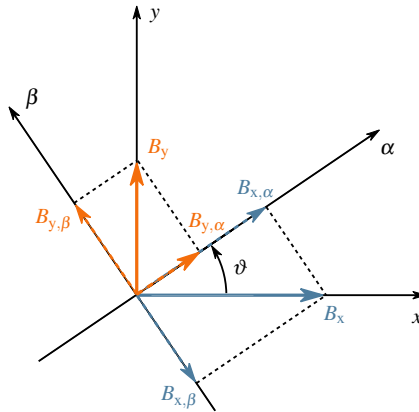


Abbildung 3.4: Transformation der Komponenten von kartesischen Koordinaten in eine beliebige $\alpha\beta$ -Koordinaten mit demselben Ursprung

Abbildung 3.4 aufgestellt werden. Die entsprechende mathematische Transformationsvorschrift lautet [S2]:

$$\begin{pmatrix} B_\alpha \\ B_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{x,\alpha} + B_{y,\alpha} \\ -B_{x,\beta} + B_{y,\beta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

In dieser Arbeit werden die Feldkomponenten der Flussdichte statt in x - und y -Richtung

- in Abhängigkeit von der Lage des Mittelpunkts in B_r - und B_t -Komponenten in radialer und tangentialer Richtung sowie
- in Abhängigkeit von der Ortskurve in B_{ha} - und B_{na} -Komponenten an der Haupt- und Nebenachse

transformiert. Die jeweiligen Feldkomponenten werden dann als reine magnetische Wechselfelder weiter betrachtet.

3.2.2 Polarisation

Die Polarisation spiegelt den makroskopischen Zustand der Domänen wider und ist somit unmittelbar mit den durch die Domänenänderung entstehenden

Eisenverlusten verbunden. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit neben der Flussdichte zusätzlich die Polarisation anhand des Postprozessors berechnet. Wird ein beliebiges $\alpha\beta$ -Koordinatensystem betrachtet, können die Feldkomponenten der Polarisation in der jeweiligen Richtung als

$$J_\alpha = B_\alpha - \mu_0 \cdot H_\alpha \quad (3.17)$$

$$J_\beta = B_\beta - \mu_0 \cdot H_\beta \quad (3.18)$$

für jedes Element bestimmt werden. Da die Komponenten der Flussdichte durch FE-Berechnung bekannt sind, müssen nun die der Feldstärke festgestellt werden. Dazu beschreibt die Materialgleichung bzw. die BH-Kurve eines homogenen Materials die Beziehung:

$$|\mathbf{B}| = |\mathbf{J}| + \mu_0 \cdot |\mathbf{H}| = f_{\text{BH}}(|\mathbf{H}|), \quad (3.19)$$

welche den Zusammenhang zwischen den Amplituden der zweidimensionalen Polarisation $|\mathbf{J}|$, der Flussdichte $|\mathbf{B}|$ sowie der Feldstärke $|\mathbf{H}|$ darstellt. Werden nun die obigen Gleichungen von (3.17) bis (3.19) berücksichtigt, können H_α und H_β eindeutig gelöst werden. Die beiden Feldkomponenten der Feldstärke ergeben sich zu

$$H_\alpha = \frac{\mu_0 \cdot |\mathbf{H}|}{|\mathbf{B}|} \cdot B_\alpha \quad (3.20)$$

$$H_\beta = \frac{\mu_0 \cdot |\mathbf{H}|}{|\mathbf{B}|} \cdot B_\beta. \quad (3.21)$$

Die Amplitude $|\mathbf{H}|$ kann durch Verwendung der Umkehrfunktion der BH-Kurve f_{BH}^{-1} auf die Amplitude $|\mathbf{B}|$ bestimmt werden, wenn sich die beiden Größen innerhalb des durch die BH-Kurve definierten Wertebereichs befinden. Liegt der Betrag der Flussdichte dagegen über der maximalen Flussdichte B_N , die durch den letzten bzw. den N -ten Stützpunkt der BH-Kurve gegeben ist, wird die Steigung der letzten zwei Stützpunkte zur Bestimmung der Feldstärke verwendet. Zusammenfassend ist die Amplitude der Feldstärke gegeben durch

$$|\mathbf{H}| = \begin{cases} f_{\text{BH}}^{-1}(|\mathbf{B}|) & \text{für } |\mathbf{B}| \leq B_N \\ \frac{H_N - H_{N-1}}{B_N - B_{N-1}} \cdot (|\mathbf{B}| - B_N) + H_N & \text{für } |\mathbf{B}| > B_N \end{cases}. \quad (3.22)$$

Beim Elektrolech M330-35A(CDW) wird durch die im letztem Abschnitt vorgestellte BH-Kurve gewährleistet, dass der Betrag der Polarisation nicht über die Sättigungspolarisation hinausreicht. Wie bei einem realen weichmagnetischen Werkstoff gilt dabei stets $|\mathbf{J}| \leq J_s$ und ist nicht von abhängig, in welchem Koordinatensystem das Feldproblem betrachtet wird.

3.2.3 Rotierende Magnetisierung

Im Gegensatz zur in Kapitel 2.1.2 vorgestellten Theorie sind die zeitlichen Verläufe der Magnetisierung nach der FE-Berechnung mit Verzerrungen behaftet. Ihre Ortskurven weichen von einer Ellipse ab, obwohl dabei die Stromanregung ideal sinusförmig bleibt. Um diesen realen Fall berücksichtigen zu können, wird in dieser Arbeit der Ansatz gemacht, dass die Hauptachse sich dort befindet, wo die Amplitude der Flussdichte ihr Maximum erreicht. Die Nebenachse befindet sich um 90° phasenverschoben. Des Weiteren stellen die Schnittpunkte der Ortskurve mit den Haupt- und Nebenachsen jeweils B'_{ha} und B'_{na} dar. Das Achsenverhältnis der Flussdichte ergibt sich, analog wie in Gleichung (2.55), zu

$$a_B = \frac{B'_{na}}{B'_{ha}}. \quad (3.23)$$

Während der Schnittpunkt an der Hauptachse B'_{ha} mit der maximalen Amplitude $|\mathbf{B}|_{\max}$ bzw. der Halbamplitude der Schwingung⁵ an der Hauptachse \tilde{B}_{ha} stets identisch sind mit

$$B'_{ha} \equiv |\mathbf{B}|_{\max} \equiv \tilde{B}_{ha}, \quad (3.24)$$

befindet sich der Schnittpunkt an der Nebenachse B'_{na} nicht unbedingt bei dem Minimum der Amplitude $|\mathbf{B}|_{\min}$ oder bei der Halbamplitude \tilde{B}_{na} . Für die Feldkomponente an der Nebenachse gilt im Allgemeinen:

$$B'_{na} \neq |\mathbf{B}|_{\min} \neq \tilde{B}_{na}. \quad (3.25)$$

Diese erweiterte Betrachtung der rotierenden Magnetisierung wird beispielsweise mit den Ortskurven von zwei Elementen im Stator veranschaulicht. In Abbildung 3.5 liegt das Element in der Mitte des Jochs. Seine ausgebreitete Ortskurve deutet auf eine Rotation hin, was quantitativ auch durch das nah an

⁵ Die Halbamplitude der Flussdichte ergibt sich, analog zu Gleichung (3.27), als der halbe Spitzen-Spitzen-Wert einer Schwingung.

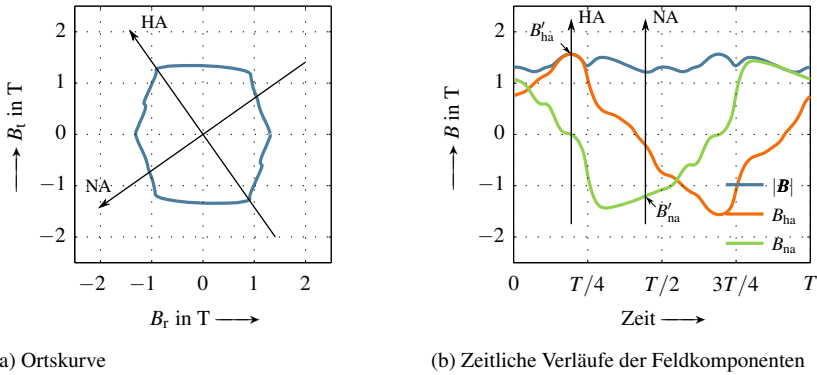


Abbildung 3.5: Zerlegung der rotierenden Flussdichte in die Haupt- und Nebenachse für das Element im Joch, $a_B = 0,77$

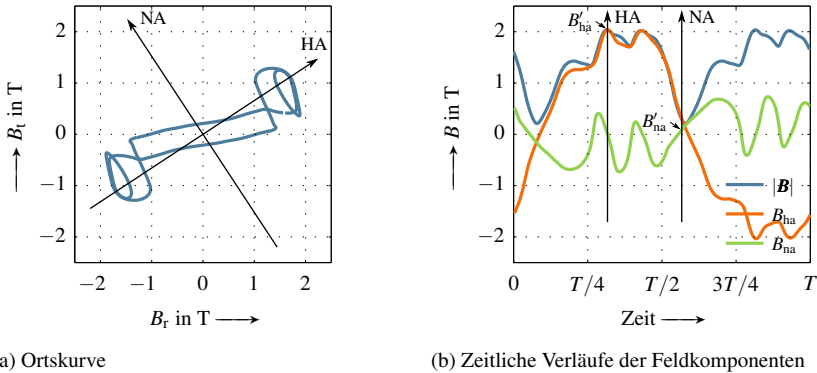


Abbildung 3.6: Zerlegung der rotierenden Flussdichte in die Haupt- und Nebenachse für das Element im Zahnkopf, $a_B = 0,05$

eins liegende Achsenverhältnis bestätigt ist. Dagegen zeigt Abbildung 3.6 die Ortskurve des zweiten Elements, das sich am Zahnkopf befindet. Trotz starker Verzerrungen in seinen zeitlichen Verläufen kann nach der obigen Definition ein Achsenverhältnis festgestellt werden, das näherungsweise Null beträgt. Das Feld dort ist daher als ein wechselndes Feld zu betrachten, obwohl seine Ortskurve eine gewisse Fläche unter sich einschließt.

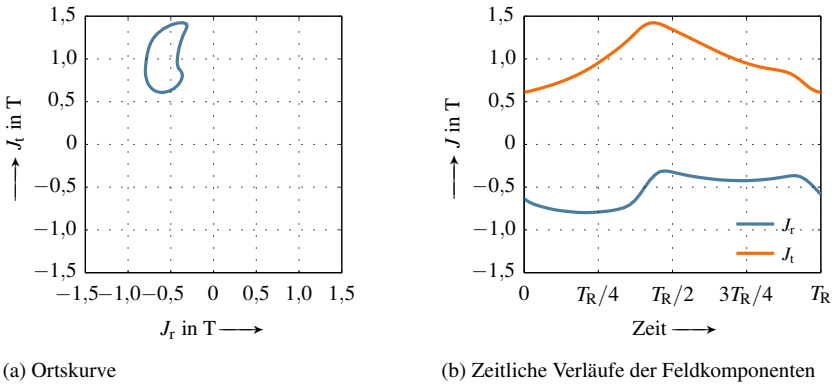


Abbildung 3.7: Ortskurve des Elements im Rotor und ihre Feldkomponenten der Polarisation in radialer und tangentialer Richtung

Wird die Beziehung in Gleichung (3.22) für B'_{ha} und B'_{na} verwendet, können schließlich die Feldkomponenten der Polarisationen J'_{ha} und J'_{na} an den beiden Schnittpunkten bestimmt werden. Das Achsenverhältnis der Polarisation, die mit beliebiger Form rotiert, ergibt sich zu

$$a_J = \frac{J'_{na}}{J'_{ha}}. \quad (3.26)$$

3.2.4 Statische Magnetisierung

In PSMs sind die magnetischen Felder im Rotor einer statischen Magnetisierung ausgesetzt, die durch die Magnete hervorgerufen ist. Ein solches Feld ist zwar zweidimensional, aber in dieser Arbeit wird es aus zwei Gründen weder als ein Wechselfeld noch als ein rotierendes Feld bezeichnet: Einerseits pulsiert es nicht symmetrisch um seinen Mittelpunkt und andererseits entspricht der Mittelpunkt seiner Ortskurve nicht dem Ursprung bzw. dem entmagnetisierten Zustand. Diesen Fall stellen beispielsweise die zeitlichen Verläufe und die entsprechende Ortskurve eines Elements im Rotor in Abbildung 3.7 dar, wobei die Feldkomponenten wie üblich in radialer und tangentialer Richtung betrachtet werden. Die Rotorperiode beträgt dabei T_R .

Um ein solches magnetisches Feld quantitativ anhand des Postprozessors beschreiben zu können, werden die Halbamplitude der Schwingung und die Offset-Polarisation als die charakteristischen Größen eingeführt. Die Halbamplitude einer Feldkomponente, die beliebig schwingen und daher eine nicht sinusförmige Schwingungsform aufweisen kann, wird durch

$$\tilde{J} = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{2} = \frac{J_{\text{pp}}}{2} \quad (3.27)$$

als der halbe Spitzen-Spitzen-Wert J_{pp} gegeben. Die Offset-Polarisation ergibt sich dagegen als Mittelwert der beiden Extremwerte zu

$$J_{\text{offset}} = \frac{|J_{\max} + J_{\min}|}{2} = |J_{\min} + \tilde{J}|. \quad (3.28)$$

Da bei der FE-Simulation in *FLUX2D* stets angenommen wird, dass das Material sich ideal symmetrisch bei positiver und negativer Anregung verhält, reicht es dabei aus, die Offset-Polarisation nur betragsmäßig zu betrachten.

3.2.5 Nebenhystereseschleife

Um die zusätzlichen Eisenverluste, die durch Nebenhystereseschleifen hervorgerufen sind, anhand des Postprozessors bestimmen zu können, müssen zuerst aus den zeitlichen Polarisationsverläufen alle vorhandenen Nebenhystereseschleifen festgestellt werden. Beispielsweise veranschaulicht Abbildung 3.8 Nebenhystereseschleifen anhand zwei zeitlichen Verläufe. In Abbildung 3.8(a) treten nur *einfache Nebenhystereseschleifen* auf, die keine weiteren Schleifen in sich beinhalten. Im Gegensatz dazu können in Abbildung 3.8(b) parasitäre Schleifen beobachtet werden. Solche parasitären Nebenhystereseschleifen, die noch von $(n - 1)$ übergeordneten Nebenhystereseschleifen umfasst sind, werden als *Nebenhystereseschleifen n-ter Order* (NHS n -ter O.) bezeichnet.

Während die Form der Hauptschleife grundsätzlich durch die maximale Polarisation gegeben ist, hängen die Form einer Nebenschleife und die damit verbundenen zusätzlichen Eisenverluste davon ab, wie stark sie schwingt und wo sie sich innerhalb der Hauptschleife befindet [S1, S3, S4]. Daher werden anhand des Postprozessors die Kenngrößen der Nebenhystereseschleifen, wie etwa die Periodendauer T_{NHS} , die Halbamplitude der Schwingung \tilde{J}_{NHS} sowie die Offset-Polarisation $J_{\text{offset,NHS}}$, für jedes Element bestimmt.

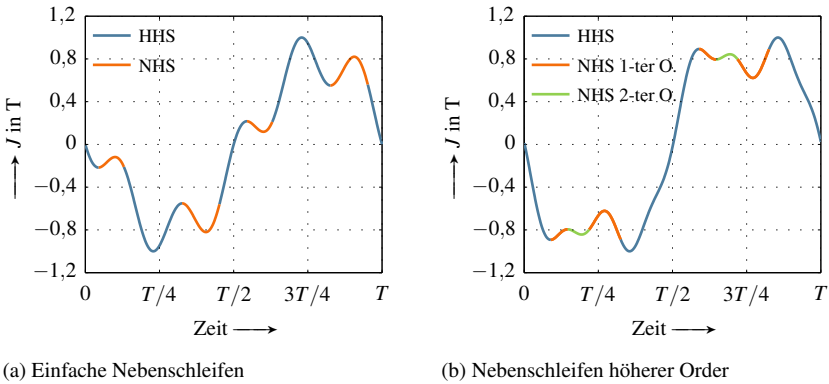


Abbildung 3.8: Zwei mit Nebenhystereseschleifen behaftete zeitliche Verläufe der Polarisation

Inspiziert durch [49, 67, 68] wurde in dieser Arbeit eine verbesserte Methode zur Identifikation der Nebenhystereseschleifen entwickelt, womit auch parasitäre Nebenhystereseschleifen berücksichtigt werden können. Die Grundidee basiert darauf, dass eine Nebenschleife ausschließlich durch Betrachtung ihres zeitlichen Verlaufs identifiziert werden kann: Eine Nebenhystereseschleife fängt an einem lokalen Extremwert der Hauptschleife an, wo das Vorzeichen der ersten Ableitung eine lokale Änderung im Vergleich zu dem der überordneten Flanke aufweist; sie hört dort auf, wo die Polarisation wieder ihren Ausgangswert erreicht. Ausführlich wird diese Vorgehensweise in den nachstehenden Flussdiagrammen 3.9 und 3.10 dargestellt und wird im Folgenden auch kurz in Worten zusammengefasst:

- (a) Im ersten Schritt wird die vollständige Schwingungsperiode der Polarisation betrachtet. Das globale Maximum J_{\max} , das globale Minimum J_{\min} und jeder einzelne lokale Extremwert von $J_{\max,i}$ und $J_{\min,i}$ werden samt den entsprechenden Zeitpunkten festgestellt.
- (b) Der gesamte zeitliche Polarisationsverlauf wird anschließend um eine Dauer von ΔT verschoben, damit die Polarisation mit dem globalen Minimum J_{\min} sowie auf der globalen positiven Flanke anfängt.

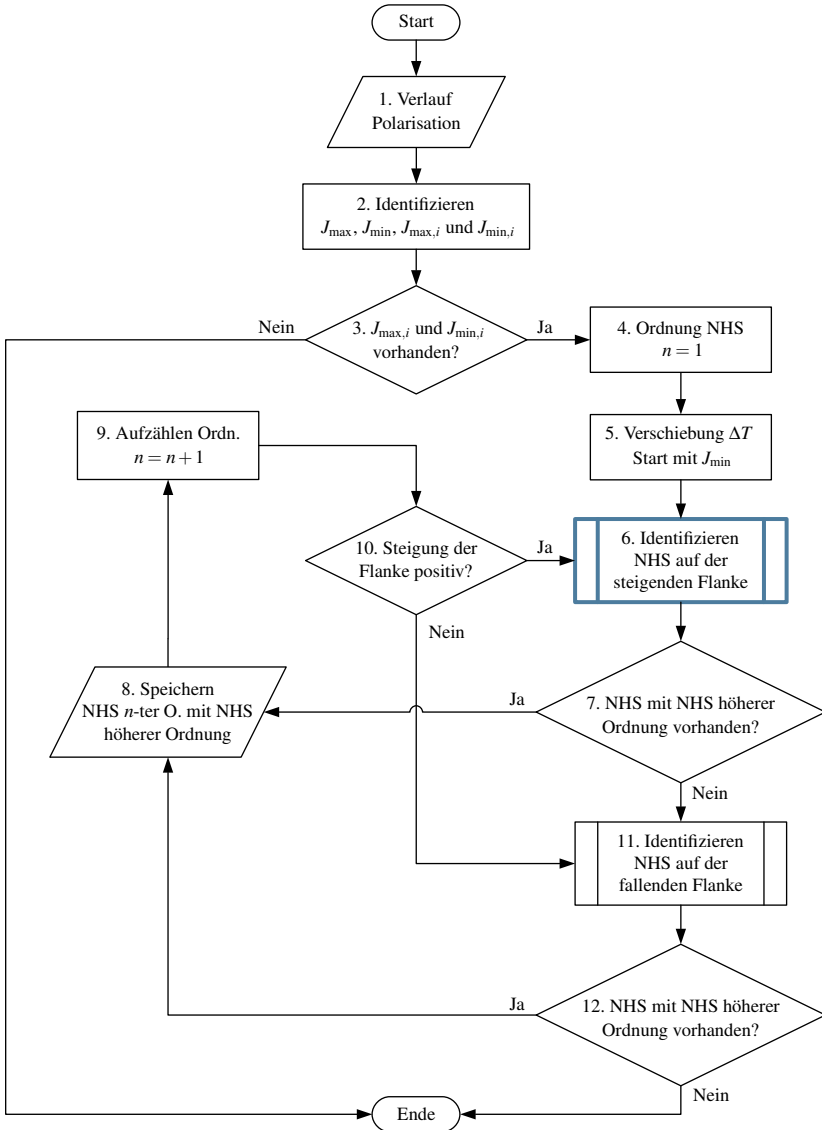


Abbildung 3.9: Algorithmus zur Bestimmung der Nebenhystereseschleifen in einem beliebigen zeitlichen Verlauf der Polarisation



Abbildung 3.10: Algorithmus im Teilprozess zur Bestimmung der Nebenhystereseschleifen auf einer steigenden Flanke

- (c) Die Nebenschleifen bei der positiven Flanke werden zuerst identifiziert. Sie befinden sich zwischen zwei am nächsten liegenden lokalen Maxima der Indizes i und k , die monoton steigen müssen:

$$J_{\max,i} \leq J_{\max,k} \quad \text{mit} \quad i < k. \quad (3.29)$$

Sie können auch zwischen dem letzten lokalen Maximum und dem globalen Maximum liegen, mit

$$J_{\max,i} \leq J_{\max}. \quad (3.30)$$

Existieren zwischen den beiden Extremwerten, nämlich zwischen $J_{\max,i}$ und $J_{\max,k}$ oder zwischen $J_{\max,i}$ und J_{\max} , noch ein oder mehrere lokale Maxima, sind parasitäre Schleifen vorhanden.

- (d) Jede vorhandene Nebenschleife, die eventuell parasitäre Schleifen in sich hat, kann nun identifiziert werden: Sie fängt am Zeitpunkt T'_0 an, wo $J_{\max,i}$ auftritt. Am Zeitpunkt T'_m hört sie auf, wobei die Bedingungen

$$J(T'_m) \leq J_{\max,i} \quad (3.31)$$

$$J(T'_{m+1}) > J_{\max,i} \quad (3.32)$$

erfüllt sein müssen. Dabei entspricht T'_{m+1} dem nächsten diskreten Zeitschritt zu T'_m . Die beiden Zeitpunkte T'_0 und T'_m bei dem originalen Polarisationsverlauf können durch

$$T'_0 = T_0 \pm \Delta T \quad (3.33)$$

$$T'_m = T_m \pm \Delta T \quad (3.34)$$

bestimmt werden, wobei das Vorzeichen in Abhängigkeit von der Richtung der Verschiebung auszuwählen ist.

- (e) Wenn es parasitäre Nebenschleifen zwischen $J_{\max,i}$ und $J_{\max,k}$ bzw. zwischen $J_{\max,i}$ und J_{\max} gibt, wird dieser Abschnitt bei der positiven Flanke weiter betrachtet. Schritte (b) bis (d) werden dafür so weit iterativ wiederholt, bis alle Nebenschleifen identifiziert werden.
- (f) Sind Schritte (b) bis (e) abgeschlossen, sind alle Nebenschleifen bei der globalen positiven Flanke identifiziert. Anschließend wird diese vorgestellte Vorgehensweise in der gleichen Art und Weise für die globale

negative Flanke durchgeführt, wobei die Nebenschleifen sich zwischen zwei monoton abnehmenden Minima befinden.

Sind der Anfangszeitpunkt T_0 und der Endzeitpunkt T_m einer Nebenhystereseschleife bekannt, kann ihre Periodendauer als

$$T_{\text{NHS}} = T_m - T_0 \quad (3.35)$$

bestimmt werden. Die Halbamplitude der Nebenschleife, die im Allgemeinen nicht sinusförmig schwingt, ergibt sich zu

$$\tilde{J}_{\text{NHS}} = \frac{\max(J(t)) - \min(J(t))}{2} \quad \text{für } T_0 \leq t \leq T_m \quad (3.36)$$

und die Offset-Polarisation zu

$$J_{\text{offset,NHS}} = |\min(J(t)) + \tilde{J}_{\text{NHS}}| \quad \text{für } T_0 \leq t \leq T_m. \quad (3.37)$$

Wird die obige Methode für eine vermessene Hystereseschleife verwendet, werden die spezifischen Eisenverluste, die zusätzlich durch eine Nebenhystereseschleife zwischen den Zeitpunkten T_0 und T_m verursachten werden, über die eingeschlossene Fläche nach Gleichung (6.24) bestimmt. Die Auswertung der Eisenverluste der Nebenhystereseschleifen sowie ihre Modellierung werden in Kapitel 6.2 vorgestellt.

3.3 Ein neues Berechnungsverfahren für PSMs

Wie in den letzten Abschnitten beschrieben wurde, können die Eigenschaften der rotierenden Magnetisierung und die der Nebenhystereseschleifen nur aus einer vollständigen Schwingungsperiode bestimmt werden. Des Weiteren wird eine kleine Drehwinkelschrittweite benötigt, damit die von der Rotorposition abhängige Pulsation präzise gelöst werden kann. Als Folge dieser beiden Anforderungen ist die FE-Berechnung mit einem hohen Rechenaufwand verbunden.

3.3.1 Stand der Technik und Abgrenzung

In der Fachliteratur wurden pragmatische Lösungsansätze vorgestellt, die den Rechenaufwand reduzieren. Der zeitliche Verlauf des magnetischen Felds wird zuerst für einen Teil der elektrischen Periode numerisch bestimmt. Anschließend wird der zeitliche Feldverlauf einer vollständigen Periode in jedem

Stator- und Rotorelement anhand dieser FE-Ergebnisse rekonstruiert. Park et al. [69] untersuchten drei PSMs. Abhängig von der Auslegung führten sie die FE-Berechnung entweder für ein Drittel oder ein Sechstel der elektrischen Periode durch. Dagegen zeigte Zhang [70] anhand zwei PSMs unterschiedlicher Auslegungen, dass die Berechnung eines Sechstels der elektrischen Periode für die Rekonstruktion ausreicht. Eine systematische Ableitung der Theorie fehlt jedoch in beiden Veröffentlichungen.

Diese Arbeit stellt ein neuartiges und allgemeines Berechnungsverfahren für PSMs vor. Durch Analyse des Zusammenhangs zwischen der räumlichen Verteilung und dem zeitlichen Verlauf von Magnetfeldern wird theoretisch gezeigt, dass diese Raum-Zeit-Beziehung zur Reduzierung der Rechenzeit ausgenutzt werden kann. Erfüllen die Stromspeisung und die Geometrie der Maschine die vorgestellten Voraussetzungen, muss bei einer dreiphasigen Maschine die FE-Berechnung lediglich für ein Sechstel der elektrischen Periode durchgeführt werden. Anhand dieses Verfahrens können anschließend aus den FE-Ergebnissen die vollständigen Schwingungen, sowohl für die Elemente im Stator als auch für die im Rotor, fehlerfrei rekonstruiert werden. Während die Schrittstellung des Rotors unverändert bleibt, kann die Rechendauer im Vergleich zur einer gewöhnlichen Berechnung mit einer vollen elektrischen Periode um ca. 80 % reduziert werden. [E4]

3.3.2 Voraussetzungen

In dieser Arbeit werden die typischen dreiphasigen Maschinen mit einer Phasenzahl von $m = 3$ betrachtet, wobei die einzelnen Phasen zueinander um $T/3$ verschoben sind. Die zeitlichen Verläufe der Stromanregung der jeweiligen Phase können als

$$I_U(t) = \sum_n \hat{I}_n \cdot \cos(n\omega t + \varphi_n) \quad (3.38)$$

$$I_V(t) = \sum_n \hat{I}_n \cdot \cos\left(n\omega\left(t - T/3\right) + \varphi_n\right) \quad (3.39)$$

$$I_W(t) = \sum_n \hat{I}_n \cdot \cos\left(n\omega\left(t - 2T/3\right) + \varphi_n\right) \quad (3.40)$$

zusammengefasst werden, wobei \hat{I}_n die Amplitude und φ_n die Phasenverschiebung der n -ten Harmonischen ist. Des Weiteren darf die Stromanregung dabei

ausschließlich Oberwellen ungerader Ordnung beinhalten. Für die Ordnungszahl gilt:

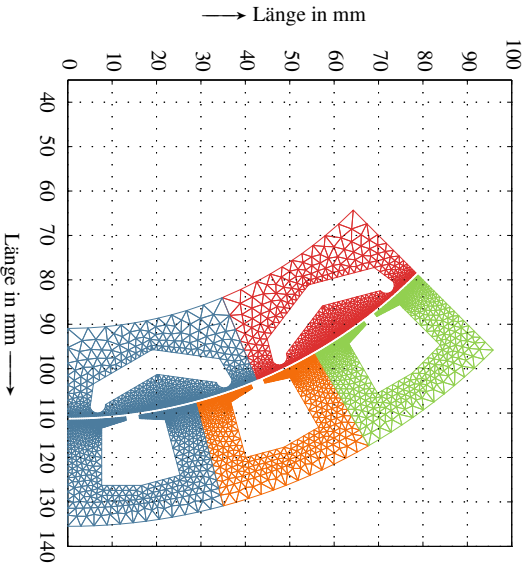
$$n = 2k + 1 \quad \text{mit} \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (3.41)$$

Die Größen der jeweiligen Phase sind üblicherweise mit den Indizes **U**, **V** und **W** gekennzeichnet. Eine farbige Darstellung wird hier verwendet, um darauf hinzuweisen, dass die durch **Blau**, **Orange** und **Gelbgrün** gekennzeichneten Größen eine Phasenverschiebung von $T/3$ zueinander aufweisen.

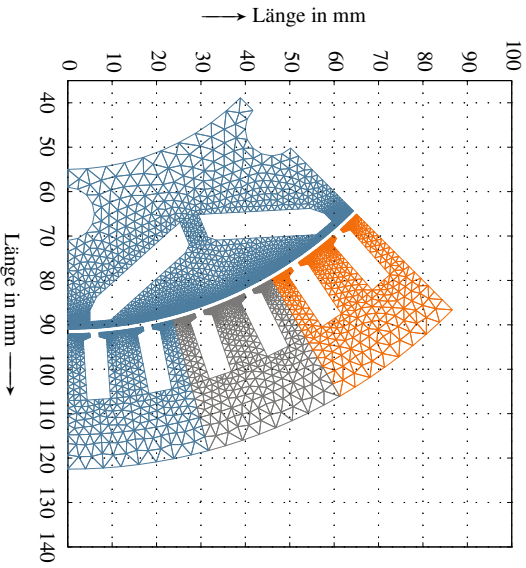
Zusätzlich müssen die Geometrie sowie die Vernetzung der Maschine folgende Bedingungen erfüllen:

- Der Stator muss so aufgebaut sein, dass sich die Geometrie einer Zonenbreite rotationssymmetrisch wiederholt. Dementsprechend kann das minimale Teilmodell des Stators durch exakt m identische Teilvernetzungen in Drehrichtung diskretisiert werden.
- Sind im minimalen Teilmodell mehrere Pole im Rotor vorhanden, müssen die Geometrie und die Vernetzung jedes einzelnen Pols identisch sein.
- Zu Gunsten der Genauigkeit der Rekonstruktion sollen die Vernetzung des Stators und die des Rotors bei allen berechneten Winkelpositionen in der FE-Berechnung unverändert bleiben. Dies kann beispielsweise durch die Vernetzung- und die Berechnungsmethode zweier Gleitflächen vom *FLUX2D*-Solver gewährleistet werden [63].

Zur besseren Erklärung des Rekonstruktionsverfahrens werden zwei PSMs, die jeweils als Antriebsmotoren für HEV und BEV ausgelegt sind, im Folgenden als Beispiele genommen. Ihre rotationssymmetrischen Vernetzungen der Stator- und Rotorblechpakete stellt Abbildung 3.11 auf der nächsten Seite dar. Die Maschine in Abbildung 3.11(a) hat eine Zweischicht-Zahnspulenwicklung und weist eine zyklische Periodizität mit $p' = 2$ auf, während die zweite PSM in Abbildung 3.11(b) eine verteilte Wicklung und eine antizyklische Periodizität mit $p' = 1$ besitzt. Die technischen Daten sowie die geometrischen Darstellungen der Maschinen sind Anhang A.2 zu entnehmen. Die Bedeutung für die verwendeten Farben von **Grau** und **Rot** wird in den nachfolgenden Abschnitten erklärt.



(a) PSM der zyklischen Periodizität mit $M_{FE} = 8$, $p' = 2$ und $N'_s = 3$



(b) PSM der antizyklischen Periodizität mit $M_{FE} = 8$, $p' = 1$ und $N'_s = 6$

Abbildung 3.11: Die nach den Anforderungen der Rekonstruktion vernetzten Stator- und Rotorblechpakete der Beispielmotoren, wobei sich die Rotoren bei einem Winkel von $\vartheta = 0^\circ_{\text{mech}}$ befinden

3.3.3 Rekonstruktion des Statorfelds

In dreiphasigen Maschinen, deren Anregungen durch Gleichungen (3.38) bis (3.40) gegeben sind, können die erzeugten magnetischen Drehfelder im quasi-stationären Zustand in ähnlicher Weise durch drei Komponenten beschrieben werden, deren Phasenverschiebung ebenfalls $T/3$ beträgt. Die entsprechenden zeitlichen Verläufe können im Allgemeinen als

$$f_U(t) = \sum_n \hat{A}_n \cdot \cos(n\omega t + \varphi_n) \quad (3.42)$$

$$f_V(t) = \sum_n \hat{A}_n \cdot \cos\left(n\omega\left(t - \frac{T}{3}\right) + \varphi_n\right) \quad (3.43)$$

$$f_W(t) = \sum_n \hat{A}_n \cdot \cos\left(n\omega\left(t - \frac{2T}{3}\right) + \varphi_n\right) \quad (3.44)$$

ausgedrückt werden, wobei \hat{A}_n der Amplitude der n -ten ungeraden Harmonischen entspricht. Die Funktion $f(t)$ stellt eine beliebige Feldgröße, wie etwa das Vektorpotential, die Feldstärke, die Flussdichte oder die Polarisation, dar. Da sie ausschließlich ungerade Oberwellen besitzt, kann ihr zeitlicher Verlauf innerhalb einer vollständigen Periode anhand

$$f(t) = -f\left(t - \frac{T}{2}\right) \quad (3.45)$$

durch Ausnutzung der Punktsymmetrie um den Zeitpunkt $T/2$ fehlerfrei beschrieben werden. Demzufolge kann der Gesamtverlauf als

$$f(t) = \begin{cases} f(t) & \text{für } 0 \leq t < T/2 \\ -f\left(t - \frac{T}{2}\right) & \text{für } T/2 \leq t < T \end{cases} \quad (3.46)$$

dargestellt werden. Durch diese herkömmliche Methode kann der Rechenaufwand um 50 % reduziert werden.

Als Bezugsgröße wird nun der zeitliche Verlauf von $f_U(t)$ innerhalb der ersten Halbperiode weiter betrachtet. Die Funktion $f_U(t)$ in Gleichung (3.42) kann zu

$$f_U(t) = \begin{cases} \sum_n \hat{A}_n \cdot \cos(n\omega t + \varphi_n) & \text{für } 0 \leq t < T/6 \\ \sum_n -\hat{A}_n \cdot \cos\left(n\omega\left(t - T/3 - T/6\right) + \varphi_n\right) & \text{für } T/6 \leq t < T/3 \\ \sum_n \hat{A}_n \cdot \cos\left(n\omega\left(t - 2T/3 - T/3\right) + \varphi_n\right) & \text{für } T/3 \leq t < T/2 \end{cases} \quad (3.47)$$

umgeformt werden. Der zweite und der dritte zeitliche Abschnitt in Gleichung (3.47) können jeweils durch den zeitlichen Verlauf der Phase **V** in Gleichung (3.43) und den der Phase **W** in Gleichung (3.44) ersetzt werden:

$$f_U(t) = \begin{cases} f_U(t) & \text{für } 0 \leq t < T/6 \\ -f_V(t - T/6) & \text{für } T/6 \leq t < T/3 \\ f_W(t - T/3) & \text{für } T/3 \leq t < T/2 \end{cases} \quad (3.48)$$

Demzufolge setzt sich der zeitliche Verlauf von $f_U(t)$ innerhalb der ersten Halbperiode aus drei hintereinander folgenden Teilverläufen zusammen. Sie sind:

- der Verlauf von $f_U(t)$ innerhalb des ersten Sechstels der Periode;
- der Verlauf von $f_V(t)$ innerhalb des ersten Sechstels der Periode mit dem umgekehrten Vorzeichen, welcher nachträglich um ein Sechstel der Periode in die positive Zeitrichtung verschoben ist;
- der Verlauf von $f_W(t)$ innerhalb des ersten Sechstels der Periode, welcher nachträglich um ein Drittel der Periode in die positive Zeitrichtung verschoben ist.

Dieser Zusammenhang im Zeitbereich kann analog für die Größen $f_V(t)$ und $f_W(t)$ festgestellt werden. Es ist dadurch bewiesen, dass mit Hilfe der Symmetrie in Gleichung (3.46) und der Beziehung in Gleichung (3.48) ein vollständiger zeitlicher Verlauf fehlerfrei aus den Ergebnissen des ersten Sechstels der elektrischen Periode rekonstruiert werden kann, wenn die entsprechenden Verläufe von drei zeitlich um $T/3$ zueinander verschobenen Teilverläufen bekannt sind. Nun wird im Folgenden erklärt, wie diese rein zeitliche Beziehung für die räumlich verteilten magnetischen Felder im Stator angewendet werden kann.

Methode der Rekonstruktion für das Statorfeld

Das magnetische Feld im Stator rotiert mit der Grundfrequenz der elektrischen Anregung und hat dieselbe Anzahl an Magnetpolen von $2p$ wie der Rotor. Räumlich tritt daher im Umfang von einer vollen Rotorumdrehung von 360°_{mech} exakt eine Anzahl von p Schwingungen im Stator auf, während diese p Schwingungen zeitlich eine gesamte Periodendauer bzw. eine Phasenverschiebung von pT aufweisen. Das heißt zugleich, dass bei einem bestimmten Zeitpunkt alle möglichen Schwingungszustände von diesen p Schwingungen räumlich durch den Stator „aufgenommen“ sind. Dieser Zusammenhang zwischen der zeitlichen Verschiebung und der räumlichen Feldverteilung wird zur Rekonstruktion des Statorfelds ausgenutzt.

Wird ein minimales Teilmodell betrachtet, das eine Anzahl von p' Polen nachbildet, hat das Drehfeld im Stator, welches sich räumlich auf einen mechanischen Winkel von $360^\circ_{\text{mech}}/M_{\text{FE}}$ verteilt, eine Periodendauer bzw. eine Phasenverschiebung von $p'T/2$. Da in dieser Arbeit der Stator die Voraussetzung erfüllt, dass sich die Geometrie einer Zonenbreite rotationssymmetrisch wiederholt, kann seine Vernetzung stets in drei identische Bereiche unterteilt werden, wie Abbildung 3.11 bereits veranschaulicht. Werden nun drei zu diesen drei Bereichen gehörenden Elemente A, B und C betrachtet, welche denselben Radius haben und räumlich, im mathematisch positiven Drehsinn, um denselben Winkel von $120^\circ_{\text{mech}}/M_{\text{FE}}$ zueinander verteilt sind, kann die zeitliche Phasenverschiebung ΔT zwischen diesen ausgewählten Elementen durch

$$\Delta T = \frac{1}{3} \cdot \frac{p'T}{2} = p' \cdot \frac{T}{6} \quad (3.49)$$

beschrieben werden. Infolgedessen können die zeitlichen Verläufe der magnetischen Felder im jeweiligen Element im Allgemeinen als

$$f_A(t) = \sum_n \hat{A}_n \cdot \cos(n\omega t + \varphi_n) \quad (3.50)$$

$$f_B(t) = \sum_n \hat{A}_n \cdot \cos(n\omega(t - \Delta T) + \varphi_n) \quad (3.51)$$

$$f_C(t) = \sum_n \hat{A}_n \cdot \cos(n\omega(t - 2 \cdot \Delta T) + \varphi_n) \quad (3.52)$$

dargestellt werden. Die magnetischen Felder in den Elementen B und C folgen dem Feld im Element A also zeitlich nach. Die Phasenverschiebung ΔT beträgt

nach Gleichung (3.49) ausschließlich ein ganzzahliges Vielfaches von $T/6$. Zusätzlich kommt nach der Bedingung in Gleichung (3.5) der Fall nicht vor, dass die Phasenverschiebung ein ganzzahliges Vielfaches von $T/2$ beträgt.

Ist die Phasenverschiebung gleich $T/3$ bzw. sind zwei Pole im minimalen Teilmodell vorhanden, kann unmittelbar nach Gleichungen (3.46) und (3.48) die vollständige Schwingungsperiode aus den Ergebnissen des ersten Sechstels der elektrischen Periode rekonstruiert werden. Beträgt die Phasenverschiebung nicht $T/3$, kann durch Anwendung der Periodizität von

$$f(t) = f(t \pm k \cdot T) \quad \text{mit } k = 0, 1, 2, \dots \quad (3.53)$$

sowie durch Ausnutzung der Punktsymmetrie in Gleichung (3.45) die gewünschte Phasenverschiebung von $T/3$ aus den vorhandenen Phasenverschiebungen bestimmt werden. Diese Methode der Rekonstruktion wird im Folgenden anhand der vorgestellten PSMs genauer erläutert.

Beispiele der Rekonstruktion für das Statorfeld

Als erstes Beispiel wird die PSM mit $p' = 2$ in Abbildung 3.11(a) unter Volllast betrachtet. In diesem Betriebspunkt beträgt der Phasenstrom $I_{\text{ph}}/I_{\text{ph,max}} = 100\%$ und der Vorsteuerwinkel⁶ $\gamma = 40^\circ_{\text{elek}}$. Die ausgewählten Elemente A, B und C stellt Abbildung 3.12(a) dar, wobei der mechanische Winkel zwischen ihnen 15°_{mech} beträgt. Da die beiden abgebildeten Pole einer vollständigen Schwingung von 360°_{elek} bzw. einer Periodendauer von T im Raum entsprechen, was ebenfalls dem Flusslinien-Diagramm in Abbildung 3.12(b) zu entnehmen ist, beträgt nach Gleichung (3.49) die Phasenverschiebung zwischen den Feldern in den Elementen A und B sowie B und C

$$\Delta T = p' \cdot \frac{T}{6} = \frac{T}{3}. \quad (3.54)$$

Wird der zeitliche Verlauf der Feldgrößen im Element $f_A(t)$ als Bezug genommen, können die Verläufe in den anderen beiden Elementen als

$$f_B(t) = f_A(t - T/3) \quad (3.55)$$

$$f_C(t) = f_A(t - 2T/3) \quad (3.56)$$

⁶ Vorsteuerwinkel (*englisch: phase advance*) ist der elektrische Winkel zwischen der q-Achse des Rotors und dem Statorstromraumzeiger im mathematisch positiven Drehsinn [71, 72].

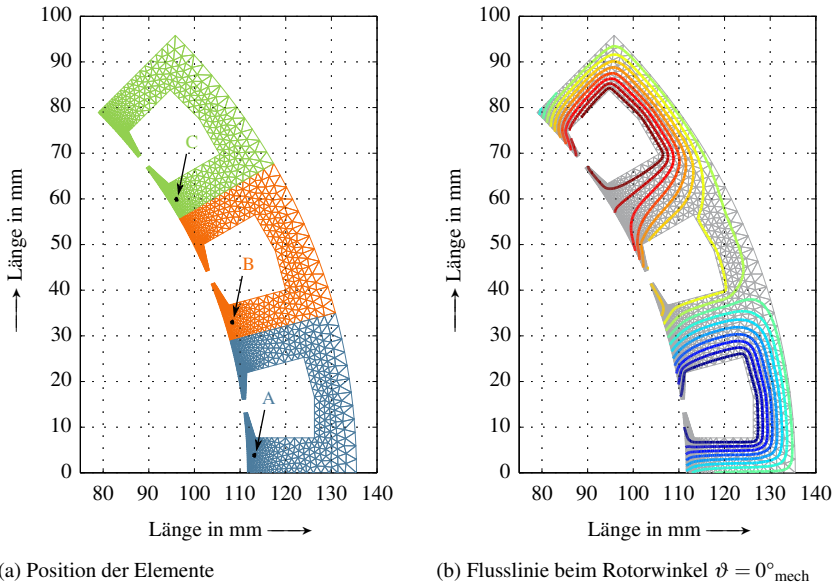
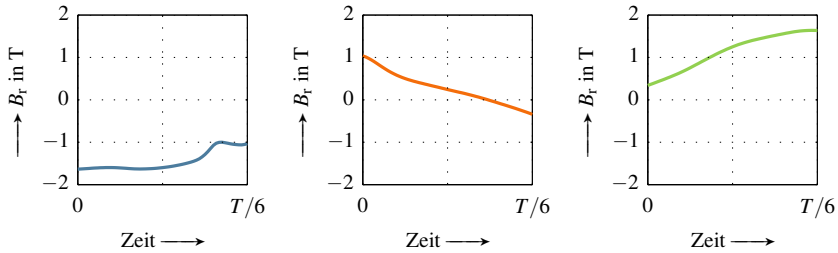


Abbildung 3.12: Position der drei Elemente und die Feldverteilung im Stator unter Volllast, wobei das minimale Teilmodell $p' = 2$ aufweist

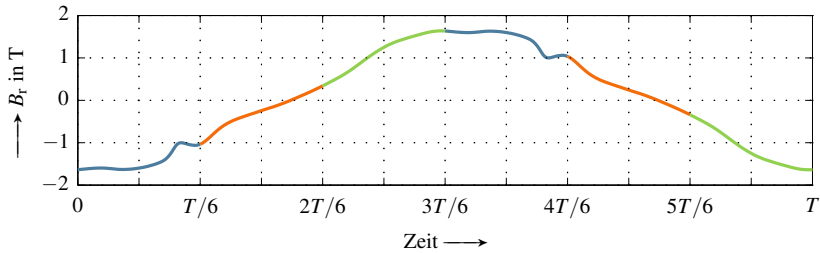
dargestellt werden. Anschließend kann der Verlauf des Elements A innerhalb der ersten Halbperiode anhand der Verläufe der Elemente B und C und der Vorschrift der Rekonstruktion in Gleichung (3.48) bestimmt werden als

$$f_A(t) = \begin{cases} f_A(t) & \text{für } 0 \leq t < T/6 \\ -f_B(t - T/6) & \text{für } T/6 \leq t < T/3 \\ f_C(t - T/3) & \text{für } T/3 \leq t < T/2 \end{cases} \quad (3.57)$$

Dabei werden ausschließlich die zeitlichen Verläufe innerhalb des ersten Sechstels der elektrischen Periode benötigt. Mit Berücksichtigung der Punktsymmetrie kann letztendlich der vollständige zeitliche Verlauf erfolgreich rekonstruiert werden.



(a) Verlauf des Elements **A** (b) Verlauf des Elements **B** (c) Verlauf des Elements **C**



(d) Der rekonstruierte vollständige Verlauf des Elements **A**

Abbildung 3.13: Rekonstruktion des zeitlichen Verlaufs $B_r(t)$ des Elements **A** im Stator anhand der zeitlichen Verläufe der Elemente **B** und **C**

Abbildung 3.13 stellt beispielsweise die rekonstruierte magnetische Größe $B_r(t)$ des Elements **A** dar. Im Vergleich zur Berechnung mit einer vollständigen elektrischen Periode ist der maximale absolute Fehler 0,8 mT. Dazu beträgt der durchschnittliche absolute Fehler ca. 0,1 mT, während der Mittelwert des relativen Fehlers bei 0,0048 % liegt.

Als ein zweites Beispiel dient die PSM mit $p' = 1$ in Abbildung 3.11(b), die im Leerlauf betrieben ist. Diese Maschine wird ebenfalls durch ein $1/8$ -Teilmodell beschrieben. Im Gegensatz zum letzten Beispiel wird in ihrem minimalen Teilmodell statt zwei Pole nur ein Pol abgebildet, wodurch sich eine Phasenverschiebung von 180°_{elek} bzw. eine Periodendauer von $T/2$ im Raum ergibt. Die Position der ausgewählten Elemente sowie das Flusslinien-Diagramm stellt Abbildung 3.14 dar. Die Phasenverschiebung zwischen den Feldern in den aus-

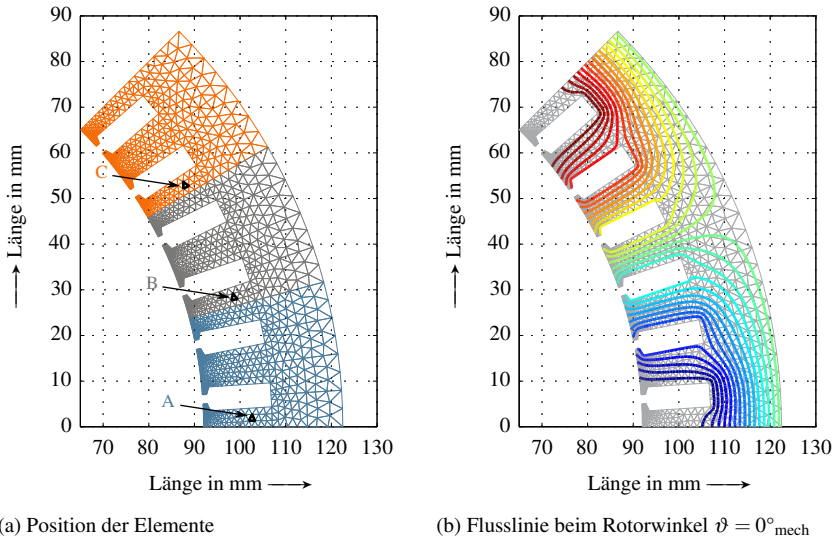


Abbildung 3.14: Position der drei Elemente und die Feldverteilung im Stator im Leerlauf, wobei das minimale Teilmodell $p' = 1$ aufweist

gewählten Elementen A und B sowie B und C beträgt in diesem Fall

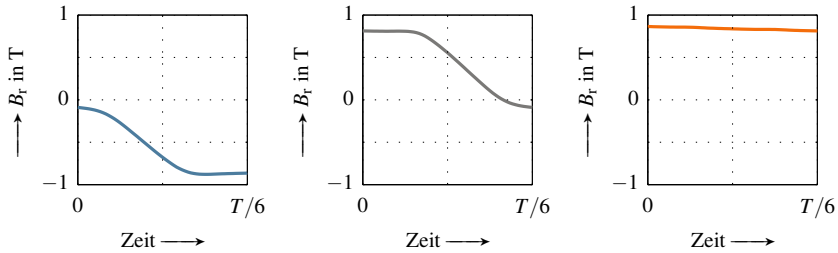
$$\Delta T = p' \cdot \frac{T}{6} = \frac{T}{6}, \quad (3.58)$$

obwohl der räumliche Winkel dazwischen, wie beim ersten Beispiel, bei 15°_{mech} unverändert bleibt. Die Farben **Blau**, **Grau** und **Orange** werden hier verwendet, um diese Phasenverschiebung von $T/6$ zu verdeutlichen. Wird der zeitliche Verlauf der Feldgrößen im Element A weiter als Bezug genommen, können die Verläufe in den Elementen B und C jeweils dargestellt werden als

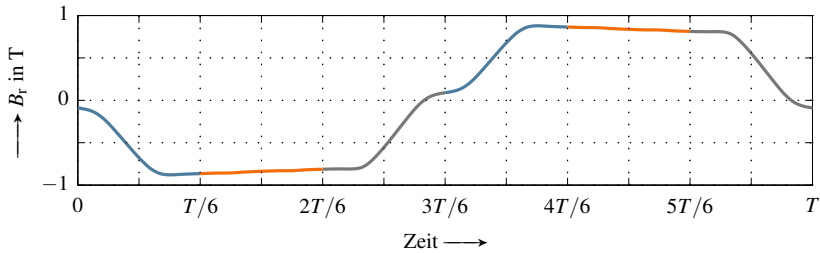
$$f_B(t) = f_A(t - T/6) \quad (3.59)$$

$$f_C(t) = f_A(t - T/3). \quad (3.60)$$

Wird zur Rekonstruktion des Verlaufs des Elements A innerhalb der ersten halben Periode die Vorschrift in Gleichung (3.48) betrachtet, kann anschließend festgestellt werden, dass dabei der zeitliche Verlauf fehlt, welcher eine Phasenverschiebung von $2T/3$ zum Verlauf dieses Bezugslements aufweist. Als



(a) Verlauf des Elements A (b) Verlauf des Elements B (c) Verlauf des Elements C



(d) Der rekonstruierte vollständige Verlauf des Elements A

Abbildung 3.15: Rekonstruktion des zeitlichen Verlaufs $B_r(t)$ des Elements A im Stator anhand der zeitlichen Verläufe der Elemente B und C

Hilfsgröße kann in diesem Fall ein Verlauf $f'_B(t)$ gebildet werden, welcher dem zeitlich um $T/2$ verschobenen Verlauf des Elements B entspricht:

$$f'_B(t) \stackrel{!}{=} f_B(t - T/2) = f_A(t - 2T/3). \quad (3.61)$$

Da jetzt alle drei Verläufe, die zeitlich um $T/3$ zueinander verschoben sind, zur Verfügung stehen, kann der zeitliche Verlauf des Elements A innerhalb der ersten Halbperiode schließlich als

$$f_A(t) = \begin{cases} f_A(t) & \text{für } 0 \leq t < T/6 \\ -f_C(t - T/6) & \text{für } T/6 \leq t < T/3 \\ f'_B(t - T/3) = -f_B(t - T/3) & \text{für } T/3 \leq t < T/2 \end{cases} \quad (3.62)$$

bestimmt werden, wobei die Punktsymmetrie um $T/2$ beim zeitlichen Verlauf des Elements B berücksichtigt ist. Die vollständige Periode dieses Elements kann wie gewohnt anhand Gleichung (3.46) bestimmt werden. Abbildung 3.15 stellt die Ergebnisse der Rekonstruktion ebenfalls anhand der magnetischen Größe $B_r(t)$ des Elements A dar. Im Vergleich zur Berechnung mit einer vollen elektrischen Periode liegt der maximale absolute Fehler bei ca. $2,8 \mu\text{T}$, während der durchschnittliche absolute Fehler ca. $1,4 \mu\text{T}$ beträgt. Des Weiteren ergibt sich der Mittelwert des relativen Fehlers $0,00033\%$.

Durch die obigen Beispiele wurde bestätigt, dass die durch die vorgestellte Berechnungsmethode rekonstruierten magnetischen Felder im Stator näherungsweise fehlerfrei sind. Die Abweichungen sind vernachlässigbar klein und üben daher kaum Einfluss auf die weiteren Größen, wie etwa die Eisenverluste, aus, welche anhand der rekonstruierten Größen zu berechnen sind.

3.3.4 Rekonstruktion des Rotorfelds

Im Gegensatz zum magnetischen Drehfeld im Stator ist das Feld im Rotor ein mit statischer Magnetisierung behaftetes pulsierendes Feld, dessen Periodizität von der Anzahl an Nuten und der Bestromung abhängt. Die zeitlichen Verläufe der Elemente im Rotor weisen daher eine lastabhängige Periodendauer auf, die im Allgemeinen nicht mit der Periodendauer der elektrischen Anregung übereinstimmt. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt zuerst auf die Frequenz des Rotorfelds eingegangen. Die Beziehung zwischen der Stator- und der Rotorperiode wird ausgiebig untersucht. Anschließend wird gezeigt, dass die Berechnung mit einem Sechstel der elektrischen Periode ebenfalls ausreichend ist, um eine vollständige Schwingung in jedem Element des Rotors fehlerfrei nachzubilden.

Lastabhängige Periodizität des Rotorfelds

Eine beliebige PSM wird zuerst im Leerlauf betrachtet. Sind alle N_s Nuten im Stator identisch aufgebaut, erfährt jedes Element im Rotor innerhalb einer mechanischen Umdrehung, wegen der Nuten und der Nutenöffnungen, insgesamt eine Anzahl von N_s identischen Schwingungen. Da eine mechanische Umdrehung einer p -fachen elektrischen Periode von pT entspricht, ergibt sich die Rotorperiode im Leerlauf $T_{R,0}$ [73] zu

$$T_{R,0} = \frac{p \cdot T}{N_s} \quad \text{für} \quad I_{\text{ph}} = 0. \quad (3.63)$$

Wird die Periodendauer der elektrischen Anregung als feste Bezugsgröße betrachtet, kann das Verhältnis zwischen den Periodendauern beider Felder anschließend durch eine dimensionslose Größe ν als

$$\nu = \frac{T_R}{T} \quad (3.64)$$

beschrieben werden. Für eine im Leerlauf betriebene PSM gilt daher die folgende Beziehung:

$$\nu = \frac{p}{N_s} = \frac{1}{6} \cdot \frac{1}{q} \quad \text{für } I_{ph} = 0, \quad (3.65)$$

wobei q die Lochzahl [9] ist. In Gleichung (3.65) ist ersichtlich, dass das Verhältnis ν im Leerlauf eine Funktion der Lochzahl q darstellt, die von der Auslegung der Maschine abhängt:

- Hat die Maschine eine verteilte Wicklung mit $q \geq 1$, beinhaltet die Berechnung mit einem Sechstel der elektrischen Periode stets mindestens eine vollständige Rotorperiode.
- Ist die Lochzahl kleiner als eins, was bei einer Zahnspulenwicklung typisch der Fall ist, dauert die Rotorperiode dagegen länger als ein Sechstel der elektrischen Periode. In diesem Fall muss entweder die FE-Berechnung so weit fortgesetzt werden, bis eine volle Rotorperiode vorhanden ist; oder die anschließend vorgestellte Methode kann verwendet werden, um eine vollständige Rotorperiode zu rekonstruieren.

Nun wird die Maschine unter Last betrachtet. Im Rotor sieht jedes Element, wie im Leerlauf, die nächste identische Nut mit einem Intervall von $T_{R,0}$. Aber in einem m -phasigen Wicklungssystem kann ein Element im drehenden Rotor erst die gleiche elektrische Anregung erfahren, wenn das Intervall ein ganzzahliges Vielfaches von $T/2m$ beträgt. Es ist unabhängig davon, um welche Art der Statorwicklung es sich handelt. Die Periodendauer des Rotorfelds ergibt sich demzufolge aus dem kleinsten gemeinsamen Vielfachen (kgV) dieser beiden Intervalle zu

$$T_R = \text{kgV} \left(\frac{T \cdot p}{N_s}, \frac{T}{2 \cdot m} \right) \quad \text{für } I_{ph} \neq 0. \quad (3.66)$$

Mit Berücksichtigung des folgenden Zusammenhangs zwischen dem kgV und dem größten gemeinsamen Teiler (ggT) für zwei beliebige ganze Zahlen a und b nach [74] von

$$\text{ggT}(a, b) \cdot \text{kgV}(a, b) = |a \cdot b| \quad (3.67)$$

kann die Rotorperiode in Gleichung (3.66) umgeformt werden zu

$$T_{\text{R}} = \frac{T \cdot p}{\text{ggT}(N_{\text{s}}, m \cdot 2p)} \quad \text{für } I_{\text{ph}} \neq 0. \quad (3.68)$$

Der Nenner auf der rechten Seite von Gleichung (3.68) kann durch Einsetzen von Gleichungen (3.2) und (3.3) weiter ausgedrückt werden als

$$\text{ggT}(N_{\text{s}}, m \cdot 2p) = \text{ggT}(N'_{\text{s}} \cdot M_{\text{FE}}, m \cdot p' \cdot M_{\text{FE}}). \quad (3.69)$$

Da die Maschine die Voraussetzung erfüllt, dass die Anzahl an den im minimalen Teilmodell abgebildeten Nuten N' nach Gleichung (3.4) stets ein ganzzahliges Vielfaches der Phasenzahl m beträgt, kann der ggT in Gleichung (3.69) bestimmt werden als

$$\text{ggT}(N_{\text{s}}, m \cdot 2p) = m \cdot M_{\text{FE}}. \quad (3.70)$$

Schließlich ergibt sich die Periodendauer des Rotorfelds einer unter Last betriebenen PSM zu

$$T_{\text{R}} = \frac{T \cdot p'}{2 \cdot m} \quad \text{für } I_{\text{ph}} \neq 0. \quad (3.71)$$

Für dreiphasige PSMs kann das Verhältnis zwischen der Rotor- und der Statorperiode in Gleichung (3.64) anhand Gleichung (3.71) als

$$v = \frac{1}{6} \cdot p' \quad \text{für } I_{\text{ph}} \neq 0 \quad (3.72)$$

dargestellt werden und anschließend bezüglich eines Sechstels der elektrischen Periode umformuliert werden zu

$$\frac{1}{p'} \cdot T_{\text{R}} = \frac{T}{6} \quad \text{für } I_{\text{ph}} \neq 0. \quad (3.73)$$

Im Gegensatz zum Leerlauf hängt die Rotorperiode unter Last nach Gleichung (3.73) davon ab, wie viele Pole im minimalen Teilmodell vorhanden sind:

- Ist nur ein Pol abgebildet, stimmt eine vollständige Rotorperiode exakt mit einem Sechstel der elektrischen Periode überein. Daher ist nach der Berechnung eines Sechstels der elektrischen Periode stets eine vollständige Rotorperiode vorhanden.
- Besitzt das minimale Teilmodell mehr als einen Pol, erfährt jedes Element im jeweiligen Pol bei der Berechnung eines Sechstels der elektrischen Periode nur einen $1/p'$ -Teil seiner vollständigen Rotorperiode. Da in diesem Fall eine Anzahl von p' Polen im minimalen Teilmodell vorhanden ist, können die berechneten Teilperioden von allen p' Polen ausgenutzt werden, um eine vollständige Rotorperiode fehlerfrei zu bilden. Dies wird im anschließenden Abschnitt näher erklärt.

Werden Gleichungen (3.65) und (3.72) zusammengefasst, ergibt sich das lastabhängige Verhältnis zwischen der Rotor- und der Statorperiode zu

$$v(I_{\text{ph}}) = \begin{cases} \frac{1}{6} \cdot \frac{1}{q} & \text{für } I_{\text{ph}} = 0 \\ \frac{1}{6} \cdot p' & \text{für } I_{\text{ph}} \neq 0 \end{cases} . \quad (3.74)$$

Methode der Rekonstruktion für das Rotorfeld

Nach der vorherigen Untersuchung ist eine Rekonstruktion des Rotorfelds aus einem Sechstel der elektrischen Periode erst erforderlich, wenn im minimalen Teilmodell mehr als ein Pol abgebildet und die betrachtete PSM unter Last betrieben ist. Wie bei der Rekonstruktion des Statorfelds wird als Nächstes der Zusammenhang zwischen der räumlichen Feldverteilung und der zeitlichen Verschiebung im Rotorfeld vorgestellt.

Ist im minimalen Teilmodell eine Anzahl von p' Polen vorhanden, werden diejenigen Elemente zusammen betrachtet, die denselben Radius besitzen und räumlich rotationssymmetrisch um eine Polteilung bzw. um einen konstanten mechanischen Winkel von $180^\circ_{\text{mech}}/p$ zueinander verteilt sind. Diese Elemente werden durch die Schreibweise \mathbf{rn} gekennzeichnet, wobei der kleine Buchstabe \mathbf{r} auf das Element im Rotor hindeutet. Die Elemente aller vorhandenen Pole werden dementsprechend mit $n = 1$ bis $n = p'$ im mathematisch positiven

Drehsinn durchnummeriert. Demzufolge befinden sich die Elemente mit der gleichen Parität der Nummerierung auf den Magnetpolen, die gleichsinnig aufmagnetisiert sind.

Werden im einfachsten Fall zwei Elemente **r1** und **r2** betrachtet, die räumlich auf zwei benachbarte Magnetpole verteilt sind, beträgt die Phasenverschiebung ΔT_R zwischen ihren zeitlichen Feldverläufen $f_{r1}(t)$ und $f_{r2}(t)$ eine halbe elektrische Periode:

$$\Delta T_R = \frac{1}{2} \cdot T. \quad (3.75)$$

Der zeitliche Verlauf des Elements **r2** kann mit Hilfe des Verlaufs des Elements **r1** beschrieben werden als

$$f_{r2}(t) = -1 \cdot f_{r1}(t + \Delta T_R). \quad (3.76)$$

Dabei wird die Farbe **Rot** verwendet, wenn die Phasenverschiebung zwischen dem Element **rn** und dem Bezugselement **r1** ein ungeradzahliges Vielfaches von $T/2$ beträgt. Im Gegensatz dazu ist die Phasenverschiebung von zwei durch dieselbe Farbe gekennzeichneten Elementen ein ganzzahliges Vielfaches von T bzw. ein geradzahliges Vielfaches von $T/2$, weil sie sich auf den gleichsinnig magnetisierten Polen befinden.

In Gleichung (3.76) wird durch Multiplikation mit -1 die gegensinnige Magnetisierungsrichtung der benachbarten Pole berücksichtigt. Diese Gleichung weist zusätzlich darauf hin, dass der Verlauf des Elements **r1** zeitlich dem des Elements **r2** folgt. Der Grund dafür liegt darin, dass sich in Drehrichtung der Pol des Elements **r2** vorm Pol des Elements **r1** befindet. Durch diese räumliche Versetzung wird das Element **r2** durch ein Statorfeld beeinflusst, dessen Phase im Vergleich zur Phase des Statorfelds, welches das Element **r1** beeinflusst, zeitlich stets um 180°_{elek} bzw. $T/2$ voreilt.

Wird nun die Periodizität des Rotorfelds in Gleichung (3.74) in Gleichung (3.75) eingesetzt, kann die von der Last abhängige Phasenverschiebung ΔT_R in Gleichung (3.76) anhand

$$\Delta T_R = \begin{cases} \frac{N_s}{2p} \cdot T_{R,0} = \frac{N'_s}{p'} \cdot T_{R,0} & \text{für } I_{ph} = 0 \\ \frac{3}{p'} \cdot T_R & \text{für } I_{ph} \neq 0 \end{cases} \quad (3.77)$$

als eine auf die Rotorperiode bezogene Größe bestimmt werden. Da die Anzahl an im minimalen Teilmodell abgebildeten Polen p' die Bedingung (3.5) erfüllt, gibt es unter Last nach Gleichung (3.77) keine zwei rotations-symmetrisch auf zwei unterschiedliche Magnetpole verteilten Elemente, deren Feldverläufe zeitlich in Phase sind.

Wird die Beziehung in Gleichung (3.76) auf zwei beliebige Elemente rn_0 und rn , die sich jeweils auf dem n_0 -ten und dem n -ten Pol befinden, verallgemeinert, kann der zeitliche Verlauf des Elements rn in Abhängigkeit vom Verlauf des Bezugselements rn_0 mit

$$f_{rn}(t) = V(n) \cdot f_{rn_0}(t + (n - n_0) \cdot \Delta T_R) \quad \text{für } n > n_0 \quad (3.78)$$

dargestellt werden. Dabei ist das Vorzeichen $V(n)$ anhand folgender Fallunterscheidung zu bestimmen:

$$V(n) = \begin{cases} 1 & \text{für } (n - n_0) = 2k \\ -1 & \text{für } (n - n_0) = 2k - 1 \end{cases} \quad \text{mit } k = 1, 2, 3, \dots \quad (3.79)$$

Durch Verwendung von Gleichungen (3.77) bis (3.79) sowie durch Umsortierung der Reihenfolge der zeitlichen Verläufe der Elemente $r1$ bis rp' kann eine vollständige Rotorperiode aus den Ergebnissen eines Sechstels der elektrischen Periode rekonstruiert werden. Diese vorgestellte Vorgehensweise wird nun im Folgenden anhand der PSM mit $p' = 2$ erklärt. Bei der PSM mit $p' = 1$ ist dagegen stets eine vollständige Schwingung des Rotorfelds nach der Berechnung eines Sechstels der elektrischen Periode vorhanden.

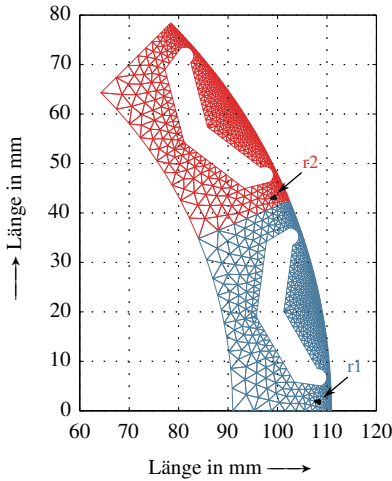


Abbildung 3.16: Position der Elemente **r1** und **r2** im Rotor, wobei das minimale Teilmodell $p' = 2$ aufweist

Beispiele der Rekonstruktion für das Rotorfeld

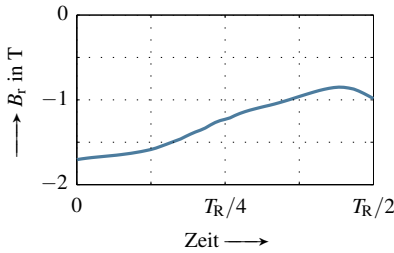
Die PSM befindet sich, wie bei der Untersuchung des Statorfelds, unter Vollast mit $I_{\text{ph}}/I_{\text{ph,max}} = 100\%$ und $\gamma = 40^\circ_{\text{elek}}$. Die zeitlichen Verläufe der Flussdichte $B_r(t)$ von zwei ausgewählten Elementen **r1** und **r2**, welche rotationssymmetrisch um einen Winkel von $22,5^\circ_{\text{mech}}$ verteilt sind, werden betrachtet. Die Position dieser Elemente stellt Abbildung 3.16 dar.

Da im minimalen Teilmodell zwei Magnetpole abgebildet sind, entspricht eine Rotorperiode nach Gleichung (3.74) einem Drittel der Statorperiode. Durch die Berechnung eines Sechstels der elektrischen Periode ist also eine halbe Periode des Rotorfelds vorhanden:

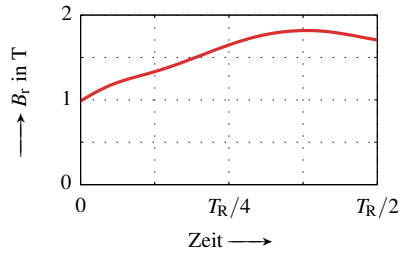
$$T_{\text{R}} = 2 \cdot \frac{T}{6} = \frac{T}{3}. \quad (3.80)$$

Die Phasenverschiebung zwischen den zeitlichen Feldverläufen der ausgewählten Elemente **r1** und **r2** beträgt in diesem Fall nach Gleichung (3.77)

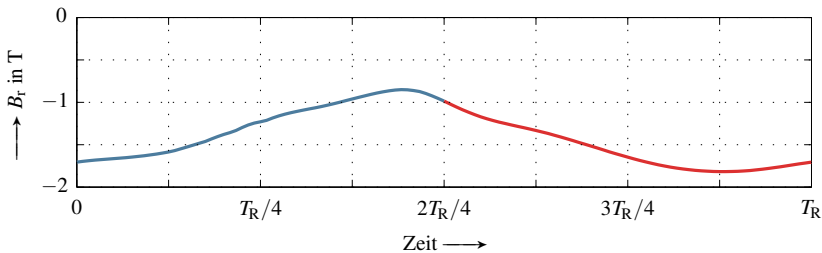
$$\Delta T_{\text{R}} = \frac{3}{2} \cdot T_{\text{R}} = \frac{1}{2} \cdot T_{\text{R}}. \quad (3.81)$$



(a) Verlauf des Elements **r1**



(b) Verlauf des Elements **r2**



(c) Der rekonstruierte vollständige Verlauf des Elements **r1**

Abbildung 3.17: Rekonstruktion des zeitlichen Verlaufs $B_r(t)$ des Elements **r1** im Rotor anhand des zeitlichen Verlaufs des Elements **r2**

Nach Gleichungen (3.78) und (3.79) kann der Verlauf des Elements **r2**, der auf den Verlauf des Elements **r1** bezogen ist, anschließend als

$$f_{r2}(t) = -1 \cdot f_{r1}(t + T_R/2) \quad (3.82)$$

bestimmt werden. Der zeitliche Feldverlauf innerhalb einer vollständigen Rotorperiode kann schließlich durch Umformen für das Element **r1** als

$$f_{r1}(t) = \begin{cases} f_{r1}(t) & \text{für } 0 \leq t < T_R/2 \\ f_{r1}(t + T_R/2 - T_R/2) = -f_{r2}(t - T_R/2) & \text{für } T_R/2 \leq t < T_R \end{cases} \quad (3.83)$$

dargestellt werden. In ähnlicher Weise kann der vollständige Verlauf des Elements **r2** anhand des verschobenen Verlaufs des Elements **r1** bestimmt werden.

Die rekonstruierte vollständige Schwingung der Flussdichte $B_r(t)$ des Elements [r1](#) stellt Abbildung 3.17 dar. Wird dieser Verlauf wieder mit dem, der durch die FE-Berechnung mit einer vollständigen Rotorperiode bestimmt wurde, verglichen, kann dabei ein maximaler absoluter Fehler von ca. 0,4 mT und ein maximaler relativer Fehler von ca. 0,04 % festgestellt werden. Zusätzlich beträgt der Mittelwert des relativen Fehlers 0,0068 %. Die Abweichungen sind vernachlässigbar klein und die Rekonstruktion ist daher fehlerfrei.

Durch das Beispiel wurde gezeigt, dass die magnetischen Felder im Rotor ebenfalls anhand der Berechnung eines Sechstels der elektrischen Periode näherungsweise fehlerfrei rekonstruiert werden können. Die durch die vorgestellte Methode hervorgerufenen Abweichungen sind vernachlässigbar klein, sodass sie keinen weiteren Einfluss auf die Eisenverlustberechnung ausüben.

4

Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung

In den nachfolgenden drei Kapiteln steht die Modellierung der Eisenverluste im Vordergrund. Anhand der Ergebnisse der FE-Berechnung sowie der Messergebnisse wird erläutert, wie der Modellansatz für die Eisenverluste des Wechselfelds angesichts der Eigenschaften der magnetischen Felder jeweils im Rotor und im Stator erweitert werden kann, sodass die in PSMs auftretenden Eisenverluste realitätsnah berechnet werden können. Im vorliegenden Kapitel werden zunächst die Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung behandelt, deren Modellansatz den Grundstein für weitere Entwicklungen legt.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden der Stand der Technik und die abgrenzende Leistung hinsichtlich der Messmethoden sowie der Modellansätze aufgeführt. Anschließend wird der eigene Messaufbau zur Bestimmung der spezifischen Eisenverluste vorgestellt. Durch die in dieser Arbeit entwickelte Messtechnik können die Eisenverluste, die nicht nur durch die standardisierte sinusförmige Schwingung, sondern auch durch spezielle Schwingungsformen hervorgerufen sind, bestimmt werden. Dabei werden die klassischen Wirbelstromverluste (im Folgenden als „Wirbelstromverluste“ bezeichnet) stets anhand ihrer niederfrequenten Näherung sowie des vermessenen spezifischen elektrischen Widerstands rein rechnerisch bestimmt.

Im anschließenden Abschnitt wird mit Hilfe der Messdaten des Elektroblechs M330-35A(CDW) die Methode der Verlustseparation vorgestellt. Liegt die

Ummagnetisierungsfrequenz unter der neu eingeführten empirischen Grenzfrequenz, können die bei einer festen Amplitude vermessenen Gesamtverluste anhand ihrer Frequenzabhängigkeit in die Hysterese-, die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste zerlegt werden. Für die Eisenverluste, die bei einer Frequenz oberhalb der empirischen Grenzfrequenz vermessen sind, erweitert diese Arbeit den Modellansatz der Wirbelstromverluste um eine neue Größe, nämlich die äquivalente relative Permeabilität, sodass der Einfluss des Skinneffekts hinsichtlich seines theoretischen Ansatzes berücksichtigt werden kann.

Werden schließlich die Eisenverluste aller vermessenen Amplituden bei der Modellierung in Betracht gezogen, können der Modellansatz sowie die entsprechende Parametrisierung festgestellt werden. Dadurch kann das nichtlineare Verhalten der jeweiligen Verlustkomponente präzise beschrieben werden. Im Vergleich zum etablierten Bertotti-Verlustmodell hat der vorgestellte Modellansatz eine deutlich höhere Qualität. Die Validierung am Ende dieses Kapitels weist eine gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den durch den eingeführten Modellansatz berechneten Werten auf.

4.1 Stand der Technik und Abgrenzung

In diesem Abschnitt wird zuerst auf die standardisierten Verfahren zur Vermessung der Eisenverluste unter wechselnder Anregung eingegangen. Anschließend werden verschiedene Modellansätze zur Charakterisierung der Eisenverluste, die durch eine sinusförmige Schwingungsform hervorgerufen sind, vorgestellt. Dabei handelt es sich vor allem um die Erweiterungen des Bertotti-Verlustmodells sowie das IEM-Verlustmodell und seine Erweiterungen. Diese Modellansätze aus der Fachliteratur werden am Ende zusammenfassend betrachtet und die abgrenzende Leistung wird aufgeführt.

Messmethoden

Die spezifischen Eisenverluste eines weichmagnetischen Werkstoffs können gemäß DIN EN 60404-2 [N2] mit Hilfe eines Epsteinrahmens sowie DIN EN 60404-3 [N3] mit Hilfe eines Tafelmessgerätes messtechnisch bestimmt werden. Die Schwingungsform der Anregung wird stets sinusförmig geregelt.

Die Messmethode mit dem Epsteinrahmen weist den Vorteil auf, dass der Luftfluss innerhalb des Querschnitts des Spulenträgers anhand einer Gegenin-

duktivität kompensiert wird. Dadurch können die vermessenen Eisenverluste unmittelbar auf die magnetische Polarisation, welche mit der Domänenstruktur verknüpft ist, zurückgeführt werden. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit ebenfalls diese Messmethode zur Vermessung der Eisenverluste verwendet. Dabei handelt es sich jedoch um einen neuartigen Epsteinrahmen mit einer umschaltbaren Primärwicklung sowie die institutseigene Messtechnik.

Erweiterungen für das Bertotti-Verlustmodell

Die Eisenverluste werden standardmäßig unter sinusförmiger Wechselanregung in einem großen Amplituden- und Frequenzbereich vermessen. Die Koeffizienten C_{hy} , C_{wb} und C_{ex} des Bertotti-Verlustmodells, welches als

$$P_s = C_{hy} \cdot \hat{B}^2 \cdot f + C_{wb} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2 + C_{ex} \cdot \hat{B}^{1,5} \cdot f^{1,5} \quad (4.1)$$

bereits in Gleichung (2.11) vorgestellt wurde, werden hauptsächlich in Abhängigkeit der Schwingungsamplitude \hat{B} und Frequenz f durch Fitting identifiziert. Stimmen die modellierten Eisenverluste nicht gut mit den Messwerten überein, werden die Ausdrücke der Verlustkomponenten angepasst oder erweitert, damit, rein mathematisch gesehen, ein höheres Bestimmtheitsmaß erzielt werden kann. Im folgenden werden die typischen Modifikationen für das Bertotti-Verlustmodell aus der Fachliteratur aufgeführt.

Für die spezifischen Hystereseverluste verwenden beispielsweise Atallah und Howe [75] sowie Deng [76] einen Ausdruck in Form von

$$P_{s,hy} = C_{hy} \cdot \hat{B}^\alpha \cdot f. \quad (4.2)$$

Der Koeffizient α wird als eine Konstante betrachtet und ist zusammen mit dem Koeffizienten C_{hy} durch Fitting zu bestimmen. Chen und Pillay [77], Calverley et al. [78], Ionel et al. [79], Mthombeni und Pillay [80] sowie Akiror et al. [81] haben diesen Ansatz weiter modifiziert, sodass der Koeffizient α durch ein von der Amplitude abhängiges Polynom beschrieben wird:

$$\alpha = \sum_n^N a_{hy}^n \cdot \hat{B}^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (4.3)$$

Während der Koeffizient der Hystereseverluste C_{hy} in den meisten Veröffentlichungen als konstant angenommen wird, werden Modifikationen für den Koeffizient der Wirbelstromverluste C_{wb} und den der Zusatzverluste C_{ex} vorge-

nommen. Beispielsweise nutzen Ionel et al. [79] und Akiror et al. [81] ebenfalls Polynome, um diese beiden Koeffizienten zu beschreiben. Sie ergeben sich demzufolge jeweils zu

$$C_{wb} = \sum_n^N a_{wb}^n \cdot \hat{B}^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N \quad (4.4)$$

und

$$C_{ex} = \sum_n^N a_{ex}^n \cdot \hat{B}^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (4.5)$$

In Gleichungen (4.3) bis (4.5) sind die Parameter a_{hy}^n , a_{wb}^n und a_{ex}^n alle durch Fitting zu bestimmen.

Mthombeni und Pillay [80] berücksichtigen den Skineffekt in den Wirbelstromverlusten durch Einführung eines Faktors K_{sk} , welcher anhand der Frequenz und der Materialparameter, unter anderem der vermessenen relativen Amplitudenpermeabilität $\mu_{r,a}$ und der Dicke des Elektroblechs d , zu bestimmen ist. Der Ausdruck der Wirbelstromverluste wird somit umgeformt zu

$$P_{s,wb} = \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot K_{sk}}{\rho_m} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2. \quad (4.6)$$

Statt des Koeffizienten C_{wb} kommen in Gleichung (4.6) die elektrische Leitfähigkeit σ und die Massendichte ρ_m zum Einsatz. Für den Koeffizienten C_{ex} wird ein alternativer frequenzabhängiger Ansatz verwendet:

$$C_{ex} = f_{ex}(\hat{B}) \cdot \ln(f) + g_{ex}(\hat{B}). \quad (4.7)$$

In Gleichung (4.7) entsprechen f_{ex} und g_{ex} Polynomen, die abhängig von der Schwingungsamplitude zu bestimmen sind.

Im Gegensatz zum rein mathematischen Fitting der Koeffizienten haben Barbisio et al. [82] ein anderes Verfahren zur Bestimmung der jeweiligen Verlustkomponenten entwickelt. Sie berechnen zuerst die Wirbelstromverluste analytisch anhand der Materialparameter durch

$$P_{s,wb} = \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2}{6 \cdot \rho_m} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2. \quad (4.8)$$

Der Einfluss des Skineffekts ist bei dieser niederfrequenten Näherung, welche bereits in Gleichung (2.26) eingeführt wurde, vernachlässigt. Im nächsten Schritt wird die restliche spezifische Verlustarbeit ΔW_s gebildet und anschließend gegen die Quadratwurzel der Frequenz \sqrt{f} grafisch dargestellt, um die Hysterese- und die Zusatzverluste zu bestimmen. Die genaue Vorgehensweise dieses Verlustseparation-Verfahrens ist in Kapitel 4.3 dargelegt. Diese Methode wurde ebenfalls von Kowal et al. [83] zur Parameteridentifikation eingesetzt. Dabei wurden nur Messungen bis zu einer maximalen Frequenz von 400 Hz verwendet, wie bei Barbisio et al. [82].

Das IEM-Verlustmodell und die Erweiterungen

Bei den obigen Erweiterungen von Gleichung (4.2) bis (4.8) bleiben alle drei Verlustkomponenten des Bertotti-Verlustmodells erhalten, während ausschließlich die mathematischen Ausdrücke der jeweiligen Koeffizienten modifiziert wurden. Das sogenannte IEM-Verlustmodell, welches von Jacobs et al. [84], Schmidt et al. [85] sowie Vandenbossche et al. [86] vorgestellt wurde⁷, stellt eine Alternative dar. Dieser Modellansatz mit dem Ausdruck

$$P_s = a_1 \cdot \hat{B}^2 \cdot f + a_2 \cdot \left(1 + a_3 \cdot \hat{B}^{a_4}\right) \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2 + a_5 \cdot \hat{B}^{1,5} \cdot f^{1,5} \quad (4.9)$$

fügt dem Bertotti-Verlustmodell eine neue, ebenfalls quadratisch von der Frequenz abhängige, Verlustkomponente P_{sat} hinzu:

$$P_{\text{sat}} = a_2 \cdot a_3 \cdot \hat{B}^{a_4} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2, \quad (4.10)$$

wobei alle fünf Konstanten a_1 bis a_5 durch Fitting festzulegen sind. Durch das IEM-Verlustmodell kann die Übereinstimmung bei großen Schwingungsamplituden und hohen Frequenzen verbessert werden. Dieser Modellansatz sowie seine Parametrisierung wurden durch die eigene Forschungsarbeit in [E5] ausführlich untersucht.

Steentjes et al. [87] verglichen die Koeffizienten des IEM-Verlustmodells mit denen des Bertotti-Verlustmodells und bestimmten sie mit Berücksichtigung des physikalischen Hintergrunds der Verlustseparation. Sie identifizierten zuerst den Parameter a_1 in Gleichung (4.9), welcher dem Koeffizienten C_{hy} in Gleichung (4.1) entspricht, anhand der Eisenverluste, die unter einem magnetischen

⁷ Jacobs et al. [84] vernachlässigen die Zusatzverluste. Vandenbossche et al. [86] beschreiben die Eisenverluste in Abhängigkeit von der Polarisierung statt der Flussdichte.

Gleichfeld vermessen wurden. Der Parameter a_2 ist mit dem Koeffizienten C_{wb} identisch und wurde, wie bei Barbisio et al. [82], anhand der Materialparameter nach Gleichung (4.8) analytisch berechnet. Der Parameter a_5 , welcher als der Koeffizient C_{ex} betrachtet wurde, wurde mit Hilfe von Messungen mit einer niedrigen Frequenz von 5 Hz bis 10 Hz festgestellt. Zur Identifizierung der Parameter a_3 und a_4 in Gleichung (4.10) wurden hochfrequente Messungen mit einer Frequenz von 500 Hz bis 2000 Hz verwendet. Nach der Validierung in [87] weist das IEM-Verlustmodell, dessen Parameter gemäß dem oben beschriebenen Verfahren bestimmt wurden, eine bessere Übereinstimmung mit den Messdaten auf, als das Bertotti-Verlustmodell. Abweichungen sind jedoch noch zu beobachten, wie z. B. bei den spezifischen Eisenverlusten ab einer Amplitude von 0,5 T bei einer Frequenz von 1000 Hz.

Eggers et al. [88] erweiterten das Bertotti- und das IEM-Verlustmodell. Sie modifizierten zuerst den Modellansatz in Gleichung (4.1) zu

$$P_s = C_{hy} \cdot \hat{B}^\alpha \cdot f + F_S \cdot C_{wb} \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2 + C_{ex} \cdot \hat{B}^{1,5} \cdot f^{1,5}. \quad (4.11)$$

sowie den in Gleichung (4.9) zu

$$P_s = a_1 \cdot \hat{B}^\alpha \cdot f + F_S \cdot a_2 \cdot \left(1 + a_3 \cdot \hat{B}^{a_4}\right) \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2 + a_5 \cdot \hat{B}^{1,5} \cdot f^{1,5}. \quad (4.12)$$

Anhand des Skineffekt-Faktors F_S , welcher in dieser Arbeit in Kapitel 4.3.3 eingeführt wird und durch Gleichung (4.37) gegeben ist, wurde der Einfluss des Skineffekts bei hohen Frequenzen berücksichtigt. Dieser Skineffekt-Faktor wurde nach den Angaben von Gyselinck et al. in [62] als eine bekannte Größe behandelt. Eggers et al. identifizierten die Parameter α , C_{hy} , C_{wb} und C_{ex} in Gleichung (4.11), welche den Parametern α , a_1 , a_2 und a_5 in Gleichung (4.12) entsprechen, anhand derselben Methodik wie Steentjes et al. [87]. Bei der Verifizierung stellten sie aber fest, dass die identifizierten Zusatzverluste physikalisch unplausibel waren. Als Lösungsansatz wurden die Zusatzverluste nicht mehr betrachtet. Infolgedessen wurde das modifizierte IEM-Verlustmodell in Gleichung (4.12) reduziert zu

$$P_s = a_1 \cdot \hat{B}^\alpha \cdot f + F_S \cdot a_2 \cdot \left(1 + \frac{a'_3}{F_S} \cdot \hat{B}^{a_4}\right) \cdot \hat{B}^2 \cdot f^2, \quad (4.13)$$

wobei die Parameter a'_3 und a_4 wie gehabt mit Hilfe von hochfrequenten Messungen bestimmt wurden.

Fazit

Werden die Modellansätze, die auf der Verlustseparation basieren, zusammenfassend betrachtet, können folgende Gemeinsamkeiten in ihren Modellierungsmethoden festgestellt werden:

- Sie beschreiben die Eisenverluste lediglich in Abhängigkeit der Flussdichte, obwohl sie nach der Domänentheorie eher mit der Polarisation, die den Zustand der Weisschen Bezirke widerspiegelt, verknüpft sind.
- Sie setzen voraus, dass die Anregung ideal sinusförmig ist. Werden die Eisenverluste mit einem realistischen Polarisationsverlauf mit Nebenhystereseschleifen oder Offset-Polarisation vermessen, können die Einflüsse auf die einzelnen Verlustkomponenten nicht identifiziert werden.
- Sie legen die mathematischen Ausdrücke der Koeffizienten der jeweiligen Verlustkomponente, die durch Fitting zu bestimmen sind, vor Durchführung der Verlustseparation fest. Diese Ausdrücke können in der Realität nicht zum untersuchten Material passen.
- Die quadratische Frequenzabhängigkeit der Wirbelstromverluste gilt nur für den niederfrequenten Fall, bei dem der Skineffekt keinen Einfluss ausübt. In der Fachliteratur wird dieser Ansatz jedoch in den meisten Fällen auch zur Parametrisierung verwendet, wobei die Messungen unter deutlich höheren Frequenzen durchgeführt sind.
- Werden die Wirbelstromverluste um den Skineffekt-Faktor erweitert, kommt ausschließlich der theoretische Ansatz, welcher für ein lineares Material abgeleitet ist, zum Einsatz. Dieser Faktor wird als eine bekannte Größe angenommen und anhand der vermessenen relativen Amplitudenpermeabilität bestimmt. Die Nichtlinearität, welche die Hystereseschleifen eines realen weichmagnetischen Materials aufweisen, wird jedoch nicht berücksichtigt.
- Zur Bestimmung des Koeffizienten C_{ex} verwendeten Steentjes et al. [87] und Eggers et al. [88] Messungen mit einer Frequenz bis maximal 10 Hz. Nach der Theorie in Kapitel 2.4.2 nimmt diese Verlustkomponente bei solcher sich langsam ändernden Anregung nicht mit $f^{1,5}$ nach Gleichung (2.31b) zu, sondern quadratisch mit der Frequenz nach Gleichung (2.31a). Die ausgewählten Messungen sind daher nicht geeignet, um den Koeffizient dieser Verlustkomponente zu identifizieren.

Aus den obigen Gründen hat diese Arbeit eine neue Modellierungsmethode entwickelt. Sie weist folgende Abgrenzungen zum Stand der Technik auf:

- Hinsichtlich des physikalischen Hintergrunds der jeweiligen Verlustkomponenten wird ein erweitertes Verlustseparation-Verfahren, welches auf dem von Barbisio et al. [82] basierend ist, in den nächsten Abschnitten vorgestellt. Dieses Verfahren kann nicht nur bei sinusförmig schwingenden Anregungen, sondern auch bei beliebig schwingenden Anregungen mit oder ohne statische Magnetisierung angewendet werden.
- Die Permeabilität eines nichtlinearen weichmagnetischen Materials wird anhand einer neu eingefügten Größe linearisiert approximiert, sodass der Skineffekt berücksichtigt werden kann. Die Wirbelstromverluste ergeben sich als das Produkt ihrer niederfrequenten Näherung und dem Skineffekt-Faktor, welcher abhängig von dieser neuen Größe zu ermitteln ist.
- Der mathematische Ausdruck der Hystereseverluste sowie der des Koeffizienten der Zusatzverluste werden erst nach Durchführung der Verlustseparation bezüglich ihrer tatsächlichen Verläufe in Abhängigkeit der Polarisation festgelegt.

Wird der neue Modellansatz anhand der Messdaten validiert, weist er eine hohe Güte auf. Dieser Modellansatz wird, wie die nächsten Kapitel zeigen, zur Beschreibung der zusätzlichen Eisenverluste, die durch eine statische Magnetisierung und/oder Nebenhystereseschleifen hervorgerufenen sind, erweitert.

4.2 Experimentelle Untersuchung

Die grundlegende Struktur des Aufbaus zur Vermessung der Eisenverluste unter wechselnder Magnetisierung stellt Blockschalbild 4.1 dar. Der Prüfstand besteht aus einem 25-cm-Epsteinrahmen, der aus einer eigenen Entwicklung im Rahmen dieser Arbeit stammt. Dabei handelt es sich vor allem um eine neue Auslegung mit einer umschaltbaren Primärwicklung, wodurch die induzierte Spannung angepasst und so ein großer Bereich an einstellbaren Arbeitspunkten erzielt werden kann. Der Aufbau dieses Epsteinrahmens ist in Anhang A.3 vorgestellt. Zusammen mit dem modular aufgebauten Linearverstärker [89–91] und der auf dem FPGA konzipierten Regelstruktur [91] kann einerseits die induzierte Sekundärspannung mit einem beliebigen zeitlichen Verlauf geregelt und andererseits ein statischer Anteil im Primärstrom eingestellt werden.

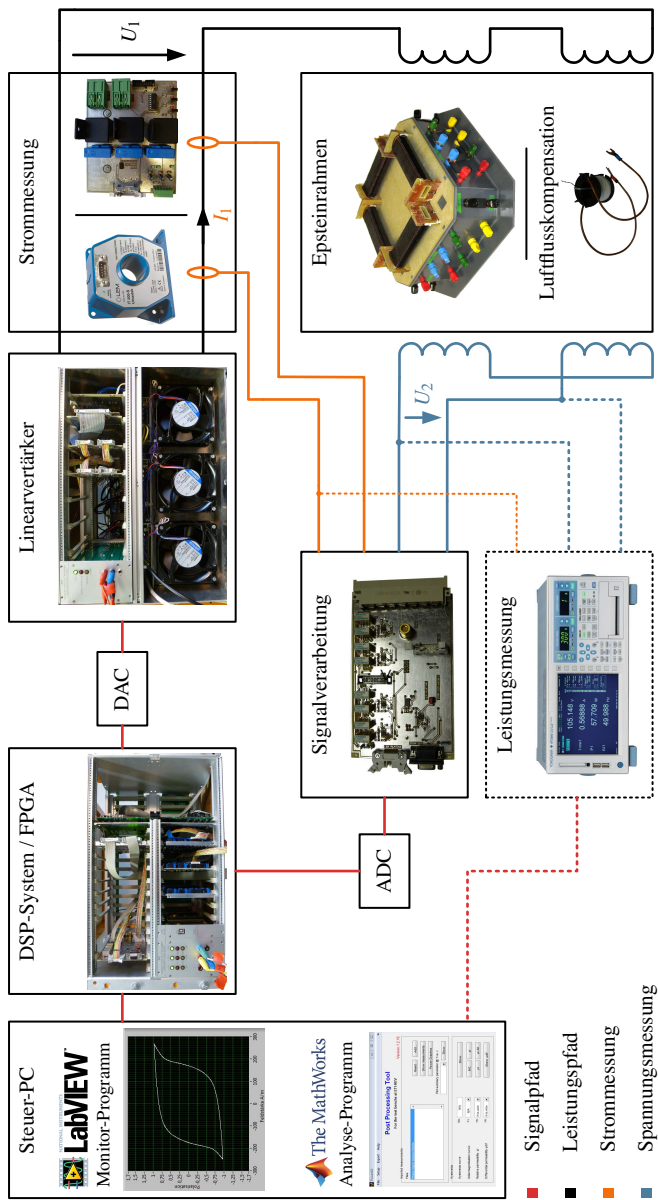


Abbildung 4.1: Messaufbau zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften von Elektroblechen (Darstellung nicht gemäß den realen Abmessungen)

Die Soll-Messgrößen, wie etwa die Amplitude der Polarisation, die Frequenz und der normierte zeitliche Verlauf einer gewünschten Schwingungsform, werden über eine Benutzerschnittstelle, das Monitor-Programm in *LabVIEW*, am Steuer-Rechner eingestellt. Die Momentanwerte des Primärstroms I_1 , der Primärspannung U_1 sowie der Sekundärspannung U_2 werden erfasst, nachdem die Entmagnetisierung und der anschließende Regelvorgang der Sekundärspannung mittels *Repetitive Control* [91, 92] abgeschlossen sind. Diese vermessenen elektrischen Größen werden danach in das Analyse-Programm *PowerKit* in *MATLAB* eingelesen. Die magnetischen Eigenschaften, wie z. B. die spezifischen Eisenverluste sowie die zusätzlichen Verluste, die durch Nebenhystereseschleifen oder durch einen Gleichanteil der Polarisation hervorgerufen sind, werden aus den entsprechenden Abschnitten der Hystereseschleife abgeleitet. Alternativ zu dieser Messmethode kann die mittlere Leistung der Gesamtverluste auch durch das Leistungsmessgerät Yokogawa WT3000 [93] vermessen werden.

Messbedingungen

Am Prüfstand wird die Messbarkeit einer Schwingungsform sowohl durch die Regelbarkeit als auch durch die Spannungsgrenzen beschränkt. Dabei darf die Primärspannung eine Spannungsgrenze von 60 V, welche hardwaremäßig durch den Linearverstärker gegeben ist, nicht überschreiten. Dagegen liegt am Eingangsbereich des Analog-Digital-Wandlers (ADC) eine Messspannung von

$$U_{\text{ADC}} = U_2 \cdot F_V \quad \text{für} \quad -10\text{ V} \leq U_{\text{ADC}} \leq +10\text{ V} \quad (4.14)$$

an, welche der mit einem Verstärkungsfaktor F_V linear verstärkten oder verminderten Sekundärspannung U_2 entspricht. Da der Verstärkungsfaktor in vier Stufen von 4, 1, 1/4 und 1/8 eingestellt werden kann, beträgt die Spannungsgrenze auf der Sekundärseite 80 V.

Die zu regelnde Soll-Sekundärspannung ergibt sich aus der zeitlichen Ableitung des Sollverlaufs der Polarisation zu

$$U_{2,\text{soll}} = N_2 \cdot N_{\text{ES}} \cdot w \cdot d \cdot \frac{dJ_{\text{soll}}}{dt}, \quad (4.15)$$

wobei N_{ES} die gesamte Schichtanzahl der eingelegten Proben ist. Dazu beträgt die Windungszahl N_2 auf der Sekundärseite des Epsteinrahmens konstant 436. Die in dieser Arbeit verwendeten Blechstreifen haben eine einheitliche Breite von $w = 30\text{ mm}$ und eine wirksame Dicke d . Die Hälfte aller Blechstreifen sind

parallel zur Walzrichtung geschnittene Längsproben, während die andere Hälfte quer zur Walzrichtung geschnittene Querproben sind. Sie werden nach dem in [N2, N4] beschriebenen Verfahren mit wechselnder Reihenfolge aufeinander in den Epsteinrahmen eingeschichtet.

Das als Beispiel genommene Elektroblech M330-35A(CDW) wird unter einem sinusförmigen Polarisationsverlauf von 3 Hz bis 1000 Hz mit dem vorgestellten Messaufbau vermessen. Bei niederfrequenten Messungen wird die Amplitude der Polarisation von 0,1 T bis 1,7 T mit einer Schrittweite von 0,1 T eingestellt. Im Gegensatz dazu beträgt die Aussteuerung bei der höchsten Frequenz wegen der Beschränkung des Versuchsaufbaus maximal 1,4 T.

Spezifische Eisenverluste

Die spezifischen Eisenverluste, die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode von T entstehen, werden nach Gleichung (2.2) aus der Flächenintegration durch

$$P_s = \frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{1}{T} \cdot \oint H dJ \quad (4.16)$$

bestimmt, wobei die Hystereseschleife eine beliebige Schwingungsform mit oder ohne Offset-Polarisation aufweisen kann.

Die Feldstärke H in Gleichung (4.16) wird mit Hilfe des vermessenen Primärstroms I_1 durch das Durchflutungsgesetz als

$$H = \frac{N_1}{l_{\text{mag}}} \cdot I_1 \quad (4.17)$$

bestimmt, wobei die magnetische Weglänge l_{mag} für den 25-cm-Epsteinrahmen 0,94 m beträgt [N2]. Die eingestellte Primärwindungszahl N_1 kann beim verwendeten Epsteinrahmen 52, 208 oder 832 betragen. Zusätzlich wird der zeitliche Verlauf der Polarisation J nach dem Induktionsgesetz als Integral der vermessenen Sekundärspannung U_2 über der Zeit bestimmt:

$$J = -\frac{1}{N_2 \cdot N_{\text{ES}} \cdot w \cdot d} \cdot \int U_2 dt. \quad (4.18)$$

Darüber hinaus werden, unabhängig von der eingestellten Messfrequenz, die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode entstehenden spezifischen Wirbel-

stromverluste nach Gleichung (2.28a) stets in Form ihrer niederfrequenten Näherung ohne Berücksichtigung des Skineffekts rechnerisch ermittelt:

$$P_{s,wb,NF} = \frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt. \quad (4.19)$$

Dabei kann die Flussdichte, welche aus der vermessenen Feldstärke und Polarisation anhand der Materialgleichung (2.3) zu bestimmen ist, eine beliebige Schwingungsform aufweisen.

Massendichte, spezifischer elektrischer Widerstand und wirksame Dicke

In Gleichung (4.16) wird die Massendichte ρ_m verwendet, um die aus der Flächenintegration gewonnene volumenbezogene Verlustdichte auf die massebezogenen spezifischen Verluste umzurechnen. Zusammen mit dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ und der wirksamen Dicke⁸ d wird die Massendichte nach dem in [N5] beschriebenen Verfahren mit den quadratischen 150 mm × 150 mm-Tafelproben des Elektroblechs M330-35A(CDW) vermessen. Den entsprechenden Messaufbau stellt Abbildung 4.2 auf der nachfolgenden Seite dar, wobei das Messgerät, der Mikro-Ohmmeter Typ MGR10 [94], den Widerstand $R_{AB,CD}$ anhand eines Messstroms I_{AB} von 10 A zwischen den Kontaktpunkten A und B über die Messspannung U_{CD} zwischen den Kontaktpunkten C und D bestimmt.

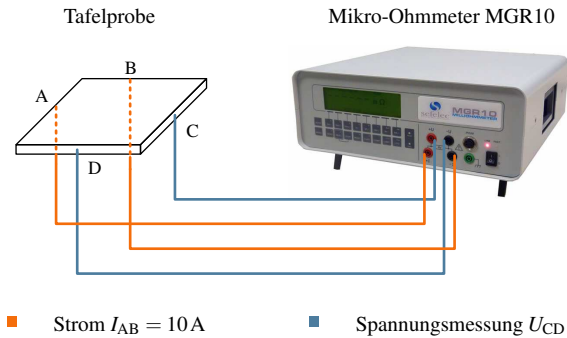
Nachdem die Mittelwerte der Widerstände $R_{AB,CD}$ und $R_{BC,DA}$ über mehrere Messdurchgänge ermittelt wurden, wird das Produkt der Massendichte und des spezifischen elektrischen Widerstands ($\rho_m \cdot \rho$) anhand der Theorie der konformen Abbildung zweidimensionaler Felder [95] festgestellt durch

$$(\rho_m \cdot \rho) = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{m}{b_1 \cdot b_2} \cdot \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2} \cdot F_P(a_R). \quad (4.20)$$

Dabei sind m die Masse und b_1 und b_2 die Kantenlängen der Tafelprobe. Zusätzlich erfüllt der Term $F_P(a_R)$ in Gleichung (4.20) folgende Bedingung:

$$\cosh \left(\frac{a_R - 1}{a_R + 1} \cdot \frac{\ln 2}{F_P(a_R)} \right) = \frac{1}{2} \cdot \exp \frac{\ln 2}{F_P(a_R)}. \quad (4.21)$$

⁸ Die vermessene wirksame Dicke eines Elektroblechs ist in der Praxis häufig kleiner als die vom Hersteller angegebene Nenndicke.

Abbildung 4.2: Messaufbau zur Bestimmung des Widerstands $R_{AB,CD}$

Er hängt daher allein von der Messgröße a_R ab, die das Verhältnis der vermessenen Widerstände bildet:

$$a_R = \frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,DA}}. \quad (4.22)$$

Nach dem numerischen Auflösen von Gleichung (4.21) beträgt F_P näherungsweise eins und somit ergibt sich das Produkt $(\rho_m \cdot \rho) \approx 3762,0 \mu\Omega \text{ kg m}^{-2}$ für die untersuchten Tafelproben.

Für nichtkornorientierte Elektrobleche aus Eisen-Silizium-Legierungen wird in [N5] zusätzlich die Abhängigkeit der Massendichte ρ_m vom Produkt $(\rho_m \cdot \rho)$ durch einen linearen Zusammenhang von

$$\rho_m = \rho_{m,0} - k_s \cdot (\rho_m \cdot \rho) \quad (4.23)$$

approximiert, wobei die Konstanten $k_s = 89200 \text{ S m}^{-1}$ und $\rho_{m,0} = 7973 \text{ kg m}^{-3}$ betragen. Nachdem die Massendichte nach Gleichung (4.23) bestimmt wurde, ergibt sich der spezifische elektrische Widerstand schließlich zu

$$\rho = \frac{(\rho_m \cdot \rho)}{\rho_m}. \quad (4.24)$$

Die wirksame Dicke des vermessenen Elektroblechs ergibt sich zu

$$d = \frac{m}{\rho_m \cdot b_1 \cdot b_2}. \quad (4.25)$$

Für das Elektrolech M330-35A(CDW) sind die durch dieses Verfahren bestimmten Materialkennwerte samt der daraus abgeleiteten elektrischen Leitfähigkeit sowie des Temperaturkoeffizienten des elektrischen spezifischen Widerstands, welcher bereits in Gleichung (2.6) vorgestellt ist, in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Materialkennwerte von M330-35A(CDW)

Physikalische Größe	Symbol	Wert
Massendichte	ρ_m	7640,2 kg m ⁻³
Spez. Widerstand bei $23 \pm 5^\circ\text{C}$	ρ_0	0,492 $\mu\Omega\text{m}$
Elek. Leitfähigkeit bei $23 \pm 5^\circ\text{C}$	σ_0	$2,03 \times 10^6 \text{ S m}^{-1}$
Wirksame Dicke	d	0,349 mm
Temperaturkoeffizient	α	0,098 % K ⁻¹

4.3 Verlustseparation

In diesem Abschnitt wird zunächst eine neue Grenzfrequenz, die empirische Grenzfrequenz, für reale nichtlineare Elektroleche eingeführt. Ist die Ummagnetisierungsfrequenz kleiner als diese Grenzfrequenz, spielt der Skineffekt praktisch keine Rolle. Dadurch können die Eisenverluste nach der Verlustseparation in die Hysterese-, die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste zerlegt werden. Diese Vorgehensweise wird anhand der Messdaten des Elektrolechs M330-35A(CDW) genauer erläutert. Die für eine feste Schwingungsamplitude identifizierten Verlustkomponenten sowie ihre Parameter werden anschließend vorgestellt. Werden sie aber zur Bestimmung der Eisenverluste bei den Frequenzen, die höher als die empirische Grenzfrequenz sind, verwendet, können große Abweichungen zwischen den berechneten Werten und den Messwerten festgestellt werden. Dieser Diskrepanz zugrunde liegt der Skineffekt. Diese Arbeit zeigt, dass, durch Erweiterung des Modellansatzes für die Wirbelstromverluste um eine äquivalente relative Permeabilität, der Einfluss dieses Effekts berücksichtigt werden kann.

4.3.1 Empirische Grenzfrequenz

Die Verlustseparation beruht darauf, dass die drei Verlustkomponenten nach dem Bertotti-Verlustmodell in Gleichungen (2.34) und (2.35) unterschiedliche Frequenzabhängigkeiten aufweisen. Diese Voraussetzung wird nicht mehr erfüllt, wenn die Wirbelstromverluste aufgrund des Skineffekts, nach Gleichung (2.27) und (2.28b), nicht mehr mit f^2 , sondern, wie die Zusatzverluste, ebenfalls mit $f^{1,5}$ weiter zunehmen. Diese abgeänderte Frequenzabhängigkeit gilt, wenn die Frequenz sinusförmiger Anregung die Grenzfrequenz der Wirbelstromverluste $f_{G,wb}$ überschreitet. Ist dabei die Permeabilität konstant, kann sie nach Gleichung (2.25) ermittelt werden. Aber in der Realität hängt die Permeabilität des weichmagnetischen Werkstoffs stark nichtlinear von der Anregung ab. Demzufolge kann die Grenzfrequenz der Wirbelstromverluste nicht rechnerisch bestimmt werden.

Mehrere Elektrobleche von verschiedenen Herstellern wurden in [S1, S3, S4] und [E3] untersucht. Sie besitzen zwar unterschiedliche wirksame Dicke (im Folgenden als „Dicke“ bezeichnet) von 0,2 mm bis 0,35 mm, aber eine ähnliche Qualität.⁹ Nach diesen Untersuchungen kann festgestellt werden, dass diese Elektrobleche bei mittelgroßen sinusförmigen Anregungen ein ähnliches Verhalten bezüglich der Dicke und der Frequenz aufweisen. In dieser Arbeit wird daher eine *empirische Grenzfrequenz* f_G eingeführt, die durch folgende Beziehung beschrieben ist:

$$f_G \cdot d^2 \approx f_{G,0} \cdot d_0^2. \quad (4.26)$$

Dabei beträgt die Referenzfrequenz $f_{G,0} = 400\text{ Hz}$ für ein Elektroblech mit einer Referenzdicke von $d_0 = 0,3\text{ mm}$. Gleichung (4.26) besagt, dass bei den Elektroblechen ähnlicher Qualität das Produkt der empirischen Grenzfrequenz und des Quadrats der Dicke näherungsweise konstant bleibt. Für das als Beispiel genommene Elektroblech M330-35A(CDW) beträgt diese Grenzfrequenz bei einem sinusförmigen Polarisationsverlauf ca. 300 Hz.

Ist die Anregung dagegen nicht sinusförmig aber nur mit Harmonischen geringer Amplitude behaftet, kann die Beziehung in Gleichung (4.26) auch auf die Frequenz der Grundschwingung verwendet werden. Diejenigen Messungen, deren Grundfrequenzen oder die Frequenzen der bedeutendsten Harmonischen unterhalb der empirischen Grenzfrequenz liegen, werden in dieser Arbeit als *niederfrequente Messungen* bezeichnet. Dabei weisen die Wirbelstromverluste

⁹ Die Eigenschaften dieser Elektrobleche sind in Anhang A.4 zusammengefasst.

die bekannte quadratische Frequenzabhängigkeit auf und können mit Gleichung (2.26) für sinusförmige Anregungen bzw. mit Gleichung (2.28a) für Anregungen beliebiger Schwingungsform rechnerisch bestimmt werden.

4.3.2 Verlustseparation für niederfrequente Messungen

Die grundlegende Vorgehensweise der Verlustseparation für Eisenverluste unter niederfrequenter sinusförmiger Anregung basiert auf der von Barbisio et al. in [82]. Durch Erweiterung dieser Methode anhand des in Anhang A.1 vorgestellten Wellenformfaktors kann die Verlustseparation auch für Eisenverluste, die durch eine Anregung beliebiger Schwingungsform hervorgerufen sind, durchgeführt werden. Nachfolgend wird die Vorgehensweise der Verlustseparation anhand der Eisenverluste des Elektroblechs M330-35A(CDW), welche unter sinusförmiger Anregung mit einer festen Amplitude von 1,0T und in einem Frequenzbereich von 3 Hz bis 300 Hz, also unterhalb der empirischen Grenzfrequenz, vermessen wurden, Schritt für Schritt erklärt:

- (a) Umrechnung der Verlustleistung in die spezifische Verlustarbeit:

Da in Messungen stets periodische Schwingungen angeregt werden, kann statt der Leistung die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode entstehende spezifische Verlustarbeit von

$$W_s = \frac{P_s}{f} = W_{s,hy} + W_{s,wb} + W_{s,ex} \quad (4.27)$$

betrachtet werden. Die Verwendung der Verlustarbeit bringt zwei Vorteile mit: Einerseits stimmt die Verlustarbeit der statischen Hystereseverluste mit der gesamten Verlustarbeit überein, wenn die Frequenz gegen Null geht und die dynamischen Verluste verschwinden; andererseits kann die Abhängigkeit der Zusatzverluste von der Quadratwurzel der Frequenz, welche nach dem theoretischen Ansatz in Gleichung (2.31b) linear sein soll, einfach veranschaulicht werden. Weicht der Verlauf der Zusatzverluste von dieser Abhängigkeit ab, kann die Diskrepanz unmittelbar in der Darstellung erkannt werden.

- (b) Bestimmung der restlichen Verlustarbeit der Eisenverluste:

Anschließend wird der gesamten Verlustarbeit die spezifische Arbeit der Wirbelstromverluste entzogen, die aus der vermessenen Leistung $P_{s,wb,NF}$ nach Gleichung (4.19) berechnet ist. Danach bleibt nur noch die *restliche*

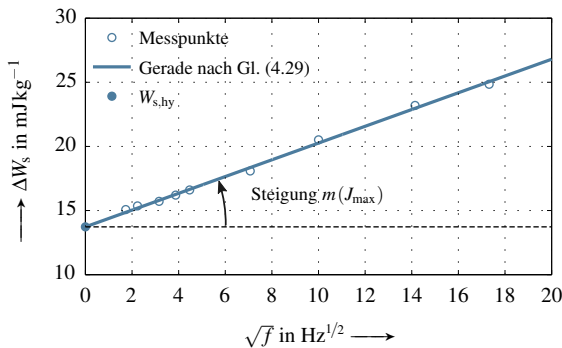


Abbildung 4.3: Bestimmung der spezifischen Hystereseverluste und des Koeffizienten der Zusatzverluste von M330-35A(CDW) bei $f = 1,0\text{T}$

Arbeit der spezifischen Eisenverluste ΔW_s üblich. Sie ergibt sich als die Summe der Arbeiten der Hystereseverluste und der Zusatzverluste zu

$$\Delta W_s = W_s - W_{s,wb,NF} \stackrel{!}{=} W_{s,hy} + W_{s,ex}(\sqrt{f}). \quad (4.28)$$

Die resultierende restliche Arbeit wird grafisch gegen die Quadratwurzel der Frequenz \sqrt{f} dargestellt, wie Abbildung 4.3 zu entnehmen ist.

(c) Bestimmung der Hystereseverluste:

In Abbildung 4.3 ist ein lineares Verhältnis zwischen ΔW_s und \sqrt{f} zu erkennen. Die restliche Arbeit kann daher mathematisch durch

$$\Delta W_s = W_{s,hy} + m(J_{\max}) \cdot \sqrt{f} \quad (4.29)$$

beschrieben werden, wobei m die Steigung der Geraden bei der vorgegebenen Aussteuerung J_{\max} ist¹⁰. Die Hystereseverluste $W_{s,hy}$ können dann als der Schnittpunkt der restlichen Arbeit mit der y-Achse ausgelesen werden. Bei einem bestimmten Material hängt dieser Schnittpunkt vor allem von der Schwingungsform und der Aussteuerung bzw. von der Form der stationären Hystereseschleife ab.

¹⁰ Für eine sinusförmige Anregung gilt: $J_{\max} = \hat{J}$.

(d) Bestimmung des Koeffizienten der Zusatzverluste:

Wird Gleichung (4.29) mit (4.28) verglichen, kann der Zusammenhang zwischen den spezifischen Zusatzverlusten und der Quadratwurzel der Frequenz als

$$W_{s,\text{ex}} = m(J_{\text{max}}) \cdot \sqrt{f} \quad (4.30)$$

festgestellt werden. Diese lineare Abhängigkeit ist auch durch die theoretischen Ansätze in Gleichungen (2.30b) und (2.31b) gegeben. Wird diese spezifische Arbeit durch Umformung von Gleichung (2.30b) und durch Verwendung des eingeführten Wellenformfaktors als

$$W_{s,\text{ex}} = F_{\text{W}}^n \Big|_{n=\frac{3}{2}} \cdot \frac{\sqrt{\sigma G S V_0}}{\rho_m} \cdot J_{\text{max}}^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{f} \quad (4.31)$$

bestimmt, kann die Steigung der Geraden $m(J_{\text{max}})$ durch Vergleich zwischen Gleichungen (4.30) und (4.31) ausgedrückt werden als

$$m(J_{\text{max}}) = F_{\text{W}}^n \Big|_{n=\frac{3}{2}} \cdot \frac{\sqrt{\sigma G S V_0}}{\rho_m} \cdot J_{\text{max}}^{\frac{3}{2}}. \quad (4.32)$$

Der mittlere Teil auf der rechten Seite in Gleichung (4.32) wird in der Praxis als der *Koeffizient der Zusatzverluste* k_{ex} bezeichnet. Es gilt:

$$k_{\text{ex}} \stackrel{!}{=} \frac{\sqrt{\sigma G S V_0}}{\rho_m} = \frac{m(J_{\text{max}})}{F_{\text{W}}^n \Big|_{n=\frac{3}{2}} \cdot J_{\text{max}}^{\frac{3}{2}}}. \quad (4.33)$$

Da in Gleichung (4.33) die Größe V_0 sowohl vom Zustand des Materials als auch von der Energie der Blochwände abhängt [7], wird der Koeffizient der Zusatzverluste ebenfalls dadurch bestimmt, mit welcher Aussteuerung der Polarisation das Elektrolech angeregt wird.

4.3.3 Skineffekt

Da nach Gleichung (4.33) der Koeffizient der Zusatzverluste nicht von der Frequenz abhängt, wird die Gerade mit der Steigung $m(J_{\text{max}})$ zur Bestimmung der restlichen Verluste weiter bis zur höchsten vermessenen Frequenz linear extrapoliert, wie in Abbildung 4.4 veranschaulicht ist. Im Gegensatz zur guten Übereinstimmung bei niedrigeren Frequenzen können große Abweichungen bei

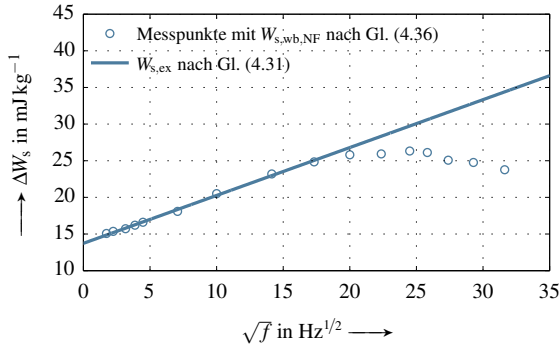


Abbildung 4.4: Abweichung zwischen den restlichen Verlusten und der extrapolierten Gerade der Zusatzverluste bei $\hat{f} = 1,0\text{T}$ und bis $f = 1000\text{Hz}$

höheren Frequenzen zwischen dieser Gerade und den restlichen Verlusten beobachtet werden: Etwa ab der empirischen Grenzfrequenz weicht der Verlauf der restlichen Arbeit vom linearen Verlauf der Zusatzverluste ab. Je höher die Frequenz, desto größer wird die Differenz.

Diese Diskrepanz ist auf den Einfluss des Skineneffekts auf die Wirbelstromverluste zurückzuführen: Wäre das Material linear mit einer konstanten relativen Permeabilität μ_r , könnten die spezifischen Wirbelstromverluste bei allen Frequenzen, abgeleitet von Gleichung (2.23), allgemein durch

$$W_{s,wb} = \frac{\pi \cdot B_{\max}^2}{2 \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \rho_m} \cdot \gamma \cdot \frac{\sinh(\gamma) - \sin(\gamma)}{\cosh(\gamma) - \cos(\gamma)} \quad (4.34)$$

bestimmt werden. Ihre Näherung bei hohen Frequenzen kann aus Gleichung (2.27) von Bertotti für die spezifische Verlustarbeit als

$$W_{s,wb,HF} = \frac{\pi \cdot d}{2 \cdot \rho_m} \cdot \sqrt{\frac{\sigma \cdot \pi}{\mu_0 \cdot \mu_r}} \cdot B_{\max}^2 \cdot \sqrt{f} \quad (4.35)$$

beschrieben werden, während bei niederfrequenten Messungen die Näherung, die in der Verlustseparation verwendet wurde, durch

$$W_{s,wb,NF} = \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2}{6 \cdot \rho_m} \cdot B_{\max}^2 \cdot (\sqrt{f})^2 \quad (4.36)$$

gegeben ist. Werden die beiden obigen Näherungen miteinander verglichen, kann festgestellt werden, dass unter starkem Einfluss des Skineffekts die Wirbelstromverlustarbeit langsamer mit der Frequenz zunimmt. Sie steigt in diesem Fall linear und nicht mehr quadratisch mit der Quadratwurzel der Frequenz an. Dies hat zur Folge, dass die anhand ihrer niederfrequenten Näherung berechneten Wirbelstromverluste stärker überschätzt werden und dass die restlichen Verluste mit steigender Frequenz zunehmend unterschätzt werden. Die restliche Verlustarbeit bei hohen Frequenzen in Abbildung 4.4 muss daher unter ihrer tatsächlichen Größe liegen.

Skineffekt-Faktor und äquivalente relative Permeabilität

Die Abweichung, die durch Vernachlässigung des Skineffekts bei hohen Frequenzen zustande kommt, kann rechnerisch durch einen *Skineffekt-Faktor* F_S korrigiert werden, der mit

$$F_S(\gamma) \stackrel{!}{=} \frac{W_{s,wb}}{W_{s,wb,NF}} = \frac{3}{\gamma} \cdot \frac{\sinh \gamma - \sin \gamma}{\cosh \gamma - \cos \gamma} \quad (4.37)$$

das Verhältnis zwischen den Wirbelstromverlusten nach Gleichung (4.34) und ihrer niederfrequenten Näherung nach Gleichung (4.36) bildet [62, E5]. Bei einem realen Werkstoff wird zur Bestimmung des Kehrwerts der normierten Eindringtiefe γ in Gleichung (4.37), anstatt einer konstanten relativen Permeabilität μ_r , eine *äquivalente relative Permeabilität* $\mu_{r,eq}$ in dieser Arbeit eingeführt. Dadurch wird der Einfluss des Skineffekts, der bei einem nichtlinearen Material auftritt, durch ein lineares Material der Permeabilität $\mu_{r,eq}$ angenähert beschrieben. Der damit verknüpfte *Kehrwert der äquivalenten normierten Eindringtiefe* γ_{eq} ergibt sich nach Gleichung (2.24) zu

$$\gamma_{eq} = \sqrt{\frac{\omega \cdot \sigma \cdot \mu_0 \cdot \mu_{r,eq} \cdot d^2}{2}}. \quad (4.38)$$

Den Verlauf des Skineffekt-Faktors veranschaulicht Abbildung 4.5 anhand von vier Beispielwerten der äquivalenten relativen Permeabilität bis 2000 Hz. Es ist dabei ersichtlich, dass bei einer bestimmten Frequenz der Skineffekt-Faktor mit zunehmender äquivalenter relativer Permeabilität abnimmt.

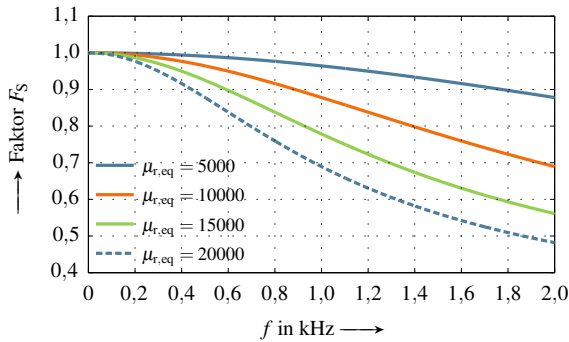


Abbildung 4.5: Verlauf des Skineffekt-Faktors in Abhängigkeit der Frequenz bei verschiedenen äquivalenten relativen Permeabilitäten

Aus Gleichung (4.37) können die Wirbelstromverluste schließlich für sinusförmige Anregungen in allen Frequenzbereichen generell als

$$W_{s,wb} = F_S(\gamma_{eq}) \cdot \frac{\sigma \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (4.39)$$

im Zeitbereich oder als

$$W_{s,wb} = F_S(\gamma_{eq}) \cdot \frac{\pi^2 \cdot \sigma \cdot d^2}{6 \cdot \rho_m} \cdot B_{\max}^2 \cdot f \quad (4.40)$$

im Frequenzbereich dargestellt werden.

Bestimmung der äquivalenten relativen Permeabilität

Im Folgenden wird erklärt, wie die äquivalente relative Permeabilität des untersuchten Elektroblechs anhand der Verlustseparation bestimmt werden kann:

- (a) Bestimmung der Hystereseverluste und der Steigung der Zusatzverluste:

Die beiden Größen $W_{s,hy}$ und $m(J_{\max})$ sollen zuerst mit dem im letzten Abschnitt vorgestellten Verfahren ermittelt werden. Dabei sollen nur die Eisenverluste von niederfrequenten Messungen verwendet werden.

(b) Bestimmung der tatsächlichen Wirbelstromverluste:

Anschließend werden die Eisenverluste von allen vermessenen Frequenzen betrachtet. Die tatsächlichen Wirbelstromverluste können durch Verwendung der durch die Verlustseparation identifizierten Hystereseverluste und der Steigung der Zusatzverluste bestimmt werden als

$$W_{s,wb,ist} = W_s - W_{s,hy} - m \cdot \sqrt{f}. \quad (4.41)$$

(c) Bestimmung der äquivalenten relativen Permeabilität:

Die eingeführte äquivalente relative Permeabilität $\mu_{r,eq}$, welche eine Konstante ist, wird so festgelegt, dass die Summe aller quadratischen Fehler zwischen den Wirbelstromverlusten, die durch Gleichung (4.39) oder (4.40) gegeben sind, und den tatsächlichen Wirbelstromverlusten am kleinsten ist. Folgendes Kriterium gilt für das mathematische Fitting zur Parameteridentifikation:

$$\sum (W_{s,wb} - W_{s,wb,ist})^2 \rightarrow \min \quad \forall f. \quad (4.42)$$

Weil der Skineffekt bei niedrigen Frequenzen keine Auswirkung hat, werden die Fehler von allen vermessenen Frequenzen in Gleichung (4.42) berücksichtigt. Dabei wird die äquivalente relative Permeabilität hauptsächlich durch hochfrequente Messungen bestimmt.

Wird diese Methode für die betrachteten Messwerte verwendet, kann bei der untersuchten Amplitude von 1,0 T eine äquivalente relative Permeabilität von ca. 14750 festgestellt werden. Den Verlauf der nach Gleichung (4.40) bestimmten restlichen Verluste stellt Abbildung 4.6 dar. Dabei stimmen im gesamten Frequenzbereich die berechneten restlichen Verluste mit den tatsächlichen restlichen Verlusten gut überein.

Plausibilisierung

Nun wird die äquivalente relative Permeabilität zusammen mit der relativen Amplitudenpermeabilität betrachtet. Die letzte wird aus der quasistationären Hystereseschleife derselben Aussteuerung abgeleitet. Die Hystereseschleife, welche mit einer Amplitude von 1,0 T vermessen ist, stellt Abbildung 4.7 dar. Im Vergleich zur äquivalenten relativen Permeabilität von ca. 14750 ist die relative Amplitudenpermeabilität von gut 7500 deutlich geringer.

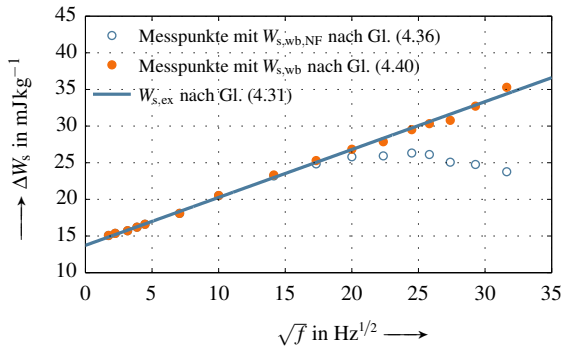


Abbildung 4.6: Die mit dem Skineffekt-Faktor und $\mu_{r,eq} \approx 14750$ bestimmten restlichen Verluste bei $\hat{B} \approx \hat{J} = 1,0\text{T}$ bis $f = 1000\text{Hz}$

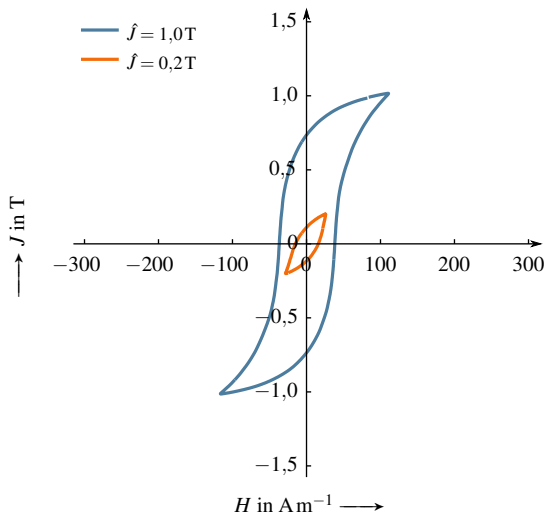


Abbildung 4.7: Quasistationäre Hystereseschleifen von M330-35A(CDW) mit Aussteuerungen von $\hat{J} = 1,0\text{T}$ und $\hat{J} = 0,2\text{T}$ bei $f = 3\text{Hz}$

Diese Differenz kann dadurch erklärt werden, dass bei einem realen nichtlinearen Material statt der relativen Amplitudenpermeabilität, die das Verhältnis zwischen der Flussdichte und der Feldstärke bei der maximalen Aussteuerung

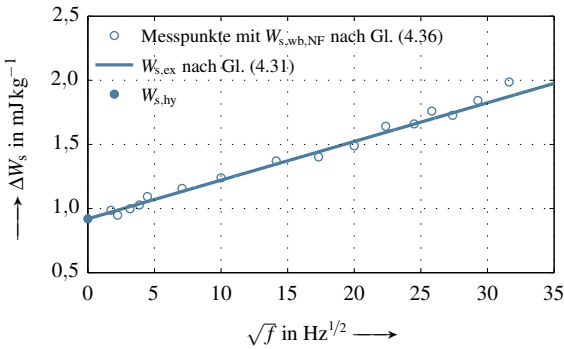


Abbildung 4.8: Verlustseparation für die Messpunkte mit $f = 0,2\text{T}$, wobei die Gerade der Zusatzverluste mit niederfrequenten Messungen bestimmt ist

bildet, die differentielle Permeabilität (*englisch: incremental permeability*) [4] eine entscheidende Rolle bei den entstehenden Wirbelstromverlusten spielt. Wird das Verhalten des nichtlinearen Materials durch eine einzelne konstante äquivalente Permeabilität angenähert, wird diese eingeführte Größe vor allem durch die differentiellen Permeabilitäten am Ast der Hystereseschleife entschieden, wo sie wegen der steilen Änderung der Flussdichte deutlich größere Werte als die relative Amplitudenpermeabilität aufweisen. Es ist daher plausibel, dass bei dieser mittleren Aussteuerung die durch die vorgestellte Vorgehensweise bestimmte äquivalente relative Permeabilität viel höher als die relative Amplitudenpermeabilität liegt.

Skineffekt bei kleinen Aussteuerungen

Im Gegensatz zur in Abbildung 4.4 festgestellten Abweichung zwischen den restlichen Verlusten und der Gerade der Zusatzverluste bei einer mittelgroßen Aussteuerung kann diese Diskrepanz bei kleinen Aussteuerungen nicht beobachtet werden. Beispielsweise stellt Abbildung 4.8 die Ergebnisse der Verlustseparation bei einer Amplitude von 0,2 T dar. Dabei folgen die restlichen Verluste bis zur höchsten Frequenz der Gerade der Zusatzverluste, deren Steigung anhand der Messdaten nur bis zur empirischen Grenzfrequenz bestimmt wurde.

Der Grund für dieses Phänomen kann ebenfalls durch Betrachtung der Form der entsprechenden Hystereseschleife erklärt werden. In Abbildung 4.7 befindet sich die quasistationäre Hystereseschleife der Amplitude von 0,2 T neben

der von 1,0 T. Im Vergleich zur Hystereseschleife mittlerer Aussteuerung liegt einerseits die Hystereseschleife niedriger Aussteuerung insgesamt flacher, was eine niedrigere relative Amplitudenpermeabilität von ca. 5600 zur Folge hat; andererseits ist dabei der Anteil des mit hohen differentiellen Permeabilitäten behafteten Astes deutlich geringer. Aus diesen Gründen bleibt der Skineffekt vernachlässigbar. In der Praxis kann beim Elektrolech M330-35A(CDW) keine äquivalente relative Permeabilität für Aussteuerungen, die kleiner als 0,3 T sind, identifiziert werden.

4.4 Modellansatz und Parametrisierung

Wird die Verlustseparation für alle vermessenen Aussteuerungen durchgeführt, können die Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung vollständig charakterisiert werden. Die gesamten spezifischen Eisenverluste, deren Verlustleistung modelliert werden soll, ergeben sich aus Gleichung (4.27) zu

$$P_s = (W_{s,hy} + W_{s,wb} + W_{s,ex}) \cdot f. \quad (4.43)$$

Die mathematischen Modellansätze für die Hystereseverluste, die Wirbelstromverluste bezüglich der äquivalenten relativen Permeabilität sowie den Koeffizienten der Zusatzverluste werden in Abhängigkeit von der Schwingungsamplitude festgelegt. Die entsprechenden Parametrisierungen werden vorgestellt.

Hystereseverluste

Die durch die Verlustseparation identifizierten Hystereseverluste des Elektrolechs M330-35A(CDW) sind als Messpunkte bei den jeweiligen Amplituden in Abbildung 4.9 eingetragen. Die Hystereseverluste nehmen ständig mit steigender Amplitude monoton zu und werden mit einem Polynom N -ter Ordnung in Abhängigkeit der maximalen Aussteuerung J_{\max} durch

$$W_{s,hy} = \sum_n^N k_{hy}^n \cdot J_{\max}^n \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (4.44)$$

beschrieben. Dabei sind k_{hy}^n die *Koeffizienten der Hystereseverluste*. Ihre Werte sind in Tabelle 4.2 auf der nächsten Seite aufgelistet. Die durch diesen Modellansatz berechneten Hystereseverluste sind durch die durchgezogene Linie in Abbildung 4.9 veranschaulicht.

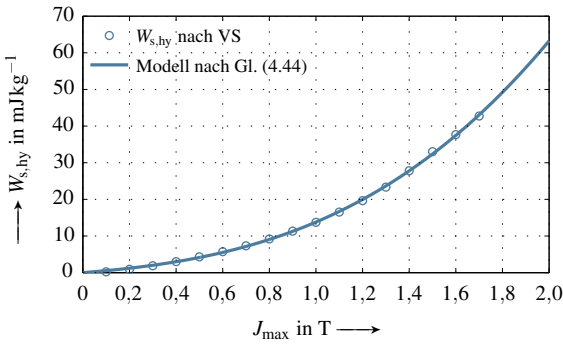


Abbildung 4.9: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von M330-35A(CDW) unter sinusförmiger Anregung

Tabelle 4.2: Koeffizienten der Hystereseverluste von M330-35A(CDW)

Modell von Gl. (4.44)	k_{hy}^1	k_{hy}^2	k_{hy}^3
$W_{s,hy}$ in mJ kg ⁻¹	5,03	4,25	4,52

Der vorgestellte Ansatz in Gleichung (4.44) beschreibt die Hystereseverluste in Abhängigkeit der Polarisation statt der Flussdichte, die nach Kapitel 2.4.1 bei allen herkömmlichen Verlustmodellen verwendet wird. Demzufolge kann gewährleistet werden, wie bei realen weichmagnetischen Werkstoffen, dass die berechneten Hystereseverluste nicht weiter ansteigen, wenn nach Erreichen der Sättigungspolarisation die vollständigen ausgerichteten Domänen im Material vorhanden sind.

Wirbelstromverluste

Im gesamten Frequenzbereich können die spezifischen Wirbelstromverluste, die bei einer sinusförmigen Wechselanregung oder bei einer Schwingung mit geringer harmonischer Verzerrung entstehen, nach Gleichung (4.39) durch

$$W_{s,wb} = F_S(\gamma_{eq}) \cdot \frac{\sigma \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (4.45)$$

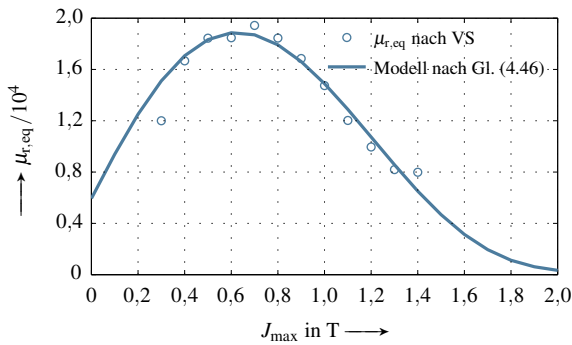


Abbildung 4.10: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von M330-35A(CDW) unter sinusförmiger Anregung

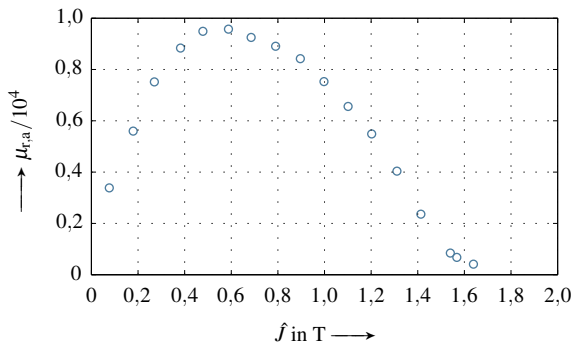


Abbildung 4.11: Die relative Amplitudenpermeabilität von M330-35A(CDW), die aus der in Abbildung 3.1 dargestellten Kommutierungskurve bei $f = 3\text{Hz}$ abgeleitet wurde

berechnet werden. Die dabei verwendeten Materialkennwerte sind Tabelle 4.1 zu entnehmen. Der Skineffekt-Faktor F_S ist nach Gleichungen (4.37) und (4.38) abhängig von der äquivalenten relativen Permeabilität zu bestimmen.

In Abbildung 4.10 sind die identifizierten äquivalenten relativen Permeabilitäten als Messpunkte eingetragen. Mit den vorhandenen Messdaten kann diese eingeführte Größe im Bereich zwischen 0,3T und 1,4T identifiziert werden. Während der Skineffekt bei Aussteuerungen kleiner als 0,3T vernachlässigbar ist und somit kein Skineffekt-Faktor verwendet werden muss,

liegt der Grund für die fehlende Bestimmung ab 1,5 T darin, dass, begrenzt durch die Spannungsgrenzen des Messaufbaus, hochfrequente Messungen bis 1000 Hz bei solchen hohen Aussteuerungen nicht durchgeführt werden konnten.

Um die äquivalente relative Permeabilität im gesamten Polarisationsbereich zu beschreiben, muss sie sowohl bei kleinen als auch bei großen Aussteuerungen prognostiziert werden. Durch Vergleich mit dem in Abbildung 4.11 dargestellten Verlauf der relativen Amplitudenpermeabilität kann festgestellt werden, dass sich die beiden Permeabilitäten in ihren Verläufen ähneln: Sie steigen bei kleinen Aussteuerungen ständig an und nehmen nach Erreichen der Maxima, die bei einer Amplitude zwischen ca. 0,6 T und 0,7 T liegen, in Richtung der Sättigungspolarisation monoton ab. Aus dieser Ähnlichkeit wird der Verlauf in Abbildung 4.10 mit folgendem Polynom beschrieben:

$$\mu_{r,eq} = \sum_n^N k_\mu^n \cdot J_{max}^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (4.46)$$

Die entsprechenden *Koeffizienten der äquivalenten relativen Permeabilität* k_μ^n des untersuchten Elektroblechs sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Der dadurch gegebene Verlauf ist ebenfalls mit einer durchgezogenen Linie in Abbildung 4.10 veranschaulicht.

Tabelle 4.3: Koeffizienten der äquivalenten relativen Permeabilität von M330-35A(CDW)

Modell von Gl. (4.46)	k_μ^0	k_μ^1	k_μ^2	k_μ^3	k_μ^4	k_μ^5
$\mu_{r,eq}/1000$	5,9	35,2	-3,2	-51,0	34,3	-6,4

Bei dem Verlauf der modellierten äquivalenten relativen Permeabilität in Abbildung 4.10 sind zusätzlich zwei Punkte bemerkenswert:

- Der Verlauf geht in Richtung der Sättigungspolarisation gegen eins:

Je tiefer das Material in die Sättigung gerät, desto geringer wird der Anteil des Astes der Hystereseschleife, wo hohe differenzielle Permeabilitäten auftreten. In diesem Fall wird die äquivalente relative Permeabilität hauptsächlich durch die geringen differenziellen Permeabilitäten im Sättigungsbereich bestimmt. Infolgedessen ist auch ein schwacher Skineffekt bei einem tief gesättigten Material zu erwarten.

- Relativ große Abweichungen treten bei kleinen Aussteuerungen auf:

Während im Bereich von 0,4 T und 1,4 T kleine Abweichungen zu beobachten sind, tritt eine große Differenz bei 0,3 T auf. Ein solcher Fehler ist aber für die Berechnung der Eisenverluste in elektrischen Maschinen wenig interessant: Einerseits ist der absolute Fehler wegen der niedrigen Wirbelstromverluste klein; andererseits spielen die Eisenverluste bei kleinen Aussteuerungen in der Praxis eine untergeordnete Rolle.

Zusatzverluste

Die spezifische Verlustarbeit der Zusatzverluste, die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode entsteht, ist aus Gleichung (2.30b) durch

$$W_{s,ex} = k_{ex} \cdot \int_0^T \left| \frac{dJ}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt \quad (4.47)$$

im Zeitbereich gegeben. Der Koeffizient der Zusatzverluste k_{ex} ist in Gleichung (4.33) definiert. Den identifizierten Verlauf stellt Abbildung 4.12 dar. Während dieser Koeffizient in der Fachliteratur zumeist als eine Konstante betrachtet ist, weicht sein tatsächlicher Verlauf stark von dieser Vereinfachung ab. Beim untersuchten Elektoblech M330-35A(CDW) steigt er mit zunehmender Anregung ständig an und stagniert anschließend, nachdem die Aussteuerung von ca. 0,7 T erreicht ist.

Inspiriert durch die Klosssche Gleichung [96] wird der in Abbildung 4.12 dargestellte Zusammenhang zwischen dem Koeffizienten der Zusatzverluste und der Aussteuerung der Polarisation in Form von

$$k_{ex} = \frac{C_{k_{ex}}^1}{\frac{C_{k_{ex}}^2}{J_{max} + C_{k_{ex}}^3} + \frac{J_{max} + C_{k_{ex}}^4}{C_{k_{ex}}^5}} \quad (4.48)$$

ausgedrückt. Auf der nachfolgenden Seite sind die dabei verwendeten Parameter $C_{k_{ex}}^1$ bis $C_{k_{ex}}^5$ in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Der modellierte Verlauf ist durch die durchgezogene Linie in Abbildung 4.12 veranschaulicht. Wie die Hystereseverluste wird der Koeffizient der Zusatzver-

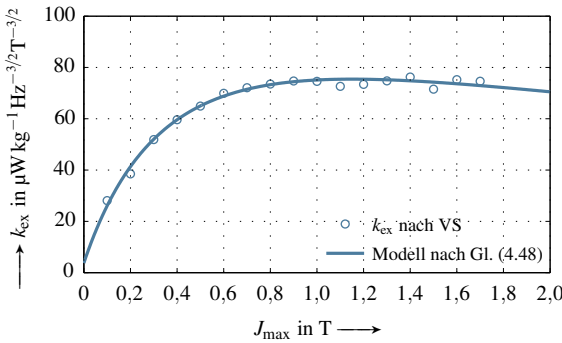


Abbildung 4.12: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von M330-35A(CDW) unter sinusförmiger Anregung

Tabelle 4.4: Parameter zur Bestimmung des Koeffizienten der Zusatzverluste von M330-35A(CDW)

Modell von Gl. (4.48)	$C_{k_{ex}}^1$	$C_{k_{ex}}^2$	$C_{k_{ex}}^3$	$C_{k_{ex}}^4$	$C_{k_{ex}}^5$
k_{ex} in $\mu\text{W kg}^{-1} \text{Hz}^{-3/2} \text{T}^{-3/2}$	356,3	1,25	0,014	2,81	1,09

luste in dieser Arbeit ebenfalls in Abhängigkeit der Polarisierung modelliert, weil diese Größe unmittelbar mit dem Zustand der Weisschen Domänen sowie der Bewegung der Blochwände verknüpft ist.

4.5 Validierung

In diesem Abschnitt werden die Modellansätze zur Bestimmung der Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung samt den entsprechenden Parametrisierungen anhand der Messdaten des Elektroblechs M330-35A(CDW) validiert. Zunächst werden die durch das Bertotti-Verlustmodell berechneten Eisenverluste präsentiert.¹¹ Anschließend werden die Ergebnisse des in dieser Arbeit eingeführten Modellansatzes vorgestellt. Werden die Qualitäten beider Modellansätze miteinander verglichen, kann festgestellt werden, dass

¹¹ Wegen seiner rein mathematischen Erweiterung von P_{sat} wird das IEM-Verlustmodell in Gleichung (4.9) an dieser Stelle nicht betrachtet.

der vorgestellte Modellansatz eine deutlich höhere Übereinstimmung als das Bertotti-Verlustmodell erzielt.

Validierung des Bertotti-Verlustmodells

In Abbildung 4.13 auf der nächsten Seite sind die Messpunkte im gesamten Messbereich von 3 Hz bis 1000 Hz gezeichnet, wobei die Standardmessung mit sinusförmigem Polarisationsverlauf insgesamt 241 Messpunkte beinhaltet. Die Koeffizienten des Bertotti-Verlustmodells in Gleichung (4.1) werden anhand dieser Messergebnisse durch mathematisches Fitting ermittelt. Sie sind in Tabelle 4.5 aufgelistet.

Tabelle 4.5: Koeffizienten des Bertotti-Verlustmodells von M330-35A(CDW)

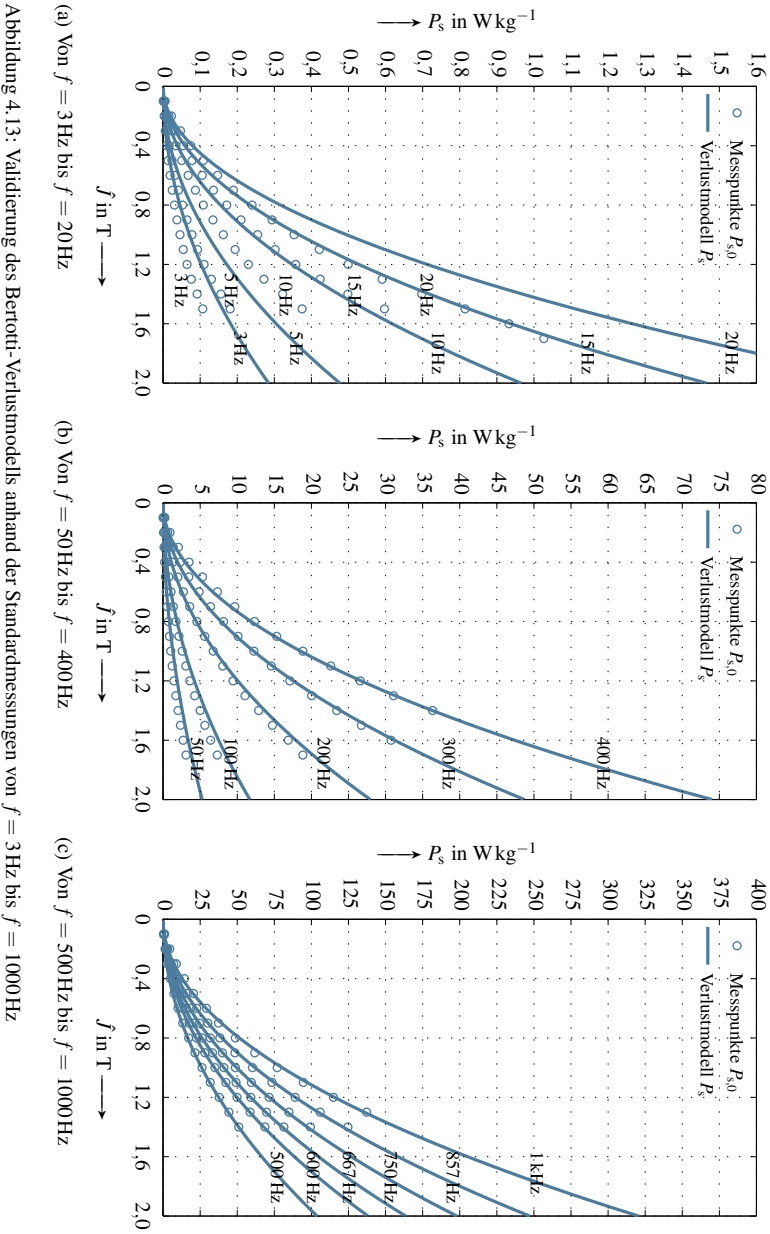
Koeffizienten für Gl. (4.1)		Wert
C_{hy}	in $\text{W kg}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{T}^{-2}$	0,02353
C_{wb}	in $\text{W kg}^{-1} \text{Hz}^{-2} \text{T}^{-2}$	$5,624 \times 10^{-5}$
C_{ex}	in $\text{W kg}^{-1} \text{Hz}^{-3/2} \text{T}^{-3/2}$	$1,682 \times 10^{-5}$

Die durch das Bertotti-Verlustmodell berechneten Eisenverluste sind durch die durchgezogenen Linien in Abbildung 4.13 veranschaulicht, wobei die spezifische Verlustleistung bis zur Sättigungspolarisation von 2 T prognostiziert ist. Durch diese qualitativen Darstellungen für verschiedene Frequenzbereiche ist ersichtlich, dass nicht alle durch das Bertotti-Verlustmodell berechneten Eisenverluste mit den entsprechenden Messwerten übereinstimmen: Während die Messpunkte mit Frequenzen höher als 300 Hz mit kleinen Fehlern geschätzt werden können, treten große Abweichungen bei den Messpunkten mit Frequenzen kleiner als 200 Hz auf.

Die geringe Qualität dieses Modellansatzes wird zusätzlich bekräftigt, wenn die Verteilung der *prozentualen relativen Abweichungen*, welche durch

$$e = \frac{P_s - P_{s,0}}{P_{s,0}} \cdot 100\% \quad (4.49)$$

als Differenz zwischen den berechneten spezifischen Verlusten P_s und den Messwerten $P_{s,0}$ gegeben sind, quantitativ analysiert wird.



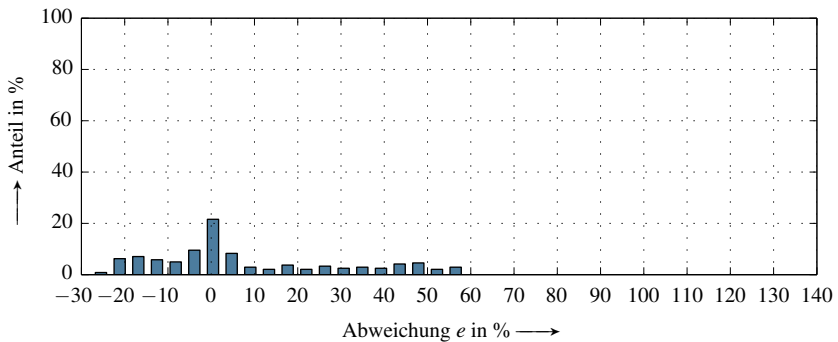


Abbildung 4.14: Verteilung der relativen Abweichungen beim Bertotti-Verlustmodell

Wie Abbildung 4.14 zu entnehmen ist, können lediglich ca. 20 % aller Messpunkte mit einer guten Übereinstimmung oder mit einem Fehler kleiner als $\pm 5\%$ bestimmt werden. Wenn die Grenze auf $\pm 10\%$ erweitert wird, kann immer noch weniger als die Hälfte bzw. können nur ca. 47 % aller Messpunkte durch das Bertotti-Verlustmodell mit dieser reduzierten Genauigkeit prognostiziert werden.

Validierung des vorgestellten Modellansatzes

Die Qualität des in Kapitel 4.4 vorgestellten Modellansatzes wird, wie bei der vorherigen Validierung, zuerst durch qualitative Darstellungen in verschiedenen Frequenzbereichen in Abbildung 4.15 auf der nächsten Seite veranschaulicht. Anhand dieser Abbildung kann festgestellt werden, dass die durch diesen Modellansatz bestimmten Eisenverluste sowohl bei kleinen als auch bei mittleren und hohen Frequenzen gut mit den Messwerten übereinstimmen.

Die hohe Qualität des vorgestellten Modellansatzes wird zusätzlich durch die quantitative Analyse anhand der eingeführten prozentualen relativen Abweichung bestätigt: Nach Abbildung 4.16 können die Eisenverluste von gut 80 % aller Messpunkte mit einem relativen Fehler kleiner als $\pm 5\%$ bestimmt werden. Wird die Grenze auf $\pm 10\%$ erweitert, steigt der Anteil bis zu ca. 90 %. Nur bei einem Bruchteil der gesamten Messpunkte sind die spezifischen Eisenverluste mit stärkeren Abweichungen überschätzt. Dabei handelt es sich vor allem um die überschätzten Hystereseverluste bei den Messpunkten, welche unter niedri-

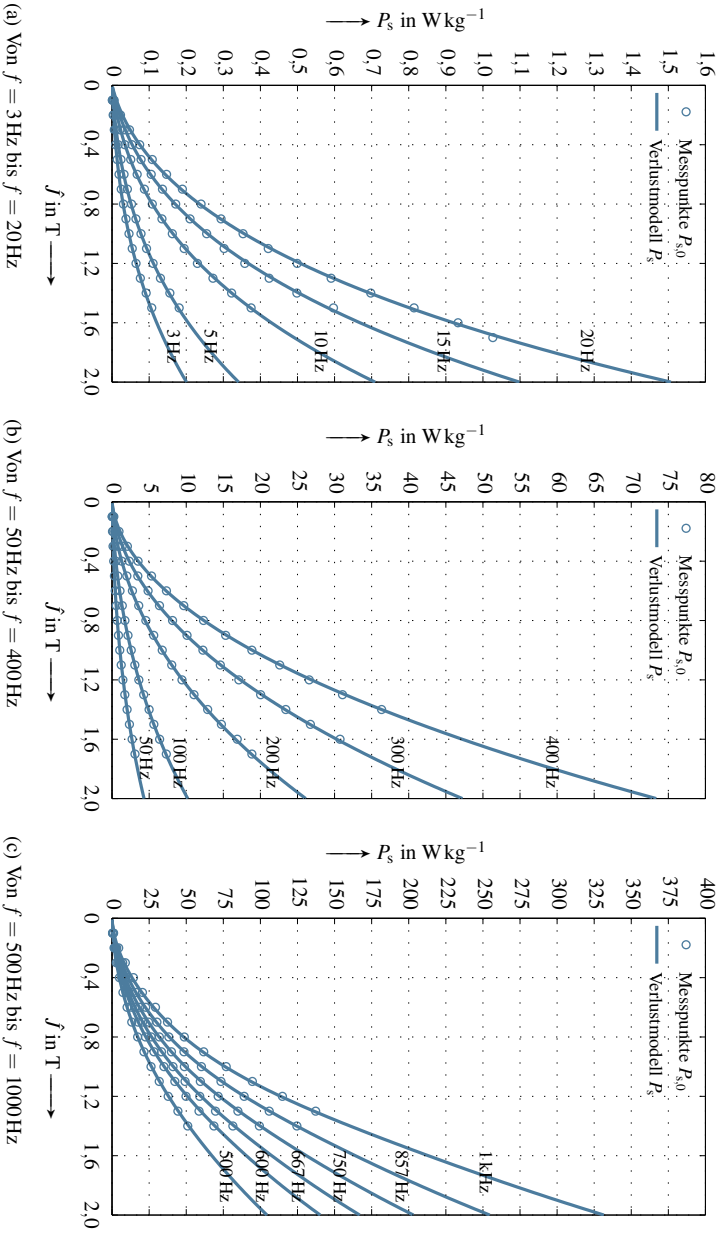


Abbildung 4.15: Validierung des vorgestellten Verlustmodells anhand der Standardmessungen von $f = 3\text{ Hz}$ bis $f = 1000\text{ Hz}$

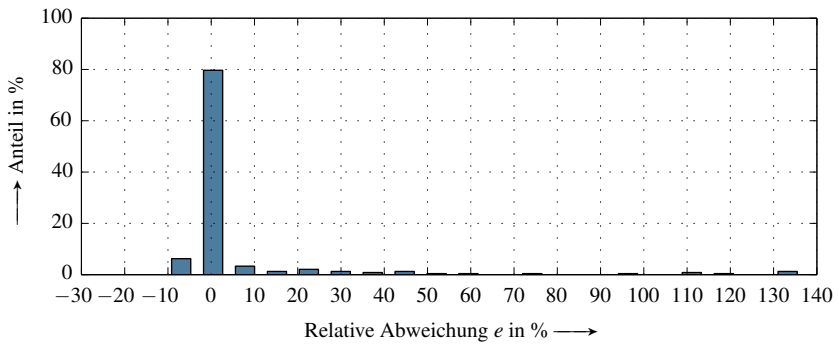


Abbildung 4.16: Verteilung der relativen Abweichungen beim vorgestellten Verlustmodell

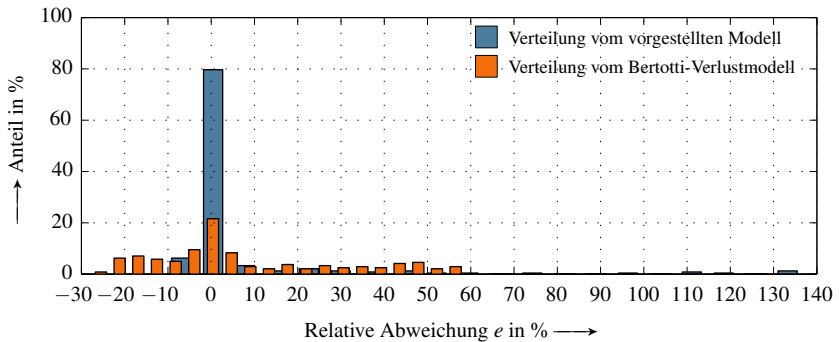


Abbildung 4.17: Vergleich der Verteilung der relativen Abweichungen zwischen den beiden Modellansätzen

gen Frequenzen und mit einer Amplitude kleiner als $0,2 T$ vermessen sind. Diese Messpunkte weisen aber geringe absolute spezifische Verluste auf.

Vergleich zwischen den beiden Modellansätzen

Werden die Analysen in Abbildungen 4.14 und 4.16 zusammengefasst, stellt Abbildung 4.17 den quantitativen Vergleich zwischen den beiden Modellansätzen dar. Der in diesem Kapitel vorgestellte Modellansatz weist eine deutlich höhere Qualität bzw. eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den Messpunkten als das Bertotti-Verlustmodell auf: Beim untersuchten Elektrolech

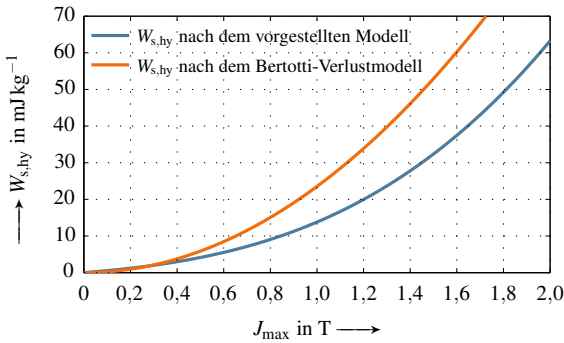


Abbildung 4.18: Vergleich der jeweils anhand des vorgestellten Modellansatzes und des Bertotti-Verlustmodells berechneten Hystereseverluste

M330-35A(CDW) können anhand des vorgestellten Modellansatzes ca. 80 % aller Messpunkte, anstatt ca. 20 % anhand des Bertotti-Verlustmodells, mit einer Abweichung kleiner als $\pm 5\%$ prognostiziert werden.

Nach Validierung des Bertotti-Verlustmodells konnte festgestellt werden, dass große Abweichungen im niederfrequenten Bereich auftreten. Die berechneten Eisenverluste weisen deutlich mehr Verluste als die vermessenen Werte auf. Dies kommt dadurch zustande, dass die Hystereseverluste stark durch das Bertotti-Verlustmodell überschätzt sind, während die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste bei diesen niederfrequenten Messungen vernachlässigbar gering bleiben. Diese Aussage wird dadurch bekräftigt, dass die durch den vorgestellten Modellansatz berechneten Hystereseverluste den durch das Bertotti-Verlustmodell berechneten Hystereseverlusten in Abbildung 4.18 gegenübergestellt werden.

Bei den spezifischen Wirbelstromverlusten kann unter Berücksichtigung von Gleichung (2.35) und der Materialkennwerte in Tabelle 4.1 eine äquivalente Leitfähigkeit aus dem Koeffizienten C_{wb} in Tabelle 4.5 abgeleitet werden:

$$\sigma_{eq} = C_{wb} \cdot \frac{6 \cdot \rho_m}{\pi^2 \cdot d^2} = 2,14 \times 10^6 \text{ Sm}^{-1}. \quad (4.50)$$

Im Vergleich zur vermessenen Leitfähigkeit von $2,03 \times 10^6 \text{ Sm}^{-1}$ ist diese elektrische Eigenschaft des Elektrolechs durch das Bertotti-Verlustmodell um ca. 5,4 % überschätzt.

Des Weiteren ergibt sich aus dem Wert C_{ex} in Tabelle 4.5 ein äquivalenter Koeffizient der Zusatzverluste anhand Gleichungen (2.31b) und (4.33) zu

$$k_{\text{ex,eq}} = \frac{C_{\text{ex}}}{8,76} = 1,92 \mu\text{W kg}^{-1} \text{Hz}^{-3/2} \text{T}^{-3/2}. \quad (4.51)$$

Im Gegensatz zum in Abbildung 4.12 dargestellten Verlauf, den der vorgestellte Modellansatz beschreibt, ist der Koeffizient in Gleichung (4.51) vernachlässigbar klein. Mit dem Bertotti-Verlustmodell, das den Einfluss des Skineffekts nicht berücksichtigt und den Koeffizienten der Zusatzverluste k_{ex} bzw. C_{ex} als eine Konstante betrachtet, kann der Beitrag der Zusatzverluste nicht korrekt identifiziert werden.

Zusammenfassend kann bei dem Bertotti-Verlustmodell festgestellt werden, dass durch Festlegung des mathematischen Ausdrucks des Modellansatzes vor der Verlustseparation und durch das anschließende mathematische Fitting es nicht möglich ist, die Materialeigenschaften sowie die Eisenverluste des untersuchten Elektrolechs präzise zu bestimmen. Wegen seiner schlechteren Güte wird das Bertotti-Verlustmodell in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet. In den folgenden Kapiteln werden die Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung ausschließlich durch den vorgestellten Modellansatz berechnet.

5

Eisenverluste im Rotor

Der im letzten Kapitel vorgestellte Modellansatz für Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung wird angesichts der realen magnetischen Felder in PSMs, welche durch numerische FE-Berechnungen bestimmt sind, erweitert. Das vorliegende Kapitel beschäftigt sich unter anderem mit dem Rotor, der mit eingebetteten Permanentmagneten ausgelegt ist. Im ersten Abschnitt werden die Charakteristiken des Rotorfelds bezüglich der statischen und der pulsierenden Magnetisierung in zwei typischen Betriebspunkten, nämlich im Leerlauf und unter Vollast, betrachtet. Mit Hilfe des eigenen Postprozessors werden die abgeleiteten Feldgrößen, wie etwa die Offset-Polarisation und die Halbamplitude, quantitativ analysiert.

Der vorgestellte Modellansatz wird gemäß den Ergebnissen der obigen Untersuchung des Rotorfelds um die statische Magnetisierung erweitert. Im zweiten Teil des Kapitels werden zuerst der Stand der Technik und die abgrenzende Leistung auf den entsprechenden Messmethoden und den Modellansätzen aufgeführt. Anschließend wird auf die eigene Messmethode eingegangen, womit neben der sinusförmigen Schwingung eine zusätzliche statische Polarisation am vorhandenen Messaufbau angeregt werden kann. Anhand der vermessenen Eisenverluste zeigt diese Arbeit, dass mit Hilfe der Verlustseparation der Einfluss der eingepprägten Offset-Polarisation auf die einzelnen Verlustkomponenten zurückgeführt werden kann. Der erweiterte Modellansatz wird präsentiert und anhand der Messdaten validiert.

Unter Berücksichtigung der zweidimensionalen Felder und der realen Betriebsbedingungen werden am Ende des Kapitels die Modellansätze für die jeweiligen Verlustkomponenten hergeleitet. Der Berechnungsansatz zur Bestimmung der gesamten Rotoreisenverluste anhand des Postprozessors wird vorgestellt.

5.1 Magnetische Felder im Rotor

Wie bereits in Kapitel 3.2.4 geschildert, werden die magnetischen Felder im Rotor nur anhand ihrer Feldkomponenten in radialer und tangentialer Richtung durch den Postprozessor ausgewertet. Die beiden Feldkomponenten pulsieren im Allgemeinen nicht sinusförmig und sind einer statischen Magnetisierung ausgesetzt, die durch die Magnete hervorgerufen ist. Um die Analyse zu vereinfachen und um sich einen Überblick zu verschaffen, werden die Halbamplitude \tilde{J} und die Offset-Polarisation J_{offset} als die charakteristischen Größen für die Schwingungen im Rotor eingeführt. Die nachfolgenden Abschnitte zeigen, dass es sich dabei vor allem um Pulsationen kleiner Halbamplituden handelt. Da die Nebenhystereseschleifen stets kleinere Schwingungsamplituden als die übergeordnete Haupthystereseschleife aufweisen, konzentriert sich die Untersuchung hier hauptsächlich auf die Haupthystereseschleife.

Als Beispiel wird die in Abbildung 3.11(b) vorgestellte PSM der antizyklischen Periodizität mit $p' = 1$ weiter betrachtet. Sie wurde anhand der quasistationären FE-Berechnung im Leerlauf und unter Volllast simuliert, wobei der letzte Betriebspunkt durch einen relativen Phasenstrom von $I_{\text{ph}}/I_{\text{ph,max}} = 100\%$ und einen Vorsteuerwinkel von $\gamma = 45^\circ_{\text{elek}}$ gegeben ist. Die räumliche Verteilung der beiden eingeführten Größen \tilde{J} und J_{offset} wird mit Hilfe des Postprozessors auf der Vernetzung des Rotorblechpakets dargestellt. Am Ende werden die Charakteristiken und die Änderungstendenzen des Rotorfelds in Abhängigkeit der Stromstärke und des Vorsteuerwinkels zusammengefasst.

Magnetische Felder im Leerlauf

Abbildungen 5.1 und 5.2 stellen die Halbamplitude der Polarisation und die Offset-Polarisation, die auf ihre maximalen Werte im gesamten Rotorblechpaket normiert sind, jeweils in radialer und tangentialer Richtung dar. Die beiden Größen verteilen sich im Leerlauf ideal symmetrisch zur d-Achse, weil das magnetische Feld ausschließlich durch die symmetrisch eingebetteten Magnete erzeugt wird. Während sich nur an der Oberfläche des Rotors eine pulsierende

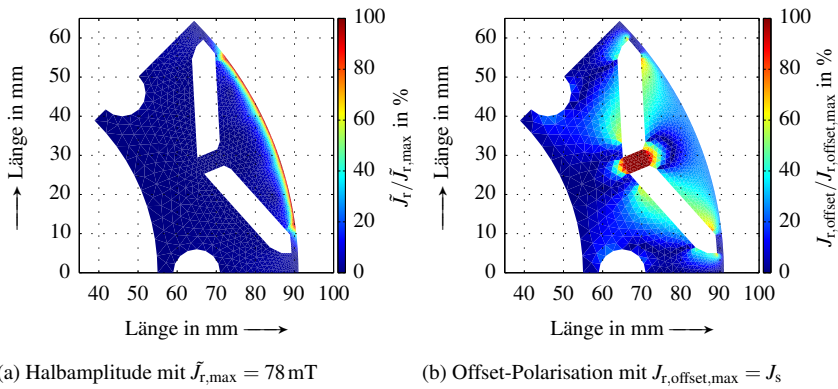


Abbildung 5.1: Die normierte Halbamplitude und die normierte Offset-Polarisation in radialer Richtung im Rotor im Leerlauf

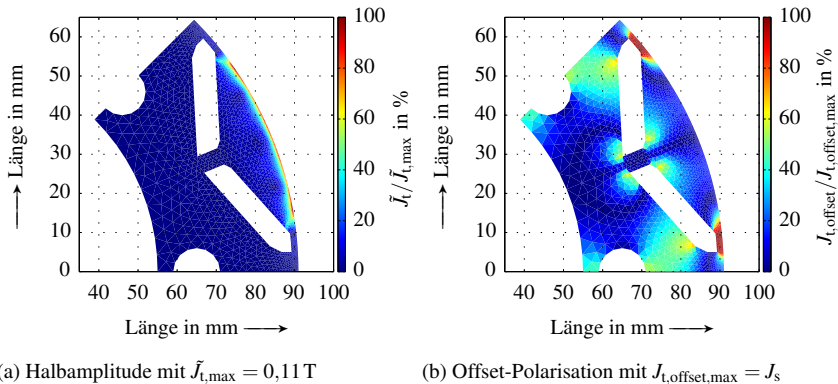


Abbildung 5.2: Die normierte Halbamplitude und die normierte Offset-Polarisation in tangentialer Richtung im Rotor im Leerlauf

Magnetisierung geringer Halbamplitude einstellt, verschwindet die Pulsation im sonstigen Bereich des Rotors vollständig. Daher ist in diesem Betriebspunkt nur die Oberfläche mit Eisenverlusten behaftet. Das Innere, wo ausschließlich der statische Anteil zurückbleibt, ist dagegen verlustfrei, da nur eine sich zeitlich ändernde Magnetisierung Eisenverluste im Material hervorrufen kann.

Zusätzlich zeigen die Feldkomponenten in beiden Abbildungen, dass die Stärke der Offset-Polarisation an der Oberfläche, wo die Pulsation wegen der Nutung am größten ist, nur gering ist. In den tief gesättigten Bereichen, nämlich

- im Mittelsteg zwischen den Magneten an der d-Achse bezüglich der Feldkomponenten in radialer Richtung sowie
- in den beiden Sättigungsbrücken an der Oberfläche bezüglich der Feldkomponenten in tangentialer Richtung,

kann kaum Pulsation beobachtet werden. Der Grund dafür liegt in der Randbedingung der FE-Berechnung: Beschränkt durch die verwendete BH-Kurve, die in Kapitel 3.1 vorgestellt wurde, kann die berechnete Polarisation die Sättigungspolarisation nicht überschreiten. Dabei erfüllen die Offset-Polarisation und die Halbamplitude der zweidimensionalen Polarisation folgende Bedingung:

$$|\mathbf{J}|_{\text{offset}} + |\tilde{\mathbf{J}}| \leq J_s. \quad (5.1)$$

Je größer die Offset-Polarisation ist, desto geringer muss die Halbamplitude der Schwingung sein, wenn die Summe von beiden bereits die Sättigungspolarisation erreicht. Vice versa können die Elemente mit starken Schwingungsamplituden nur kleine bis mittlere Offset-Polarisationen aufweisen.

Magnetische Felder unter Vollast

Wird die Analyse in ähnlicher Weise für den Vollastbetrieb durchgeführt, können die Verteilung der Halbamplitude und die der Offset-Polarisation der beiden Feldkomponenten jeweils in Abbildungen 5.3 und 5.4 veranschaulicht werden. Mit einem Vorsteuerwinkel von 45°_{elek} erzeugt der eingeprägte q-Strom einen Querfluss, wodurch das zur d-Achse symmetrisch verteilte magnetische Feld nicht mehr vorhanden ist. Wie beim Leerlauf bleibt zwar die Oberfläche am stärksten durch die Pulsation beeinflusst, aber sowohl die Fläche, worauf die Pulsation wirkt, als auch die Halbamplitude der Schwingung sind deutlich gestiegen. Das innere Rotorjoch bleibt nach wie vor von der pulsierenden Magnetisierung verschont und ist daher ohne Eisenverluste.

Die Ergebnisse der obigen Beobachtung werden durch Abbildung 5.5 bekräftigt, wobei nur die Elemente markiert werden, deren Halbamplitude größer als oder gleich einer Grenze von 0,1 T ist. Es ist dabei ersichtlich, dass nur die oberste Fläche, die weniger als 20% der Gesamtrorfläche beträgt, Schwingungen mit einer solchen Halbamplitude aufweist. Wird die Grenze auf die halben

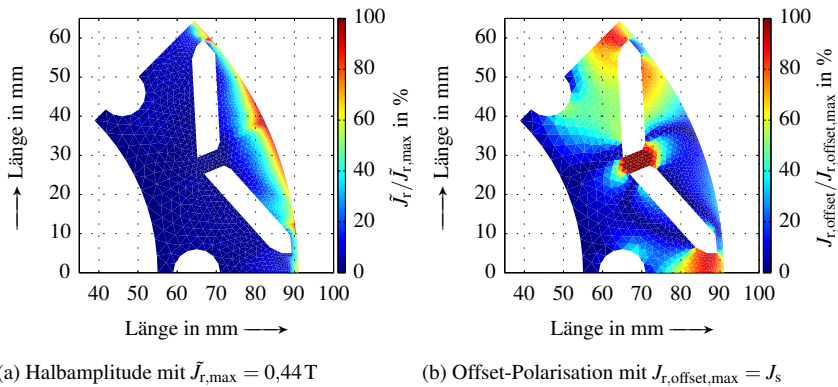


Abbildung 5.3: Die normierte Halbamplitude und die normierte Offset-Polarisation in radialer Richtung im Rotor unter Vollast

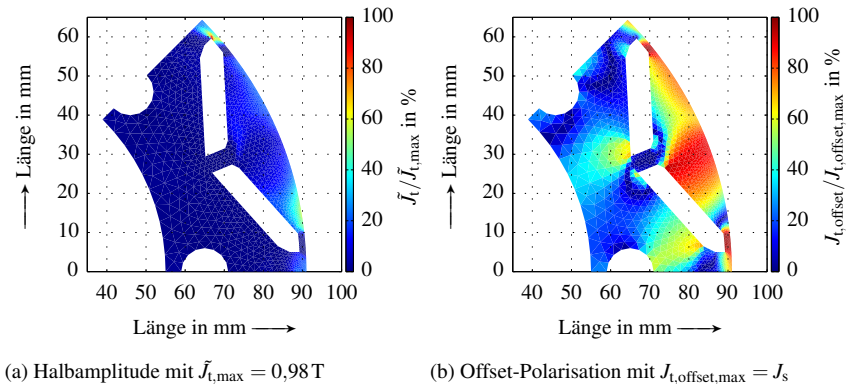


Abbildung 5.4: Die normierte Halbamplitude und die normierte Offset-Polarisation in tangentialer Richtung im Rotor unter Vollast

maximalen Halbamplituden, die jeweils für die beiden Feldkomponenten in Abbildungen 5.3 und 5.4 angegeben sind, erhöht, kann anhand Abbildung 5.6 festgestellt werden, dass nur ein viel kleinerer Anteil der Rotorfläche mit einer relativ starken Schwingung behaftet ist. Nur 6,9% aller Flächen, die sich ebenfalls am obersten Bereich des Rotors befinden, sind in radialer Richtung von einer Pulsation beeinflusst, deren Halbamplitude größer als oder gleich 0,22 T ist. Im Gegensatz dazu reduziert sich der Flächenanteil auf lediglich

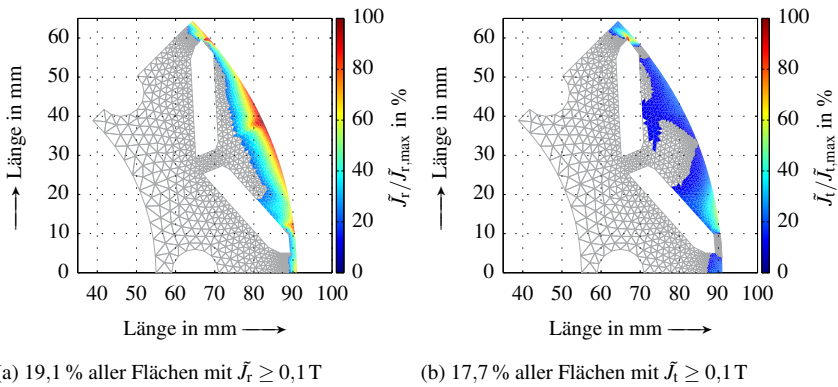


Abbildung 5.5: Analyse der normierten Halbamplitude der Polarisations-Pulsation im Rotor unter Volllast mit einer Grenze von 0,1 T

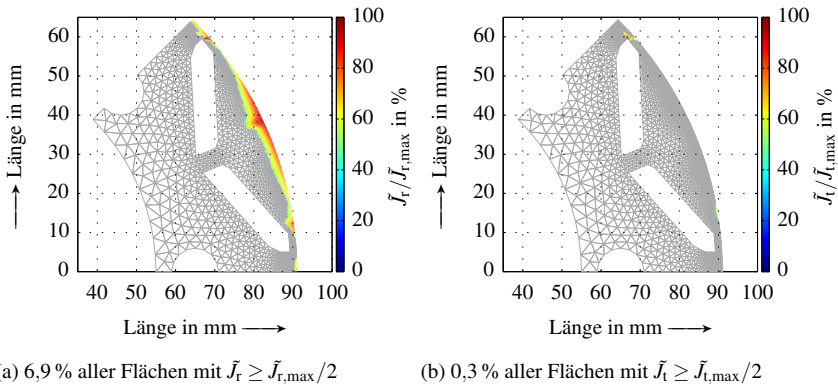


Abbildung 5.6: Analyse der normierten Halbamplitude der Polarisations-Pulsation im Rotor unter Volllast mit einer erhöhten Grenze

0,3 % für die Halbamplitude in tangentialer Richtung, deren Stärke größer als oder gleich 0,49 T ist.

Der Zustand der Sättigung hat sich ebenfalls durch Einbringen des Querfelds geändert: Der Mittelsteg und die untere Brücke bleiben in den jeweiligen Richtungen zwar weiter tief in der Sättigung, ist die obere Brücke aber in diesem Fall stärker durch die Pulsation belastet. Ihre tangentialen Feldkomponenten

besitzen eine deutlich geringere Offset-Polarisation und sind daher nicht tief gesättigt, wie auch Abbildung 5.4 zu entnehmen ist. Die Aussage über den Zusammenhang zwischen der Halbamplitude und der Offset-Polarisation in Gleichung (5.1) kann ebenfalls durch diesen Betriebspunkt bestätigt werden.

Charakteristiken und Änderungstendenzen

Die obigen Untersuchungen der magnetischen Felder im Rotor mit eingebetteten Magneten zeigen einige Gemeinsamkeiten, die nicht vom Betriebszustand der PSM abhängen:

- Hauptsächlich ist die Rotoroberfläche durch die Pulsation beeinflusst. Nur dort können Eisenverluste entstehen.
- Die Fläche, die mit einer relativ starken Pulsation behaftet ist, zählt nur zu einem Bruchteil der Gesamtrotorfläche.
- Die meisten von Pulsationen beeinflussten Flächen weisen nur Schwingungen mit geringen Halbamplituden auf.
- Die Polarisation kann nicht gleichzeitig mit einer hohen Halbamplitude und einem starken statischen Anteil pulsieren.
- Der Eisenrückschluss im inneren Rotor ist ausschließlich einer reinen statischen Magnetisierung ausgesetzt und ist daher frei von Eisenverlusten.

In [S5] wurden die magnetischen Felder im Rotor in Abhängigkeit vom Phasenstrom und Vorsteuerwinkel ausführlich untersucht. Das lastabhängige Verhalten und die Änderungstendenzen können wie folgt für das Rotorfeld zusammengefasst werden:

- Bei einem konstanten Vorsteuerwinkel steigt die Anzahl der von Pulsation betroffenen Flächen mit zunehmendem Phasenstrom deutlich an.
- Die Änderung des Phasenstroms übt zusätzlich einen stärkeren Einfluss auf die Halbamplitude als die Änderung des Vorsteuerwinkels aus.
- Bei einem konstanten Phasenstrom werden die von der Pulsation betroffenen Flächen kaum durch die Änderung des Vorsteuerwinkels beeinflusst.
- Das zur d-Achse symmetrisch verteilte magnetische Feld im Rotor ist nur vorhanden, wenn es in der Stromanregung keinen q-Strom gibt.

5.2 Erweiterung um statische Magnetisierung

Durch die Analyse im letzten Abschnitt wurde herausgefunden, dass die magnetischen Felder im Rotor hauptsächlich durch eine Pulsation niedriger bis mittlerer Halbamplitude, die zugleich einen statischen Anteil besitzt, charakterisiert werden können. Aus dieser Erkenntnis wird der zeitliche Verlauf des Rotorfelds, der in der Realität eine beliebige Schwingungsform aufweisen kann, verallgemeinert und durch eine mit Offset-Polarisation behaftete sinusförmige Schwingung dargestellt:

$$J(t) = \hat{J} \cdot \sin(2\pi ft) + J_{\text{offset}}. \quad (5.2)$$

In diesem Abschnitt wird zuerst der Stand der Technik zur Vermessung und zur Modellierung der Eisenverluste unter statischer Magnetisierung vorgestellt. Die Abgrenzung wird aufgeführt. Anschließend wird die erweiterte Messmethode vorgestellt, womit die Eisenverluste unter statischer Magnetisierung am eigenen Epsteinrahmen-Prüfstand untersucht werden können. Des Weiteren wird gezeigt, dass das im letzten Kapitel eingeführte Verlustseparation-Verfahren ebenfalls verwendet werden kann, um den Einfluss der statischen Magnetisierung auf die einzelnen Verlustkomponenten zurückzuführen. Der daraus abgeleitete erweiterte Modellansatz für sinusförmige Schwingungen mit Offset-Polarisation wird am Ende präsentiert und anhand der Messdaten validiert.

5.2.1 Stand der Technik und Abgrenzung

In der Fachliteratur existieren mehrere Messverfahren, um eine Schwingungsform mit einer statischen Magnetisierung zu verwirklichen. In diesem Abschnitt werden sie zuerst zusammenfassend aufgeführt. Darauf folgend werden die recherchierten Erweiterungen für die Modellansätze vorgestellt. Sie nutzen das Bertotti-Verlustmodell als Grundlage, um den Einfluss zu beschreiben, den ein statischer Anteil in der Flussdichte auf die Eisenverluste ausübt. Im Gegensatz dazu ist für das IEM-Verlustmodell keine entsprechende Erweiterung in der Fachliteratur vorhanden, bis zu den aktuellsten Veröffentlichungen von Leuning et al. [97] sowie Weiss et al. [98].

Messmethoden

Kamber stellte seinen Messaufbau in [99] vor. Ein separates Spulensystem mit einer Gleichfeldwicklung wird zur Erzeugung der Offset-Polarisation auf der

Primärseite implementiert. Um die Messgenauigkeit zu erhöhen, kommen zwei identisch aufgebaute magnetische Kreise bzw. Spulensysteme zum Einsatz, wobei die Primärwicklungen beider Kreise parallel, die Sekundärwicklungen seriell angeschlossen werden. Die Wicklungen zur Erzeugung des statischen Gleichfelds werden dagegen gegenpolig miteinander verbunden.

Barbisio et al. [100] entwickelten ein alternatives Messverfahren mit aperi-odischem Verlauf der Polarisation. Das untersuchte Elektroblech wird zuerst in den Sättigungsbereich gebracht. Anschließend kann der gewünschte Wert der Offset-Polarisation festgelegt werden, nachdem der Entmagnetisierungsast detektiert ist. Erreicht die Offset-Polarisation ihren Sollwert, wird die vorgegebene Schwingungsform geregelt.

Zhu et al. [101] erweiterten die standardisierte Messmethode, sodass die statische sowie die wechselnde Magnetisierung mit einem gemeinsamen Spulensystem bzw. einem Epsteinrahmen erzeugt werden können. Die statische Magnetisierung wird durch einen statischen Anteil im Primärstrom hervorgerufen. Die tatsächliche Offset-Polarisation wird nachträglich anhand der im Voraus vermessenen Kommutierungskurve indirekt bestimmt.

In dieser Arbeit wurde die Messmethode von Zhu et al. [101] verwendet. Die Messmethode wird in Kapitel 5.2.2 ausführlich vorgestellt. Eine genaue Beschreibung der oben genannten Messverfahren mit ihren Vor- und Nachteilen ist in der Studie [S4] zu finden.

Erweiterungen für das Bertotti-Verlustmodell

Um die Hystereseverluste unter statischer Magnetisierung zu modellieren, beobachteten Simão et al. [102], anstatt der Eisenverluste unter einer durch Gleichung (5.2) beschriebenen Schwingungsform, die Eisenverluste der Nebenhystereseschleifen unter verschiedenen Offset-Niveaus. Die Nebenhystereseschleifen schwingen dabei langsam mit einem dreieckförmigen zeitlichen Verlauf. Zusätzlich betrachteten sie die Flussdichte statt der Polarisation. Die Hystereseverluste unter einer statischen Flussdichte B_{offset} ergeben sich zu

$$P_{s,hy} = \left(1 + k_{dc} \cdot B_{\text{offset}}^\beta\right) \cdot P_{s,hy,0}(\tilde{B}, B_{\text{offset}} = 0T, f), \quad (5.3)$$

wobei $P_{s,hy,0}$ den Hystereseverlusten entspricht, die unter derselben Halbamplitude \tilde{B} aber ohne statische Magnetisierung vermessen sind. Nach Untersuchung

von sechs verschiedenen Elektroblechen verwendeten Simão et al. die gemittelten Koeffizienten mit $k_{dc} = 0,65$ und $\beta = 2,1$ für weitere Berechnungen.

Zhu et al. [101] führten Messungen der Eisenverluste unter mehreren Offset-Niveaus bis zu einer Frequenz von 200 Hz durch. Sie vernachlässigten die Zusatzverluste und bestimmten die Hystereseverluste durch Fitting des Bertotti-Verlustmodells in Gleichung (4.1). Sie erweiterten den Ansatz von Simão et al. in Gleichung (5.3) zu

$$P_{s,hy} = \left(1 + k_{dc} \cdot B_{\text{offset}}^\beta + k_1 \cdot B_{\text{offset}}^2\right) \cdot P_{s,hy,0} \left(\hat{B}, B_{\text{offset}} = 0 \text{T}, f\right), \quad (5.4)$$

damit die Hystereseverluste unter Offset-Flussdichte präziser charakterisiert werden können. Im Vergleich zu Gleichung (5.3) wird in Gleichung (5.4) die Amplitude \hat{B} statt der Halbamplitude \tilde{B} verwendet. Der Grund dafür liegt darin, dass die Messungen von Zhu et al. Anregungen sinusförmiger Schwingungsform gemäß Gleichung (5.2) aufwiesen.

Im Gegensatz zu den Hystereseverlusten hängen die Wirbelstromverluste ausschließlich von der Änderung der Flussdichte und nicht von der statischen Magnetisierung ab. In der Fachliteratur werden sie daher stets anhand ihrer niederfrequenten Näherung nach Gleichung (4.8) im Frequenzbereich oder nach Gleichung (4.19) im Zeitbereich berechnet, wie es auch den Arbeiten von Zhu et al. [101], Barbisio et al. [100] sowie Wang et al. [103] zu entnehmen ist.

Des Weiteren schildert bisher keine Veröffentlichung, welchen Einfluss eine statische Magnetisierung auf die Zusatzverluste ausüben kann. Eine entsprechende Erweiterung für diese Verlustkomponente fehlt den Modellansätzen in der Fachliteratur.

In den nachfolgenden Abschnitten werden die Eisenverluste unter statischer Magnetisierung anhand des eigenen Epsteinrahmen-Prüfstands mit der erweiterten Messmethode untersucht. Durch das erweiterte Verlustseparation-Verfahren, welches in Kapitel 4.3 eingeführt wurde, können die Einflüsse einer Offset-Polarisation auf die Hysteresese- sowie die Zusatzverluste identifiziert werden. Während ein modifizierter Ansatz von Gleichung (5.4) zur Modellierung der Hystereseverluste zum Einsatz kommt, schlägt dieser Arbeit einen neuen Lösungsansatz für die Zusatzverluste vor.

5.2.2 Messmethode

Die Messmethode von Zhu et al. [101] wurde am eigenen Messaufbau implementiert, um die Schwingungsform der Polarisation gemäß Gleichung (5.2) zu erzeugen. Die in Kapitel 4.2 vorgestellte Regelstruktur wurde erweitert.

Für die Messungen mit Offset-Polarisationen wird am Epsteinrahmen ausschließlich die Konfiguration mit der Primärwindungszahl von $N_1 = 208$ verwendet. Ein Gleichanteil im Primärstrom $I_{1,\text{offset}}$ kann beliebig bis maximal 1 A im Messprogramm festgelegt werden. Nachdem der geforderte Gleichstrom in der Primärwicklung eingestellt ist, wird wie gehabt auf die gewünschte Soll-Schwingungsform der Sekundärspannung durch Änderung eines pulsierenden Anteils im Primärstrom I'_1 geregelt. Infolgedessen ergibt sich die gesamte Stromstärke auf der Primärseite zu

$$I_1 = I'_1 + I_{1,\text{offset}}. \quad (5.5)$$

Der Verlauf der Polarisation, der aus Überlappung der durch den Gleichanteil hervorgerufenen Offset-Polarisation und der üblichen schwingenden Polarisation resultiert, wird a posteriori bestimmt. Der statische Anteil der Polarisation induziert dabei allein keine Sekundärspannung. [101, 104]

Messbedingungen

In dieser Arbeit werden die Eisenverluste mit einem Gleichanteil im Primärstrom von 0,2 A bis 1,0 A mit einer Abstufung von 0,2 A vermessen, während die Amplitude der sinusförmigen Schwingung von 0,1 T bis 1,0 T mit einer Schrittweite von 0,1 T zunimmt. Des Weiteren werden folgende Randbedingungen bei diesen erweiterten Messungen berücksichtigt:

- Die Messungen werden nur mit positivem Offset-Primärstrom durchgeführt. Dabei ist angenommen, dass nichtkornorientierte Elektrobleche sich elektromagnetisch symmetrisch verhalten. Demzufolge übt ein positiver statischer Primärstrom denselben Einfluss auf die Polarisation und schließlich auf die entstehenden Eisenverluste aus, wie ein negativer statischer Primärstrom der gleichen Stärke.
- Aufgrund der Regelstruktur und der Regelbarkeit bei dem vorhandenen Offset-Primärstrom wird die niedrigste Frequenz auf 10 Hz erhöht, während die maximale messbare Frequenz auf 400 Hz begrenzt wird.

Offset-Polarisation

Die Offset-Polarisation wird anhand der maximal erreichten Feldstärke und der Kommutierungskurve, die im Voraus bei der entsprechenden Frequenz vermessen wurde, ausgewertet. Die maximale Feldstärke wird wie gewohnt gemäß dem Durchflutungsgesetz nach Gleichung (4.17) bestimmt:

$$H_{\max} = \frac{N_1 \cdot I_{1,\max}}{l_{\text{mag}}}. \quad (5.6)$$

Da die maximale Polarisation bei niedrigen Frequenzen stets bei maximaler Feldstärke auftritt [S4, E5], ergibt sich die tatsächlich vermessene maximale Polarisation zu

$$J_{\max} = K(H_{\max}, f). \quad (5.7)$$

Dabei entspricht K der Funktion, welche die korrespondierende Kommutierungskurve linear zwischen ihren Stützpunkten interpoliert.

Weist die angeregte sinusförmige Schwingung eine Amplitude von \hat{J} auf, kann der statische Anteil in der Polarisation, der durch den eingepprägten Offset-Primärstrom erzeugt ist, schließlich durch Differenzbildung festgestellt werden:

$$J_{\text{offset}} = J_{\max} - \hat{J}. \quad (5.8)$$

Beispielsweise stellt Abbildung 5.7 diese Methode zur Bestimmung der Offset-Polarisation dar. Dabei handelt es sich um eine Messung mit 20 Hz. Die Amplitude der sinusförmigen Polarisation beträgt 0,5 T. Durch einen statischen Anteil von 0,2 A im Primärstrom ist die tatsächliche Polarisation um 0,73 T entlang der Kommutierungskurve in positiver Richtung verschoben.

Abhängigkeit der Offset-Polarisation

Da die Primärwindungszahl N_1 konstant ist, hängt die Offset-Polarisation J_{offset} nach Gleichungen (5.5) bis (5.8) von dem statischen Anteil im Primärstrom I_{offset} , der Amplitude der sinusförmigen Polarisation \hat{J} und der Kommutierungskurve $K(H_{\max}, f)$ ab. Die Kommutierungskurve hängt dabei näherungsweise nicht von der Frequenz ab, wenn die Messungen nur bis zur empirischen Grenzfrequenz durchgeführt werden [S4]. Nach Gleichung (4.26) beträgt diese Grenzfrequenz beim Elektrolech M330-35A(CDW) ca. 300 Hz. In diesem Fall

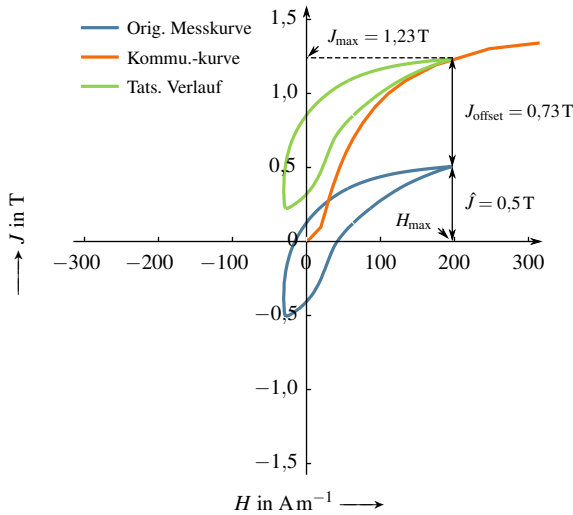


Abbildung 5.7: Indirekte Bestimmung der verschobenen Hystereseschleife anhand der Kommutierungskurve bei $f = 20\text{Hz}$ von M330-35A(CDW)

kann die abgeleitete Offset-Polarisation als Funktion von den anderen beiden Größen, nämlich der Amplitude und des Offset-Primärstroms, durch

$$J_{\text{offset}} = f(\hat{J}, I_{1,\text{offset}}) \quad \text{für } f \leq f_G \quad (5.9)$$

beschrieben werden. Gleichung (5.9) besagt, dass bei relativ niedrigen Frequenzen eine bestimmte Kombination des statischen Primärstroms und der Schwingungsamplitude einen eindeutigen Gleichanteil in der Polarisation hervorruft. Diesen Zusammenhang stellt Abbildung 5.8 auf der nächsten Seite dar.

In Abbildung 5.8 sind noch zwei Phänomene von Interesse: Einerseits nimmt die vermessene Offset-Polarisation bei einem konstanten Offset-Primärstrom schon ab einer kleinen Amplitude von etwa 0,2 T kontinuierlich mit steigender Schwingungsstärke ab. Je tiefer das nichtlineare Material in den Sättigungsbereich gebracht wird, desto weniger statische Polarisation kann durch denselben Gleichanteil im Primärstrom hervorgerufen werden. Andererseits nimmt bei einer konstanten Amplitude der Abstand zwischen zwei übereinanderliegenden Messpunkten mit steigender Stromstärke ab, was ebenfalls auf die Nichtlinearität

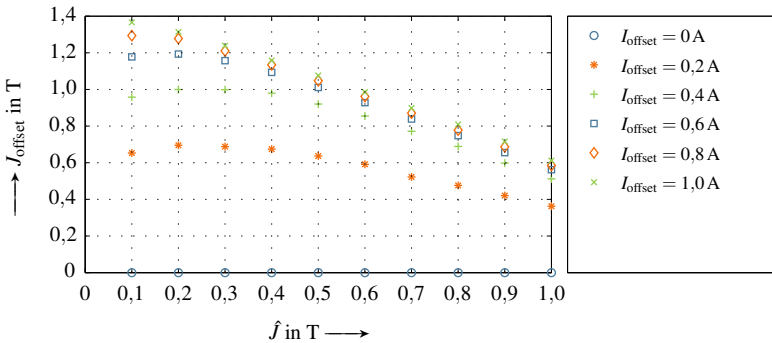


Abbildung 5.8: Zusammenhang zwischen der Offset-Polarisation, der Amplitude und dem Offset-Primärstrom bei $f \leq f_G$ von M330-35A(CDW)

tät des Materials zurückzuführen ist: Um das Elektroblech mit Schwingungen der gleichen Amplitude anzuregen, ist für das teilweise gesättigte Material ein stärkerer Gleichanteil im Primärstrom erforderlich als für das Material, das sich noch im nicht gesättigten Bereich befindet.

5.2.3 Verlustseparation

Im Folgenden wird der Einfluss der statischen Magnetisierung auf die Eisenverluste genauer analysiert. Zunächst werden beispielsweise zwei Messungen derselben Frequenz von 20 Hz betrachtet, die in Abbildung 5.9 veranschaulicht sind. Dabei ist die Hystereseschleife, die eine Offset-Polarisation von 0,73 T besitzt, bereits in Abbildung 5.7 vorgestellt. Die zweite Hystereseschleife, die mit derselben Amplitude von 0,5 T aber ohne Offset-Polarisation vermessen wurde, weist eine deutlich geringere Fläche auf. Nach einer quantitativen Analyse kann festgestellt werden, dass durch diese Offset-Polarisation die Verlustdichte von $42,3 \text{ Jm}^{-3}$ auf $53,0 \text{ Jm}^{-3}$ um ca. 25,3 % gestiegen ist. Da dabei sowohl die Schwingungsform als auch die Frequenz identisch sind, bleiben die Wirbelstromverluste nach Gleichung (4.19) bei beiden Messungen gleich. Die Zunahme der Eisenverluste kann daher nur durch die erhöhten Hystereseverluste und/oder durch die erhöhten Zusatzverluste zustande kommen.

Die Aufschlüsselung der zugenommenen spezifischen Eisenverluste auf die Hysteresee- und die Zusatzverluste erfolgt, wie bei den sinusförmigen Messun-

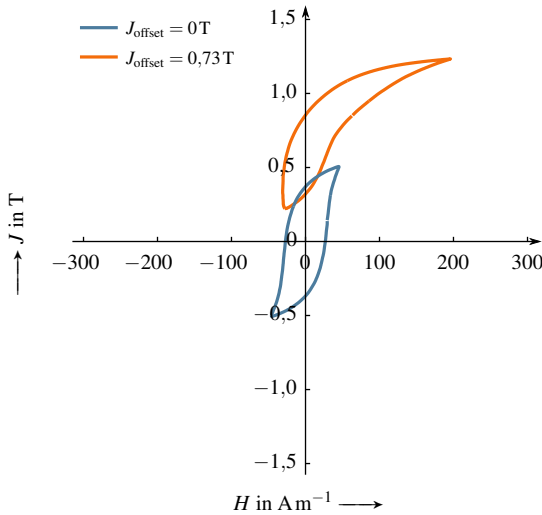


Abbildung 5.9: Zwei Hystereseschleifen mit einer konstanten Amplitude von 0,5 T bei $f = 20$ Hz, die jeweils mit und ohne Offset-Polarisation vermessen sind

gen ohne Offset-Polarisation, durch die Verlustseparation über die unterschiedliche Frequenzabhängigkeit der Verlustkomponenten unterhalb der empirischen Grenzfrequenz. Wird die in Kapitel 4.3 beschriebene Vorgehensweise für die Messergebnisse einer festen Schwingungsamplitude verwendet, können die restlichen Verluste in Abhängigkeit von der Quadratwurzel der Frequenz für alle untersuchten Offset-Niveaus in eine Abbildung eingetragen werden.

Beispielsweise stellt Abbildung 5.10 die Ergebnisse der Verlustseparation für die Messungen dar, bei denen die Polarisation mit einer konstanten Amplitude von 0,2 T schwingt. Der Zusammenhang zwischen den restlichen Verlusten und der Quadratwurzel der Frequenz kann in Analogie zu Gleichung (4.29) durch eine lineare Funktion beschrieben werden:

$$\Delta W_s = W_{s,hy}(\hat{J}, J_{\text{offset}}) + m(\hat{J}, J_{\text{offset}}) \cdot \sqrt{f}. \quad (5.10)$$

Die Hystereseverluste $W_{s,hy}$ und die Steigung der Zusatzverluste m hängen dabei sowohl von der Amplitude als auch von der eingprägten Offset-Polarisation ab. Die Geraden der Zusatzverluste, die durch mathematisches Fitting bei

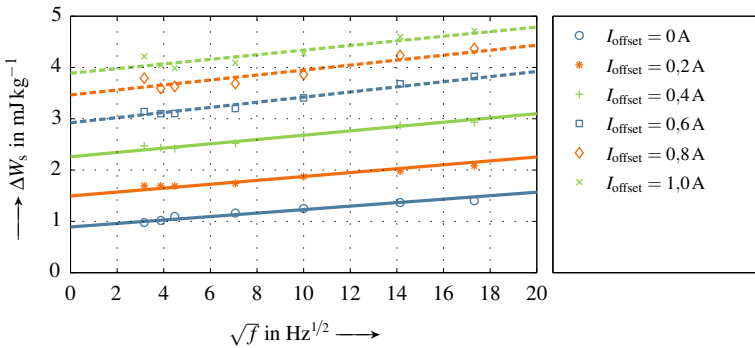


Abbildung 5.10: Verlustseparation bei sinusförmigen Schwingungen mit $\hat{f} = 0,2T$ und bei verschiedenen Offset-Niveaus des Primärstroms

unterschiedlichen Offset-Primärströmen approximiert wurden, sind ebenfalls in Abbildung 5.10 eingetragen. Es ist ersichtlich, dass der Schnittpunkt der Geraden an der y -Achse, der den Hystereseverlusten entspricht, mit steigendem Offset-Niveau zunimmt, während die Steigung der Gerade bzw. der Koeffizient der Zusatzverluste näherungsweise unverändert bleibt.

Im Gegensatz zu Gleichung (5.10) sind die restlichen Verluste in Abbildung 5.10 in Abhängigkeit vom Offset-Primärstrom statt von der Offset-Polarisation ausgedrückt. Der Grund dafür liegt darin, wie bereits mittels Abbildung 5.8 erklärt wurde, dass bei niederfrequenten Messungen eine eindeutige, von der Frequenz unabhängige Zuordnung zwischen der Schwingungsamplitude, dem Offset-Primärstrom und der resultierenden Offset-Polarisation festgestellt werden kann. Zur Vereinfachung der Darstellung wird daher statt der Offset-Polarisation, die sich bei einem vorgegebenen Gleichanteil im Primärstrom von Amplitude zu Amplitude ständig ändert, der Offset-Primärstrom als eine von der Amplitude unabhängige Bezugsgröße ausgewählt.

5.2.4 Modellansatz und Parametrisierung

Die spezifischen Eisenverluste unter Offset-Polarisation werden weiterhin nach Gleichung (4.43) als Summe der Hysteresee-, der Wirbelstrom- und der Zusatzverluste beschrieben. Nachdem die Verlustseparation für alle vermessenen Amplituden durchgeführt wird, können die Modellansätze jeweils für die Hysteresee-

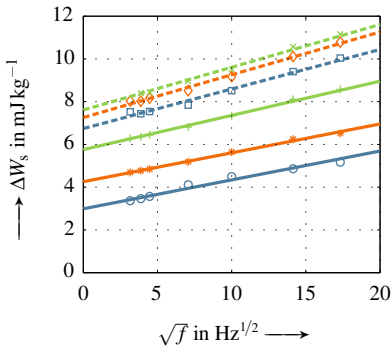
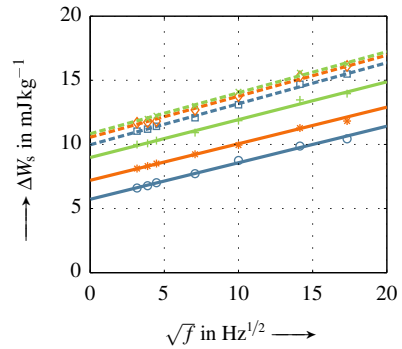
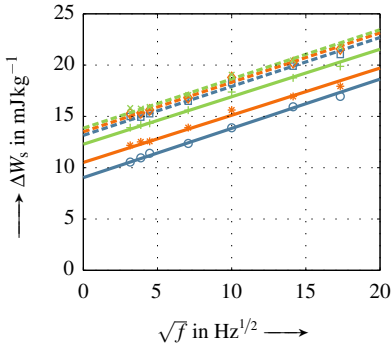
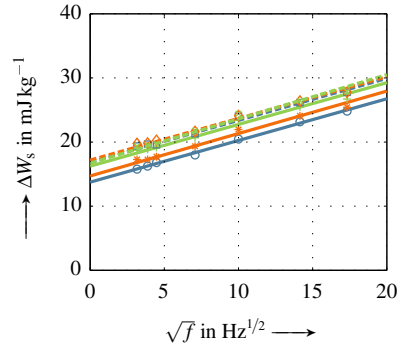
(a) Amplitude $\hat{J} = 0,4\text{T}$ (b) Amplitude $\hat{J} = 0,6\text{T}$ (c) Amplitude $\hat{J} = 0,8\text{T}$ (d) Amplitude $\hat{J} = 1,0\text{T}$

Abbildung 5.11: Verlustseparation von $\hat{J} = 0,4\text{T}$ bis $\hat{J} = 1,0\text{T}$ bei verschiedenen Offset-Primärströmen (Beschriftung identisch wie Abbildung 5.10)

und die Zusatzverluste bezüglich der eingprägten Offset-Polarisation erweitert werden. Die Wirbelstromverluste werden hingegen im betrachteten Frequenzbereich unverändert durch ihre niederfrequente Näherung berechnet.

Hystereseverluste

Die Ergebnisse der Verlustseparation bei vier weiteren ausgewählten Amplituden stellt Abbildung 5.11 dar. Wie in Abbildung 5.10 kann dabei festgestellt werden, dass die Hystereseverluste mit einem steigenden statischen Anteil im

Primärstrom bzw. mit einer steigenden Offset-Polarisation zunehmen. Zur Charakterisierung dieser Abhängigkeit wird nach [6] eine relative Größe, der *Verschiebungsfaktor* F_D (englisch: *displacement factor*), eingeführt. Dieser Faktor bildet das Verhältnis zwischen den Hystereseverlusten von zwei Schwingungen der gleichen Amplitude und kann mathematisch als

$$F_D = \frac{W_{s,hy}(\hat{J}, J_{\text{offset}})}{W_{s,hy,0}(\hat{J}, J_{\text{offset}} = 0T)} \quad (5.11)$$

ausgedrückt werden. Dabei sind $W_{s,hy}$ die spezifischen Hystereseverluste, die eine sinusförmige Schwingung mit einer Offset-Polarisation verursacht, während die Referenzgröße $W_{s,hy,0}$ den anhand der Verlustseparation aus den Standardmessungen ohne Offset-Polarisation identifizierten Hystereseverlusten entspricht. Da die Hystereseverluste nach Einbringen der statischen Magnetisierung zunehmen, ist dieser Faktor stets größer als oder gleich eins.

Der Verschiebungsfaktor wird bei allen vermessenen Amplituden bestimmt und anschließend gegen die Offset-Polarisation in ein Diagramm eingetragen. Sein Verlauf, wie Abbildung 5.12 zu entnehmen ist, ist näherungsweise gebündelt, obwohl dabei die einzelnen Messpunkte mit unterschiedlichen Amplituden schwingen. Ein solcher Verlauf wurde auch in [101, 102] sowie bei den anderen untersuchten Elektroblechen in Anhang A.4 beobachtet. Der Verschiebungsfaktor wird daher unabhängig von der Amplitude und ausschließlich abhängig von der Offset-Polarisation mit dem in [101] vorgestellten Ansatz durch

$$F_D = 1 + k_{dc} \cdot J_{\text{offset}}^\beta + k_1 \cdot J_{\text{offset}}^2 \quad (5.12)$$

beschrieben [S4]. Die für das Elektroblech M330-35A(CDW) identifizierten Parameter k_{dc} , β und k_1 sind in Tabelle 5.1 auf der nächsten Seite aufgelistet. Die durch Gleichung (5.12) gegebene Kennlinie des Verschiebungsfaktors ist ebenfalls in Abbildung 5.12 eingetragen. Es ist dabei ersichtlich, dass dieser Modellansatz den Verlauf im vermessenen Bereich gut nachbildet.

Für den Bereich mit einer Offset-Polarisation größer als 1,3 T liegen keine Messdaten vor und der Verschiebungsfaktor wird durch Gleichung (5.12) prognostiziert. Diese Extrapolation in Richtung Sättigungspolarisation stellt eine Unsicherheit in der Modellierung dar. Wird der in Abbildung 5.12 dargestellte

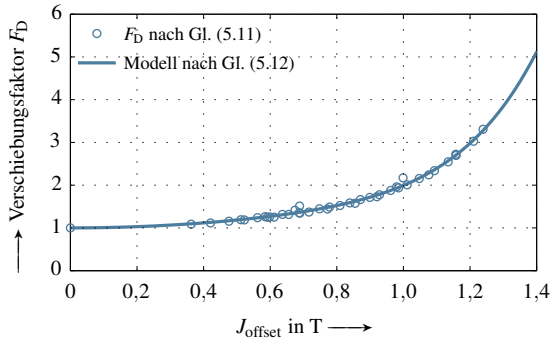


Abbildung 5.12: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von M330-35A(CDW)

Tabelle 5.1: Koeffizienten des Verschiebungsfaktors von M330-35A(CDW)

Modell von Gl. (5.12)	k_{dc}	β	k_1
F_D	0,26	6,91	0,73

Verlauf zur Berechnung der Rotoreisenverluste eingesetzt, sind die meisten Rotorflächen nicht von dieser Unsicherheit betroffen. Nach den Erkenntnissen vom letzten Abschnitt können die magnetischen Felder im Rotor nur mit einer kleinen bis mittelgroßen Amplitude schwingen und gleichzeitig ebenfalls eine kleine bis mittelgroße Offset-Polarisation aufweisen. Die Hystereseverluste können daher gut durch diesen Modellansatz berücksichtigt werden. Im Gegensatz dazu wird nur ein geringer Anteil der Rotorflächen, die sich zwar schon im Sättigungsbereich befinden, aber immer noch mit einer gewissen Amplitude schwingen, durch diese Unsicherheit der Modellierung beeinträchtigt.

Der um die statische Magnetisierung erweiterte Modellansatz für die spezifischen Hystereseverluste ergibt sich schließlich zu

$$\boxed{W_{s,hy}(\hat{J}, J_{\text{offset}}) = F_D(J_{\text{offset}}) \cdot W_{s,hy,0}(\hat{J})} \quad (5.13)$$

Zur Bestimmung der Referenzgröße $W_{s,hy,0}$ wird der Polynomansatz in Gleichung (4.44) und die entsprechende Parametrisierung in Tabelle 4.2 verwendet.

Wirbelstromverluste

Unabhängig von der Offset-Polarisation können die restlichen Verluste unterhalb der empirischen Grenzfrequenz stets den Geraden der Zusatzverluste folgen, wie den Ergebnissen der Verlustseparation in Abbildungen 5.10 und 5.11 zu entnehmen ist. Der Skineneffekt bei diesen Messungen ist daher vernachlässigbar und die spezifischen Wirbelstromverluste können weiter anhand ihrer niederfrequenten Näherung nach Gleichung (4.19) berechnet werden:

$$W_{s,wb,NF} = \frac{\sigma \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad \text{für } f \leq f_G. \quad (5.14)$$

Zusatzverluste

In Analogie zu den Ergebnissen der Verlustseparation bei der Amplitude von 0,2T in Abbildung 5.10 kann durch Betrachtung der Ergebnisse bei den weiteren Amplituden, welche teilweise in Abbildung 5.11 gezeigt sind, ein ähnliches Verhalten der Zusatzverluste festgestellt werden: Abgesehen von einer Ausnahme bei der Amplitude von 0,4T, wobei die Steigung der restlichen Verluste mit steigendem Gleichanteil leicht zunimmt, verschiebt sich die Gerade der restlichen Verluste bei den meisten vermessenen Amplituden von niedrigem zu hohem Offset-Niveau des Primärstroms bzw. der Polarisation näherungsweise parallel. Dieses Phänomen wurde auch in [S1, S4] sowie bei den anderen in dieser Arbeit untersuchten Elektroblechen, welche in Anhang A.4 vorgestellt sind, beobachtet.

Zur Vereinfachung der Modellierung wird daher angenommen, dass die Steigungen der Geraden, welche dieselbe Amplitude aber unterschiedliche Offset-Polarisationen aufweisen, näherungsweise identisch sind. Unter dieser Annahme und mit Berücksichtigung der Definition in Gleichung (4.33) hängt der Koeffizient der Zusatzverluste ausschließlich von der Schwingungsamplitude und nicht von der Offset-Polarisation ab:

$$k_{ex} = f(\hat{J}) \neq f(\hat{J}, J_{\text{offset}}). \quad (5.15)$$

Der Koeffizient der Zusatzverluste kann unmittelbar anhand der Standardmessungen ohne Offset-Polarisation und der in Kapitel 4.3 beschriebenen Methode bestimmt werden. Die Diskrepanz zwischen dieser Vereinfachung und den

realen Verläufen, die beispielsweise hier bei der Amplitude von 0,4 T auftritt, wird in Kauf genommen. In diesem ungünstigen Fall werden die Zusatzverluste bei höheren Offset-Polarisationen dadurch maximal um ca. 30 % unterschätzt.

Die spezifischen Zusatzverluste, die unter sinusförmiger Anregung mit oder ohne Offset-Polarisation entstehen, ergeben sich zu

$$W_{s,ex} = k_{ex}(\hat{J}) \cdot \int_0^T \left| \frac{dJ}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt. \quad (5.16)$$

Für das Elektoblech M330-35A(CDW) wird der Koeffizient der Zusatzverluste anhand des Modellansatzes in Gleichung (4.48) und der in Tabelle 4.4 aufgelösten Parametrisierung bestimmt.

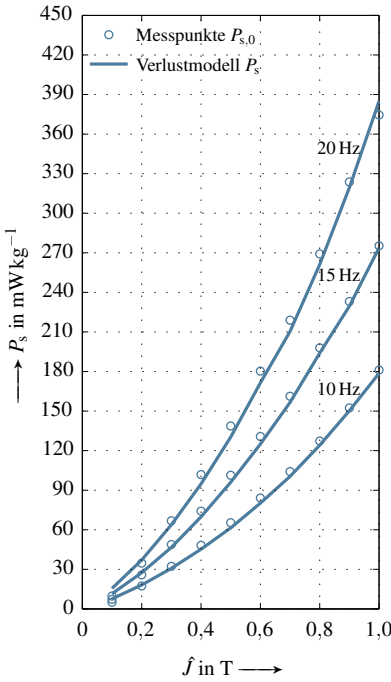
5.2.5 Validierung

Die Validierung des um die statische Magnetisierung erweiterten Modellansatzes wird wie nach Kapitel 4.5 durchgeführt. Auf den folgenden Seiten stellen Abbildungen 5.13 bis 5.22 die Vergleiche der Messpunkte mit den berechneten Werten sowie die entsprechenden Verteilungen der prozentualen relativen Abweichungen dar. Der eingeprägte Offset-Primärstrom ändert sich dabei von 0,2 A bis 1,0 A. Für einen bestimmten Offset-Primärstrom gibt es in Summe 70 Messpunkte. Zusätzlich wird zwischen den berechneten Werten, welche dieselbe Frequenz und denselben Offset-Primärstrom aufweisen, linear in Abhängigkeit von der Schwingungsamplitude interpoliert.

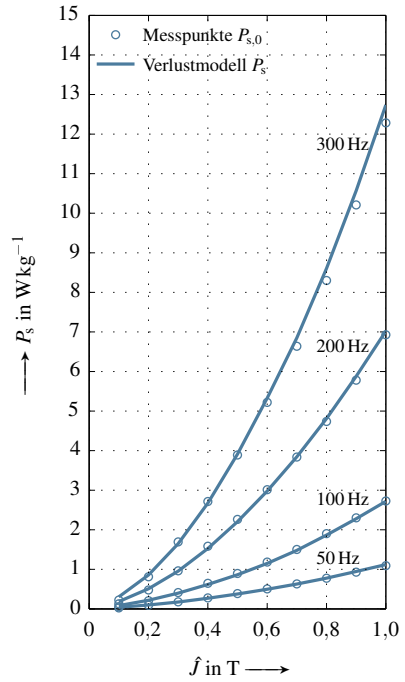
Nach der Untersuchung aller Ergebnisse kann festgestellt werden, dass im Vergleich zum Modellansatz ohne Offset-Polarisation die Modellierungsqualität zwar leicht gesunken ist, aber bei den meisten Messpunkten immer nur kleine relative Abweichungen auftreten. Dabei haben ca. 60 % aller Messpunkte Abweichungen kleiner als $\pm 5\%$. Dagegen liegt der Anteil bei ca. 80 %, wenn die Grenze auf $\pm 10\%$ erhöht wird. Des Weiteren streuen die Verteilungen der Abweichungen stärker.

Trotz unterschiedlich eingestellter Offset-Primärströme bzw. -Polarisationen können folgende Gemeinsamkeiten nach der Validierung identifiziert werden:

- Bei kleinen Frequenzen unter 20 Hz sind Abweichungen bei allen Messungen deutlich zu erkennen. Da dabei die dynamischen Verluste eine untergeordnete Rolle spielen, sind hauptsächlich die Hystereseverluste durch den erweiterten Modellansatz nicht präzise genug geschätzt. Bei den Messpunkten mit einer Amplitude größer als 0,3 T sind die Hystereseverluste vor allem durch den Modellansatz unterschätzt.
- Mit steigender Frequenz nehmen die Abweichungen ab, weil dabei statt der Hystereseverluste die dynamischen Verluste, vor allem die exakt nach Theorie bestimmten Wirbelstromverluste, eine höhere Gewichtung in den Gesamtverlusten aufweisen.
- Hohe Abweichungen treten, wie bei den Standardmessungen ohne Offset-Polarisation, bei allen Frequenzen und Offset-Polarisationen dort auf, wo die Polarisation mit einer Amplitude kleiner als 0,3 T schwingt. Diese Abweichungen bei kleinen Amplituden können zum großen Teil auf die Hystereseverluste $W_{s,hy,0}$ zurückgeführt werden, welche nach der Validierung in Kapitel 4.5 schon durch den Modellansatz ohne den eingeführten Verschiebungsfaktor überschätzt worden sind.



(a) Von $f = 10\text{ Hz}$ bis $f = 20\text{ Hz}$



(b) Von $f = 50\text{ Hz}$ bis $f = 300\text{ Hz}$

Abbildung 5.13: Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 0,2 A im Primärstrom

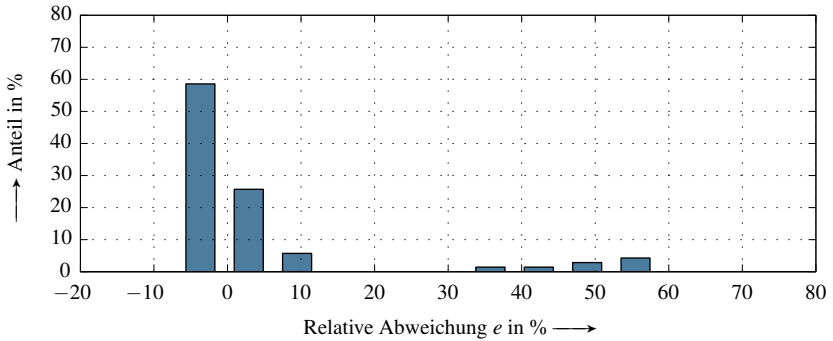
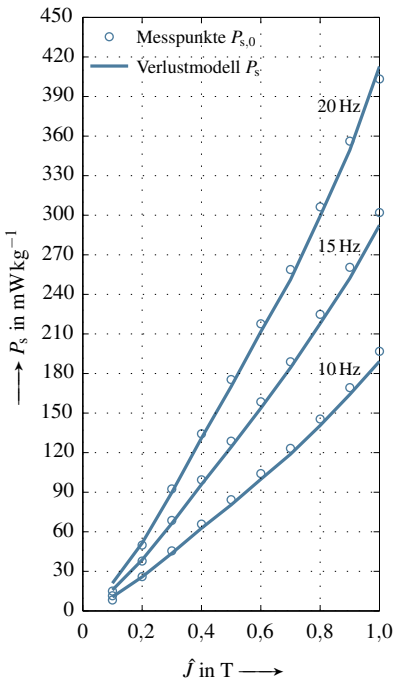
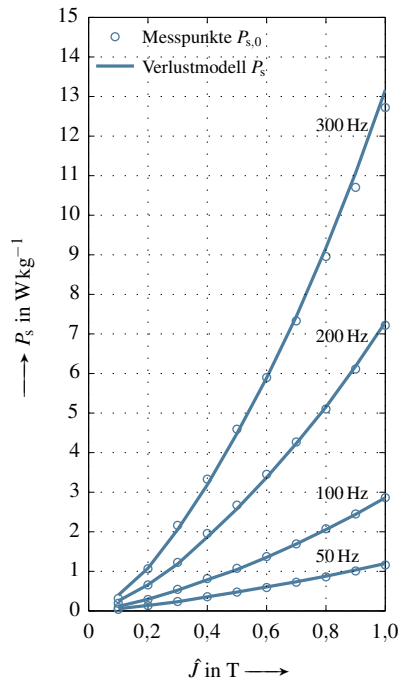


Abbildung 5.14: Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.13



(a) Von $f = 10\text{ Hz}$ bis $f = 20\text{ Hz}$



(b) Von $f = 50\text{ Hz}$ bis $f = 300\text{ Hz}$

Abbildung 5.15: Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 0,4 A im Primärstrom

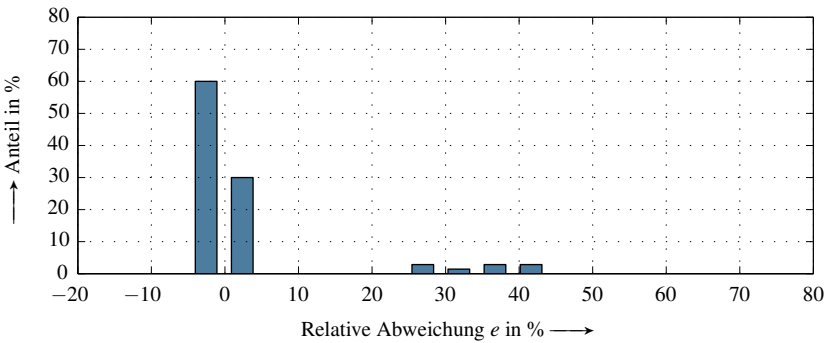


Abbildung 5.16: Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.15

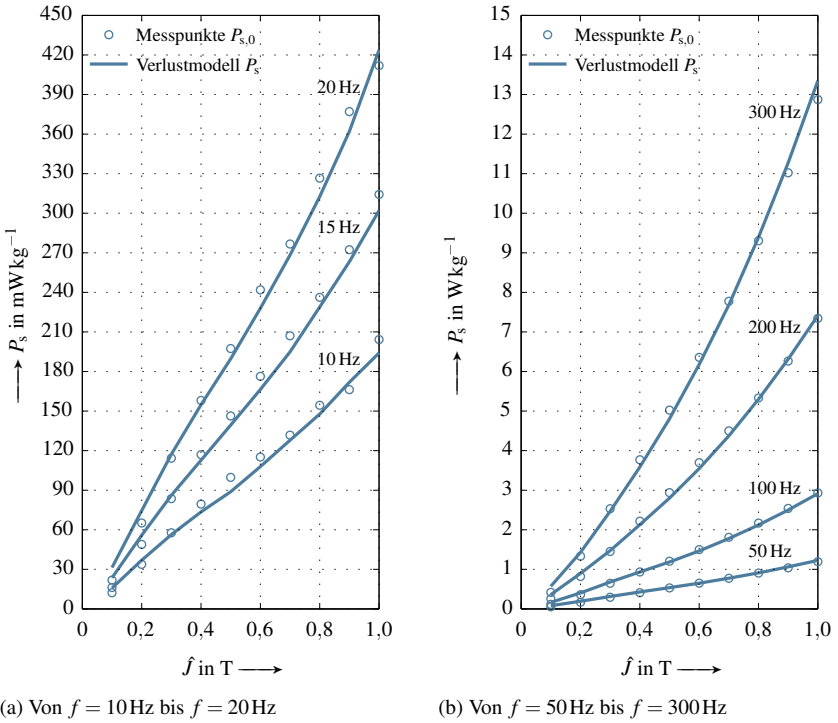


Abbildung 5.17: Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 0,6 A im Primärstrom

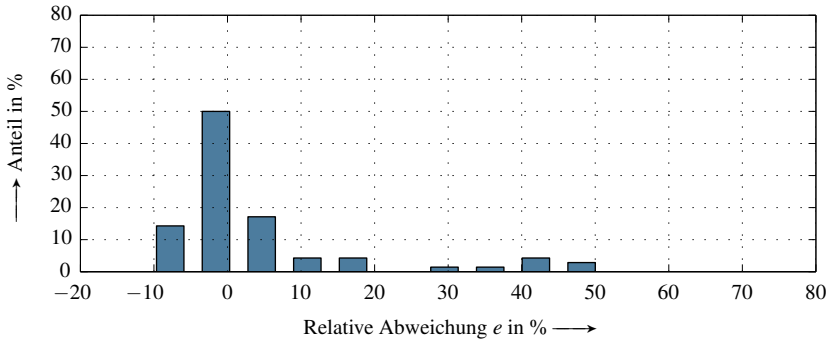
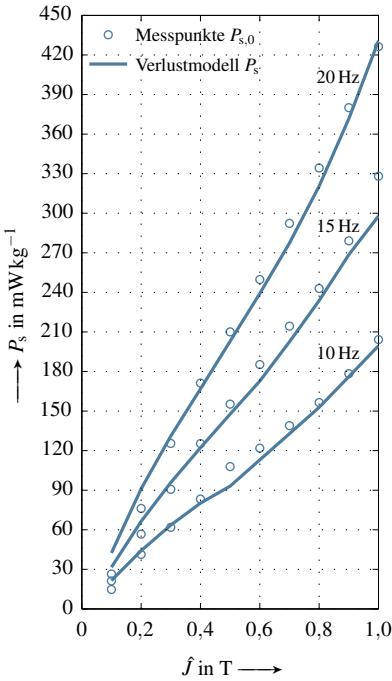
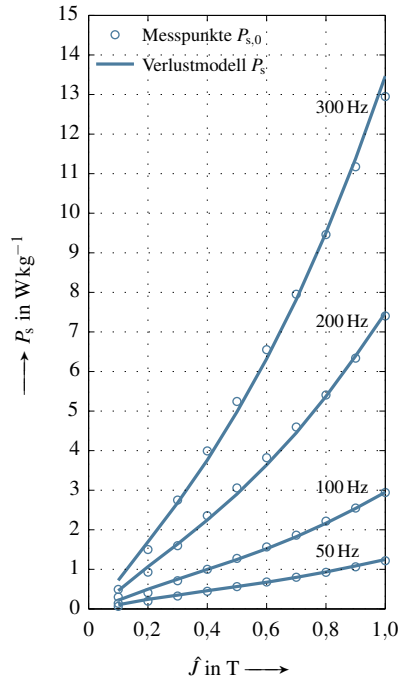


Abbildung 5.18: Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.17



(a) Von $f = 10\text{ Hz}$ bis $f = 20\text{ Hz}$



(b) Von $f = 50\text{ Hz}$ bis $f = 300\text{ Hz}$

Abbildung 5.19: Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von $0,8\text{ A}$ im Primärstrom

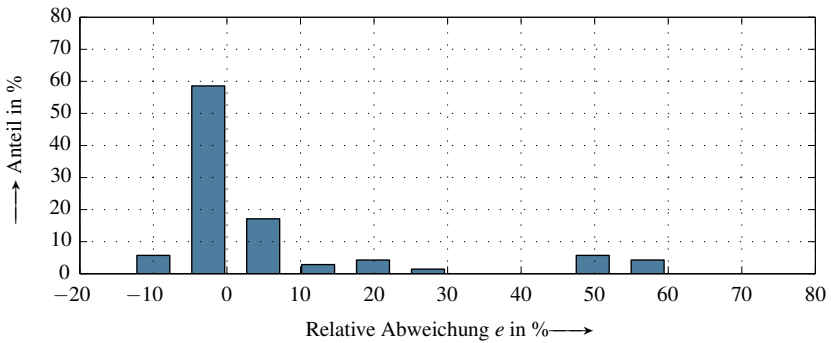


Abbildung 5.20: Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.19

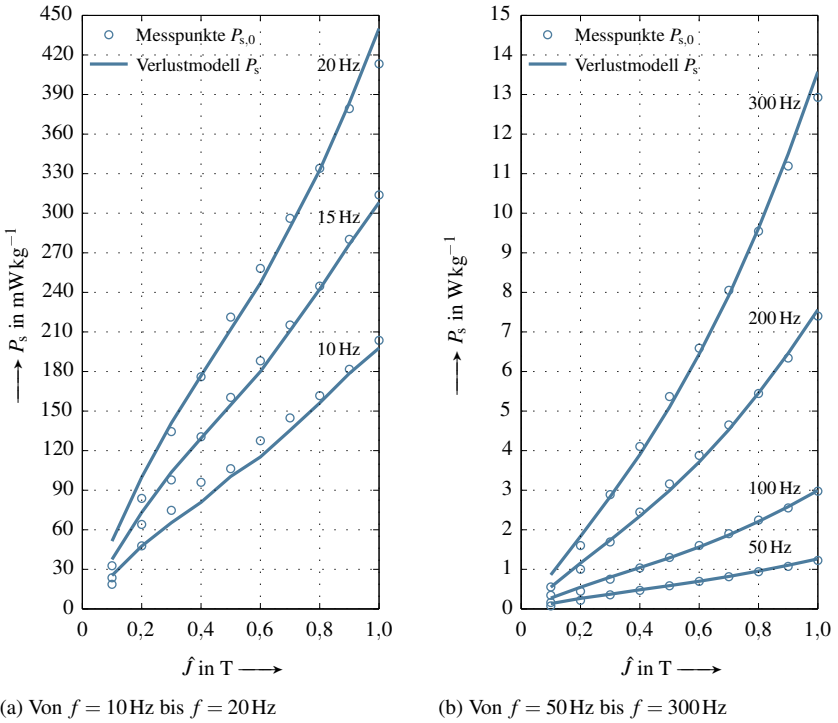


Abbildung 5.21: Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 1,0A im Primärstrom

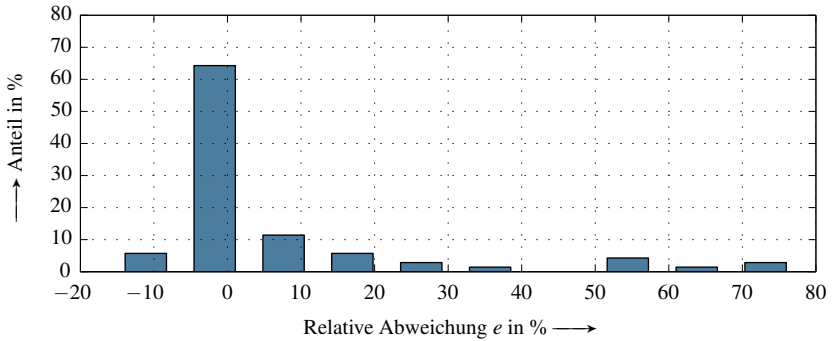


Abbildung 5.22: Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.21

5.3 Berechnungsansatz für Eisenverluste im Rotor

Zur Bestimmung der Rotoreisenverluste anhand des Postprozessors soll der eingeführte Modellansatz, der die Eisenverluste unter einer sinusförmigen Pulsation mit oder ohne Offset-Polarisation beschreibt, unter realen Bedingungen erweitert werden. Die Verlustleistung der spezifischen Eisenverluste, die in einem Element innerhalb einer Rotorperiode T_R entstehen, ergibt sich nach der Verlustseparation in Gleichung (4.43) zu

$$P_s^R = \left(W_{s,hy}^R + W_{s,wb}^R + W_{s,ex}^R \right) \cdot \frac{1}{T_R}. \quad (5.17)$$

Da die magnetischen Felder in radialer und tangentialer Richtung betrachtet werden, sind im Folgenden die Modellansätze der Hysterese-, der Wirbelstrom- und der Zusatzverluste ebenfalls bezüglich ihrer Komponenten in diesen beiden Richtungen angegeben.

Hystereseverluste

Nach der Untersuchung in Kapitel 5.1 sind die magnetischen Felder im Rotor zweidimensional und pulsieren vor allem mit einer kleinen Halbamplitude um einen nicht entmagnetisierten Zustand, weil sie gleichzeitig einer relativen starken statischen Magnetisierung ausgesetzt sind. Da für diesen Fall weder ein geeigneter Messaufbau noch Ansätze in der Fachliteratur vorhanden sind, wird für die Berechnung die Annahme getroffen, dass das magnetische Feld in einer Richtung keinen Einfluss auf die Hystereseverluste in der anderen Richtung ausüben kann. Demzufolge ergeben sich die spezifischen Hystereseverluste als die algebraische Summe von den Verlusten in beiden Richtungen zu

$$W_{s,hy}^R = W_{s,hy,r} + W_{s,hy,t}. \quad (5.18)$$

Weisen dabei die Feldkomponenten beliebige Schwingungsformen mit Nebenhystereseschleifen auf, können die Verlustkomponenten der jeweiligen Richtung mit Hilfe der später in Kapitel 6.2 eingeführten Erweiterung durch

$$W_{s,hy} = W_{s,hy,HHS}(\tilde{J}, J_{\text{offset}}) + \sum_{i=1}^N W_{s,hy,NHS,i}(\tilde{J}_i, J_{\text{offset},i}) \quad (5.19)$$

als Summe von den Hystereseverlusten der Hauptschleife und aller N Nebenschleifen bestimmt werden. Dabei werden die spezifischen Hystereseverluste

der Hauptschleife $W_{s,hy,HHS}$ sowie die der i -ten Nebenschleifen $W_{s,hy,NHS,i}$, die keine parasitäre Nebenschleife beinhaltet, nach demselben Modellansatz in Gleichung (5.13) und anhand ihrer zeitlichen Feldverläufe in radialer und tangentialer Richtung berechnet.

Wirbelstromverluste

Nach der Theorie in Kapitel 2.4.3 können die Wirbelstromverluste, die in einem homogenen Material unter einer zweidimensionalen Anregung beliebiger Schwingungsform entstehen, als algebraische Summe von den Verlustkomponenten der jeweiligen Richtung nach Gleichung (2.57) berechnet werden. Unter der Annahme, dass bei niedrigen Frequenzen der Skineffekt zu vernachlässigen ist, hängen die Wirbelstromverluste nicht von der Permeabilität und somit auch nicht vom statischen Anteil in der Flussdichte ab. Aus Gleichung (5.14) ergeben sich die spezifischen Wirbelstromverluste im Rotor zu

$$W_{s,wb}^R = \frac{\sigma(\vartheta_R) \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \int_0^{T_R} \left(\left(\frac{dB_r}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_t}{dt} \right)^2 \right) dt. \quad (5.20)$$

Da der Rotor einer PSM, die als Antriebsmotor in BEV und HEV eingesetzt ist, unter normalen Betriebszuständen grundsätzlich einer viel höheren Temperatur als die Raumtemperatur ausgesetzt ist, ist im obigen Ansatz zusätzlich die elektrische Leitfähigkeit bei der Rotortemperatur ϑ_R durch

$$\sigma(\vartheta_R) = \sigma_0 \cdot \frac{1}{1 + \alpha \cdot (\vartheta_R - \vartheta_0)} \quad \text{mit} \quad \vartheta_0 = 23 \pm 5^\circ\text{C} \quad (5.21)$$

berücksichtigt. Dabei entspricht σ_0 der elektrischen Leitfähigkeit unter Raumtemperatur ϑ_0 und kann nach dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Messverfahren ermittelt werden.

Wird die niederfrequente Näherung in Gleichung (5.20) zur Bestimmung der Wirbelstromverluste bei den Frequenzen oberhalb der empirischen Grenzfrequenz eingesetzt, werden unter Einfluss des Skineffekts die Wirbelstromverluste überschätzt, weil sie nach diesem Modellansatz nicht mit $f^{1,5}$ sondern weiter mit f^2 zunehmen, was bereits in Kapitel 4.3.3 erklärt wurde. Der Fehler, der durch Vernachlässigung des Skineffekts hervorgerufen wird, spielt aber aus folgenden Gründen für die Berechnung der Rotoreisenverluste in realen elektrischen Maschinen nur eine untergeordnete Rolle:

- Im Rotor treten hauptsächlich Schwingungen geringer Halbamplitude mit einer statischen Magnetisierung auf:

Ist die Offset-Polarisation dabei groß, wird das Material durch die insgesamt große Aussteuerung tief in den Sättigungsbereich gebracht, wo die differentiellen Permeabilitäten klein sind. Dies hat zur Folge, dass der Einfluss des Skineffekts sowie der durch Vernachlässigung des Skineffekts verursachte Fehler klein bleiben.

Dagegen ist der Fehler bei einer mittelgroßen Offset-Polarisation größer, weil der wenig gesättigte Abschnitt, der hohe differentielle Permeabilitäten aufweist, einen hohen Anteil an der gesamten Hystereseschleife ausmacht. Nach der Analyse der magnetischen Felder in Kapitel 5.1 ist aber wegen der begrenzten Anzahl von Elementen, deren Schwingungen diese Bedingung erfüllen, ein kleiner Gesamtfehler im Rotor zu erwarten.

Zusätzlich ist der Fehler bei einer kleinen Offset-Polarisation ebenfalls vernachlässigbar. Wegen der insgesamt kleinen Aussteuerung bleiben sowohl die Amplitudenpermeabilität als auch die differentielle Permeabilität klein, sodass der Skineffekt in diesem Fall kaum Einfluss auf die Wirbelstromverluste ausüben kann.

- Unter höheren Temperaturen tritt der Skineffekt bei höheren Frequenzen auf, weil sich die elektrische Leitfähigkeit verringert:

Beispielsweise nimmt die elektrische Leitfähigkeit des Elektrolechs M330-35A(CDW) bei einer Temperaturerhöhung von 100 K nach Gleichung (5.21) um ca. 10 % ab, wodurch sich die Grenzfrequenz der klassischen Wirbelstromverluste nach Gleichung (2.25) auch um ca. 10 % erhöht. Diese Änderungstendenz ist auch bei der eingeführten empirischen Grenzfrequenz zu erwarten, sodass bei einer bestimmten Frequenz der Skineffekt wegen der Temperaturerhöhung weniger Einfluss auf die Wirbelstromverluste ausübt. Dadurch wird der Fehler auch geringer.

Aus den obigen Überlegungen wird Gleichung (5.20) generell zur Bestimmung der Wirbelstromverluste im Rotor für beliebige Frequenzen verwendet.

Zusatzverluste

Wie für die Hystereseverluste wird in dieser Arbeit eine ähnliche Annahme für die Zusatzverluste im Rotor getroffen, dass das magnetische Feld in einer Richtung die Zusatzverluste in der anderen Richtung nicht beeinflusst. Dadurch

können die Zusatzverluste ebenfalls vereinfacht als algebraische Summe der Verlustkomponenten in radialer und tangentialer Richtung dargestellt werden. Aus Gleichung (5.16) ergeben sich die spezifischen Zusatzverluste zu

$$W_{s,\text{ex}}^{\text{R}} = k_{\text{ex}} \left(|\tilde{\mathbf{J}}| \right) \cdot \int_0^{T_{\text{R}}} \left(\left| \frac{dJ_{\text{r}}}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} + \left| \frac{dJ_{\text{t}}}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} \right) dt. \quad (5.22)$$

Dabei ist zusätzlich angenommen, dass der Koeffizient der Zusatzverluste nur von der Halbamplitude der Amplitude der zweidimensionalen Polarisation $|\tilde{\mathbf{J}}|$ abhängt. Da dieser Koeffizient den gesamten Zustand an Weisschen Bezirken eines weichmagnetischen Materials widerspiegelt, wird er nicht getrennt in radialer und tangentialer Richtung, sondern in Abhängigkeit von der Gesamtanregung beschrieben.

Eisenverluste im Rotor

Ist die Geometrie des Rotorblechpakets mit insgesamt N Elementen in der FE-Berechnung diskretisiert, können die Eisenverluste anhand des Postprozessors schließlich durch

$$P_{\text{fe}}^{\text{R}} = \rho_{\text{m}} \cdot l_{\text{fe}} \cdot s_{\text{f}} \cdot \sum_{i=1}^N \left(P_{s,i}^{\text{R}} \cdot A_i \right) \quad (5.23)$$

bestimmt werden, wobei A_i der Fläche des i -ten Elements entspricht. Dazu hat der Rotor eine Paketlänge l_{fe} und einen Stapelfaktor s_{f} . Für das i -te Element ist die spezifische Verlustleistung $P_{s,i}^{\text{R}}$ nach Gleichung (5.17) anhand seiner Polarisation und Flussdichte zu bestimmen.

6

Eisenverluste im Stator

Das vorliegende Kapitel über Eisenverluste im Stator ist analog zum letzten Kapitel aufgebaut. Zuerst werden die magnetischen Felder aus den Ergebnissen der FE-Simulation anhand des eigenen Postprozessors analysiert. Während das Rotorfeld mit einer statischen Magnetisierung überlagert ist, stellt das Statorfeld wegen der Drehstromspeisung ein rotierendes Feld dar. Darüber hinaus treten Nebenhystereseschleifen auf, obwohl die Stromanregung bei der Berechnung ideal sinusförmig angenommen ist. Diese zwei Phänomene werden jeweils unter Leerlauf und im Vollastbetrieb in der Beispiel-PSM untersucht.

Der anschließende Abschnitt beschäftigt sich mit der Erweiterung des in Kapitel 4 vorgestellten Modellansatzes der sinusförmigen Wechselanregung um Nebenhystereseschleifen. Nach Aufführung des Stands der Technik und der abgrenzenden Leistung werden die Messmethoden zur Erzeugung von Nebenhystereseschleifen am vorhandenen Messaufbau vorgestellt. Durch Vergleich der Nebenhystereseschleife mit der Haupthystereseschleife, welche die gleiche Amplitude und Offset-Polarisation besitzen, kann eine Ähnlichkeit in ihren Formen festgestellt werden. Daraus kann ein allgemeiner Ansatz abgeleitet werden, womit die Eisenverluste, die unter wechselnder Anregung beliebiger Schwingungsform entstehen, beschrieben werden können.

Unter rotierender Magnetisierung beeinflussen sich die Eisenverluste an der Haupt- und Nebenachse gegenseitig. Da am eigenen Messaufbau Messungen unter zweidimensionaler Anregung nicht durchgeführt werden können, werden die Modellansätze in der Fachliteratur recherchiert, welche die vermessenen

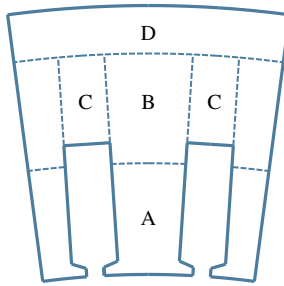


Abbildung 6.1: Unterteilung des Statorblechpakets in vier Bereiche

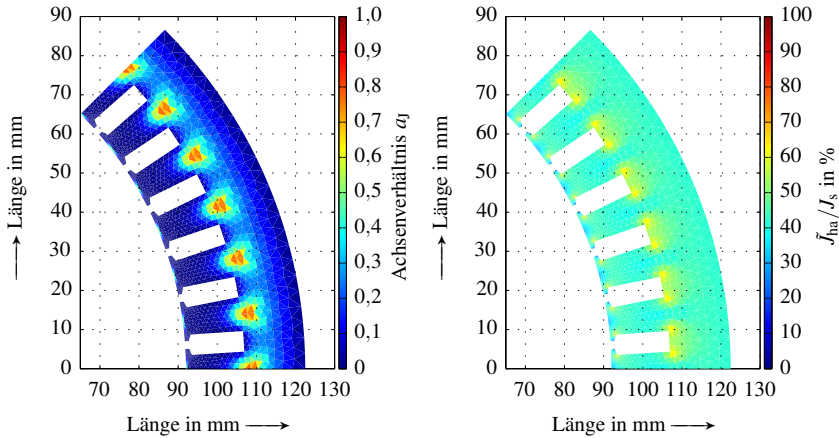
Eisenverluste ebenfalls auf der Verlustseparation basierend mit drei Verlustkomponenten beschreiben. Nach der Fachliteratur weisen nichtkornorientierte Elektrobleche unter elliptisch rotierender Magnetisierung ein ähnliches Verhalten auf. Demzufolge kann eine allgemeine Erweiterung abgeleitet werden, um die Gesamtverluste anhand ihrer Verlustkomponenten an der Haupt- und Nebenachse zu bestimmen.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen und unter weiteren Annahmen wird ein allgemeiner Modellansatz im letzten Abschnitt dieses Kapitels vorgestellt, welcher die Eisenverluste unter beliebig rotierender Magnetisierung beschreibt. Der Berechnungsansatz zur Bestimmung der gesamten Statoreisenverluste anhand des Postprozessors wird am Ende präsentiert.

6.1 Magnetische Felder im Stator

Wie bei der Untersuchung des Rotorfelds wird das Statorfeld der Beispiel-PSM, die Abbildung 3.11(b) darstellt, ebenfalls im Leerlauf und unter Vollast mit $I_{ph}/I_{ph,max} = 100\%$ und $\gamma = 45^\circ_{elek}$ betrachtet. Dabei stehen die rotierende Magnetisierung und die Nebenhystereseschleifen im Fokus. Um die Erklärung zu vereinfachen, wird das rotationssymmetrische Statorblechpaket in vier Bereiche unterteilt, wie Abbildung 6.1 zu entnehmen ist. Sie sind:

- Bereich A: Zahn und Zahnkopf
- Bereich B: Übergang vom Zahn zum Joch, der über dem Bereich A liegt



(a) Achsenverhältnis mit $a_{J,max} = 0,77$ (b) Halbamplitude mit $\tilde{J}_{ha,max} = 1,26 T$

Abbildung 6.2: Analyse von rotierenden Feldern an der Hauptachse im Stator im Leerlauf

- Bereich C: Übergang im Joch von einem Zahn zu einem anderen
- Bereich D: Äußerer Rand des Jochs

Die charakteristischen Größen des Statorfelds werden bezüglich der rotierenden Magnetisierung sowie der Nebenhystereseschleifen in den anschließenden Abschnitten für die beiden Betriebspunkte anhand des Postprozessors quantitativ analysiert. Bei der Analyse der Nebenhystereseschleifen werden nur diejenigen Nebenschleifen betrachtet, deren Schwingungsamplituden größer als oder gleich 10 mT sind.

Magnetische Felder im Leerlauf

Das Achsenverhältnis der Polarisierung a_J und die Halbamplitude an der Hauptachse \tilde{J}_{ha} der rotierenden Felder, deren zeitliche Verläufe Verzerrungen aufweisen können, werden nach der in Kapitel 3.2.3 eingeführten Methode für jedes einzelne Element anhand des Postprozessors bestimmt. Diese beiden Größen stellen Abbildung 6.2 dar. Dabei sind sowohl das maximale Achsenverhältnis $a_{J,max}$ als auch die maximale Halbamplitude an der Hauptachse $\tilde{J}_{ha,max}$ angegeben, während die Halbamplitude zusätzlich auf die Sättigungspolarisation J_s normiert dargestellt ist.

Ohne Bestromung zeigt jedes Segment innerhalb einer von insgesamt $N'_s = 6$ Nutteilungen im abgebildeten Teilmodell identische Verteilungen der Achsenverhältnisse und der Halbamplituden an der Hauptachse. Wie erwartet tritt die rotierende Magnetisierung hauptsächlich im Bereich B auf. Da dort das maximale Achsenverhältnis 0,77 beträgt, ist kein ideal kreisförmig drehendes Feld festzustellen. Die magnetischen Felder, vor allem im Zahn im Bereich A sowie im äußeren Jochbereich D, sind hingegen näherungsweise Wechselfelder, weil deren Achsenverhältnisse gegen Null verschwinden. Diese zwei Bereiche sind daher kaum von der rotierenden Magnetisierung beeinflusst. Im Vergleich zum Achsenverhältnis ist die Aussteuerung der Polarisation relativ gleichmäßig mit einer mittelgroßen Halbamplitude von ca. 0,8 T über die Gesamtgeometrie verteilt. Eine leicht erhöhte Belastung von 1,26 T tritt vor allem im Bereich C an den eckigen Kanten der Nuten auf.

Auf den nächsten Seiten stellen Abbildungen 6.3 und 6.4 jeweils die Analysen der Nebenhystereseschleifen an der Haupt- und Nebenachse dar, welche im zeitlichen Verlauf des Statorfelds wegen der symmetrischen Anregung stets paarweise auftreten. In beiden Abbildungen sind nur diejenigen Elemente eingefärbt, deren maximale Halbamplitude $\tilde{J}_{\text{NHS,ha}}$ oder $\tilde{J}_{\text{NHS,na}}$ von allen vorhandenen Nebenhystereseschleifen größer als oder gleich 10 mT ist. Dazu sind die Offset-Polarisationen $J_{\text{NHS,ha,Offset}}$ und $J_{\text{NHS,na,Offset}}$ ebenfalls veranschaulicht, welche zu diesen Nebenhystereseschleifen der maximalen Halbamplitude gehören. Damit die Darstellungen miteinander verglichen werden können, sind alle angegebenen Größen einheitlich auf die Sättigungspolarisation normiert.

Nach Abbildung 6.3 ist an der Hauptachse nur eine geringe Anzahl an Elementen von Nebenhystereseschleifen betroffen. Diese Elemente liegen ausschließlich an der Oberfläche des Zahnkopfs und unmittelbar am Luftspalt. Des Weiteren sind dabei sowohl die Halbamplitude als auch die Offset-Polarisation deutlich kleiner als 0,1 T, sodass diese Nebenhystereseschleifen die Eisenverluste an der Hauptachse kaum beeinträchtigen. Demgegenüber sind die zeitlichen Verläufe der Feldkomponenten an der Nebenachse stärker verzerrt. Nach Abbildung 6.4 sind ca. 14,5 % aller Flächen des Stators, die sich hauptsächlich im Zahn bzw. im Bereich A befinden, von Nebenhystereseschleifen betroffen. Aufgrund ihrer kleinen Halbamplituden von ca. 0,2 T und ihrer gleichzeitig niedrigen Offset-Polarisationen von ca. 0,4 T können diese Nebenhystereseschleifen die Eisenverluste an der Nebenachse auch nicht signifikant beeinflussen. Insgesamt kann der Einfluss der Nebenhystereseschleifen auf die Statoreisenverluste in diesem Betriebspunkt vernachlässigt werden.

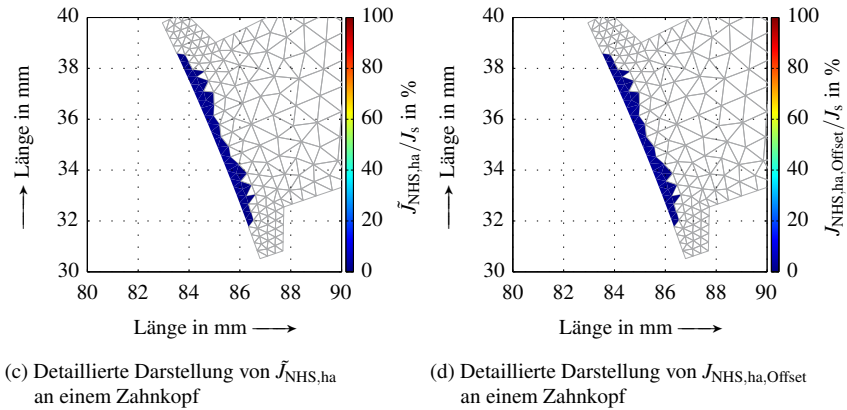
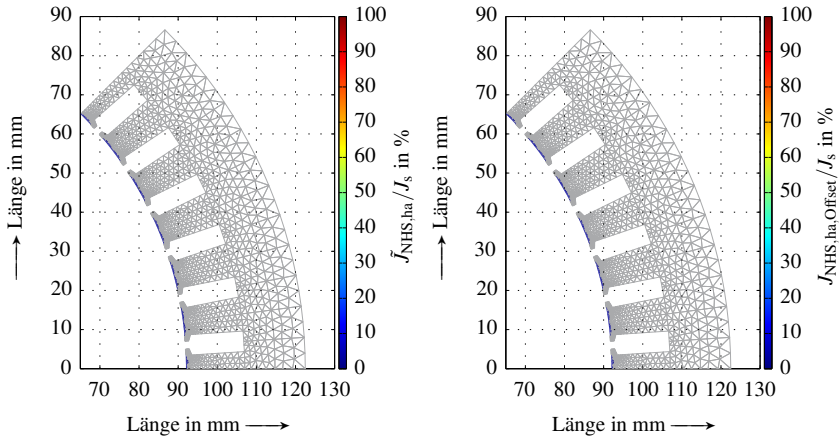
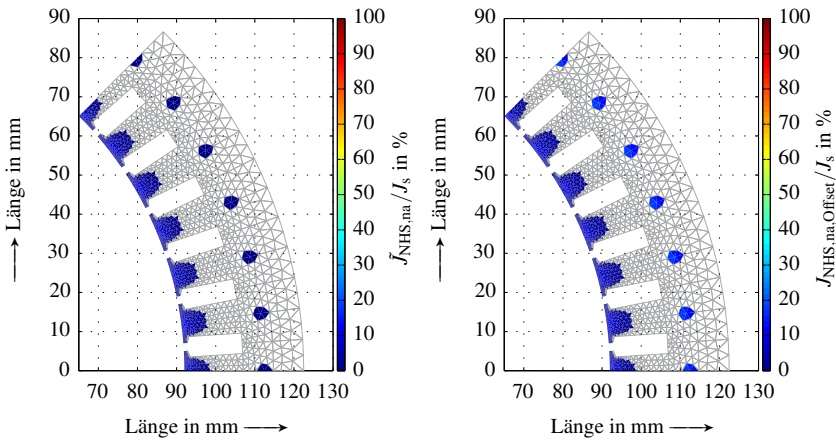


Abbildung 6.3: Analyse von Nebenhystereseschleifen anhand ihrer maximalen Halbamplituden an der Hauptachse im Stator im Leerlauf



(a) Maximale Halbamplitude der Polarisation mit $\tilde{J}_{NHS,na,max} = 0,18T$ (b) Die dazugehörige Offset-Polarisation mit $J_{NHS,na,Offset,max} = 0,36T$

Abbildung 6.4: Analyse von Nebenhystereseschleifen anhand ihrer maximalen Halbamplituden an der Nebenachse im Stator im Leerlauf

Magnetische Felder unter Vollast

Wird die Analyse der rotierenden Magnetisierung analog für den Vollastbetrieb durchgeführt, stellt Abbildung 6.5 die charakteristischen Größen dar. Die Halbamplitude an der Hauptachse ist in diesem Fall durch die starke Bestromung tief in die Sättigung gebracht, während die Halbamplitude im Bereich C, wie im Leerlauf, leicht höher als die im Bereich B bleibt. Des Weiteren ist bei der Darstellung des Achsenverhältnisses ein periodisches Muster zu erkennen, welches Segmente von N'_s/m benachbarten Nutteilungen beinhaltet und sich in Drehrichtung m mal wiederholt. Innerhalb eines solchen Musters weicht durch die Bestromung das Achsenverhältnis einer Nutteilung von dem einer anderen ab. Abgesehen von dieser Änderung weisen die Elemente in der Mitte des Bereichs B ebenfalls ein hohes Achsenverhältnis von ca. 0,8 auf, welches in einer ähnlichen Größenordnung wie das Achsenverhältnis im Leerlauf liegt. Weil unter Vollast ein erhöhtes Achsenverhältnis zusätzlich im Bereich C auftritt, üben die rotierenden Felder einen stärkeren Einfluss auf den Stator aus.¹²

¹² Numerisch gesehen besitzen einige Elemente am Zahnkopf das absolute maximale Achsenverhältnis von 0,96. Aber wegen der geringen Anzahl an Flächen ist ihr Einfluss auf die gesamten Eisenverluste vernachlässigbar.

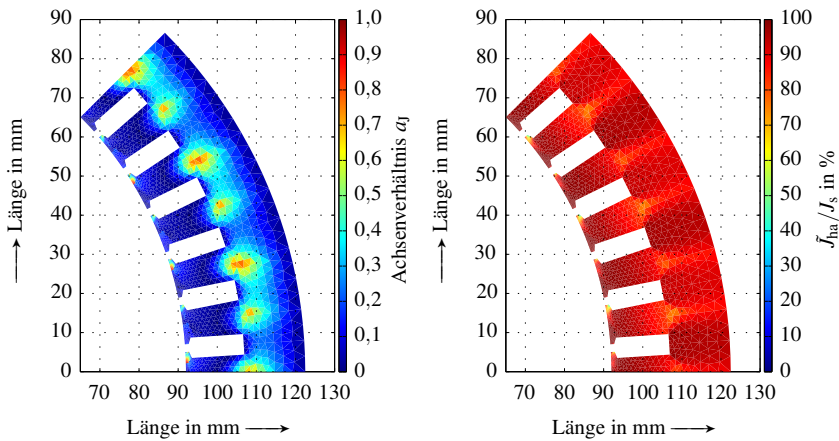
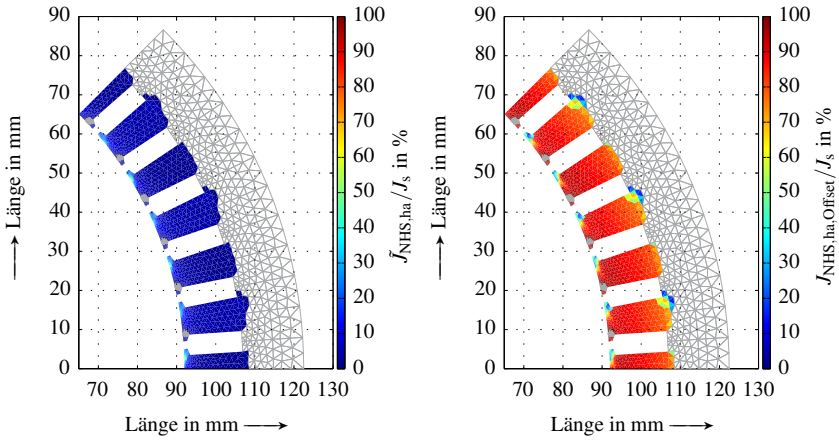
(a) Achsenverhältnis mit $a_{J,\max} = 0,96$ (b) Halbamplitude mit $\tilde{J}_{ha,\max} = J_s$

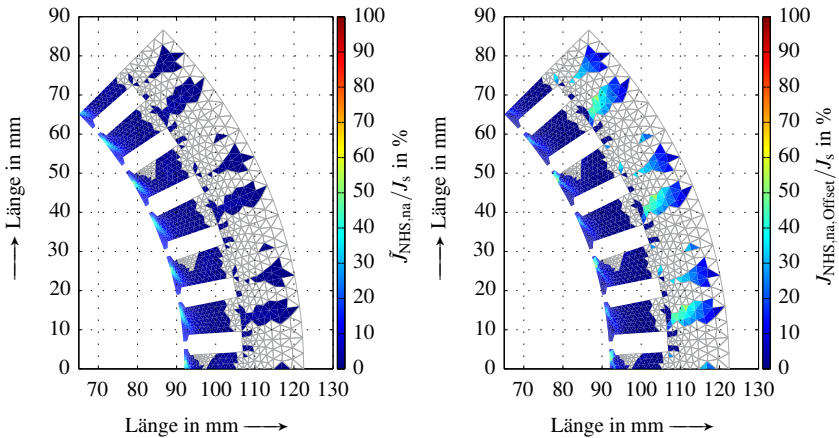
Abbildung 6.5: Analyse von rotierenden Feldern an der Hauptachse im Stator unter Volllast

Das periodische Muster mit N'_l/m benachbarten Nutteilungen kann ebenfalls bei der Analyse der Nebenhystereseschleifen in Abbildungen 6.6 und 6.7 auf der nächsten Seite beobachtet werden. Im Gegensatz zum Leerlauf ändern sich die magnetischen Felder im Stator vollständig: Werden die magnetischen Felder an der Hauptachse in Abbildung 6.6 zunächst betrachtet, sind unter Volllast nicht nur der gesamte Zahn im Bereich A, sondern auch ein Teil vom Bereich B mit Nebenhystereseschleifen behaftet. Die Nebenschleifen am Zahnkopf schwingen mit einer erhöhten Halbamplitude bis zu ca. 1,13 T, während die zugehörige Offset-Polarisation noch relativ gering bei ca. 0,5 T bleibt. Wird der gesamte Zahn betrachtet, kann festgestellt werden, dass die Feldkomponenten an der Hauptachse typischerweise Nebenschleifen geringer Halbamplitude aber hoher Offset-Polarisation aufweisen. Wie im nachfolgenden Abschnitt erläutert wird, nehmen einerseits die Hystereseverluste der Nebenschleifen in Abhängigkeit von ihrer Offset-Polarisation zu; andererseits ist in diesem Fall eine deutlich höhere Anzahl an Flächen von Nebenschleifen betroffen. Aus diesen zwei Gründen müssen die Statoreisenverluste durch den Einfluss von Nebenhystereseschleifen an der Hauptachse zunehmen.



(a) Maximale Halbamplitude der Polarisation mit $\tilde{J}_{NHS,ha,max} = 1,13T$ (b) Die dazugehörige Offset-Polarisation mit $J_{NHS,ha,Offset,max} = 1,97T$

Abbildung 6.6: Analyse von Nebenhystereseschleifen anhand ihrer maximalen Halbamplituden an der Hauptachse im Stator unter Volllast



(a) Maximale Halbamplitude der Polarisation mit $\tilde{J}_{NHS,na,max} = 1,04T$ (b) Die dazugehörige Offset-Polarisation mit $J_{NHS,na,Offset,max} = 1,07T$

Abbildung 6.7: Analyse von Nebenhystereseschleifen anhand ihrer maximalen Halbamplituden an der Nebenachse im Stator unter Volllast

Werden anschließend die magnetischen Felder an der Nebenachse in Abbildung 6.7 untersucht, ist die Anzahl an von Nebenhystereseschleifen betroffenen Flächen im Vergleich zum Leerlauf auch signifikant gestiegen. Des Weiteren hat die Halbamplitude der Nebenschleifen von den Elementen am Zahnkopf bis auf ca. 1,0 T zugenommen, während die entsprechende Offset-Polarisation weiterhin gering bleibt. In diesen Elementen können zusätzliche Eisenverluste wegen der Nebenschleifen, welche mit einer relativ hohen Halbamplitude schwingen, entstehen. Darüber hinaus treten unter Volllast im Bereich B, wo hauptsächlich die rotierende Magnetisierung vorherrscht, auch Verzerrungen auf. Dort weisen die Nebenhystereseschleifen zwar eine mittelgroße Offset-Polarisation bis zu ca. 1,0 T auf, aber die Halbamplitude ist klein, sodass die durch diese Nebenschwingungen hervorgerufenen Eisenverluste vernachlässigt werden können.

Charakteristiken und Änderungstendenzen der rotierenden Magnetisierung

Durch die obigen Analysen der magnetischen Felder kann festgestellt werden, dass im Leerlauf vor allem der Bereich B im Stator durch rotierende Magnetisierung beeinflusst ist. Bei der unter Volllast betriebenen Maschine nimmt der Einfluss der rotierenden Felder deutlich zu, weil nicht nur der Bereich B, der weiterhin ein hohes Achsenverhältnis besitzt, sondern auch der Bereich C davon betroffen ist.

Anhand weiterer lastabhängiger Untersuchungen können die Charakteristiken der magnetischen Felder im Stator im Hinblick auf rotierende Magnetisierungen wie folgt zusammengefasst werden:

- Im Zahn bzw. im Bereich A haben die Feldkomponenten an der Hauptachse stets höhere Halbamplituden als die in den anderen Bereichen.
- Es sind die Bereiche B und C im Joch, die am stärksten von rotierenden Feldern betroffen sind. Im Gegensatz dazu dominieren in den Bereichen A und D hauptsächlich wechselnde Felder.
- Wird der Bereich B mit C verglichen, treten höhere Achsenverhältnisse im Bereich B auf, während die Feldkomponenten an der Hauptachse im Bereich C höhere Halbamplituden aufweisen.

Wird die PSM unter einem konstanten Phasenstrom aber mit einem zunehmenden Vorsteuerwinkel im Bereich von

$$0 \leq \gamma < 90^\circ_{\text{elek}} \quad (6.1)$$

untersucht, können folgende Änderungstendenzen festgestellt werden:

- Das Achsenverhältnis im Bereich C nimmt ständig ab.
- Die Halbamplituden der Feldkomponenten an der Hauptachse in den Bereichen B, C und D nehmen stärker ab als die im Bereich A.
- Die einzelnen Nutteilungen innerhalb eines sich wiederholenden Musters werden ungleichmäßiger durch die rotierenden Felder beeinflusst.

Bleibt hingegen der Vorsteuerwinkel konstant und nimmt dabei nur die Stromstärke zu, können folgende Änderungstendenzen festgestellt werden:

- Das Muster der rotierenden Felder bleibt in den Bereichen B und C näherungsweise konstant. Dies bedeutet, dass sich die Anzahl an betroffenen Flächen, deren Verteilung sowie die Achsenverhältnisse kaum ändern.
- Die Halbamplituden der Feldkomponenten an der Hauptachse steigen überall. Sie nehmen in den Bereichen B, C und D stärker zu als im Bereich A.

Bei reinem d-Strom zeigen die einzelnen Nutteilungen innerhalb eines sich wiederholenden Musters mit steigender Stromstärke zunehmende Unterschiede. Dabei nehmen die Anzahl an von rotierender Magnetisierung beeinflussten Flächen sowie das Achsenverhältnis zuerst ab, wenn die Feldschwächung stärker wird. Sie steigen jedoch bei einer weiteren Zunahme des d-Stroms wieder an, bis schließlich die maximale Stromstärke erreicht wird.

Charakteristiken und Änderungstendenzen der Nebenhystereseschleifen

Der Einfluss der Nebenhystereseschleifen auf die Statoreisenverluste ist im Leerlauf näherungsweise vernachlässigbar, weil einerseits die zeitlichen Verläufe der Feldkomponenten an der Hauptachse kaum verzerrt sind und andererseits an der Nebenachse nur Nebenschleifen mit geringen Halbamplituden und geringen Offset-Polarisationen auftreten. Im Gegensatz dazu muss unter Vollast der Einfluss der Nebenschleifen mitberücksichtigt werden, da dabei nicht nur die Anzahl an mit Nebenschleifen behafteten Flächen signifikant zunimmt, sondern

auch die Nebenschleifen an der Hauptachse mit hohen Offset-Polarisationen schwingen.

Wie bei der rotierenden Magnetisierung können die lastabhängigen Analysen analog für die Nebenhystereseschleifen durchgeführt werden. Ist die Stromspeisung ideal sinusförmig, können folgende Eigenschaften festgestellt werden:

- Der Zahn im Bereich A und vor allem der Zahnkopf am Luftspalt besitzen stark verzerrte zeitliche Feldverläufe mit Nebenschleifen.
- Die Feldkomponenten an der Nebenachse sind stärker mit Verzerrungen behaftet und weisen daher mehr Nebenschleifen auf als die an der Hauptachse. Aufgrund geringer Halbamplituden und zugleich geringer Offset-Polarisationen spielen die durch diese Nebenschleifen hervorgerufenen zusätzlichen Eisenverluste näherungsweise keine Rolle.
- Die Elemente, die rotierenden Feldern mit hohen Achsenverhältnissen ausgesetzt sind, sind kaum von den Nebenschleifen beeinflusst und umgekehrt.

Anhand weiterer Untersuchungen von verschiedenen Kombinationen von Stromstärke und Vorsteuerwinkel können die Änderungstendenzen der Nebenhystereseschleifen im durch Gleichung (6.1) gegebenen Betriebsbereich wie folgt zusammengefasst werden:

- Ist kein d-Strom vorhanden, ist ausschließlich der am Luftspalt liegende Zahnkopf von Nebenschleifen betroffen.
- Handelt es sich im Gegenteil nur um einen d-Strom bzw. beträgt der Vorsteuerwinkel 90°_{elek} , nehmen die Halbamplituden der Nebenschwingungen mit der Stromstärke zu, während die zugehörigen Offset-Polarisationen leicht zurückgehen.
- Bleibt der Vorsteuerwinkel konstant und gibt es stets einen q-Strom, ändert sich das Muster der Nebenschleifen bezüglich der betroffenen Fläche in Abhängigkeit von der Stromstärke kaum. Die Offset-Polarisationen nehmen dabei mit steigender Stromanregung zu, während die Schwingungsamplituden von benachbarten Nutteilungen innerhalb des sich wiederholenden Musters ungleichmäßiger werden.

- Nimmt der Vorsteuerwinkel bei einer konstanten Stromstärke zu, werden die magnetischen Felder stärker verzerrt. Zugleich werden die benachbarten Nutteilungen innerhalb des sich wiederholenden Musters ungleichmäßiger durch die Nebenschleifen beeinflusst. Des Weiteren breiten sich dabei die von Nebenschleifen betroffenen Flächen vom Zahnkopf über den Zahn bis zum Joch aus, also vom Bereich A in Richtung C und D.

6.2 Erweiterung um Nebenhystereseschleifen

Der Einfluss der Nebenhystereseschleifen auf die Eisenverluste wird in diesem Abschnitt betrachtet. Zuerst wird der Stand der Technik zur Erregung der Nebenhystereseschleifen und zur Modellierung ihrer Verluste vorgestellt, die Abgrenzung zu den eigenen Entwicklungen wird aufgeführt. Anschließend werden die eigenen Messmethoden beschrieben, womit Nebenhystereseschleifen durch eingebettete Nebenschwingungen oder durch harmonische Oberschwingungen am Epsteinrahmen-Prüfstand erzeugt werden. Die Form sowie die resultierenden Verluste der Hauptschleifen werden mit denen der Nebenschleifen qualitativ und quantitativ verglichen, wobei beide Schleifen die gleiche Amplitude und Offset-Polarisation aufweisen. Aus der beobachteten Formähnlichkeit wird eine Erweiterung zur Bestimmung der Hystereseverluste der Nebenhystereseschleifen abgeleitet. Der erweiterte Modellansatz wird am Ende anhand verschiedener vermessener Hystereseschleifen mit Nebenschwingungen validiert.

6.2.1 Stand der Technik und Abgrenzung

Die in der Fachliteratur vorgestellten Messmethoden zur Erzeugung der Nebenhystereseschleifen im zeitlichen Verlauf der Anregung werden zuerst aufgeführt. Anschließend werden die Erweiterungen jeweils für das Bertotti- und das IEM-Verlustmodell präsentiert, womit der Einfluss der Nebenhystereseschleifen auf die Eisenverluste berücksichtigt werden kann. Dabei handelt es sich um zwei unterschiedliche Vorgehensweisen: Einerseits werden die Verlustkomponenten, vor allem die Hystereseverluste, anhand der Charakteristiken der Nebenhystereseschleifen im Zeitbereich betrachtet; andererseits werden die Verlustkomponenten rein mathematisch anhand der Fourier-Analyse berechnet.

Messmethoden

In der Fachliteratur kommt die Messmethode am häufigsten zum Einsatz, bei der eine mit Verzerrungen behaftete Anregung durch Überlagerung von harmonischen Schwingungen ungerader Ordnungen auf die Grundschwingung hervorgerufen wird. Unter bestimmter Kombination der Amplituden und Phasen der Harmonischen weist die resultierende Anregung in ihrem zeitlichen Verlauf Nebenhystereseschleifen auf. Die Kenngrößen der Nebenhystereseschleifen, wie etwa ihre Halbamplituden und Offset-Polarisation können nicht direkt eingestellt werden. Diese Methode nutzten beispielsweise Lavers et al. [105], Fiorillo und Novikov [106], Steentjes et al. [107] sowie Taitoda et al. [108] ebenfalls in ihren Messungen.

Im Gegensatz zur obigen Vorgehensweise stellten Simão et al. [102] eine neue Messmethode vor, wobei Nebenhystereseschleifen mit vorgegebenen Halbamplituden, Offset-Polarisationen oder -Flussdichten sowie Frequenzen erzeugt werden können. Für den zeitlichen Verlauf der Anregung verwendeten sie eine dreieckförmige Hauptschwingungsform und betteten die Nebenhystereseschleifen, die ebenfalls dreieckförmig schwingen, symmetrisch an die Spitzen der Hauptschwingung ein. Barbisio et al. [82] nutzten eine ähnliche Messmethode, wobei mehrere dreieckförmig schwingende Nebenhystereseschleifen im zeitlichen Verlauf der Polarisation eingebettet waren.

Inspiziert durch die Methodik von Simão et al. [102] wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Messmethode entwickelt, wobei sinusförmige Nebenschwingungen, deren Amplitude, Offset-Polarisation und Frequenz vorgegeben werden können, symmetrisch an die Spitzen einer dreieckförmig schwingenden Hauptschwingung eingebettet werden. Des Weiteren wurde die Messmethode mit den Harmonischen ebenfalls implementiert. Modifikationen wurden vorgenommen, sodass bei Änderung der Aussteuerung der Gesamtschwingung die Anteile der einzelnen Harmonischen unverändert bleiben. Beide Messmethoden werden in Kapitel 6.2.2 ausführlich beschrieben.

Erweiterungen für das Bertotti-Verlustmodell

Durch Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der Flussdichte werden die Hystereseverluste, die durch eine mit N Nebenhystereseschleifen behaftete Haupthystereseschleife hervorgerufen sind, als Summe der Hystereseverluste der Haupt- und aller N Nebenschleifen beschrieben. Demzufolge gilt für die gesamten

spezifischen Hystereseverluste, die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode entstehen, folgender Ansatz:

$$P_{s,hy} = \left(W_{s,hy,HHS} + \sum_{i=1}^N W_{s,hy,NHS,i} \right) \cdot f. \quad (6.2)$$

Der Unterschied zwischen den Angaben aus der Fachliteratur besteht hauptsächlich darin, wie die Hystereseverluste jeder einzelnen Nebenhystereseschleife $W_{s,hy,NHS,i}$ zu bestimmen sind.

Lavers et al. stellten ihren Lösungsansatz in [105] vor. Die Hystereseverluste der i -ten Nebenschleife werden in Abhängigkeit von ihrer Spitze-Spitze-Amplitude der Flussdichte $B_{pp,NHS,i}$ beschrieben durch

$$W_{s,hy,NHS,i} = k_{NHS} \cdot \frac{B_{pp,NHS,i}}{\tilde{B}} \cdot W_{s,hy,HHS}. \quad (6.3)$$

Die Verlustarbeit $W_{s,hy,HHS}$ bzw. die Leistung der Hystereseverluste der Hauptschleife $P_{s,hy,HHS}$ wird anhand des Modellansatzes für sinusförmige Schwingungen gemäß Gleichung (4.2) bestimmt, wobei die Aussteuerung der Gesamtschwingung \tilde{B} verwendet wird. Dieser Ansatz wurde ebenfalls von Sadowski et al. [67], Atallah und Howe [75], Deng [76], Calverley et al. [78] sowie Mueller et al. [109] verwendet. Nach der Angabe von Lavers et al. in [105] wurde für den Faktor k_{NHS} ein Wert zwischen 0,6 und 0,7, wie z. B. 0,65, in diesen Veröffentlichungen verwendet.

Einen präziseren Ansatz präsentierten Zhu et al. [101] und Taitoda et al. [108]. Sie modellierten zuerst die Hystereseverluste einer Hauptschleife unter statischer Magnetisierung in Abhängigkeit von der Schwingungsamplitude und Offset-Flussdichte. Dann beschrieben sie die Hystereseverluste der i -ten Nebenhystereseschleife näherungsweise als die einer Haupthystereseschleife durch

$$W_{s,hy,NHS,i} \approx W_{s,hy,HHS}, \quad (6.4)$$

wobei beide Schleifen dieselbe Schwingungsamplitude und Offset-Flussdichte aufweisen mussten:

$$\tilde{B}_{HHS} = \tilde{B}_{NHS,i} \quad (6.5)$$

$$\tilde{B}_{\text{offset,HHS}} = \tilde{B}_{\text{offset,NHS},i}. \quad (6.6)$$

Yamazaki [68] verwendete diesen Ansatz in einer vereinfachten Form: Er vernachlässigte den Einfluss der statischen Magnetisierung auf die Hystereseverluste der Nebenhystereseschleifen. Wie bei dem Lösungsansatz von Lavers et al. fehlt der Fachliteratur eine genaue Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den Hystereseschleifen der Haupt- und Nebenschleifen bzw. ein Beweis, warum die Näherung in Gleichung (6.4) zur Bestimmung der Hystereseverluste einer Nebenschleife angewendet werden kann.

Im Gegensatz zu den obigen Ansätzen, wobei ausschließlich die charakteristischen Größen der Haupt- und Nebenhystereseschleifen, wie etwa die Halbamplituden und Offset-Polarisationen, zum Einsatz kommen, stellten Belahcen et al. [110, 111] einen anderen Lösungsansatz vor. Die Hystereseverluste, welche durch eine beliebig schwingende Wechselanregung innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode T verursacht sind, werden in Abhängigkeit vom zeitlichen Verlauf der Flussdichte sowie ihrer ersten Ableitung bestimmt durch

$$P_{s,hy} = C_{hy} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T |B| \cdot \left| \frac{\partial |B|}{\partial t} \right| dt. \quad (6.7)$$

Die Hystereseverluste der Nebenschleifen werden in Gleichung (6.7) nicht explizit behandelt.

Eine weitere Alternative zur Bestimmung der Hystereseverluste schlugen beispielsweise Domeki et al. [11], Dlala et al. [46], Nam et al. [112] sowie Ionel et al. [113] vor. In ihrem Lösungsansatz spielt der zeitliche Verlauf der Anregung bei der Modellierung der Hystereseverluste der Nebenhystereseschleifen keine Rolle. Die Fourier-Analyse wird auf die zeitliche Schwingungsform der Flussdichte angewendet. Die gesamten Hystereseverluste ergeben sich zu

$$P_{s,hy} = \sum_n P_{s,hy,n} = C_{hy} \cdot \sum_n \hat{B}_n^\alpha \cdot f_n. \quad (6.8)$$

Sie entsprechen daher der Summe aller harmonischen Hystereseverluste $P_{s,hy,n}$, welche anhand der Koeffizienten α und C_{hy} sowie der Amplitude \hat{B}_n und der Frequenz f_n der jeweiligen Oberwellen zu bestimmen sind.

Für die dynamischen Verluste wurde bereits in Kapitel 2.4.2 ihre Verlustleistung in Abhängigkeit von der zeitlichen Änderung der Flussdichte oder Polarisation vorgestellt. Diese theoretischen Ansätze für die Wirbelstrom- und die Zusatz-

verluste im Zeitbereich wurden ebenfalls in der Fachliteratur verwendet, wie z. B. den Veröffentlichungen von Atallah und Howe [75] sowie Barbisio et al. [82] zu entnehmen ist. Die Wirbelstromverluste, die durch eine beliebig schwingende Flussdichte hervorgerufen sind, werden anhand ihrer niederfrequenten Näherung, analog zu Gleichung (4.19), berechnet durch

$$P_{s,wb} = \frac{C_{wb}}{2 \cdot \pi^2} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt. \quad (6.9)$$

Die spezifischen Zusatzverluste ergeben sich in Analogie zu

$$P_{s,ex} = \frac{C_{ex}}{8,76} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt. \quad (6.10)$$

In Gleichungen (6.9) und (6.10) sind C_{wb} und C_{ex} die Koeffizienten des Bertotti-Verlustmodells, welche im Frequenzbereich anhand Messungen sinusförmiger Wechsellanregung bestimmt wurden.

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der dynamischen Verluste besteht darin, sie anhand der Fourier-Analyse zu ermitteln, wie die Hystereseverluste in Gleichung (6.8). Demzufolge können die Wirbelstromverluste durch

$$P_{s,wb} = \sum_n P_{s,wb,n} = C_{wb} \cdot \sum_n \hat{B}_n^2 \cdot f_n^2 \quad (6.11)$$

dargestellt werden, wie Lavers et al. [105], Fiorillo und Novikov [106], Nam et al. [112] und Ionel et al. [113] vorstellten. Während die anderen Veröffentlichungen die Zusatzverluste vernachlässigten, verwendeten Fiorillo und Novikov [106] für diese Verlustkomponente folgenden Ansatz:

$$P_{s,ex} = \sum_n P_{s,hy,n} = C_{ex} \cdot \sum_n \hat{B}_n^{\frac{3}{2}} \cdot f_n^{\frac{3}{2}}. \quad (6.12)$$

In Gleichungen (6.11) und (6.12) sind die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste der n -ten Harmonischen jeweils durch $P_{s,wb,n}$ und $P_{s,ex,n}$ gegeben.

Erweiterungen für das IEM-Verlustmodell

Eine Erweiterung für das IEM-Verlustmodell zur Bestimmung der Eisenverluste, die durch eine beliebig schwingende Wechselanregung hervorgerufen sind, stellen Steentjes et al. in [107] vor. Sie betrachteten die Nebenhystereseschleifen nicht explizit und führten die Fourier-Analyse für die Flussdichte durch. Das IEM-Verlustmodell, welches in Gleichung (4.9) gegeben ist, wurde mathematisch erweitert zu

$$P_s = a_1 \cdot \sum_n \left(\hat{B}_n^\alpha \cdot f_n \right) + a_2 \cdot \sum_n \left(\hat{B}_n^2 \cdot f_n^2 \right) + a_5 \cdot \sum_n \left(\hat{B}_n^{\frac{3}{2}} \cdot f_n^{\frac{3}{2}} \right) + P_{\text{sat}}. \quad (6.13)$$

Die Hysterese-, die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste hängen, analog zu den entsprechenden Erweiterungen des Bertotti-Verlustmodells in Gleichungen (6.8), (6.11) und (6.12), von der Amplitude und Frequenz der jeweiligen Harmonischen ab. Im Gegensatz dazu ergibt sich die Verlustkomponente P_{sat} des IEM-Verlustmodells zu

$$P_{\text{sat}} = a_2 \cdot a_3 \cdot \hat{B}_1^{a_4} \cdot \hat{B}_1^2 \cdot f_1^2. \quad (6.14)$$

Sie wird abhängig von der Amplitude der Flussdichte \hat{B}_1 und Frequenz f_1 der Grundwelle bestimmt. In [107] wurden die Parameter a_1 bis a_5 in Gleichungen (6.13) und (6.14) nach der Vorgehensweise identifiziert, die Steentjes et al. in [87] vorstellten.

Eine Alternative präsentierten Vandenbossche et al. [86]. Sie verwendeten die Polarisation statt der Flussdichte, um die Eisenverluste nach dem erweiterten IEM-Verlustmodell in Gleichungen (6.13) und (6.14) zu bestimmen. Zusätzlich beschrieben sie die Hystereseverluste nicht anhand der Oberschwingungen, sondern durch

$$P_{\text{s,hy}} = a_1 \cdot f_1^2 \cdot f_1 \quad (6.15)$$

nur in Abhängigkeit von der Amplitude und Frequenz der Grundschwingung. Die Parameter a_1 bis a_5 wurden anhand der Messdaten gefittet.

Fazit

Die Erweiterungen für das Bertotti- und das IEM-Verlustmodell aus der Fachliteratur, welche die einzelnen Verlustkomponenten anhand der Fourier-Analyse

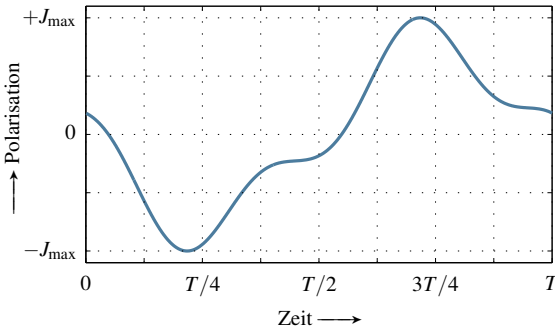


Abbildung 6.8: Schwingungsform ohne Nebenhystereseschleife, die mit $J_{\%,3} = 30\%$ und $\varphi_3 = 50^\circ$ gemäß Gleichungen (6.21) bis (6.23) erzeugt ist

im Frequenzbereich berechnen, stellen reine mathematische Lösungsansätze dar. Sie weisen vor allem folgende Nachteile auf:

- Es gibt keinen direkten Zusammenhang zwischen den Nebenhystereseschleifen im Zeitbereich und den Harmonischen im Frequenzbereich:

Anhand der Amplituden und Phasen der Harmonischen ist nicht ersichtlich, ob im zeitlichen Verlauf Nebenhystereseschleifen auftreten, welche Halbamplitude und Offset-Polarisation sie aufweisen und mit welcher Form sie schwingen. Ein Beispiel stellt Abbildung 6.8 dar. Der zeitliche Verlauf der Polarisation wurde anhand der im nächsten Abschnitt beschriebenen Messmethode mit Harmonischen erzeugt. Diese Schwingung ist zwar durch die dritte Oberwelle verzerrt, aber eine Nebenhystereseschleife tritt nicht auf.

- Abweichungen treten in der Berechnung der Zusatzverluste auf:

Während die Berechnungsmethode der Wirbelstromverluste nach Gleichung (6.9) und die nach (6.11) stets näherungsweise identische Ergebnisse im Zeit- und im Frequenzbereich liefern, weichen die Ergebnisse der Zusatzverluste voneinander ab. Sind Oberschwingungen im zeitlichen Verlauf vorhanden, sind die nach Gleichung (6.10) im Zeitbereich bestimmten Zusatzverluste geringer als die Zusatzverluste, die nach Gleichung (6.12) im Frequenzbereich berechnet sind. Diese Erkenntnis zeigt ebenfalls die Studie in [S2].

Aus den obigen Gründen betrachtet diese Arbeit die Nebenhystereseschleifen sowie die mit ihnen verbundenen Eisenverluste ausschließlich im Zeitbereich. Der Ansatz von Zhu et al. [101] und Taitoda et al. [108], welcher die Hystereseverluste einer Nebenschleife anhand der einer Hauptschleife annähert, wird anhand eigener Messungen ausführlich untersucht. Die Schwingungsformen von Nebenhystereseschleifen und Hauptschleifen, die identische Halbamplitude, Offset-Polarisation und Periodendauer aufweisen, werden miteinander verglichen. Der physikalische Hintergrund für die beobachtete Ähnlichkeit in den Hystereseschleifen wird anhand der Domänentheorie erläutert. Neue Lösungsansätze für die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste werden hinsichtlich der eigenen Untersuchungsergebnisse für den Skineffekt in Kapitel 4 sowie für die statische Magnetisierung in Kapitel 5.2 abgeleitet.

6.2.2 Messmethoden

Zur messtechnischen Bestimmung der Eisenverluste, die zusätzlich durch die in einem Polarisationsverlauf auftretenden Nebenschwingungen zustande gekommen sind, konnten am in Kapitel 4.2 vorgestellten eigenen Messbau im Rahmen der ausgewählten Regelstruktur zwei Messmethoden entwickelt werden. Im Folgenden werden sie sowie die Auswertung beschrieben.

Sinusförmige Schwingungen eingebettet in eine dreieckförmige Hauptschwingung

Bei diesem Messverfahren handelt es sich um die Nebenhystereseschleifen der sinusförmigen Schwingungsform mit vorgegebener Frequenz f_{NHS} , Amplitude \hat{J}_{NHS} sowie Offset-Polarisation $J_{\text{offset,NHS}}$ [S4]. Die Soll-Schwingungsform der Polarisation, bei welcher symmetrische Nebenschleifen paarweise in eine dreieckige Hauptschwingung der Halbamplitude J_{max} eingebettet sind, stellt beispielsweise Abbildung 6.9 dar. Der zeitliche Soll-Polarisationsverlauf innerhalb der ersten Halbperiode kann mathematisch durch

$$J_{\text{soll}}(t) = \begin{cases} \frac{J_{\text{max}}}{T_1} \cdot t & \text{für } 0 \leq t < T_1 \\ J_{\text{offset,NHS}} + \hat{J}_{\text{NHS}} \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{T_{\text{NHS}}} \cdot (t - T_1)\right) & \text{für } T_1 \leq t < T_2 \\ J_{\text{max}} - \frac{J_{\text{max}}}{T_1} \cdot (t - T_2) & \text{für } T_2 \leq t < \frac{T}{2} \end{cases} \quad (6.16)$$

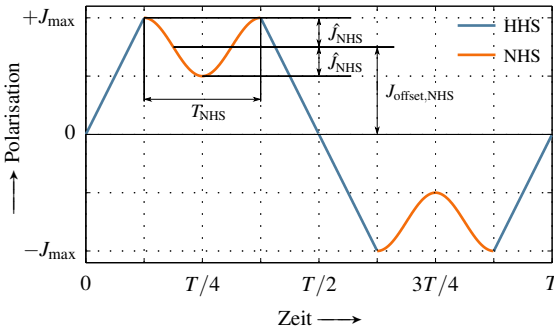


Abbildung 6.9: Schwingungsform mit zwei symmetrisch eingebetteten Nebenhystereseschleifen gemäß Gleichungen (6.16) und (6.19)

ausgedrückt werden. Die Hilfsgrößen T_1 und T_2 sind abhängig von der Periodendauer der Gesamtschwingung T und der der Nebenschleifen T_{NHS} durch folgende Gleichungen gegeben:

$$T_1 = \frac{T}{4} - \frac{T_{NHS}}{2} \tag{6.17}$$

$$T_2 = \frac{T}{4} + \frac{T_{NHS}}{2}. \tag{6.18}$$

Wird schließlich die symmetrische Bedingung verwendet, kann der zeitliche Verlauf innerhalb der zweiten Halbperiode beschrieben werden durch

$$J_{soll}(t) = -J_{soll}\left(t - \frac{T}{2}\right) \quad \text{für} \quad \frac{T}{2} \leq t < T. \tag{6.19}$$

Die nach Gleichungen (6.16) bis (6.19) erzeugten Nebenschleifen starten und enden betragsmäßig stets bei der maximalen Aussteuerung der Gesamtschwingung von

$$J_{max} = \hat{J}_{NHS} + J_{offset,NHS}. \tag{6.20}$$

Durch diese Messmethode können die Nebenschleifen wegen ihres sinusförmigen Verlaufs eindeutig anhand der Amplitude, der Offset-Polarisation und der Periodendauer definiert werden.

Grundschwingung mit Harmonischen ungerader Ordnungen

In Analogie zur Messmethode in der Fachliteratur wurde ein zweites Verfahren entwickelt, bei dem Nebenschleifen verallgemeinert durch harmonische Oberschwingungen erzeugt werden. Mathematisch kann die Soll-Schwingungsform der Polarisierung zuerst anhand einer Hilfsfunktion beschrieben werden:

$$J'(t) = \cos(2\pi f_1 t) + \sum_{n=3,5,\dots} J_{\%,n} \cdot \cos(2\pi n f_1 t + \varphi_n). \quad (6.21)$$

Dabei ist die Amplitude der n -ten Harmonischen $J_{\%,n}$ prozentual als eine auf die Amplitude der Grundwelle \hat{J}_1 bezogene relative Größe durch

$$J_{\%,n} = \frac{\hat{J}_n}{\hat{J}_1} \cdot 100\% \quad (6.22)$$

gegeben. Die durch Gleichung (6.21) beschriebene Schwingung wird anschließend auf eine bestimmte maximale Aussteuerung J_{\max} zu

$$J_{\text{soll}}(t) = J_{\max} \cdot \frac{J'(t)}{\max(J'(t))} \quad (6.23)$$

skaliert. Dadurch bleiben der relative Anteil der Oberschwingungen sowie der Wellenformfaktor der Gesamtschwingung unverändert. Wie Gleichung (6.21) zu entnehmen ist, sind bei dieser Messmethode nur die ungeraden Harmonischen von Interesse, weil nur sie im normalen Betrieb im Stator einer magnetisch symmetrisch aufgebauten elektrischen Maschine auftreten können.

Das Vorhandensein und die Eigenschaften der Nebenhystereseschleifen hängen in diesem Fall vom Zusammenspiel der Amplitude $J_{\%,n}$, der Phasenverschiebung der jeweiligen Harmonischen φ_n und der maximalen Aussteuerung J_{\max} ab. Der zeitliche Verlauf einer durch diese Methode erzeugten Schwingung mit $J_{\%,3} = 70\%$ und $\varphi = 90^\circ$ ist beispielsweise in Abbildung 6.10 auf der nächsten Seite veranschaulicht, wobei die auftretenden Nebenhystereseschleifen nicht sinusförmig schwingen.

Auswertung

Alle vermessenen Hystereseschleifen werden bezüglich der Nebenhystereseschleifen anhand des Auswertungsprogramms *PowerKit* in *MATLAB* analysiert, bei dem der in Kapitel 3.2.5 vorgestellte Algorithmus zum Einsatz kommt.

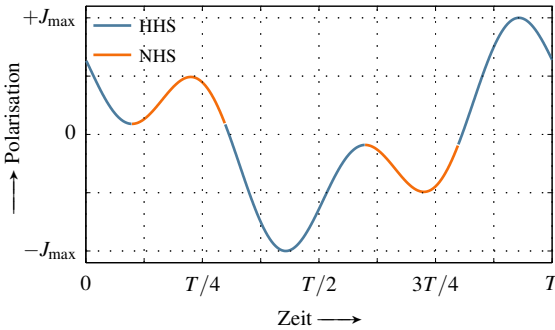


Abbildung 6.10: Schwingungsform mit Nebenhystereseschleifen, die mit $J_{0,3} = 70\%$ und $\varphi_3 = 90^\circ$ gemäß Gleichungen (6.21) bis (6.23) erzeugt ist

Für eine Nebenhystereseschleife werden zuerst ihr Anfangszeitpunkt T_0 und Endzeitpunkt T_m jeweils nach Gleichung (3.33) und (3.34) identifiziert. Ihre tatsächliche Periodendauer T_{NHS} bzw. Frequenz f_{NHS} , Halbamplitude J_{NHS} sowie Offset-Polarisation $J_{\text{offset,NHS}}$ werden anschließend nach Gleichungen (3.35) bis (3.37) festgestellt. Die mit dieser Nebenhystereseschleife verbundene spezifische Verlustleistung wird schließlich aus Gleichung (4.16) und anhand des Abschnitts der Hystereseschleife zwischen T_0 und T_m durch

$$P_{s,\text{NHS}} = \frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{1}{T_{\text{NHS}}} \cdot \int_{T_0}^{T_m} H \, dJ \tag{6.24}$$

bestimmt. Dazu ergeben sich aus Gleichung (4.19) die spezifische Verlustleistung der Wirbelstromverluste rechnerisch zu

$$P_{s,\text{wb,NHS}} = \frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \frac{1}{T_{\text{NHS}}} \cdot \int_{T_0}^{T_m} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad \text{für } f_{\text{NHS}} \leq f_G \tag{6.25}$$

Dabei wird der Einfluss des Skineneffekts vernachlässigt, wenn die Frequenz der Nebenschwingung, welche in der Regel viel höher als die der Hauptschwingung ist, unterhalb der empirischen Grenzfrequenz liegt.

6.2.3 Formähnlichkeit

Die Hystereseverluste der Nebenhystereseschleifen sind bei sich langsam ändernden magnetischen Feldern näherungsweise proportional zu den durch die Schleifen eingeschlossenen Flächen und hängen daher unmittelbar von der Form der Nebenschleifen ab. Um den Zusammenhang zwischen den Haupt- und Nebenschleifen aufzuschlüsseln, werden zwei Hystereseschleifen miteinander verglichen, die jeweils mit den folgenden Verfahren vermessen wurden:

- (a) sinusförmige Schwingungen eingebettet in eine dreieckförmige Hauptschwingung, deren Messmethode im letzten Abschnitt beschrieben wurde, sowie
- (b) sinusförmige Schwingungen mit einem Gleichanteil im Primärstrom, deren Messmethode in Kapitel 5.2.2 vorgestellt wurde.

Anhand der Methode (a) wurden zuerst sinusförmige Nebenschwingungen mit definierter Frequenz, Amplitude und Offset-Polarisation erzeugt. Dann wurde anhand der Methode (b) eine Hauptschleife mit derselben Frequenz und Amplitude angeregt. Dabei wurde der Offset-Primärstrom so weit iterativ angepasst, bis die Hauptschleife die gleiche Offset-Polarisation besaß wie die Nebenschleifen der Methode (a). Um den Einfluss der dynamischen Verluste auszuschließen, wurden die Messungen ausschließlich unter niedrigen Frequenzen, die deutlich unterhalb der empirischen Grenzfrequenz liegen, durchgeführt. [S4]

Auf der nächsten Seite stellt Abbildung 6.11 beispielsweise die durch die Methode (a) erzeugte Hauptschleife mit zwei symmetrischen Nebenschleifen und die durch die Methode (b) erzeugte Hauptschleife mit Offset-Polarisation übereinander dar. Auf den ersten Blick ähneln sich die beiden Schleifen in ihren Formen sowie in den Flächen, die von den Hystereseschleifen eingeschlossen sind. Die Hystereseverluste der Nebenschleifen der Methode (a) sind daher näherungsweise identisch mit den Hystereseverlusten der Hauptschleife der Methode (b). Diese Aussage wird in Tabelle 6.1 dadurch bekräftigt, dass die spezifischen Eisenverluste quantitativ gegenübergestellt werden. Dabei sind wegen ihrer symmetrischen Erscheinung nur die gemittelten Messwerte der beiden Nebenschleifen der Methode (a) eingetragen. Werden die Zusatzverluste bei diesen niedrigen Frequenzen vernachlässigt, sind die Hystereseverluste der Nebenschleifen der Methode (a) um ca. 8 % höher als die der Hauptschleife der Methode (b).

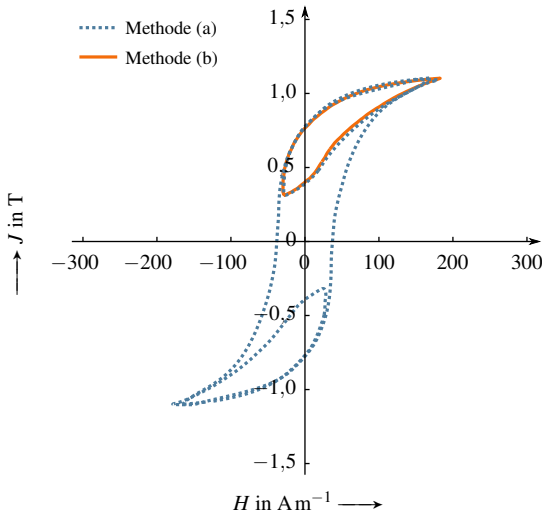


Abbildung 6.11: Vergleich der Nebenschleife der Methode (a) mit der Hauptschleife der Methode (b), welche die gleiche Schwingungsform, Amplitude und Offset-Polarisation wie die Nebenschleife besitzt

Tabelle 6.1: Messergebnisse der Haupt- und Nebenschleifen in Abbildung 6.11

Messgröße	Schleife (a)	NHS (a)	Schleife (b)
Amplitude \hat{J} oder \tilde{J}	1,1 T	0,40 T	0,40 T
Offset-Polarisation J_{offset}	0 T	0,71 T	0,71 T
Frequenz f	5 Hz	15 Hz	15 Hz
Wellenformfaktor $F_W^n _{n=\frac{3}{2}}$	20,24	8,70	8,76
Eisenverluste W_s	34,40 mJ kg ⁻¹	5,67 mJ kg ⁻¹	5,20 mJ kg ⁻¹
Wirbelstromverl. $W_{s,wb}$	1,00 mJ kg ⁻¹	0,13 mJ kg ⁻¹	0,13 mJ kg ⁻¹
Summe $W_{s,hy} + W_{s,ex}$	33,40 mJ kg ⁻¹	5,54 mJ kg ⁻¹	5,07 mJ kg ⁻¹

Werden die vermessenen Hystereseschleifen genauer betrachtet, kann dabei festgestellt werden, dass die Abweichung in den Flächen bzw. in den Hystereseverlusten dadurch zustande gekommen ist, dass die Verläufe der beiden Schleifen leicht voneinander abweichen: Während die beiden Kurven am Ent-

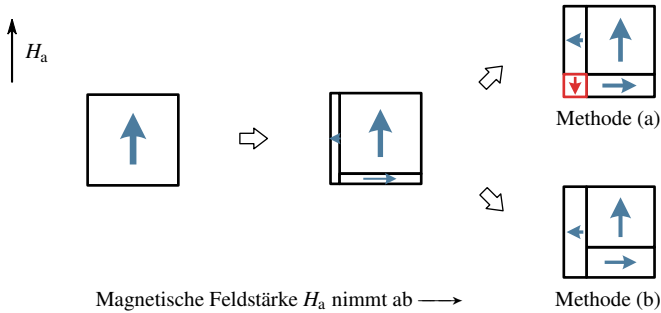


Abbildung 6.12: Darstellung der Entmagnetisierungsvorgänge bei den verwendeten Messmethoden (a) und (b)

magnetisierungsast näherungsweise einen deckungsgleichen Verlauf aufweisen, bedarf die erneute Aufmagnetisierung bei der Methode (b) weniger magnetische Feldstärke als bei der Methode (a), um dieselbe Polarisation zu erreichen. Dies hat zur Folge, dass die Schleife der Methode (b) geringfügig schmaler als die Nebenschleife der Methode (a) und daher verlustärmer ist. Dieses Verhalten wurde auch bei den anderen untersuchten Elektroblechen in [S4] beobachtet.

Dass unter den gleichen Amplituden und Offset-Polarisationen die Methode (b) zu weniger Hystereseverlusten als die Methode (a) führt, wird in dieser Arbeit anhand der Domänentheorie begründet: In Abbildung 6.12 sind die Entmagnetisierungsvorgänge bei beiden Messmethoden vereinfacht veranschaulicht. Dabei wird das weichmagnetische Material durch eine abnehmende Anregung aus der Sättigung entmagnetisiert. Dieser Prozess entspricht näherungsweise der Entmagnetisierung von der maximalen auf die lokal minimale Polarisation bei den eingebetteten Nebenschleifen der Methode (a) oder der Entmagnetisierung auf die global minimale Polarisation der Methode (b). Weil die Domänen bei beiden Methoden, von außen gesehen, stets die gleiche Gesamtpolarisation aufweisen, laufen die Hysteresekurven denselben Entmagnetisierungsast entlang. Zusätzlich wird das Material unter dem Anregungsfeld der Methode (a) periodisch komplett ummagnetisiert. Dadurch treten Bezirke mit entgegengesetztem magnetischen Moment auf, was auch in Abbildung 6.12 ersichtlich ist. Im Gegensatz dazu erfährt das Material bei der Methode (b) wegen der Offset-Polarisation keine Nullmagnetisierung. Bei der anschließenden Wiederaufmagnetisierung verursacht die Methode (b) weniger Verluste als die

Methode (a), weil Energie, die zur Eliminierung der Bezirke mit entgegengesetztem magnetischen Moment gebraucht werden muss, gespart werden kann.

In realen elektrischen Maschinen treten die durch die Methode (a) erzeugten künstlichen Nebenschleifen, die mit der maximalen Aussteuerung der Hauptschleife anfangen und enden und gleichzeitig ideal sinusförmig schwingen, kaum auf. Im Gegensatz dazu erscheinen die Nebenschleifen bei den durch Harmonische verzerrten Grundschwingungen. Eine solche Nebenschwingung kann durch die im letzten Abschnitt eingeführte Messmethode:

(c) Grundschwingung mit Harmonischen ungerader Ordnungen

zur Untersuchung angeregt werden. Als Beispiel wird die Hystereseschleife mit $J_{%,3} = 70\%$, $\varphi_3 = 90^\circ$ und $J_{\max} = 1,2T$ in Abbildung 6.13 auf der nächsten Seite betrachtet, deren normierter zeitlicher Verlauf bereits in Abbildung 6.10 vorgestellt wurde.

Werden die mit der Methode (c) erzeugten Nebenschleifen mit der Hauptschleife der Methode (b) verglichen, kann anhand Abbildung 6.13 festgestellt werden, dass die meisten Flächen der beiden Schleifen zwar immerhin überlappen, aber ihre Formen wegen der unterschiedlichen Schwingungsformen voneinander abweichen. Trotz dieser visuellen Diskrepanz ist durch die quantitative Analyse in Tabelle 6.2 wieder bestätigt, dass die Hystereseverluste der Nebenschleifen ungefähr den Hystereseverlusten einer Hauptschleife entsprechen, welche die gleichen Amplituden und Offset-Polarisationen wie die Nebenschleifen aufweist. Im Vergleich zu den Messungen in Abbildung 6.11 ist die Differenz in den Hystereseverlusten aufgrund der reduzierten Halbamplitude der Nebenschleifen sowie der geringeren Offset-Polarisation auf ca. 3 % gesunken, während die Zusatzverluste weiterhin vernachlässigt sind.

Fazit

Nach den obigen qualitativen und quantitativen Betrachtungen der Formähnlichkeit und den Untersuchungen in [S4] können folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Durch Vergleich der Form der Nebenschleifen der Methode (a) mit der der Hauptschleife der Methode (b) kann festgestellt werden, dass die Hystereseverluste einer Nebenschleife näherungsweise mit denen einer Hauptschleife identisch sind, wenn ihre Polarisationen dieselben

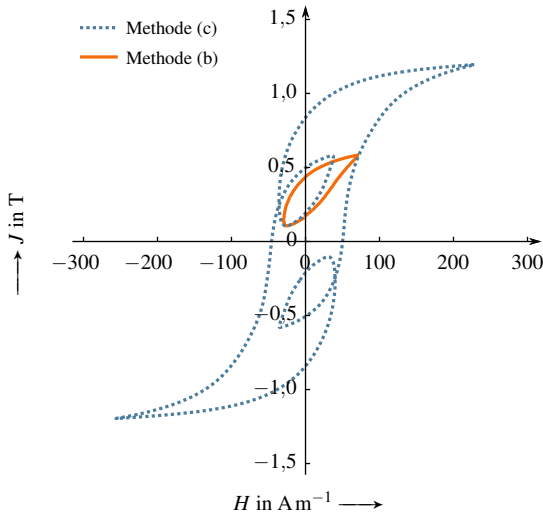


Abbildung 6.13: Vergleich der Nebenschleife der Methode (c) mit der Hauptschleife der Methode (b), welche die gleiche Amplitude und Offset-Polarisation, aber eine andere Schwingungsform wie die Nebenschleife besitzt

Tabelle 6.2: Messergebnisse der Haupt- und Nebenschleifen in Abbildung 6.13

Messgröße	Schleife (c)	NHS (c)	Schleife (b)
Amplitude \hat{J} oder \tilde{J}	1,2 T	0,24 T	0,24 T
Offset-Polarisation J_{offset}	0 T	0,34 T	0,34 T
Frequenz f	20 Hz	100,5 Hz	100 Hz
Wellenformfaktor $F_{\text{W}}^n \Big _{n=\frac{3}{2}}$	15,05	9,10	8,79
Eisenverluste W_{s}	33,75 mJ kg ⁻¹	2,38 mJ kg ⁻¹	2,28 mJ kg ⁻¹
Wirbelstromverl. $W_{\text{s,wb}}$	3,30 mJ kg ⁻¹	0,35 mJ kg ⁻¹	0,31 mJ kg ⁻¹
Summe $W_{\text{s,hy}} + W_{\text{s,ex}}$	30,45 mJ kg ⁻¹	2,03 mJ kg ⁻¹	1,97 mJ kg ⁻¹

Verläufe aufweisen. Zusätzlich entstehen bei der Hauptschleife mit Offset-Polarisation wegen eines günstigeren Domänenzustands stets leicht geringere Verluste als bei der Nebenschleife, deren Hauptschleife periodisch ummagnetisiert wird.

- Besitzen die Schleifen hingegen keine identische Schwingungsform, wie Messungen der Methode (b) und (c) zeigen, können die Hystereseverluste einer Nebenschleife trotzdem anhand der Hystereseverluste einer Hauptschleife gut angenähert werden. Die Voraussetzung dafür ist nur, dass die Haupt- und die Nebenschleife identische Halbamplitude und Offset-Polarisation aufweisen müssen.

Da in Kapitel 5.2 die Erweiterung um die Offset-Polarisation bereits eingeführt wurde, können mit Hilfe dieser neuen Erkenntnisse über die Formähnlichkeit die Hystereseverluste, die bei einer beliebig schwingenden Anregung entstehen, bestimmt werden. Dabei werden die Hystereseverluste einer Nebenschleife durch die der Hauptschleife derselben Halbamplitude und Offset-Polarisation anhand Gleichung (5.13) approximiert.

6.2.4 Modellansatz

Der in Kapitel 4.4 eingeführte Modellansatz für die Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung wird in diesem Abschnitt nun mit weiteren Annahmen zu einem allgemeinen Modellansatz erweitert. Dadurch können die im Elektrolech entstehenden Eisenverluste bestimmt werden, die durch wechselnde Anregung beliebiger Schwingungsform mit oder ohne statische Magnetisierung hervorgerufen sind. Die gesamten Eisenverluste dabei setzen sich wie gehabt aus den Hysteresee-, den Wirbelstrom- und den Zusatzverlusten zusammen.

Hystereseverluste

Aus der Formähnlichkeit und unter der Voraussetzung, dass die Nebenschleife keine weitere parasitäre Schleife beinhaltet, kann der Modellansatz für die Hystereseverluste unter statischer Magnetisierung zur Beschreibung der Hystereseverluste einer Nebenschleife verwendet werden. Die spezifischen Hystereseverluste, die unter einer Wechselanregung beliebiger Schwingungsform entstehen, ergeben sich generell als Summe von Hystereseverlusten der Hauptschleife und aller N Nebenschleifen zu

$$W_{s,hy} = W_{s,hy,HHS}(\tilde{J}, J_{\text{offset}}) + \sum_{i=1}^N W_{s,hy,NHS,i}(\tilde{J}_i, J_{\text{offset},i}). \quad (6.26)$$

Dabei kann die Hauptschleife ebenfalls eine Offset-Polarisation J_{offset} in ihrem zeitlichen Verlauf aufweisen.

Da die magnetischen Felder im Stator einer PSM frei von Offset-Polarisationen sind, entspricht die Halbamplitude der Hauptschleife stets der maximalen Aussteuerung der Gesamtschleife:

$$\tilde{J} = J_{\max} \quad \text{für} \quad J_{\text{offset}} = 0. \quad (6.27)$$

In diesem Fall hängen die Hystereseverluste der Hauptschleife nur noch von der maximalen Aussteuerung der Polarisation J_{\max} ab und werden, wie auch in [7] beschrieben ist, unabhängig von ihrer Schwingungsform anhand des Ansatzes für sinusförmige Schwingungen in Gleichung (4.44) bestimmt. Demgegenüber werden die Hystereseverluste der i -ten Nebenschleife individuell sowohl anhand ihrer Halbamplitude \tilde{J}_i als auch anhand des Verschiebungsfaktors F_D , der mit Hilfe der Offset-Polarisation dieser Nebenschleife $J_{\text{offset},i}$ durch Gleichung (5.11) zu bestimmen ist, nach Gleichung (5.13) ermittelt.

Wirbelstromverluste

Der Ansatz für die Wirbelstromverluste unter sinusförmiger Wechselanregung in Gleichung (4.45), der den Skineneffekt berücksichtigt, wird zur Modellierung der Wirbelstromverluste, die bei einer Wechselanregung beliebiger Schwingungsform entstehen, weiter verwendet. Die spezifischen Wirbelstromverluste, die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode T entstehen, ergeben sich zu

$$W_{s,\text{wb}} = F_S(\gamma_{\text{eq}}) \cdot \frac{\sigma \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (6.28)$$

im Zeitbereich, wobei der Skineneffekt-Faktor F_S durch Gleichung (4.37) gegeben ist. Der Kehrwert der äquivalenten normierten Eindringtiefe in Gleichung (4.38) wird erweitert zu

$$\gamma_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{\omega_0 \cdot \sigma \cdot \mu_0 \cdot \mu_{r,\text{eq}} (|J|_{\max}) \cdot d^2}{2}}. \quad (6.29)$$

Dabei ist angenommen, dass für die eingeführte äquivalente relative Permeabilität $\mu_{r,\text{eq}}$ nicht die einzelnen Nebenschleifen, sondern nur die Hauptschleife verantwortlich ist. Demzufolge ist diese fiktive Materialgröße in Gleichung (6.29) ausschließlich anhand der maximalen absoluten Aussteuerung $|J|_{\max}$ nach Gleichung (4.46) für das Elektroblech M330-35A(CDW) zu bestimmen.

Zusatzverluste

Zur Beschreibung der Zusatzverluste, die bei einer Wechselanregung beliebiger Schwingungsform entstehen, wird der Modellansatz für sinusförmige Wechselanregung in Gleichung (4.47) mit Berücksichtigung folgender Annahmen weiter verwendet:

- Besitzt die Gesamtschwingung keine Offset-Polarisation, wird der Koeffizient der Zusatzverluste k_{ex} nur abhängig von der maximalen Aussteuerung J_{max} und nicht von der Schwingungsform bzw. von den Nebenschleifen bestimmt, wie auch in [82] beschrieben ist.
- Ist dagegen eine Offset-Polarisation vorhanden, wird aus den in Kapitel 5.2 gewonnenen Erkenntnissen angenommen, dass dieser Koeffizient ausschließlich durch die Halbamplitude der Gesamtschwingung \tilde{J} und nicht durch die Offset-Polarisation J_{offset} beeinflusst ist.

Infolgedessen ergeben sich die spezifischen Zusatzverluste, die innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode T entstehen, im Zeitbereich allgemein zu

$$W_{\text{s,ex}} = k_{\text{ex}}(\tilde{J}) \cdot \int_0^T \left| \frac{dJ}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt. \quad (6.30)$$

Für das Elektrolech M330-35A(CDW) wird der Koeffizient der Zusatzverluste durch den Ansatz in Gleichung (4.48) bestimmt.

6.2.5 Validierung

Der im letzten Abschnitt vorgestellte Modellansatz wird im Folgenden anhand von vier Messungen mit zeitlich verzerrten Schwingungsformen validiert. Dabei werden die vermessenen Eisenverluste mit den berechneten Eisenverlusten, die sowohl durch die Hauptschleife als auch durch die Nebenschleifen hervorgerufen sind, quantitativ miteinander verglichen. Weitere Validierungen für die anderen untersuchten Elektroleche sind in [S1] nachzulesen.

Sinusförmige Schwingungen eingebettet in eine dreieckförmige Hauptschwingung

Diese Messung wurde bereits in Abbildung 6.11 zur Erklärung der Formähnlichkeit vorgestellt. Es handelt sich dabei um ein sich langsam änderndes Wechselfeld mit einer Grundfrequenz von 5 Hz und einer Halbamplitude von 1,1 T, während die beiden Nebenschleifen mit einer Frequenz von 15 Hz sinusförmig schwingen. Die Hystereseschleife mit den markierten Nebenschleifen stellt Abbildung 6.14 dar. Die quantitative Analyse der spezifischen Eisenverluste sowie der Verlustkomponenten ist in Tabelle 6.3 aufgelistet. Da die vermessenen sowie die berechneten spezifischen Wirbelstromverluste durch denselben Ansatz rein rechnerisch in Abhängigkeit vom zeitlichen Verlauf der Flussdichte bestimmt wurden, beträgt die Abweichung bei dieser Verlustkomponente stets Null.

Nach den Erkenntnissen aus der Validierung des Modellansatzes für sinusförmige Schwingungen mit statischer Magnetisierung in Kapitel 5.2.5 treten relativ große Abweichungen bei niedrigen Frequenzen im untersuchten Elektrobloch M330-35A(CDW) auf. Aufgrund des geringen Anteils der dynamischen Verluste wird die Qualität des Modells in diesem Fall hauptsächlich durch die Hystereseverluste entschieden. Diese Verlustkomponente ist im Großteil des Amplitudenbereichs über 0,3 T durch den Modellansatz unterschätzt. Weil der vorgestellte Modellansatz Nebenschleifen als Hauptschleifen der gleichen Amplitude und Offset-Polarisation behandelt, werden die Hystereseverluste dieser Nebenschleifen dadurch ebenfalls unterschätzt.

Die Messung in Gleichung (6.14) stellt genau dieses Worst-Case-Szenario vor: Einerseits spannen die Nebenschleifen große Flächen auf, sodass ihre Verluste insgesamt ungefähr ein Drittel aller Verluste betragen; andererseits liegen ihre berechneten Verluste, nach Tabelle 6.3, durchschnittlich um ca. 14 % unterhalb der vermessenen Werte. Darüber hinaus sind die Hystereseverluste der Hauptschleife ebenfalls unterschätzt. Insgesamt weist der Modellansatz eine relative Abweichung von ca. -14% bei einer vermessenen spezifischen Verlustleistung von $0,17 \text{ W kg}^{-1}$ auf.

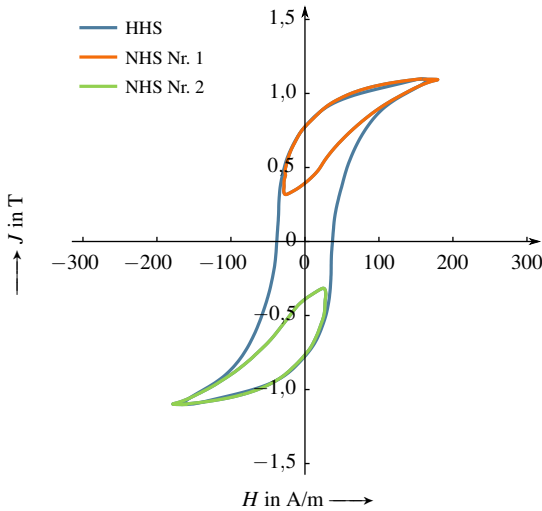


Abbildung 6.14: Messung der dreieckförmigen Hauptschwingung mit sinusförmigen Nebenschwingungen, $f_1 = 5\text{ Hz}$ und $\vec{J} = 1,1\text{ T}$

Tabelle 6.3: Validierung des Modellansatzes anhand der Messung in Abbildung 6.14

Objekte	Messgröße	Messwerte	Berechnungen	Abweichungen
NHS Nr. 1	Halbampplitude \vec{J}		0,39 T	
	Offset-Polarisation J_{offset}		0,71 T	
	Frequenz f		15,1 Hz	
	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	0,13 mJ kg^{-1}	0,13 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	5,55 mJ kg^{-1}	4,71 mJ kg^{-1}	-15,1 %
	Verluste der NHS W_s	5,67 mJ kg^{-1}	4,83 mJ kg^{-1}	-14,8 %
NHS Nr. 2	Halbampplitude \vec{J}		0,39 T	
	Offset-Polarisation J_{offset}		-0,71 T	
	Frequenz f		15,0 Hz	
	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	0,13 mJ kg^{-1}	0,13 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	5,42 mJ kg^{-1}	4,67 mJ kg^{-1}	-13,8 %
	Verluste der NHS W_s	5,55 mJ kg^{-1}	4,80 mJ kg^{-1}	-13,5 %
Ges.	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	1,04 mJ kg^{-1}	1,04 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	33,40 mJ kg^{-1}	28,74 mJ kg^{-1}	-14,0 %
	Gesamtverluste W_s	34,42 mJ kg^{-1}	29,78 mJ kg^{-1}	-13,5 %

Grundschwingung mit Harmonischen ungerader Ordnungen

Abschließend wird eine Reihe von drei Messungen betrachtet, die mit demselben Messverfahren durchgeführt wurden. Dabei wurde die Grundwelle ausschließlich mit der dritten harmonischen Oberwelle unterschiedlicher Stärke und Phasenverschiebung überlagert, während die gesamte Aussteuerung der Anregung auf 1,2 T und die Grundfrequenz auf 20 Hz fest eingestellt wurden.

Beim ersten Fall handelt es sich um die bereits in Abbildung 6.13 vorgestellte Messung mit $J_{\%,3} = 70\%$ und $\varphi_3 = 90^\circ$. Die Hystereseschleife stellt Abbildung 6.15 erneut dar und die Analyse der vermessenen Verluste ist in Tabelle 6.4 eingetragen. Nach der Validierung in Kapitel 5.2.5 sind die Hystereseverluste bei einer Amplitude kleiner als 0,3 T überschätzt. Der Einfluss dieser Abweichung auf die berechneten Verluste der Nebenschleifen ist dadurch zu erkennen, dass sie durchschnittlich um ca. 17 % über den vermessenen Verlusten liegen. Da in diesem Fall die Flächen der Nebenschleifen klein sind und insgesamt nur 14 % aller Flächen dazu beitragen, spielen diese Abweichungen bei den Gesamtverlusten eine untergeordnete Rolle. Die spezifischen Eisenverluste dieser Messung sind lediglich um ca. 2 % unterschätzt. Die durch den vorgestellten Modellansatz berechneten Werte stimmen daher gut mit den Messwerten überein.

Wenn die Halbamplituden der Nebenschwingungen weiterhin klein bleiben und zugleich die Nebenschleifen durch höhere Offset-Polarisationen an die Spitze der Hauptschleife verschoben sind, wie in Abbildung 6.16 ersichtlich ist, sind die Abweichungen nach den Angaben in Tabelle 6.5 gesunken. Die Überschätzung der Verluste dieser Nebenschleifen, die jetzt durch eine dritte Oberwelle mit einer Amplitude von $J_{\%,3} = 30\%$ und einer Phasenverschiebung von $\varphi_3 = 180^\circ$ hervorgerufen sind, liegt unter 10 %. Die Flächen der Nebenschleifen machen nur einen kleinen Anteil von ca. 12 % an den Gesamtflächen aus. Daher ist für die gesamte Abweichung entscheidend, ob die Verluste der Hauptschleife präzise bestimmt werden können. Da die Hauptschleifen aller drei Messungen hier dieselbe Aussteuerung besitzen und ungefähr die gleichen vermessenen Hystereseverluste aufweisen, liegt die Abweichung der gesamten Eisenverluste, wie bei der ersten Messung mit $J_{\%,3} = 70\%$ und $\varphi_3 = 90^\circ$, bei ungefähr 2 %. Die spezifischen Eisenverluste sind bei dieser Messung ebenfalls leicht unterschätzt.

Für die dritte Messung werden weiterhin Nebenschleifen an den Spitzen der Hauptschleifen eingebettet. Im Vergleich zur ersten Messung hat diese Messung denselben Anteil der dritten Harmonischen mit $J_{\%,3} = 70\%$, während die Phasenverschiebung wie bei der zweiten Messung $\varphi_3 = 180^\circ$ beträgt.¹³ In Abbildung 6.17 ist ersichtlich, dass die durch diese Nebenschleifen eingeschlossenen Flächen deutlich zugenommen haben. Nach der Analyse in Tabelle 6.6 verursachen die Nebenschleifen ca. 35 % aller Verluste. Da in diesem Fall die Nebenschleifen eine relativ starke Schwingung, deren Halbamplitude größer als 0,3 T ist, aufweisen, können ihre Verluste nach den Erkenntnissen aus den vorherigen Validierungen gut durch die Verluste einer Hauptschleife derselben Amplitude und Offset-Polarisation angenähert werden. Die beiden Nebenschleifen zeigen hier eine durchschnittliche Abweichung von ca. 8 % und aufgrund dieser guten Übereinstimmung bleibt die Abweichung der Gesamtverluste unter 5 %, obwohl sich im Vergleich zur zweiten Messung der Flächenanteil der Nebenschleifen fast verdreifacht hat.

Fazit

Anhand der obigen Validierungen werden die Eigenschaften der vorgestellten Erweiterung, welche die Hystereseverluste einer Nebenschleife aus der Formähnlichkeit näherungsweise als die einer Hauptschleife derselben Amplitude und Offset-Polarisation modelliert, zusammengefasst. Zuerst wird der vorgestellte Modellansatz in Abhängigkeit der Frequenz betrachtet:

- Bei niedrigen Frequenzen ist die Qualität des Modellansatzes hauptsächlich durch die modellierten Hystereseverluste der Haupt- sowie Nebenschleifen entschieden, weil dabei die dynamischen Verluste vernachlässigbar sind. Aufgrund der verwendeten Modellierungsmethode hängt die Genauigkeit der berechneten Verluste einer Nebenschleife unmittelbar davon ab, wie präzise die Hystereseverluste der entsprechenden Hauptschleife approximiert sind und letztendlich wie gut die Hystereseverluste eines sinusförmigen Polarisationsverlaufs unter statischer Magnetisierung modelliert sind.
- Steigt die Frequenz, nehmen die dynamischen Verluste zu, während der Anteil der Hystereseverluste an den Gesamtverlusten geringer wird. Da in diesem Fall vor allem die anhand des theoretischen Ansatzes rechnerisch

¹³ Es ist zu bemerken, dass die tatsächlichen Amplituden der Grund- und Oberwellen sich in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung ändern, obwohl dabei die maximale Aussteuerung und der Anteil der Oberwellen konstant gehalten sind.

bestimmten Wirbelstromverluste einen höheren Beitrag leisten, nehmen die durch die Hystereseverluste bedingten Abweichungen bei den modellierten Verlusten der Haupt- und Nebenschleifen ab.

Wird die Qualität der Modellierung anschließend nicht auf die Frequenz sondern auf das Flächenverhältnis der Nebenschleifen zur Hauptschleife bezogen betrachtet, können bei dem untersuchten Elektroblech M330-35A(CDW) folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Wenn der Flächenanteil der Nebenschleifen klein ist, bestimmt die Abweichung der Hauptschleife hauptsächlich die Abweichung der Gesamtverluste. Die Qualität der Erweiterung um Nebenschleifen hängt daher direkt von der Qualität des Modellansatzes ab, welcher die Eisenverluste einer sinusförmigen Wechselanregung ohne Offset-Polarisation beschreibt. Da die durch den eingeführten Modellansatz berechneten Verluste der Hauptschleife gut mit den Messwerten übereinstimmen, wie Kapitel 4.5 zu entnehmen ist, können die Gesamtverluste in diesem Fall ebenfalls gut durch die vorgestellte Erweiterung prognostiziert werden, obwohl große relative Abweichungen bei den Nebenschleifen auftreten können.
- Schwingen die Nebenschleifen mit höheren Amplituden, weisen sie einen größeren Flächenanteil an den Gesamtflächen auf. Ihre Hystereseverluste können durch den vorgestellten Modellansatz gut approximiert werden, wenn die Halbamplituden der Nebenschleifen größer als 0,3 T sind. Bei den Gesamtverlusten ergeben sich gute Übereinstimmungen mit den Messwerten.

Anhand der obigen Zusammenfassungen ist es vorstellbar, dass große relative Abweichungen bei dieser vorgestellten Erweiterung auftreten können, wenn sich die Polarisation zeitlich langsam ändert und zugleich die Nebenschleifen mit geringen Halbamplituden kleiner als 0,3 T schwingen. Da in diesem schlimmsten Fall sowohl die absoluten Verluste der Nebenschleifen als auch die absoluten Gesamtverluste gering sind, sind diese großen relativen Abweichungen in der Praxis der Eisenverlustberechnung für elektrische Traktionsmaschinen kaum von Interesse.

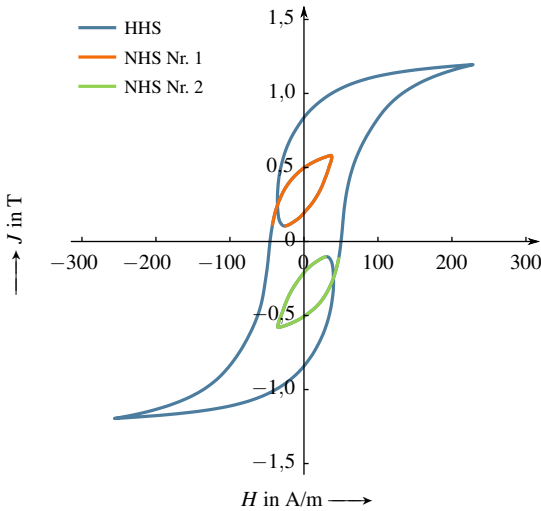


Abbildung 6.15: Messung mit $f_1 = 20\text{Hz}$ und $\vec{J} = 1,2\text{T}$, wobei die Harmonischen mit $J_{\%,3} = 70\%$ und $\varphi_3 = 90^\circ$ erzeugt sind

Tabelle 6.4: Validierung des Modellansatzes anhand der Messung in Abbildung 6.15

Objekte	Messgröße	Messwerte	Berechnungen	Abweichungen
NHS Nr. 1	Halbamplitude \vec{J}		0,24 T	
	Offset-Polarisation J_{offset}		0,34 T	
	Frequenz f		100,5 Hz	
	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	0,34 mJ kg^{-1}	0,34 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	2,04 mJ kg^{-1}	2,43 mJ kg^{-1}	19,2 %
	Verluste der NHS W_s	2,39 mJ kg^{-1}	2,78 mJ kg^{-1}	16,4 %
NHS Nr. 2	Halbamplitude \vec{J}		0,24 T	
	Offset-Polarisation J_{offset}		-0,34 T	
	Frequenz f		100,5 Hz	
	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	0,34 mJ kg^{-1}	0,34 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	2,02 mJ kg^{-1}	2,44 mJ kg^{-1}	20,7 %
	Verluste der NHS W_s	2,36 mJ kg^{-1}	2,78 mJ kg^{-1}	17,7 %
Ges.	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	3,32 mJ kg^{-1}	3,32 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	30,43 mJ kg^{-1}	29,71 mJ kg^{-1}	-2,4 %
	Gesamtverluste W_s	33,75 mJ kg^{-1}	33,03 mJ kg^{-1}	-2,1 %

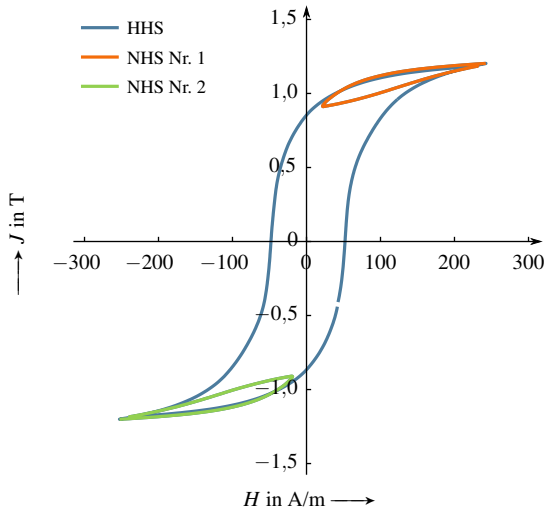


Abbildung 6.16: Messung mit $f_1 = 20\text{ Hz}$ und $\tilde{J} = 1,2\text{ T}$, wobei die Harmonischen mit $J_{\%,3} = 30\%$ und $\varphi_3 = 180^\circ$ erzeugt sind

Tabelle 6.5: Validierung des Modellansatzes anhand der Messung in Abbildung 6.16

Objekte	Messgröße	Messwerte	Berechnungen	Abweichungen
NHS Nr. 1	Halbamplitude \tilde{J}		0,15 T	
	Offset-Polarisation J_{offset}		1,06 T	
	Frequenz f		83,0 Hz	
	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	0,09 mJ kg^{-1}	0,09 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	2,00 mJ kg^{-1}	2,17 mJ kg^{-1}	8,3 %
	Verluste der NHS W_s	2,09 mJ kg^{-1}	2,25 mJ kg^{-1}	7,9 %
NHS Nr. 2	Halbamplitude \tilde{J}		0,15 T	
	Offset-Polarisation J_{offset}		-1,06 T	
	Frequenz f		82,3 Hz	
	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	0,09 mJ kg^{-1}	0,09 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	2,04 mJ kg^{-1}	2,15 mJ kg^{-1}	5,7 %
	Verluste der NHS W_s	2,13 mJ kg^{-1}	2,24 mJ kg^{-1}	5,4 %
Ges.	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	3,27 mJ kg^{-1}	3,27 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	30,74 mJ kg^{-1}	29,88 mJ kg^{-1}	-2,8 %
	Gesamtverluste W_s	34,01 mJ kg^{-1}	33,15 mJ kg^{-1}	-2,5 %

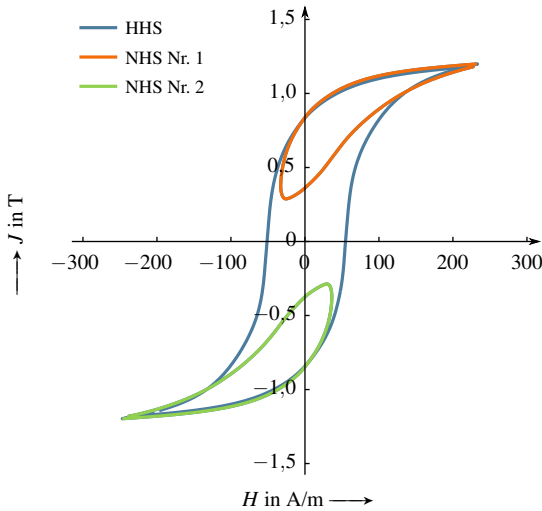


Abbildung 6.17: Messung mit $f_1 = 20\text{Hz}$ und $\tilde{J} = 1,2\text{T}$, wobei die Harmonischen mit $J_{\%,3} = 70\%$ und $\varphi_3 = 180^\circ$ erzeugt sind

Tabelle 6.6: Validierung des Modellansatzes anhand der Messung in Abbildung 6.17

Objekte	Messgröße	Messwerte	Berechnungen	Abweichungen
NHS Nr. 1	Halbamplitude \tilde{J}		0,46 T	
	Offset-Polarisation J_{offset}		0,74 T	
	Frequenz f		68,7 Hz	
	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	0,75 mJ kg^{-1}	0,75 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	7,47 mJ kg^{-1}	6,83 mJ kg^{-1}	-8,5 %
	Verluste der NHS W_s	8,22 mJ kg^{-1}	7,58 mJ kg^{-1}	-7,7 %
NHS Nr. 2	Halbamplitude \tilde{J}		0,46 T	
	Offset-Polarisation J_{offset}		-0,74 T	
	Frequenz f		68,3 Hz	
	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	0,75 mJ kg^{-1}	0,75 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	7,52 mJ kg^{-1}	6,81 mJ kg^{-1}	-9,5 %
	Verluste der NHS W_s	8,27 mJ kg^{-1}	7,56 mJ kg^{-1}	-8,6 %
Ges.	Wirbelstromverluste $W_{s,\text{wb}}$	5,25 mJ kg^{-1}	5,25 mJ kg^{-1}	0 %
	Summe $W_{s,\text{hy}} + W_{s,\text{ex}}$	41,42 mJ kg^{-1}	39,58 mJ kg^{-1}	-4,4 %
	Gesamtverluste W_s	46,67 mJ kg^{-1}	44,83 mJ kg^{-1}	-3,9 %

6.3 Erweiterung um elliptisch rotierende Magnetisierung

Alle bisher vorgestellten Modellansätze und Erweiterungen basieren auf den Messungen am eigenen Prüfstand, wobei die Eisenverluste unter wechselnder Magnetisierung messtechnisch bestimmt werden können. Im Gegensatz dazu besteht im Rahmen dieser Arbeit kein Messaufbau für Eisenverluste unter rotierenden Feldern. Um trotzdem den Einfluss dieser Magnetisierungsart auf die Eisenverluste berücksichtigen zu können, wurde anhand der Ergebnisse der Literaturrecherche in [S6] ein eigener Lösungsansatz entwickelt.

In diesem Abschnitt wird zuerst der Stand der Technik zur Modellierung der Eisenverluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung vorgestellt. Die abgrenzende Leistung wird aufgeführt. Anschließend werden die Modellansätze aus der Fachliteratur im Detail beschrieben, welche die unter elliptisch rotierender Magnetisierung in nichtkornorientierten Elektroblechen entstehenden Eisenverluste anhand der Verlustseparation beschreiben. Daraus werden eigene Modellansätze für die Hysterese- und die Zusatzverluste mit den entsprechenden Parametern abgeleitet.

6.3.1 Stand der Technik und Abgrenzung

Im Folgenden werden die Erweiterungen für das Bertotti- und das IEM-Verlustmodell vorgestellt, wodurch die Eisenverluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung berechnet werden können. Rotiert die Magnetisierung nicht elliptisch bzw. mit einer beliebigen Ortskurve, werden diese Erweiterungen mit denen um die Nebenhystereseschleifen aus der Fachliteratur, die in Kapitel 6.2.1 aufgeführt wurden, kombiniert betrachtet, um die entstehenden Eisenverluste zu prognostizieren. Dabei handelt es sich um reine Hypothesen, die entsprechenden Beweise oder Verifizierungen durch die Messungen fehlen.

Nach eigener Literaturrecherche gibt es bisher keinen Prüfstand mit geeigneter Regeltechnik, womit die Eisenverluste unter rotierender Magnetisierung mit vordefinierten Verzerrungen oder Nebenhystereseschleifen in der Polarisierung oder Flussdichte vermessen werden können. Für eine genaue Untersuchung der in der Fachliteratur vorgestellten Prüfstände sowie angewendeten Messmethoden ist auf die Studie in [S6] zu verweisen.

Erweiterungen für das Bertotti-Verlustmodell

Bertotti et al. [12], Bottauscio et al. [59], Ragusa et al. [60] sowie Appino et al. [18] beschrieben die drei Verlustkomponenten unter rotierender Magnetisierung anhand der entsprechenden Verluste an der Haupt- und Nebenachse, welche durch das Bertotti-Verlustmodell für sinusförmige Wechselanregung gemäß Gleichung (4.1) bestimmt wurden. Die Verlustkomponenten an der Haupt- und Nebenachse, vor allem die Hysterese- und die Zusatzverluste, beeinflussen sich gegenseitig unter dem Einfluss der rotierenden Magnetisierung. Diese Arbeit verwendet ebenfalls diese Erweiterung, wobei eigene Modifikationen vorgenommen wurden. Aus diesem Grund werden die Modellansätze in [12, 18, 59, 60] in Kapitel 6.3.2 ausführlich behandelt.

Kochmann [14, 15] vermaß 36 nichtkornorientierte Elektrobleche mit einer festen Frequenz von 50 Hz und konnte ein ähnliches Verhalten feststellen. Er fasste den Zusammenhang zwischen den Eisenverlusten einer elliptisch rotierenden Magnetisierung und denen einer wechselnden Magnetisierung in Abhängigkeit des Achsenverhältnisses a_B und der Amplitude an der Hauptachse \hat{B}_{ha} zusammen. Auf Basis dieser Ergebnisse stellten Hernandez-Aramburo et al. [19] und Díaz et al. [17] Erweiterungen für das Bertotti-Verlustmodell vor. Hernandez-Aramburo et al. bestimmten die Eisenverluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung P_s^e durch

$$P_s^e = (P_{s,ha} + P_{s,na}) \cdot \xi \cdot \gamma, \quad (6.31)$$

wobei ξ und γ die aus den Angaben von Kochmann abgeleiteten Faktoren sind. Hernandez-Aramburo et al. verwendeten diese Faktoren auf die Summe von $P_{s,ha}$ und $P_{s,na}$, welche jeweils den Gesamtverlusten unter wechselnder Magnetisierung an der Haupt- und Nebenachse entsprechen. Im Gegensatz dazu nahmen Díaz et al. die Modifikation nur für die Hysterese- und die Zusatzverluste vor. Anhand ihrer Komponenten an der Hauptachse $P_{s,hy,ha}$ und $P_{s,ex,ha}$ wurden die Gesamtverluste als

$$P_s^e = (P_{s,hy,ha} + P_{s,ex,ha}) \cdot g(a_B, \hat{B}_{ha}) + (P_{s,wb,ha} + P_{s,wb,na}) \quad (6.32)$$

dargestellt, wobei die Funktion $g(a_B, \hat{B}_{ha})$ ebenfalls mit Hilfe der Messergebnisse von Kochmann identifiziert wurden. Die Wirbelstromverluste, wie bei den anderen Veröffentlichungen, wurden in Gleichung (6.32) als die Summe der Verluste wechselnder Magnetisierung an den beiden Achsen berechnet.

Zhu stellte eine Alternative in [23] vor. Bei einer ideal elliptisch rotierenden Anregung mit einem Achsenverhältnis von a_B modellierte er die entstehenden Hystereseverluste durch

$$P_{s,hy}^e = a_B \cdot P_{s,hy}^e \Big|_{a_J=1} \left(\frac{\hat{J}_{ha}}{J_s} \right) + (1 - a_B)^2 \cdot P_{s,hy,ha}^e. \quad (6.33)$$

Er verwendete einen eigenen Modellansatz, dessen Form ähnlich wie die der Klossschen Gleichung [96] ist, um die Hystereseverluste $P_{s,hy}^e$ unter einer kreisförmig rotierenden Polarisation mit $a_J = 1$ zu bestimmen. Diese Verlustkomponente hängt vom Verhältnis zwischen der Amplitude der Polarisation der Hauptachse \hat{J}_{ha} und der Sättigungspolarisation J_s ab. Des Weiteren wurden die Wirbelstrom- und Zusatzverluste als Summe der Verlustkomponenten der wechselnden Magnetisierung an der Haupt- und Nebenachse ermittelt.

Im Gegensatz zu den obigen Veröffentlichungen, bei denen die Flussdichte als eine skalare Größe an der Haupt- und Nebenachse betrachtet wird, schlugen Belachen et al. [110, 111] eine neue mathematische Erweiterung für die Hystereseverluste vor. Sie nutzten die zweidimensionale Flussdichte \mathbf{B} und stellten die Hystereseverluste unter einer beliebig rotierenden Magnetisierung $P_{s,hy}^r$ als Summe zweier Anteile dar:

$$P_{s,hy}^r = P'_{s,hy} + P'^r_{s,hy}. \quad (6.34)$$

Der Anteil der wechselnden Hystereseverluste $P'_{s,hy}$ ergibt sich als ein verallgemeinerter Ausdruck von Gleichung (6.7) zu

$$P'_{s,hy} = C_{hy} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T |\mathbf{B}| \cdot \left| \frac{\partial |\mathbf{B}|}{\partial t} \right| dt, \quad (6.35)$$

während der Anteil der rotierenden Hystereseverluste $P'^r_{s,hy}$ berechnet wird als

$$P'^r_{s,hy} = C_{hy}^r \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \frac{M}{1 + a \cdot M^2} \cdot \left| \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right| dt \quad \text{mit} \quad M = 1 - \frac{|\mathbf{B}|}{B_s}. \quad (6.36)$$

Da Belahcen et al. die Berechnung im Zeitbereich durchführten, beschrieben sie die Wirbelstromverluste, welche die rotierende Flussdichte \mathbf{B} verursacht, als

$$P_{s,wb}^r = C_{wb} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left| \frac{\partial |\mathbf{B}|}{\partial t} \right|^2 dt \quad \text{mit} \quad C_{wb} = \frac{\sigma \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m}. \quad (6.37)$$

Darüber hinaus wurde der Einfluss der rotierenden Magnetisierung auf die Zusatzverluste vernachlässigt. Diese Verlustkomponente wurde dargestellt als

$$P_{s,ex}^r = C_{ex} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left| \frac{\partial |\mathbf{B}|}{\partial t} \right|^{\frac{3}{2}} dt. \quad (6.38)$$

In Gleichung (6.37) wurde der Koeffizient C_{wb} anhand der Materialparameter ermittelt. Der Koeffizient C_{hy} in Gleichung (6.35) sowie C_{ex} in Gleichung (6.38) wurden anhand der Messergebnisse wechselnder Magnetisierung bestimmt. Dagegen wurden Messungen unter elliptisch rotierender Magnetisierung zur Identifizierung der Parameter C_{hy}^r , a und B_S in Gleichung (6.36) verwendet.

Erweiterungen für das IEM-Verlustmodell

Steentjes et al. [87] modifizierten das IEM-Verlustmodell mit denselben Erweiterungen für die Hysterese- und die Zusatzverluste, wie Bertotti et al. in [12] vorstellten. Die Eisenverluste, die unter einer elliptisch rotierenden Flussdichte mit einem Achsenverhältnis a_B entstehen, beschreibt das IEM-Verlustmodell als

$$\begin{aligned} P_s^e &= a_1 \cdot \left(1 + a_B \cdot (R_{hy} - 1) \right) \cdot \hat{B}_{ha}^2 \cdot f + a_2 \cdot \left(\hat{B}_{ha}^2 + \hat{B}_{na}^2 \right) \cdot f^2 \\ &+ a_5 \cdot \left(1 + a_B \cdot (R_{ex} - 1) \right) \cdot \hat{B}_{ha}^{1,5} \cdot f^{1,5} + P_{sat} \end{aligned} \quad (6.39)$$

Die speziell im IEM-Verlustmodell vorhandene Verlustkomponente P_{sat} hängt von der Amplitude an der Hauptachse \hat{B}_{ha} ab und ist somit nicht von der rotierenden Magnetisierung beeinflusst. Sie ergibt sich zu

$$P_{sat} = a_2 \cdot a_3 \cdot \hat{B}_{ha}^{a_4} \cdot \hat{B}_{ha}^2 \cdot f^2. \quad (6.40)$$

Die Bedeutung von den Faktoren R_{hy} und R_{ex} in Gleichung (6.39) wird im nachfolgenden Abschnitt erklärt. In den Berechnungsbeispielen in [87] nahmen Steentjes et al. eine Vereinfachung vor, sodass sie beide Faktoren als Konstanten mit $R_{hy} = R_{ex} = 2,5$ betrachteten.

6.3.2 Modellansätze aus der Fachliteratur

Da diese Arbeit die Verlustseparation als Grundlage der Modellierung verwendet, wird in diesem Abschnitt die Erweiterung in [12, 18, 59, 60], welche die Eisenverluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung beschreibt, im Detail beschrieben. Die Wirbelstromverluste werden als Erstes betrachtet, weil sie einheitlich für eine elliptisch rotierende Magnetisierung im Frequenzbereich durch

$$P_{s,wb}^e(\hat{B}_{ha}, a_B, f) = (1 + a_B^2) \cdot P_{s,wb,ha}(\hat{B}_{ha}, f) \quad (6.41)$$

oder für eine beliebig rotierende Magnetisierung im Zeitbereich in Abhängigkeit von der Änderung der Flussdichte an der Haupt- und Nebenachse durch

$$P_{s,wb}^r = \frac{\sigma \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \frac{1}{T} \cdot \left(\int_0^T \left(\frac{dB_{ha}}{dt} \right)^2 dt + \int_0^T \left(\frac{dB_{na}}{dt} \right)^2 dt \right) \quad (6.42)$$

beschrieben sind. Die obigen Ansätze entsprechen den niederfrequenten Näherungen, die in Kapitel 2.4.3 theoretisch abgeleitet wurden.

Im Vergleich zu den Wirbelstromverlusten werden mehrere Modellansätze für die Hysterese- und die Zusatzverluste vorgeschlagen, wie Tabelle 6.7 auf der nächsten Seite zu entnehmen ist. Da [59] und [60] die gleichen Ansätze vorstellen, sind die Gleichungen in Tabelle 6.7 in drei Gruppen aufgeteilt. Auf den ersten Blick haben sie zwar unterschiedliche Formen, aber sie weisen unter genauerer Betrachtung folgende Gemeinsamkeiten auf:

- Die Verlustkomponenten unter elliptisch rotierenden Feldern werden anhand der Verluste, die unter wechselnder Magnetisierung an der Haupt- und Nebenachse modelliert sind, bestimmt.
- Der Einfluss der rotierenden Felder auf die Eisenverluste, was bereits in Abbildung 2.5 qualitativ veranschaulicht wurde, wird für die Hysterese- und die Zusatzverluste jeweils durch die Faktoren R_{hy} und R_{ex} beschrieben. Sie bilden die Verhältnisse zwischen den Verlusten unter kreisförmig

Tabelle 6.7: Modellansätze zur Berechnung der Hysterese- und der Zusatzverluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung

Autor	Jahr	Lit.	Modellansätze für die Hysterese- und die Zusatzverluste*
Bertotti et al.	1994	[12]	$P_{s,hy}^{pe}(a_J, \hat{f}_{ha}, f) = P_{s,hy,ha}(f_{ha}, f) \cdot \left(1 + a_J \cdot \left(R_{hy}(f_{ha}) - 1\right)\right)$
			$P_{s,ex}^{pe}(a_J, \hat{f}_{ha}, f) = P_{s,ex,ha}(f_{ha}, f) \cdot \left(1 + a_J \cdot \left(R_{ex}(f_{ha}) - 1\right)\right)$
Bottauscio et al.	2005	[59]	$P_{s,hy}^{pe}(a_J, \hat{f}_{ha}, f) = P_{s,hy,ha}(f_{ha}, f) + P_{s,hy,na}(f_{na}, f) \cdot \left(R_{hy}(f_{ha}) - 1\right)$
Ragusa et al.	2007	[60]	$P_{s,ex}^{pe}(a_J, \hat{f}_{ha}, f) = P_{s,ex,ha}(f_{ha}, f) + P_{s,ex,na}(f_{na}, f) \cdot \left(R_{ex}(f_{ha}) - 1\right)$
Appino et al.	2014	[18]	$P_{s,hy}^{pe}(a_J, \hat{f}_{ha}, f) = P_{s,hy,ha}(f_{ha}, f) + P_{s,hy,na}(f_{na}, f) \cdot \left(R_{hy}(f_{ha}) - 1\right)$ $P_{s,ex}^{pe}(a_J, \hat{f}_{ha}, f) = g(a_J) \cdot \left(P_{s,ex,ha}(f_{ha}, f) + P_{s,ex,na}(f_{na}, f) \cdot \left(\frac{R_{ex}(f_{ha})}{g_1} - 1\right)\right)$

* Alle Ausdrücke sind auf die spezifische Verlustleistung umgeformt.

drehender Magnetisierung und den Verlusten unter sinusförmig wechselnder Magnetisierung der gleichen Amplitude. Für den Faktor R_{hy} der Hystereseverluste gilt:

$$R_{\text{hy}}(\hat{J}_{\text{ha}}) = \frac{W_{\text{s,hy}}^e(a_J, \hat{J}_{\text{ha}})}{W_{\text{s,hy}}(\hat{J}_{\text{ha}})} \quad \text{für } a_J = 1 \quad (6.43)$$

und für den Faktor R_{ex} der Zusatzverluste

$$R_{\text{ex}}(\hat{J}_{\text{ha}}) = \frac{W_{\text{s,ex}}^e(a_J, \hat{J}_{\text{ha}})}{W_{\text{s,ex}}(\hat{J}_{\text{ha}})} \quad \text{für } a_J = 1. \quad (6.44)$$

In der Fachliteratur wurden beide Faktoren anhand der Messdaten und der Verlustseparation identifiziert.

Im Folgenden werden die Modellansätze für die Hystereseverluste und die Zusatzverluste genauer betrachtet.

Hystereseverluste

Werden die Ansätze für die Hystereseverluste in Tabelle 6.7 miteinander verglichen, kann festgestellt werden, dass sie letztendlich dieselbe Gleichung von

$$P_{\text{s,hy}}^e(a_J, \hat{J}_{\text{ha}}, f) = P_{\text{s,hy,ha}}(\hat{J}_{\text{ha}}, f) + P_{\text{s,hy,na}}(\hat{J}_{\text{na}}, f) \cdot \left(R_{\text{hy}}(\hat{J}_{\text{ha}}) - 1 \right) \quad (6.45)$$

verwenden. Der Modellansatz von Bertotti in [12] kann als ein Sonderfall betrachtet werden, wobei er anhand der Messdaten von Sievert et al. in [13, 114, 115] die Hystereseverluste sinusförmiger Wechselanregung vereinfacht mit einer linearen Abhängigkeit von der Amplitude der Polarisation beschreibt durch:

$$P_{\text{s,hy,na}}(\hat{J}_{\text{na}}, f) = a_J \cdot P_{\text{s,hy,ha}}(\hat{J}_{\text{ha}}, f). \quad (6.46)$$

Werden alle von den Modellansätzen angegebenen Verhältnisse R_{hy} , die aus verschiedenen Messungen von unterschiedlichen Materialien abgeleitet sind, in eine Abbildung eingetragen, weisen sie einen ähnlichen Verlauf auf, wie Abbildung 6.18 zu entnehmen ist. Der Faktor R_{hy} der Hystereseverluste nimmt mit steigender Amplitude der Polarisation an der Hauptachse ständig ab. Sein

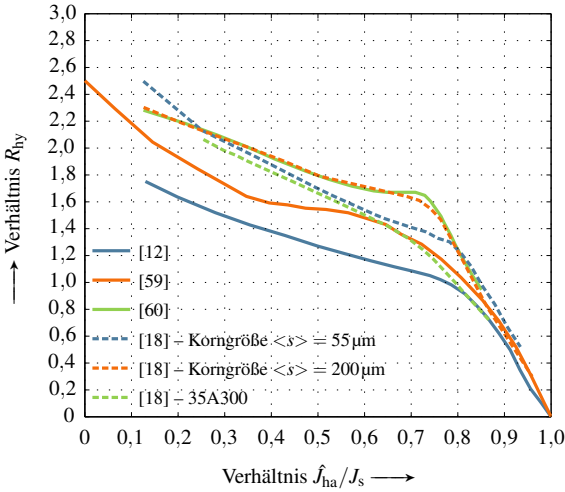


Abbildung 6.18: Verhältnisse der Hystereseverluste unter wechselnder und kreisförmig rotierender Magnetisierung mit $a_J = 1$ in der Fachliteratur

Verlauf konvergiert in Richtung der Sättigungspolarisation gegen Null, weil die Hystereseverluste unter rotierender Magnetisierung bei der Sättigungspolarisation verschwinden, wenn alle Domänen zu einer einzelnen Domäne mit ausgerichtetem magnetischen Moment umgewandelt sind.

Zusatzverluste

Der Zusammenhang zwischen den Zusatzverlusten unter einer elliptisch rotierenden Magnetisierung und denen unter einer sinusförmig wechselnden Magnetisierung an der Haupt- und Nebenachse ist in [12, 59, 60], analog wie bei den Hystereseverlusten, durch

$$P_{s,ex}^e(a_J, \hat{f}_{ha}, f) = P_{s,ex,ha}(\hat{f}_{ha}, f) + P_{s,ex,na}(\hat{f}_{na}, f) \cdot (R_{ex}(\hat{f}_{ha}) - 1) \quad (6.47)$$

gegeben. Die in [12, 59, 60] vorgestellten Verläufe des Faktors R_{ex} stellt Abbildung 6.19 dar. Dieser Faktor weist einen ähnlichen Verlauf wie der Faktor R_{hy} in Abbildung 6.18 auf: Einerseits nimmt er ständig mit steigender Amplitude an der Hauptachse ab; andererseits geht er in Richtung Sättigungspolarisation

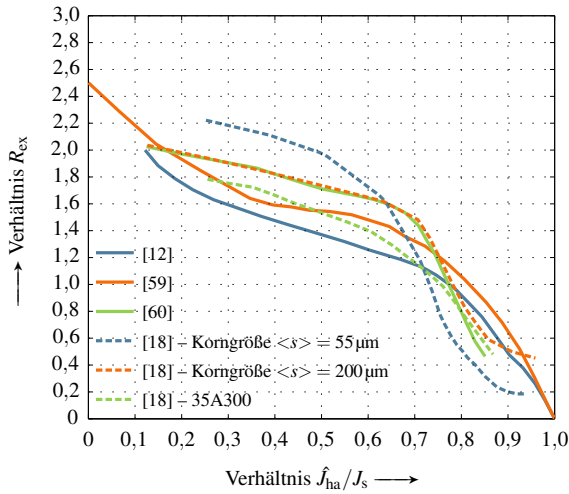


Abbildung 6.19: Verhältnisse der Zusatzverluste unter wechselnder und kreisförmig rotierender Magnetisierung mit $a_J = 1$ in der Fachliteratur

ebenfalls gegen Null, weil es in diesem Fall nur noch einen einzelnen Bezirk gibt und alle Zusatzverluste verursachenden Blochwände verschwinden.

Der Modellansatz von Appino et al. in [18] hat eine komplexere Form als die Ansätze der anderen Veröffentlichungen. Er geht von der Theorie von Bertotti aus und erweitert den statistischen Parameter V_0 unter wechselnder Magnetisierung auf eine von rotierenden Feldern abhängigen Größe $V_0^e(J_{ha}, a_J)$, welche mit der Verteilung der Pinning-Feldstärke [18] zusammenhängt. Somit beschreibt er die Zusatzverluste im Frequenzbereich allgemein als

$$P_{ex}^e(a_J, \hat{J}_{ha}, f) = g(a_J) \cdot F_W^n \Big|_{n=\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{\sigma G S V_0^e(a_J, \hat{J}_{ha})} \cdot (\hat{J}_{ha} \cdot f)^{\frac{3}{2}}, \quad (6.48)$$

wobei der dimensionslose Faktor $g(a_J)$ mit

$$g(a_J) = \frac{F_W^{n,e} \Big|_{n=\frac{3}{2}}(J_{ha}, J_{ha}, f)}{F_W^n \Big|_{n=\frac{3}{2}}(J_{ha}, f)} \quad (6.49)$$

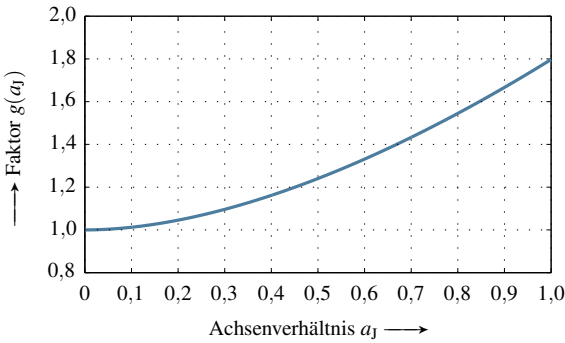


Abbildung 6.20: Verlauf des Faktors $g(a_J)$ einer elliptisch rotierenden Magnetisierung nach [18]

das Verhältnis zwischen dem Wellenformfaktor einer elliptisch rotierenden Magnetisierung¹⁴ und dem einer sinusförmigen Wechselanregung bildet. In Abbildung 6.20 ist der Verlauf des Faktors $g(a_J)$ veranschaulicht. Er beträgt bei einer reinen Wechselfeldanregung mit $a_J = 0$ eins und nimmt mit steigendem Achsenverhältnis monoton zu. Bei einem kreisförmigen Drehfeld mit $a_J = 1$ erreicht der Faktor ca. $g_1 = 1,8$.

Letztendlich können die Zusatzverluste, die unter einer elliptisch rotierenden Magnetisierung entstehen, näherungsweise durch

$$\begin{aligned}
 P_{s,ex}^e(a_J, \hat{J}_{ha}, f) &= g(a_J) \cdot P_{s,ex,ha}(\hat{J}_{ha}, f) \\
 &+ g(a_J) \cdot P_{s,ex,na}(\hat{J}_{na}, f) \cdot \left(\frac{R_{ex}(\hat{J}_{ha})}{g_1} - 1 \right) \quad (6.50)
 \end{aligned}$$

nach Appino ausgedrückt werden. Die Verläufe des Faktors R_{ex} von den drei in [18] untersuchten Elektroblechen sind ebenfalls in Abbildung 6.19 eingetragen.

¹⁴ Bei einer elliptisch rotierenden Magnetisierung kann der Wellenformfaktor durch

$$F_W^{n,e} \Big|_{n=\frac{3}{2}}(J_{ha}, J_{na}, f) = \frac{1}{(\hat{J}_{ha} \cdot f)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\left(\frac{dJ_{ha}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dJ_{na}}{dt} \right)^2 \right)^{\frac{3}{4}} dt$$

für eine Potenz von $n = 3/2$ bestimmt werden.

6.3.3 Abgeleitete Modellansätze und ihre Parameter

Aus den Betrachtungen im letzten Abschnitt werden zur Beschreibung der Eisenverluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung eigene Modellansätze für die Hysterese- und die Zusatzverluste abgeleitet. Die Wirbelstromverluste werden zuerst weiter nach Gleichung (6.41) oder (6.42) angenähert.

Hystereseverluste

Wie in den Modellansätzen aus der Fachliteratur werden die Hystereseverluste einer elliptisch rotierenden Magnetisierung beschrieben durch

$$P_{s,hy}^e = P_{s,hy,ha} + P_{s,hy,na} \cdot \left(R_{hy} \left(\hat{J}_{ha} \right) - 1 \right). \quad (6.51)$$

Demzufolge ergeben sich die Gesamtverluste als Summe der Hystereseverluste an der Hauptachse und der durch die rotierenden Felder beeinflussten Hystereseverluste an der Nebenachse. Die beiden Verlustkomponenten können nach dem in Kapitel 4.4 vorgestellten Modellansatz für sinusförmige Wechselanregung anhand Gleichung (4.44) bestimmt werden.

Der Faktor R_{hy} der Hystereseverluste weist in Abbildung 6.18 bei verschiedenen Elektroblechen qualitativ einen ähnlichen Verlauf auf. Daher werden diese Angaben, unter anderem mit Berücksichtigung der aktuellen Messungen in [18], zu einer einzelnen Kennlinie verallgemeinert. Abbildung 6.21 stellt den resultierenden Verlauf dar. Der entsprechende mathematische Ausdruck ist durch den folgenden Polynomansatz beschrieben:

$$R_{hy} = \sum_n^N k_{R_{hy}}^n \cdot \left(\frac{\hat{J}_{ha}}{J_s} \right)^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (6.52)$$

Die zugehörigen Koeffizienten $k_{R_{hy}}^n$ sind in Tabelle 6.8 aufgelistet. Wie in [12, 61, 116] ist zusätzlich angenommen, dass dieser Verlauf eine allgemeine Eigenschaft der nichtkornorientierten Elektroblechen widerspiegelt, welche weder von der Frequenz noch von der Korngröße beeinflusst wird.

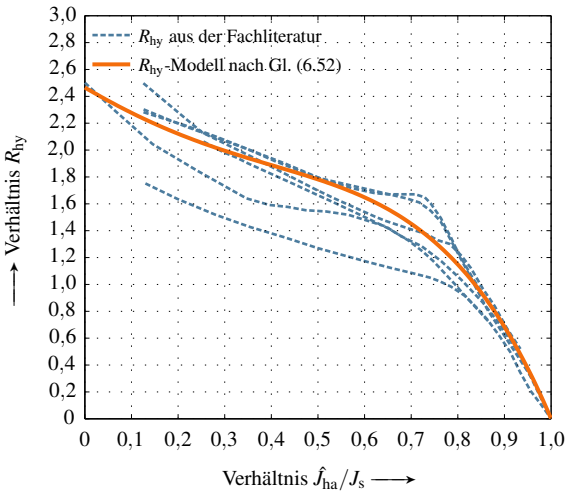


Abbildung 6.21: Der Modellansatz für den Faktor R_{hy} zur Bestimmung der Hystereseverluste unter rotierender Magnetisierung

Tabelle 6.8: Koeffizienten zur Modellierung des Faktors R_{hy} der Hystereseverluste

Parameter	$k_{R_{hy}}^0$	$k_{R_{hy}}^1$	$k_{R_{hy}}^2$	$k_{R_{hy}}^3$	$k_{R_{hy}}^4$
R_{hy}	2,46	-2,02	1,30	1,79	-3,53

Der modellierte Faktor R_{hy} in Abbildung 6.21 beträgt bei einer verschwindend kleinen Aussteuerung ca. 2,46 und befindet sich daher nah am Wert von 2,36, welcher anhand des Rayleigh-Gesetzes in Kapitel 2.4.3 theoretisch bestimmt wurde. Des Weiteren sind die Hystereseverluste bei mittelgroßen bis großen Anregungen kleiner als die algebraische Summe der Verlustkomponenten an beiden Achsen, wenn sich der Faktor R_{hy} auf einen Wert kleiner als 2 reduziert. Werden die nichtkornorientierten Elektrobleche mit ca. 3 % Silizium-Massenanteil betrachtet, deren Sättigungspolarisation näherungsweise bei 2 T liegt, werden die gesamten Hystereseverluste kleiner als die algebraische Summe, sobald die Amplitude an der Hauptachse größer als 0,6 T wird. Nimmt die Amplitude weiter zu, reduziert sich der Faktor R_{hy} kontinuierlich. Er wird dann kleiner als eins, wenn die Amplitude ca. 1,75 T überschreitet. In diesem Fall werden die gesam-

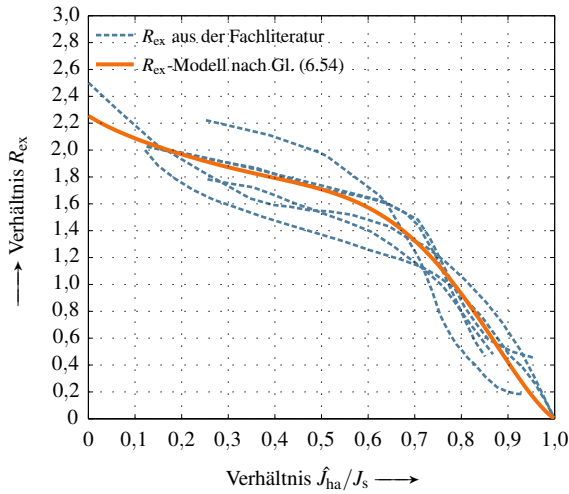


Abbildung 6.22: Der Modellansatz für den Faktor R_{ex} zur Bestimmung der Zusatzverluste unter rotierender Magnetisierung

ten Hystereseverluste unter Einfluss der elliptisch rotierenden Magnetisierung kleiner als die Hystereseverluste an der Hauptachse.

Zusatzverluste

Der Modellansatz in Gleichung (6.47) wird weiter verwendet, welcher die Zusatzverluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung beschreibt mit

$$P_{\text{s,ex}}^e = P_{\text{s,ex,ha}} + P_{\text{s,ex,na}} \cdot \left(R_{\text{ex}}(\hat{J}_{\text{ha}}) - 1 \right). \quad (6.53)$$

Wie beim Faktor R_{hy} wird der Faktor R_{ex} ebenfalls mit Berücksichtigung der verschiedenen Angaben in der Fachliteratur in Abbildung 6.19 durch eine einzelne Kennlinie beschrieben, wie Abbildung 6.22 zu entnehmen ist. Mathematisch wird der dargestellte Verlauf auch durch ein Polynom ausgedrückt:

$$R_{\text{ex}} = \sum_n^N k_{R_{\text{ex}}}^n \cdot \left(\frac{\hat{J}_{\text{ha}}}{J_{\text{s}}} \right)^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (6.54)$$

Die entsprechenden Parameter $k_{R_{\text{ex}}}^n$ sind in Tabelle 6.9 aufgelistet. Zusätzlich wird nach [12, 61, 116] angenommen, dass dieser Verlauf des Faktors R_{ex} allgemein für nichtkornorientierte Elektrobleche gilt.

Tabelle 6.9: Koeffizienten zur Modellierung des Faktors R_{ex} der Zusatzverluste

Parameter	$k_{R_{\text{ex}}}^0$	$k_{R_{\text{ex}}}^1$	$k_{R_{\text{ex}}}^2$	$k_{R_{\text{ex}}}^3$	$k_{R_{\text{ex}}}^4$	$k_{R_{\text{ex}}}^5$	$k_{R_{\text{ex}}}^6$
R_{ex}	2,25	-2,16	6,97	-26,47	63,68	-75,97	31,70

Des Weiteren wird der Modellansatz für die sinusförmige Wechselanregung in Gleichung (4.47), die zur Bestimmung der Zusatzverluste an der Haupt- und Nebenachse verwendet wird, für elliptisch rotierende Magnetisierung modifiziert. Dabei wird der Koeffizient der Zusatzverluste k_{ex} nicht getrennt in Abhängigkeit der maximalen Aussteuerung an den jeweiligen Achsen, sondern nur abhängig von der gesamten Aussteuerung der zweidimensionalen Anregung $|\mathbf{J}|_{\text{max}}$ im Material bestimmt. Dadurch ergeben sich die spezifischen Zusatzverluste an der Hauptachse im Zeitbereich zu

$$P_{\text{s,ex,ha}} = k_{\text{ex}} (|\mathbf{J}|_{\text{max}}) \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left| \frac{dJ_{\text{ha}}}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt \quad (6.55)$$

und die an der Nebenachse zu

$$P_{\text{s,ex,na}} = k_{\text{ex}} (|\mathbf{J}|_{\text{max}}) \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left| \frac{dJ_{\text{na}}}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt. \quad (6.56)$$

Dieser Koeffizient für das Elektroblech M330-35A(CDW) ist wie gehabt nach Gleichung (4.48) zu ermitteln.

Wird der in Abbildung 6.22 dargestellte Verlauf des Faktors R_{ex} genau beobachtet, kann bei nichtkornorientierten Elektroblechen mit einer Sättigungspolarisation von ca. 2T festgestellt werden, dass die Zusatzverluste unter rotierender Magnetisierung kleiner als die algebraische Summe von den Verlustkomponenten unter wechselnder Magnetisierung an beiden Achsen werden, sobald die Amplitude über 0,3T liegt. Außerdem nimmt dieser Faktor mit

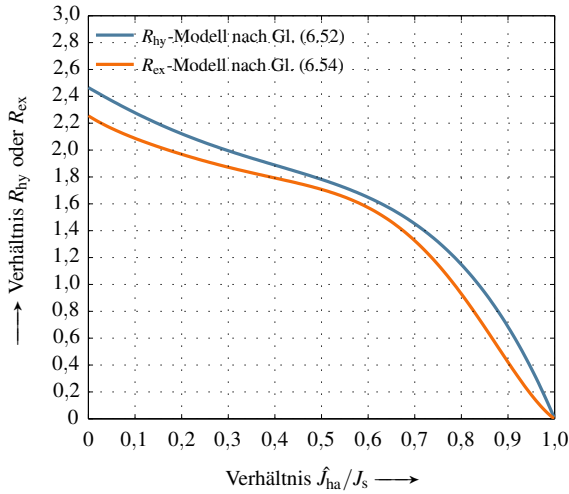


Abbildung 6.23: Vergleich der Faktoren, welche zur Bestimmung der Hysteres- und der Zusatzverluste unter rotierender Magnetisierung verwendet werden

steigender Polarisierung kontinuierlich ab. Ist die Amplitude an der Hauptachse \hat{J}_{ha} größer als 1,57 T, werden die resultierenden gesamten Zusatzverluste kleiner als die an der Hauptachse. Wird der Verlauf vom Faktor R_{ex} mit dem vom Faktor R_{hy} in Abbildung 6.23 verglichen, übt die rotierende Magnetisierung einen stärkeren Einfluss auf die Zusatzverluste als auf die Hystereseverluste aus, weil der Verlauf des Faktors R_{ex} bei allen Amplituden stets unterhalb des Verlaufs des Faktors R_{hy} liegt.

Im Vergleich zum ausgewählten Ansatz in Gleichung (6.53) beeinflusst die rotierende Magnetisierung nach dem Ansatz von Appino in Gleichung (6.50) die Zusatzverluste deutlich stärker. Der Einfluss der rotierenden Felder tritt früher auf, weil in Gleichung (6.50) der Faktor R_{ex} zusätzlich durch eine Konstante von $g_1 = 1,8$ dividiert ist. In Abbildung 6.22 bzw. 6.23 wird der Faktor $R_{ex} = 1,8$ bei einem Verhältnis von 0,39 erreicht. Das heißt bei einem Material mit einer Sättigungspolarisation von 2 T, dass nach dem Ansatz von Appino schon ab einer Amplitude von $\hat{J}_{ha} = 0,78$ T, anstatt von 1,57 T bei allen anderen Ansätzen, die Zusatzverluste an der Nebenachse mit einer durch $(R_{ex}/g_1 - 1)$ gegebenen negativen Zahl multipliziert werden müssen. Aus diesem Grund wird dieser Modellansatz von Appino in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

6.4 Berechnungsansatz für Eisenverluste im Stator

Werden die Erweiterung für wechselnde Anregung beliebiger Schwingungsformen und die für elliptisch rotierende Magnetisierung in den letzten Abschnitten zusammengefasst, kann ein Berechnungsansatz abgeleitet werden, womit die Statorisenverluste anhand des eigenen Postprozessors berechnet werden können. In Analogie zum Berechnungsansatz der Rotoreisenverluste wird die Verlustleistung, die in einem Element innerhalb einer elektrischen Periode T vorkommt, nach der Verlustseparation in Gleichung (4.43) dargestellt durch

$$P_s^S = (W_{s,hy} + W_{s,wb} + W_{s,ex}) \cdot \frac{1}{T}. \quad (6.57)$$

Da im Stator die magnetischen Felder im Allgemeinen als rotierende Felder betrachtet werden, wird die Bezeichnung „r“ bei den einzelnen Verlustkomponenten nicht mehr explizit ausgeschrieben. Des Weiteren tritt in magnetisch symmetrisch aufgebauten PSMs keine statische Magnetisierung auf. Daher gilt neben der Bedingung in Gleichung (3.24) zusätzlich:

$$|\mathbf{J}|_{\max} = \tilde{J}_{ha} \quad \text{für} \quad J_{\text{offset},ha} = J_{\text{offset},na} = 0. \quad (6.58)$$

Hystereseverluste

Für eine beliebig rotierende Magnetisierung, deren Feldkomponenten an der Haupt- und Nebenachse Nebenhystereseschleifen beinhalten können, wird die Annahme getroffen, dass die rotierende Magnetisierung die Hystereseverluste der Nebenschleifen genau so beeinflusst wie sie die Hystereseverluste der Hauptschleife. Demzufolge können die gesamten Hystereseverluste, ähnlich wie in Gleichung (6.51), durch

$$W_{s,hy} = W_{s,hy,ha} + W_{s,hy,na} \cdot (R_{hy}(\tilde{J}_{ha}) - 1) \quad (6.59)$$

beschrieben werden. Die Verluste an den jeweiligen Achsen werden anhand der entsprechenden zeitlichen Verläufe der Feldkomponente und des allgemeinen Modellansatzes für wechselnde Anregung in Gleichung (6.26) berechnet. Der Faktor der Hystereseverluste R_{hy} hängt hier von der Polarisation \tilde{J}_{ha} ab, welche der maximalen Aussteuerung der Feldkomponente an der Hauptachse entspricht. Dieser Faktor ist nach Gleichung (6.52) und anhand der Koeffizienten in Tabelle 6.8 zu bestimmen.

Wirbelstromverluste

Zur Bestimmung der Wirbelstromverluste im Stator wird vorausgesetzt, dass die äquivalente relative Permeabilität bei nichtkornorientierten Elektroböcken homogen ist. Dazu wird eine weitere Annahme getroffen, dass diese eingeführte Größe ausschließlich von der maximalen Aussteuerung der gesamten rotierenden Polarisation $|\mathbf{J}|_{\max}$ abhängt. Diesen Annahmen zur Folge gilt:

$$\mu_{r,\text{eq}}(|\mathbf{J}|_{\max}) = \mu_{r,\text{eq,ha}}(|\mathbf{J}|_{\max}) = \mu_{r,\text{eq,na}}(|\mathbf{J}|_{\max}). \quad (6.60)$$

Die spezifischen Wirbelstromverluste, die eine beliebig rotierende Magnetisierung innerhalb einer elektrischen Periode T verursacht, ergeben sich, aus Gleichungen (2.57), (4.45) und (6.42), im Zeitbereich zu

$$W_{s,\text{wb}} = F_S(\gamma_{\text{eq}}) \cdot \frac{\sigma(\vartheta_S) \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \left(\int_0^T \left(\frac{dB_{\text{ha}}}{dt} \right)^2 dt + \int_0^T \left(\frac{dB_{\text{na}}}{dt} \right)^2 dt \right), \quad (6.61)$$

wobei die Feldkomponenten an der Haupt- und Nebenachse Verzerrungen in ihren zeitlichen Verläufen aufweisen können. Um den Skineffekt-Faktors F_S nach seiner Definition in Gleichung (4.37) so zu ermitteln, wird im Voraus der Kehrwert der äquivalenten normierten Eindringtiefe mit Berücksichtigung der Temperatur im Stator ϑ_S nach Gleichung (6.29) bestimmt:

$$\gamma_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{\omega_0 \cdot \sigma(\vartheta_S) \cdot \mu_0 \cdot \mu_{r,\text{eq}}(|\mathbf{J}|_{\max}) \cdot d^2}{2}}. \quad (6.62)$$

Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit wurde bereits im letzten Kapitel vorgestellt und sie ist durch Gleichung (5.21) beschrieben.

Zusatzverluste

Die spezifischen Zusatzverluste, die eine beliebig rotierende Magnetisierung hervorruft, können basierend auf dem Modellansatz für die elliptisch rotierende Magnetisierung in Gleichung (6.53) erweitert werden zu

$$W_{s,\text{ex}} = W_{s,\text{ex,ha}} + W_{s,\text{ex,na}} \cdot \left(R_{\text{ex}}(\tilde{J}_{\text{ha}}) - 1 \right). \quad (6.63)$$

Die Verlustkomponenten an der Haupt- und Nebenachse werden jeweils, wie in Gleichungen (6.55) und (6.56), im Zeitbereich bestimmt durch

$$W_{s,\text{ex,ha}} = k_{\text{ex}} (|\mathbf{J}|_{\text{max}}) \cdot \int_0^T \left| \frac{dJ_{\text{ha}}}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt \quad (6.64)$$

$$W_{s,\text{ex,na}} = k_{\text{ex}} (|\mathbf{J}|_{\text{max}}) \cdot \int_0^T \left| \frac{dJ_{\text{na}}}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt. \quad (6.65)$$

Wie der Faktor R_{hy} der Hystereseverluste hängt der Faktor R_{ex} der Zusatzverluste in Gleichung (6.63) ebenfalls von der maximalen Aussteuerung der Feldkomponente an der Hauptachse \tilde{J}_{ha} ab. Dieser Faktor wird nach Gleichung (6.54) und anhand der Parameter in Tabelle 6.9 ermittelt.

Eisenverluste im Stator

Die gesamten Eisenverluste im Stator werden, analog zu den Eisenverlusten im Rotor in Gleichung (5.23), anhand des Postprozessors mit

$$P_{\text{fe}}^{\text{S}} = \rho_{\text{m}} \cdot l_{\text{fe}} \cdot s_{\text{f}} \cdot \sum_{i=1}^M \left(P_{s,i}^{\text{S}} \cdot A_i \right) \quad (6.66)$$

bestimmt. Dabei setzt sich die Vernetzung des Statorblechpakets aus insgesamt M Elementen zusammen. Dazu hat der Stator dieselbe Paketlänge l_{fe} und denselben Stapelfaktor s_{f} wie der Rotor. Für das i -te Element ist die spezifische Verlustleistung $P_{s,i}^{\text{S}}$ nach Gleichung (6.57) anhand seiner Polarisation und Flussdichte zu bestimmen.

7

Modellierung und Berechnung der Eisenverluste in PSMs

Im vorliegenden Kapitel werden zuerst die Ansätze zur Modellierung der Eisenverluste unter wechselnder Anregung, die in den letzten drei Kapiteln eingeführt wurden, zusammengefasst. Die zur Parameteridentifikation verwendeten Messmethoden sowie die entsprechenden mathematischen Beschreibungen von den Hysterese-, den Wirbelstrom- und den Zusatzverlusten werden angegeben. Dazu werden die Parametersätze für das untersuchte Elektroblech M330-35A(CDW) präsentiert. Der vorgestellte Modellansatz wird anschließend bezüglich seiner Modellierungsqualität bewertet. Die Parametrisierungen von fünf weiteren in dieser Arbeit untersuchten Elektroblechen befinden sich in Anhang A.4.

Im zweiten Teil dieses Kapitels werden die Berechnungsansätze zur Bestimmung der Eisenverluste in PSMs vorgestellt. Die jeweiligen Modellansätze für die Eisenverluste im Rotor und die im Stator werden zusammengefasst. Dabei wird zusätzlich ein Referenzmodell betrachtet, welches den Stand der Technik der meisten kommerziellen FE-Programme widerspiegelt.

Abschließend werden die Eisenverluste in der als Beispiel genommenen PSM in den untersuchten Betriebspunkten, nämlich im Leerlauf und unter Volllast, bei der Eckdrehzahl mit dem eigenen Postprozessor berechnet. Anhand der Ergebnisse des Referenzmodells wird gezeigt, dass der vorgestellte Modellansatz unter anderem die Schätzung der Rotoreisenverluste durch Berücksichtigung der Offset-Polarisation und der Nebenhystereseschleifen verbessert.

7.1 Modellierung der Eisenverluste unter wechselnder Anregung

In diesem Abschnitt wird zuerst der in dieser Arbeit entwickelte Modellansatz zusammenfassend vorgestellt, welcher die Eisenverluste unter wechselnder Magnetisierung bestimmt. Die erforderlichen Messmethoden, um die Kenngrößen dieses Ansatzes zu identifizieren, werden anschließend beschrieben. Beispielförmig wird die Parametrisierung des Elektroblechs M330-35A(CDW) gezeigt, welche das Verhalten der Eisenverluste vollständig charakterisiert. Die Bewertung der Qualität dieses Modellansatzes befindet sich am Ende.

7.1.1 Modellansatz

Der allgemeine Modellansatz zur Bestimmung der Eisenverluste, die eine wechselnde Magnetisierung mit einem beliebigen zeitlichen Verlauf innerhalb einer Ummagnetisierungsperiode T bzw. bei einer Frequenz f verursacht, ergibt sich aus der Verlustseparation in Gleichung (4.43) zu

$$P_s = P_{s,hy} + P_{s,wb} + P_{s,ex}. \quad (7.1)$$

Hystereseverluste

Die spezifischen Hystereseverluste einer Ummagnetisierungsperiode T ergeben sich aus Gleichung (6.26) als Summe von Verlusten der Haupt- und aller Nebenschleifen zu

$$P_{s,hy} = \frac{1}{T} \cdot \left(W_{s,hy,HHS}(\tilde{J}, J_{\text{offset}}) + \sum_{i=1}^N W_{s,hy,NHS,i}(\tilde{J}_i, J_{\text{offset},i}) \right), \quad (7.2)$$

wobei die Nebenschleifen keine weiteren parasitären Schleifen beinhalten dürfen. Die durch eine Offset-Polarisation erhöhten Hystereseverluste setzen sich aus dem Verschiebungsfaktor und den Hystereseverlusten einer Schwingung derselben Halbamplitude ohne Offset-Polarisation zusammen. Aus Gleichung (5.13) folgt:

$$W_{s,hy}(\tilde{J}, J_{\text{offset}}) = F_D(J_{\text{offset}}) \cdot W_{s,hy}(\tilde{J}). \quad (7.3)$$

Wirbelstromverluste

Die spezifischen Wirbelstromverluste sind als Produkt des Skineffekt-Faktors und ihrer niederfrequenten Näherung im Zeitbereich zu bestimmen. Aus Gleichung (6.28) ergibt sich diese Verlustkomponente zu

$$P_{s,wb} = F_S(\gamma_{eq}) \cdot \frac{\sigma \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt. \quad (7.4)$$

Schwingt das magnetische Wechselfeld nicht sinusförmig, wird dabei angenommen, dass der Skineffekt vor allem von der gesamten Aussteuerung der Polarisierung und der Grundfrequenz der Schwingung abhängt. Der eingeführte Skineffekt-Faktor ergibt sich aus Gleichung (4.37) zu

$$F_S(\gamma_{eq}) = \frac{3}{\gamma_{eq}} \cdot \frac{\sinh \gamma_{eq} - \sin \gamma_{eq}}{\cosh \gamma_{eq} - \cos \gamma_{eq}}, \quad (7.5)$$

wobei der Kehrwert der äquivalenten normierten Eindringtiefe nach Gleichung (6.29) durch

$$\gamma_{eq} = \sqrt{\frac{\omega_0 \cdot \sigma \cdot \mu_0 \cdot \mu_{r,eq} (|J|_{max}) \cdot d^2}{2}} \quad (7.6)$$

in Abhängigkeit der Kreisfrequenz der Grundwelle, der Leitfähigkeit, der äquivalenten relativen Permeabilität sowie der wirksamen Dicke zu bestimmen ist.

Zusatzverluste

Die spezifischen Zusatzverluste hängen von der zeitlichen Änderung der Polarisierung ab und werden nach Gleichung (6.30) bestimmt durch

$$P_{s,ex} = k_{ex}(\dot{J}) \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left| \frac{dJ}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt. \quad (7.7)$$

Dabei beruht der Koeffizient der Zusatzverluste ausschließlich auf der Halbamplitude der Gesamtschwingung und nicht auf der Offset-Polarisation.

7.1.2 Messmethoden

Folgende Messmethoden werden angewendet, um die verschiedenen Kenngrößen des vorgestellten Modellansatzes für die untersuchten weichmagnetischen Materialien festzustellen:

- Für den spezifischen elektrischen Widerstand:
Nach dem in [N5] beschriebenen Verfahren können der spezifische elektrische Widerstand, die Massendichte und die wirksame Dicke des untersuchten Elektrolechs bestimmt werden. Daraus kann die niederfrequente Näherung der Wirbelstromverluste in Gleichung (7.4) anhand des vermessenen zeitlichen Verlaufs der Flussdichte rechnerisch bestimmt werden. (vgl. Kapitel 4.2)
- Für die Hystereseverluste und den Koeffizienten der Zusatzverluste:
Die beiden Größen können anhand der Standardmessung mit sinusförmigen Anregungen verschiedener Amplituden und Frequenzen und der anschließenden Verlustseparation bestimmt werden. Dabei müssen die Messungen nur bis zur empirischen Grenzfrequenz, welche nach Gleichung (4.26) von der Dicke des Elektrolechs abhängt, durchgeführt werden. (vgl. Kapitel 4.3.2)
- Für die äquivalente relative Permeabilität:
Die Eisenverluste, die durch die Standardmessung bei Frequenzen oberhalb der empirischen Grenzfrequenz vermessen sind, können zur Bestimmung dieser fiktiven Größe verwendet werden. (vgl. Kapitel 4.3.3)
- Für den Verschiebungsfaktor:
Eine spezielle Messmethode, welche sinusförmige Schwingungen mit einem statischen Anteil in der Polarisierung erzeugt, kommt zur Bestimmung des Verschiebungsfaktors zum Einsatz. In dieser Arbeit wurde die Offset-Polarisation durch einen statischen Primärstrom hervorgerufen. Die Messungen wurden, begrenzt durch die vorhandene Messtechnik, nur bis zur empirischen Grenzfrequenz durchgeführt. (vgl. Kapitel 5.2)

Alles in allem ist neben der Widerstandsmessung und der Standardmessung letztendlich nur die zusätzliche Messung der sinusförmigen Anregung mit Offset-Polarisation zwingend erforderlich, um das Verhalten der Eisenverluste in untersuchten Elektrolechen anhand der Verlustseparation vollständig charakterisieren zu können.

7.1.3 Parametrisierung

Die allgemeinen Materialeigenschaften des nichtkornorientierten Elektroblechs M330-35A(CDW) sind in Tabelle 7.1 aufgelistet.

Tabelle 7.1: Eigenschaften von M330-35A(CDW)

Physikalische Größe	Symbol	Wert
Silizium-Massenanteil	w_{Si}	3 %
Sättigungspolarisation	J_s	2 T
Massendichte	ρ_m	$7640,2 \text{ kg m}^{-3}$
Dicke	d	0,349 mm
Spez. Widerstand bei $23 \pm 5^\circ\text{C}$	ρ_0	$0,492 \mu\Omega \text{ m}$
Elek. Leitfähigkeit bei $23 \pm 5^\circ\text{C}$	σ_0	$2,03 \times 10^6 \text{ S m}^{-1}$
Temperaturkoeffizient	α	$0,098 \% \text{ K}^{-1}$

Für die Hystereseverluste, den Verschiebungsfaktor, die äquivalente relative Permeabilität sowie den Koeffizient der Zusatzverluste werden die am besten geeigneten mathematischen Beschreibungen erst festgelegt, nachdem ihre Verläufe anhand der Verlustseparation in Abhängigkeit der maximalen Aussteuerung oder der Offset-Polarisation identifiziert worden sind. Aus diesem Grund können keine allgemeinen Ausdrücke für das Fitting definiert werden.

Für die Hystereseverluste ohne Offset-Polarisation in Gleichung (7.3) genügt es generell, sie durch ein Polynom n -ten Grades zu beschreiben. Nach Gleichung (4.44) ergibt sich diese Verlustkomponente zu

$$W_{s,hy}(\vec{J}) = \sum_n^N k_{hy}^n \cdot \vec{J}^n \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (7.8)$$

wobei die Koeffizienten k_{hy}^n des untersuchten Elektroblechs Tabelle 7.2 auf der nachfolgenden Seite zu entnehmen sind.

Tabelle 7.2: Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von M330-35A(CDW)

Koeffizienten in Gl. (7.8)	k_{hy}^1	k_{hy}^2	k_{hy}^3
$W_{s,hy}$ in $mJ kg^{-1}$	5,03	4,25	4,52

Der Verschiebungsfaktor, der die Erhöhung der Hystereseverluste einer Schleife in Abhängigkeit der Offset-Polarisation beschreibt, wird nach Gleichung (5.12) ermittelt durch:

$$F_D(J_{offset}) = 1 + k_{dc} \cdot J_{offset}^\beta + k_1 \cdot J_{offset}^2, \quad (7.9)$$

wobei die entsprechenden Koeffizienten in Tabelle 7.3 aufgelistet sind.

Tabelle 7.3: Koeffizienten für das Modell F_D von M330-35A(CDW)

Koeffizienten in Gl. (7.9)	k_{dc}	β	k_1
Faktor F_D	0,26	6,91	0,73

Die eingeführte äquivalente relative Permeabilität, mit der das nichtlineare magnetische Verhalten des weichmagnetischen Materials näherungsweise linearisiert betrachtet werden kann, wird bei diesem Material ebenfalls anhand eines Polynoms n -ten Grades, nach Gleichung (4.46), durch

$$\mu_{r,eq}(|J|_{max}) = \sum_n^N k_\mu^n \cdot |J|_{max}^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N \quad (7.10)$$

ausgedrückt. Sie hängt nur von der absoluten maximalen Aussteuerung der Schwingung ab und wird anhand der Koeffizienten k_μ^n in Tabelle 7.4 bestimmt.

Tabelle 7.4: Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von M330-35A(CDW)

Koeffizienten in Gl. (7.10)	k_μ^0	k_μ^1	k_μ^2	k_μ^3	k_μ^4	k_μ^5
$\mu_{r,eq}/1000$	5,9	35,2	-3,2	-51,0	34,3	-6,4

Schließlich wird der Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste nach Gleichung (4.48) durch den folgenden Zusammenhang beschrieben:

$$k_{\text{ex}}(\tilde{J}) = \frac{C_{k_{\text{ex}}}^1}{\frac{C_{k_{\text{ex}}}^2}{\tilde{J} + C_{k_{\text{ex}}}^3} + \frac{C_{k_{\text{ex}}}^4}{C_{k_{\text{ex}}}^5}}. \quad (7.11)$$

Die identifizierten Parameter $C_{k_{\text{ex}}}^1$ bis $C_{k_{\text{ex}}}^5$ sind in Tabelle 7.5 aufgelistet.

Tabelle 7.5: Koeffizienten für das Modell k_{ex} von M330-35A(CDW)

Koeffizienten in Gl. (7.11)	$C_{k_{\text{ex}}}^1$	$C_{k_{\text{ex}}}^2$	$C_{k_{\text{ex}}}^3$	$C_{k_{\text{ex}}}^4$	$C_{k_{\text{ex}}}^5$
k_{ex} in $\mu\text{Wkg}^{-1}\text{Hz}^{-3/2}\text{T}^{-3/2}$	356,3	1,25	0,014	2,81	1,09

7.1.4 Modellierungsqualität

Der vorgestellte Modellansatz wurde in dieser Arbeit mit Hilfe der folgenden Messungen validiert:

- Eisenverluste unter sinusförmiger Anregung ohne Offset-Polarisation in Kapitel 4.5
- Eisenverluste unter sinusförmiger Anregung mit Offset-Polarisation in Kapitel 5.2.5 sowie
- Eisenverluste unter Anregung beliebiger Schwingungsform mit Nebenhystereseschleifen in Kapitel 6.2.5

Anhand der Ergebnisse dieser Validierungen können über die Qualität des vorgestellten Modellansatzes folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Der Modellansatz liefert eine gute Übereinstimmung mit den Messungen sinusförmiger Schwingungen ohne Offset-Polarisation.
- Die Eisenverluste der meisten Messpunkte sinusförmiger Schwingungen mit Offset-Polarisation können durch diesen Modellansatz gut prognostiziert werden. Der ungünstigste Fall tritt auf, wenn sich die Polarisation mit einer Frequenz kleiner als 20 Hz ändert und zugleich mit einer Amplitude geringer als 0,3 T schwingt. Da bei diesen niedrigen Frequenzen die

dynamischen Verluste näherungsweise vernachlässigbar sind, werden die gesamten Eisenverluste hauptsächlich aufgrund der Abweichung in den Hystereseverlusten durch den vorgestellten Modellansatz überschätzt.

- Die Eisenverluste von Schwingungen mit Nebenhystereseschleifen können durch den Modellansatz gut bestimmt werden. Sind die Halbampplituden der Nebenschleifen im Vergleich zur gesamten Aussteuerung der Hauptschleife klein, weisen ihre Verluste nur einen geringen Anteil an den Gesamtverlusten auf. Infolgedessen können die gesamten Eisenverluste gut prognostiziert werden, obwohl die Verluste der einzelnen Nebenschleifen mit relativ großen Abweichungen geschätzt werden. Haben die Nebenschleifen dagegen große Halbampplituden, können ihre Verluste durch den vorgestellten Modellansatz mit geringen Abweichungen bestimmt werden. Die berechneten gesamten Eisenverluste stimmen in diesem Fall gut mit den Messergebnissen überein.

Zusammenfassend weist der vorgestellte Modellansatz eine hohe Qualität auf. Die Eisenverluste unter wechselnder Magnetisierung beliebiger Schwingungsform können anhand der Verlustseparation und dieses Modellansatzes mit geringen Abweichungen präzise ermittelt werden. Wird er zur Bestimmung der Eisenverluste in PSMs verwendet, spielen in der Praxis die großen relativen Abweichungen im identifizierten ungünstigsten Fall kaum eine Rolle, weil dabei die absoluten Eisenverluste wegen der niedrigen Frequenzen sowie der kleinen Aussteuerungen gering sind.

7.2 Berechnung der Eisenverluste in PSMs

Die Berechnungsansätze für die Eisenverluste in PSMs werden in diesem Abschnitt zusammengefasst. Als Erstes werden die in dieser Arbeit jeweils für die Rotor- und die Statoreisenverluste abgeleiteten Ansätze präsentiert. Dann wird ein Referenzmodell mit reduziertem Modellierungsumfang vorgestellt. Zur Vereinfachung des anschließenden Vergleichs verwendet das Referenzmodell denselben Modellansatz und dieselbe Parametrisierung, um die spezifischen Eisenverluste unter wechselnder Anregung beliebiger Schwingungsform im untersuchten Elektrolech M330-35A(CDW) zu bestimmen.

7.2.1 Berechnungsansätze

Eisenverluste in PSMs setzen sich, wie unter wechselnder Magnetisierung nach Gleichung (7.1), aus den Hystereseverlust-, den Wirbelstrom- und den Zusatzverlusten zusammen. Im Rotor sind die magnetischen Felder und die Eisenverluste in jedem FE-Element in radialer und tangentialer Richtung beschrieben, während sie im Stator an der Haupt- und Nebenachse betrachtet sind. Zur Unterscheidung werden die Größen im Rotor mit „R“ und die im Stator mit „S“ gekennzeichnet.

Eisenverluste im Rotor

Wird das i -te Element in der Vernetzung des Rotorblechpakets betrachtet, sind seine spezifischen Hystereseverluste aus Gleichung (5.18) vereinfacht als die algebraische Summe von den Verlusten in radialer und tangentialer Richtung abgebildet als

$$P_{s,hy,i}^R = P_{s,hy,r,i}^R + P_{s,hy,t,i}^R \quad (7.12)$$

Die jeweiligen Komponenten der Hystereseverluste, die innerhalb einer Rotorperiode T_R entstehen, werden nach dem allgemeinen Modellansatz in Gleichung (7.2) bestimmt.

Bei den Wirbelstromverlusten wird der Skineneffekt aus den in Kapitel 5.3 geschilderten Gründen vernachlässigt. Unter einer Rotortemperatur ϑ_R ergeben sich die spezifischen Wirbelstromverluste im i -ten Element aus Gleichung (5.20) zu

$$P_{s,wb,i}^R = \frac{\sigma(\vartheta_R) \cdot d^2}{12 \cdot \rho_m} \cdot \frac{1}{T_R} \cdot \int_0^{T_R} \left(\left(\frac{dB_{r,i}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{t,i}}{dt} \right)^2 \right) dt, \quad (7.13)$$

wobei die tatsächliche spezifische Leitfähigkeit des Elektroblechs nach Gleichung (5.21) durch

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0 \cdot \frac{1}{1 + \alpha \cdot (\vartheta - \vartheta_0)} \quad \text{mit} \quad \vartheta_0 = 23 \pm 5^\circ\text{C} \quad (7.14)$$

in Abhängigkeit der Rotortemperatur ϑ_R und anhand der in Tabelle 7.1 aufgelisteten Materialparameter angenähert wird.

Die spezifischen Zusatzverluste ergeben sich aus Gleichung (5.22) ebenfalls als die algebraische Summe von den Komponenten in beiden Richtungen zu

$$P_{s,\text{ex},i}^R = k_{\text{ex}} \left(|\tilde{\mathbf{J}}_i| \right) \cdot \frac{1}{T_R} \cdot \int_0^{T_R} \left(\left| \frac{dJ_{r,i}}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} + \left| \frac{dJ_{t,i}}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} \right) dt. \quad (7.15)$$

Der Koeffizient der Zusatzverluste wird abhängig von der gesamten Schwingungsamplitude der zweidimensionalen Polarisation $|\tilde{\mathbf{J}}_i|$, welche mit einem statischen Anteil behaftet ist, nach Gleichung (7.11) für das Elektroblech M330-35A(CDW) bestimmt.

Für eine mit insgesamt N Elementen diskretisierte Geometrie werden die Rotoreisenverluste anhand des Postprozessors schließlich nach Gleichung (5.23) berechnet durch

$$P_{\text{fe}}^R = \rho_m \cdot l_{\text{fe}} \cdot s_f \cdot \sum_{i=1}^N \left(P_{s,i}^R \cdot A_i^R \right). \quad (7.16)$$

Eisenverluste im Stator

Im Vergleich zu den Rotoreisenverlusten werden die Verlustkomponenten im Stator durch komplexere Berechnungsansätze beschrieben: Einerseits wird der Einfluss der rotierenden Felder auf die Hysterese- und die Zusatzverluste durch die Faktoren R_{hy} und R_{ex} beschrieben, welche unter den in dieser Arbeit getroffenen Annahmen für alle nichtkornorientierten Elektrobleche gelten; andererseits wird der Einfluss des Skineffekts auf die Wirbelstromverluste durch den Skineffekt-Faktor F_S berücksichtigt.

Die spezifischen Hystereseverluste, die innerhalb einer Statorperiode bzw. einer elektrischen Periode T im i -ten Element in der Vernetzung des Statorblechpakets entstehen, ergeben sich aus Gleichung (6.59) zu

$$P_{s,\text{hy},i}^S = P_{s,\text{hy},\text{ha},i}^S + P_{s,\text{hy},\text{na},i}^S \cdot \left(R_{\text{hy},i} \left(\tilde{J}_{\text{ha},i} \right) - 1 \right). \quad (7.17)$$

Dabei ist angenommen, dass die Hauptschleife und die Nebenschleifen gleichartig von den rotierenden Feldern beeinflusst sind. Die Verlustkomponenten an der Haupt- und Nebenachse werden anhand Gleichung (7.2) als Hystereseverluste unter wechselnder Magnetisierung bestimmt. Der Faktor $R_{\text{hy},i}$ wird nach

Gleichung (6.52) anhand des folgenden Polynoms sowie der in Tabelle 7.6 aufgelisteten Koeffizienten $k_{R_{\text{hy}}}^n$ ermittelt:

$$R_{\text{hy},i} = \sum_n^N k_{R_{\text{hy}}}^n \cdot \left(\frac{\tilde{J}_{\text{ha},i}}{J_s} \right)^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (7.18)$$

Dieser Faktor hängt von der maximalen Aussteuerung der Polarisation an der Hauptachse und der Sättigungspolarisation ab.

Tabelle 7.6: Koeffizienten zur Bestimmung des Faktors R_{hy}

Parameter	$k_{R_{\text{hy}}}^0$	$k_{R_{\text{hy}}}^1$	$k_{R_{\text{hy}}}^2$	$k_{R_{\text{hy}}}^3$	$k_{R_{\text{hy}}}^4$
R_{hy}	2,46	-2,02	1,30	1,79	-3,53

Unter der Annahme, dass die Permeabilität des weichmagnetischen Werkstoffs ideal richtungsunabhängig ist, ergeben sich die spezifischen Wirbelstromverluste unter einer beliebig rotierenden Magnetisierung aus Gleichung (6.61) zu

$$P_{\text{s,wb},i}^{\text{S}} = F_{\text{S},i}(\gamma_{\text{eq},i}) \cdot \frac{\sigma(\vartheta_{\text{S}}) \cdot d^2}{12 \cdot \rho_{\text{m}}} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\left(\frac{dB_{\text{ha},i}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{\text{na},i}}{dt} \right)^2 \right) dt. \quad (7.19)$$

Der Skineffekt-Faktor wird nach Gleichung (7.5) bestimmt. Mit Berücksichtigung der tatsächlichen elektrischen Leitfähigkeit bei der Statortemperatur ϑ_{S} nach Gleichung (7.14) ergibt sich der Kehrwert der äquivalenten normierten Eindringtiefe aus Gleichung (7.6) zu

$$\gamma_{\text{eq},i} = \sqrt{\frac{\omega_0 \cdot \sigma(\vartheta_{\text{S}}) \cdot \mu_0 \cdot \mu_{\text{r,eq},i} (|\mathbf{J}_i|_{\text{max}}) \cdot d^2}{2}}. \quad (7.20)$$

Die äquivalente relative Permeabilität hängt nun von der absoluten maximalen Aussteuerung der rotierenden Polarisation $|\mathbf{J}_i|_{\text{max}}$ ab.

Wie bei den Hystereseverlusten wird der Einfluss der rotierenden Magnetisierung auf die Zusatzverluste durch einen ähnlichen Ansatz beschrieben. Aus Gleichung (6.63) ergeben sich die spezifischen Zusatzverluste zu

$$P_{s,ex,i}^S = P_{s,ex,ha,i}^S + P_{s,ex,na,i}^S \cdot \left(R_{ex,i}(\tilde{J}_{ha,i}) - 1 \right). \quad (7.21)$$

Die Verlustkomponenten an der Haupt- und Nebenachse werden nach Gleichung (7.7) berechnet. Zusätzlich wird der Koeffizient der Zusatzverluste, wie die äquivalente relative Permeabilität, abhängig von der gesamten Aussteuerung der rotierenden Polarisierung $|\mathbf{J}_i|_{\max}$ nach Gleichung (7.11) für das Elektroblech M330-35A(CDW) bestimmt. Analog zum Faktor $R_{hy,i}$ ist der Verlauf des Faktors $R_{ex,i}$ ebenfalls durch ein Polynom nach Gleichung (6.54) beschrieben:

$$R_{ex,i} = \sum_n^N k_{R_{ex}}^n \cdot \left(\frac{\tilde{J}_{ha,i}}{J_s} \right)^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (7.22)$$

Die dazugehörigen Koeffizienten $k_{R_{ex}}^n$ sind Tabelle 7.7 zu entnehmen.

Tabelle 7.7: Koeffizienten zur Bestimmung des Faktors R_{ex}

Parameter	$k_{R_{ex}}^0$	$k_{R_{ex}}^1$	$k_{R_{ex}}^2$	$k_{R_{ex}}^3$	$k_{R_{ex}}^4$	$k_{R_{ex}}^5$	$k_{R_{ex}}^6$
R_{ex}	2,25	-2,16	6,97	-26,47	63,68	-75,97	31,70

Besitzt die Vernetzung insgesamt M Elemente, werden die Statorisenverluste anhand des Postprozessors schließlich nach Gleichung (6.66) berechnet durch

$$P_{fe}^S = \rho_m \cdot l_{fe} \cdot s_f \cdot \sum_{i=1}^M \left(P_{s,i}^S \cdot A_i^S \right). \quad (7.23)$$

7.2.2 Referenzmodell

Um die Einflüsse von verschiedenen Effekten auf die Eisenverluste zu verdeutlichen, werden die durch den vorgestellten Modellansatz berechneten Eisenverluste den Verlusten gegenübergestellt, die ein Referenzmodell mit reduziertem Modellierungsumfang berechnet. Diesem Referenzmodell ähnliche Verlustmodelle sind typischerweise in herkömmlichen kommerziellen FE-Programmen,

wie z. B. *FLUX2D* [63], *FEMAG* [117], *JMAG* [118] und *MAXWELL* [119], implementiert, um die Eisenverluste in elektrischen Maschinen zu berechnen [E6]. Im Gegensatz zum vorgestellten Modell weist das Referenzmodell folgende Unterschiede auf:

- Im Rotor wird die Erhöhung der Hystereseverluste durch die Offset-Polarisation vernachlässigt.¹⁵ Infolgedessen sind die Hystereseverluste nach Gleichung (7.3) mit einem konstanten Verschiebungsfaktor zu bestimmen. Folgende Vereinfachung gilt für alle Rotorelemente:

$$F_D^R = 1. \quad (7.24)$$

- Im Stator werden die Feldkomponenten der rotierenden Magnetisierung nicht in Abhängigkeit der entsprechenden Ortskurve in die Haupt- und Nebenachse zerlegt. Wie die magnetischen Felder im Rotor werden sie nur in radialer und tangentialer Richtung betrachtet.¹⁶
- Weder im Stator noch im Rotor werden die von Nebenschleifen verursachten zusätzlichen Hystereseverluste berücksichtigt. In diesem Fall entsprechen die gesamten Hystereseverluste den Hystereseverlusten der Hauptschleife. Aus Gleichung (7.2) ergeben sich die Hystereseverluste für jedes Rotor- und Statorelement zu

$$P_{s,hy}^{R,S} = \frac{1}{T} \cdot W_{s,hy,HHS}^{R,S}. \quad (7.25)$$

- Im Stator wird der Einfluss der rotierenden Magnetisierung auf die Hystereseverluste und die Zusatzverluste vernachlässigt.¹⁷ Daraus ergeben sich die Faktoren in Gleichungen (7.17) und (7.21) für jedes Statorelement zu

$$R_{hy} = R_{ex} = 2. \quad (7.26)$$

¹⁵ In *MAXWELL* kann der Einfluss einer statischen Flussdichte auf die Hystereseverluste durch einen Korrekturfaktor K_{dc} berücksichtigt werden [119].

¹⁶ Kommerzielle FE-Programme berechnen die Eisenverluste, sowohl im Rotor als auch im Stator, vor allem in der xy -Ebene [63, 117–120]. In *JMAG* können die Eisenverluste zusätzlich auch in radialer und tangentialer Richtung betrachtet werden [118].

¹⁷ *FEMAG* verwendet einen konstanten Multiplikationsfaktor k_z , um die Auswirkung der rotierenden Felder auf die Hystereseverluste zu berücksichtigen [117].

- Im Stator werden die Wirbelstromverluste durch ihre niederfrequente Näherung ohne Berücksichtigung des Skin效kts berechnet. Dementsprechend beträgt der Skin效kkt-Faktor in Gleichung (7.19) stets eins:

$$F_S = 1. \quad (7.27)$$

7.3 Eisenverluste in der Beispielmachine

Die Eisenverluste in der Beispiel-PSM¹⁸, welche eine antizyklische Periodizität mit $p' = 1$ aufweist, werden jeweils mit dem vorgestellten Berechnungsansatz (weiter als *Diss-Modell* bezeichnet) und dem eingeführten Referenzmodell berechnet. Die Ergebnisse werden, wie üblich in der Praxis der Maschinenauslegung, nicht auf das Gewicht bezogen als spezifische Verluste, sondern als absolute Verlustleistung vorgestellt. Das Statorblechpaket aus dem nichtkornorientierten Elektroblech M330-35A(CDW) wiegt 25,9 kg, wohingegen das Rotorblechpaket 19,9 kg wiegt.

Wie bei den lastabhängigen Untersuchungen der magnetischen Felder in Kapitel 5.1 und 6.1 werden die berechneten Eisenverluste ebenfalls im Leerlauf und unter Vollast mit $I_{ph}/I_{ph,max} = 100\%$ und $\gamma = 45^\circ_{\text{elek}}$ dargestellt. Die Beispiel-PSM dreht mit einer Eckdrehzahl von 5000 min^{-1} , welche bei der achtpoligen Auslegung einer elektrischen Frequenz von $333,3 \text{ Hz}$ entspricht. Darüber hinaus wird angenommen, dass sowohl der Stator als auch der Rotor sich in einem thermischen Beharrungszustand bei einer Temperatur von 120°C befinden.

7.3.1 Eisenverluste im Leerlauf

Die Berechnungsergebnisse sind in Tabelle 7.8 auf Seite 228 aufgelistet. Es kann dabei festgestellt werden, dass die Eisenverluste, die durch das Diss-Modell berechnet wurden, sich wenig von den Ergebnissen des Referenzmodells unterscheiden. Um die Änderungen, die durch die verschiedenen Erweiterungen des Diss-Modells hervorgerufen sind, besser verfolgen zu können, stellen Abbildung 7.1 die Eisenverluste im Rotor sowie Abbildung 7.2 die Eisenverluste im Stator nach der Verlustseparation dar. Dabei zeigt Abbildung 7.1 nur die Hystereseverluste im Rotor, weil sowohl das Diss-Modell als auch das Referenzmodell dieselben Ansätze für die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste verwenden.

¹⁸ Diese PSM wurde in Kapitel 3.3 vorgestellt. Die technischen Daten der Maschine befinden sich in Anhang A.2.

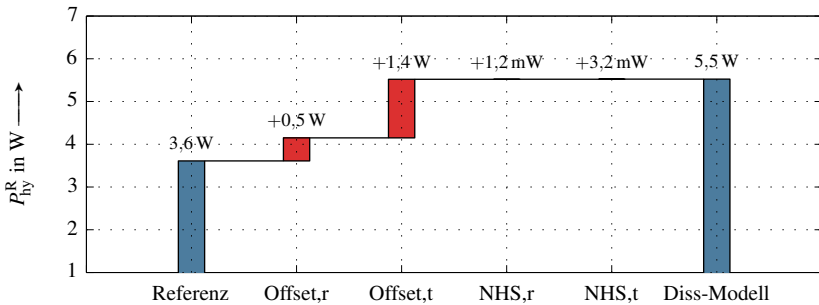


Abbildung 7.1: Änderung in den Hystereseverlusten im Rotor im Leerlauf

Zusätzlich wird die Aufteilung der durch das Diss-Modell bestimmten Eisenverluste in Abbildung 7.3 nach verschiedenen Kriterien veranschaulicht.

Eisenverluste im Rotor

Nach Abbildung 7.1 sind die Hystereseverluste im Rotor durch Berücksichtigung der Offset-Polarisation in radialer und tangentialer Richtung insgesamt um ca. 53 % gestiegen.¹⁹ Dementsprechend hat der effektive Verschiebungsfaktor $F_{D,eff}^R$, welcher bezüglich der gesamten Hystereseverluste durch

$$F_{D,eff}^R = \frac{P_{hy,HHS,r}^R + P_{hy,HHS,t}^R}{P_{hy,HHS,r}^R \Big|_{F_D^R=1} + P_{hy,HHS,t}^R \Big|_{F_D^R=1}} \quad (7.28)$$

gegeben ist, einen Wert von 1,53. Darüber hinaus bleiben die durch Nebenschleifen hervorgerufenen Hystereseverluste vernachlässigbar klein. Weil in diesem Fall die Rotoreisenverluste nach Abbildung 7.3 lediglich 4 % der gesamten Eisenverluste in der Beispiel-PSM ausmachen, hat die starke prozentuale Steigung der Hystereseverluste keine weitere Auswirkung.

Eisenverluste im Stator

Die Hystereseverluste im Leerlauf sind nach Abbildung 7.2(a) nach Betrachtung der Feldkomponenten an der Haupt- und Nebenachse leicht gestiegen.

¹⁹ Alle weiteren prozentualen Angaben beziehen sich auf die entsprechenden Berechnungsergebnisse des Referenzmodells.

Werden nun die Verluste der Nebenschleifen, die vor allem an der Nebenachse auftreten, einkalkuliert, steigen die Hystereseverluste nur unerheblich. Dagegen reduzieren sich diese Verluste geringfügig nach Berücksichtigung der rotierenden Magnetisierung. Da in diesem Betriebspunkt ohne Bestromung das Material nicht tief in die Sättigung gebracht ist und somit die Aussteuerung der Polarisation relativ klein bleibt, hat der effektive Faktor $R_{\text{hy,eff}}$ für die gesamten Hystereseverluste, welcher durch

$$R_{\text{hy,eff}} = 1 + \frac{P_{\text{hy}}^{\text{S}} - (P_{\text{hy,HHS,ha}}^{\text{S}} + P_{\text{hy,NHS,ha}}^{\text{S}})}{P_{\text{hy,HHS,na}}^{\text{S}} + P_{\text{hy,NHS,na}}^{\text{S}}} \quad (7.29)$$

zu bestimmen ist, einen Wert von 1,83. Dieser Faktor ist also nicht weit vom Faktor 2 entfernt, der sich aus dem Referenzmodell ohne Berücksichtigung der rotierenden Felder ergibt.

Bei den Wirbelstromverlusten liefert die Berechnung an der Haupt- und Nebenachse nach Abbildung 7.2(b) exakt identische Ergebnisse, wie die in radialer und tangentialer Richtung. Diese anhand ihrer niederfrequenten Näherung berechneten Verluste sind daher unabhängig davon, wie das rotierende magnetische Feld zerlegt ist. Des Weiteren gehen sie nach Berücksichtigung des Skineffekts an der Haupt- und Nebenachse insgesamt um ca. 4% zurück, während der effektive Skineffekt-Faktor $F_{\text{S,eff}}$, welcher durch

$$F_{\text{S,eff}} = \frac{P_{\text{wb}}^{\text{S}}}{P_{\text{wb}}^{\text{S}} \Big|_{F_{\text{S}}=1}} \quad (7.30)$$

gegeben ist, nach dem Diss-Modell 0,96 beträgt. Dementsprechend übt der Skineffekt in diesem Betriebspunkt keinen großen Einfluss aus. Die Gründe dafür liegen darin, dass einerseits die elektrische Frequenz nur leicht über der empirischen Grenzfrequenz liegt, welche beim Elektrolech M330-35A(CDW) unter Raumtemperatur ca. 300 Hz beträgt. Andererseits verschiebt sich diese Grenzfrequenz durch den Temperaturanstieg von ca. 100 K bzw. durch die verringerte elektrische Leitfähigkeit zusätzlich in den höheren Frequenzbereich. Dadurch hat der Skineffekt erst bei höheren Frequenzen einen starken Einfluss auf die Wirbelstromverluste.

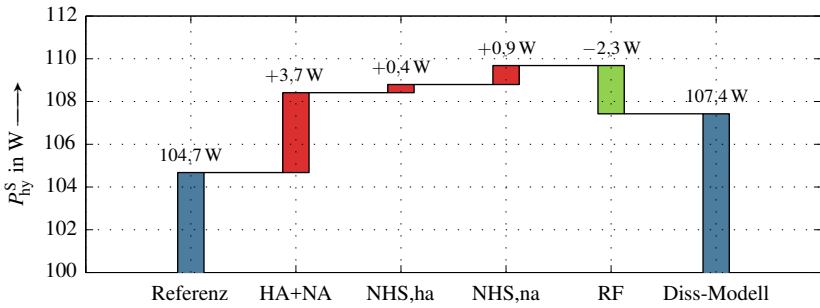
Bei den Zusatzverlusten, wie Abbildung 7.2(c) zu entnehmen ist, ist ebenfalls kaum Änderung durch Betrachtung der Feldkomponenten an der Haupt- und

Nebenachse zu beobachten. Wie bei den Hystereseverlusten reduzieren sich die Zusatzverluste im Stator nach Berücksichtigung der rotierenden Magnetisierung nur geringfügig. Der effektive Faktor $R_{\text{ex,eff}}$ für die gesamten Zusatzverlusten, welcher durch

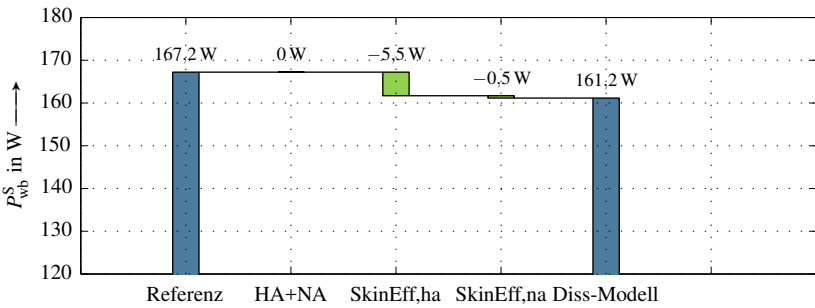
$$R_{\text{ex,eff}} = 1 + \frac{P_{\text{ex}}^{\text{S}} - (P_{\text{ex,HHS,ha}}^{\text{S}} + P_{\text{ex,NHS,ha}}^{\text{S}})}{P_{\text{ex,HHS,na}}^{\text{S}} + P_{\text{ex,NHS,na}}^{\text{S}}} \quad (7.31)$$

gegeben ist, hat in diesem Betriebspunkt einen Wert von 1,75. Er liegt, wie der nach Gleichung (7.29) ermittelte effektive Faktor $R_{\text{hy,eff}}$, nahe am durch Referenzmodell verwendeten Wert von 2.

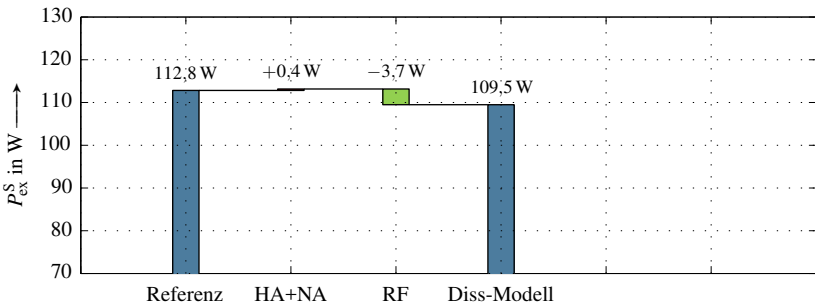
Darüber hinaus ist bei der Analyse zu betrachten, dass die eingeführten effektiven Faktoren in Gleichungen (7.28) bis (7.31) auf die Gesamtwerte der jeweiligen Verlustkomponenten bezogen sind. Sie entsprechen daher nicht den Mittelwerten aller Elemente.



(a) Hystereseverluste



(b) Wirbelstromverluste



(c) Zusatzverluste

Abbildung 7.2: Änderungen in den drei Verlustkomponenten im Stator im Leerlauf

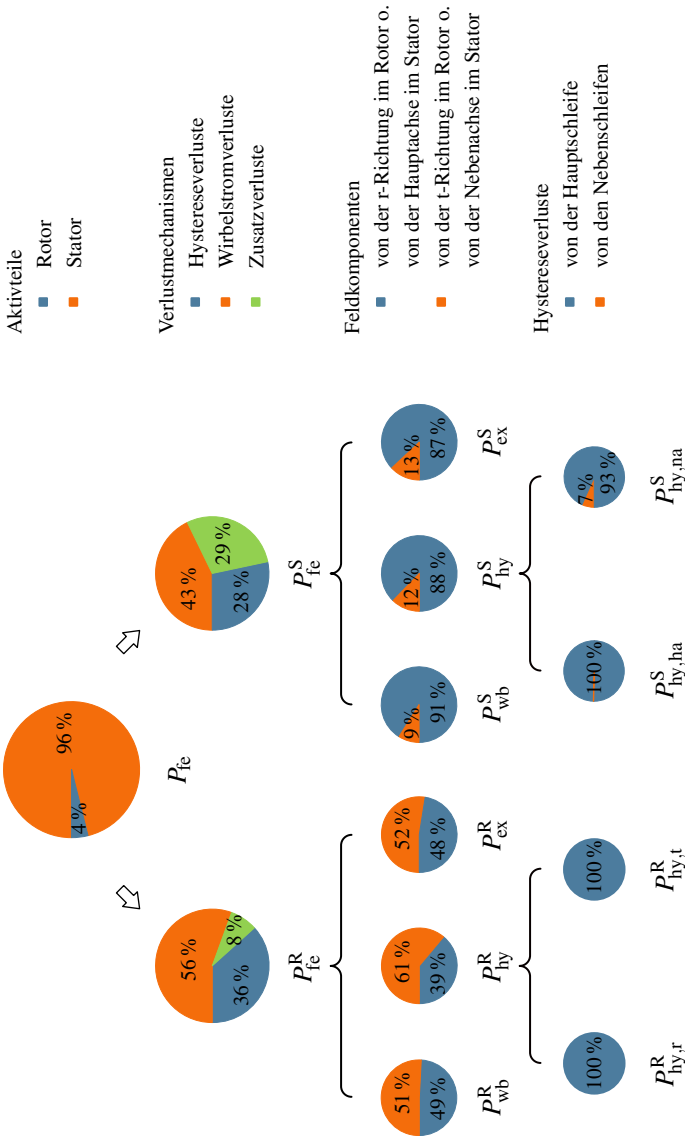


Abbildung 7.3: Verteilung der anhand des Diss-Modells berechneten Eisenverluste in der Beispiel-PSM im Leerlauf bei der Eckdrehzahl von 5000 min^{-1}

Tabelle 7.8: Die berechneten Eisenverluste im Leerlauf bei der Eckdrehzahl

Größe	Bezeichnungen	Referenz	Diss-Modell
Eisenverluste in der PSM	P_{fe}^R	397,9 W	393,1 W
Eisenverluste im Rotor			
Gesamtverluste	P_{fe}^R	13,2 W	15,1 W
Hystereseverluste	P_{hy}^R	3,6 W	5,5 W
– von der HHS in r-Richtung	$P_{hy,HHS,r}^R$	1,6 W	2,1 W
– von allen NHS in r-Richtung	$P_{hy,NHS,r}^R$	N/A	1,2 mW
– von der HHS in t-Richtung	$P_{hy,HHS,t}^R$	2,0 W	3,4 W
– von allen NHS in t-Richtung	$P_{hy,NHS,t}^R$	N/A	3,2 mW
– Effektiver Verschiebungsfaktor	$F_{D,eff}^R$	1	1,53
Wirbelstromverluste	P_{wb}^R	8,4 W	8,4 W
– in r-Richtung	$P_{wb,r}^R$	4,1 W	4,1 W
– in t-Richtung	$P_{wb,t}^R$	4,3 W	4,3 W
Zusatzverluste	P_{ex}^R	1,2 W	1,2 W
– in r-Richtung	$P_{ex,r}^R$	0,6 W	0,6 W
– in t-Richtung	$P_{ex,t}^R$	0,6 W	0,6 W
Eisenverluste im Stator			
Gesamtverluste	P_{fe}^S	384,7 W	378,1 W
Hystereseverluste	P_{hy}^S	104,7 W	107,4 W
– von der HHS in r-Richtung o. an der HA	$P_{hy,HHS,r/ha}^S$	38,8 W	96,0 W
– von allen NHS in r-Richtung o. an der HA	$P_{hy,NHS,r/ha}^S$	N/A	0,4 W
– von der HHS in t-Richtung o. an der NA	$P_{hy,HHS,t/na}^S$	65,9 W	12,4 W
– von allen NHS in t-Richtung o. an der NA	$P_{hy,NHS,t/na}^S$	N/A	0,9 W
– Effektiver Faktor der rotierenden Felder	$R_{hy,eff}$	2	1,83
Wirbelstromverluste	P_{wb}^S	167,2 W	161,2 W
– in r-Richtung o. an der HA	$P_{wb,r/ha}^S$	82,0 W	146,9 W
– in t-Richtung o. an der NA	$P_{wb,t/na}^S$	85,2 W	14,3 W
– Effektiver Skineffekt-Faktor	$F_{S,eff}$	1	0,96
Zusatzverluste	P_{ex}^S	112,8 W	109,5 W
– in r-Richtung o. an der HA	$P_{ex,r/ha}^S$	49,2 W	98,4 W
– in t-Richtung o. an der NA	$P_{ex,t/na}^S$	63,6 W	14,7 W
– Effektiver Faktor der rotierenden Felder	$R_{ex,eff}$	2	1,75

7.3.2 Eisenverluste unter Volllast

In ähnlicher Art und Weise werden unter Volllast die von den beiden Modellsätzen berechneten Eisenverluste miteinander verglichen. In Tabelle 7.9 auf Seite 233 sind die Ergebnisse aufgelistet, während Abbildungen 7.4 und 7.5 die Änderungen der jeweiligen Verlustkomponenten in Abhängigkeit der Erweiterungen aufschlüsseln. Zusätzlich stellt Abbildung 7.6 die Aufteilung der Eisenverluste dar. Im Vergleich zum Leerlauf weist der Rotor in diesem Betriebspunkt einen deutlich höheren Anteil an den gesamten Eisenverlusten auf. Dazu hat sowohl im Rotor als auch im Stator der Anteil der durch Nebenschleifen verursachten Hystereseverluste deutlich zugenommen, obwohl die Beispiel-PSM ideal mit einer dreiphasigen sinusförmigen Drehstromspeisung simuliert wurde.

Eisenverluste im Rotor

Nach Abbildung 7.4 können große Änderungen bei den durch das Diss-Modell berechneten Hystereseverlusten festgestellt werden. Nach Berücksichtigung des Einflusses der statischen Magnetisierung in radialer und tangentialer Richtung steigen die Hystereseverluste jeweils um 52 % und 163 %. Der effektive Verschiebungsfaktor $F_{D,eff}^R$ beträgt demzufolge 3,16. Des Weiteren lassen die Nebenschleifen diese Verlustkomponente in beiden Richtungen jeweils um weitere 60 % und 73 % zunehmen. In diesem Fall ist ungefähr ein Drittel aller Hystereseverluste im Rotor durch Nebenschleifen hervorgerufen, was in Abbildung 7.6 zu beobachten ist.

Im Vergleich zu den Ergebnissen des Referenzmodells haben sich die Hystereseverluste unter Volllast, die durch das Diss-Modell bestimmt sind, insgesamt um ca. 350 % vergrößert. Dadurch sind die gesamten Eisenverluste im Rotor um ca. 35 % gestiegen. Dies bedeutet zugleich, dass das Referenzmodell die Eisenverluste im Rotor stark unterschätzt. Eine Fehlauflösung des Kühlsystems kann die Folge sein: Beispielsweise kann der Rotor nach den Ergebnissen des Referenzmodells ohne Kühlung ausgelegt werden, während nach dem vorgestellten Diss-Modell eine direkte Rotorkühlung mit Öl in Frage kommen kann.

Eisenverluste im Stator

Im Gegensatz zum Rotor sind die Eisenverluste im Stator insgesamt um ca. 8 % zurückgegangen. Nach Abbildung 7.5(a) steigen die Hystereseverluste zuerst um 3 %, nachdem die Feldkomponenten an der Haupt- und Nebenachse statt in radialer und tangentialer Richtung betrachtet wurden. Sie nehmen

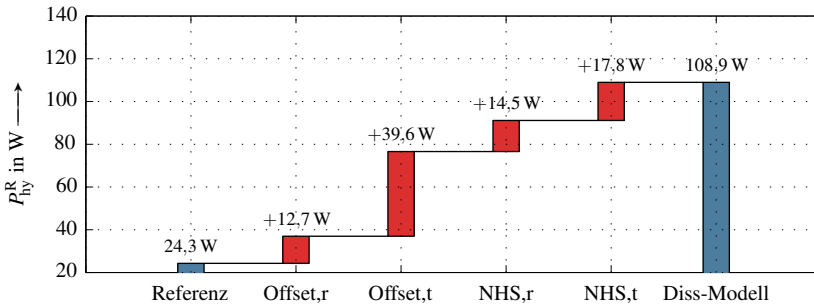
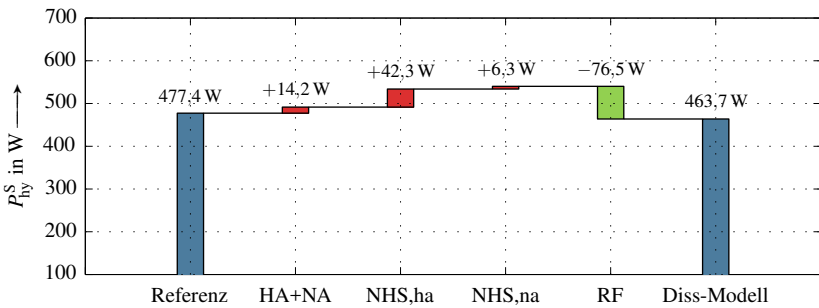


Abbildung 7.4: Änderung in den Hystereseverlusten im Rotor unter Volllast

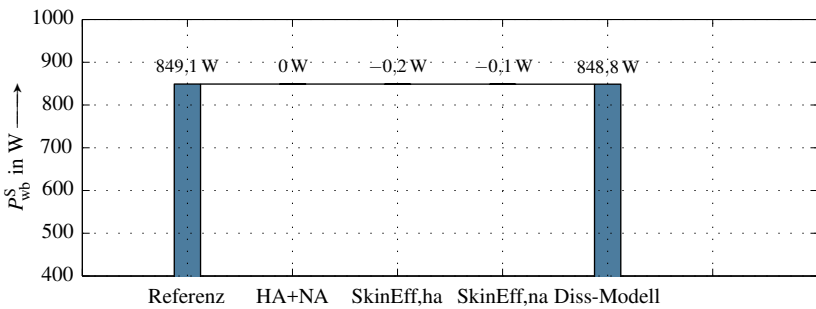
nach Berücksichtigung der Verluste aller Nebenschleifen weiter leicht zu. Im Vergleich zum Leerlauf leisten die Nebenschleifen unter Volllast einen deutlich höheren Beitrag von ca. 10 % zu den gesamten Hystereseverlusten im Stator. Des Weiteren ist das Material in diesem Betriebspunkt durch die starke Bestromung tief in die Sättigung gebracht, was eine höhere Aussteuerung zur Folge hat. Dadurch reduziert sich der effektive Faktor $R_{hy,eff}$ auf 0,68. Da dieser Faktor unterhalb eins liegt, sind die gesamten Hystereseverluste kleiner als die Verluste der wechselnden Magnetisierung an der Hauptachse. Im Vergleich zum Referenzmodell verringern sich die Hystereseverluste um ca. 16 %.

Wie im Leerlauf bleiben die Wirbelstromverluste nach Abbildung 7.6(b) weiterhin die bedeutendste Verlustkomponente mit einem Anteil an den gesamten Statorisenverlusten von ca. 50 %. Der Skineneffekt übt mit einem effektiven Faktor $F_{S,eff}$ von ca. eins kaum Einfluss aus, da sich die äquivalente relative Permeabilität im tief gesättigten Material gegen eins verringert.

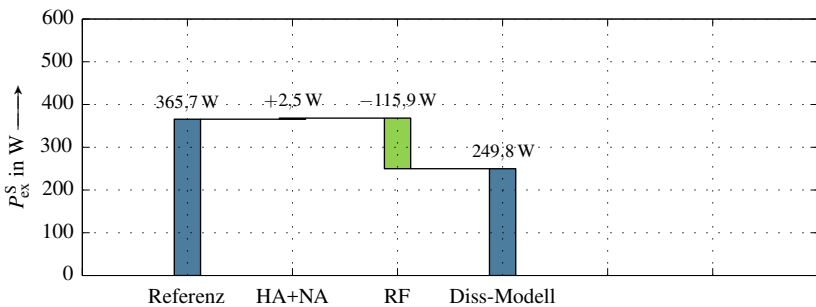
Die Zusatzverluste hängen nach Abbildung 7.5(c) näherungsweise, wie die Wirbelstromverluste, nicht davon ab, in welchem Koordinatensystem sie betrachtet werden. Wie auf die Hystereseverluste übt die rotierende Magnetisierung unter Volllast einen stärkeren Einfluss auf die Zusatzverluste aus, sodass der effektive Faktor $R_{ex,eff}$ sich auf 0,42 reduziert. Im Vergleich zu den Ergebnissen des Referenzmodells sind die gesamten Zusatzverluste bei diesem weit unterhalb eins liegenden effektiven Faktor insgesamt um ca. 32 % zurückgegangen, während an der Nebenachse verhältnismäßig mehr Zusatzverluste wegen der starken Bestromung auftreten, was in Abbildung 7.6 zu beobachten ist.



(a) Hystereseverluste



(b) Wirbelstromverluste



(c) Zusatzverluste

Abbildung 7.5: Änderungen in den drei Verlustkomponenten im Stator unter Vollast

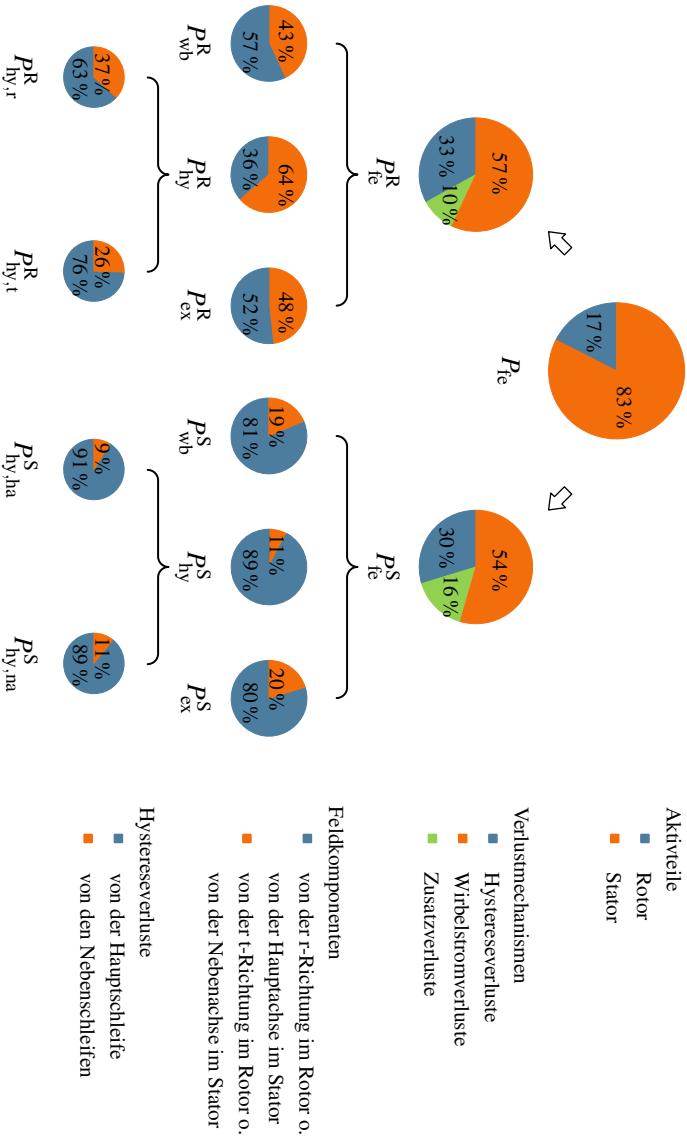


Abbildung 7.6: Verteilung der anhand des Diss-Modells berechneten Eisenverluste in der Beispiel-PSM unter Vollast mit $I_{ph}/I_{ph,max} = 100\%$ und $\gamma = 45^\circ_{\text{elek}}$ bei der Eckdrehzahl von 5000 min^{-1}

Tabelle 7.9: Die berechneten Eisenverluste unter Volllast bei der Eckdrehzahl

Größe	Bezeichnungen	Referenz	Diss-Modell
Eisenverluste in der PSM	P_{fe}^R	1936,9 W	1891,7 W
Eisenverluste im Rotor			
Gesamtverluste	P_{fe}^R	244,8 W	329,4 W
Hystereseverluste	P_{hy}^R	24,3 W	108,9 W
– von der HHS in r-Richtung	$P_{hy,HHS,r}^R$	12,3 W	25,0 W
– von allen NHS in r-Richtung	$P_{hy,NHS,r}^R$	N/A	14,5 W
– von der HHS in t-Richtung	$P_{hy,HHS,t}^R$	12,0 W	51,6 W
– von allen NHS in t-Richtung	$P_{hy,NHS,t}^R$	N/A	17,8 W
– Effektiver Verschiebungsfaktor	$F_{D,eff}^R$	1	3,16
Wirbelstromverluste	P_{wb}^R	187,4 W	187,4 W
– in r-Richtung	$P_{wb,r}^R$	107,0 W	107,0 W
– in t-Richtung	$P_{wb,t}^R$	80,4 W	80,4 W
Zusatzverluste	P_{ex}^R	33,1 W	33,1 W
– in r-Richtung	$P_{ex,r}^R$	17,1 W	17,1 W
– in t-Richtung	$P_{ex,t}^R$	16,0 W	16,0 W
Eisenverluste im Stator			
Gesamtverluste	P_{fe}^S	1692,1 W	1562,3 W
Hystereseverluste	P_{hy}^S	477,4 W	463,7 W
– von der HHS in r-Richtung o. an der HA	$P_{hy,HHS,r/ha}^S$	189,8 W	440,2 W
– von allen NHS in r-Richtung o. an der HA	$P_{hy,NHS,r/ha}^S$	N/A	42,3 W
– von der HHS in t-Richtung o. an der NA	$P_{hy,HHS,t/na}^S$	287,6 W	51,4 W
– von allen NHS in t-Richtung o. an der NA	$P_{hy,NHS,t/na}^S$	N/A	6,3 W
– Effektiver Faktor der rotierenden Felder	$R_{hy,eff}$	2	0,68
Wirbelstromverluste	P_{wb}^S	849,1 W	848,8 W
– in r-Richtung o. an der HA	$P_{wb,r/ha}^S$	422,8 W	689,7 W
– in t-Richtung o. an der NA	$P_{wb,t/na}^S$	426,3 W	159,1 W
– Effektiver Skineffekt-Faktor	$F_{S,eff}$	1	1
Zusatzverluste	P_{ex}^S	365,7 W	249,8 W
– in r-Richtung o. an der HA	$P_{ex,r/ha}^S$	169,1 W	293,0 W
– in t-Richtung o. an der NA	$P_{ex,t/na}^S$	196,6 W	75,2 W
– Effektiver Faktor der rotierenden Felder	$R_{ex,eff}$	2	0,42

7.3.3 Fazit

Die in den letzten Abschnitten durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass das Referenzmodell und das Diss-Modell ähnliche Eisenverluste liefern, wenn die Beispielmachine im Leerlauf betrieben ist. Die Hystereseverluste im Rotor sind durch Berücksichtigung der Offset-Polarisation zwar prozentual stark erhöht, aber wegen der kleinen absoluten Verluste ist der Einfluss dieser Steigerung auf die Eisenverluste der Gesamtmaschine vernachlässigbar. Zusätzlich bringen die Nebenschleifen sowohl im Rotor als auch im Stator kaum weitere Hystereseverluste mit sich, da ohne Bestromung die zeitlichen Feldverläufe wenig Verzerrungen aufweisen und daher nur eine begrenzte Anzahl von Nebenschleifen auftritt. Des Weiteren übt der Skineffekt aufgrund der hohen Betriebstemperatur nur einen geringen Einfluss auf die Wirbelstromverluste aus. Schließlich sind im Stator die Hysteresee- und die Zusatzverluste nur geringfügig durch die rotierende Magnetisierung beeinträchtigt, wenn das Elektroblech nicht tief gesättigt ist. Zusammenfassend reicht es im Leerlauf aus, die Eisenverluste mit dem Referenzmodell zu bestimmen.

Im Gegensatz zum Leerlauf unterscheiden sich die beiden Berechnungsansätze unter Volllast hauptsächlich in den Eisenverlusten im Rotor. Die Eisenverluste steigen dort deutlich, weil die durch das Diss-Modell bestimmten Hystereseverluste um mehrere hundert Prozent zugenommen haben. Dieser starke Anstieg ist dadurch zustande gekommen, dass zusätzliche Hystereseverluste, die durch Offset-Polarisationen sowie durch Nebenschleifen hervorgerufen sind, anhand des Diss-Modells berücksichtigt werden konnten. Im Stator verändern sich die Wirbelstromverluste wegen des schwachen Skineffekts kaum, während die Hysteresee- und die Zusatzverluste durch Betrachtung der Feldkomponenten sowie durch Berücksichtigung der Nebenschleifen an der Haupt- und Nebenachse leicht zunehmen. Zusätzlich üben die rotierenden Felder bei dem tief gesättigten Material einen deutlich stärkeren Einfluss auf die Hysteresee- und die Zusatzverluste aus, sodass die gesamten Eisenverluste im Stator leicht zurückgehen.

8

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit realitätsnaher Modellierung und hocheffizienter Berechnung der lastabhängigen Eisenverluste in permanentmagneterregten Synchronmaschinen mit Hilfe eines Postprozessors. In diesem Kapitel werden zuerst die aus dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst. Auf die konkreten Ergebnisse wird anschließend eingegangen. Zum Schluss werden weitere Verbesserungsmöglichkeiten für zukünftige Forschung und Entwicklung in diesem Themengebiet vorgestellt.

8.1 Erkenntnisgewinn

Zur Messung und Modellierung der Eisenverluste unter wechselnder Magnetisierung und zur Berechnung der Eisenverluste in permanentmagneterregten Synchronmaschinen sind im Rahmen dieser Arbeit folgende Beiträge zum Stand der Technik geleistet, womit auch die in Kapitel 1.1 geschilderten Fragestellungen beantwortet sind:

- Um die Eisenverluste unter wechselnder Anregung beliebiger Schwingungsform messtechnisch zu bestimmen, wurden ein eigener Prüfstand und eigene Messmethoden entwickelt.

Mit Hilfe von der Messung des spezifischen elektrischen Widerstands, der Standardmessung mit sinusförmiger Schwingungsform der Polarisation und den zusätzlichen Messungen mit Offset-Polarisationen können die Eisenverluste in untersuchten Elektroblechen vollständig charakterisiert und modelliert werden.

- Um die Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung präzise zu beschreiben, wurde ein auf der Verlustseparation basierender Modellansatz samt der neu eingeführten empirischen Grenzfrequenz sowie der äquivalenten relativen Permeabilität vorgestellt.

Dadurch kann der Skineneffekt, dessen Auswirkung auf die Wirbelstromverluste in realen Elektroblechen kaum in der Fachliteratur berücksichtigt ist, angesichts seines physikalischen Hintergrunds anhand des aus der Theorie abgeleiteten Skineneffekt-Faktors modelliert werden.

- Um die in PSMs entstehenden Eisenverluste realitätsnah zu modellieren, wurden die magnetischen Felder im Rotor und im Stator anhand der numerischen Feldberechnung und des eigenen Postprozessors im Leerlauf und unter Volllast untersucht. Der Modellansatz für die Eisenverluste unter sinusförmiger Wechselanregung wurde dementsprechend erweitert:

Mit Hilfe eigener Messergebnisse wurde der Modellansatz um die statische Magnetisierung anhand des Verschiebungsfaktors sowie um die Nebenhystereseschleife anhand der Formähnlichkeit erweitert. Dadurch entsteht ein allgemeiner Modellsatz, womit Eisenverluste unter wechselnder Anregung beliebiger Schwingungsform mit guter Übereinstimmung prognostiziert werden können. Eine weitere Erweiterung um die rotierende Magnetisierung wurde aus der Fachliteratur abgeleitet.

Nach Betrachtung der Berechnungsergebnisse einer Beispiel-PSM konnte festgestellt werden, dass im Vergleich zum Stand der Technik die durch den vorgestellten Modellansatz berechneten Rotoreisenverluste unter Volllast, wegen der zugenommenen Hystereseverluste, einen deutlich höheren Anteil an den Gesamtverlusten aufweisen.

- Um die numerische Feldberechnung mit der FE-Methode effizient durchzuführen, wurde eine neuartige Berechnungsmethode für PSMs anhand des eigenen Postprozessors entwickelt.

Durch Verwendung dieser neuen Berechnungsmethode kann der Rechenaufwand der quasistationären Berechnung im Vergleich zum Stand der Technik um ca. 80 % reduziert werden. Dabei kann eine vollständige Schwingungsperiode der magnetischen Felder, sowohl im Rotor als auch im Stator, aus den Berechnungsergebnissen eines Sechstels der elektrischen Periode fehlerfrei rekonstruiert werden.

8.2 Zusammenfassung

Die Eisenverluste in weichmagnetischen Materialien setzen sich nach der Theorie von Bertotti aus den Hysterese-, den Wirbelstrom- und den Zusatzverlusten zusammen. Diese drei Verlustkomponenten können aufgrund ihrer unterschiedlichen Frequenzabhängigkeit anhand der Verlustseparation identifiziert werden. Im Rahmen dieser Arbeit ist das Elektrolech M330-35A vom Hersteller C. D. Wälzholz als Hauptbeispiel für die Modellierung und die Berechnung genommen. Die weiteren untersuchten Elektroleche in Anhang A.4 weisen ähnliche elektrische und magnetische Eigenschaften auf.

Zur Berechnung der Eisenverluste in elektrischen Maschinen werden zuerst die magnetischen Felder anhand des kommerziellen Finite-Elemente-Programms *FLUX2D* numerisch bestimmt. Der vorgestellte eigene Postprozessor leitet danach aus dem magnetischen Vektorpotential Eingangsgrößen für das eingeführte Verlustmodell ab, wie etwa die Flussdichte, die Polarisierung, die Feldkomponenten an der Haupt- und Nebenachse im Stator, die statische Magnetisierung im Rotor sowie die Nebenhystereseschleifen. Darüber hinaus nutzt dieser Postprozessor den Zusammenhang zwischen den zeitlichen Verläufen und den räumlichen Verteilungen der magnetischen Felder in periodisch aufgebauten Maschinen aus. Durch diese hocheffiziente Berechnungsmethode können aus der numerischen Berechnung eines Sechstels der elektrischen Periode Magnetfelder einer vollständigen Periode fehlerfrei rekonstruiert werden. Im Vergleich zu herkömmlichen Methoden werden dadurch etwa 80 % des Rechenaufwands gespart.

Unterhalb der empirischen Grenzfrequenz übt der Skineneffekt keinen großen Einfluss auf die Wirbelstromverluste aus. In diesem Fall können die Eisenverluste im Elektrolech, die unter sinusförmiger Wechselanregung vermessen sind, anhand der Verlustseparation erfolgreich in Abhängigkeit von der Frequenz in die Hysterese-, die Wirbelstrom- und die Zusatzverluste getrennt werden. Da der Koeffizient der Zusatzverluste eine deutliche Abhängigkeit von der Schwingungsamplitude aufweist, muss dieser Koeffizient als eine Funktion der Aussteuerung modelliert werden. Bei Messungen mit Frequenzen oberhalb der empirischen Grenzfrequenz sind die Wirbelstromverluste durch ihre niederfrequente Näherung überschätzt, weil diese Verlustkomponente unter starkem Einfluss des Skineneffekts nicht mehr quadratisch mit der Frequenz zunimmt. Durch die Erweiterung um den Skineneffekt-Faktor kann der für ein

lineares Materials abgeleitete theoretische Modellansatz ebenfalls für ein reales Material angewendet werden. Dabei wird die nichtlineare Permeabilität eines weichmagnetischen Materials durch die eingeführte äquivalente relative Permeabilität linearisiert beschrieben. Die Validierung zeigt, dass ca. 90 % aller Messpunkte der sinusförmigen Anregungen von 3 Hz bis 1000 Hz mit einer Abweichung kleiner als $\pm 10\%$ berechnet werden können. Demzufolge stimmen die durch den vorgestellten Modellansatz berechneten Eisenverluste mit den vermessenen Eisenverlusten gut überein.

Um die Eisenverluste in PSMs realitätsnah modellieren zu können, werden zunächst anhand der Ergebnisse der FE-Simulation die magnetischen Felder in einer Beispielmaschine ausführlich analysiert, die jeweils im Leerlauf und unter Volllast betrieben ist. Im Rotor ist das Blechpaket vor allem wegen der eingebetteten Permanentmagnete statischer Magnetisierung ausgesetzt. Eine Erweiterung für die Hystereseverluste konnte anhand der Messdaten und der Verlustseparation entwickelt werden, wobei der Verschiebungsfaktor eingeführt wurde. Durch Multiplikation der Hystereseverluste, die unter einer Schwingung ohne statische Magnetisierung entstehen, mit dem Verschiebungsfaktor können die durch eine Offset-Polarisation hervorgerufenen Hystereseverluste beschrieben werden. Darüber hinaus wird bei der Modellierung angenommen, dass der Koeffizient der Zusatzverluste ausschließlich von der Schwingungsamplitude und nicht von der Offset-Polarisation abhängt. Die Validierung anhand der Messdaten bestätigt, dass dieser erweiterte Modellansatz eine hohe Qualität aufweist. Dabei können die Eisenverluste von ca. 80 % aller Messpunkte mit einer Abweichung kleiner als $\pm 10\%$ prognostiziert werden.

Bei den magnetischen Feldern im Stator treten unter anderem Nebenhystereseschleifen und rotierende Magnetisierungen auf. Durch Betrachtung der Formähnlichkeit konnte festgestellt werden, dass die Hystereseverluste einer Nebenschleife durch die Hystereseverluste einer Hauptschleife angenähert werden können, wenn die beiden Schleifen dieselbe Halbamplitude und Offset-Polarisation aufweisen. Wird dieser Modellansatz anhand der Messungen von verschiedenen mit Nebenschleifen behafteten Schwingungsformen validiert, kann der schlimmste Fall dort identifiziert werden, wo sich die Magnetisierung langsam ändert und gleichzeitig die Halbamplitude der Nebenschleifen klein ist. Dabei werden sowohl die Verluste der Nebenschleifen als auch die gesamten Eisenverluste mit einer Abweichung von über $\pm 10\%$ prognostiziert. Steigen die Frequenz und die Halbamplitude der Nebenschleifen, sinkt die Abweichung in den gesamten Eisenverlusten bei den ausgewählten Messungen unterhalb

$\pm 5\%$. Der Modellansatz zeigt daher gute Übereinstimmungen. Da im Rahmen dieser Arbeit kein Prüfstand zur Erzeugung rotierender Magnetisierung zur Verfügung steht, wurde der Modellansatz unter Berücksichtigung der Angaben in der Fachliteratur erweitert, sodass die Eisenverluste unter beliebig rotierender Magnetisierung berechnet werden können. Dabei stehen ausschließlich die von der Domänenstruktur abhängigen Verlustkomponenten, nämlich die Hysterese- und die Zusatzverluste, unter dem Einfluss der rotierenden Felder.

Der vorgestellte Modellansatz wurde anhand des eigenen Postprozessors zur Berechnung der Eisenverluste in der Beispielmachine eingesetzt. Die Ergebnisse wurden mit denen eines Referenzmodells verglichen. Im Leerlauf bei der Eckdrehzahl von 5000 min^{-1} bzw. bei einer Grundfrequenz von $333,3 \text{ Hz}$ kann festgestellt werden, dass sich die Eisenverluste, die anhand der beiden Berechnungsansätze bestimmt wurden, kaum voneinander unterscheiden. Im Gegensatz dazu weisen die Ergebnisse unter Volllast entscheidende Unterschiede auf: Während die durch das Referenzmodell bestimmten Eisenverluste im Rotor weiterhin relativ klein zu den Gesamtverlusten bleiben, nehmen die Hystereseverluste dort nach dem vorgestellten Modellansatz um ca. 350% wegen der Offset-Polarisation und der Nebenschleifen zu. Die Eisenverluste im Rotor steigen insgesamt um ca. 35% und leisten einen Beitrag von ca. 17% zu den Eisenverlusten in der Gesamtmaschine. Darüber hinaus sind die Eisenverluste im Stator durch Berücksichtigung der rotierenden Felder leicht gesunken, obwohl die Hystereseverluste an der Haupt- und Nebenachse wegen Nebenschleifen um ungefähr 10% gestiegen sind. Weiterhin kann der Effekt beobachtet werden, dass die Hysterese- und die Zusatzverluste zurückgehen, weil im tief gesättigten Material die rotierenden Felder einen stärkeren Einfluss auf diese beiden Verlustkomponenten ausüben.

8.3 Ausblick

In dieser Arbeit wurden Eisenverluste ausschließlich anhand von Messungen am Epsteinrahmen-Prüfstand modelliert, wobei die Proben wegen ihrer Geometrie wenig durch die Verarbeitung beeinflusst sind. Zusätzlich wurden Eisenverluste unter rotierender Magnetisierung ohne eigene Messung nur aus den Ansätzen in der Fachliteratur abgeleitet, was eine gewisse Unsicherheit der Modellierung darstellt. Des Weiteren wurde bei der Berechnung der Eisenverluste in PSMs angenommen, dass einerseits die eingesetzten Elektrobleche elektromagnetisch identisch zu den vermessenen Epsteinrahmen-Streifen sind und andererseits

die Maschine stets mit einer ideal sinusförmigen Bestromung betrieben wird. Aufgrund dieser getroffenen Annahmen und Vereinfachungen können die berechneten Eisenverluste nicht unmittelbar mit den Eisenverlusten verglichen werden, die in realen elektrischen Maschinen unter realen Betriebsbedingungen auftreten. Um die Lücke zwischen Simulation und Realität weitgehend zu schließen, können in Zukunft Verbesserungen und Erweiterungen in folgenden Bereichen stattfinden:

Erweiterung der Messtechnik

Wie diese Arbeit gezeigt hat, spielt die Messung eine entscheidende Rolle bei der Untersuchung der Eisenverluste. Nur durch einen geeigneten Messaufbau und ein ausgeklügeltes Messverfahren können Messergebnisse zur Modellierung der Eisenverluste gewonnen werden. Im Hinblick auf die Zukunft können folgende Entwicklungen bezüglich der Messtechnik vorgenommen werden:

- Um die Temperaturabhängigkeit der Verlustkomponenten zu untersuchen, soll es beim Prüfstand möglich sein, die Messungen unter einer vordefinierten Temperatur durchzuführen. Dazu soll die Temperaturentwicklung der Proben an mehreren Messstellen überwacht werden.
- Eine weitere Möglichkeit zur Vermessung der Eisenverluste unter realen Bedingungen besteht darin, dass die Messungen durchgeführt werden, während die Proben einer mechanischen Spannung oder einer Schwingung ausgesetzt sind.
- Ein Prüfstand, welcher die Proben durch ein zweidimensionales magnetisches Feld anregen kann, ist für die Modellierung der Eisenverluste unter rotierender Magnetisierung essenziell. Der Messaufbau und die Regelstruktur sollen in der Lage sein, einerseits Verzerrungen und andererseits Offset-Polarisationen in die Feldkomponenten einzuprägen.
- In Radialflussmaschinen können auch axiale Magnetflüsse auftreten, die zusätzliche Eisenverluste mit sich bringen [8]. Zur Vermessung der durch eine axiale Magnetisierung in einer Flachprobe hervorgerufenen Eisenverluste kann ein Prüfstand so konzipiert werden, dass die äußere Anregung stets senkrecht zur durch die Probe aufgespannten Ebene steht.
- Um den Zusammenhang zwischen den makroskopisch messbaren Größen, wie etwa der Polarisation und den Eisenverlusten, und den mikroskopischen Größen, wie etwa der Korngröße, den Domänenstrukturen sowie

der Schädigung an Schnittkanten, besser zu verstehen, hilft eine visuelle Beobachtung von Proben während der Messung. Der Prüfstand kann beispielsweise um ein Kerr-Mikroskop [121] erweitert werden.

Berücksichtigung von Herstellungsprozessen

In dieser Arbeit wurde die Änderung bzw. die Entwicklung der Eisenverluste in Abhängigkeit der Be- und Verarbeitungsprozesse außer Acht gelassen. Auf die Eisenverluste üben Herstellungsprozesse beispielsweise folgende Einflüsse aus:

- Lokale mechanische oder thermische Belastungen bzw. Spannungen an Schnittkanten, die bei einem durch Stanzen [122–127] oder Laserstrahlschneiden [128] verarbeiteten Elektroblech vorkommen, rufen zusätzliche Eisenverluste hervor.
- Die mechanische Spannung kann wieder durch eine thermische Behandlung, wie z. B. das Spannungsfreiglühen, eliminiert werden [129, 130]. Nach diesem Prozess erhöht sich die Permeabilität und die Eisenverluste gehen zurück [128, 131–133].
- Durch Einpressen bzw. Einschrumpfen des Statorblechpakets in den Kühlwassermantel der Maschine entstehen wiederum mechanische Spannungen, welche die Eisenverluste negativ beeinflussen [134, 135].

In der Fachliteratur existiert bereits eine Vielzahl an Modellsätzen, welche die durch Herstellungsprozesse zustande gekommenen Beeinträchtigungen auf die Eisenverluste berücksichtigen:

- Gmyrek et al. [136] und Holopainen et al. [137] stellten Methoden vor, womit die magnetischen Eigenschaften des beschädigten Bereichs an Schnittkanten identifiziert und modelliert werden können.
- Singh et al. [138] und Aydin et al. [139] untersuchten den Zusammenhang zwischen der mechanischen Spannung und den Hysterese- sowie den Zusatzverlusten. Sie erweiterten das Bertotti-Verlustmodell dadurch, dass sie die Koeffizienten C_{hy} und C_{ex} in Abhängigkeit von der mechanischen Spannung modellierten.
- Elfgen et al. [140] schlugen ein kontinuierliches Materialmodell vor, welches die relative Amplitudenpermeabilität eines beschädigten Elektroblechs in Abhängigkeit vom Abstand zu Schnittkanten darstellt.

- Eine Erweiterung für das IEM-Verlustmodell stellten Steentjes et al. [141] vor. Sie beschrieben den Koeffizienten der Hystereseverluste a_1 in Abhängigkeit vom Anteil an Schnittkanten. Elfgen et al. [140] modellierten sowohl den Koeffizienten a_1 als auch α als Funktionen der Streifenbreite. Leuning et al. [97] modifizierten den Ansatz weiter, sodass alle Koeffizienten, außer dem der Wirbelstromverluste a_2 , sich als Funktionen der mechanischen Spannung ergeben.
- Veigel [142] entwickelte einen neuartigen Prüfstand zur Vermessung der Eisenverluste in realen Statorzähnen vordefinierter Geometrie. Die Einflüsse verschiedener Fertigungsverfahren auf die Eisenverluste im Blechpaket des Statorzahns konnten anhand der Messergebnisse dieses Einzelzahnprüfstands festgestellt werden.

Als Ergänzung zum Stand der Technik können Untersuchungen mit Hilfe der Mess- und Modellierungsmethoden, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, in Zukunft durchgeführt werden. Die Einflüsse der Herstellungsprozesse auf den Skineneffekt bzw. die eingeführte äquivalente relative Permeabilität, den Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste, den Verschiebungsfaktor sowie die Formähnlichkeit der Haupt- und Nebenhystereseschleifen sollen durch die zukünftigen Modellansätze widerspiegelt werden.

Erweiterung der Modellierung und der Berechnung

Bei der Modellierung und der anschließenden Berechnung der Eisenverluste mit der FE-Methode können zusätzliche Erweiterungen vorgenommen werden, damit die in einer realen elektrischen Maschine vorkommenden Eisenverluste präziser durch die Simulation bestimmt werden können.

- Statt des in dieser Arbeit vorgestellten Modellansatzes kann ein vektorielles Hysteresemodell [82, 100] im Postprozessor zur Bestimmung der Hystereseverluste implementiert werden. Dadurch kann unter anderem die Berechnung bei niedrigen Frequenzen und bei Nebenschleifen kleiner Halbamplitude verbessert werden.
- Um die Eisenverluste, die in einer Radialflussmaschine durch axiale Magnetflüsse verursacht sind, zu berücksichtigen, kann das zweidimensionale FE-Modell zu einem dreidimensionalen Modell erweitert werden.
- In der Praxis der elektrischen Antriebe werden PSMs unter anderem durch Wechselrichter betrieben, wobei die Pulsweitenmodulation zusätzliche

Oberschwingungen in Phasenströmen verursacht. Durch diese verzerrte Bestromung ist zu erwarten, dass, im Vergleich zur idealen sinusförmigen Bestromung, deutlich mehr Nebenschleifen und somit deutlich mehr Hystereseverluste entstehen. Aus diesem Grund sollen die Eisenverluste bezüglich des gesamten elektrischen Antriebssystems berechnet werden.

Schließlich ist es durchaus vorstellbar, dass die in dieser Arbeit speziell für PSMs entwickelten Modellansätze und Berechnungsmethoden in Zukunft für weitere elektrische Maschinentypen modifiziert und erweitert werden. Dadurch können beispielsweise die Eisenverluste in Asynchronmaschinen, Reluktanzmaschinen sowie fremderregten Synchronmaschinen ebenfalls realitätsnah modelliert und effizient berechnet werden.

A

Anhang

A.1 Wellenformfaktor

In dieser Arbeit werden die Verluste periodischer Anregungen oft in zwei unterschiedlichen Formen angegeben. Sie sind:

- die transienten Verluste $g(t)$ innerhalb eines infinitesimalen Zeitabschnitts, die im Allgemeinen durch

$$g(t) = C \cdot \left| \frac{da(t)}{dt} \right|^n \quad (\text{A.1})$$

beschrieben sind. Dabei ist C eine Konstante. Die zeitliche Schwingungsform ist durch die Funktion $a(t)$ vorgegeben.

- der Mittelwert von $g(t)$ innerhalb der Periodendauer T , welcher in Abhängigkeit der Frequenz f und des Spitzenwerts a_{\max} der Funktion $a(t)$ als $G(f, a_{\max})$ gegeben sind.

Um eine schnelle Umrechnung zwischen den beiden Größen in Form von

$$g(t) \xleftrightarrow{F_{\text{W}}^n} G(f, a_{\max}) \quad (\text{A.2})$$

zu ermöglichen, wird eine Berechnungsmethode mit dem sogenannten *Wellenformfaktor* F_{W}^n entwickelt.

Dieser Faktor bildet das Verhältnis zwischen dem zeitlichen Mittelwert von $|da/dt|^n$ und der n -ten Potenz des Produkts $(a_{\max} \cdot f)$ mit

$$F_{\text{W}}^n = \frac{1}{(a_{\max} \cdot f)^n} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left| \frac{da(t)}{dt} \right|^n dt. \quad (\text{A.3})$$

Beispielsweise hat bei einer ideal sinusförmigen Anregung der Wellenformfaktor für die Potenz $n = 2$ einen Wert von $2\pi^2$, während er für $n = 3/2$ ca. 8,76 beträgt. Je stärker das Signal $a(t)$ durch harmonische Oberschwingungen verzerrt ist, desto größer wird der Wellenformfaktor bei einer konstanten Potenz n und umgekehrt.

Ist der Ausdruck der transienten Verlustfunktion $g(t)$ im Zeitbereich bekannt, ergibt sich der Ausdruck des Mittelwerts im Frequenzbereich zu

$$G(f, a_{\max}) = C \cdot F_{\text{W}}^n \cdot (a_{\max} \cdot f)^n. \quad (\text{A.4})$$

Ist dagegen im Frequenzbereich die Beschreibung von $G(f, a_{\max})$ gegeben, kann man anhand der Frequenzabhängigkeit die Potenz n in Gleichung (A.1) bestimmen. Die Konstante C erhält man schließlich mit

$$C = \frac{G(f, a_{\max})}{F_{\text{W}}^n \cdot (a_{\max} \cdot f)^n}. \quad (\text{A.5})$$

A.2 Beispielmaschinen

Die technischen Daten bzw. die Auslegungsparameter der als Beispiele genommenen PSMs sind in Tabelle A.1 aufgelistet. Ihre vollständigen Geometrien stellen Abbildungen A.1 und A.2 dar.

Tabelle A.1: Auslegungsparameter der Beispielmaschinen

Beschreibung	Symbol	Einheit	PSM zyklisch	PSM antizyklisch
Statoraußenradius	R_{sa}	mm	135,5	122,5
Statorinnenradius	R_{si}	mm	111,6	92,0
Nutzahl	N_s		24	48
Polzahl	$2p$		16	8
Lochzahl	q		0,5	2
Wicklungsart			Einzelzahn	Verteilt
Schaltungsart			Stern	Stern
Windungszahl pro Phase	T_{ph}		27	8
Drähte			Ø1,7 mm	2 mm × 1 mm
Nutfüllfaktor	s_{cu}	%	55,6	54,9
Nutfläche	A_s	mm ²	220,4	72,8
Luftspaltlänge	δ	mm	0,7	1,0
Rotorinnenradius	R_{ri}	mm	90,9	55,0
Magnetmaterial			N40EH	N40EH
Magnethöhe	d_m	mm	5,4	6,0
Magnetbreite	b_m	mm	13,1	21,5
Blechmaterial			M330-35A(CDW)	M330-35A(CDW)
Aktive Länge	l_{fe}	mm	88	210
Stapelfaktor	s_f	%	95	95
Max. eff. Phasenstrom	$I_{ph,max}$	A	450	1000
Max. Drehzahl	n_{max}	min ⁻¹	7000	15000

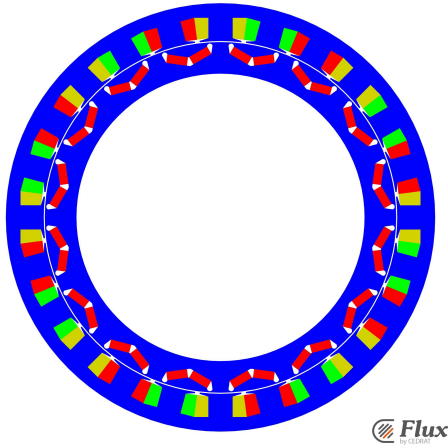


Abbildung A.1: FE-Modell der PSM der zyklischen Periodizität mit $p' = 2$

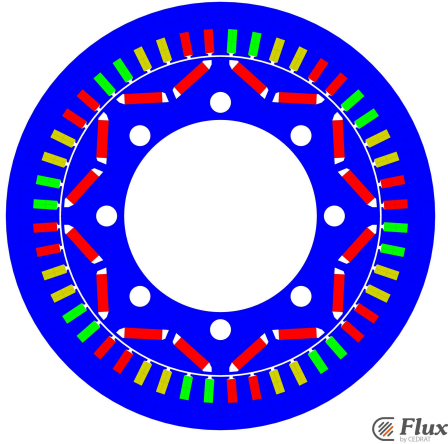


Abbildung A.2: FE-Modell der PSM der antizyklischen Periodizität mit $p' = 1$

A.3 Epsteinrahmen-Prüfstand

Der Epsteinrahmen stellt ein standardisiertes Messverfahren zur Bestimmung der Eisenverluste dar. Der in dieser Arbeit verwendete Epsteinrahmen, der zu Gunsten der Messflexibilität über eine umschaltbare Primärwicklung verfügt, wurde in [S7] elektromagnetisch ausgelegt und anschließend aufgebaut. Seine Geometrie ist identisch mit dem 25-cm-Epsteinrahmen nach [N2, N4].

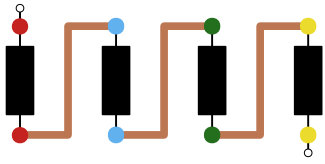
Primärwicklungssystem

Die Primärwicklung besteht aus vier identischen Spulengruppen, die von den Schenkeln des Epsteinrahmens getragen werden. Jede Spulengruppe besitzt wiederum vier Spulen, welche jeweils 52 Windungen aufweisen und übereinander, durch Isolationspapier gegeneinander getrennt, auf einem Schenkel liegen. Die Spulen wurden mit einem Kupferflachdraht der Querschnittsfläche von $3\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ gewickelt. Dazu sind die Windungen mittig und gleichförmig über eine gesamte Länge von 170 mm verteilt, wodurch ein möglichst gleichmäßig verteiltes magnetisches Feld in der Probe angeregt werden kann [S7].

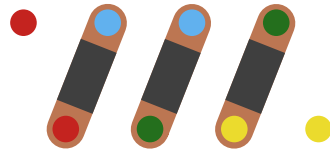
Da jede einzelne Spule separat zugänglich ist, können die Spulen derselben Spulengruppe durch Kupferbrücken, wie in Abbildungen A.3 und A.4 veranschaulicht ist, parallel oder seriell miteinander verschaltet werden, woraus eine Windungszahl von 52 oder 208 pro Schenkel resultiert. Darüber hinaus können die vier Spulengruppen ebenfalls durch eine Serien- bzw. eine Parallelschaltung verbunden werden. Wie den Ersatzschaltbildern in Abbildung A.5 zu entnehmen ist, können dadurch drei verschiedene Konfigurationen eingestellt werden:

- $N_1 = 52$ mit parallel geschalteten Spulengruppen, wobei die Spulen der einzelnen Gruppe auch parallel geschaltet sind.
- $N_1 = 208$ mit in Reihe geschalteten Spulengruppen, wobei die vier Spulen der einzelnen Gruppe parallel geschaltet sind.
- $N_1 = 832$ mit in Reihe geschalteten Spulengruppen, wobei die vier Spulen der einzelnen Gruppe ebenfalls in Reihe geschaltet sind.

Eine Umschaltung der Primärwindungszahl ist sinnvoll, weil unter anderem die induzierte Spannung in der Primärwicklung angepasst werden kann und so im Vergleich zum normalen Epsteinrahmen ein größerer Bereich an einstellbaren Arbeitspunkten erzielt werden kann. Durch dieses Wicklungssystem können

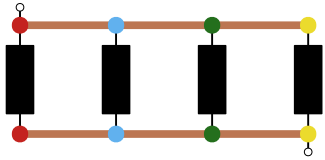


(a) Ersatzschaltbild

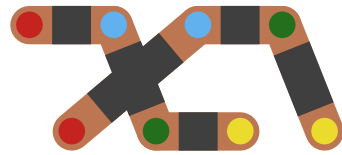


(b) Mechanische Verschaltung

Abbildung A.3: Serielle Verschaltung der Spulen einer Spulengruppe mit einer Windungszahl von 208 pro Schenkel

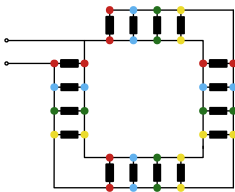


(a) Ersatzschaltbild

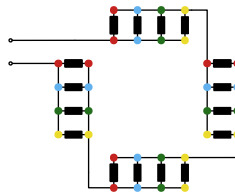


(b) Mechanische Verschaltung

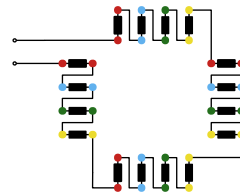
Abbildung A.4: Parallele Verschaltung der Spulen einer Spulengruppe mit einer Windungszahl von 52 pro Schenkel



(a) $N_1 = 12$



(b) $N_1 = 208$



(c) $N_1 = 832$

Abbildung A.5: Realisierung von drei verschiedenen Windungszahlen durch das Wicklungssystem auf der Primärseite

Messungen praktisch mit einem einzelnen Epsteinrahmen unter sinusförmigen Anregungen von 3 Hz bis 3 kHz durchgeführt werden, während die durch den Linearverstärker bedingte Spannungsgrenze stets eingehalten wird. Für denselben Frequenzbereichen werden hingegen bei kommerziellen Messsystemen, wie z. B. *MPG 200D* von *BROCKHAUS Messtechnik* [143], vier Epsteinrahmen mit unterschiedlichen Primärwindungszahlen benötigt.



Abbildung A.6: Eingebettete Sekundärwicklung mit 109 Windungen pro Schenkel

Sekundärwicklung

Im Gegensatz zur vierlagigen Primärwicklung ist die Sekundärwicklung zur Vermessung der induzierten Spannung einlagig und besteht aus Kupferlackdraht mit einem Durchmesser von 1 mm. Wie in Abbildung A.6 veranschaulicht ist, stellt die eingebettete Sekundärwicklung die innerste Wicklung auf einem Schenkel dar, welcher aus Epoxid-Glashartgewebeplatten besteht. Die 109 Windungen sind mittig ausgerichtet und verteilen sich gleichförmig über eine Gesamtlänge von 120 mm. Nach der Untersuchung anhand einer dreidimensionalen FE-Simulation verläuft das induzierte magnetische Feld innerhalb dieser Länge näherungsweise homogen und unidirektional [S7]. Alle vier identischen Wicklungen auf den vier Schenkeln sind schließlich in Reihe geschaltet und der Epsteinrahmen weist daher eine Sekundärwindungszahl von $N_2 = 436$ auf.

Luftflusskompensation

Um zu verhindern, dass Effekte außerhalb des eigentlichen Probenmaterials, wie etwa der Luftfluss innerhalb des Querschnitts des Spulenträgers, erfasst werden, ist eine Kompensation dieses Flusses notwendig. Eine Gegeninduktivität bzw. eine Luftflusskompensationsspule ist daher für die Luftflusskorrektur nach Blockschaltbild 4.1 mit dem Epsteinrahmen verbunden. Für jede der drei Kombinationen von Primär- und Sekundärwindungszahlen wurde je eine Luftflusskompensationsspule dimensioniert, sodass die durch den Leerfluss induzierte Spannung nicht mehr durch die Messtechnik erfassen werden konnte. Demzufolge wird aus der vermessenen Sekundärspannung anstatt der Flussdichte die mit der Domänenstruktur korrelierende Polarisation bestimmt, weil der Beitrag des Luftflusses $\mu_0 H$ in Gleichung (2.3) durch die Luftflusskorrektur der Flussdichte abgezogen wird.

A.4 Elektrobleche

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neben dem Elektroblech M330-35A(CDW) fünf weitere Elektrobleche von verschiedenen Herstellern untersucht. Sie sind:

- M330-35A von ArcelorMittal (AM)
- M330-35A von Voestalpine (VA)
- 280-30AP von Thyssenkrupp Steel (TKES)
- NO20 von C. D. Wälzholz (CDW) und
- NO20 von Thyssenkrupp Steel (TKES)

Die ermittelten Materialeigenschaften sind in Tabelle A.2 zusammengefasst. Alle Elektrobleche besitzen einen identischen Silizium-Massenanteil von 3 %. Die Sättigungspolarisation liegt nach Gleichung (2.4) bei ca. 2 T.

Tabelle A.2: Die Eigenschaften der untersuchten Elektrobleche

Elektrobleche	Dicke d in mm	Massendichte ρ_m in kg m^{-3}	spez. Widerstand ρ_0 in $\mu\Omega\text{m}$
M330-35A(AM)	0,347	7643,3	0,484
M330-35A(VA)	0,353	7639,5	0,489
280-30AP(TKES)	0,294	7618,0	0,522
NO20(CDW)	0,200	7621,9	0,516
NO20(TKES)	0,195	7621,0	0,518

Im Folgenden werden die Modellansätze für diese fünf Elektrobleche zusammengefasst. Die Hystereseverluste, die durch die Standardmessungen sinusförmiger Schwingungsformen und die anschließende Verlustseparation (VS) bestimmt sind, werden weiter mit dem Polynom in Form von

$$W_{s,hy} = \sum_n^N k_{hy}^n \cdot J_{\max}^n \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (\text{A.6})$$

beschrieben. Für den Verschiebungsfaktor gilt der Ansatz:

$$F_D = 1 + k_{dc} \cdot J_{\text{offset}}^\beta + k_1 \cdot J_{\text{offset}}^2. \quad (\text{A.7})$$

Zur Beschreibung der äquivalenten relativen Permeabilität wird neben dem Polynom von

$$\mu_{r,\text{eq}} = \sum_n^N k_\mu^n \cdot |J|_{\text{max}}^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N \quad (\text{A.8})$$

eine Alternative eingeführt. Sie ergibt sich als Summe von zwei Gauß-Funktionen zu

$$\begin{aligned} \mu_{r,\text{eq}} = & k_\mu^1 \cdot \exp\left(-\left(\frac{|J|_{\text{max}} - k_\mu^2}{k_\mu^3}\right)^2\right) \\ & + k_\mu^4 \cdot \exp\left(-\left(\frac{|J|_{\text{max}} - k_\mu^5}{k_\mu^6}\right)^2\right). \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Der Koeffizient der Zusatzverluste kann bezüglich seines Verlaufs entweder durch den Ansatz von

$$k_{\text{ex}} = \frac{C_{k_{\text{ex}}}^1}{\frac{C_{k_{\text{ex}}}^2}{\tilde{J} + C_{k_{\text{ex}}}^3} + \frac{\tilde{J} + C_{k_{\text{ex}}}^4}{C_{k_{\text{ex}}}^5}} \quad (\text{A.10})$$

oder ebenfalls durch ein Polynom in Form von

$$k_{\text{ex}} = \sum_n^N C_{k_{\text{ex}}}^n \cdot \tilde{J}^n \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N \quad (\text{A.11})$$

beschrieben werden.

Die identifizierten Parametrisierungen der jeweiligen Messprobe werden in den nachfolgenden Abschnitten vorgestellt. Am Ende werden die Hystereseverluste, der Verschiebungsfaktor, die äquivalente relative Permeabilität sowie der Koeffizient der Zusatzverluste von allen sechs untersuchten Elektoblechen grafisch zusammenfassend verglichen.

A.4.1 M330-35A(AM)

Abbildung A.7 stellt die vermessenen Hystereseverluste in Abhängigkeit der maximalen Aussteuerung dar. Die Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.6) sind in Tabelle A.3 aufgelistet.

Tabelle A.3: Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von M330-35A(AM)

Modell von Gl. (A.6)	k_{hy}^1	k_{hy}^2	k_{hy}^3
$W_{s,hy}$ in mJ kg^{-1}	7,61	-3,53	8,70

Den Verlauf des vermessenen Verschiebungsfaktors stellt Abbildung A.8 dar. Die entsprechenden Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.7) befinden sich in Tabelle A.4.

Tabelle A.4: Koeffizienten für das Modell F_D von M330-35A(AM)

Modell von Gl. (A.7)	k_{dc}	β	k_1
F_D	0,075	11,12	1,13

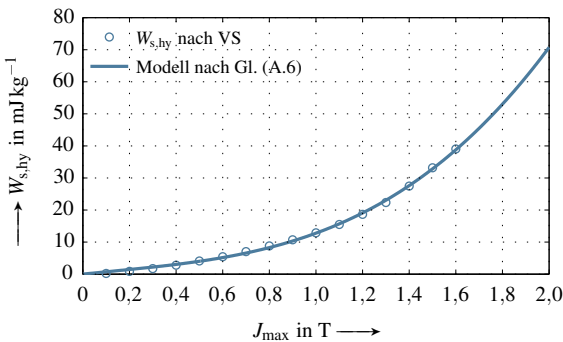


Abbildung A.7: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von M330-35A(AM) unter sinusförmiger Anregung

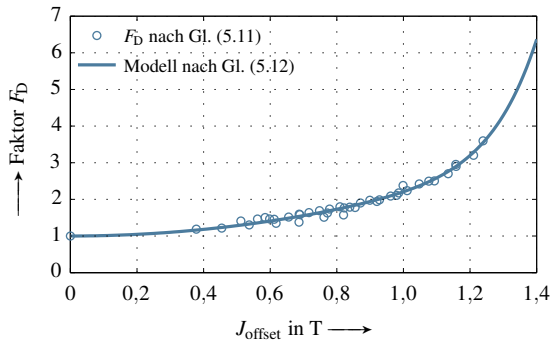


Abbildung A.8: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von M330-35A(AM)

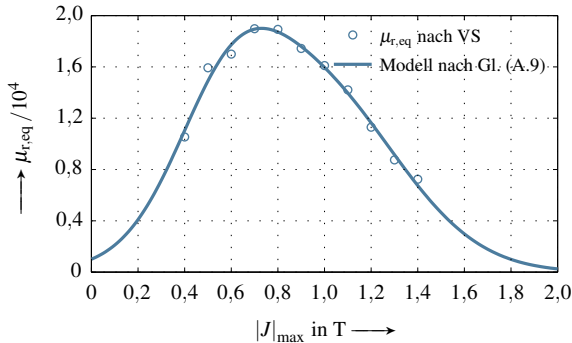


Abbildung A.9: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von M330-35A(AM) unter sinusförmiger Anregung

Die identifizierte äquivalente relative Permeabilität stellt Abbildung A.9 dar. Die Parameter für die Gleichung (A.9) sind Tabelle A.5 zu entnehmen.

Tabelle A.5: Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von M330-35A(AM)

Modell von Gl. (A.9)	k_{μ}^1	k_{μ}^2	k_{μ}^3	k_{μ}^4	k_{μ}^5	k_{μ}^6
$\mu_{r,eq}/1000$	7,16	0,58	0,31	15,18	0,92	0,53

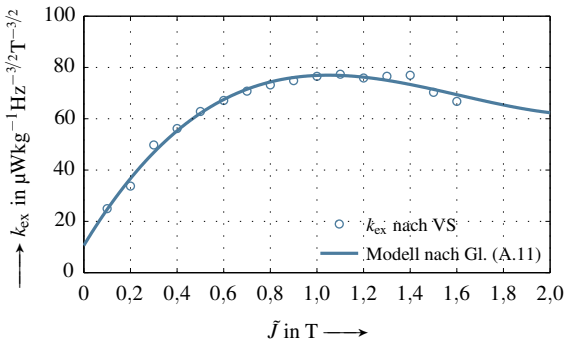


Abbildung A.10: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von M330-35A(AM) unter sinusförmiger Anregung

Die Änderungstendenz des Koeffizienten der Zusatzverluste ist in Abhängigkeit der maximalen Halbamplitude in Abbildung A.10 veranschaulicht. Die Koeffizienten des Polynoms (A.11) sind in Tabelle A.6 eingetragen.

Tabelle A.6: Koeffizienten für das Modell k_{ex} von M330-35A(AM)

Modell von Gl. (A.11)	$C_{k_{ex}}^0$	$C_{k_{ex}}^1$	$C_{k_{ex}}^2$	$C_{k_{ex}}^3$
k_{ex} in $\mu\text{Jkg}^{-1}\text{Hz}^{-1/2}\text{T}^{-3/2}$	10,60	150,88	-106,67	22,09

A.4.2 M330-35A(VA)

Abbildung A.11 stellt die vermessenen Hystereseverluste in Abhängigkeit der maximalen Aussteuerung dar. Die Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.6) sind in Tabelle A.7 aufgelistet.

Tabelle A.7: Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von M330-35A(VA)

Modell von Gl. (A.6)	k_{hy}^1	k_{hy}^2	k_{hy}^3
$W_{s,hy}$ in mJkg^{-1}	8,89	12,85	1,87

Den Verlauf des vermessenen Verschiebungsfaktors stellt Abbildung A.12 dar. Die entsprechenden Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.7) befinden sich in Tabelle A.8.

Tabelle A.8: Koeffizienten für das Modell F_D von M330-35A(VA)

Modell von Gl. (A.7)	k_{dc}	β	k_1
F_D	0,16	7,70	0,32

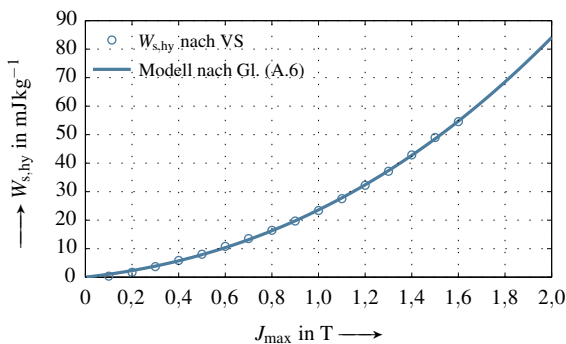


Abbildung A.11: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von M330-35A(VA) unter sinusförmiger Anregung

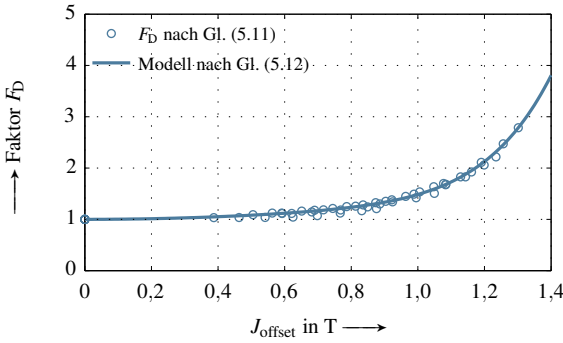


Abbildung A.12: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von M330-35A(VA)

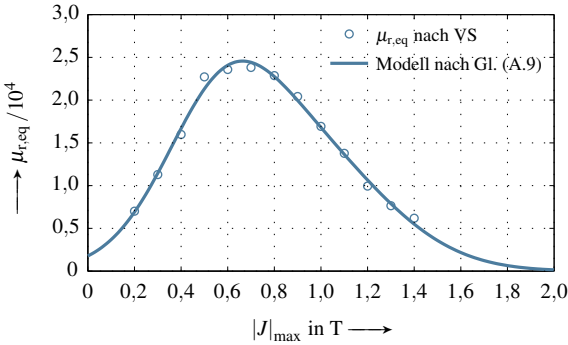


Abbildung A.13: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von M330-35A(VA) unter sinusförmiger Anregung

Die identifizierte äquivalente relative Permeabilität stellt Abbildung A.13 dar. Die Parameter für die Gleichung (A.9) sind Tabelle A.10 zu entnehmen.

Tabelle A.9: Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von M330-35A(VA)

Modell von Gl. (A.9)	k_{μ}^1	k_{μ}^2	k_{μ}^3	k_{μ}^4	k_{μ}^5	k_{μ}^6
$\mu_{r,eq}/1000$	12,13	0,56	0,34	15,54	0,86	0,52

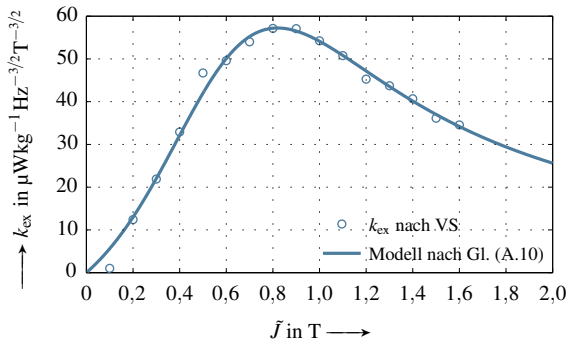


Abbildung A.14: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von M330-35A(VA) unter sinusförmiger Anregung

Die Änderungstendenz des Koeffizienten der Zusatzverluste ist in Abhängigkeit der maximalen Halbampplitude in Abbildung A.14 veranschaulicht. Die Koeffizienten des Polynoms (A.10) sind in Tabelle A.10 eingetragen.

Tabelle A.10: Koeffizienten für das Modell k_{ex} von M330-35A(VA)

Modell von Gl. (A.10)	$C_{k_{\text{ex}}}^1$	$C_{k_{\text{ex}}}^2$	$C_{k_{\text{ex}}}^3$	$C_{k_{\text{ex}}}^4$	$C_{k_{\text{ex}}}^5$
k_{ex} in $\mu\text{Wkg}^{-1}\text{Hz}^{-1/2}\text{T}^{-3/2}$	63,85	1,33	0	-1,08	0,51

A.4.3 280-30AP(TKES)

Abbildung A.15 stellt die vermessenen Hystereseverluste in Abhängigkeit der maximalen Aussteuerung dar. Die Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.6) sind in Tabelle A.11 aufgelistet.

Tabelle A.11: Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von 280-30AP(TKES)

Modell von Gl. (A.6)	k_{hy}^1	k_{hy}^2	k_{hy}^3
$W_{s,hy}$ in $mJkg^{-1}$	4,20	15,21	-1,38

Den Verlauf des vermessenen Verschiebungsfaktors stellt Abbildung A.16 dar. Die entsprechenden Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.7) befinden sich in Tabelle A.12.

Tabelle A.12: Koeffizienten für das Modell F_D von 280-30AP(TKES)

Modell von Gl. (A.7)	k_{dc}	β	k_1
F_D	0,52	7,79	0,66

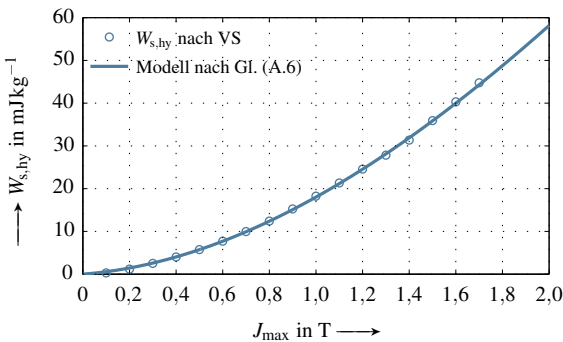


Abbildung A.15: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von 280-30AP(TKES) unter sinusförmiger Anregung

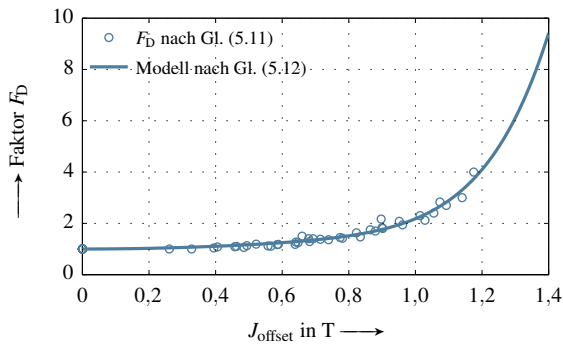


Abbildung A.16: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von 280-30AP(TKES)

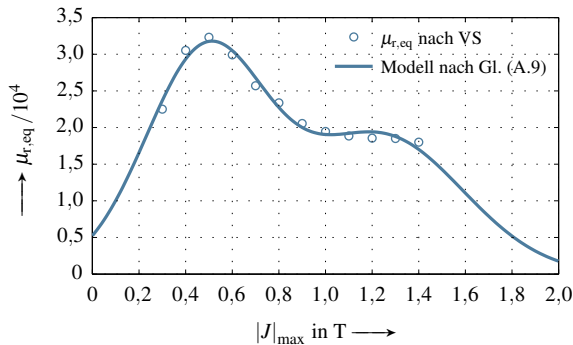


Abbildung A.17: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von 280-30AP(TKES) unter sinusförmiger Anregung

Die identifizierte äquivalente relative Permeabilität stellt Abbildung A.17 dar. Die Parameter für die Gleichung (A.9) sind Tabelle A.13 zu entnehmen.

Tabelle A.13: Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,\text{eq}}$ von 280-30AP(TKES)

Modell von Gl. (A.9)	k_{μ}^1	k_{μ}^2	k_{μ}^3	k_{μ}^4	k_{μ}^5	k_{μ}^6
$\mu_{r,\text{eq}}/1000$	29,78	0,48	0,37	18,87	1,24	0,49

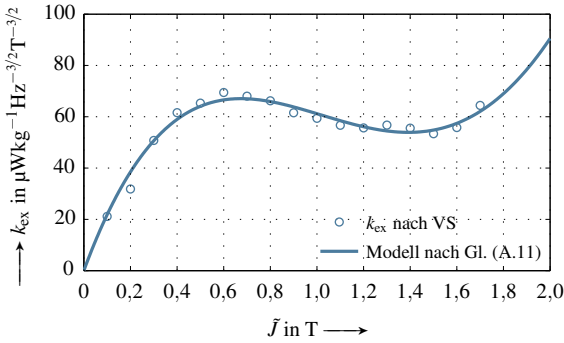


Abbildung A.18: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von 280-30AP(TKES) unter sinusförmiger Anregung

Die Änderungstendenz des Koeffizienten der Zusatzverluste ist in Abhängigkeit der maximalen Halbamplitude in Abbildung A.18 veranschaulicht. Die Koeffizienten des Polynoms (A.11) sind in Tabelle A.14 eingetragen.

Tabelle A.14: Koeffizienten für das Modell k_{ex} von 280-30AP(TKES)

Modell von Gl. (A.11)	$C_{k_{ex}}^0$	$C_{k_{ex}}^1$	$C_{k_{ex}}^2$	$C_{k_{ex}}^3$	$C_{k_{ex}}^4$
k_{ex} in $\mu\text{Jkg}^{-1}\text{Hz}^{-1/2}\text{T}^{-3/2}$	0	246,4	-293,6	120,4	-11,9

A.4.4 NO₂(CDW)

Abbildung A.19 stellt die vermessenen Hystereseverluste in Abhängigkeit der maximalen Aussteuerung dar. Die Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.6) sind in Tabelle A.15 aufgelistet.

Tabelle A.15: Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von NO₂(CDW)

Modell von Gl. (A.6)	k_{hy}^1	k_{hy}^2	k_{hy}^3
$W_{s,hy}$ in mJ kg^{-1}	5,55	14,00	0,85

Den Verlauf des vermessenen Verschiebungsfaktors stellt Abbildung A.20 dar. Die entsprechenden Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.7) befinden sich in Tabelle A.16.

Tabelle A.16: Koeffizienten für das Modell F_D von NO₂(CDW)

Modell von Gl. (A.7)	k_{dc}	β	k_1
F_D	0,27	6,49	0,45

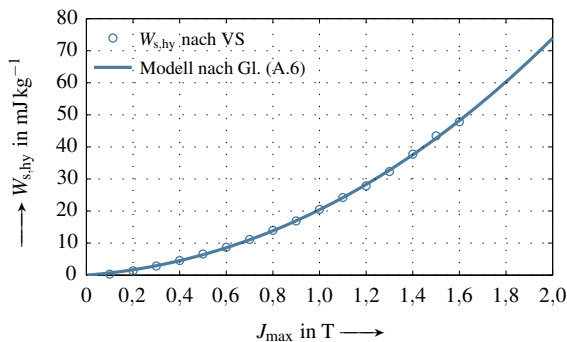


Abbildung A.19: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von NO₂(CDW) unter sinusförmiger Anregung

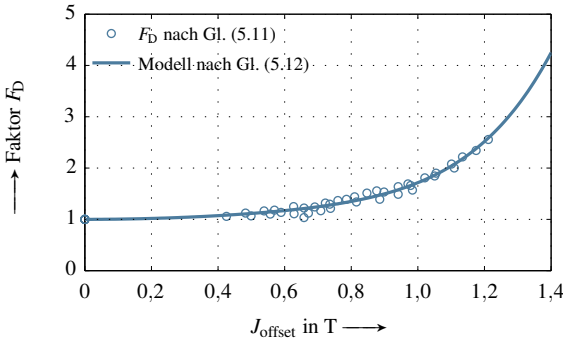


Abbildung A.20: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von NO20(CDW)

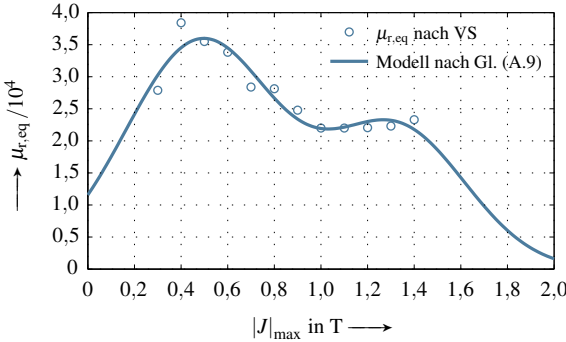


Abbildung A.21: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von NO20(CDW) unter sinusförmiger Anregung

Die identifizierte äquivalente relative Permeabilität stellt Abbildung A.21 dar. Die Parameter für die Gleichung (A.9) sind Tabelle A.17 zu entnehmen.

Tabelle A.17: Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von NO20(CDW)

Modell von Gl. (A.9)	k_{μ}^1	k_{μ}^2	k_{μ}^3	k_{μ}^4	k_{μ}^5	k_{μ}^6
$\mu_{r,eq}/1000$	35,58	0,49	0,46	21,79	1,33	0,42

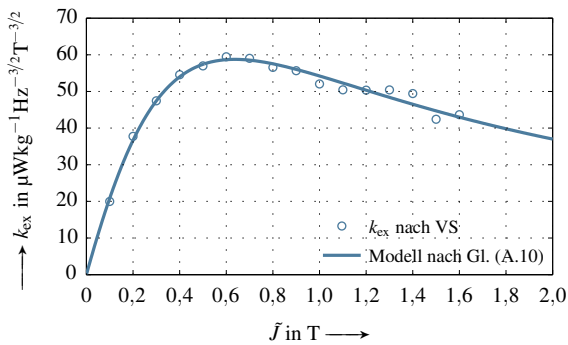


Abbildung A.22: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von NO₂(CDW) unter sinusförmiger Anregung

Die Änderungstendenz des Koeffizienten der Zusatzverluste ist in Abhängigkeit der maximalen Halbamplitude in Abbildung A.22 veranschaulicht. Die Koeffizienten des Polynoms (A.10) sind in Tabelle A.18 eingetragen.

Tabelle A.18: Koeffizienten für das Modell k_{ex} von NO₂(CDW)

Modell von Gl. (A.10)	$C_{k_{\text{ex}}}^1$	$C_{k_{\text{ex}}}^2$	$C_{k_{\text{ex}}}^3$	$C_{k_{\text{ex}}}^4$	$C_{k_{\text{ex}}}^5$
k_{ex} in $\mu\text{Wkg}^{-1}\text{Hz}^{-3/2}\text{T}^{-3/2}$	149,26	0,65	0	0,31	0,62

A.4.5 NO20(TKES)

Abbildung A.23 stellt die vermessenen Hystereseverluste in Abhängigkeit der maximalen Aussteuerung dar. Die Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.6) sind in Tabelle A.19 aufgelistet.

Tabelle A.19: Koeffizienten für das Modell von $W_{s,hy}$ von NO20(TKES)

Modell von Gl. (A.6)	k_{hy}^1	k_{hy}^2	k_{hy}^3
$W_{s,hy}$ in mJ kg^{-1}	7,75	4,76	5,27

Den Verlauf des vermessenen Verschiebungsfaktors stellt Abbildung A.24 dar. Die entsprechenden Parameter für den Ansatz in Gleichung (A.7) befinden sich in Tabelle A.20.

Tabelle A.20: Koeffizienten für das Modell F_D von NO20(TKES)

Modell von Gl. (A.7)	k_{dc}	β	k_1
F_D	0,47	5,39	0,57

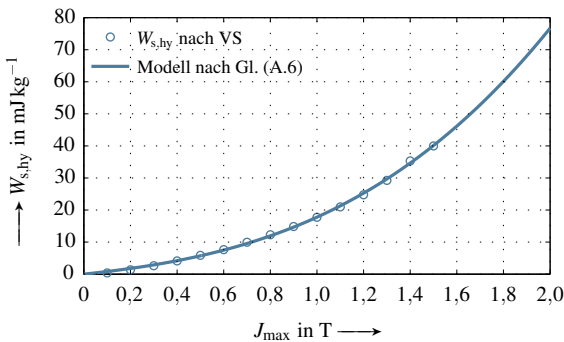


Abbildung A.23: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von NO20(TKES) unter sinusförmiger Anregung

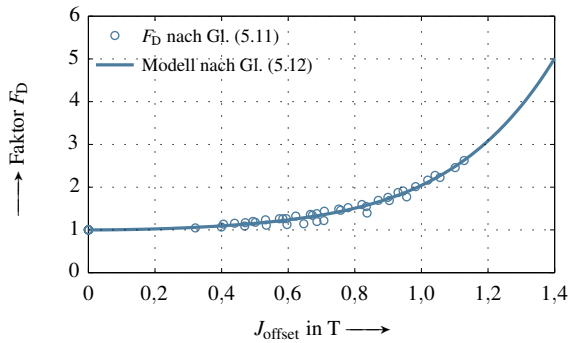


Abbildung A.24: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von NO20(TKES)

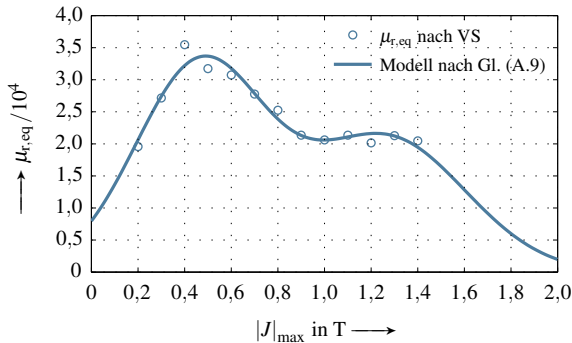


Abbildung A.25: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von NO20(TKES) unter sinusförmiger Anregung

Die identifizierte äquivalente relative Permeabilität stellt Abbildung A.25 dar. Die Parameter für die Gleichung (A.9) sind Tabelle A.21 zu entnehmen.

Tabelle A.21: Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,\text{eq}}$ von NO20(TKES)

Modell von Gl. (A.9)	k_{μ}^1	k_{μ}^2	k_{μ}^3	k_{μ}^4	k_{μ}^5	k_{μ}^6
$\mu_{r,\text{eq}}/1000$	32,26	0,47	0,39	21,00	1,26	0,48

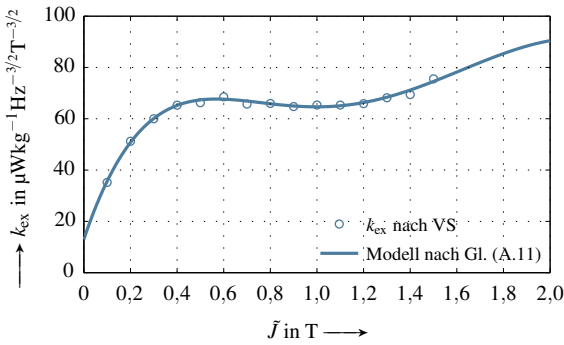


Abbildung A.26: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von NO20(TKES) unter sinusförmiger Anregung

Die Änderungstendenz des Koeffizienten der Zusatzverluste ist in Abhängigkeit der maximalen Halbamplitude in Abbildung A.26 veranschaulicht. Die Koeffizienten des Polynoms (A.11) sind in Tabelle A.22 eingetragen.

Tabelle A.22: Koeffizienten für das Modell k_{ex} von NO20(TKES)

Modell von Gl. (A.11)	$C_{k_{ex}}^0$	$C_{k_{ex}}^1$	$C_{k_{ex}}^2$
k_{ex} in $\mu\text{Wkg}^{-1}\text{Hz}^{-3/2}\text{T}^{-3/2}$	12,96	271,3	-480,2
	$C_{k_{ex}}^3$	$C_{k_{ex}}^4$	$C_{k_{ex}}^5$
	367,0	-120,3	13,89

A.4.6 Vergleich

Die Hystereseverluste, der Verschiebungsfaktor, die äquivalente relative Permeabilität sowie der Koeffizient der Zusatzverluste von allen sechs untersuchten Elektroblechen sind im Folgenden miteinander verglichen.

Hystereseverluste

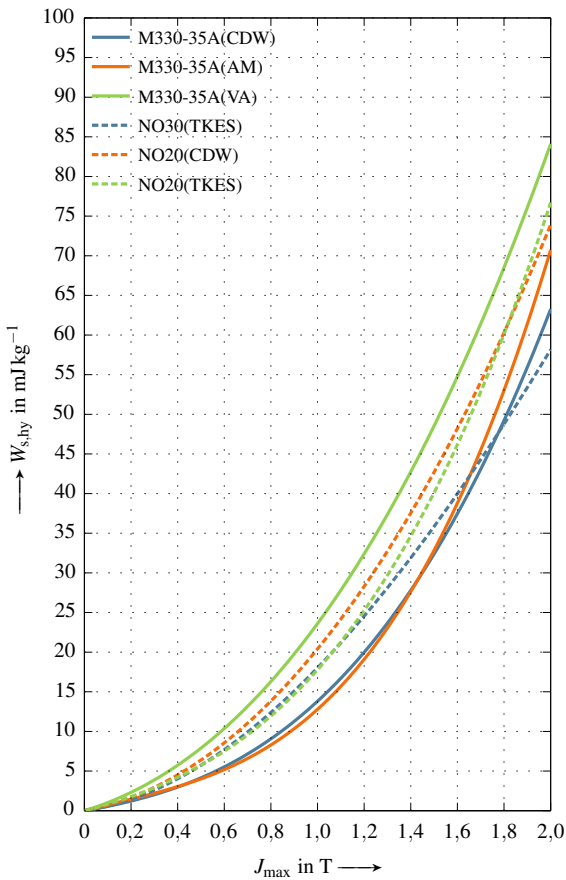


Abbildung A.27: Vergleich der Hystereseverluste der untersuchten Elektrobleche

Verschiebungsfaktor

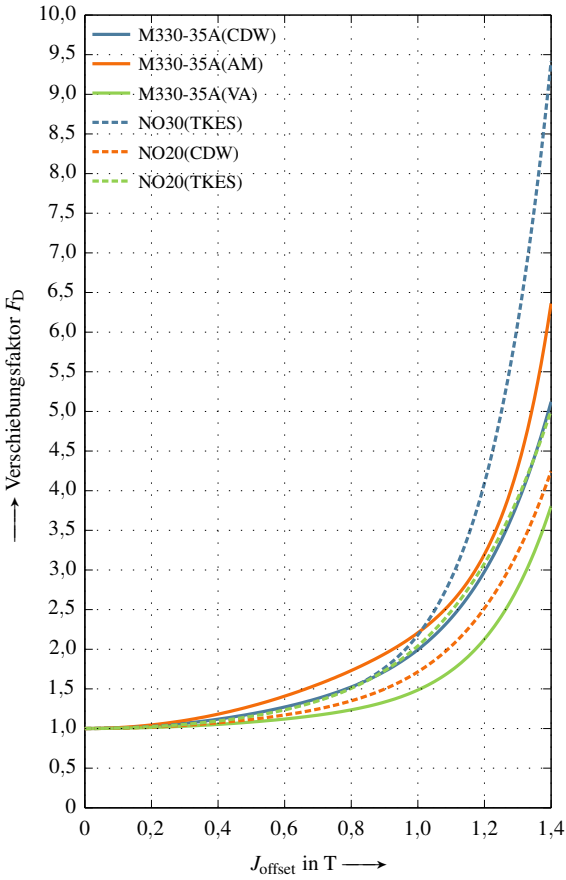


Abbildung A.28: Vergleich des Verschiebungsfaktors der untersuchten Elektrobleche

Äquivalente relative Permeabilität

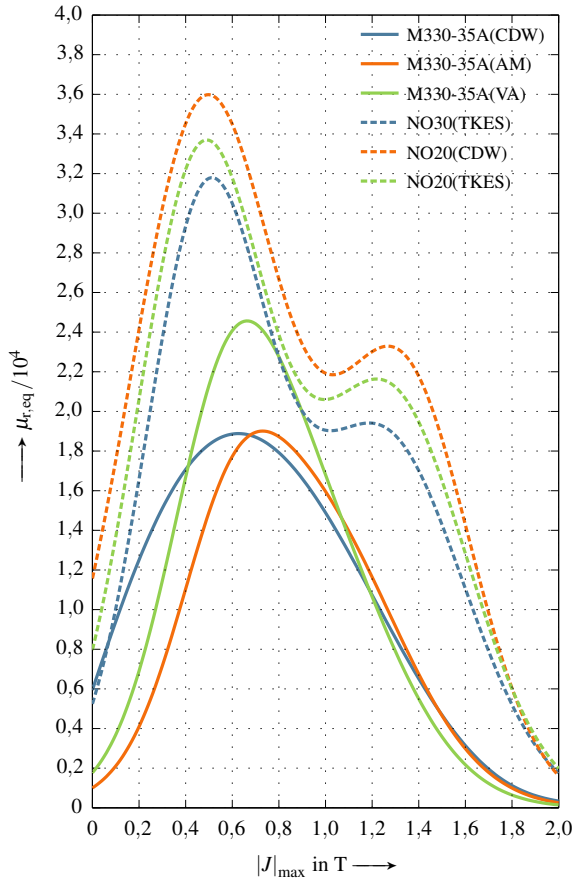


Abbildung A.29: Vergleich der äquivalenten relativen Permeabilität der untersuchten Elektrobleche

Koeffizient der Zusatzverluste

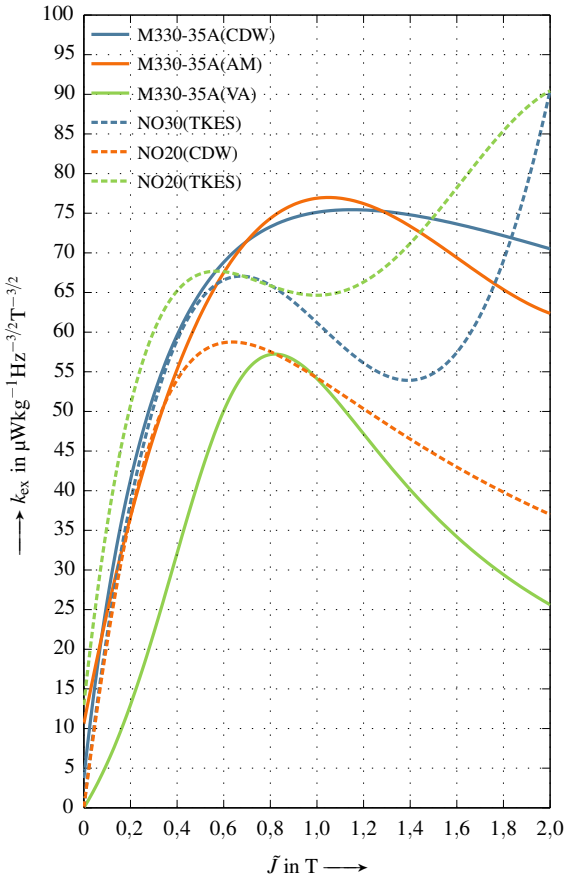


Abbildung A.30: Vergleich des Koeffizienten der Zusatzverluste der untersuchten Elektrobleche

Symbolverzeichnis

Formelzeichen

Symbol	Einheit	Beschreibung
A	Wb m^{-1}	magnetisches Vektorpotential
A	mm^2	Fläche eines finiten Elements
\hat{A}		Spitzenwert einer sinusförmigen Schwingung
A_s	mm^2	Nutfläche
B	T	magnetische Flussdichte
B'	T	Schnittpunkt der Flussdichte
\hat{B}	T	Spitzenwert einer sinusförmigen Flussdichte
\tilde{B}	T	Halbamplitude einer pulsierenden Flussdichte
B_{pp}	T	Spitzen-Spitzen-Wert einer pulsierenden Flussdichte
B_S	T	Parameter im Ansatz von Belahcen et al.
C		Koeffizient, allgemein
C_{ex}		Koeffizient der Zusatzverluste im Bertotti-Verlustmodell, in $\text{W kg}^{-1} \text{Hz}^{-3/2} \text{T}^{-3/2}$
C_{hy}		Koeffizient der Hystereseverluste im Bertotti-Verlustmodell, in $\text{W kg}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{T}^{-2}$
$C_{k_{ex}}$		Parameter zur Bestimmung des Koeffizienten k_{ex}
C_{wb}		Koeffizient der Wirbelstromverluste im Bertotti-Verlustmodell, in $\text{W kg}^{-1} \text{Hz}^{-2} \text{T}^{-2}$
E	V m^{-1}	elektrisches Feld
E_{BS}	J m^{-1}	Mittlere Energieverluste eines Barkhausensprungs pro Längeneinheit

F_D		Verschiebungsfaktor
F_P		Faktor zur Bestimmung des Produkts ($\rho_m \cdot \rho$)
F_S		Skineffekt-Faktor
F_V		Verstärkungsfaktor der Spannungsmessung
F_W^n		Wellenformfaktor
G		Konstante der Zusatzverluste, $G \approx 0,1356$
G		Mittelwert der periodischen Funktion $g(t)$
H	$A m^{-1}$	magnetische Feldstärke
\hat{H}	$A m^{-1}$	Spitzenwert einer sinusförmigen Feldstärke
H_a	$A m^{-1}$	Feldstärke einer magnetischen Anregung
H_c	$A m^{-1}$	Koerzitivfeldstärke
H_s	$A m^{-1}$	Sättigungsfeldstärke, bei der die BH-Kurve die Sättigungspolarisation J_s erreicht
I	A	Stromstärke
\hat{I}	A	Spitzenwert einer sinusförmigen Stromstärke
I_1	A	Primärstrom
I_1'	A	pulsierender Anteil im Primärstrom
$I_{1,offset}$	A	statischer Anteil im Primärstrom
I_{ph}	A	Phasenstrom
J	$A mm^{-2}$	flächenbezogene Stromdichte
J	T	magnetische Polarisation
J'	T	Polarisation am Schnittpunkt der Flussdichte B'
J'	T	Hilfsfunktion der Soll-Polarisation
\hat{J}	T	Spitzenwert einer sinusförmigen Polarisation
\tilde{J}	T	Halbamplitude einer pulsierenden Polarisation
J_{offset}	T	Offset-Polarisation
J_{pp}	T	Spitzen-Spitzen-Wert einer pulsierenden Polarisation
J_r	T	remanente Polarisation
J_s	T	Sättigungspolarisation
$J_{\%}$		normierte Amplitude der Polarisation
K		linear interpolierte Kommutierungskurve
K_{sk}	mm^2	Faktor zur Berücksichtigung des Skineffekts im Ansatz von Mthombeni und Pillay
M		Anzahl, allgemein
M		Koordinatenmatrix der Knoten
M_{FE}		Anzahl an sich wiederholenden minimalen Teilmodellen
N		Anzahl, allgemein

N_1		Primärwindungszahl
N_2		Sekundärwindungszahl
N_{ES}		Anzahl an Schichten der eingelegten Elektrobleche
$N_{MO,0}$		untere Grenze der Anzahl an gleichzeitig aktiven magnetischen Objekten
N_s		Anzahl an Nuten
N'_s		Anzahl an Nuten in einem minimalen Teilmodell
P	W	Verlustleistung
P_s	$W kg^{-1}$	spezifische Verlustleistung
P_{sat}	$W kg^{-1}$	Verlustkomponente des IEM-Verlustmodells
P_v	$W m^{-3}$	Verlustleistungsdichte
R	Ω	elektrischer Widerstand
R_{ex}		Verhältnis zwischen den Zusatzverlusten
R_{hy}		Verhältnis zwischen den Hystereseverlusten
R_{ri}	mm	Rotorinnenradius
R_{sa}	mm	Statoraußenradius
R_{si}	mm	Statorinnenradius
S	mm^2	Querschnittsfläche, Fläche
T	K	Temperatur
T	s	Periodendauer, Statorperiode
T_0	s	Anfangszeitpunkt einer Nebenhystereseschleife
T'_0	s	T_0 mit einer Zeitverschiebung von ΔT
T_m	s	Endzeitpunkt einer Nebenhystereseschleife
T'_m	s	T_m mit einer Zeitverschiebung von ΔT
T_{ph}		Windungszahl pro Phase
T_R	s	Rotorperiode
U	V	elektrische Spannung
U_1	V	Primärspannung
U_2	V	Sekundärspannung
U_{ADC}	V	Messspannung am Analog-Digital-Wandler
V		Funktion des Vorzeichens
V_0	$A m^{-1}$	Parameter der Zusatzverluste
W	J	Ummagnetisierungsarbeit, Verluste
W_s	$J kg^{-1}$	spezifische Verluste
W_v	$J m^{-3}$	Verlustdichte
a		Koeffizient, allgemein
a		Funktion einer Anregung

a	m	Gitterkonstante
a_1 bis a_5		Koeffizienten des IEM-Verlustmodells
a_B		Achsenverhältnis einer rotierenden Flussdichte
a_J		Achsenverhältnis einer rotierenden Polarisation
a_R		Verhältnis zwischen den vermessenen Widerständen
b_1, b_2	mm	Kantenlängen einer Tafelprobe
b_m	mm	Magnetbreite
c		Konstante, allgemein
d	mm	Dicke bzw. wirksame Dicke
d_m	mm	Magnethöhe
e		Einheitsvektor
e	%	prozentuale relative Abweichung
f		Funktion, allgemein
f	Hz	elektrische Frequenz
f_{BH}		Funktion der BH-Kurve
f_G	Hz	empirische Grenzfrequenz
$f_{G,ex}$	Hz	Grenzfrequenz der Zusatzverluste
$f_{G,wb}$	Hz	Grenzfrequenz der klassischen Wirbelstromverluste
g		Funktion, allgemein
g		Verhältnis zwischen den Wellenformfaktoren
g_1		Verhältnis zwischen den Wellenformfaktoren bei $a_J = 1$
i		Laufvariable
j		Laufvariable
j	Amm^{-3}	volumenbezogene Wirbelstromdichte
k		Laufvariable
k		Koeffizient, allgemein
k_{dc}, k_1		Koeffizienten zur Bestimmung des Verschiebungsfaktors F_D
k_{ex}		Koeffizient der Zusatzverluste, in $\mu\text{W kg}^{-1}\text{Hz}^{-3/2}\text{T}^{-3/2}$
k_{hy}		Koeffizient der Hystereseverluste
$k_{R_{ex}}$		Koeffizient zur Bestimmung des Verhältnisses R_{ex}
$k_{R_{hy}}$		Koeffizient zur Bestimmung des Verhältnisses R_{hy}
k_s	Sm^{-1}	Konstante (DIN EN 60404-13)
k_μ		Koeffizient der äquivalenten relativen Permeabilität
l_{fe}	mm	aktive Länge
l_{mag}	mm	wirksame magnetische Weglänge
m		Anzahl an Phasen
m		Steigung einer Gerade

m	kg	Masse
m_v		Steigung der Reluktivität
n		Laufvariable
n		Ordnungszahl der Harmonischen
n		Magnetonenanzahl
n		Anzahl an Blochwänden
n	min^{-1}	Drehzahl
p		Polpaarzahl
p'		Anzahl an Polen in einem minimalen Teilmodell
p_m	A m^2	Bohrsches Magneton
q		Lochzahl
r	mm	Position im Raum
s	μm	Korngröße
s_{cu}	%	Nutfüllfaktor
s_f	%	Stapelfaktor
t	s	Zeit
v		Verhältnis zwischen der Rotor- und Statorperiode
w	mm	Breite
w_{Si}	%	Massenanteil des zulegierten Siliziums
x_0, y_0	mm	Koordinaten des Mittelpunkts eines FE-Elements
Ω	sr	Raumwinkel
Φ	Wb	magnetischer Fluss
α		Koeffizient, allgemein
α		Formfunktion
α	$\% \text{K}^{-1}$	Temperaturkoeffizient
β		Koeffizient, allgemein
δ	mm	Eindringtiefe
δ	mm	Luftspaltlänge
γ	$^\circ$	Vorsteuerwinkel
γ		Faktor im Ansatz von Hernandez-Aramburo et al.
γ		Kehrwert der normierten Eindringtiefe
γ_{eq}		Kehrwert der äquivalenten normierten Eindringtiefe
μ	T m A^{-1}	Permeabilität
μ_0	T m A^{-1}	magnetische Feldkonstante
μ_a	T m A^{-1}	Anfangspermeabilität
μ_r		relative Permeabilität

$\mu_{r,a}$		relative Amplitudenpermeabilität
$\mu_{r,eq}$		äquivalente relative Permeabilität
ν	T^{-1}	Rayleigh-Konstante
ν_r		relative magnetische Reluktivität
ω	rad s^{-1}	elektrische Kreisfrequenz
φ	$^\circ$	Phasenverschiebung, Winkel
ρ	$\Omega \text{ m}$	spezifischer elektrischer Widerstand
ρ_0	$\Omega \text{ m}$	spezifischer elektrischer Widerstand unter Raumtemperatur
ρ_m	kg m^{-3}	Massendichte
$\rho_{m,0}$	kg m^{-3}	Referenz-Massendichte (DIN EN 60404-13)
σ	S m^{-1}	elektrische Leitfähigkeit
σ_0	S m^{-1}	elektrische Leitfähigkeit unter Raumtemperatur
ϑ	$^\circ$	Phasenverschiebung, Winkel
ϑ	$^\circ\text{C}$	Temperatur
ϑ_0	$^\circ\text{C}$	Raumtemperatur, $23 \pm 5^\circ\text{C}$
ξ		Faktor im Ansatz von Hernandez-Aramburo et al.

Indizes

A, B, C	Bezeichnungen der korrelierenden Elemente im Stator
HHS	Größe einer Haupthystereseschleife
HF	hochfrequente Näherung
NF	niederfrequente Näherung
NHS	Größe einer Nebenhystereseschleife
R	Rotorgröße
S	Statorgröße
U, V, W	Klemmenbezeichnungen einer dreisträngigen Wicklung
0	Bezugsgröße
0	Leerlauf
d	Längsachse, Längsfeldkomponente
e	Größe einer elliptisch rotierenden Magnetisierung
eff	effektive Größe

elek	elektrische Größe
eq	äquivalente Größe
ex	Zusatzverluste
fe	Eisen, weichmagnetischer Werkstoff
ha	Komponente an der Hauptachse
hy	Hystereseverluste
ist	Istwert
max	Maximalwert
mech	mechanische Größe
min	Minimalwert
na	Komponente an der Nebenachse
q	Querachse, Quersfeldkomponente
r	Radialkomponente
r	Größe einer rotierenden Magnetisierung
rn	Bezeichnung eines sich auf dem n -ten Pol befindlichen Elements im Rotor
s	massebezogene bzw. spezifische Größe
sin	Größe einer sinusförmigen Schwingung
soll	Sollwert
t	Tangentialkomponente
v	volumenbezogene Größe
wb	Wirbelstromverluste
x, y, z	Komponenten der kartesischen Koordinaten
α, β	Komponenten eines beliebigen geradlinigen orthogonalen Koordinatensystems

Abkürzungen

ADC	Analog-Digital-Wandler
AM	ArcelorMittal
ASM	Asynchronmaschine
BEV	Batterieelektrisches Fahrzeug
CDW	C. D. Wälzholz
DAC	Digital-Analog-Wandler

DIN	Deutsches Institut für Normung
DSP	Digitaler Signal Prozessor
FE	Finite-Elemente
FESM	Fremderregte Synchronmaschine
FPGA	Field Programmable Gate Array
HA	Hauptachse
HEV	Hybridelektrisches Fahrzeug
HHS	Haupthystereseschleife
IPM	PSM mit eingebetteten Magneten
NA	Nebenachse
NHS	Nebenhystereseschleife
PSM	permanentmagneterregte Synchronmaschine
RF	Rotierende Magnetfelder
TKES	Thyssenkrupp Steel
VA	Voestalpine
VS	Verlustseparation
ggT	der größte gemeinsame Teiler
kgV	das kleinste gemeinsame Vielfache

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1:	Weissche Bezirke mit 180° sowie 90° Blochwänden in einem neutralen Zustand ohne äußere Anregung	10
Abb. 2.2:	Ortskurven beider Magnetisierungsarten und die entsprechenden Haupt- und Nebenachsen	12
Abb. 2.3:	Bereiche und Domänen bei der Entstehung der Neukurve . . .	14
Abb. 2.4:	Änderung der Domänen eine Hystereseschleife entlang	16
Abb. 2.5:	Qualitativer Vergleich der Ummagnetisierungsverluste in einem Wechselfeld und in einem kreisförmig rotierenden Magnetfeld	18
Abb. 2.6:	Das einfache Modell zur Untersuchung der Domänenänderung bei einem rotierenden Anregungsfeld	18
Abb. 2.7:	Verschiebung der Blochwände bei einem kleinen rotierenden Anregungsfeld im ersten Bereich	19
Abb. 2.8:	Verschiebung der Blochwände und Auslöschung der Domänen bei einem mittelgroßen rotierenden Anregungsfeld im zweiten Bereich	20
Abb. 2.9:	Verschiebung der Blochwände und die restlichen großen Domänen bei einem großen rotierenden Anregungsfeld im dritten Bereich	20
Abb. 2.10:	Domänen und Drehung der Magnetisierung in der Sättigung .	21
Abb. 2.11:	Abhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstands vom Silizium-Massenanteil unter Raumtemperatur	22
Abb. 2.12:	Abhängigkeit der Sättigungspolarisation vom Silizium-Massenanteil unter Raumtemperatur	24
Abb. 2.13:	Geometrie eines idealen Elektrolechs	28

Abb. 2.14:	Darstellung der Wandverschiebung und der Wirbelströme bei einer periodischen Domänenstruktur nach dem Pry-Bean-Modell	34
Abb. 2.15:	Darstellung des Vektors einer magnetischen Feldstärke \vec{H}_i in der i -Richtung in Kugelkoordinaten	39
Abb. 3.1:	Kommutierungskurve von M330-35A(CDW) bei $f = 3$ Hz . .	47
Abb. 3.2:	Detaillierte Darstellung der Kommutierungskurve in Abbildung 3.1	48
Abb. 3.3:	Die aus der gemessenen Kommutierungskurve modifizierten BH- und JH-Kurven von M330-35A(CDW) für die numerische Feldberechnung	49
Abb. 3.4:	Transformation der Komponenten von kartesischen Koordinaten in eine beliebige $\alpha\beta$ -Koordinaten mit demselben Ursprung	51
Abb. 3.5:	Zerlegung der rotierenden Flussdichte in die Haupt- und Nebenachse für das Element im Joch, $a_B = 0,77$	54
Abb. 3.6:	Zerlegung der rotierenden Flussdichte in die Haupt- und Nebenachse für das Element im Zahnkopf, $a_B = 0,05$	54
Abb. 3.7:	Ortskurve des Elements im Rotor und ihre Feldkomponenten der Polarisation in radialer und tangentialer Richtung	55
Abb. 3.8:	Zwei mit Nebenhystereseschleifen behaftete zeitliche Verläufe der Polarisation	57
Abb. 3.9:	Algorithmus zur Bestimmung der Nebenhystereseschleifen in einem beliebigen zeitlichen Verlauf der Polarisation	58
Abb. 3.10:	Algorithmus im Teilprozess zur Bestimmung der Nebenhystereseschleifen auf einer steigenden Flanke	59
Abb. 3.11:	Die nach den Anforderungen der Rekonstruktion vernetzten Stator- und Rotorblechpakete der Beispielmotoren	64
Abb. 3.12:	Position der drei Elemente und die Feldverteilung im Stator unter Vollast, wobei das minimale Teilmodell $p' = 2$ aufweist	69
Abb. 3.13:	Rekonstruktion des zeitlichen Verlaufs $B_r(t)$ des Elements A im Stator anhand der zeitlichen Verläufe der Elemente B und C	70
Abb. 3.14:	Position der drei Elemente und die Feldverteilung im Stator im Leerlauf, wobei das minimale Teilmodell $p' = 1$ aufweist .	71
Abb. 3.15:	Rekonstruktion des zeitlichen Verlaufs $B_r(t)$ des Elements A im Stator anhand der zeitlichen Verläufe der Elemente B und C	72
Abb. 3.16:	Position der Elemente r1 und r2 im Rotor, wobei das minimale Teilmodell $p' = 2$ aufweist	79

Abb. 3.17: Rekonstruktion des zeitlichen Verlaufs $B_r(t)$ des Elements r1 im Rotor anhand des zeitlichen Verlaufs des Elements r2	80
Abb. 4.1: Messaufbau zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften von Elektroblechen	91
Abb. 4.2: Messaufbau zur Bestimmung des Widerstands $R_{AB,CD}$	95
Abb. 4.3: Bestimmung der spezifischen Hystereseverluste und des Koeffizienten der Zusatzverluste von M330-35A(CDW) bei $\hat{J} = 1,0T$	99
Abb. 4.4: Abweichung zwischen den restlichen Verlusten und der extrapolierten Gerade der Zusatzverluste bei $\hat{J} = 1,0T$ und bis $f = 1000Hz$	101
Abb. 4.5: Verlauf des Skineffekt-Faktors in Abhängigkeit der Frequenz bei verschiedenen äquivalenten relativen Permeabilitäten	103
Abb. 4.6: Die mit dem Skineffekt-Faktor und $\mu_{r,eq} \approx 14750$ bestimmten restlichen Verluste bei $\hat{B} \approx \hat{J} = 1,0T$ bis $f = 1000Hz$	105
Abb. 4.7: Quasistationäre Hystereseschleifen von M330-35A(CDW) mit Aussteuerungen von $\hat{J} = 1,0T$ und $\hat{J} = 0,2T$ bei $f = 3Hz$	105
Abb. 4.8: Verlustseparation für die Messpunkte mit $\hat{J} = 0,2T$, wobei die Gerade der Zusatzverluste mit niederfrequenten Messungen bestimmt ist	106
Abb. 4.9: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von M330-35A(CDW) unter sinusförmiger Anregung	108
Abb. 4.10: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von M330-35A(CDW) unter sinusförmiger Anregung	109
Abb. 4.11: Die relative Amplitudenpermeabilität von M330-35A(CDW) bei $f = 3Hz$	109
Abb. 4.12: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von M330-35A(CDW) unter sinusförmiger Anregung	112
Abb. 4.13: Validierung des Bertotti-Verlustmodells anhand der Standardmessungen von $f = 3Hz$ bis $f = 1000Hz$	114
Abb. 4.14: Verteilung der relativen Abweichungen beim Bertotti-Verlustmodell	115
Abb. 4.15: Validierung des vorgestellten Verlustmodells anhand der Standardmessungen von $f = 3Hz$ bis $f = 1000Hz$	116
Abb. 4.16: Verteilung der relativen Abweichungen beim vorgestellten Verlustmodell	117
Abb. 4.17: Vergleich der Verteilung der relativen Abweichungen zwischen den beiden Modellansätzen	117

Abb. 4.18: Vergleich der jeweils anhand des vorgestellten Modellansatzes und des Bertotti-Verlustmodells berechneten Hystereseverluste 118

Abb. 5.1: Die normierte Halbamplitude und die normierte Offset-Polarisation in radialer Richtung im Rotor im Leerlauf 123

Abb. 5.2: Die normierte Halbamplitude und die normierte Offset-Polarisation in tangentialer Richtung im Rotor im Leerlauf . . 123

Abb. 5.3: Die normierte Halbamplitude und die normierte Offset-Polarisation in radialer Richtung im Rotor unter Volllast . . . 125

Abb. 5.4: Die normierte Halbamplitude und die normierte Offset-Polarisation in tangentialer Richtung im Rotor unter Volllast . 125

Abb. 5.5: Analyse der normierten Halbamplitude der Polarisation-Pulsation im Rotor unter Volllast mit einer Grenze von 0,1 T . 126

Abb. 5.6: Analyse der normierten Halbamplitude der Polarisation-Pulsation im Rotor unter Volllast mit einer erhöhten Grenze . 126

Abb. 5.7: Indirekte Bestimmung der verschobenen Hystereseschleife anhand der Kommutierungskurve bei $f = 20\text{Hz}$ von M330-35A(CDW) 133

Abb. 5.8: Zusammenhang zwischen der Offset-Polarisation, der Amplitude und dem Offset-Primärstrom bei $f \leq f_G$ von M330-35A(CDW) 134

Abb. 5.9: Zwei Hystereseschleifen mit einer konstanten Amplitude von 0,5 T bei $f = 20\text{Hz}$, die jeweils mit und ohne Offset-Polarisation vermessen sind 135

Abb. 5.10: Verlustseparation bei sinusförmigen Schwingungen mit $\hat{f} = 0,2\text{T}$ und bei verschiedenen Offset-Niveaus des Primärstroms 136

Abb. 5.11: Verlustseparation von $\hat{f} = 0,4\text{T}$ bis $\hat{f} = 1,0\text{T}$ bei verschiedenen Offset-Primärströmen 137

Abb. 5.12: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von M330-35A(CDW) 139

Abb. 5.13: Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 0,2 A im Primärstrom 143

Abb. 5.14: Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.13 . . 143

Abb. 5.15: Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 0,4 A im Primärstrom 144

Abb. 5.16: Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.15 . . 144

Abb. 5.17: Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 0,6 A im Primärstrom 145

Abb. 5.18:	Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.17 . . .	145
Abb. 5.19:	Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 0,8 A im Primärstrom	146
Abb. 5.20:	Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.19 . . .	146
Abb. 5.21:	Validierung des Verlustmodells anhand von Messungen mit einem Gleichanteil von 1,0 A im Primärstrom	147
Abb. 5.22:	Verteilung der relativen Abweichungen in Abbildung 5.21 . . .	147
Abb. 6.1:	Unterteilung des Statorblechpakets in vier Bereiche	154
Abb. 6.2:	Analyse von rotierenden Feldern an der Hauptachse im Stator im Leerlauf	155
Abb. 6.3:	Analyse von Nebenhystereseschleifen anhand ihrer maximalen Halbamplituden an der Hauptachse im Stator im Leerlauf .	157
Abb. 6.4:	Analyse von Nebenhystereseschleifen anhand ihrer maximalen Halbamplituden an der Nebenachse im Stator im Leerlauf	158
Abb. 6.5:	Analyse von rotierenden Feldern an der Hauptachse im Stator unter Volllast	159
Abb. 6.6:	Analyse von Nebenhystereseschleifen anhand ihrer maximalen Halbamplituden an der Hauptachse im Stator unter Volllast	160
Abb. 6.7:	Analyse von Nebenhystereseschleifen anhand ihrer maximalen Halbamplituden an der Nebenachse im Stator unter Volllast	160
Abb. 6.8:	Schwingungsform ohne Nebenhystereseschleife, die mit $J_{\%,3} = 30\%$ und $\varphi_3 = 50^\circ$ gemäß Gleichungen (6.21) bis (6.23) erzeugt ist	170
Abb. 6.9:	Schwingungsform mit zwei symmetrisch eingebetteten Nebenhystereseschleifen gemäß Gleichungen (6.16) und (6.19) .	172
Abb. 6.10:	Schwingungsform mit Nebenhystereseschleifen, die mit $J_{\%,3} = 70\%$ und $\varphi_3 = 90^\circ$ gemäß Gleichungen (6.21) bis (6.23) erzeugt ist	174
Abb. 6.11:	Vergleich der Nebenschleife der Methode (a) mit der Hauptschleife der Methode (b)	176
Abb. 6.12:	Darstellung der Entmagnetisierungsvorgänge bei den verwendeten Messmethoden (a) und (b)	177
Abb. 6.13:	Vergleich der Nebenschleife der Methode (c) mit der Hauptschleife der Methode (b)	179
Abb. 6.14:	Messung der dreieckförmigen Hauptschwingung mit sinusförmigen Nebenschwingungen, $f_1 = 5\text{ Hz}$ und $\tilde{J} = 1,1\text{ T}$	184
Abb. 6.15:	Messung mit $f_1 = 20\text{ Hz}$ und $\tilde{J} = 1,2\text{ T}$, wobei die Harmonischen mit $J_{\%,3} = 70\%$ und $\varphi_3 = 90^\circ$ erzeugt sind	188

Abb. 6.16: Messung mit $f_1 = 20\text{Hz}$ und $\tilde{J} = 1,2\text{T}$, wobei die Harmonischen mit $J_{\%,3} = 30\%$ und $\varphi_3 = 180^\circ$ erzeugt sind 189

Abb. 6.17: Messung mit $f_1 = 20\text{Hz}$ und $\tilde{J} = 1,2\text{T}$, wobei die Harmonischen mit $J_{\%,3} = 70\%$ und $\varphi_3 = 180^\circ$ erzeugt sind 190

Abb. 6.18: Verhältnisse der Hystereseverluste unter wechselnder und kreisförmig rotierender Magnetisierung mit $a_J = 1$ in der Fachliteratur 198

Abb. 6.19: Verhältnisse der Zusatzverluste unter wechselnder und kreisförmig rotierender Magnetisierung mit $a_J = 1$ in der Fachliteratur 199

Abb. 6.20: Verlauf des Faktors $g(a_J)$ einer elliptisch rotierenden Magnetisierung 200

Abb. 6.21: Der Modellansatz für den Faktor R_{hy} zur Bestimmung der Hystereseverluste unter rotierender Magnetisierung 202

Abb. 6.22: Der Modellansatz für den Faktor R_{ex} zur Bestimmung der Zusatzverluste unter rotierender Magnetisierung 203

Abb. 6.23: Vergleich der Faktoren, welche zur Bestimmung der Hystereseverluste und der Zusatzverluste unter rotierender Magnetisierung verwendet werden 205

Abb. 7.1: Änderung in den Hystereseverlusten im Rotor im Leerlauf . . . 223

Abb. 7.2: Änderungen in den drei Verlustkomponenten im Stator im Leerlauf 226

Abb. 7.3: Verteilung der anhand des Diss-Modells berechneten Eisenverluste in der Beispiel-PSM im Leerlauf bei der Eckdrehzahl von 5000min^{-1} 227

Abb. 7.4: Änderung in den Hystereseverlusten im Rotor unter Volllast . . 230

Abb. 7.5: Änderungen in den drei Verlustkomponenten im Stator unter Volllast 231

Abb. 7.6: Verteilung der anhand des Diss-Modells berechneten Eisenverluste in der Beispiel-PSM unter Volllast mit $I_{\text{ph}}/I_{\text{ph,max}} = 100\%$ und $\gamma = 45^\circ_{\text{elek}}$ bei der Eckdrehzahl von 5000min^{-1} . . 232

Abb. A.1: FE-Modell der PSM der zyklischen Periodizität mit $p' = 2$. . . 248

Abb. A.2: FE-Modell der PSM der antizyklischen Periodizität mit $p' = 1$. . 248

Abb. A.3: Serielle Verschaltung der Spulen einer Spulengruppe 250

Abb. A.4: Parallele Verschaltung der Spulen einer Spulengruppe 250

Abb. A.5: Realisierung von drei verschiedenen Windungszahlen durch das Wicklungssystem auf der Primärseite 250

Abb. A.6: Eingebettete Sekundärwicklung mit 109 Windungen pro Schenkel	251
Abb. A.7: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von M330-35A(AM) unter sinusförmiger Anregung	254
Abb. A.8: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von M330-35A(AM)	255
Abb. A.9: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von M330-35A(AM) unter sinusförmiger Anregung	255
Abb. A.10: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von M330-35A(AM) unter sinusförmiger Anregung	256
Abb. A.11: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von M330-35A(VA) unter sinusförmiger Anregung	257
Abb. A.12: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von M330-35A(VA)	258
Abb. A.13: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von M330-35A(VA) unter sinusförmiger Anregung	258
Abb. A.14: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von M330-35A(VA) unter sinusförmiger Anregung	259
Abb. A.15: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von 280-30AP(TKES) unter sinusförmiger Anregung	260
Abb. A.16: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von 280-30AP(TKES)	261
Abb. A.17: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von 280-30AP(TKES) unter sinusförmiger Anregung	261
Abb. A.18: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von 280-30AP(TKES) unter sinusförmiger Anregung	262
Abb. A.19: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von NO20(CDW) unter sinusförmiger Anregung	263
Abb. A.20: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von NO20(CDW)	264
Abb. A.21: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von NO20(CDW) unter sinusförmiger Anregung	264
Abb. A.22: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von NO20(CDW) unter sinusförmiger Anregung	265
Abb. A.23: Die Hystereseverluste und ihre Modellierung von NO20(TKES) unter sinusförmiger Anregung	266
Abb. A.24: Verlauf des Verschiebungsfaktors und seine Modellierung von NO20(TKES)	267

Abb. A.25: Die äquivalente relative Permeabilität und ihre Modellierung von NO₂₀(TKES) unter sinusförmiger Anregung 267

Abb. A.26: Verlauf des Koeffizienten der Zusatzverluste und seine Modellierung von NO₂₀(TKES) unter sinusförmiger Anregung . . . 268

Abb. A.27: Vergleich der Hystereseverluste der untersuchten Elektrobleche 269

Abb. A.28: Vergleich des Verschiebungsfaktors der untersuchten Elektrobleche 270

Abb. A.29: Vergleich der äquivalenten relativen Permeabilität der untersuchten Elektrobleche 271

Abb. A.30: Vergleich des Koeffizienten der Zusatzverluste der untersuchten Elektrobleche 272

Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1:	Näherungen der dynamischen Verluste im Frequenzbereich für sinusförmige Anregungen	36
Tab. 2.2:	Näherungen der dynamischen Verluste im Zeitbereich für Anregungen beliebiger Schwingungsform	36
Tab. 4.1:	Materialkennwerte von M330-35A(CDW)	96
Tab. 4.2:	Koeffizienten der Hystereseverluste von M330-35A(CDW) . .	108
Tab. 4.3:	Koeffizienten der äquivalenten relativen Permeabilität von M330-35A(CDW)	110
Tab. 4.4:	Parameter zur Bestimmung des Koeffizienten der Zusatzverluste von M330-35A(CDW)	112
Tab. 4.5:	Koeffizienten des Bertotti-Verlustmodells von M330-35A(CDW)	113
Tab. 5.1:	Koeffizienten des Verschiebungsfaktors von M330-35A(CDW)	139
Tab. 6.1:	Messergebnisse der Haupt- und Nebenschleifen in Abbildung 6.11	176
Tab. 6.2:	Messergebnisse der Haupt- und Nebenschleifen in Abbildung 6.13	179
Tab. 6.3:	Validierung des Modellansatzes anhand der Messung in Abbildung 6.14	184
Tab. 6.4:	Validierung des Modellansatzes anhand der Messung in Abbildung 6.15	188
Tab. 6.5:	Validierung des Modellansatzes anhand der Messung in Abbildung 6.16	189

Tab. 6.6:	Validierung des Modellansatzes anhand der Messung in Abbildung 6.17	190
Tab. 6.7:	Modellansätze zur Berechnung der Hysteres- und der Zusatzverluste unter elliptisch rotierender Magnetisierung	196
Tab. 6.8:	Koeffizienten zur Modellierung des Faktors R_{hy} der Hystereseverluste	202
Tab. 6.9:	Koeffizienten zur Modellierung des Faktors R_{ex} der Zusatzverluste	204
Tab. 7.1:	Eigenschaften von M330-35A(CDW)	213
Tab. 7.2:	Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von M330-35A(CDW)	214
Tab. 7.3:	Koeffizienten für das Modell F_D von M330-35A(CDW)	214
Tab. 7.4:	Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von M330-35A(CDW)	214
Tab. 7.5:	Koeffizienten für das Modell k_{ex} von M330-35A(CDW)	215
Tab. 7.6:	Koeffizienten zur Bestimmung des Faktors R_{hy}	219
Tab. 7.7:	Koeffizienten zur Bestimmung des Faktors R_{ex}	220
Tab. 7.8:	Die berechneten Eisenverluste im Leerlauf bei der Eckdrehzahl	228
Tab. 7.9:	Die berechneten Eisenverluste unter Volllast bei der Eckdrehzahl	233
Tab. A.1:	Auslegungsparameter der Beispielmaschinen	247
Tab. A.2:	Die Eigenschaften der untersuchten Elektrobleche	252
Tab. A.3:	Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von M330-35A(AM)	254
Tab. A.4:	Koeffizienten für das Modell F_D von M330-35A(AM)	254
Tab. A.5:	Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von M330-35A(AM)	255
Tab. A.6:	Koeffizienten für das Modell k_{ex} von M330-35A(AM)	256
Tab. A.7:	Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von M330-35A(VA)	257
Tab. A.8:	Koeffizienten für das Modell F_D von M330-35A(VA)	257
Tab. A.9:	Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von M330-35A(VA)	258
Tab. A.10:	Koeffizienten für das Modell k_{ex} von M330-35A(VA)	259
Tab. A.11:	Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von 280-30AP(TKES)	260
Tab. A.12:	Koeffizienten für das Modell F_D von 280-30AP(TKES)	260
Tab. A.13:	Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von 280-30AP(TKES)	261
Tab. A.14:	Koeffizienten für das Modell k_{ex} von 280-30AP(TKES)	262
Tab. A.15:	Koeffizienten für das Modell $W_{s,hy}$ von NO20(CDW)	263
Tab. A.16:	Koeffizienten für das Modell F_D von NO20(CDW)	263
Tab. A.17:	Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von NO20(CDW)	264
Tab. A.18:	Koeffizienten für das Modell k_{ex} von NO20(CDW)	265
Tab. A.19:	Koeffizienten für das Modell von $W_{s,hy}$ von NO20(TKES)	266

Tab. A.20: Koeffizienten für das Modell F_D von NO ₂₀ (TKES)	266
Tab. A.21: Koeffizienten für das Modell $\mu_{r,eq}$ von NO ₂₀ (TKES)	267
Tab. A.22: Koeffizienten für das Modell k_{ex} von NO ₂₀ (TKES)	268

Literaturverzeichnis

Eigene Arbeiten

- [E1] B. ZHANG, „3D-Simulation des elektromagnetischen Verhaltens einer permanentmagnetenerregten Synchronmaschine“, Porsche Engineering Services GmbH, Projektbericht, 2015.
- [E2] M. GREULE, M. BOXRIKER, B. ZHANG und M. DOPPELBAUER, „Numerical Iron Loss Computation Method for Switched Reluctance Motors“, in *EPE 2016 – 18th European Conference on Power Electronics and Applications*, 2016.
- [E3] B. ZHANG, „Erweiterte Eisenverlustmodellierung für elektrische Maschinen“, Porsche Engineering Services GmbH, Projektbericht, 2016.
- [E4] B. ZHANG, „Verfahren zur Bestimmung von Eisenverlusten in einer elektrischen Maschine“, Deutsch, Pat. DE 102016108554.5, 2016.
- [E5] B. ZHANG, „Messung und Parameteridentifizierung von Eisenverlusten für höherfrequente Anwendungen“, Diplomarbeit, Institut für elektrische Maschinen (IEM), Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (RWTH-Aachen), 2011.
- [E6] B. ZHANG, „Benchmarking der FE-Software in elektromagnetischer Auslegung der elektrischen Maschinen“, Porsche Engineering Services GmbH, Projektbericht, 2012.

Betreute studentische Arbeiten

- [S1] C. ÜSTBAS, „Entwicklung eines Eisenverlustmodells für die geschaltete Reluktanzmaschine anhand von Messwerten“, Bachelorarbeit, Elektro-

- technisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2016.
- [S2] M. BOXRIKER, „Weiterentwicklung eines internen Postprozessors zur adaptiven Eisenverlustberechnung für elektrische Maschinen“, Masterarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013.
- [S3] A. RODIONOV, „Measuring and modelling of core losses under non-sinusoidal waveforms and further development of the in-house post-processor for estimation of stator core losses in permanent magnet synchronous machines“, Masterarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015.
- [S4] P. BREINING, „Entwicklung einer innovativen Messmethode zur realitätsnahen Modellierung der Eisenverluste in weichmagnetischen Werkstoffen“, Masterarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015.
- [S5] P. STROBL, „Ableiten eines adaptiven, analytischen Eisenverlustmodells für den Rotor einer PSM“, Bachelorarbeit, Duale Hochschule Baden-Württemberg (DHBW), 2015.
- [S6] G. G. TCHANA, „Literaturrecherche und Ableiten einer Berechnungsmethode für Eisenverluste in rotierenden Magnetfeldern“, Diplomarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2015.
- [S7] Y. HENN, „Magnetische Auslegung eines Epsteinrahmens mit Hilfe der 3D-Finite-Elemente-Simulation“, Bachelorarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2012.
- [S8] X. LI, „Oscillatory linear drive model building and simulation in the electro-hydraulic system“, Masterarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013.
- [S9] R. BELAND, „Untersuchung verschiedener Variationen der Ständerwicklung von Drehfeldmaschinen“, Bachelorarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013.
- [S10] T. TALMON, „Untersuchung von Zahnspulenwicklungen für den Einsatz in Axialflussmaschinen mit Pulververbundwerkstoff“, Diplomarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2014.

Normen

- [N1] *Magnetische Werkstoffe – Teil 1: Einteilung*, DIN EN 60404-1, 2015.
- [N2] *Magnetische Werkstoffe – Teil 2: Verfahren zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften von Elektrobund und -blech mit Hilfe eines Epsteinrahmens*, DIN EN 60404-2, 2009.
- [N3] *Magnetische Werkstoffe – Teil 3: Verfahren zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften von Elektrobund und -blech mit Hilfe eines Tafelmessgerätes*, DIN IEC 60404-3, 2010.
- [N4] *Magnetische Werkstoffe – Verfahren zur Messung der magnetischen Eigenschaften von Elektrolech und -band bei mittleren Frequenzen*, DIN EN 10252, 1997.
- [N5] *Magnetische Werkstoffe – Teil 13: Prüfverfahren zur Messung der Dichte, des spezifischen Widerstandes und des Stapelfaktors von Elektrolech und -band*, DIN EN 60404-13, 2008.

Fremdliteratur

- [1] M. ANDERMAN, „Vehicle Electrification: Is the Path to Mass Market Open?“, in *8th International Advanced Automotive Battery Conference Europe*, Total Battery Consulting Inc, 2018.
- [2] S. INAGAKI, „Challenges, Risks, and Opportunities for a Rapid Expansion of xEV Batteries“, in *8th International Advanced Automotive Battery Conference Europe*, Yano Research Institute Ltd, 2018.
- [3] M. LU, „What’s the Next Step? Proposed & Forecasted Future Changes in the Chinese xEV/Battery Market“, in *8th International Advanced Automotive Battery Conference Europe*, Industrial Economics & Knowledge Center (IEKC), Industrial Technology & Research Institute (ITRI), 2018.
- [4] R. BOLL, Hrsg., *Weichmagnetische Werkstoffe: Einführung in den Magnetismus; VAC-Werkstoffe und ihre Anwendungen*, 4., völlig neu überarb. u. erw. Aufl. Berlin: Siemens-Aktienges., [Abt. Verl.], 1990, ISBN: 3-8009-1546-4.
- [5] C. GERTHSEN, *Gerthsen Physik*, 24., überarb. Aufl., D. MESCHADE und H. VOGEL, Hrsg., Ser. Springer-Lehrbuch. Berlin: Springer, 2010, ISBN: 978-3-642-12893-6.

- [6] R. M. BOZORTH, *Ferromagnetism*, Ser. An IEEE Press classic reissue. Hoboken, NJ: Wiley, 2003, ISBN: 0-7803-1032-2.
- [7] G. BERTOTTI, *Hysteresis in magnetism: For physicists, materials scientists, and engineers*, Ser. Academic Press series in electromagnetism. San Diego, Calif.: Academic Press, 1998, ISBN: 978-0-12-093270-2.
- [8] Z. NEUSCHL, „Rechnerunterstützte experimentelle Verfahren zur Bestimmung der lastunabhängigen Eisenverluste in permanentmagnetisch erregten elektrischen Maschinen mit additionalen Axialfluss“, Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, 2007.
- [9] G. MÜLLER, K. VOGT und B. PONICK, *Berechnung elektrischer Maschinen*, 6., völlig neu bearb. Aufl. Weinheim: Wiley-VCH, 2008, ISBN: 978-3-527-40525-1.
- [10] A. MOSES, „Importance of rotational losses in rotating machines and transformers“, *Journal of Materials Engineering and Performance*, Bd. 1, Nr. 2, S. 235–244, 1992, ISSN: 1059-9495.
- [11] H. DOMEKI, Y. ISHIHARA, C. KAIDO, Y. KAWASE, S. KITAMURA, T. SHIMOMURA, N. TAKAHASHI, T. YAMADA und K. YAMAZAKI, „Investigation of benchmark model for estimating iron loss in rotating machine“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 40, Nr. 2, S. 794–797, 2004, ISSN: 0018-9464.
- [12] G. BERTOTTI, A. CANOVA, M. CHIAMPI, D. CHIARABAGLIO, F. FIORILLO und A. RIETTO, „Core loss prediction combining physical models with numerical field analysis“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 133, Nr. 1–3, S. 647–650, 1994, ISSN: 0304-8853.
- [13] J. G. ZHU, V. S. RAMSDEN und J. D. SIEVERT, „Prediction of core loss with elliptical flux from measurements with alternating and circular fluxes in electrical steel sheets“, in *Advanced Computational and Design Techniques in Applied Electromagnetic Systems*, Ser. Elsevier Studies in Applied Electromagnetics in Materials, S.-Y. HAHN, Hrsg., Bd. 6, Elsevier, 1995, S. 675–678.
- [14] T. KOCHMANN, „Relationship between rotational and alternating losses in electrical steel sheets“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 160, S. 145–146, 1996, ISSN: 0304-8853.

- [15] T. KOCHMANN, „Vergleich der magnetischen Kennwerte von Elektroblech unter Drehfeld- und Wechselfelderregung“, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (RWTH-Aachen), 1996.
- [16] B. ŠTUMBERGER, V. GORIČAN, G. ŠTUMBERGER, A. HAMLER, M. TRLEP und M. JESENİK, „Accuracy of iron loss calculation in electrical machines by using different iron loss models“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 254–255, S. 269–271, 2003, ISSN: 0304-8853.
- [17] G. DÍAZ, P. ARBOLEYA, C. GONZÁLEZ-MORÁN und J. GÓMEZ-ALEIXANDRE, „Revision of the hysteresis and excess loss computation method as a means of improving the rotational loss estimate in induction motors“, *IET Electric Power Applications*, Bd. 1, Nr. 1, S. 75–81, 2007, ISSN: 1751-8660.
- [18] C. APPINO, C. S. RAGUSA und F. FIORILLO, „Can rotational magnetization be theoretically assessed?“, *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Bd. 44, Nr. 3–4, S. 355–370, 2014.
- [19] C. HERNANDEZ-ARAMBURO, T. GREEN und A. SMITH, „Estimating rotational iron losses in an induction machine“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 39, Nr. 6, S. 3527–3533, 2003, ISSN: 0018-9464.
- [20] K. YAMAZAKI und Y. SETO, „Iron loss analysis of interior permanent-magnet synchronous motors – variation of main loss factors due to driving condition“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Bd. 42, Nr. 4, S. 1045–1052, 2006, ISSN: 0093-9994.
- [21] C. HECK, *Magnetische Werkstoffe und ihre technische Anwendung*, 2., überarb. Aufl. Heidelberg: Hüthig, 1975, ISBN: 3-7785-0330-8.
- [22] F. FIORILLO, *Measurement and characterization of magnetic materials*, Ser. Elsevier series in electromagnetism. Amsterdam: Elsevier, 2004, ISBN: 0-12-257251-3.
- [23] J. G. ZHU, „Numerical modelling of magnetic materials for computer aided design of electromagnetic devices“, Dissertation, University of Technology, Sydney, 1994.
- [24] M. KORNETZKI und I. LUCAS, „Zur Theorie der Hystereseverluste im magnetischen Drehfeld“, *Zeitschrift für Physik*, Bd. 142, Nr. 1, S. 70–82, 1955, ISSN: 0044-3328.

- [25] P. BECKLEY, *Electrical Steels for Rotating Machines*, Ser. Energy Engineering Series. Institution of Engineering und Technology, 2002, ISBN: 978-0-85296-980-9.
- [26] P. W. BRIDGMAN, „Effects of Pressure on Binary Alloys V Fifteen Alloys of Metals of Moderately High Melting Point“, *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, Bd. 84, Nr. 2, S. 131–177, 1957, ISSN: 0199-9818.
- [27] F. D. STACEY und O. L. ANDERSON, „Electrical and thermal conductivities of Fe–Ni–Si alloy under core conditions“, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Bd. 124, Nr. 3–4, S. 153–162, 2001, ISSN: 0031-9201.
- [28] F. CARDARELLI, Hrsg., *Materials Handbook: A Concise Desktop Reference*, 2. Aufl. London: Springer London, 2008, ISBN: 978-1-84628-669-8.
- [29] R. HILZINGER und W. RODEWALD, *Magnetic materials: Fundamentals, products, properties, applications*. Hanau: Vacuumschmelze, 2013, ISBN: 978-3-89578-352-4.
- [30] T. D. YESEN, „Magnetic and other properties of iron-silicon alloys, melted in vacuo“, University of Illinois, Urbana, Bulletin 83, 1915.
- [31] L. MICHALOWSKY, *Magnettechnik: Grundlagen, Werkstoffe, Anwendungen*. Vulkan-Verlag, 2006, ISBN: 978-3-8027-2139-7.
- [32] A. KRINGS und J. SOULARD, „Overview and Comparison of Iron Loss Models for Electrical Machines“, *Journal of Electrical Engineering*, Bd. 10, Nr. 3, S. 162–169, 2010.
- [33] F. PREISACH, „Über die magnetische Nachwirkung“, *Zeitschrift für Physik*, Bd. 94, Nr. 5, S. 277–302, 1935, ISSN: 0044-3328.
- [34] D. JILES und D. ATHERTON, „Theory of ferromagnetic hysteresis“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 61, Nr. 1, S. 48–60, 1986, ISSN: 0304-8853.
- [35] I. D. MAYERGOYZ, „Dynamic Preisach models of hysteresis“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 24, Nr. 6, S. 2925–2927, 1988, ISSN: 0018-9464.
- [36] G. BERTOTTI, „Dynamic generalization of the scalar Preisach model of hysteresis“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 28, Nr. 5, S. 2599–2601, 1992, ISSN: 0018-9464.

- [37] S. ZIRKA und Y. I. MOROZ, „Hysteresis modeling based on transplation“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 31, Nr. 6, S. 3509–3511, 1995, ISSN: 0018-9464.
- [38] T. CHEVALIER, A. KEDOUS-LEBOUC, B. CORNUT und C. CESTER, „A new dynamic hysteresis model for electrical steel sheet“, *Physica B: Condensed Matter*, Bd. 275, Nr. 1, S. 197–201, 2000, ISSN: 0921-4526.
- [39] A. MICHAELIDES, J. SIMKIN, P. KIRBY und C. RILEY, „Permanent magnet (de-) magnetization and soft iron hysteresis effects: A comparison of FE analysis techniques“, *COMPEL – The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering*, Bd. 29, Nr. 4, S. 1090–1096, 2010.
- [40] A. BERGQVIST, „Magnetic vector hysteresis model with dry friction-like pinning“, *Physica B: Condensed Matter*, Bd. 233, Nr. 4, S. 342–347, 1997, Hysteresis Modeling and Micromagnetism, ISSN: 0921-4526.
- [41] M. D’AQUINO, C. SERPICO, C. VISONE und A. A. ADLY, „A new vector model of magnetic hysteresis based on a novel class of Play hysterons“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 39, Nr. 5, S. 2537–2539, 2003, ISSN: 0018-9464.
- [42] L. ZHU, J. PARK und C. KOH, „A Dynamic Hysteresis Model Based on Vector-Play Model for Iron Loss Calculation Taking the Rotating Magnetic Fields Into Account“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 54, Nr. 3, S. 1–4, 2018, ISSN: 0018-9464.
- [43] S. STEENTJES, „Efficiently Modeling Soft Magnetic Materials for Transformers, Actuators and Rotating Electrical Machines“, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (RWTH-Aachen), 2018.
- [44] C. P. STEINMETZ, „On the Law of Hysteresis“, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, Bd. 9, Nr. 1, S. 1–64, 1892, ISSN: 0096-3860.
- [45] J. AKIROR und P. PILLAY, „On the coefficients of core loss formulas for electrical machines“, in *IECON 2012 – 38th Annual Conference on IEEE Industrial Electronics Society*, 2012, S. 1927–1933.
- [46] E. DLALA, M. SOLVESON, S. STANTON und A. ARKKIO, „Improved model for the prediction of core loss in finite element analysis of electric machines“, in *2015 IEEE International Electric Machines Drives Conference (IEMDC)*, 2015, S. 340–344.

- [47] J. REINERT, A. BROCKMEYER und R. W. A. A. D. DONCKER, „Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Bd. 37, Nr. 4, S. 1055–1061, 2001, ISSN: 0093-9994.
- [48] J. LI, T. ABDALLAH und C. SULLIVAN, „Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms“, in *Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference. 36th IAS Annual Meeting*, Bd. 4, 2001, S. 2203–2210.
- [49] K. VENKATACHALAM, C. SULLIVAN, T. ABDALLAH und H. TACCA, „Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters“, in *2002 IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, 2002. Proceedings.*, 2002, S. 36–41.
- [50] J. MÜHLETHALER, J. BIELA, J. W. KOLAR und A. ECKLEBE, „Core Losses Under the DC Bias Condition Based on Steinmetz Parameters“, *IEEE Transactions on Power Electronics*, Bd. 27, Nr. 2, S. 953–963, 2012, ISSN: 0885-8993.
- [51] A. VAN DEN BOSSCHE, V. C. VALCHEV und G. B. GEORGIEV, „Measurement and loss model of ferrites with non-sinusoidal waveforms“, in *2004 IEEE 35th Annual Power Electronics Specialists Conference*, Bd. 6, Aachen, Germany, 2004, S. 4814–4818.
- [52] W. SHEN, F. WANG, D. BOROYEVICH und C. W. TIPTON, „Loss Characterization and Calculation of Nanocrystalline Cores for High-frequency Magnetics Applications“, in *APEC 07 – Twenty-Second Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition*, 2007, S. 90–96.
- [53] G. BERTOTTI, „General properties of power losses in soft ferromagnetic materials“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 24, Nr. 1, S. 621–630, 1988, ISSN: 0018-9464.
- [54] G. BERTOTTI, „Space-time correlation properties of the magnetization process and eddy current losses: Theory“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 54, Nr. 9, S. 5293–5305, 1983.
- [55] G. BERTOTTI, „Space-time correlation properties of the magnetization process and eddy current losses: Applications. I. Fine wall spacing“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 55, Nr. 12, S. 4339–4347, 1984.

- [56] G. BERTOTTI, „Space-time correlation properties of the magnetization process and eddy current losses: Applications. II. Large wall spacing“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 55, Nr. 12, S. 4348–4355, 1984.
- [57] R. H. PRY und C. P. BEAN, „Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials Using a Domain Model“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 29, Nr. 3, S. 532–533, 1958.
- [58] M. NAJGEBAUER, „Models for Prediction of Energy Loss in Soft Magnetic Materials“, in *XII International PhD Workshop OWD 2010*, Wisla, Poland, 2010, S. 487–482.
- [59] O. BOTTAUSCIO, M. CHIAMPI, A. MANZIN und M. ZUCCA, „Prediction of losses in induction machines: A challenge for the modelling approaches“, *The European Physical Journal – Applied Physics*, Bd. 30, S. 7–16, 01 2005, ISSN: 1286-0050.
- [60] C. RAGUSA, C. APPINO und F. FIORILLO, „Magnetic losses under two-dimensional flux loci in Fe–Si laminations“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 316, Nr. 2, S. 454–457, 2007, ISSN: 0304-8853.
- [61] C. RAGUSA, C. APPINO und C. FIORILLO, „Comprehensive investigation of alternating and rotational losses in non-oriented steel sheets“, *Przegląd Elektrotechniczny*, Bd. 85, Nr. 1, S. 7–10, 2009.
- [62] J. GYSELINCK, L. VANDEVELDE, J. MELKEBEEK, P. DULAR, F. HENROTTE und W. LEGROS, „Calculation of eddy currents and associated losses in electrical steel laminations“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 35, Nr. 3, S. 1191–1194, 1999, ISSN: 0018-9464.
- [63] CEDRAT, *User guide Flux 2D / 3D / Skewed*, Release 12.1, Grenoble, France, 2015.
- [64] A. KOST, *Numerische Methoden in der Berechnung elektromagnetischer Felder*, Ser. Springer-Lehrbuch. Berlin: Springer, 1994, ISBN: 978-3-540-55005-1.
- [65] S. J. SALON, *Finite element analysis of electrical machines*, Ser. Kluwer international series in engineering and computer science. Boston: Kluwer Academic, 1995, ISBN: 0-7923-9594-8.
- [66] E. KALLENBACH, Hrsg., *Elektromagnete: Grundlagen, Berechnung, Entwurf und Anwendung*, 4., überarb. und erw. Aufl., Ser. Studium. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2012, ISBN: 978-3-8348-0968-1.

- [67] N. SADOWSKI, M. LAJOIE-MAZENC, J. BASTOS, M. FERREIRA DA LUZ und P. KUO-PENG, „Evaluation and analysis of iron losses in electrical machines using the rain-flow method“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 36, Nr. 4, S. 1923–1926, 2000, ISSN: 0018-9464.
- [68] K. YAMAZAKI, „Efficiency analysis of induction motors for ammonia compressors considering stray load losses caused by stator and rotor slot ripple“, in *Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference. 36th IAS Annual Meeting*, Bd. 2, 2001, S. 762–769.
- [69] G.-J. PARK, B. SON, S.-Y. JUNG und Y.-J. KIM, „Reducing computational time strategy for estimating core loss with spatial and temporal periodicity“, in *2016 IEEE Transportation Electrification Conference and Expo, Asia-Pacific (ITEC Asia-Pacific)*, 2016, S. 460–464.
- [70] B. ZHANG, „Soft magnetic composites in novel designs of electrical traction machines“, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, 2017.
- [71] J. HENDERSHOT und T. MILLER, *Design of Brushless Permanent-magnet Machines*. Motor Design Books, 2010, ISBN: 978-0-9840687-0-8.
- [72] P. WINZER, „Steigerung von Drehmoment und Wirkungsgrad bei Synchronmaschinen durch Nutzung der magnetischen Asymmetrie“, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, 2017.
- [73] J. F. GIERAS, C. WANG und J. C. LAI, *Noise of polyphase electric motors*, Ser. Electrical and computer engineering. Boca Raton, Fla.: CRC, 2006, ISBN: 978-0-8247-2381-1.
- [74] I. N. BRONSTEIN, K. A. SEMENDJAEV, G. MUSIOL und H. MÜHLIG, *Taschenbuch der Mathematik*, 10., überarbeitete Auflage, Ser. Edition Harri Deutsch. Verlag Europa-Lehrmittel Nourney, Vollmer GmbH & Co. KG, 2016, ISBN: 978-3-8085-5790-7.
- [75] K. ATALLAH und D. HOWE, „The calculation of iron losses in brushless permanent magnet dc motors“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 133, Nr. 1, S. 578–582, 1994, ISSN: 0304-8853.
- [76] F. DENG, „An improved iron loss estimation for permanent magnet brushless machines“, *IEEE Transactions on Energy Conversion*, Bd. 14, Nr. 4, S. 1391–1395, 1999, ISSN: 0885-8969.

- [77] Y. CHEN und P. PILLAY, „An improved formula for lamination core loss calculations in machines operating with high frequency and high flux density excitation“, in *Conference Record of the 2002 IEEE Industry Applications Conference. 37th IAS Annual Meeting*, Bd. 2, 2002, S. 759–766.
- [78] S. CALVERLEY, G. JEWELL und R. SAUNDERS, „Prediction and measurement of core losses in a high-speed switched-reluctance Machine“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 41, Nr. 11, S. 4288–4298, 2005, ISSN: 0018-9464.
- [79] D. IONEL, M. POPESCU, S. DELLINGER, T. J. E. MILLER, R. HEIDEMAN und M. MCGILP, „On the variation with flux and frequency of the core loss coefficients in electrical machines“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Bd. 42, Nr. 3, S. 658–667, 2006, ISSN: 0093-9994.
- [80] T. L. MTHOMBENI und P. PILLAY, „Physical Basis for the Variation of Lamination Core Loss Coefficients as a Function of Frequency and Flux Density“, in *IECON 2006 – 32nd Annual Conference on IEEE Industrial Electronics*, 2006, S. 1381–1387.
- [81] J. C. AKIROR, T. RAHMAN und P. PILLAY, „Progress on formulas for core loss calculations“, in *2012 XXth International Conference on Electrical Machines*, 2012, S. 1803–1809.
- [82] E. BARBISIO, F. FIORILLO und C. RAGUSA, „Predicting loss in magnetic steels under arbitrary induction waveform and with minor hysteresis loops“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 40, Nr. 4, S. 1810–1819, 2004, ISSN: 0018-9464.
- [83] D. KOWAL, P. SERGEANT, L. DUPRÉ und L. VANDENBOSSCHE, „Comparison of Iron Loss Models for Electrical Machines With Different Frequency Domain and Time Domain Methods for Excess Loss Prediction“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 51, Nr. 1, S. 1–10, 2015, ISSN: 0018-9464.
- [84] S. JACOBS, D. HECTORS, F. HENROTTE, M. HAFNER, M. H. GRACIA, K. HAMEYER, P. GOES, D. R. ROMERA, E. ATTRAZIC und S. PAOLINELLI, „Magnetic material optimization for hybrid vehicle PMSM drives“, in *EVS24 – International Battery, Hybrid and Fuel Cell Electric Vehicle Symposium*, Stavanger, Norway, 2009.

- [85] D. SCHMIDT, M. VAN DER GIET und K. HAMEYER, „Improved iron-loss prediction by a modified loss-equation using a reduced parameter identification range“, in *SMM 2011: 20th international conference on Soft magnetic materials*, Greece, 2011, S. 421–421.
- [86] L. VANDENBOSSCHE, S. JACOBS, D. V. HOECKE, B. WEBER, E. LEUNIS und E. ATTRAZIC, „Improved iron loss modelling approach for advanced electrical steels operating at high frequencies and high inductions in automotive machines“, in *2012 2nd International Electric Drives Production Conference (EDPC)*, 2012, S. 1–8.
- [87] S. STEENTJES, M. LESSMANN und K. HAMEYER, „Advanced iron-loss calculation as a basis for efficiency improvement of electrical machines in automotive application“, in *2012 Electrical Systems for Aircraft, Railway and Ship Propulsion*, 2012, S. 1–6.
- [88] D. EGGERS, S. STEENTJES und K. HAMEYER, „Advanced Iron-Loss Estimation for Nonlinear Material Behavior“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 48, Nr. 11, S. 3021–3024, 2012, ISSN: 0018-9464.
- [89] P. GUTKNECHT, „Entwurf und Aufbau eines Linearverstärkers für einen Epsteinrahmen“, Bachelorarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013.
- [90] B. WESCHENFELDER, „Parallelisierung von Linearverstärkermodulen zur Speisung eines Epsteinrahmen-Prüfstands“, Bachelorarbeit, Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2014.
- [91] M. VEIGEL, P. WINZER, J. RICHTER und M. DOPPELBAUER, „New FPGA-based and inline-capable measuring method for the identification of magnetic losses in electrical steel“, in *2015 5th International Electric Drives Production Conference (EDPC)*, 2015, S. 1–6.
- [92] M. TOMIZUKA, T. C. TSAO und K. K. CHEW, „Discrete-Time Domain Analysis and Synthesis of Repetitive Controllers“, in *1988 American Control Conference*, 1988, S. 860–866.
- [93] Y. M. . I. CORPORATION, *WT3000 Precision Power Analyzer User's Manual*, 8. Aufl., 2014.
- [94] SEFELEC GMBH, *Gerätehandbuch Mikro-Ohmmeter Typ MGR 10*, Ausgabe A, Ottersweier, Deutschland, 2000.

- [95] L. J. VAN DER PAUW, „A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape“, *Philips Res. Rep.*, Bd. 13, Nr. 1, 1958.
- [96] R. FISCHER, *Elektrische Maschinen*, 16., aktualisierte Auflage. München: Hanser Verlag, 2013, ISBN: 978-3-446-43767-8.
- [97] N. LEUNING, S. ELFGEN, B. GROSCHUP, G. BAVENDIEK, S. STEENTJES und K. HAMEYER, „Advanced Soft- and Hard-Magnetic Material Models for the Numerical Simulation of Electrical Machines“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 54, Nr. 11, S. 1–8, 2018, ISSN: 0018-9464.
- [98] H. A. WEISS, P. TRÖBER, R. GOLLE, S. STEENTJES, N. LEUNING, S. ELFGEN, K. HAMEYER und W. VOLK, „Impact of Punching Parameter Variations on Magnetic Properties of Nongrain-Oriented Electrical Steel“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Bd. 54, Nr. 6, S. 5869–5878, 2018, ISSN: 0093-9994.
- [99] W. KAMBER, „Messung der Eisenverluste von Elektrolechen bei überlagertem Gleichfeld“, *Bulletin Oerlikon*, Bd. 389–390, S. 31–40, 1969.
- [100] E. BARBISIO, O. BOTTAUSCIO, M. CHIAMPI, F. FIORILLO und C. RAGUSA, „Prediction of magnetic power losses in soft laminations under DC-biased supply“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 2, Nr. 290–291, S. 1476–1479, 2005, ISSN: 0304-8853.
- [101] S. ZHU, M. CHENG, J. DONG und J. DU, „Core Loss Analysis and Calculation of Stator Permanent-Magnet Machine Considering DC-Biased Magnetic Induction“, *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, Bd. 61, Nr. 10, S. 5203–5212, 2014, ISSN: 0278-0046.
- [102] C. SIMÃO, N. SADOWSKI, N. BATISTELA und J. BASTOS, „Evaluation of Hysteresis Losses in Iron Sheets Under DC-biased Inductions“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 45, Nr. 3, S. 1158–1161, 2009, ISSN: 0018-9464.
- [103] Y. WANG und Z. LIU, „Estimation Model of Core Loss Under DC Bias“, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Bd. 26, Nr. 7, S. 1–5, 2016, ISSN: 1051-8223.
- [104] Z. ZHAO, Y. LI, F. LIU, Z. CHENG, L. LIU, J. ZHANG und Y. FAN, „Magnetic Property Modelling of Laminated Silicon Steel Sheets under DC-Biasing Magnetization“, in *2012 Sixth International Conference on Electromagnetic Field Problems and Applications*, 2012, S. 1–4.

- [105] J. LAVERS, P. BIRINGER und H. HOLLITSCHER, „A simple method of estimating the minor loop hysteresis loss in thin laminations“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 14, Nr. 5, S. 386–388, 1978, ISSN: 0018-9464.
- [106] F. FIORILLO und A. NOVIKOV, „An improved approach to power losses in magnetic laminations under nonsinusoidal induction waveform“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 26, Nr. 5, S. 2904–2910, 1990, ISSN: 0018-9464.
- [107] S. STEENTJES, G. VON PFINGSTEN, M. HOMBITZER und K. HAMEYER, „Iron-Loss Model With Consideration of Minor Loops Applied to FE-Simulations of Electrical Machines“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 49, Nr. 7, S. 3945–3948, 2013, ISSN: 0018-9464.
- [108] T. TAITODA, Y. TAKAHASHI und K. FUJIWARA, „Iron Loss Estimation Method for a General Hysteresis Loop With Minor Loops“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 51, Nr. 11, S. 1–4, 2015, ISSN: 0018-9464.
- [109] M. A. MUELLER, S. WILLIAMSON, T. FLACK, K. ATALLAH, B. BAHOLO, D. HOWE und P. MELLOR, „Calculation of iron losses from time-stepped finite-element models of cage induction machines“, in *1995 Seventh International Conference on Electrical Machines and Drives*, 1995.
- [110] A. BELAHCEN und A. ARKKIO, „Comprehensive Dynamic Loss Model of Electrical Steel Applied to FE Simulation of Electrical Machines“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 44, Nr. 6, S. 886–889, 2008, ISSN: 0018-9464.
- [111] A. BELAHCEN, P. RASILO und A. ARKKIO, „Segregation of Iron Losses From Rotational Field Measurements and Application to Electrical Machine“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 50, Nr. 2, S. 893–896, 2014, ISSN: 0018-9464.
- [112] H. NAM, K.-H. HA, J.-J. LEE, J.-P. HONG und G.-H. KANG, „A study on iron loss analysis method considering the harmonics of the flux density waveform using iron loss curves tested on Epstein samples“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 39, Nr. 3, S. 1472–1475, 2003, ISSN: 0018-9464.

- [113] D. IONEL, M. POPESCU, M. MCGILP, T. J. E. MILLER, S. DELLINGER und R. HEIDEMAN, „Computation of Core Losses in Electrical Machines Using Improved Models for Laminated Steel“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Bd. 43, Nr. 6, S. 1554–1564, 2007, ISSN: 0093-9994.
- [114] M. ENOKIZONO, T. SUZUKI, J. SIEVERT und J. XU, „Rotational power loss of silicon steel sheet“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 26, Nr. 5, S. 2562–2564, 1990, ISSN: 0018-9464.
- [115] J. SIEVERT, „On measuring the magnetic properties of electrical sheet steel under rotational magnetization“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 112, S. 50–57, 1992.
- [116] C. APPINO, F. FIORILLO und C. RAGUSA, „One-dimensional / two-dimensional loss measurements up to high inductions“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 105, Nr. 7, 2009.
- [117] K. REICHERT, *Benutzer-Anleitung FEMAG: Interaktives Programm für Workstations VAX, DEC, IBM, SUN, HP... und PC's zur Berechnung zweidimensionaler und rotationssymmetrischer Magnet- und Wirbelstromfelder*, 2012.
- [118] JSOL CORPORATION, *JMAG User's Manual Solver*, Release 11.1, 2012.
- [119] ANSYS, INC, *Ansys Maxwell Online Help*, Release 18.1, 2017.
- [120] D. LIN, P. ZHOU, W. N. FU, Z. BADICS und Z. CENDES, „A dynamic core loss model for soft ferromagnetic and power ferrite materials in transient finite element analysis“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 40, Nr. 2, S. 1318–1321, 2004, ISSN: 0018-9464.
- [121] H. NAUMOSKI, B. RIEDMÜLLER, A. MINKOW und U. HERR, „Investigation of the influence of different cutting procedures on the global and local magnetic properties of non-oriented electrical steel“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 392, S. 126–133, 2015, ISSN: 0304-8853.
- [122] T. NAKATA, M. NAKANO und K. KAWAHARA, „Effects of Stress Due to Cutting on Magnetic Characteristics of Silicon Steel“, *IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan*, Bd. 7, Nr. 6, S. 453–457, 1992, ISSN: 0882-4959.

- [123] A. MOSES, N DEREBAZI, G LOISOS und A SCHOPPA, „Aspects of the cut-edge effect stress on the power loss and flux density distribution in electrical steel sheets“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 215–216, S. 690–692, 2000, ISSN: 0304-8853.
- [124] A. SCHOPPA, J. SCHNEIDER und J.-O. ROTH, „Influence of the cutting process on the magnetic properties of non-oriented electrical steels“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 215–216, S. 100–102, 2000, ISSN: 0304-8853.
- [125] A. BOGLIETTI, A. CAVAGNINO, M. LAZZARI und M. PASTORELLI, „Effects of punch process on the magnetic and energetic properties of soft magnetic material“, in *IEMDC 2001. IEEE International Electric Machines and Drives Conference*, 2001, S. 396–399.
- [126] A KEDOUS-LEBOUC, B CORNUT, J. PERRIER, P. MANFÉ und T. CHEVALIER, „Punching influence on magnetic properties of the stator teeth of an induction motor“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 254–255, S. 124–126, 2003, ISSN: 0304-8853.
- [127] L. VANDENBOSSCHE, S. JACOBS, X. JANNOT, M. MCCLELLAND, J. SAINT-MICHEL und E. ATTRAZIC, „Iron loss modelling which includes the impact of punching, applied to high-efficiency induction machines“, in *2013 3rd International Electric Drives Production Conference (EDPC)*, 2013, S. 1–10.
- [128] R. SIEBERT, J. SCHNEIDER und E. BEYER, „Laser Cutting and Mechanical Cutting of Electrical Steels and its Effect on the Magnetic Properties“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 50, Nr. 4, S. 1–4, 2014, ISSN: 0018-9464.
- [129] S. A RAHMAN, B. VASEGHI und A. M. KNIGHT, „Influence of steel BH characteristics on IPMSM performance“, in *2012 XXth International Conference on Electrical Machines (ICEM)*, 2012, S. 321–327.
- [130] K. TELGER, P. BIELE und M. TIETZ, „Nichtkornorientiertes Elektroband“, in *20. Kleinmaschinenkolloquium*, Technische Universität Ilmenau, Ilmenau, 2012.
- [131] A. BOGLIETTI, A. CAVAGNINO, L. FERRARIS und M. LAZZARI, „The annealing influence onto the magnetic and energetic properties in soft magnetic material after punching process“, in *IEEE International Electric Machines and Drives Conference, 2003. IEMDC'03.*, Bd. 1, 2003, S. 503–508.

- [132] M EMURA, F. LANDGRAF, W ROSS und J. BARRETA, „The influence of cutting technique on the magnetic properties of electrical steels“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 254–255, S. 358–360, 2003, ISSN: 0304-8853.
- [133] Y. KUROSAKI, H. MOGI, H. FUJII, T. KUBOTA und M. SHIOZAKI, „Importance of punching and workability in non-oriented electrical steel sheets“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 320, Nr. 20, S. 2474–2480, 2008, ISSN: 0304-8853.
- [134] K. FUJISAKI, R. HIRAYAMA, T. KAWACHI, S. SATOU, C. KAIDOU, M. YABUMOTO und T. KUBOTA, „Motor Core Iron Loss Analysis Evaluating Shrink Fitting and Stamping by Finite-Element Method“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 43, Nr. 5, S. 1950–1954, 2007, ISSN: 0018-9464.
- [135] N. TAKAHASHI, H. MORIMOTO, Y. YUNOKI und D. MIYAGI, „Effect of shrink fitting and cutting on iron loss of permanent magnet motor“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 320, Nr. 20, S. 925–928, 2008, ISSN: 0304-8853.
- [136] Z. GMYREK, A. CAVAGNINO und L. FERRARIS, „Estimation of the Magnetic Properties of the Damaged Area Resulting From the Punching Process: Experimental Research and FEM Modeling“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Bd. 49, Nr. 5, S. 2069–2077, 2013, ISSN: 0093-9994.
- [137] T. P. HOLOPAINEN, P. RASILO und A. ARKKIO, „Identification of Magnetic Properties for Cutting Edge of Electrical Steel Sheets“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Bd. 53, Nr. 2, S. 1049–1053, 2017, ISSN: 0093-9994.
- [138] D. SINGH, P. RASILO, F. MARTIN, A. BELAHCEN und A. ARKKIO, „Effect of Mechanical Stress on Excess Loss of Electrical Steel Sheets“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 51, Nr. 11, S. 1–4, 2015, ISSN: 0018-9464.
- [139] U. AYDIN, P. RASILO, F. MARTIN, A. BELAHCEN, L. DANIEL, A. HAAVISTO und A. ARKKIO, „Effect of multi-axial stress on iron losses of electrical steel sheets“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 469, S. 19–27, 2019, ISSN: 0304-8853.

- [140] S. ELFGEN, S. STEENTJES, S. BÖHMER, D. FRANCK und K. HAMEYER, „Influences of Material Degradation Due to Laser Cutting on the Operating Behavior of PMSM Using a Continuous Local Material Model“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Bd. 53, Nr. 3, S. 1978–1984, 2017, ISSN: 0093-9994.
- [141] S. STEENTJES, G. VON PFINGSTEN und K. HAMEYER, „An Application-Oriented Approach for Consideration of Material Degradation Effects Due to Cutting on Iron Losses and Magnetizability“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 50, Nr. 11, S. 1–4, 2014, ISSN: 0018-9464.
- [142] M. VEIGEL, „Ein neues Modell zur Berechnung der fertigungsabhängigen Ummagnetisierungsverluste in Synchronmaschinen“, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, 2018.
- [143] BROCKHAUS MESSTECHNIK, *Spezifikationen der Mess-Sensorsysteme für die Qualitätskontrolle von Elektroblech zum Betrieb an den BROCKHAUS-Elektroblechmessgeräten*, 2011.

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name	Buwei Zhang
Geburtsdatum	13. Dezember 1983
Geburtsort	Shanghai, China
Familienstand	verheiratet
Staatsangehörigkeit	deutsch

Beruflicher Werdegang

Seit 02/2016	Mitarbeiter , Porsche Engineering Services GmbH, Bietigheim-Bissingen, Deutschland
02/2012 – 01/2016	Doktorand , Porsche Engineering Services GmbH, Bietigheim-Bissingen, Deutschland
01/2012 – 12/2015	Wissenschaftlicher Mitarbeiter , Elektrotechnisches Institut (ETI), Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, Deutschland

Studien

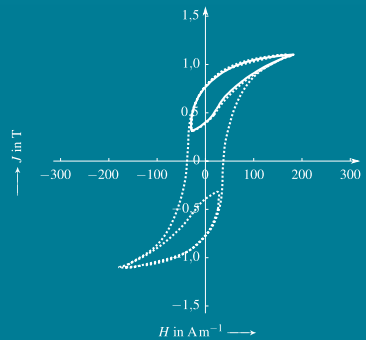
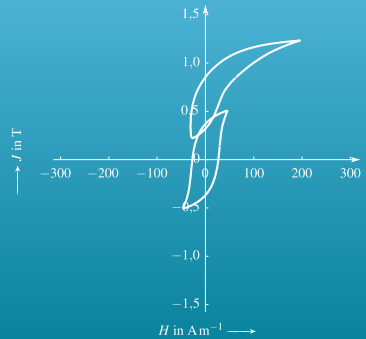
10/2006 – 09/2011	Diplom-Ingenieur , Elektrotechnik und Informationstechnik, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (RWTH-Aachen), Aachen, Deutschland
09/2002 – 08/2006	Bachelor of Science , Materialwissenschaft, Fudan Universität, Shanghai, China

Schulische Ausbildungen

09/1999 – 06/2002	Mittelschule der Fudan Universität, Shanghai, China
09/1995 – 06/1999	Zhongguo-Mittelschule, Shanghai, China
09/1990 – 06/1995	Xiangyang-Grundschule des Bezirks Xuhui, Shanghai, China

Elektrische Fahrzeuge gewinnen im Laufe der Zeit immer mehr an Marktanteil in der Automobilindustrie. Um die Akzeptanz von elektrischen Fahrzeugen zu erhöhen, wird durch die Optimierung des Wirkungsgrads der elektrischen Antriebsstränge nach einer größeren Reichweite gestrebt. In elektrischen Maschinen zählen neben Kupferverlusten Eisenverluste in nichtkornorientierten Elektroblechen zu den wichtigsten Verlustmechanismen. Aus diesem Grund ist eine präzise Bestimmung der Eisenverluste essenziell.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Eisenverluste in permanentmagneterregten Synchronmaschinen und erarbeitet eine in der Ingenieurspraxis umsetzbare Simulationsmethodik, welche die praktische Charakterisierung weichmagnetischer Werkstoffe durch erweiterte Messmethoden mit Werkstoffmodellen zur numerischen Berechnung verknüpft. Die Simulationsergebnisse einer Beispielmachine zeigen, dass durch die statische Magnetisierung die Hystereseverluste im Rotor unter Volllast um mehrere Hundert Prozent zunehmen. Des Weiteren stellt diese Arbeit eine neuartige Berechnungsmethode vor, welche den räumlichen und zeitlichen Zusammenhang der magnetischen Felder in elektrischen Maschinen nutzt, um den Rechenaufwand der numerischen Berechnung im Vergleich zum Stand der Technik um circa achtzig Prozent zu reduzieren.



ISBN 978-3-7315-0928-8



9 783731 509288 >