

Steigerung des Wirkungsgrads und der Ausnutzung von Norm- Asynchronmotoren mit Kurz- schlusskäfig

Vom Fachbereich 18
- Elektro- und Informationstechnik -
Der Technischen Universität Darmstadt zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte
Dissertation
von
Dipl.-Ing. Thomas Knopik
(Geboren am 25.09.1980 in Mainz/Deutschland)

Referent: **Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Andreas Binder**
(Institut für Elektrische Energiewandlung,
Technische Universität Darmstadt)

Korreferent: **Prof. Dr.-Ing. Ekkehard Bolte**
(Institut für Elektrische Maschinen und Antriebe,
Helmut-Schmidt-Universität, Hamburg)

Tag der Einreichung: 20.02.2012

Tag der mündlichen Prüfung: 27.08.2012

D17
Darmstadt 2013

Erklärung laut §9 PromO

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Dissertation allein und unter Verwendung der angegebenen Literatur verfasst habe. Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, den _____

Thomas Knopik

Vorwort

Diese Arbeit ist im Rahmen meiner Promotion am Institut für Elektrische Energiewandlung der Technischen Universität Darmstadt entstanden. Die Promotion begann im Frühjahr 2007 und endete nach 5 Jahren im Frühjahr 2012. Besonderer Dank gilt dabei Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Andreas Binder, der als Leiter des Instituts die Betreuung der Arbeit übernommen hat und mich dabei sehr unterstützt hat. Für die Bereitschaft die Korreferenz der Arbeit zu übernehmen danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Ekkehard Bolte. Ich danke ebenfalls Herrn Dipl.- Ing. R. Hagen für die gute Zusammenarbeit bei der Verbesserung des Berechnungsprogramms *KLASYS*. Die hier mit *KLASYS* durch den Verfasser durchgeführten Berechnungen greifen auf die Berechnungsverfahren zurück, die Herr R. Hagen in *KLASYS* implementiert hat. Weiterhin danke ich den wissenschaftlichen Mitarbeitern des Instituts für Elektrische Energiewandlung der Technischen Universität Darmstadt, die sich gemeinsam mit mir während meiner Promotionszeit die Durchführung der Lehrtätigkeiten geteilt haben und mir auch darüber hinaus oft mit Ratschlägen weiterhelfen konnten.

Auch den Werkstätten des Instituts für Elektrische Energiewandlung bin ich zu Dank verpflichtet. Sowohl die Elektronikwerkstatt (in Persona: Herr Gütlich und Herr Moschko) als auch die mechanische Werkstatt (in Persona: Herr Fehringer und Herr Lohnes) haben mich während meiner Tätigkeit am Institut tatkräftig unterstützt.

Weiterhin möchte ich Herrn M. Strauch, Herrn M. Still, Herrn F. Aprodu, Herrn M. Bartosch, Herrn Y. Qu und Herrn A. Zinni dafür danken, dass sie ihre Studien- bzw. Diplomarbeiten mit Bezug auf mein Dissertationsthema durchgeführt haben und mich damit sehr bei meinen Forschungstätigkeiten unterstützt haben.

Nicht zuletzt danke ich meiner Familie und meiner Frau Michèle für den Beistand und die Unterstützung während der Promotionszeit.

Aufgabenstellung

Ziel dieser Arbeit ist die Steigerung der Energieeffizienz von netzgespeisten 4-poligen Kurzschlussläufer-Asynchronmaschinen (kurz: KLASM) einer Baureihe der Achshöhe 160 mm bei gleichzeitiger Optimierung der elektromagnetischen Ausnutzung und Einhaltung normativer Vorgaben für das Erwärmungs-, Anlauf- und Geräuschabstrahlungsverhalten. Als Basis für die Erarbeitung der Berechnungsmodelle dienen dabei Untersuchungen an drei 4-poligen Mastermotoren mit unterschiedlichen Achshöhen (80 mm: AH80 mit einer Bemessungsleistung $P_N = 750$ W; 100 mm: AH100 mit einer Bemessungsleistung $P_N = 2200$ W; 160 mm: AH160 mit einer Bemessungsleistung $P_N = 9200$ W). Die Motoren der ersten beiden Achshöhen 80 mm und 100 mm werden nur zum Abgleich und zur Verbesserung der Rechenmodelle betrachtet. Für diese Baureihen ist kein Neuentwurf vorzunehmen. Über Vergleichsmessungen und Berechnungen mit der Finite-Elemente-Methode (kurz: FEM) soll die Zuverlässigkeit der analytischen Vorausberechnungen untersucht werden. Als Ergebnis soll die institutseigene Berechnungssoftware *KLASY*S für die präzise Vorausberechnung des Betriebsverhaltens von KLASM hinsichtlich der elektromagnetischen Parameter und Betriebskennlinien verbessert werden und zusätzlich Programme zur Berechnung des thermischen Verhaltens und der Geräuschabstrahlung entstehen. Damit soll dann ein Neuentwurf der gesamten Motorbaureihe der Achshöhe 160 mm mit Motoren verschiedener Leistungs- und Wirkungsgradklassen gemäß der Vorgaben in Kapitel 7 durchgeführt werden. Ziel soll die Reduzierung der Verlustleistungen sein, um die geforderten Wirkungsgradklassen für alle Motoren der Produktreihe der Achshöhe 160 mm zu erreichen, ohne dabei die vorgegebenen produktionsbedingten, kostenbedingten und normativen Vorgaben zu missachten. Die Verbesserung der Effizienz und die Einhaltung der geforderten Wirkungsgradklassen sind anschließend durch Messungen an Prototypen, die gemäß den erarbeiteten Entwurfsvorschlägen gefertigt werden, nachzuweisen.

Objectives

The aim of this work is to increase the efficiency and electromagnetic utilization of mains-operated 4-pole squirrel cage induction machines of a production line with the frame size 160 mm without neglecting the normative restrictions concerning the thermal, start-up and acoustic behavior. To improve the calculation models, investigations on three 4-pole master motors with different frame sizes (80 mm: AH80 with rated power of $P_N = 750$ W; 100 mm: AH100 with rated power of $P_N = 2200$ W; 160 mm: AH160 with rated power of $P_N = 9200$ W) are performed. The results obtained for the motors of the frame sizes AH80 and AH100 are used only to improve the calculation models for the design of squirrel cage induction machines. For these motors no redesign is necessary.

By using comparative FEM-calculations and measurement results the quality of the gathered calculation models has to be proven. This should result in an improvement of the calculation software *KLASY*S (developed at the institute) for calculation of the general electro-magnetic machine parameters and the important operation characteristics of squirrel cage induction machines. In addition calculation programs for the thermal and acoustic behavior of squirrel cage induction machines for different load points should be worked out. With the help of these models a redesign of the production line with the frame size of 160 mm and different output power values and efficiency classes according to the design conditions, given in chapter 7, should be done. The main aim is to reduce the total losses to achieve the requested efficiency classes for all the motors of this production line with frame size 160 mm, taking into account all the normative restrictions and boundary conditions for the design. The efficiency improvements and the compliance to the restrictions are proven with measurement results of prototype motors that are manufactured according to the worked out motor design.

Kurzfassung

Die allgemeine Energiesituation am Ende des 20. Jahrhunderts zwingt die Menschheit zum bewussteren Umgang mit der Energie. Weiterhin sorgt ein weltweites Umdenken in der Umweltpolitik zu einer Verschärfung der Energiesituation und (besonders in Deutschland) zu einem verstärkten Einsatz regenerativer Energiequellen, was u. A. den Strompreis erheblich ansteigen lässt. In diesem Zusammenhang wird auch die Reduzierung des Energieverbrauchs elektrischer Verbraucher angestrebt und im Energiekonzept der Bundesregierung von 2010 [1] verankert. In der Antriebstechnik führt das zu immer strengeren neuen Wirkungsgradklassen (z.B. IE3 und IE4, IE5 in Diskussion), in die die Antriebe eingestuft werden. Motoren, die einen hohen Energieverbrauch haben und somit einen niedrigen Wirkungsgrad ($<IE2$) besitzen, sollen stufenweise vom Markt verschwinden. Die stark angestiegenen Preise für Selten-Erden-Magnete sowie die im Vergleich zur Kurzschlussläufer-Asynchronmaschine (kurz: KLASM) deutlich geringere Robustheit machen den Einsatz von Permanentmagnet-Synchronmotoren (kurz: PMSM) trotz der vergleichsweise größeren Wirkungsgrade für industrielle Anwendungen unrentabel, so dass die KLASM noch für längere Zeit der am weitesten verbreitete Motorentyp für industrielle Antriebe bleiben wird.

Zur Auslegung hocheffizienter KLASM sind äußerst präzise Berechnungsmodelle vonnöten. Die in dieser Arbeit vorgestellten Modelle zur elektromagnetischen Auslegung von KLASM berücksichtigen den Einfluss der doppelseitigen Nutung, des Fertigungsprozesses und der Eisensättigung auf das Betriebsverhalten der Motoren. Dabei liegt ein besonderer Fokus auf der Leistungsbilanz der Motoren in unterschiedlichen Betriebspunkten. Die präzise Vorausberechnung der Zusatzverluste P_{zus} stellt dabei eine besondere Herausforderung dar und wurde dementsprechend ausführlich betrachtet. Anhand von drei vierpoligen Mastermotoren der Achshöhen 80 mm, 100 mm und 160 mm (Kenndaten Anhang A: Maschinendaten) mit Bemessungsleistungen von $P_N = 750$ W, 2200 W bzw. 9200 W wurden die Berechnungsmodelle getestet, optimiert und über Vergleichsrechnungen mit der Finite-Elemente-Methode (FLUX2D, ANSYS) und Messungen verifiziert. Dabei haben sich die in der Arbeit vorgestellten Berechnungsmodelle sowohl zur Vorausberechnung der elektromagnetischen Betriebsparameter als auch zur Berechnung der Erwärmung und der Geräuschabstrahlung nachweislich als sehr geeignet dargestellt. Die hier erzielten Ergebnisse wurden zur Verbesserung des am Institut mitentwickelten Berechnungsprogramms KLASYS herangezogen.

Die Modelle wurden zur Erarbeitung eines Neuentwurfs einer gesamten Motorbaureihe mit unterschiedlichen Leistungs- und Wirkungsgradklassen bei gleicher Achshöhe von 160 mm im 50Hz- und 60Hz-Netzbetrieb verwendet. Anhand von Messungen an Prototypen wurden die Vorausberechnungen der Betriebskennlinien der Entwurfsvorschläge kontrolliert, und es ergaben sich sehr gute Übereinstimmungen. Die Ergebnisse dieser Arbeit legen nahe, dass die Realisierbarkeit eines Motorentwurfs gemäß den geforderten Vorgaben und im Rahmen der gewünschten Randbedingungen fraglich ist.

Zur Reduktion der parasitären Oberwelleneffekte wie z. B. der Zusatzverluste und der Oberwellenmomente wurde eine mehrphasige Wicklung in Stern-Polygon-Mischschaltung untersucht. Durch Reihenschaltung aus einer äußeren Stern- und einer inneren Dreieckverschaltung der Spulen mit unterschiedlichen Strangwindungszahlen N_s entsteht hierbei eine Wicklung, durch die die Durchflutungsverteilung einer 6-phasigen Wicklung mit um 30° el versetzten Stromzeigern angenähert wird. Der Vergleich eines Serienmotors der Achshöhe 180 mm (AH180 mit $P_N = 15$ kW) mit einem Prototypen PT180 gleicher Baugröße und Blechpaketdaten mit einer mehrphasigen Wicklung in Stern-Polygon-Mischschaltung, ergibt eine Steigerung des Wirkungsgrades η des Motors PT180 im Vergleich zum Motor AH180 um ca. 1 % bei gleichzeitiger Reduktion der Oberwellenmomente und der Geräuschabstrahlung.

Abstract

The energy situation at the end of the 20th century forces mankind to use their energy resources more efficiently. Furthermore a worldwide rethinking about the ecological policy intensifies the discussion on the energy situation and leads (especially in Germany) to a stronger use of renewable energy sources. This increases the costs for electric energy. Therefore the German government decided to develop concepts to reduce the energy consumption, which was summarized in the energy concept in the

year 2010 [1]. In the area of drive technology, this results in new and tighter efficiency classes (e.g. IE3 and IE4, IE5 under consideration), in which the machines are classified. Motors that have a big amount of losses and therefore a low efficiency ($< \text{IE2}$) should vanish stepwise from the market. Due to the lower robustness and the strongly increasing price of rare earth magnet materials permanent-magnet synchronous machines are at the moment no economical alternative for industrial applications, although the efficiency is higher compared to induction machines.

For the design of high efficient squirrel cage induction machines very precise calculation models are necessary. In this thesis, models for the electro-magnetic design of squirrel cage induction machines, which take into account the influence of double-sided slotting, the production process and iron saturation on the machine performance are introduced. The focus is on the power balance of the motors for different load points. Especially the prediction of the additional losses P_{zus} is a challenging task and is therefore regarded more in detail. With investigations on three 4-pole machines with the frame sizes of 80 mm, 100 mm and 160 mm (machine data in Appendix A) and rated output power values of $P_{\text{N}} = 750 \text{ W}$, 2200 W and 9200 W the calculation models are tested, optimised and validated with the help of FEM-calculations (*FLUX2D*, *ANSYS*) and measurement results. The results proof that the introduced models for the calculation of the electro-magnetic parameters, as well as the thermal and the acoustic behavior, deliver satisfying and reliable results. The gained experiences are used to improve the calculation program *KLASYS*, that was developed at the Institute for Electrical Energy Conversion.

The calculation models were used to redesign a production line with frame size 160 mm with motors of different output power values and efficiency classes to reach improved efficiency of the motors. The predictive calculations of the redesigned motors were checked with measurement results of prototype motors and show very good accordance. The results of this thesis suggest that the desired machine performance, which considers all proposed boundary conditions, cannot be reached.

To reduce parasitic harmonic effects as e.g. additional losses or harmonic torques a star-polygon poly-phase winding for an induction machine was investigated. Due to the series connection of a outer star and inner delta connection of the stator coils with different number of turns, the ampere turns of a six phase winding with 30° el phase shifted currents is approximated. The comparison of a series motor with frame size 180 mm (AH180 with $P_{\text{N}} = 15 \text{ kW}$) with a prototype motor PT180 of the same total machine volume and the same iron stack geometry, but equipped with a star-polygon poly-phase winding, shows an increase of efficiency for motor P180, compared to motor AH180, by ca. 1 % and at the same time a reduction of harmonic torques and acoustic noise emission.

Inhaltsverzeichnis

1. Verwendete Formelzeichen	1
2. Abkürzungsverzeichnis	7
3. Einleitung	8
3.1. Rohstoff- und Energiesituation zu Beginn des 21. Jahrhunderts	9
3.2. Auswirkungen auf die Antriebstechnik	11
3.2.1. Rolle und Einsparpotential der elektrischen Antriebstechnik bei der Reduktion des Energiebedarfs	12
3.2.2. Maßnahmen und Richtlinien zur Senkung des Energieverbrauchs in der Antriebstechnik	13
3.2.3. Bezug zur Aufgabenstellung	15
4. Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der Kurzschlussläufer-Asynchronmaschine (KLASM)	17
4.1. Berechnung der elektromagnetischen Betriebsparameter	17
4.1.1. Allgemeine Funktionsweise der KLASM	17
4.1.2. Rotorspannungsgleichung der KLASM (Grundwellenverhalten)	19
4.1.3. Statorspannungsgleichung der ASM (Grundwellenverhalten)	23
4.1.4. Zusammenführen der Ersatzschaltbilder des Stators und des Rotors	26
4.1.5. Berücksichtigung des Einflusses von Oberwellen und der Sättigung im Ersatzschaltbild	27
4.1.6. Berücksichtigung der doppelseitigen Nutung im Grundwellen-Ersatzschaltbild	33
4.1.7. Stromverdrängung in KLASM	35
4.2. Berücksichtigung von Bearbeitungseinflüssen bei der Vorausberechnung der Betriebskennlinien	37
4.3. Auswirkungen der Oberwellen auf das Betriebsverhalten einer KLASM	39
4.3.1. Generelles zur Entstehung von Oberwellen bei KLASM	39
4.3.2. Oberwellen des Statorfeldes	39
4.3.2.1. Wicklungs- und Nutungsoberfelder bei einseitiger Nutung	40
4.3.2.2. Abdämpfung durch das Läuferfeld	44
4.3.2.3. Einfluss der Eisensättigung und Sättigungsoberfelder	46
4.3.2.4. Berücksichtigung der Läufernutung	50
4.3.3. Rotoroberströme und Oberwellen des Rotorfeldes	53
4.3.3.1. Erweiterung des Grundwellenersatzschaltbilds zur Berechnung der Rotoroberströme:	54
4.3.3.2. Vergleich der Berechnungsmethoden nach <i>Weppler</i> und <i>Taegen</i> mit Ergebnissen der FEM-Berechnung	58
4.3.3.3. Läufergrund- und Restfelder	60
4.3.3.4. Sättigungsoberfelder des Rotors	62
4.3.3.5. Oberfelder durch Exzentrizitäten	64
4.3.3.6. Einfluss der Statornutung auf die Rotorfeldoberwellen	66
4.3.4. Vergleich des analytisch und numerisch berechneten Luftspaltfeldes für verschiedene Betriebspunkte	68
4.3.5. Möglichkeiten zur Reduzierung des Oberwellengehalts in KLASM	69
4.3.5.1. Sehnung	69
4.3.5.2. Schrägung der Stator- oder Rotornuten	70

4.4. Hochlaufkurve der KLASM bei Berücksichtigung von Oberwelleneinflüssen und Querströmen bei nicht isoliertem, geschrägtem Läuferkäfig	72
4.4.1. Asynchrone Oberwellenmomente	72
4.4.2. Synchrone Oberwellenmomente	73
4.4.3. Einfluss der Schrägung und des Querstroms auf die Drehmomentverläufe	74
4.4.4. Messung der Drehmomentverläufe im Reversiersversuch	79
4.5. Verlustbilanz der KLASM	83
4.5.1. Allgemeines zum Leistungsfluss in der Asynchronmaschine	83
4.5.2. Stromwärmeverluste im Stator und Rotor	84
4.5.3. Ummagnetisierungsverluste im Stator und Rotor	85
4.5.4. Zusatzverluste in der KLASM	85
4.5.4.1. Zusatzverluste durch Flusspulsationen im Stator und Rotor	86
4.5.4.2. Zusatzverluste durch Ober- und Querströme im Rotor mit Einfluss der Stromverdrängung	95
4.5.4.3. Oberflächenverluste an der Stator- und Rotoroberfläche	95
4.5.5. Luft- und Lagerreibung	96
4.5.6. Messung des Wirkungsgrads und der Kurzschlusskennlinien	97
4.5.7. Vergleich zwischen FEM-Berechnung, Messung und analytischer Berechnung einiger Verlustkomponenten	100
5. Vorausberechnung der Geräuschabstrahlung von Kurzschlussläufer-Asynchronmaschinen	107
5.1. Generelle Vorgehensweise – Klassische Methode nach <i>Jordan</i> -	107
5.2. Berechnung der im Betrieb auftretenden radialen Kräfte	110
5.2.1. Berechnung der Radialkraftdichtewellen aus den Feldoberwellen des Stators und Rotors	110
5.2.2. Grundregeln für geräuscharme Motorauslegungen	112
5.3. Ermittlung der Resonanzfrequenzen des Stators	113
5.3.1. Resonanzfrequenzen des frei schwingenden Rings	113
5.3.2. Ergebnisse der Vorausberechnung der Schallleistungspegel im Bemessungsbetrieb bei Annahme eines frei schwingenden Statorrings („klassische“ Methode)	116
5.3.3. Resonanzfrequenzen des eingespannten Rings	119
5.3.3.1. 2D-FEM-Modalanalyse („Mode Superposition Method“ in ANSYS) des eingespannten Rings	120
5.3.3.2. 2D-FEM-Untersuchung im Zeitschrittverfahren mit Anregung des eingespannten Rings durch Radialkraftwellen unterschiedlicher Ordnungszahlen r	122
5.4. Erweiterung der klassischen Vorausberechnung der Schallleistungspegel durch Berücksichtigung der mechanischen Randbedingungen	124
5.4.1. Berücksichtigung mehrerer Resonanzfrequenzen zur Bewertung der anregenden Radialkraftwellen	126
5.4.2. Berücksichtigung der verzerrten Schwingungsformen bei der Berechnung der relativen Strahlungsleistung N_{rel}	128
6. Analytisches Mehrkörpermodell und FEM-Modell zur Vorausberechnung der Erwärmung einer KLASM	133
6.1. Physikalische Grundlagen des Wärmeersatzschaltbildes	133
6.1.1. Wärmeleitung nach dem <i>Fourier</i> 'schen Wärmeleitungsgesetz	133
6.1.2. Konvektion nach dem <i>Prandtl</i> 'schen Wärmeübergangsgesetz	134

6.1.3. Wärmestrahlung nach dem <i>Stefan-Boltzmann</i> 'schen Strahlungsgesetz	135
6.2. Analytisches Mehrkörpermodell zur Vorausberechnung der Betriebstemperaturen	136
6.2.1. Berechnung der Wärmewiderstände	136
6.2.1.1. Wärmewiderstand der Statorwicklung beim Übergang auf das Blechpaket R_w	136
6.2.1.2. Wärmewiderstand zwischen Statornut und Wickelkopf $R_{Q \leftrightarrow wk}$ und vom Wickelkopf zum Gehäuse $R_{wk \leftrightarrow geh}$	138
6.2.1.3. Wärmewiderstand des Statorblechpakets $R_{blech,s}$	139
6.2.1.4. Wärmewiderstand des Gehäuses R_{geh}	140
6.2.1.5. Wärmeübergangswiderstand des Luftspalts R_δ	141
6.2.1.6. Wärmewiderstand des Rotorblechpakets R_r	142
6.2.1.7. Wärmefluss über die Welle	143
6.2.2. Berechnung der Wärmekapazitäten	147
6.2.3. Gesamtes Wärmequellenersatzschaltbild zur Vorausberechnung der Erwärmungskurven	149
6.3. Berechnete Betriebstemperaturen im Vergleich mit Messergebnissen	149
6.3.1. Messung der Anströmgeschwindigkeiten v_{Luft} zwischen den Kühlrippen des Gehäuses	150
6.3.2. Thermisches FEM-Modell zur Vorausberechnung der Betriebstemperaturen	151
6.3.3. Messaufbau zur Ermittlung der Betriebstemperaturen bei unterschiedlicher Belastung	155
6.3.4. Vergleich der gemessenen und vorausberechneten Temperaturwerte	158
6.4. Zusammenfassung zur Vorausberechnung der Erwärmung einer KLASM	160
7. Neuauslegung einer Motorbaureihe unter Verwendung der erarbeiteten Berechnungsmodelle	161
7.1. Vorgehensweise zur alternativen Auslegung der Motoren AH160	164
7.2. Prototypenvermessung und Vergleich mit den Vorausberechnungen	167
7.2.1. Messung der Spannungsreihe zur Bestimmung der optimalen Betriebsspannung	168
7.2.1.1. Motor AH160_9,2kW_50Hz_IE2	169
7.2.1.2. Motor AH160_9,2kW_60Hz_IE3	170
7.2.1.3. Motor AH160_11kW_60Hz_IE3	170
7.2.2. Wirkungsgrad und allgemeine Betriebsdaten	171
7.2.2.1. Motor AH160_9,2kW_50Hz_IE2 im Vergleich mit dem Serienmotor AH160	171
7.2.2.2. Motor AH160_9,2kW_60Hz_IE3 und Motor AH160_11kW_60Hz_IE3	175
7.2.3. Anlaufverhalten	178
7.2.3.1. Motor AH160_9,2kW_50Hz_IE2 im Vergleich mit dem Serienmotor AH160	178
7.2.3.2. Motor AH160_9,2kW_60Hz_IE3 und Motor AH160_11kW_60Hz_IE3	181
7.2.4. Kurzschlusskennlinien	183
7.2.4.1. Motor AH160_9,2kW_50Hz_IE2 im Vergleich mit dem Serienmotor AH160	183
7.2.4.2. Motor AH160_9,2kW_60Hz_IE3 und Motor AH160_11kW_60Hz_IE3	184
7.2.5. Thermisches Verhalten	185
7.2.5.1. Motor AH160_9,2kW_50Hz_IE2 im Vergleich mit dem Serienmotor AH160	186
7.2.5.2. Motor AH160_9,2kW_60Hz_IE3 und Motor AH160_11kW_60Hz_IE3	187
7.2.6. Vergleich der analytisch berechneten Geräuschabstrahlung mit Messergebnissen	187
7.2.6.1. Serienmotor AH160_11kW_50Hz_IE2_CU_1 und AH160_11kW_60Hz_IE2_CU_1	187
7.2.6.2. Prototyp AH160_9,2kW_50Hz_IE2_ALU_1	188
7.2.6.3. Prototyp AH160_9,2kW_60Hz_IE3_ALU_1	189
7.2.6.4. Motor AH160_11kW_60Hz_IE3_CU_1	190
7.3. Diskussion weiterer Optimierungsmöglichkeiten	190

7.3.1. Reduktion der Reibungsverluste	190
7.3.2. Verlängerung des Kurzschlussrings	191
7.3.3. Variation der Statornuthöhe, -breite und der Nutform	193
7.3.4. Einsatz einer nicht-schlussgeglühten Blechsorte	195
7.3.5. Zusammenfassung der weiteren Optimierungspotentiale	195
7.4. Zusammenfassung zur Untersuchung der Entwurfsvorschläge	196
8. Einsatz einer mehrphasigen Wicklung in Stern-Polygon-Mischschaltung für KLASM zur Steigerung des Wirkungsgrads	198
8.1. Generelles zur Verwendung einer mehrphasigen Wicklung in Stern-Polygon-Mischschaltung	198
8.2. Analyse der resultierenden Durchflutungen im Luftspalt	199
8.3. Vergleich der Messergebnisse einer Standard-KLASM mit einem baugleichen Motor mit einer mehrphasigen Wicklung in Stern-Polygon-Mischschaltung	205
8.3.1. Messung der Verlustbilanz	207
8.3.2. Messung der Erwärmungskurven und der Strangströme und -Spannungen	209
8.3.3. Messung der Hochlaufkurven und axialen Schwingungen während des Hochlaufs der Motoren	211
8.3.4. Messung der Kurzschlusskennlinie	213
8.3.5. Vergleichende Geräuschemessungen	214
8.3.6. Zusammenfassung	215
9. Zusammenfassung	216
9.1. Wesentliche Ergebnisse	216
9.2. Neue Erkenntnisse	217
10. Anhang A: Maschinendaten	218
11. Anhang B: Herleitung der <i>Maxwell</i>'schen Zugspannung an der Grenzfläche zwischen Luftspalt und dem Stator	219
12. Anhang C: Herleitung der Schwebung in den Verläufen der radialen Auslenkung $Y_r(t)$	224
13. Anhang D: Maschinenparameter der Entwurfsvorschläge für die Motorbaureihe AH160	227
14. Anhang E: Wickelschema des Serienmotors AH180 im Vergleich zum Prototypmotor PT180 mit <i>Auinger</i>-Wicklung	229
15. Literaturverzeichnis	230

1. Verwendete Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
a, a_i	-, -	Anzahl paralleler Wicklungszweige, Anzahl paralleler Leiter je Winding
A	A/m, m ²	Strombelag, Nutseitenfläche
A_{Cu}	m ²	Querschnittsfläche eines Leiters
b_{sk}	M	Schrägung
b_d, b_Q	m, m	Zahnbreite, Nutbreite
b_{stab}, b_r	m, m	Breite eines Rotorstabes, Breite einer Rotornut
$B_{r\mu=\nu}$	T	(Unabgedämpftes) Läufergrundfeld des ν -ten Rotoroberstroms
$B_{r\mu\nu}$	T	(Unabgedämpftes) Läuferrestfeld des ν -ten Rotoroberstroms mit Ordnungszahl μ
B_{sv}	T	(Unabgedämpfte) ν -te Feldoberwelle des Stators
$B_{\delta\nu}$	T	ν -te Oberwelle des Luftspaltfeldes als Summe von Stator- und Rotorfeld (abgedämpftes Statorfeld)
$B_{\delta sk\nu}$	T	ν -te Oberwelle des Luftspaltfeldes, verursacht durch einen Kreisstrom bei in Dreieck geschalteten Statorspulen
B_Q	T	Nutquerfeld
c_s	W/(m ² K ⁴)	Abstrahlungskoeffizient, <i>Stefan-Boltzmann'sches</i> Strahlungsgesetz
c_{th}, C_{th}	J/(kg·K), J/K	Spezifische Wärmekapazität, Wärmekapazität
$\cos\varphi$	-	Leistungsfaktor (auch: Wirkfaktor)
D	M	Dicke des Elektrobleches
d_K	M	Mittlerer Korndurchmesser des Elektrobleches
E	kN/mm ²	E-Modul
r_{ra}, d_{ra}	m, m	Rotorausseradius, Rotoraussendurchmesser
r_{si}, d_{si}	m, m	Statorinnenradius, Statorinnendurchmesser (Statorbohrung)
H	A/m	Magnetische Feldstärke
h_d, h_Q	m, m	Zahnhöhe, Nuthöhe
h_{stab}, h_y	m, m	Höhe eines Rotorstabes, Jochhöhe
I	A	Stromstärke
I_D	A	Von den Sättigungsoberwellen durch Selbstinduktion verursachte Abdämpfströme bei in Dreieck geschalteten Statorspulen
I_N	A	Bemessungsstrom
I_k	A	Kurzschlussstrom
I_m, I_0	A, A	Magnetisierungsstrom, Leerlaufstrom
I_q	A	Querstrom zwischen geschrägten Rotorstäben
I_r	W/m ²	Schallintensität
$I_{r\nu}$	A	ν -ter Rotoroberstrom
I_s	A	Statorstrom
I_{stab}	A	Strom eines Stabes des Rotorkäfigs
J	kg·m ²	Trägheitsmoment
J_r, J_{zyl}	kg·m ² , kg·m ²	Trägheitsmoment des Rotors bzw. der zylindrischen Zusatzmasse im Reversiersversuch
k_C, k_{Cs}, k_{Cr}	-, -, -	<i>Carter-Faktor</i> , <i>Carter-Faktor</i> des Stators bzw. Rotors
k_f	-	Nutfüllfaktor
k_{Fe}	-	Stapelfaktor
$k_{d\mu}, k_{p\mu}$	-, -	Zonen- bzw. Sehnungsfaktor der μ -ten Feldoberwelle

Verwendete Formelzeichen

k_h, k_{h0}	-, -	Hauptfeldsättigungsfaktor bei geschrägten bzw. ungeschrägten Nuten
$k_{ns,s/r,A/B}$	-, -, -, -	Nutslitzsättigungsfaktoren im Zahnkopfbereich A bzw. B des Stators bzw. Rotors
k_R, k_L	-, -	Stromverdrängungsfaktor des <i>ohm</i> 'schen Widerstands bzw. der Nutstreuinduktivität
k_{Qsv}	-	Nutslitzfaktor der ν -ten Feldoberwelle
k_V	-	Verschlechterungsfaktor für die Erhöhung der Ummagnetisierungsverluste aufgrund von Bearbeitungseinflüssen
$k_{ws\nu}, k_{wt\mu}$	-, -	Wicklungsfaktor der ν -ten Feldoberwelle für den Stator bzw. der μ -ten Feldoberwelle für den Rotor
k_{zk}, K_{ZK}	-, -	Momentaner bzw. integraler Zahnkopffaktor
L	H, -	Induktivität, <i>Lorenz</i> -Konstante des <i>Wiedemann-Franz</i> 'schen Wärmegestzes
l_e, l_{Fe}	m, m	Effektive (ideelle) Eisenlänge, Eisenlänge
L_h	H	Hauptinduktivität des T-Ersatzschaltbildes
L_{sh}, L_{rh}	H, H	Hauptinduktivität des Stators bzw. Rotors
$L_{s\sigma}, L_{r\sigma}$	H, H	Streuinduktivität des Stators bzw. Rotors
$L_{s\sigma b}, L_{r\sigma b}$	H, H	Streuinduktivität des Statorwickelkopfs bzw. des Kurzschlussrings
$L_{s\sigma Q}, L_{r\sigma Q}$	H, H	Streuinduktivität der Stator- bzw. Rotornuten
$L_{s\sigma os}, L_{r\sigma os}$	H, H	Oberfelderstreuinduktivität des Stators bzw. Rotors
L_W, L_{WA}	dB, dB(A)	Schalleistungspegel, A-bewerteter Schalleistungspegel
F	N	Kraft
f_N	Hz	Nennfrequenz
f_r	Hz	Rotorfrequenz
$f_{res,m}, f_{resl,m}$	Hz, Hz	Stator-Resonanzfrequenz der Biegeschwingung bzw. Längsschwingung des Schwingungs-Modus m ,
f_s	Hz	Statorfrequenz
$f_{ton,r}$	Hz	Frequenz der elektromagnetischen Radialkraftwelle des Schwingungs-Modus r
F_{stab}	N	<i>Lorentz</i> -Kraft auf einen Rotorstab
E	N/m ²	Elastizitätsmodul
M	Kg	Masse
m_s, m_r	-, -	Anzahl der Wicklungsstränge im Stator bzw. Rotor
M_b	Nm	Kippmoment
$M_{e\nu}, M_{e\nu\nu}$	Nm, Nm	Asynchrones bzw. synchrones Oberwellenmoment der ν -ten Feldoberwelle
M_N	Nm	Bemessungsmoment
M_1	Nm	Anlaufmoment
$M_{rs,\nu}, M_{sr,\nu}$	H, H	Gegeninduktivität der ν -ten Feldoberwelle; rs: Induktion in den Rotor durch den Stator, sr: Induktion vom Rotor in den Stator
M_s	Nm	Bremsmoment der Luft- und Lagerreibung
M_u	Nm	Sattelmoment
N	min ⁻¹	Drehzahl
N_e, N_s	-, -	Spulen- bzw. Strangwindungszahl
n_N	min ⁻¹	Bemessungsdrehzahl
n_{syn}	min ⁻¹	Synchrondrehzahl
P	-	Polpaarzahl
P	-; W	<i>Pfaff-Jordan</i> Parameter; Leistung
P_e, P_m	W, W	Elektrische Eingangsleistung, mechanische Ausgangsleistung
$P_{Cu,s}, P_{Cu,r}$	W, W	Stator- bzw. Rotorstromwärmeverluste
$P_{Cu,s,\nu}$	W	Zusatzverluste im Stator durch Stromverdrängung 1. Ordnung

Verwendete Formelzeichen

$P_{Cu,r,sv}$	W	Zusatzverluste durch größeren Rotorwiderstand bei Stromverdrängung 2. Ordnung
$P_{Cu,s,os}$	W	Zusätzliche Statorstromwärmeverluste durch aufgrund der sekundären Ankerrückwirkung induzierten Oberströme
$P_{Cu,r,os}$	W	Zusatzverluste durch Rotoroberströme
$P_{Cu,s,3}$	W	Zusatzverluste im Stator durch sättigungsbedingte Kreisströme bei Dreieckschaltung
$P_{Cu,r,3}$	W	Zusatzverluste im Rotor durch sättigungsbedingte Oberströme
$P_{Fe,s}, P_{Fe,r}$	W, W	Über die <i>Steinmetz</i> -Formel berechnete Ummagnetisierungsverluste des Stators bzw. Rotors
$P_{Fe,IEC}$	W	In Anlehnung an die IEC-Norm 60034-2 aus den Ummagnetisierungsverlusten des Leerlaufversuchs $P_{Fe,0}$ und den Hauptfeldspannungen U_h für den jeweiligen Betriebspunkt umgerechnete Ummagnetisierungsverluste
P_{Ft}, P_{Hy}	W, W	Wirbelstrom- (Ft: <i>Foucault</i>) bzw. Hystereseverlustleistung
P_N, P_d	W, W	Bemessungsleistung, gesamte Verlustleistung
$P_{O,r}, P_{O,s}$	W, W	Oberflächenverluste durch Ummagnetisierungsverluste in den Zahnköpfen und Eisenbrücken der überdrehten Rotoren bzw. des Stators
$P_{p,s}, P_{p,r}$	W, W	Flusspulsationsverluste in den Zähnen des Stators bzw. Rotors
$P_{q,r}$	W	Zusätzliche Stromwärmeverluste durch Querströme zwischen den Rotorstäben
$P_{zus}, P_{zus,Last}$	W, W	Zusatzverluste, lastabhängige Zusatzverluste
$P_{\delta\nu}, P_{fr+w}$	W, W	Luftspaltleistung der ν -ten Feldoberwelle, Verluste durch Luft- und Lagerreibung
Q	-	Lochzahl: Nuten pro Pol und Strang
q_{th}	W/m ²	Wärmestromdichte
Q_s, Q_r	-, -	Anzahl der Nuten im Stator bzw. Rotor
\dot{Q}	W	Wärmestrom
r, m	-, -	Modenummer der radialen Kraftdichtewelle, Modenummer der Biegeschwingung des Stators
R	Ω	<i>Ohm'scher</i> Widerstand
R_{Fe}	Ω	Eisenwiderstand zur Berücksichtigung der Ummagnetisierungsverluste im Ersatzschaltbild
R_m	M	Mittlerer Radius der ringförmigen Stator-Ersatzstruktur zur analytischen Berechnung der Resonanzfrequenzen
R_q, r_q	$\Omega, \Omega \cdot \text{cm}^2$	Querwiderstand, Querwiderstandsbelag
R_s, R_r	Ω, Ω	<i>Ohm'scher</i> Stator- bzw. Rotorwiderstand eines Stranges
$\Delta R_{ring}, R_{stab}$	Ω, Ω	<i>Ohm'scher</i> Widerstand eines Ringabschnitts bzw. eines Rotorstabes
S	-	Schlupf
s_b	-	Kippschlupf
S_ν	-	Schlupf des ν -ten Drehfeldes
S_N	VA	Bemessungsscheinleistung
S_k	VA	Kurzschlusscheinleistung
s_{Qs}, s_{Qr}	m, m	Geometrische Nutöffnung des Stators bzw. Rotors
s_{Qse}, s_{Qre}	m, m	Effektive Nutschlitzbreite der Radialfeldnäherung (stromlose Nut)
s_{Qse}', s_{Qre}'	m, m	Effektive Nutschlitzbreite der Radialfeldnäherung (stromdurchflossene Nut)
$s_{Qs,ges}, s_{Qr,ges}$	m, m	Magnetisch wirksame Nutöffnung des Stators bzw. Rotors bei Eisensättigung
s_{Qr}'	M	Magnetisch wirksamer Ersatznutschlitz bei geschlossenen Rotornuten bei Eisensättigung

Verwendete Formelzeichen

T	S	Zeit
U	V	Spannung
$U_{h,\nu}$	V	Hauptfeldspannung der ν -ten Feldoberwelle
U_N	V	Bemessungsspannung
U_s	V	Statorstrangspannung
$U_{i,\nu}$	V	Durch die ν -te Feldoberwelle induzierte Spannung
\dot{u}_I, \dot{u}_U	-, -	Strom- bzw. Spannungsübersetzungsverhältnis
V	m/s	Geschwindigkeit
V	A, m ³	magnetische Spannung, Volumen
V_L	A	magnetische Spannung im Luftspalt
$V_{\text{joch},s}, V_{\text{joch},r}$	A, A	magnetische Spannung im Rückschlussjoch von Stator bzw. Rotor
$V_{\text{zahn},s}, V_{\text{zahn},r}$	A, A	magnetische Spannung in den Zähnen von Stator bzw. Rotor
W, W_r	- ; W	Spulenweite, Schalleistung
X_h	Ω	Hauptreaktanz des T-Ersatzschaltbildes
x, x_s, x_r	m, m, m	Ortskoordinate, Ortskoordinate im stator- bzw. rotorfesten Koordinatensystem
X_{sh}, X_{rh}	Ω, Ω	Hauptreaktanz des Stators bzw. Rotors
$X_{s\sigma}, X_{r\sigma}$	Ω, Ω	Streuaktanz des Stators bzw. Rotors
$X_{s\sigma b}, X_{r\sigma b}$	Ω, Ω	Streuaktanz des Statorwickelkopfs bzw. des Kurzschlussrings
$X_{s\sigma Q}, X_{r\sigma Q}$	Ω, Ω	Streuaktanz der Stator- bzw. Rotornuten
$X_{s\sigma os}, X_{r\sigma os}$	Ω, Ω	Oberfelderstreuaktanz des Stators bzw. Rotors
$X_{sW}, X_{shW\nu}$	Ω, Ω	Wechselfeldreaktanz, Wechselhauptfeldreaktanz der ν -ten Feldoberwelle
Y_r	M	Radiale Schwingungsamplitude des Statorjochs
Z_0	Ns/m ³	Wellenwiderstand der Luft für die Ausbreitung von Schallwellen

Griechische Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
α	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient
α_Q	°	Nutwinkel
$\lambda_\nu, \underline{\lambda}_\nu$	-, -	Reeller bzw. komplexer Schrägungsfaktor
δ, δ_e	m, m	Luftspaltweite, ideale Luftspaltweite
Δl_{ox}	M	Dicke der Oxidschicht zwischen einem Rotorstab und dem Blechpaket
$\Delta U_1, \Delta U_2$	V, V	Zus. Spannungsquellen im <i>Weppler</i> -Ersatzschaltbild
ε_{mech}	-	Relative Exzentrizität
Φ	Wb	Fluss
Φ_h, Φ_p	Wb, Wb	Hauptfluss, Fluss eines Pols
$\Phi_{s\sigma}, \Phi_{r\sigma}$	Wb, Wb	Streufluss des Stators bzw. Rotors
$\Phi_{s\sigma Q}, \Phi_{r\sigma Q}$	Wb, Wb	Nutstreufluss des Stators bzw. Rotors
$\Phi_{s\nu b}, \Phi_{r\nu b}$	Wb, Wb	Fluss im Stator- bzw. Rotorjoch für die ν -te Oberwelle
Φ_Z	Wb	Luftspaltstreufluss (Zick-Zack-Streufluss)
$\Phi_{Z,ov}, \Phi_{Z,u\nu}$	Wb, Wb	Fluss im Zahnkopf bzw. Zahnfuß für die ν -te Oberwelle
φ	°	Phasenwinkel
φ_m	°	Phasenwinkel zwischen dem Magnetisierungsstrom und der Statorspannung
φ_s	°	Phasenwinkel zwischen dem Statorstrom und der Statorspannung
$\vartheta, \Delta\vartheta$	°C, K	Temperatur bzw. Temperaturdifferenz
$\vartheta_{\nu\mu}$	°	Rel. Phasenlage zwischen der ν -ten Feldoberwelle des Stators und der μ -ten Feldoberwelle des Rotors
Θ	A	Elektrische Durchflutung

Verwendete Formelzeichen

κ	S/m	Spezifische elektrische Leitfähigkeit
λ	Vs/(Am)	Magnetischer Leitwert
$\lambda_{Qs}, \lambda_{Qr}$	Vs/(Am), Vs/(Am)	Leitwertfunktionen des Stators bzw. Rotors zur Berücksichtigung der Nuten auf das einseitig genutete Feld der Gegenseite
λ_{th}	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_{X\nu}$	Vs/(Am)	Leitwert der geometrischen Streureaktanz für die ν -te Oberwelle
$\lambda_{w\nu}$	M	Wellenlänge der ν -ten Feldoberwelle
μ	Vs/(Am)	Magnetische Permeabilität (von Luft $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am)
ν	kg/(m·s)	kinematische Zähigkeit oder Viskosität
η	-	Wirkungsgrad
η_r	-	Resonanzüberhöhungsfaktor der Radialkraftwelle des Mode r
$\eta_{\nu}, \eta_{\nu e}$	-, -	<i>Jordan</i> 'scher Kopplungsfaktor, erweiterter Kopplungsfaktor nach <i>Weppler</i> und <i>Neuhaus</i> für die ν -te Feldoberwelle
ρ	kg/m ³	Massendichte
σ_{os}	-	Oberwellenstreuiziffer
σ_r	N/m ²	Radialkraftdichte
τ_p	M	Polteilung
ω_r	rad/s	Rotorkreisfrequenz
ω_s	rad/s	Statorkreisfrequenz
$\zeta_{Ns\nu}, \zeta_{S\nu}$	-, -	Nutverstärkungsfaktor, Nutungsfaktors der ν -ten Feldoberwelle

Indizes:

Formelzeichen	Beschreibung
A	Außen-
Amb	Umgebungs-
B	Lager-
Bs	Lagerschild-
C	Spulen-
D	Zahn-
Fe	Eisen-
fr	Lagerreibung
Cu	Kupfer-
Geh	Gehäuse-
H	Haupt-
I	Induziert, Innen-
Is	Isolation
K	Kurzschluss
N	Bemessungs-
Q	Nut-
R	Rotor-, radial
S	Stator- und Strang-
Th	Thermisch
W	Wicklungs-
w	Luftreibung
Wk	Wickelkopf-
Y	Joch-
δ	Luftspalt-
ν	Ordnungszahl Statorfeldoberwellen
μ	Ordnungszahl Rotorfeldoberwellen
0	Leerlauf

Verwendete Formelzeichen

- Für die Größen Strom I , Spannung U , Fluss Φ ,... bedeuten Großbuchstaben jeweils, dass der Effektivwert gemeint ist. Kleinbuchstaben für den Strom i , die Spannung u , den Fluss ϕ ,... werden verwendet, wenn die Augenblickswerte gemeint sind.
- Für die Verwendung sinusförmig zeitlich veränderlicher und komplexer Größen gelten allgemein folgende Bezeichnungen (hier am Beispiel des Strangstroms I_s):

$$i_s(t) = \sqrt{2}I_s \cos(2\pi f_s t - \varphi_s) = \sqrt{2}I_s \cos(\omega_s t - \varphi_s) = \hat{I}_s \cos(\omega_s t - \varphi_s) = \operatorname{Re}\left(\sqrt{2}\underline{I}_s e^{j\omega_s t}\right) = \operatorname{Re}\left(\sqrt{2} \cdot |\underline{I}_s| e^{-j\varphi_s} e^{j\omega_s t}\right) = \operatorname{Re}\left(\hat{\underline{I}}_s e^{j\omega_s t}\right) = \operatorname{Re}\left(\hat{|\underline{I}_s|} e^{-j\varphi_s} e^{j\omega_s t}\right)$$

Die zu einem bestimmten Zeitpunkt t in den Wicklungssträngen fließenden Ströme $i_s(t)$ können gemäß der komplexen Wechselstromrechnung dadurch bestimmt werden, dass die Wechselstrom-Zeitverläufe durch mit der Winkelgeschwindigkeit ω_s kreisende Zeiger $\hat{\underline{I}}_s$ in der komplexen Zahlenebene ersetzt werden. Deren Projektion auf die Realteilachse ergibt die Augenblickswerte $i_s(t)$. Es sind:

I_s : Effektivwert des Strangstroms

\hat{I}_s : Amplitude des Strangstroms

\underline{I}_s : komplexer Effektivwert des Strangstroms

$\hat{\underline{I}}_s$: komplexe Amplitude des Strangstroms

$|\underline{I}_s|$: Betrag des komplexen Effektivwerts des Strangstroms

$|\hat{\underline{I}}_s|$: Betrag der komplexen Amplitude des Strangstroms

$\operatorname{Re}(\cdot)$ Realteil von ...

$\operatorname{Im}(\cdot)$ Imaginärteil von ...

Größtenteils werden zeitlich veränderliche Größen in dieser Arbeit vereinfacht als komplexer Effektivwert (z.B. \underline{I}_s) angegeben, wobei generell (soweit nicht explizit darauf hingewiesen wird) ein mit der jeweiligen Winkelgeschwindigkeit ω kreisender Zeiger gemeint ist.

- Die Wahl der Formelzeichen und Indizes orientiert sich im Wesentlichen an der Norm DIN EN 60027-4.
- Die Bezeichnung von Achsen und Angaben von Einheiten sowie das Referenzieren von Literaturstellen richtet sich in Form und Ausführung an die vom IEEE angegebenen Vorgaben (http://www.ieee.org/publications_standards/publications/authors/authors_journals.html). Daher werden SI-Einheiten in runden Klammern (...) und Literaturstellen in eckigen Klammern [...] angegeben.

2. Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung
KLASM	<u>K</u> urzschl <u>u</u> ssl <u>ä</u> ufer- <u>A</u> synchro <u>n</u> motor oder - <u>m</u> aschine
FEM	<u>F</u> inite- <u>E</u> lement- <u>M</u> ethode
i. A.	im Allgemeinen
u. A.	Unter Anderem
u. U.	Unter Umständen
FFT	<u>F</u> ast- <u>F</u> ourier- <u>T</u> ransformation
IEC	<u>I</u> nternational <u>E</u> lectrotechnical <u>C</u> ommission
Elek.	Elektrische
Mech.	Mechanische
Magn.	Magnetisch
bzw.	Beziehungsweise
z. B.	Zum Beispiel
o. g.	Oben genannt

3. Einleitung

Zu Beginn dieser Arbeit wird im Kapitel 3.1 die Rohstoff- und Energiesituation zu Anfang des 21. Jahrhunderts mit besonderem Fokus auf die Antriebstechnik vorgestellt, da dies die Grundlage für die Notwendigkeit zur Steigerung der elektromagnetischen Ausnutzung und des Wirkungsgrads moderner Antriebe darstellt. In diesem Zusammenhang wird dargelegt, welches Potential an Energieeinsparung und damit Reduzierung der Schadstoffemissionen in der Antriebstechnik vermutet wird, da elektrische Antriebe die wesentlichen Stromverbraucher in der Industrie sind. Auch die daraus entstandenen politischen Vorgaben, Beschlüsse, Klassifizierungen und Normierungen werden dargelegt. Durch die politischen Vorgaben sollen die Hersteller bei der Auslegung elektrischer Antriebe gezwungen werden, Rohstoffe optimal zu nutzen, um wirtschaftlich zu bleiben, und Verluste bei der Wandlung elektrischer in mechanischer Energie zu minimieren, um die Umwelt zu schonen.

Im Kapitel 4.1 wird die Funktionsweise der Asynchronmaschine mit Käfigläufer (KLASM) erläutert, da für die Erhöhung der Ausnutzung und Reduktion der Verlustleistungen zur Steigerung der Effizienz dieser Motoren fundierte Berechnungsmodelle unabdingbar sind. Neben der Erläuterung der physikalischen Effekte, die im Betrieb der KLASM auftreten, werden auch die Rechenmodelle zur mathematischen Beschreibung des Betriebsverhaltens Thema sein. Am Ende dieses Abschnitts steht ein analytisches Berechnungsmodell, welches die Möglichkeit bietet, die Betriebskennlinien und die elektromagnetischen Betriebsparameter der KLASM vorzuberechnen. Die Besonderheit dieses Modells liegt darin, dass eine Vielzahl physikalischer Einflüsse wie die Nutungseinflüsse, der Einfluss der Eisensättigung, die Wirkung von Paketquerströmen, der Effekt der Stromverdrängung und der Einfluss des Produktionsprozesses berücksichtigt werden. Die Sättigungseinflüsse zu berücksichtigen ist wichtig im Hinblick auf die erstrebte Steigerung der Ausnutzung der Maschinen, die maßgeblich von der Sättigung beeinflusst wird. Das zweite Ziel, die Steigerung des Wirkungsgrads η , kann nur durch Erarbeitung genauer Verlustberechnungsmodelle erreicht werden. Besonders die detaillierte Analyse der Zusatzverluste P_{zus} , die oft nur 2 % der Bemessungsleistung P_N ausmachen, ist dabei unabdingbar. Obwohl sie nur einen geringeren Teil (10 %-15 %) der gesamten Verlustleistung P_d ausmachen, steckt in diesen, vorwiegend durch Oberwelleneffekte verursachten Verlustkomponenten, ein großes Optimierungspotential.

Bei Betrieb der Maschinen erwärmen sie sich aufgrund der auftretenden Verluste. Um gewährleisten zu können, dass dabei keine zulässigen Grenzwerte [2] überschritten werden, werden in Kapitel 6 Berechnungsmodelle für die Temperaturkennlinien vorgestellt. Die vorausgerechneten Verluste in den jeweiligen Arbeitspunkten werden aus dem zuvor vorgestellten Berechnungsmodell entnommen. Das in dieser Arbeit vorgestellte Mehrkörper-Modell erlaubt die analytische Vorausberechnung der Temperaturverläufe an acht Stellen im Stator und im Rotor.

Ein weiterer Aspekt, der im Kapitel 5 betrachtet wird, ist die Vorausberechnung der Schallabstrahlung der KLASM. Durch die Nutung von Stator und Rotor und die in die Nuten eingebrachte verteilte Wicklung zur Generierung des Drehfeldes der KLASM ist das resultierende Luftspaltfeld $B_\delta(x,t)$ nicht ideal sinusförmig. Die Oberwellen des Stator- und Rotorfeldes erzeugen auf den Rotor und Stator wirkende Radialkraftwellen, die vor allem den Stator und das Gehäuse zu Schwingungen anregen und einen Körperschall erzeugen, der unter Umständen unzulässig laute Geräusche [3] verursacht. Daher wird ein Berechnungsmodell vorgestellt, das eine Vorausberechnung dominanter Schallleistungspegel L_{WA} ermöglicht. Damit soll eine akustische Kontrolle einer Maschinenauslegung durchgeführt werden.

Die Berechnungsmodelle werden anhand von Messergebnissen und Finite-Elemente-Berechnungen (FEM) der gewählten Mastermotoren der AH80, AH100 und AH160 überprüft. Die Bemessungsleistung dieser Motoren reicht vom kleinen Wert 750 W bei der AH80 über 2,2 kW bei der AH100 bis hin zu 7,5 kW-15 kW bei der AH160, so dass die Modelle allgemeine Gültigkeit besitzen sollten. Eine genaue Vorausberechnung der Betriebseigenschaften von KLASM unabhängig von der Achshöhe stellt eine besondere Herausforderung dar.

Die Neuauslegung des Motors AH160 mit Aluminium- und Kupferkäfig bei gleichbleibenden Blechschnitten für den Betrieb am 50 Hz- und 60 Hz-Netz ist Thema in Kapitel 7. Hier werden mit Hilfe der analytischen und der FEM-Modelle, die in den vorangegangenen Kapiteln erläutert wurden, Vorschläge

für eine alternative Auslegung vorgestellt und begründet. Die Vorausberechnungen werden dann durch Vergleichsmessungen an gemäß den Vorgaben gefertigten Prototypen überprüft.

In Kapitel 8 wird eine mehrphasige Wicklung in Stern-Polygon-Mischschaltung („*Auinger*“-Wicklung) als Reihenschaltung aus einer äußeren Stern- und einer inneren Dreieckverschaltung zur Erregung einer 12-zonigen Durchflutungsverteilung einer 6-phasigen Wicklung bei Anschluss an ein konventionelles 3-Phasen-Netz diskutiert. Der Einsatz einer solchen Wicklung verspricht eine Steigerung des Wirkungsgrads der Motoren durch Reduktion des Oberwellengehalts des Statorfeldes.

Kapitel 9 fasst die Erkenntnisse dieser Arbeit zusammen und stellt noch einmal die wesentlichen Erkenntnisse dar.

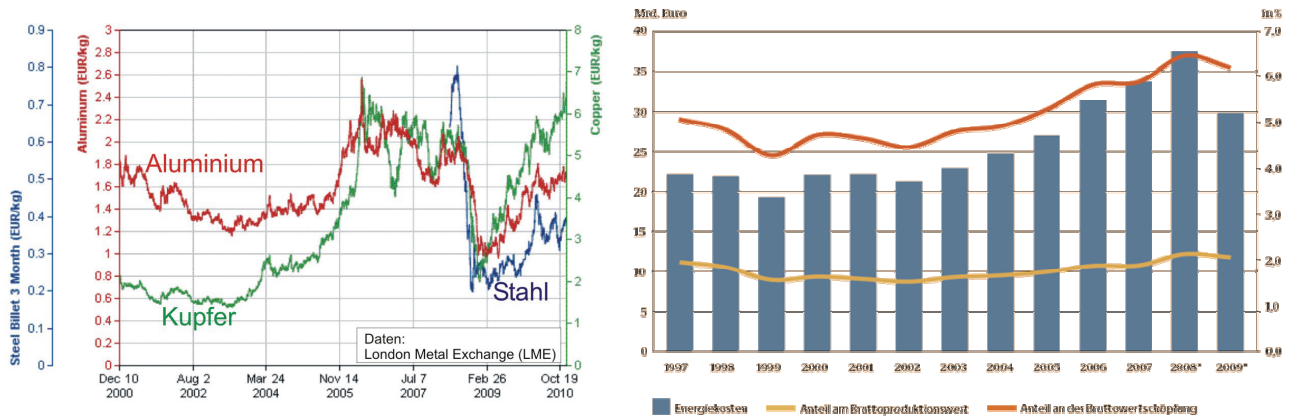
3.1. Rohstoff- und Energiesituation zu Beginn des 21. Jahrhunderts

Die, gemessen an der stetig wachsenden Weltbevölkerung, knapper werdenden Vorkommen industriell benötigter Rohstoffe zwingen die Industriestandorte weltweit zu einem sparsameren Umgang und zu optimierten Beschaffungs- und Bearbeitungsstrategien. Gleichzeitig entstehen gerade in Asien (hier vornehmlich in China und Indien) neue Industriestandorte, die einen großen Bedarf an Rostoffen aufweisen, was den Preis der fossilen Brennstoffe, der Baustoffe, aber auch der in der Elektrotechnik benötigten Materialien deutlich ansteigen lässt. Abbildung 3.1 a) zeigt die Entwicklung der Preise von den im Elektromaschinenbau im wesentlichen benötigten Rohstoffen Kupfer, Aluminium und Stahl im Zeitraum von Ende 2000 bis Ende 2010. Nach dem Einbruch durch die Weltwirtschaftskrise im Jahre 2008 ist aktuell (Stand 2012) ein rasanter Anstieg der Preise festzustellen. Daher sind Hersteller elektrischer Antriebe gezwungen, die elektromagnetische Ausnutzung ihrer Motoren zu erhöhen, um die Rentabilität ihrer Produkte zu steigern. Gleichzeitig sind strategische Maßnahmen in der Beschaffung und in der Produktion zu erarbeiten, um konkurrenzfähig zu bleiben. Bei der Beschaffung von Kupferdrähten und Elektroblech wird daher versucht, die komplette Produktpalette aufeinander abzustimmen, um möglichst in großen Massen und damit zu reduzierten Preisen einkaufen zu können (vgl. Vorgaben für Neuentwurf in Kapitel 7). Weiterhin wird versucht, mit minimalem Einsatz an Bearbeitungswerkzeugen (z.B. Wickelautomaten, Stanzwerkzeugen, ...) auszukommen, um die Vielzahl an Leitungsklassen im Bereich der Normachshöhen von KLASM von 56 mm bis 500 mm [4] abzudecken (vgl. Kapitel 7). Abbildung 3.1b) zeigt den Anstieg der Energiekosten für die deutsche Industrie [5] im Zeitraum von 1991-2009. Die Kurve macht zusammen mit der Strompreisentwicklung für Deutschland in den letzten Jahren (Abbildung 3.2a) deutlich, dass durch Reduktion des Energieeinsatzes während der Produktion der Motoren Kosten eingespart werden können. So sind die Hersteller darauf bedacht ihre Logistik, aber auch die Produktionsprozesse an sich hinsichtlich des Einsatzes von Energie in Form von Öl, Gas oder Strom zu optimieren. Daher wird versucht auf energieintensive Produktionsschritte wie z.B. das Rekristallationsglühen von Elektroblechen bei der Fertigung elektrischer Antriebe durch Einsatz schlussgeglüheter Bleche zu verzichten (vgl. Kapitel 7).

Die Entwicklung des Strompreises (Abbildung 3.2a) hat weiterhin zur Folge, dass der Kauf möglichst effizienter Motoren immer attraktiver wird, da sich die Amortisationszeiten verkürzen (siehe den folgenden Abschnitt 3.2) und daher die Sparte der energieeffizienten Antriebe an Bedeutung gewinnt.

Abbildung 3.2b) zeigt die geschätzte, weltweite Entwicklung der CO₂-Emissionen der vergangenen drei Jahrzehnte getrennt nach den jeweiligen Ursprüngen. Gerade bei der weltweiten Stromerzeugung ist ein deutlicher Anstieg zu erkennen, der größtenteils auf die wachsenden asiatischen (hier besonders in China und Indien) Märkte und die dort fortschreitende Industrialisierung zurückzuführen ist. Die dicht besiedelten asiatischen Regionen mit immer weiter steigenden Bevölkerungszahlen benötigen für die angestrebte Steigerung ihres Wohlstandes auf westliches Niveau enorme Mengen an Energie. Eine Vielzahl von Studien zur Abschätzung der damit verbundenen Schadstoffemissionen ergeben Anstiege von bis zu 900 % in den nächsten 10 Jahren und erfordern daher ein weltweites Umdenken bei der ohnehin schon angespannten Klimapolitik.

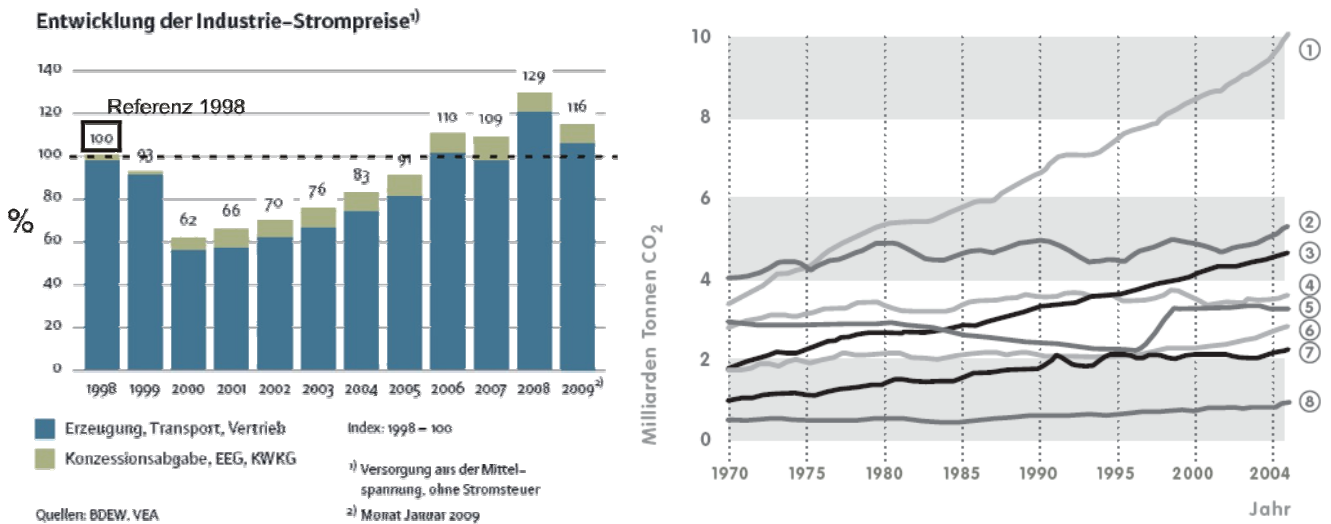
Einleitung



a)

b)

Abbildung 3.1: a) Übersicht zur Preissteigerung der wichtigsten Rohstoffe im Elektromaschinenbau [6] b) Entwicklung der Energiekosten zur Beschaffung von Primärenergie (Öl, Gas, Strom,...) für die Produktion in der deutschen Industrie [5].



a)

b)

Abbildung 3.2: a) Übersicht zur Entwicklung der Industrie-Strompreise in Deutschland in den Jahren 1998-2009 [7] b) Geschätzte weltweite CO₂-Emissionen der vergangenen Jahrzehnte, getrennt nach ihrem Ursprung: 1) Stromproduktion 2) Industrie (ohne Zementproduktion) 3) Straßenverkehr 4) Haushalte/Dienstleistungen 5) Abholzungen 6) Andere 7) Raffinerien etc. 8) internationaler Verkehr [8].

Erstmals formuliert wurden diese Klimaschutzziele auf dem G8-Gipfel in *Kyoto, Japan*, im Jahre 1997, der ein Zusatzprotokoll zur Ausgestaltung der Klima-Rahmenkonvention (UNFCCC) der Vereinten Nationen für den Klimaschutz [5, 9] hervorbrachte. Der hier beschlossene freiwillige Konsens legt den Industriestaaten nahe, dass sie ihre Emissionen bis zum Jahre 2050 um 60 %-80 % im Vergleich zum Jahr 1990 reduzieren und weltweit eine Reduktion um 50 % erreicht werden soll. Im Zuge dieser Beschlüsse verpflichtet sich die EU, ihre Emissionen in einem ersten Schritt um 20 % bis zum Jahre 2020 zu senken. Auf nationaler Ebene setzt die Bundesregierung in ihrem Energiekonzept von 2010 [10] auf den Einsatz erneuerbarer Energien und eine effizientere Nutzung vorhandener Ressourcen. Konkret werden folgende Punkte formuliert [5]:

- Steigerung des Anteils der erneuerbaren Energien bei der Stromerzeugung auf 35 % bis 2020, auf 50 % bis 2030 und bis zu 80 % bis zum Jahre 2050 (Anteil der erneuerbaren Energien an der gesamtdeutschen Bruttostromerzeugung im Jahre 2009 war ca. 16 % [5])

Einleitung

- Steigerung des Anteils der erneuerbaren Energien am gesamten Energieverbrauch auf 35 % bis 2020, auf 50 % bis 2030 und auf 80 % bis zum Jahre 2050 (Anteil der erneuerbaren Energien am gesamtdeutschen Energieverbrauch im Jahre 2009 war ca. 10 % [5])
- Steigerung der Energieproduktivität (Wirtschaftsleistung pro Primärenergieeinsatz) um 2,1 %/a . Zum Vergleich: In den Jahren von 1990-2009 stieg die Energieproduktivität nur um durchschnittlich 1,83 %.
- Einspeise- Vorrang der erneuerbaren Energien
- 80 % Minderung des Einsatzes von Primärenergien für Gebäude (durch Wärmedämmung, verbesserte Heizkreisläufe,...)

Eine Übersicht über alle energiewirtschaftlich relevanten Gesetze, die in diesem Zusammenhang im Zeitraum von 1991-2009 beschlossen wurden, ist in [5] zu finden.

Wie Abbildung 3.3a) zeigt, ist Deutschland mit diesen Maßnahmen auf einem guten Weg, die gesetzten Ziele zu erreichen. Die Aufteilung der CO₂-Emissionen nach Sektoren in Deutschland für das Jahr 2008 (Abbildung 3.3b) zeigt im weltweiten Vergleich (Abbildung 3.2b), dass auch in Deutschland der Großteil der Emissionen durch die Erzeugung von Strom entsteht. In Deutschland steht allerdings der Verkehr (Bahn, PKW, LKW, Flugverkehr) mit 20 % an zweiter Stelle, weswegen die Regierung durch die Förderung der Elektromobilität in Zusammenhang mit der Stromgewinnung aus regenerativen Energien aktuell ein großes Einsparpotential zur Reduzierung der Schadstoffemissionen sieht, was einen direkten Einfluss auf die Antriebstechnik mit sich bringt.

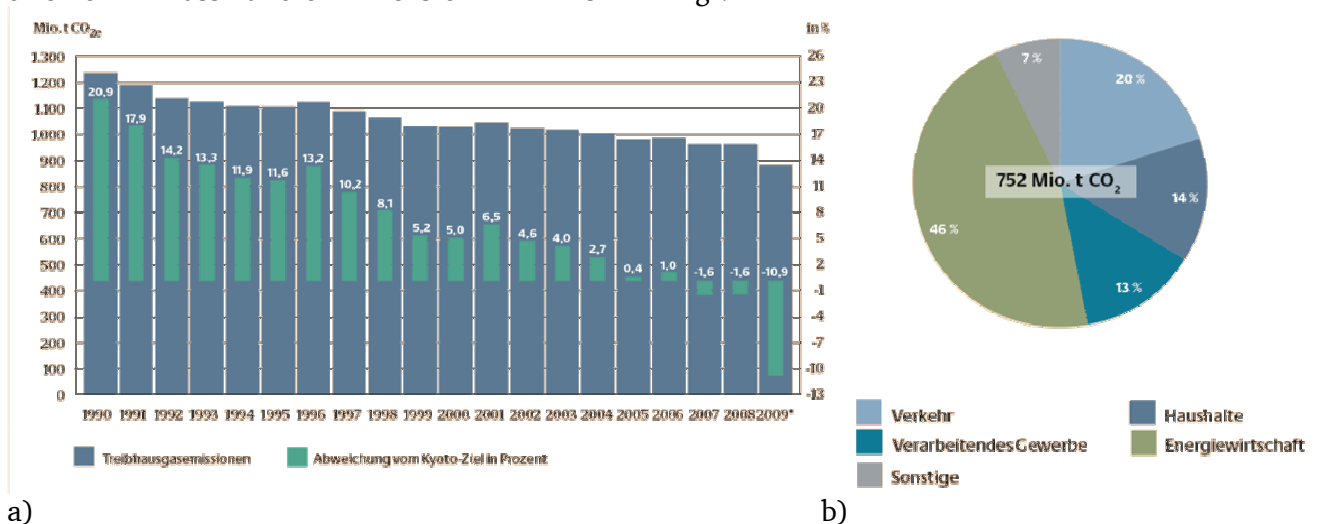


Abbildung 3.3: a) Entwicklung der Schadstoffemissionen CO_{2e} (CO₂-Äquivalent = CO_{2e} ist Normgröße für Treibhausgase; ein CO_{2e} entspricht dem Treibhauspotential einer Tonne CO₂) in den Jahren 1990-2009 in Deutschland [5] b) Aufteilung der CO₂-Emissionen im Jahre 2008 nach Sektoren in Deutschland [5].

Weiterhin ist für die Antriebstechnik die Steigerung der Energieproduktivität von Bedeutung. Dahinter steht die Steigerung der Wirtschaftsleistung in Bezug auf die eingesetzte Energie. Es sollen also die industriellen Produktionen auf die Reduktion ihrer Verlustleistungen hin optimiert werden. Die Rolle, die die Antriebstechnik dabei spielt, wird im folgenden Abschnitt 3.2 diskutiert

3.2. Auswirkungen auf die Antriebstechnik

Da für einen Großteil der industriellen Fertigungen Antriebe zum Fördern, Bearbeiten, Verdichten, Kühlen, etc. benötigt werden, wird hier ein großes Potential zur Reduktion des Energiebedarfs und damit der Schadstoffemissionen gesehen. In den folgenden Abschnitten werden diese Potentiale diskutiert und die daraus abgeleiteten Maßnahmen und Richtlinien vorgestellt.

3.2.1. Rolle und Einsparpotential der elektrischen Antriebstechnik bei der Reduktion des Energiebedarfs

Abbildung 3.4a) zeigt das Energieflussbild für Deutschland aus dem Jahr 2008. Der Energieverbrauch teilt sich gemäß Abbildung 3.4b) annähernd gleichmäßig in die Sektoren Industrie, Haushalt, Verkehr und Gewerbe, Handel und Dienstleistungen (GHD) auf. Die Rolle der Antriebe am Gesamtenergieverbrauch wird deutlicher, wenn man sich die Aufteilung des Energieverbrauchs des Jahres 2007 nach Anwendungsbereichen [5] in Abbildung 3.4c) verdeutlicht. Der Anteil der mechanischen Energie an der gesamten in diesem Jahr umgesetzten Energie beträgt ca. 45 %. Während der Großteil der mechanischen Energie in den Sektoren Industrie, Haushalt und GHD auf die elektromagnetischen Energiewandler zurückzuführen ist, ist im Sektor Verkehr nur ein geringerer Anteil von ca. 8 % auf elektrische Bahnen im Personen- und Güterverkehr zurückzuführen.

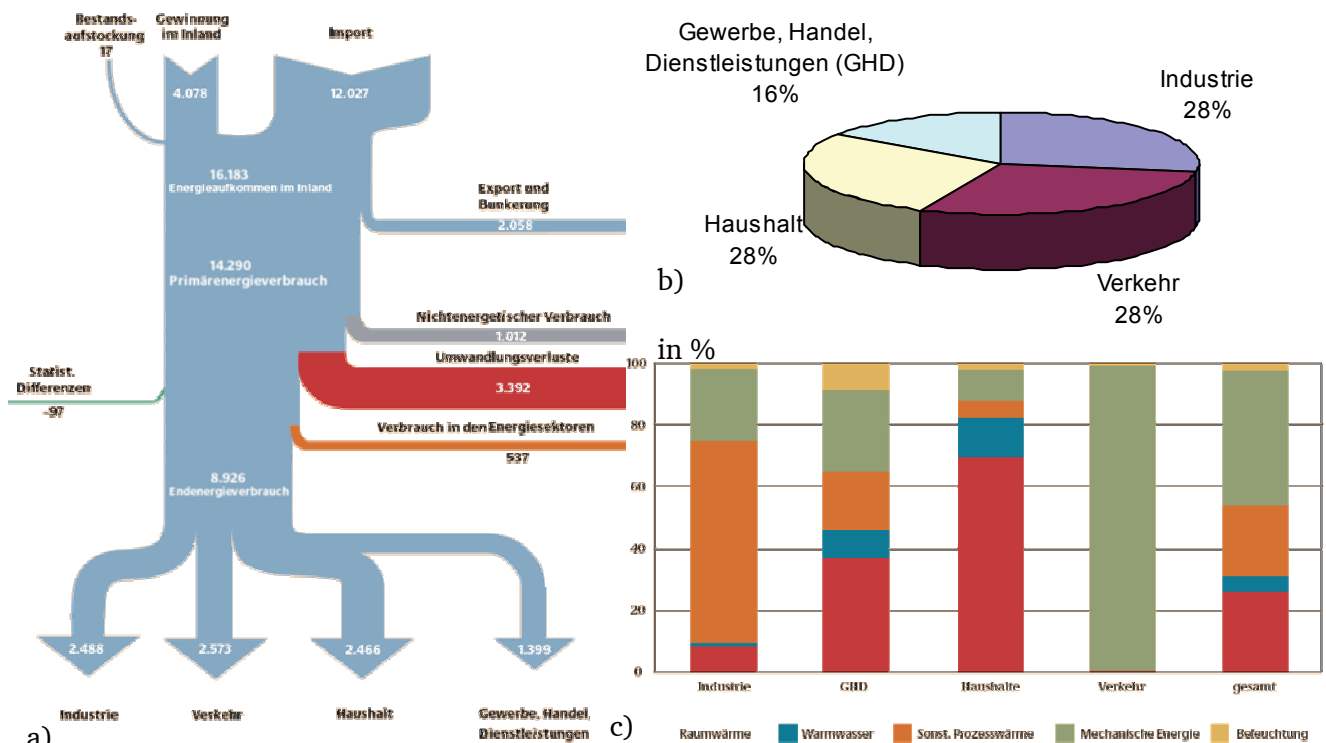


Abbildung 3.4: a) Energieflussbild für Deutschland im Jahr 2008 (Angaben in PJ = 1·10¹⁵ J [5]) b) Aufteilung des Energieverbrauchs nach Sektoren 2008 [5] c) Aufteilung des Energieverbrauchs des Jahres 2007 nach Anwendungsbereichen [5].

Noch deutlicher wird die Rolle der elektrischen Antriebe, betrachtet man die Aufteilung des Stromverbrauchs der Jahre 1994-2005 in Deutschland nach Anwendungsgebieten (Abbildung 3.5a). Es wird deutlich, dass die elektrische Energiewandlung in mechanische Energie über alle die Jahre hinweg mehr als 50 % des Stromverbrauchs ausmacht. Gemäß ZVEI [11] lag der Stromverbrauch in Deutschland im Jahr 2008 bei 540 Milliarden kWh, wovon 165 Milliarden kWh (ca. 31 %) auf elektrisch angetriebene Maschinen in der Industrie zurückzuführen sind. Im Handel, dem Gewerbe und dem Dienst leistenden Gewerbe (GHD) standen 38 Milliarden kWh für elektrisch angetriebene Maschinen zu Buche, was zusätzlich 7 % des gesamten Stromverbrauchs des Jahres 2008 in Deutschland ausmacht. Zählt man noch den Anteil der Antriebe aus Verkehr und den privaten Haushalten hinzu, kommt man auf ca. 50 % der elektrischen Energie, die durch elektrische Motoren in mechanische Energie umgesetzt wird [9]. Die in [12] dargelegten Zahlen legen nahe, dass sich der Energieverbrauch durch elektrische Antriebe in Zukunft weiter erhöht. Dementsprechend wird der Antriebstechnik eine wesentliche Rolle zur Einhaltung der Klimaschutzziele durch Reduktion des weltweiten Stromverbrauchs zugesprochen. Die daraus abgeleiteten Maßnahmen und Richtlinien werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

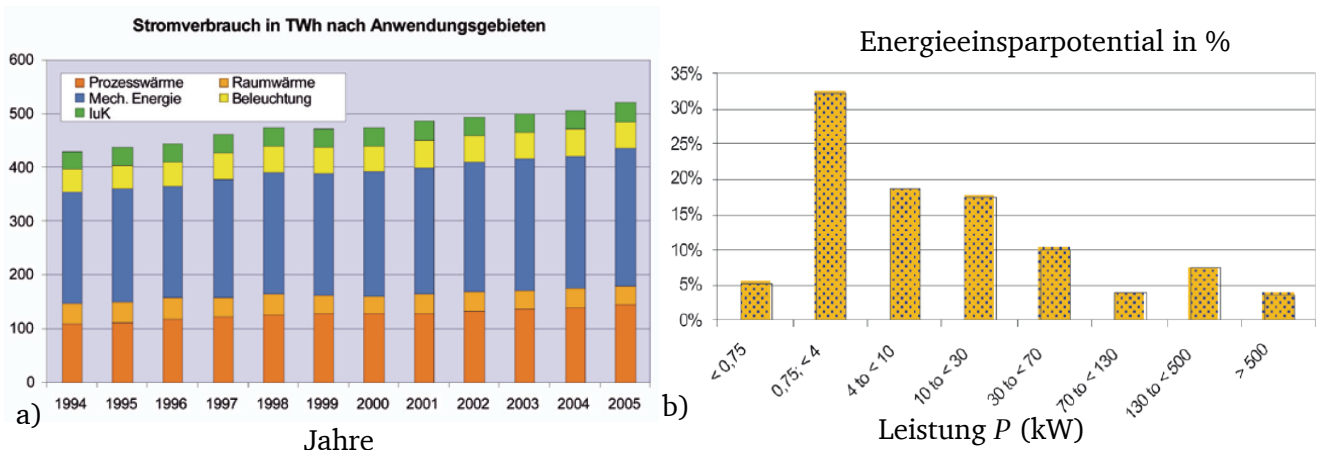


Abbildung 3.5: a) Aufteilung des Stromverbrauchs der Jahre 1994-2005 in Deutschland nach Anwendungsgebieten [9] (luK steht für Information und Kommunikation) b) Geschätztes Einsparpotential bei elektrischen Antrieben unterschiedlicher Leistungsklassen [9], wenn nur noch Motoren der Wirkungsgradklasse IE3 eingesetzt würden.

3.2.2. Maßnahmen und Richtlinien zur Senkung des Energieverbrauchs in der Antriebstechnik

Zur Minimierung der Verlustleistungen elektrischer Antriebe werden zwei Maßnahmen als entscheidend angesehen [1, 13]:

- 1) Austausch von Antrieben niedriger Wirkungsgradklassen (< IE1 oder IE1, siehe Abbildung 3.6b) durch hochwertigere, aber auch teurere Energiesparmotoren (Wirkungsgradklasse > IE1)
- 2) Optimierung bestehender Produktionsprozesse durch den Einsatz drehzahlvariabler Antriebe mit Verwendung von Frequenzumrichtern.

Abbildung 3.5b) zeigt das geschätzte Einsparpotential an Energie bei der Verwendung von Energiesparmotoren (IE3) für unterschiedliche Leistungsklassen im Vergleich zu den im Jahre 2005 weltweit verwendeten Antrieben. Wie Abbildung 3.6a) zeigt, war zu diesem Zeitpunkt nur ein kleiner Anteil der Motoren der Wirkungsgradklassen \geq IE2 im Einsatz. Bis zum Jahr 2009 steigt dieser Anteil jedoch stetig (vgl. [14]). Gerade im unteren Leistungsbereich von 1,1 kW bis 37 kW, wo auch die in dieser Arbeit untersuchten Antriebe angesiedelt sind, lässt sich ein großes Potential an Energieersparnis feststellen. Laut [1, 13] lassen sich durch den Einsatz der oben genannten Maßnahmen allein in Deutschland bei den Antrieben insgesamt ca. 38 TWh/a an elektrischer Energie einsparen. Dabei fallen 14 TWh/a (entspricht etwa einer CO₂-Ersparnis von 9 Mt/a oder 4 thermischen Kraftwerken je 400 MW Einspeiseleistung) auf die Verwendung von Energiesparmotoren und 24 TWh/a (entspricht etwa einer CO₂-Ersparnis von 15 Mt/a oder 7 thermischen Kraftwerken je 400 MW Einspeiseleistung) auf die Optimierung bestehender Produktionsprozesse durch den Einsatz drehzahlvariabler Antriebe. Bei der Betrachtung der Maßnahmen ist zu beachten, dass diese immer auf den jeweiligen Prozess abzustimmen sind. Wird ein Antrieb bei konstantem Drehmoment M und konstanter Drehzahl n betrieben (z. B. Rasennäher oder Schleifwerkzeug), ist der Einsatz eines Frequenzumrichters für den drehzahlvariablen Betrieb überflüssig. Eine Abstimmung der Motordrehzahl auf die gewünschte Ausgangsdrehzahl kann gegebenenfalls über eine Getriebestufe erfolgen. Bei einer Vielzahl von Prozessen gerade in Zusammenhang mit Pumpen oder der hydraulischen Fördertechnik wird jedoch oftmals ein überdimensionierter Motor verwendet und die Leistungseinstellung über nachgeschaltete Stellglieder (z. B. Ventile) bewerkstelligt. Hier entsteht durch den Einsatz eines drehzahlveränderbaren Antriebs und einer anforderungsorientierten Leistungsregelung über einen Frequenzumrichter ein erhebliches Einsparpotential. Der Einsatz von Frequenzumrichtern zur Steigerung der Effizienz ist demnach nur in Zusammenhang mit der Minimierung der Verluste im Gesamtsystem zu bewerten. Weiter besteht ein weitaus geringeres Einsparpotential durch zusätzliche Freiheitsgrade bei der Auslegung von KLASM. Während die Motoren im

Netzbetrieb so ausgelegt werden müssen, dass ein gesicherter Anlauf gemäß [15] möglich ist und dabei die Kurzschlussleistung beschränkt wird, erlaubt der über Frequenzumrichter geregelte Anlauf die Verwendung verlustoptimierter Blechschnitte.

Obwohl laut [16](vgl. [12]) die Energiekosten bei den „Life-Cycle-Kosten“(siehe Tabelle 3.1) eines Antriebs den überwiegenden Teil ausmachen und die teureren Anschaffungskosten für Energiesparmotoren (> IE2) sich daher schon nach relativ kurzer Zeit amortisieren, steigt der Anteil dieser Motoren beim Einkauf nur sehr langsam (Abbildung 3.6a). Daher wurde 2008 in der so genannten „Ökodesign Richtlinie“ (EuP-VO Elektromotoren 640/2009) [1] die stufenweise Einführung von Mindestvorgaben für den Vertrieb von elektrischen Antrieben in Deutschland und Europa vorgegeben. Die Ecktermine sind:

- Ab 16. Juni 2011: Motoren im Leistungsbereich 0,75 kW bis 375 kW müssen mindestens die Wirkungsgradklasse IE2 erreichen (Abbildung 3.6b).
- Ab 1. Januar 2015: Motoren im Leistungsbereich 7,5 kW bis 375 kW müssen mindestens die Wirkungsgradklasse IE3 erreichen (Abbildung 3.6b) oder der Wirkungsgradklasse IE2 entsprechen und zusätzlich mit einem Frequenzumrichter drehzahlregelt betrieben werden.
- Ab 1. Januar 2017: Für den erweiterten Leistungsbereich von 0,75 kW bis 375 kW müssen die Motoren mindestens die Wirkungsgradklasse IE3 erreichen (Abbildung 3.6b) oder der Wirkungsgradklasse IE2 entsprechen und zusätzlich mit einem Frequenzumrichter drehzahlregelt betrieben werden.

International haben die unterschiedlichen Industriestaaten vergleichbare Regelungen beschlossen. So ist in den USA und Kanada seit 2002 mindestens Wirkungsgradklasse IE2 verbindlich und ab 2011 IE3. China z.B. schreibt die Wirkungsgradklasse IE2 erst ab 2012 vor. Allerdings bestand Anfang 2011 noch Unklarheit über die international verbindlichen Normen, da sich Nordamerika an der NEMA-Norm orientiert, während sich die europäischen Hersteller nach der internationalen IEC-Norm richten. Damit sind auch die Messverfahren zur Bestimmung des Wirkungsgrads η unterschiedlich. Wie ein Blick auf Abbildung 3.6b) zeigt, liegen gerade die Premium-Wirkungsgradklassen IE3 und IE4 sehr dicht beieinander, so dass schon kleinste Unterschiede bei der messtechnischen Bestimmung zu unterschiedlichen Einstufungen führen können. Die 2010 veröffentlichten Ergebnisse der so genannten „Round Robin-Studie“, bei der 15 Labore in 7 Ländern jeweils 42 2- und 4-polige KLASM mit Bemessungsleistungen von 1,5 kW bis 250 kW vermessen haben, legen nahe, dass zusätzlich zu den unvermeidbaren fertigungstechnischen und messtechnischen Streuungen nicht viel Spielraum für durch das Messverfahren bedingte Abweichungen übrig bleibt (vgl. [17, 18]). Weiterhin sind aktuell nur Messmethoden für die indirekte (genauere Methode siehe Kapitel 6) Wirkungsgradbestimmung für die KLASM normativ festgelegt. In den nächsten 5-10 Jahren wird die Normung hinsichtlich der messtechnischen Untersuchung von Synchronmotoren, Einphasenmotoren, Frequenzumrichtern, Antriebssystemen (Umrichter, Motor, Last), erweiterten Leistungsbereichen (0,18 kW bis 500 kW) und weiteren Wirkungsgradklassen erweitert [14].

Tabelle 3.1: „Life-Cycle-Kosten“ von KLASM unterschiedlicher Leistungsklassen [16].

Bemessungsleistung P_N (kW)	Durchschnittliche Motorlebensdauer	Life-Cycle-Kosten (%) (Nutzungsdauer 3000 h/a)		
		Kaufpreis	Installation, Wartung	Energiekosten
1,5	12 Jahre	2,3	0,9	96,8
15	15 Jahre	1,1	0,2	98,7
110	20 Jahre	0,9	0,1	99

Einleitung

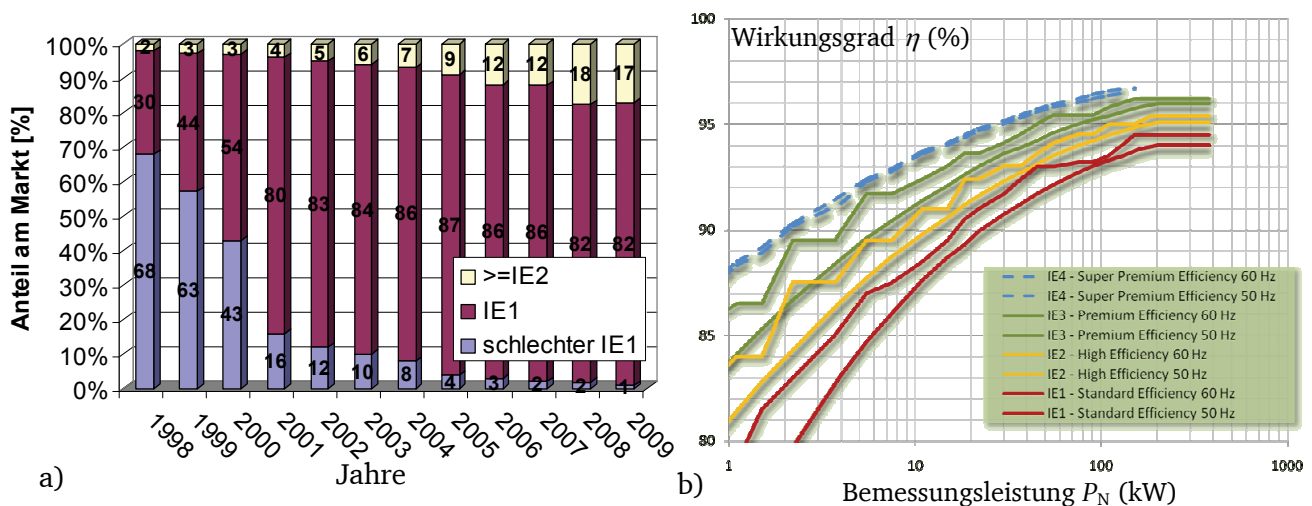


Abbildung 3.6: a) Europaweite Marktanteile von Drehstrommotoren unterschiedlicher Wirkungsgradklassen [11, 16] b) Wirkungsgradklassen von Motoren unterschiedlicher Bemessungsleistungen P_N gemäß [19] mit Erweiterung durch die Klasse IE4 (Super Premium Efficiency) für den 50 Hz- und 60 Hz-Netzbetrieb.

3.2.3. Bezug zur Aufgabenstellung

Im vorangegangenen Abschnitt wurden die Richtlinien und gesetzlichen Vorgaben bezüglich der Antriebstechnik diskutiert, die im Zuge der weltweiten Neuorientierung in der Klimapolitik entstanden sind. Da laut dem Verband der Industriellen Energie- und Kraftwirtschaft e.V. (VIK) [20] immer noch über 75 % aller Motoren netzgespeist sind und dabei die KLASM den Großteil aller Motoren darstellt, beziehen sich die Regelungen und Richtlinien im wesentlichen auf diesen Maschinentyp. Der Einsatz der Frequenzumrichter wird zwar im Zuge von prozessorientierter Steigerung der Effizienz zunehmen, dennoch wird (zumindest in absehbarer Zukunft) die netzgespeiste KLASM einen Großteil der Antriebe weltweit darstellen. Der Einsatz von permanentmagneterregten Synchronmotoren (PMSM) wird gerade in Bezug auf die Steigerung der Energieeffizienz diskutiert. Sie werden aber in absehbarer Zeit aufgrund des deutlich höheren und instabilen Preises und des notwendigen Betriebs am Umrichter (kein Selbstanlauf möglich) sowie der größeren Empfindlichkeit bezüglich Umgebungseinflüssen (Rütteln, Vibration, Wärme,...) die KLASM als Massenprodukt in der Industrie nicht ersetzen können. Daher konzentrieren sich die Bemühungen der Hersteller bei der Steigerung der Effizienz ihrer Motoren auf die KLASM.

Um bei KLASM die Premium-Wirkungsgradklasse IE3 erreichen zu können, wie es 2015 bzw. 2017 gefordert wird, und zur Reduzierung der Materialkosten die elektromagnetische Ausnutzung zu steigern, sind äußerst präzise Vorausberechnungen nötig. Die Berechnungsmodelle müssen die Vielzahl an physikalischen Effekten, die während des Betriebs der KLASM auftreten, berücksichtigen. Ausgehend von der richtigen Berechnung der elektromagnetischen Betriebsparameter müssen die Modelle die Möglichkeit bieten, die Verluste, die während des Bemessungsbetriebs auftreten, zuverlässig vorausberechnen zu können. Die so genannten Zusatzverluste P_{zus} , die im Betrieb durch Oberwelleneffekte und Schrägung der Motoren auftreten, können, obwohl sie nur max. 10 %-15 % der gesamten Verlustleistung ausmachen und äußerst schwierig vorzuberechnen sind, nicht vernachlässigt werden, wenn es um den Entwurf von Motoren der Wirkungsgradklassen IE3 und IE4 geht. Daneben muss beachtet werden, dass die normativen Vorgaben bezüglich der Baugrößen [4], des Netzanlaufes gemäß [15], der thermischen Grenzwerte gemäß [2] und der Geräuschgrenzwerte nach [3] auch bei diesen Motoren nicht außer acht gelassen werden dürfen, und daher auch hier Modelle zur Vorausberechnung benötigt werden (vgl. Kapitel 7). In dieser Arbeit wird neben der Erstellung von geeigneten FEM (Finite-Element-Methode) -Modellen vor allem die analytische Betrachtung der KLASM ausführlich erläutert. Nachteil der Auslegung von Motoren ausschließlich über FEM-Modelle ist der deutlich höhere zeitliche Aufwand bei den Berechnungen, besonders wenn dreidimensionale Modelle benötigt werden, wie das

Einleitung

bei geschrägten KLASM der Fall ist. Um die Zusatzverluste in der Maschine zu ermitteln, sind zudem noch zeitaufwendige Berechnungen im Zeitschrittverfahren von Nöten. Die in der Aufgabenstellung geforderte Auslegung von Motoren verschiedener Leistungsklassen einer Achshöhe (vgl. Kapitel 7: 12 Motoren in drei Leistungsstufen für 50 Hz- und 60 Hz-Netzbetrieb) wird so extrem zeitaufwendig und ist daher nicht praktikabel (vgl. [21, 22]). Um Kosten bei der Materialbeschaffung und bei den Stanzwerkzeugen zu sparen, sollen möglichst viele Leistungsklassen mit einem Blechschnitt realisiert werden (vgl. Abschnitt 3.1). Der Fokus dieser Arbeit liegt wegen des Vorteils deutlich schnellerer Entwurfsvorgänge auf der analytischen Betrachtung der KLASM, wobei geeignete FEM-Berechnungen für den Vergleich herangezogen werden. Ziel ist es, ein Werkzeug zu schaffen, das es dem Anwender ermöglicht, möglichst schnell einen Entwurf einer hoch effizienten KLASM anzufertigen und sämtliche Betriebsdaten- und Kennlinien zur Verfügung zu stellen, damit die Einhaltung der normativen Vorgaben im Vorhinein zuverlässig garantiert werden kann. Basis dieses Vorhabens ist die Berechnungssoftware *KLASYS*, deren Grundstein in [23] gelegt wurde. Dieses Programm wird im Laufe der Arbeit erläutert und an vielen Stellen durch Erweiterungen ergänzt.

4. Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der Kurzschlussläufer-Asynchronmaschine (KLASM)

Für den Entwurf von hoch effizienten Käfigläufer-Asynchronmotoren (KLASM) sind gute analytische Berechnungsmodelle unabdingbar. In Abschnitt 4.1 wird eine Methode zur Ermittlung der elektromagnetischen Betriebsparameter vorgestellt. Dabei wird zunächst nur das Grundwellenverhalten der KLASM betrachtet. Das in diesem Abschnitt erarbeitete („Grundwellen“-) Ersatzschaltbild wird in den Folgeabschnitten zur Berücksichtigung möglichst vieler physikalischer Effekte erweitert. So wird z.B. in Abschnitt 4.2 der Einfluss der Bearbeitungsschritte zur Fertigung der Motoren (z.B. Stanzen der Bleche) diskutiert. Der Einfluss der Oberwellen des Luftspaltfeldes $B_\delta(x,t)$, die durch die Eisensättigung, die in Nuten verteilten Wicklungen, die doppelseitige Nutung und durch Exzentrizitäten entstehen, auf das Betriebsverhalten der KLASM ist Thema in Abschnitt 4.3. Hier werden Berechnungsmöglichkeiten für die einzelnen Feldoberwellen des Stators $B_{s\nu}(x,t)$ und Rotors $B_{r\mu}(x,t)$ angegeben und Möglichkeiten zur Reduktion des Oberwellengehalts mit der entsprechenden Berücksichtigung im Ersatzschaltbild vorgestellt. Das geschieht durch eine Erweiterung des („Grundwellen“-) Ersatzschaltbildes, so dass für jede Oberwelle ein eigenes („Oberwellen“-) Ersatzschaltbild verwendet wird. Damit können anschließend in Abschnitt 4.4 die Hochlaufkurven $M(n)$ für $n = -n_{\text{syn}} \dots n_{\text{syn}}$ mit Berücksichtigung der synchronen und asynchronen harmonischen Oberwellenmomente berechnet werden. Hierbei wird auch der Einfluss des Querstroms I_q bei geschrägten Rotoren mit nicht isoliertem Käfig betrachtet. Die Berechnung der Verlustbilanz über die Betriebsgrößen, die aus den in den vorangegangenen Abschnitten 4.1 bis 4.4 vorgestellten Berechnungsmodellen ermittelt werden können, schließt dieses Kapitel mit Abschnitt 4.5 ab.

4.1. Berechnung der elektromagnetischen Betriebsparameter

Ziel dieses Abschnittes ist es, eine mathematische Beschreibung der KLASM in einem stationären Betriebspunkt vorzustellen. Dabei wird zunächst das Grundwellenverhalten beschrieben, d. h. es werden nur zeitlich sinusförmige Grundschwingungen und nur die Grundwelle des Stator- und Rotorfeldes ($\nu = \mu = 1$) in Betracht gezogen.

4.1.1. Allgemeine Funktionsweise der KLASM

Die Norm-KLASM besteht aus einem feststehenden Teil, dem Stator (oder auch Ständer) und einem drehbar gelagerten Teil, dem Rotor (oder auch Läufer), der als Innenläufer ausgeführt ist. Der Stator setzt sich in der Regel aus einem genuteten Blechpaket, in dem eine Drehfeldwicklung eingezogen ist, und einem auf das Blechpaket aufgedrückten Gehäuse mit einem Klemmenkasten für die Anschlüsse, Kühlrippen zur Kühlung und einem Flansch oder Füßen zur Befestigung an das Fundament zusammen (siehe Abbildung 4.1). Der Läufer wird als Blechpaket, in welches ein Kurzschlusskäfig eingefügt ist, ausgeführt (siehe Abbildung 4.1). Dabei handelt es sich um stabförmig in die Nuten eingebrachte Leiter, die über gut leitfähige Ringe (Kurzschlussringe) an beiden Enden elektrisch miteinander verbunden werden. Je nach Größe und Anwendung der Antriebe unterscheiden sich die Käfige in Form und Material voneinander. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Motoren AH80 und AH100 handelt es sich um Normasynchronmotoren mit Aluminium-Druckgusskäfig. Es gibt aber auch Läufer, die aus Kupfer (vgl. Kapitel 7), Silumin, Bronze oder Messing gegossen werden, oder bei denen Stäbe in den Rotor geschlagen werden, was meist nur bei größeren Motoren üblich ist.

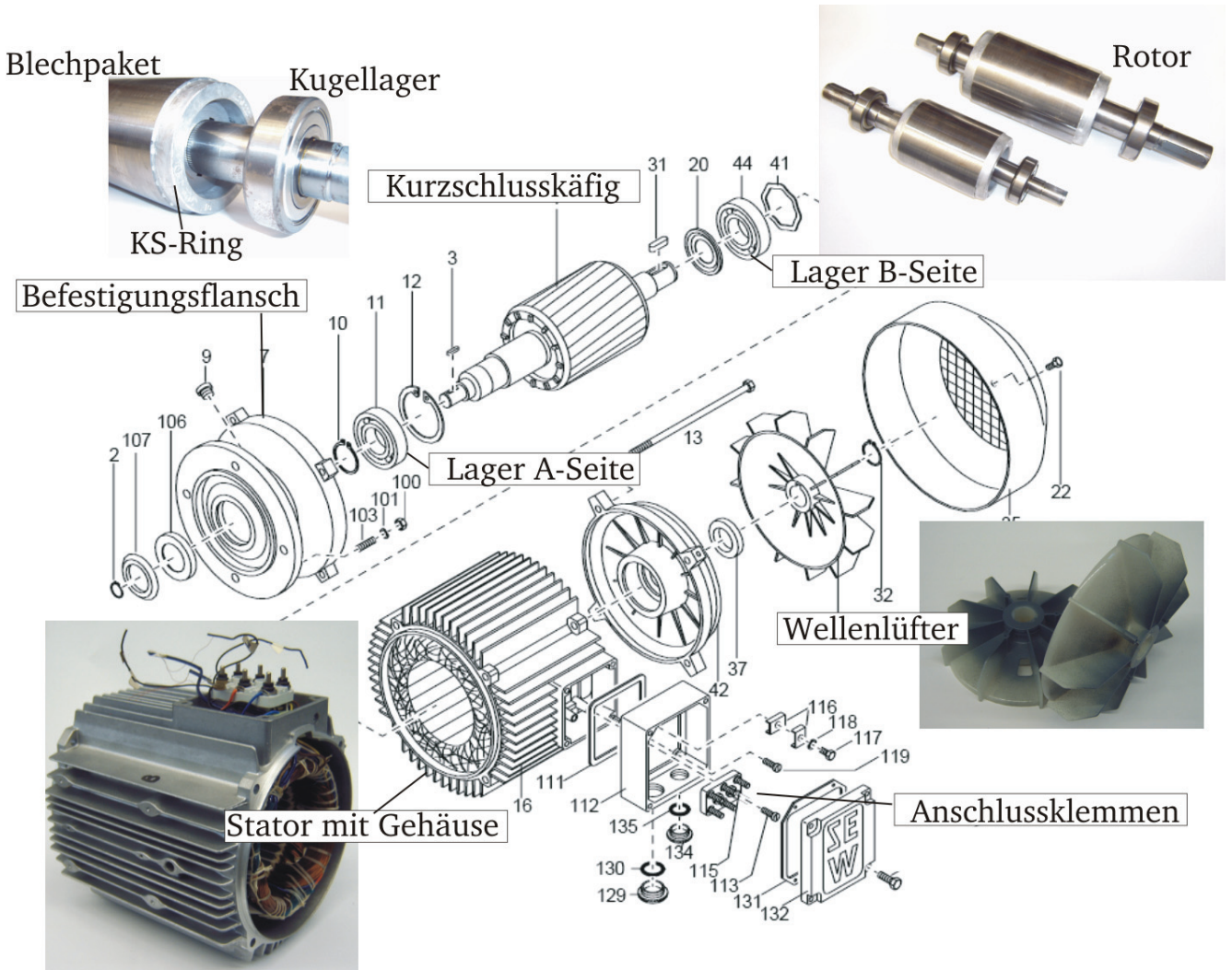


Abbildung 4.1: Explosionsdarstellung einer Kurzschlussläufer-Asynchronmaschine (KLASM) (IEC-Standard) [24].

Die Asynchronmaschine wird auch Induktionsmaschine (*engl.* Induction machine) genannt, da die Energieübertragung vom Stator zum Rotor über eine induktive Kopplung im Luftspalt geschieht. Der Rotor muss dabei immer langsamer drehen als das vom Stator über eine Drehfeldwicklung mit dem Ständerstrom I_s erregte Drehfeld, welches mit der Synchrondrehzahl $n_{syn} = f_s/p$ im Luftspalt wandert. Nur dann findet im Rotor eine Flussänderung statt, wodurch die in ihn induzierten Spannungen die Rotorströme I_r als Kurzschlussströme im Kurzschlusskäfig hervorrufen. Diese sorgen dann nach dem *Lorentz*'schen Gesetz in Verbindung mit der Grundwelle (Ordnungszahl $\nu = 1$) des Luftspaltfeldes $B_{\delta\nu=1}(x,t)$ in radialer Richtung für eine antreibende Kraft in tangentialer Richtung \vec{e}_t , die wie folgt berechnet werden kann (Abbildung 4.2):

$$\vec{F}_{stab} = I_{stab} \cdot (l_e \vec{e}_z \times \vec{B}_{\delta\nu=1}) = I_{stab} \cdot l_e \cdot B_{\delta\nu=1} \cdot \vec{e}_t. \quad (4.1)$$

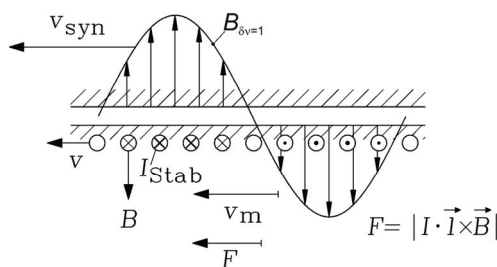


Abbildung 4.2: Die Kräfte am Umfang des Rotors summieren sich zu einer Summenkraft in tangentialer Richtung [25].

Dabei ist I_{stab} der Strom eines Stabes und l_e die ideale Eisenlänge des Motors, die bei den hier betrachteten Normasynchronmotoren ohne Kühlkanäle im Blechpaket des Ständers der geometrischen Eisenlänge l_{Fe} entspricht. Die Feldanteile in tangentialer Richtung \vec{e}_t tragen in (4.1) nicht zur Kraftwirkung bei, da das entsprechende Vektorprodukt $l_e \vec{e}_z \times \vec{B}_{\delta v=1,t}$ Null ist. Die Kräfte aller Stäbe am Umfang des Rotors lassen sich zu einer Summenkraft $F_e \vec{e}_t$ in tangentialer Richtung zusammenfassen (Abbildung 4.2). Über den Rotoraußenradius $d_{\text{ra}}/2$ als Hebelarm bildet diese Summenkraft das innere Drehmoment M_e :

$$M_e = F_e \cdot d_{\text{ra}} / 2. \quad (4.2)$$

Wenn der Läufer sich mit der Leerlaufdrehzahl n_{syn} dreht, erfährt er keine Flussänderung, und der Läuferstrom I_r und auch das innere Drehmoment M_e sind Null. Man definiert den Schlupf s als Maß für das relative Verhältnis zwischen der Drehzahl n_{syn} des Drehfeldes und der Drehzahl n der Rotors als:

$$s = \frac{n_{\text{syn}} - n}{n_{\text{syn}}}. \quad (4.3)$$

Der Rotorstrom I_r hat also die Frequenz:

$$f_r = s \cdot f_s. \quad (4.4)$$

4.1.2. Rotorspannungsgleichung der KLASM (Grundwellenverhalten)

Werden die Stränge einer Drehfeldwicklung mit mindestens zwei Strömen I_s unterschiedlicher Phasenlage φ_s bestromt, so ergibt sich ein im Luftspalt δ mit der Polzahl $2p$ und der Synchrondrehzahl $n_{\text{syn}} = f_s/p$ in Umfangsrichtung wanderndes Statorfeld $B_s(x,t)$ [26]. Die Grundwelle $B_{sv=1}(x,t)$ ändert sich relativ zum Läufer sinusförmig mit der Frequenz $f_r = s \cdot f_s$ und induziert die Spannung $U_{i,\text{stab}}$ in einen Stab des Käfigs:

$$U_i = U_{i,\text{stab},1} + U_{i,\text{stab},2} = 2 \cdot U_{i,\text{stab}} = -\frac{d\phi(t)}{dt} = -\frac{d \int \vec{B}_{sv=1}(t) \cdot d\vec{A}}{dt} = -\frac{d}{dt} \int B_{sv=1}(t) \cdot dA, \quad (4.5)$$

wobei gilt:

$$\int \vec{B}_{sv=1}(t) \cdot d\vec{A} = \int B_{sv=1}(t) \cdot dA. \quad (4.6)$$

Im statorfesten Koordinatensystem kann der zeitliche Verlauf der Statorflussdichte $B_{sv=1}(t)$ wie folgt beschrieben werden:

$$B_{sv=1}(t) = \hat{B}_{sv=1} \cdot \cos\left(\frac{x_s \cdot \pi}{\tau_p} - \omega_s t\right). \quad (4.7)$$

Einsetzen von (4.7) in (4.6) und Umrechnung in das rotorfeste Koordinatensystem über $x_s = x_r + v_m \cdot t = x_r + (1-s) \cdot v_{\text{syn}} \cdot t = x_r + (1-s) \cdot 2 \cdot f_s \cdot \tau_p \cdot t$ ergibt:

$$\int B_{sv=1}(t) \cdot dA = \int_{-\tau_p/2}^{\tau_p/2} \hat{B}_{sv=1} \cdot \cos\left(\frac{x_r \cdot \pi}{\tau_p} + \frac{\pi}{\tau_p} (1-s) \cdot 2 \cdot f_s \cdot \tau_p \cdot t\right) dx_r \cdot l_{\text{Fe}}. \quad (4.8)$$

Dabei wird mit $dx_r \cdot l_{\text{Fe}} = r_{\text{si}} \cdot d\varphi \cdot l_{\text{Fe}} = dA$ die Fläche einer Masche an der Statorbohrung beschrieben. Die Stammfunktion zu (4.8) lautet:

$$\int B_{sv=1}(t) \cdot dA = l_{Fe} \cdot \hat{B}_{sv=1} \cdot \sin\left(\frac{x_r \cdot \pi}{\tau_p} + (1-s) \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_s \cdot t\right) \cdot \frac{\tau_p}{\pi} \Big|_{-\tau_p/2}^{\tau_p/2} \quad (4.9)$$

Mit $2 \cdot f_s \cdot \pi = \omega_s$ gilt:

$$\int B_{sv=1}(t) \cdot dA = l_{Fe} \cdot \hat{B}_{sv=1} \cdot \frac{\tau_p}{\pi} \cdot \left[\sin\left(\frac{\pi}{2} + (1-s) \cdot \omega_s \cdot t\right) - \sin\left(-\frac{\pi}{2} + (1-s) \cdot \omega_s \cdot t\right) \right] = \quad (4.10)$$

$$l_{Fe} \cdot \hat{B}_{sv=1} \cdot \frac{\tau_p}{\pi} \cdot [\cos((1-s) \cdot \omega_s \cdot t) + \cos((1-s) \cdot \omega_s \cdot t)] = \frac{2}{\pi} \cdot \tau_p \cdot l_{Fe} \cdot \hat{B}_{sv=1} \cdot \cos((1-s) \cdot \omega_s \cdot t).$$

Für die in eine Rotormasche induzierte Spannung U_i gilt daher:

$$U_i(t) = -\frac{d}{dt} \int B_{sv=1}(t) \cdot dA = -\frac{d}{dt} \left[\frac{2}{\pi} \cdot \tau_p \cdot l_{Fe} \cdot \hat{B}_{sv=1} \cdot \cos((1-s) \cdot \omega_s \cdot t) \right] = \quad (4.11)$$

$$(1-s) \cdot \omega_s \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \tau_p \cdot l_{Fe} \cdot \hat{B}_{sv=1} \cdot \sin((1-s) \cdot \omega_s \cdot t).$$

Mit $\omega_r = (1-s) \cdot \omega_s$ gilt (vgl. [25, 26]):

$$U_i(t) = \omega_r \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \tau_p \cdot l_{Fe} \cdot \hat{B}_{sv=1} \cdot \sin(\omega_r \cdot t) = 2 \cdot \hat{U}_{i,stab} \cdot \sin(\omega_r \cdot t). \quad (4.12)$$

Damit kann die Amplitude der in einen Stab induzierten Spannung folgendermaßen beschrieben werden:

$$\hat{U}_{i,stab} = \omega_r \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \tau_p \cdot l_{Fe} \cdot \hat{B}_{sv=1} = \hat{U}_{i,r\nu=1}. \quad (4.13)$$

Da die Stäbe um den Winkel $\alpha_{Q_r} = 2\pi/p/Q_r$ räumlich gegeneinander versetzt sind, sind auch die einzelnen Spannungen um die Zeit t phasenverschoben, die der Rotor benötigt, diese Strecke zurückzulegen. Der Parameter Q_r steht dabei für die Anzahl der Stäbe im Rotor, und p ist die Polpaarzahl. Zeichnet man die komplexen Spannungszeiger je Polpaar, so ergibt sich ein symmetrischer Spannungstern (Abbildung 4.3a), wenn die Anzahl der Stäbe je Polpaar Q_r/p eine ganze Zahl ist, was häufig der Fall ist.

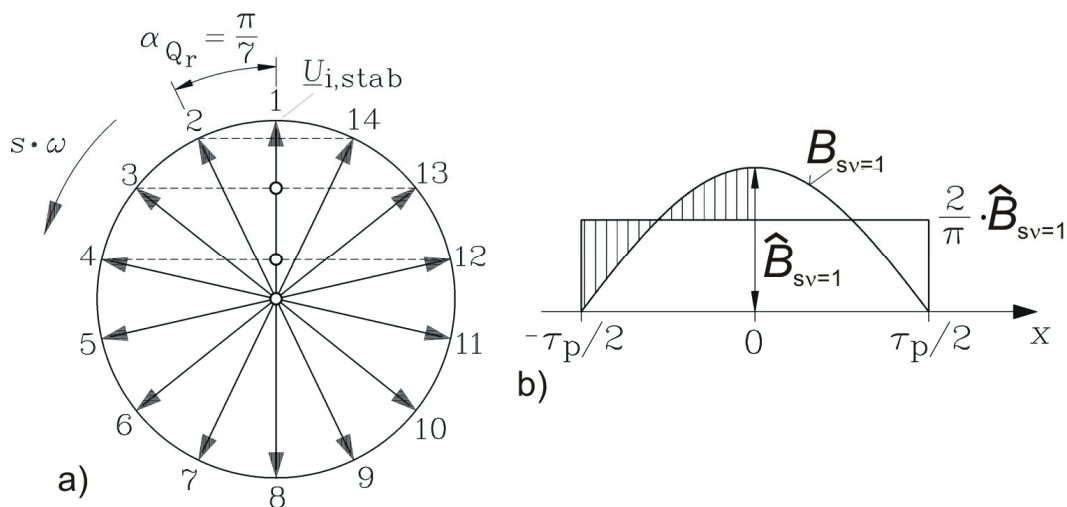


Abbildung 4.3: a) Symmetrischer Spannungstern je Polpaar für den Motor AH80 und AH100 mit $Q_r = 28$ (14 Stäben/Polpaar). [26] b) Der Fluss Φ ist proportional zur Fläche unter der Flussdichtekurve [26].

Diese induzierten Stabspannungen treiben in dem Kurzschlusskäfig aus gut leitfähigen Materialien Kurzschlussströme, die lediglich durch den Widerstand und die Induktivität der Stäbe und der beiden Kurzschlussringe begrenzt werden. Die zwischen zwei Stäben im Kurzschlussring fließenden Ströme werden Ringabschnittsströme i_{Q1} genannt (Abbildung 4.4b). Zwei benachbarte Ringabschnittsströme sind um den Winkel $\alpha_{Qr} = 2\pi p / Q_r$ gegeneinander phasenverschoben (Abbildung 4.4c). Der Stabstrom i_Q (Abbildung 4.4a) lässt sich aus der 1. Kirchhoff'schen Regel als Differenz zweier benachbarter Abschnittsströme berechnen. An der Stelle, an der z.B. der Stab Nummer 2 mit dem Kurzschlussring verbunden ist, gilt:

$$I_{12} + I_2 - I_{23} = 0 \quad (4.14)$$

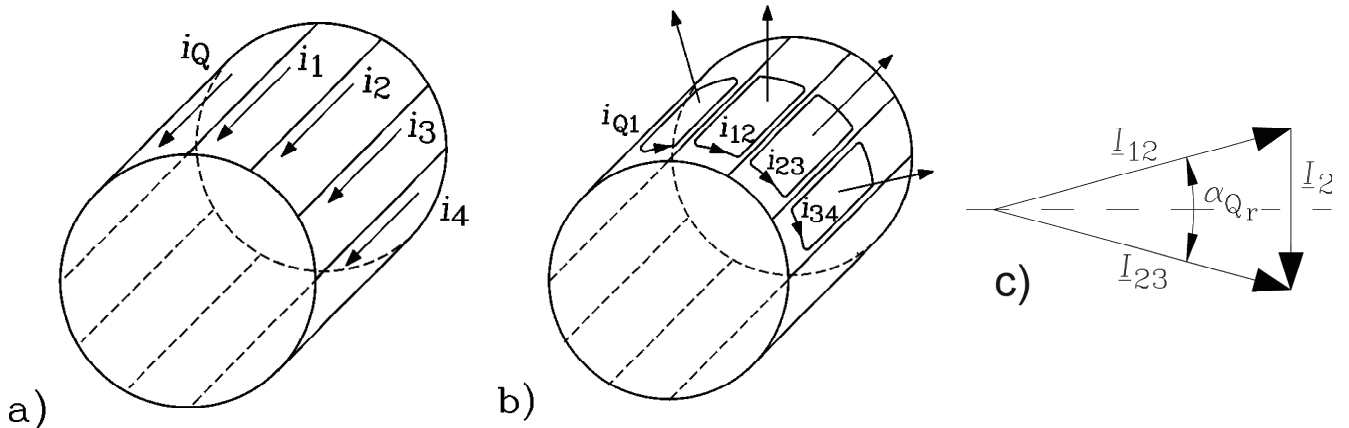


Abbildung 4.4: Stromverteilung im Kurzschlusskäfig: a) Stabströme, b) Ringabschnittsströme c) Stromzeigerdiagramm der Kirchhoff'schen Knotenregel für zwei Ringabschnittsströme I_{12} und I_{23} und den Stabstrom I_2 [26].

Betrachtet man die Stromzeiger in Abbildung 4.4c), so sieht man, dass folgende Beziehung zwischen dem Ringabschnittsstrom I_{12} und dem Stabstrom I_2 gilt:

$$I_2 = 2I_{12} \sin(\alpha_{Qr} / 2). \quad (4.15)$$

Daraus lässt sich eine allgemeine Beziehung zwischen den Effektivwerten der Ströme im Stab und in den Ringabschnitten herleiten:

$$I_{\text{ring}} = I_{\text{stab}} / (2 \cdot \sin(p\pi / Q_r)). \quad (4.16)$$

Die gesamte Verlustleistung aufgrund von Stromwärmeverlusten im Rotor $P_{Cu,r}$ ist demnach:

$$P_{Cu,r} = Q_r R_{\text{stab}} I_{\text{stab}}^2 + 2Q_r \Delta R_{\text{ring}} I_{\text{ring}}^2. \quad (4.17)$$

Dabei steht ΔR_{ring} für den ohm'schen Widerstand eines Ringabschnitts und R_{stab} für den ohm'schen Widerstand eines Stabes. Um nicht zwischen Stab- und Ringabschnittsströmen unterscheiden zu müssen, wird Gleichung (4.16) in Gleichung (4.17) eingesetzt:

$$P_{Cu,r} = Q_r \cdot (R_{\text{stab}} + 2 \cdot \Delta R_{\text{ring}}^*) \cdot I_{\text{stab}}^2 \quad \text{mit} \quad \Delta R_{\text{ring}}^* = \Delta R_{\text{ring}} \cdot \frac{1}{(2 \cdot \sin(\pi p / Q_r))^2} \quad (4.18)$$

Damit ergibt sich der resultierende Rotorwiderstand R_r als Serienschaltung des Stabwiderstandes R_{stab} und des Ersatzwiderstandes des Ringabschnitts ΔR_{ring}^* zu:

$$R_r = R_{\text{stab}} + 2 \cdot \Delta R_{\text{ring}}^*. \quad (4.19)$$

Gemäß [25, 26] kann allgemein die durch das Ständerdrehfeld in einen Rotorkäfig mit m_r Strängen induzierte effektive Spannung $U_{i,r}$ aus Gleichung (4.13) wie folgt in Abhängigkeit der in der Drehfeldwicklung fließenden effektiven Strangströme I_s beschrieben werden:

$$U_{i,r\nu} = U_{h,r\nu} = f_s \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\tau_p}{\nu} l \hat{B}_{s\nu} = \omega_s M_{rs,\nu} I_s. \quad (4.20)$$

Die Gegeninduktivität $M_{rs,\nu}$ (Index rs: Induktion in den Rotor vom Stator) ist dabei maßgebend für die Größe von einer Statorfeldwelle ν -ter Ordnung in den Rotor induzierten Spannung $\underline{U}_{i,r\nu}$ und kann für $\nu = 1$ wie folgt beschrieben werden [25, 26]:

$$M_{rs} = \mu_0 N_r k_{wr} N_s k_{ws} \cdot \frac{2m_s}{\pi^2} \cdot \frac{l_e \tau_p}{p\delta} = \mu_0 \cdot N_s \cdot k_{ws} \cdot \frac{m_s}{\pi^2} \cdot \frac{l_e \tau_p}{p\delta}. \quad (4.21)$$

Dabei sind die Faktoren k_{wr} bzw. k_{ws} die Wicklungsfaktoren, die den Einfluss der räumlichen Verteilung der Spulen in den Nuten und einer eventuellen Sehnung der Spulen auf die Amplitude der betrachteten Drehwelle (hier Grundwelle $\nu = 1$) und die induzierte Spannung berücksichtigen. Der Faktor k_{ws} wird im folgenden Abschnitt 4.1.3 näher betrachtet. Der Wicklungsfaktor k_{wr} des Kurzschlussläufers ist stets 1. Während die Windungszahl N_s der Ständerwicklung beliebige Werte annehmen kann, ist die Windungszahl eines Kurzschlusskäfigs je Stab immer $N_r = 1/2$.

Die Rotorströme \underline{I}_r ihrerseits erzeugen ebenfalls ein im Luftspalt mit der Frequenz f_r/p wanderndes Luftspaltfeld. Es sei hier zunächst nur das von der Ständergrundwelle $\nu = 1$ hervorgerufene Läufergrundfeld $B_{r,\mu=\nu=1}$ des Läufergrundstroms $\underline{I}_{r\nu=1}$ betrachtet. Dieses Feld rotiert synchron bezüglich des Läufers mit der Umfangsgeschwindigkeit v_r :

$$v_r = \frac{dx_r}{dt} = 2f_r \tau_p. \quad (4.22)$$

Da das Läufergrundfeld $B_{r,\mu=\nu=1}$ gemäß der Lenz'schen Regel seiner Ursache entgegen wirkt, wird das Ständerfeld $B_{s,\nu=1}$ abgedämpft (vgl. Abschnitt 4.3.2.2).

Das Läufergrundfeld $B_{r,\nu=\mu=1}$ induziert eine Selbstinduktionsspannung $\underline{U}_{i,r}$ in die Rotormasche, die wie folgt beschrieben werden kann [25, 26]:

$$\underline{U}_{i,r} = j\omega_r L_{rh} \underline{I}_r = j2\pi f_r L_{rh} \underline{I}_r. \quad (4.23)$$

Dabei ist L_{rh} die Hauptinduktivität (der Grundwelle $\nu = 1$), für die beim Kurzschlussläufer gilt:

$$L_{rh} = \mu_0 N_r^2 k_{wr}^2 \frac{2m_r}{\pi^2} \frac{l_{Fe} \tau_p}{p\delta} = \mu_0 \left(\frac{1}{2}\right)^2 1^2 \frac{2m_r}{\pi^2} \frac{l_{Fe} \tau_p}{p\delta} = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{Q_r}{\pi^2} \frac{l_{Fe} \tau_p}{p\delta}. \quad (4.24)$$

Der Teil des Rotorfeldes $B_{r,\nu=\mu=1}(x,t)$, dessen Feldlinien sich innerhalb des Rotors schließen und die nicht von diesem in den Stator übertreten, wird Rotorstreu Feld genannt. Der entsprechende Streufluss $\underline{\Phi}_{r\sigma}$ kann mit Hilfe der Streuinduktivität $L_{r\sigma}$ in Abhängigkeit des Rotorstroms \underline{I}_r beschrieben werden. Die durch diesen Streufluss $\underline{\Phi}_{r\sigma}$ in den Rotorkäfig induzierte Spannung $\underline{U}_{i,r\sigma}$ ist analog zu Gleichung (4.23) :

$$\underline{U}_{i,r\sigma} = j\omega_r L_{r\sigma} \underline{I}_r = j2\pi f_r L_{r\sigma} \underline{I}_r. \quad (4.25)$$

Dabei setzt sich die Streuinduktivität des Rotors $L_{r\sigma}$ aus der Streuinduktivität der Rotornuten $L_{r\sigma Q}$ und aus der Streuinduktivität der Kurzschlussringe $L_{r\sigma b}$ zusammen:

$$L_{r\sigma} = L_{r\sigma Q} + L_{r\sigma b}. \quad (4.26)$$

Vorschläge zur Berechnung dieser beiden Maschinenparameter sind in [23, 25, 26, 27, 28, 29] zu finden und werden hier nicht weiter vertieft. Abbildung 4.5 zeigt im rechten Teil das Ersatzschaltbild für den Rotorkäfig einer KLASM unter Vernachlässigung aller Oberwellen und –Schwingungen. In diesem Ersatzschaltbild werden nur Spannungsquellen, Ströme, ohm'sche Widerstände und Induktivitäten verwendet. Das Verhalten dieser Bauteile ist in der Elektrotechnik bestens bekannt, wodurch sich sehr einfach aus dem in Abbildung 4.5 zu sehenden Ersatzschaltbild die in Gleichung (4.27) angegebene

Beziehung für den Rotor einer KLASM ohne Berücksichtigung der Oberwellen (Grundwellenmotor) ergibt:

$$j\omega_r M_{rs} \underline{I}_s + j\omega_r L_{rh} \underline{I}_r + j\omega_r (L_{r\sigma Q} + L_{r\sigma b}) \cdot \underline{I}_r + R_r \underline{I}_r = 0. \quad (4.27)$$

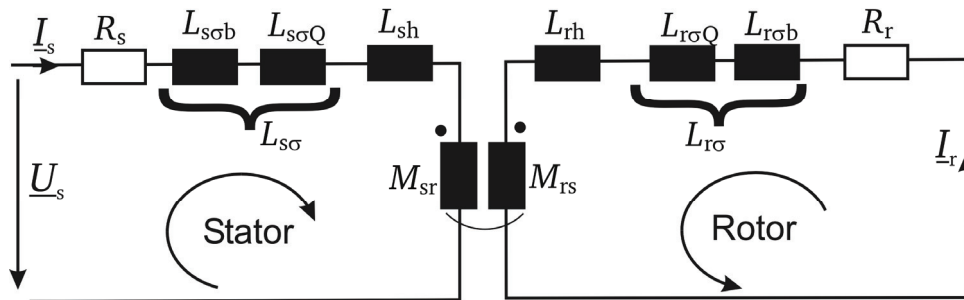


Abbildung 4.5: („Grundwellen“-)Ersatzschaltbild einer KLASM mit galvanisch getrennten Stator- und Rotormaschen. Durch die Gegeninduktivitäten M_{sr} bzw. M_{rs} sind beide Maschen magnetisch miteinander gekoppelt.

4.1.3. Statorspannungsgleichung der ASM (Grundwellenverhalten)

Analog zu der in Abschnitt 4.1.2 vorgestellten Herleitung eines Berechnungsmodells für den Rotorkäfig wird in diesem Abschnitt ein Ersatzschaltbild für die Statorseite vorgestellt. Die in eine Spule mit N_c Windungen von der Grundwelle des Rotorfeldes $B_{rv=\mu=1}(x,t)$ effektive induzierte Spannung $U_{i,c}$ je Strang U, V oder W lautet:

$$U_{i,c} = \sqrt{2} \pi \cdot f \cdot N_c \cdot \frac{2}{\pi} \tau_p l_e \hat{B}_{rv=\mu=1}. \quad (4.28)$$

Im Allgemeinen ist die Drehfeldwicklung des Stators in q Nuten pro Pol und Strang verteilt. Die Lochzahl q beschreibt die Anzahl der Nuten pro Pol und Strang und legt zusammen mit der Strangzahl m und der Anzahl der Pole $2p$ die Anzahl der Statornuten Q_s fest:

$$Q_s = 2 \cdot p \cdot q \cdot m. \quad (4.29)$$

Da die Nuten eines Strangs räumlich um die Ständernutteilung versetzt sind, sind auch die Phasenlagen der durch die Läufergrundwelle dort induzierten Spulenspannungen um den Winkel $\alpha_Q = \omega \cdot t = 2\pi / (2mq)$ phasenverschoben (Abbildung 4.6).

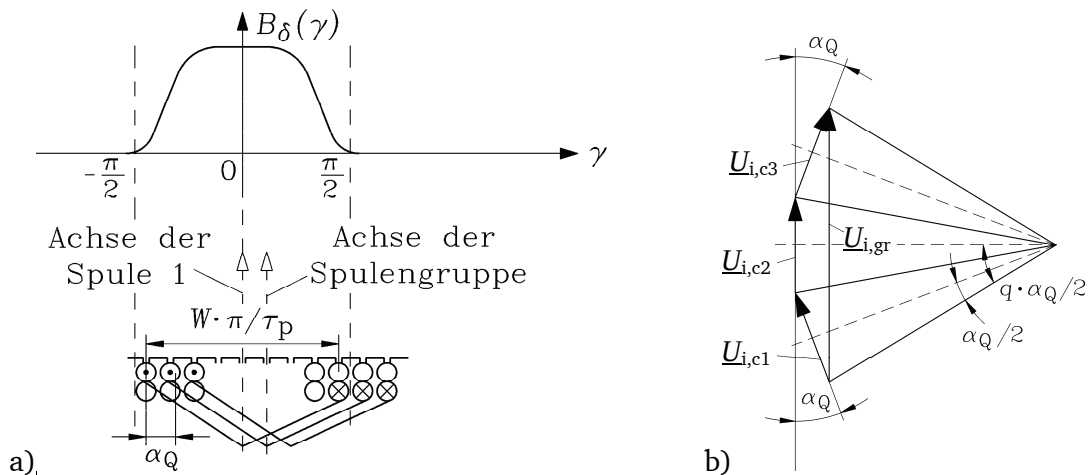


Abbildung 4.6: Das Läuferfeld $B_\delta(\gamma)$ induziert eine Spannung in eine Spulengruppe aus $q = 3$ Spulen. a) Relative Lage des Läuferfelds zur Ständerspulengruppe zum Zeitpunkt maximaler Flussverketzung mit Spule Nr.1, b) Die vektorielle Addition der in die Spulen der Spulengruppe aus $q = 3$ Spulen induzierte Spannung einer μ -ten Läuferfeldwelle ist betragsmäßig um den Zonenfaktor $k_{d,\mu}$ kleiner als die Summe der Beträge der einzelnen induzierten Spannungen [26].

Das bedeutet, dass die induzierte Spannung in eine Spulengruppe $\underline{U}_{i,gr}$ kleiner ist als das Dreifache der Spulenspannung $\underline{U}_{i,c}$, da die Phasenlage der q induzierten Spulenspannungen mitberücksichtigt werden muss. Daher wird für eine Spannungsinduktion durch die μ -te Feldwelle der Zonenfaktor $k_{d\mu}$ definiert, der das Verhältnis aus der induzierten Spannung einer Spulengruppe $\underline{U}_{i,gr\mu}$ zum q -fachen der einzelnen Spulenspannungen $\underline{U}_{i,c\mu}$ ist. Dieses Verhältnis ist aufgrund der unterschiedlichen Wellenlängen der Oberwellen und der dadurch unterschiedlichen Phasenlagen $\alpha_{Q\mu} = \mu \cdot \omega \cdot t = \mu \cdot 2\pi / (2mq)$ unterschiedlich groß (Tabelle 4.1):

$$k_{d\mu} = \frac{\hat{U}_{i,gr\mu}}{q \hat{U}_{i,c\mu}} = \frac{2 \sin\left(q \frac{\alpha_{Q\mu}}{2}\right)}{q \cdot 2 \sin\left(\frac{\alpha_{Q\mu}}{2}\right)} = \frac{\sin\left(\mu \frac{\pi}{2m}\right)}{q \cdot \sin\left(\mu \frac{\pi}{2mq}\right)} \stackrel{\mu=1}{=} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2m}\right)}{q \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2mq}\right)}. \quad (4.30)$$

Weiterhin werden Drehfeldwicklungen zur Reduzierung von Oberwellen im Luftspalt geseht ausgeführt. Das heißt, die Spulenweite W ist kleiner als die Polteilung $\tau_p = \pi d_{si} / 2p$. Damit ändert sich nach [25, 26] der mit der Spule verkettete Fluss der Grund- und Oberwellen. Während die (meist sehr kleine) Reduktion des Grundwellenflusses nachteilig ist, kann durch die Sehnung je nach Verhältnis von Spulenweite zu Polteilung W / τ_p eine erhebliche Reduktion von gewissen Oberwellen erreicht werden, was das Betriebsverhalten der Maschine deutlich verbessern kann. Weiterhin kann durch die Verkürzung der Spulen eine Einsparung von Kupfer erreicht werden, was neben den Herstellungskosten auch die Stromwärmeverluste des Stators $P_{Cu,s}$ senkt. Um die Reduktion des Flusses bei der Berechnung der in einen Strang induzierten Spannung zu berücksichtigen, wird analog zum Zonenfaktor $k_{d\mu}$ der so genannte Sehnungsfaktor $k_{p\mu}$ definiert (Tabelle 4.1):

$$k_{p\mu} = \sin\left(\mu \frac{\pi}{2} \cdot \frac{W}{\tau_p}\right) \stackrel{\mu=1}{=} \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{W}{\tau_p}\right). \quad (4.31)$$

Der Wicklungsfaktor $k_{w\mu}$ wird als Produkt aus Zonen- und Sehnungsfaktor definiert:

$$k_{w\mu} = k_{d\mu} \cdot k_{p\mu}. \quad (4.32)$$

Damit lässt sich die durch ein Rotorfeld μ -ter Ordnung $B_{r\mu}$ in den Strang einer Drehfeldwicklung induzierte Spannung $U_{i,\mu}$ wie folgt beschreiben [25, 26]:

$$U_{i,\mu} = \sqrt{2}\pi \cdot f \cdot N \cdot k_{w\mu} \cdot \frac{2}{\pi} \tau_p l_e \hat{B}_{r\mu} \stackrel{\mu=1}{\Rightarrow} U_{i,\mu=1} = \sqrt{2}\pi \cdot f \cdot N_s \cdot k_{wv=1} \cdot \frac{2}{\pi} \tau_p l_e \hat{B}_{rv=1}. \quad (4.33)$$

Analog zur Gleichung (4.20) kann die von der Läufergrundwelle $B_{rv=\mu=1}$ induzierte Spannung $\underline{U}_{i,s\mu}$ über die Gegeninduktivität $M_{sr,\mu}$ (Index sr: Induktion in den Stator vom Rotor) in Abhängigkeit der jeweiligen Läuferstromüberschwingung \underline{I}_{rv} beschrieben werden [26]:

$$\underline{U}_{i,\mu} = \underline{U}_{h,s\mu} = j\omega_s M_{sr,\mu} \underline{I}_{r\mu} = j2\pi f_s M_{sr,\mu} \underline{I}_{rv} \stackrel{v=\mu=1}{\Rightarrow} \underline{U}_{h,s} = j2\pi f_s M_{sr} \underline{I}_r. \quad (4.34)$$

Für die Gegeninduktivität $M_{sr,\mu}$ gilt dabei:

$$M_{sr,\mu} = \mu_0 N_s k_{ws\mu} N_r k_{wr\mu} \cdot \frac{2m_r}{\pi^2} \frac{1}{\mu^2} \frac{\tau_p l_{Fe}}{p \delta} \stackrel{v=\mu=1}{\Rightarrow} M_{sr} = \mu_0 N_s k_{ws} N_r k_{wr} \cdot \frac{2m_r}{\pi^2} \frac{1}{p} \frac{\tau_p l_{Fe}}{\delta}. \quad (4.35)$$

Tabelle 4.1: Zonen-, Sehnungs- und Wicklungsfaktoren der Mastermotoren AH80 und AH100 bis zum zweiten Nutharmonischenpaar (NH) des Statorfeldes bei unterschiedlicher Sehnung. Die Originalmotoren sind mit einer Einschichtwicklung versehen, weswegen der Sehnungsfaktor $k_p = 1$ ist (Kenndaten der Motoren siehe Anhang A: Maschinendaten).

ν	$k_d (q = 3)$	k_p bei $W/\tau_p =$		k_w bei $W/\tau_p =$	
		7/9	8/9	7/9	8/9
1	0,959	0,941	0,985	0,902	0,945
-5	0,218	0,174	-0,642	0,038	-0,140
7	-0,177	0,77	-0,344	-0,136	0,061
-11	-0,177	-0,77	-0,344	0,136	0,061
13	0,218	-0,174	-0,642	-0,038	-0,140
-17 NH	0,959	-0,941	0,985	-0,902	0,945
19 NH	0,959	-0,941	0,985	-0,902	0,945
-23	0,218	-0,174	-0,642	-0,038	-0,140
25	-0,177	-0,77	-0,344	0,136	0,061
-29	-0,177	0,77	-0,344	-0,136	0,061
31	0,218	0,174	-0,642	0,038	-0,140
-35 NH	0,959	0,941	0,985	0,902	0,945
37 NH	0,959	0,941	0,985	0,902	0,945

Für die hier betrachteten KLASM gilt $k_{w\tau\mu} = 1$, $m_r = Q_r$ und $N_r = 1/2$, weshalb Gleichung (4.35) folgendermaßen vereinfacht werden kann:

$$M_{sr} = \mu_0 N_s k_{ws} \cdot \frac{2Q_r}{\pi^2} \frac{1}{p} \frac{\tau_p l_{Fe}}{\delta} \quad (4.36)$$

Das mit Synchrongeschwindigkeit $v_{syn} = 2 \cdot f_s \cdot \tau_p$ entlang des Luftspalts δ wandernde Stator-Drehfeld B_s induziert die Selbstinduktionsspannung $\underline{U}_{i,s}$ in die Drehfeldwicklung des Stators:

$$\underline{U}_{i,s} = j \omega_s L_{sh} \underline{I}_s \quad (4.37)$$

Weiterhin treten auch im Stator Streufelder $\underline{\Phi}_{s\sigma}$ in den Nuten und an den Wickelköpfen auf. Die Länge der Wickelköpfe l_b ist zudem noch maßgebend für den Strangwiderstand R_s , da die beiden Wickelköpfe zusammengenommen (gerade bei Motoren kleiner Achshöhen) bei verteilten Wicklungen oft deutlich länger sind als der Wicklungsteil in den Nuten im aktiven Eisen. Die Länge der Wickelköpfe l_b hängt dabei vom Wicklungstyp und von den -Eigenschaften (Einschicht- oder Zweischichtwicklung, konzentrische oder verteilte Spulen, Windungszahl N_s, \dots) und von den von Hersteller zu Hersteller unterschiedlichen Methoden zum Richten der Wickelköpfe ab. Vorschläge zur Berechnung der Streuinduktivität $L_{s\sigma}$ des Stators sind in [23, 25, 26, 27, 28, 29] zu finden. Die im Berechnungsprogramm KLASYS in Abhängigkeit der Nutform verwendeten Formeln für die Nutstreuinduktivitäten von Stator und Rotor sind in [30, 31] zusammengefasst. Analog zur Gleichung (4.26) für den Rotor lässt sich die Statorstreuinduktivität $L_{s\sigma}$ als Summe aus Wickelkopfstreuinduktivität $L_{s\sigma b}$ und der Nutstreuinduktivität $L_{s\sigma Q}$ beschreiben:

$$L_{s\sigma} = L_{s\sigma Q} + L_{s\sigma b} \quad (4.38)$$

Für den ohm'schen Widerstand R_s je Statorstrang gilt:

$$R_s = \frac{1}{\kappa(\vartheta)} \cdot \frac{N_s \cdot 2 \cdot (l_{Fe} + l_b)}{a \cdot a_i \cdot A_{Cu}} = \frac{1}{\kappa(\vartheta)} \cdot \frac{N_s \cdot 2 \cdot l_c}{a \cdot a_i \cdot A_{Cu}} \quad (4.39)$$

Dabei steht l_c für die mittlere Länge einer Windung der Spule, A_{cu} für die Querschnittsfläche des Drahtes, a für die Anzahl paralleler Wicklungszweige je Strang, a_i für die Anzahl paralleler Teilleiter je Windung und κ für den von der jeweiligen Temperatur ϑ abhängigen spezifischen elektrischen Leitwert des verwendeten Leitermaterials. Die Windungszahl N_s je Strang ist für Zweischichtwicklungen bei sonst gleichen Parametern doppelt so groß wie für Einschichtwicklungen:

$$N_s = \frac{pqN_c}{a} \quad \text{Einschichtwicklung,} \quad (4.40)$$

$$N_s = \frac{2pqN_c}{a} \quad \text{Zweischichtwicklung.} \quad (4.41)$$

Die Parameter werden zu dem auf der linken Seite in Abbildung 4.5 zu sehenden Ersatzschaltbild zusammengefasst, woraus sich die Maschengleichung in Gleichung (4.42) ergibt:

$$\underline{U}_s = j\omega_s M_{sr} \underline{I}_r + j\omega_s L_{sh} \underline{I}_s + j\omega_s (L_{sgQ} + L_{sgb}) \cdot \underline{I}_s + R_s \underline{I}_s. \quad (4.42)$$

4.1.4. Zusammenführen der Ersatzschaltbilder des Stators und des Rotors

Die in den Abschnitten 4.1.2 und 4.1.3 vorgestellten Ersatzschaltbilder erlauben eine getrennte Berechnung der Betriebsgrößen des Stators und Rotors. Abbildung 4.5 zeigt die über die Gegeninduktivitäten M_{rs} bzw. M_{sr} des Rotors bzw. Stators magnetisch gekoppelten Kreise. Um die Berechnung mit diesem Ersatzschaltbild zu vereinfachen und ein für Stator und Rotor gleichermaßen gültiges galvanisch verbundenes Ersatzschaltbild zu erhalten, werden i. A. die Größen des Rotors auf die Statorseite bezogen. Dies wird über eine Umrechnung der Parameter über einen Umrechnungsfaktor \ddot{u} erreicht. Prinzipiell kann dieser Faktor beliebig gewählt werden. Der Einfachheit halber wird der Parameter so gewählt, dass nur die Rotorparameter umgerechnet werden müssen, und die Parameter des Stators unverändert bleiben.

Die Schnittstelle der Ersatzschaltbilder des Stators und des Rotors ist die von der Feldgrundwelle im Luftspalt mit der Amplitude $\hat{B}_{\delta v=1}$ in die Statorwicklung bzw. in einen Rotorstab induzierte Hauptfeldspannung $\underline{U}_{h,s}$ bzw. $\underline{U}_{h,r}$ (siehe Gleichungen (4.34) bzw. (4.20)). Wenn das Eisen als ungesättigt angenommen wird (Permeabilität des Eisens $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$) und die Abdämpfung des Statorfeldes B_{sv} durch das ihm (fast) entgegen gesetzte Rotorgrundfeld $B_{rv} = v$ (vgl. Abschnitt 4.3.2.2) vernachlässigt wird, gilt für die vom Strom \underline{I}_s erregte Grundwelle der Flussdichte im Luftspalt [23, 25, 26, 27, 32]:

$$B_{\delta v=1}(x, t) = \hat{B}_{\delta v=1} \cdot \cos\left(\frac{x \cdot \pi}{\tau_p} + 2\pi f \cdot t\right), \quad (4.43)$$

$$\hat{B}_{\delta v=1} = \hat{B}_{\delta} = \frac{\mu_0}{\delta} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{m}{p} \cdot N_s \cdot k_{ws} \cdot I_s.$$

Damit im Stator und im Rotor die gleiche Spannungsgrundschwingung induziert wird, muss in der Ständerwicklung ein m_s -phasiges Stromsystem \underline{I}_r' fließen, welches die gleiche magnetische Spannungsamplitude erregt wie das m_r -phasige Läuferstabstromsystem $|\underline{I}_{stab}| = |\underline{I}_r|$. Daher gilt:

$$\hat{B}_{\delta} = \frac{\mu_0}{\delta} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{m_s}{p} N_s \cdot k_{ws} \cdot I_r' = \frac{\mu_0}{\delta} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{m_r}{p} N_r \cdot k_{wr} \cdot I_r. \quad (4.44)$$

Damit ergibt sich ein Umrechnungsfaktor für die Ströme \ddot{u}_1 von:

$$\ddot{u}_1 = \frac{k_{ws} N_s m_s}{k_{wr} N_r m_r} \stackrel{\text{KLASM}}{=} \frac{2k_{ws} N_s m_s}{Q_r} = \frac{\underline{I}_r}{\underline{I}_r'} \quad (4.45)$$

Vergleicht man die Formeln (4.34) und (4.20) für die Hauptfeldspannungen von Stator und Rotor $\underline{U}_{h,s}$ bzw. $\underline{U}_{h,r}$, so wird deutlich, dass sie sich um die Faktoren $N_s \cdot k_{ws}$ bzw. $N_r \cdot k_{wr}$ unterscheiden. Folglich gilt für das Übersetzungsverhältnis der Spannungen \ddot{u}_U :

$$\ddot{u}_U = \frac{k_{ws} N_s}{k_{wr} N_r} = 2k_{ws} N_s = \frac{U_r'}{U_r} \quad (4.46)$$

Mit diesen Faktoren können nun die Selbst- und Gegeninduktivitäten des Rotors auf die Statorseite wie folgt umgerechnet werden:

$$L_h = L_{sh} = \ddot{u}_U \cdot M_{sr} = \ddot{u}_1 \cdot M_{rs} = \mu_0 N_s^2 k_{ws}^2 \cdot \frac{2m_s}{\pi^2} \frac{l_{Fe} \tau_p}{p \delta}, \quad (4.47)$$

$$L_h = \ddot{u}_U \ddot{u}_1 L_{rh} = \left(\frac{k_{ws} N_s}{k_{wr} N_r} \right)^2 \frac{m_s}{m_r} \cdot \mu_0 N_r^2 k_{wr}^2 \frac{2m_r}{\pi^2} \frac{l_{Fe} \tau_p}{p \delta}.$$

Wird ein Parameter auf die Statorseite bezogen, so wird dies im weiteren Verlauf durch einen Apostroph „ ' “ an der Variablen angezeigt. Die Formeln (4.48) fassen die Regeln zur Umrechnung der Rortorgößen in Bezug zur Statorseite zusammen:

$$R_r' = \ddot{u}_U \ddot{u}_1 R_r \quad L_{r\sigma}' = \ddot{u}_U \ddot{u}_1 L_{r\sigma} \quad L_r' = \ddot{u}_U \ddot{u}_1 L_r \quad I_r' = \frac{I_r}{\ddot{u}_1} \quad \ddot{u}_U U_r = U_r' \quad (4.48)$$

Weiterhin muss beachtet werden, dass der Berechnung der Reaktanzen des Stators $X_s = 2\pi f_s L_s = \omega_s L_s$ und des Rotors $X_r = 2\pi f_r L_r = \omega_r L_r$ unterschiedliche Kreisfrequenzen ω zu Grunde liegen. Da für die Rortorfrequenz $f_r = s f_s$ gilt, müssen die Rortor-Ersatzschaltbildparameter zusätzlich noch durch den Schlupf $s = (n_{syn} - n) / n_{syn}$ dividiert werden, um ein Ersatzschaltbild für den Rotor und Stator zu erhalten. Das entsprechende T-Ersatzschaltbild ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Daraus ergeben sich folgende Maschengleichungen für den Stator und den Rotor:

$$\underline{U}_s = R_s \underline{I}_s + jX_{s\sigma} \underline{I}_s + jX_h \cdot (\underline{I}_s + \underline{I}_r') \quad \text{für den Stator,} \quad (4.49)$$

$$0 = \frac{R_r'}{s} \underline{I}_r' + jX_{r\sigma}' \underline{I}_r' + jX_h \cdot (\underline{I}_s + \underline{I}_r') \quad \text{für den Rotor mit } X_r' = 2\pi f_s L_r' = \omega_s L_r'. \quad (4.50)$$

Die Addition der beiden Stromzeiger \underline{I}_s und \underline{I}_r' ergibt den Magnetisierungsstrom \underline{I}_m , der den Strombedarf zur Magnetisierung des gesamten Eisenkreises darstellt.

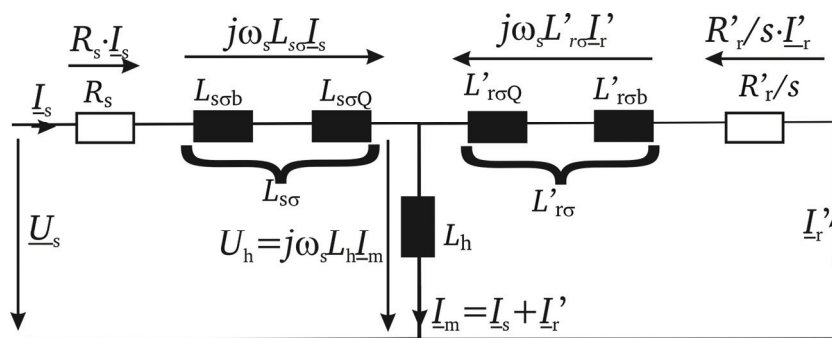


Abbildung 4.7: T-Ersatzschaltbild der KLASM. Es ergibt sich aus dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 4.5 durch Umrechnung der rotorseitigen Parameter auf die Statorseite gemäß Gleichung (4.48), was durch Kennzeichnung mit einem Apostroph bei den Parametern deutlich gemacht wird [26, 28, 29, 33].

4.1.5. Berücksichtigung des Einflusses von Oberwellen und der Sättigung im Ersatzschaltbild

Das im vorangegangenen Abschnitt 4.1.4 vorgestellte Ersatzschaltbild beschreibt das Verhalten des Grundwellenmotors ohne Berücksichtigung von Oberwelleneffekten. Tatsächlich haben die u. A. aufgrund von den in Nuten verteilten Wicklungen und durch Sättigungseffekte hervorgerufenen Oberwel-

len im Luftspalt einen erheblichen Einfluss auf das Betriebsverhalten der Motoren. Neben den durch sie erregten Geräuschen (siehe Kapitel 5) und Oberwellenmomenten (siehe Abschnitt 4.4) werden auch die Betriebsströme von Stator und Rotor beeinflusst. Daher muss das T-Ersatzschaltbild erweitert werden. Die klassische Methode [25, 26, 27, 29, 32], den Einfluss der Oberwellen im Ersatzschaltbild aus Abbildung 4.7 zu berücksichtigen, ist die Einführung der Oberwellenstreuinduktivität $L_{r/s\sigma os}$ als zusätzlichen Teil der Streuinduktivitäten von Stator bzw. Rotor. Dann gilt für die Gleichungen (4.38) bzw. (4.26):

$$L_{s\sigma} = L_{s\sigma Q} + L_{s\sigma b} + L_{s\sigma os}, \quad (4.51)$$

$$L_{r\sigma} = L_{r\sigma Q} + L_{r\sigma b} + L_{r\sigma os}. \quad (4.52)$$

Mit (4.51), (4.52) werden nur die Selbstinduktionsspannungen (analog zu (4.37), (4.23)) der einzelnen ν -ten Stator- und μ -ten Rotorfeldoberwellen berücksichtigt. Die Gegeninduktionsspannungen (analog zu (4.20), (4.34)) werden vernachlässigt, so dass weiterhin nur \underline{L}_s und \underline{L}'_r auftreten.

Die Berechnung der Oberwellenstreuinduktivität $L_{\sigma os} = \sigma_{os} L_h$ wird dabei über die Hauptinduktivität und die Oberwellenstreuinduktivität σ_{os} vorgenommen. Für den Stator gilt:

$$\sigma_{os} = \sum_{\nu} \left(\frac{k_{ws\nu}}{\nu \cdot k_{ws\nu=1}} \right)^2 - 1. \quad (4.53)$$

Der Wert liegt bei Ganzlochwicklungen (q : ganze Zahl) in der Regel zwischen 0.08 und 0.1. Die Berechnung für den Rotor ist in [25, 26, 27, 29] zu finden.

In dieser Arbeit wird jedoch eine alternative Methode nach *Weppeler* zur Berücksichtigung der Oberwellen im T-Ersatzschaltbild verwendet. Die in [23, 31, 34, 35, 36, 37] vorgestellte Methode berücksichtigt die durch die Oberwellenstreuflüsse in den Stator induzierten Spannungen anhand zweier Spannungsquellen $\Delta \underline{U}_1$ und $\Delta \underline{U}_2$, welche die Streuinduktivität $L_{s\sigma os}$ ersetzen. Der Vorteil dieser Methode ist, dass der Einfluss der Oberwellen für die unterschiedlichen Betriebspunkte genauer erfasst werden kann. Je nach Betriebspunkt ändert sich die Flussverteilung in der Maschine und damit die entsprechenden Sättigungsverhältnisse. Während sich die Spannung $\Delta \underline{U}_1$ auf die vom Magnetisierungsstrom \underline{I}_m abhängigen Feldoberwellen aufgrund der verteilten Wicklung und der doppelseitigen Nutung bezieht (Abbildung 4.8a), ist der Spannungsfall $\Delta \underline{U}_2$ abhängig vom Laststrom \underline{I}'_r und berücksichtigt sättigungsabhängig den Einfluss des so genannten Luftspalt- oder auch Spaltstreuflusses (auch Zick-Zack-Streufluss genannt) $\Phi_Z(x,t)$. Im Niedriglastbereich und besonders im Leerlaufbetrieb ist der Einfluss der Hauptfeldsättigung groß und wird über den Hauptfeldsättigungsfaktor k_h bei der Berechnung von $\Delta \underline{U}_1$ berücksichtigt. Die Berechnung von $\Delta \underline{U}_2$ hängt dagegen von der Sättigung der Streufelder ab, die bei großen Schlupfwerten (z. B. Kurzschlussbetrieb mit $s = 1$) großen Einfluss auf das Betriebsverhalten hat und über den integralen Zahnkopsättigungsfaktor K_{ZK} berücksichtigt wird [23, 31, 34]. Der Grund für die Bezeichnung Zick-Zack-Streufluss Φ_Z wird in Abbildung 4.9b) deutlich. Aufgrund der mit steigendem Schlupf s und daher steigender Belastung größer werdenden Ankerrückwirkung wird das Feld aus dem Rotor in den Luftspalt gedrängt, wo es sich „zick-zack“-förmig über die Zahnköpfe von Stator und Rotor und über das Statorjoch schließt. Dabei werden die Zahnköpfe stark gesättigt. Bei kleinen Schlupfwerten und damit nur geringer Ankerrückwirkung können die Feldlinien aus dem Stator (weitestgehend) ungedämpft in den Rotor eindringen und damit den gesamten Eisenkreis magnetisieren (Abbildung 4.8b). Das Hauptfeld ist also bei kleinen Schlupfwerten dominant und maßgebend für die Sättigung des Eisenkreises. Der Hauptfeldsättigungsfaktor k_h ergibt sich aus dem Verhältnis des Durchflutungsbedarfs zur Magnetisierung des Luftspaltes V_L zum gesamten Magnetisierungsbedarf $V_{gesamt} = V_L + V_{Joch,s/r} + V_{Zahn,s/r}$ in jedem Arbeitspunkt und ist dadurch stets kleiner 1 [23, 34]:

$$k_h = \frac{V_L}{V_L + V_{Joch,s} + V_{Joch,r} + V_{Zahn,s} + V_{Zahn,r}}. \quad (4.54)$$

Zur analytischen Berechnung der Sättigungsverhältnisse des Hauptfeldes im Blechpaket wird der Eisenkreis in magnetische Ersatzwiderstände der einzelnen Teilabschnitte unterteilt und über die Vorga-

be des Flusses in den Jochen die Flussdichten in den einzelnen Teilabschnitten des Eisenkreises mit Verwendung der Eisenkennlinie $B(H)$ iterativ berechnet (siehe [23, 38, 39]). Damit lassen sich die zur Magnetisierung der Joche und Zähne benötigten Durchflutungen in (4.54) berechnen.

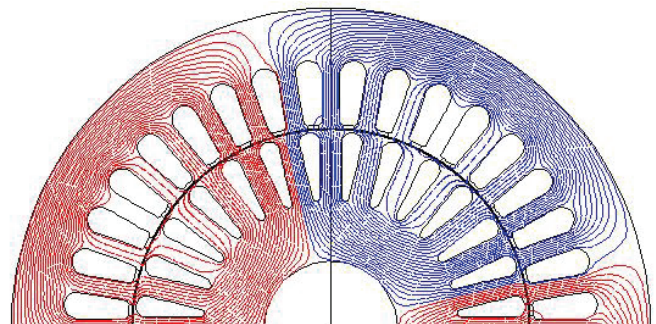
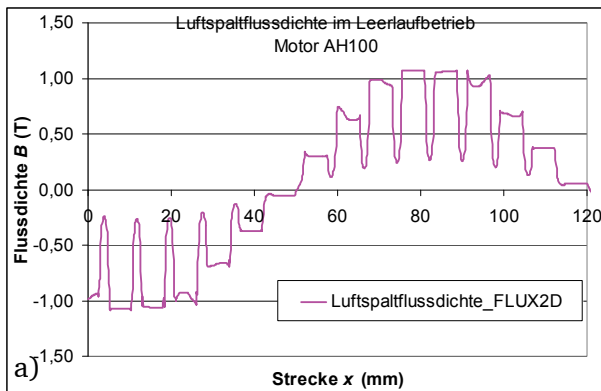


Abbildung 4.8: a) FEM-Berechnung (*FLUX2D*) der Luftspaltflussdichte $B_s(x)$ eines Polpaars zu einem Zeitpunkt $t = 0$ s des Motors der AH100 im Leerlauf $s = 0$; $U_N = 400$ VY. Es sind deutlich die Treppenform aufgrund der verteilten Wicklung und die Feldeinbrüche durch die Statornutung sichtbar. b) zugehörige zweidimensionale Feldverteilung, berechnet mit FEM (*FLUX2D*) [36, 37].

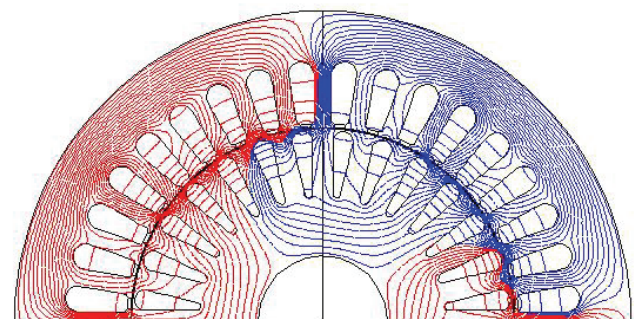
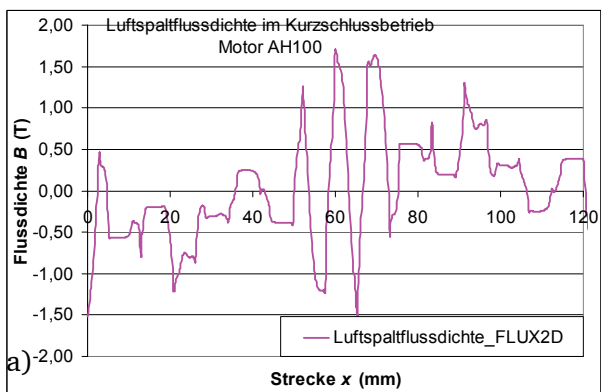


Abbildung 4.9: a) FEM-Berechnung (*FLUX2D*) der Luftspaltflussdichte $B_s(x)$ eines Polpaars zu einem Zeitpunkt $t = 0$ s des Motors der AH100 im Anlauf- oder Kurzschlusspunkt $s = 1$; $U_N = 400$ VY. b) zugehörige zweidimensionale Feldverteilung, berechnet mit FEM (*FLUX2D*) mit deutlich sichtbarem Zick-Zack-Streufeld im Luftspalt [36, 37].

Deutlich sichtbar ist diese Hauptfeldsättigung in der Leerlaufkennlinie einer KLASM (Abbildung 4.11a). Mit steigender Klemmenspannung und damit steigender Flussdichte im Eisenkreis steigt die Eisensättigung und damit der Magnetisierungsbedarf V_{gesamt} , was durch einen sinkenden Hauptfeldsättigungsfaktor k_h deutlich wird. Die Hauptinduktivität L_h im Ersatzschaltbild (Abbildung 4.7) ist proportional zum Hauptfeldsättigungsfaktor k_h , und sinkt mit steigendem Sättigungsgrad, wodurch der Magnetisierungsstrom I_m , der im Leerlauf in etwa dem gemessenen Strangstrom I_{s0} entspricht, nicht mehr linear ansteigt:

$$U_h = X_{h,\text{ges}}(I_m) \cdot I_{s0} = \mu_0 N_s^2 k_{ws}^2 \cdot \frac{2m_s}{\pi^2} \frac{l_{Fe} \tau_p}{p} \cdot \frac{1}{k_h} \cdot I_{s0} < X_h \cdot I_{s0} \quad (4.55)$$

Mit steigender Belastung steigt der Hauptfeldsättigungsfaktor k_{h0} bei ungeschragten Rotoren wieder an, da durch die Ankerrückwirkung und die damit verbundene Feldverdrängung aus dem Rotor der Eisenkreis im Rotor entsättigt (k_{h0} in Abbildung 4.10a). Durch die Schrägung wird der Anteil der Oberschwingungen der Rotorströme I_{rv} stark reduziert. Damit wird auch deren abdämpfende Wirkung für die eindringenden Felder des Stators geschwächt, wodurch diese weiter in den Rotor eindringen können als im ungeschragten Fall. Zusätzlich verstärken die Rotorquerströme I_q die Sättigung des Haupt-

feldes im Falle geschrägter Rotornuten und nicht isolierter Rotorstäbe. Daher steigt der entsprechende Sättigungsfaktor k_h (Abbildung 4.10a) bei steigender Last nicht wieder an, sondern fällt mit steigendem Schlupf s weiter ab. Die ebenfalls in Abbildung 4.10a) angegebene Kurve aus der FEM-Untersuchung der Hauptfeldsättigung aus [21] ist mit der Kurve für den ungeschrägten Rotor k_{h0} zu vergleichen, da es sich um ein 2D-FEM-Modell handelt, bei dem nur ungeschrägte Rotoren berechnet werden können. Die FEM-Ergebnisse zeigen, dass die Hauptfeldsättigung im Falle ungeschrägter Motoren analytisch gut erfasst wird.

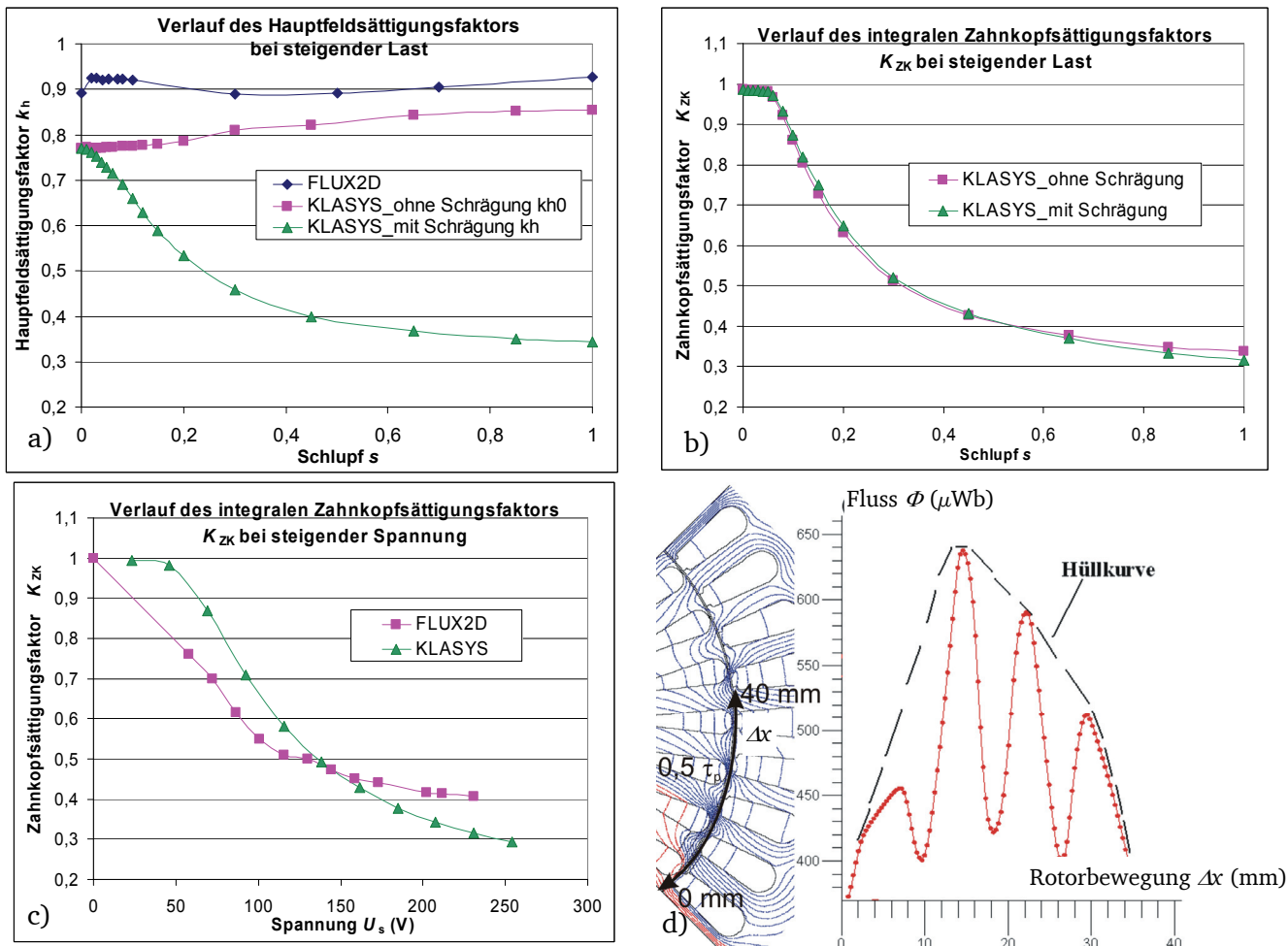


Abbildung 4.10: a) Verlauf der Hauptfeldsättigungsfaktoren k_{h0} und k_h des Motors der AH80 ohne Schrägung bzw. mit geschrägtem Rotor bei steigender Belastung. Zum Vergleich ist der aus [21] mit Hilfe der FEM (*FLUX2D*, d.h. ohne Schrägung) ermittelte Verlauf angegeben b) Analytisch berechneter Verlauf des Zahnkopsättigungsfaktors K_{zk} des Motors AH80 bei $U = U_N = 400$ VY mit steigendem Schlupf s c) Verlauf des Zahnkopsättigungsfaktors K_{zk} bei Schlupf $s = 1$ und steigender Strangspannung für den Motor AH80. Zum Vergleich ist der aus [21] mit Hilfe der FEM (*FLUX2D*) ermittelte Verlauf angegeben d) Gesättigter Zick-Zack-Streuf Fluss $\Phi_z(\Delta x_r)$ im Rotorzahnkopf entlang des Luftspaltes bei Verdrehung des Rotors um eine halbe Polteilung $0 \leq \Delta x_r \leq \tau_p/2$ im Kurzschlussbetrieb $s = 1$ des Motors AH80 bei Bemessungsspannung $U_N = 400$ V (*FLUX2D*)[21] zum Zeitpunkt $t = 0$ s (x_r : Rotorumfangskordinate).

Mit steigender Belastung der Maschine werden die Feldlinien aus dem Rotor in den Luftspalt gedrängt. Grund dafür sind die unter Last steigenden Rotorströme I_{rv} , die die Läufergrundfelder $B_{rv=\mu}$ erregen, welche nach der Lenz'schen Regel ihrer Ursache entgegen wirken und so die Oberfelder des Stators B_{sv} stark abdämpfen und das Eindringen in den Rotor verhindern (vgl. Abschnitt 4.3.2.2). Die Spannung ΔU_2 berücksichtigt die durch den resultierenden Zick-Zack-Streuf Fluss Φ_z mit Netzfrequenz f_s in den Stator induzierte Spannung. Dieser Spaltstreuf Fluss Φ_z steigt mit steigendem Schlupf s und damit dem Laststrom I'_r und ist abhängig von dem lokalen Zahnkopsättigungsfaktor k_{zk} . In Abbildung 4.10d) ist der Verlauf des Zick-Zack-Streuf lusses $\Phi_z(\Delta x_r)$ zu einem Zeitpunkt $t = 0$ s über eine halbe Polteilung

$\tau_p/2$ dargestellt. Abbildung 4.12a) zeigt den prinzipiellen Zeitverlauf $\phi_z(t)$ des Zick-Zack-Streufusses über eine halbe Periode des Statorstroms \underline{I}_s , berechnet über eine Statornutteilung am Luftspalt. Abhängig von der Nutenzahl von Stator und Rotor entstehen Flusspulse, deren Amplituden eine Einhüllende bilden, die sich mit der Statorfrequenz f_s sinusförmig ändern. Eine analytische Beschreibung dieser Flusspulsationen, basierend auf [31, 37, 40, 41], wird in Abschnitt 4.5.4 erläutert. Abbildung 4.12b) zeigt den Grund für diese Pulse. Je nach Lage der Nutöffnungen des Rotors relativ zum Stator ist der Zick-Zack-Fluss Φ_z maximal oder minimal. Liegt eine Nutöffnung des Rotors direkt gegenüber einer Öffnung des Stators, so ergibt sich ein Minimum, und liegt die Rotornutöffnung in der Mitte eines Statorzahns, so wird der Zick-Zack-Streufuss Φ_z maximal. In Abbildung 4.12a) wird zudem der integrale Zahnkopfsättigungsfaktor K_{ZK} erläutert. Durch die Sättigung der Zahnköpfe wird die Einhüllende des Zick-Zack-Streufusses Φ_z um den lokalen Zahnkopfsättigungsfaktor k_{zk} gegenüber dem ungesättigten Fall abgeflacht. Dadurch ergeben sich zusätzliche, sättigungsbedingte Feldoberwellen von denen nur die Grundwelle mit f_s in die Statorwicklung induzieren kann. Die Amplitude dieser Grundwelle ist gegenüber dem ungesättigten Fall um den integralen Zahnkopfsättigungsfaktor K_{ZK} reduziert. Dieser Faktor hat sein Maximum bei sehr kleinen Schlupfwerten $s = 0$ und sinkt mit steigender Belastung (Abbildung 4.10b) und stärkerem Einfluss des Zick-Zack-Streufusses Φ_z . Abbildung 4.10c) zeigt den Vergleich der analytischen Berechnung des integralen Zahnkopfsättigungsfaktors K_{ZK} mit den FEM-Berechnungen gemäß [21] bei steigender Speisespannung im Kurzschlussfall ($s = 1$). Auch hier ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Die formelmäßige Beschreibung dieses Sättigungsfaktors und Berechnungsmethoden für den Zick-Zack-Streufuss $\Phi_z(x,t)$ werden in [30, 31, 34, 37, 42, 43] ausführlich betrachtet und sollen hier nicht weiter vertieft werden.

In Abbildung 4.9b) sieht man, dass unter Last (hier $s = 1$) der Nutstreufuss $\Phi_{\sigma Q}(t)$ und der Zick-Zack-Streufuss $\Phi_z(t)$ gemeinsam die Zahnköpfe sättigen. Dadurch weichen im Vergleich zur Situation ohne den Zick-Zack-Streufuss $\Phi_z(t)$ und damit reduzierter Sättigung weitaus mehr Feldlinien in die Nut des Stators und Rotors aus. Die Nutstreuinduktivitäten $L_{s/r\sigma Q}$ müssen daher bei Berücksichtigung des Zick-Zack-Streufusses $\Phi_z(t)$ im Bereich des Zahnkopfes reduziert werden. Dazu wird nach [34, 37, 42, 43] der Zahnkopf des Stators und Rotors in die Bereiche A an der Spitze zum Luftspalt hin und in die Bereiche B zum Zahnschaft hin unterteilt (Abbildung 4.13a). Über die Nutstreuinduktivitätsfaktoren $k_{ns,s/r,A/B}$ werden dann für jeden Arbeitspunkt die magnetischen Streuleitwerte λ für den betrachteten Bereich modifiziert, was eine Änderung der gesamten Nutstreuinduktivität im Stator $L_{s\sigma}$ und Rotor $L_{r\sigma}$ mit sich bringt. Eine Möglichkeit, diese Faktoren analytisch zu berechnen, wird in [34, 37, 42, 43] vorgestellt. Abbildung 4.13b) zeigt den Verlauf dieser Sättigungsfaktoren am Beispiel des Motors AH100. Abbildung 4.13c) zeigt den Verlauf der Sättigungsfaktoren im Anlaufpunkt $s = 1$ für steigende Klemmenspannungen (vgl. Abbildung 4.11b). Typisch für Motoren mit geschlossenen Rotornuten ist, dass der Sättigungsfaktor $k_{ns,r,A}$ schon bei kleiner Belastung stark absinkt, da die sehr dünnen Eisenbrücken des Nutverschlusses stark sättigen (siehe Abschnitt 4.3.2.4).

Betrachtet man die Kurzschlusskennlinien $I_{sk}(U_s)$ in Abbildung 4.11b) bzw. c), so sieht man, dass sich die Kennlinie durch die Sättigung der Streuwege bei höheren Spannungen zu höheren Strömen hin biegt. Grund dafür ist die sättigungsbedingte Reduktion der Nutstreuinduktivitäten im Stator und Rotor $L_{s/r\sigma Q}$ durch die Nutstreuinduktivitätsfaktoren $k_{ns,s/r,A/B}$. Wie Abbildung 4.10b) zeigt, sind die Verläufe von K_{ZK} im Fall geschrägter und ungeschrägter Rotoren im Kurzschlussfall ($s = 1$) unterschiedlich, weswegen die 2-dimensionale numerische Berechnung mit der analytischen Rechnung ohne Schrägung (Abbildung 4.11b) und die Messungen mit den um eine Rotornutteilung τ_{Qr} geschrägten Rotoren mit der analytischen Rechnung und Berücksichtigung der Schrägung (Abbildung 4.11c) durchgeführt werden müssen.

Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der KLASM

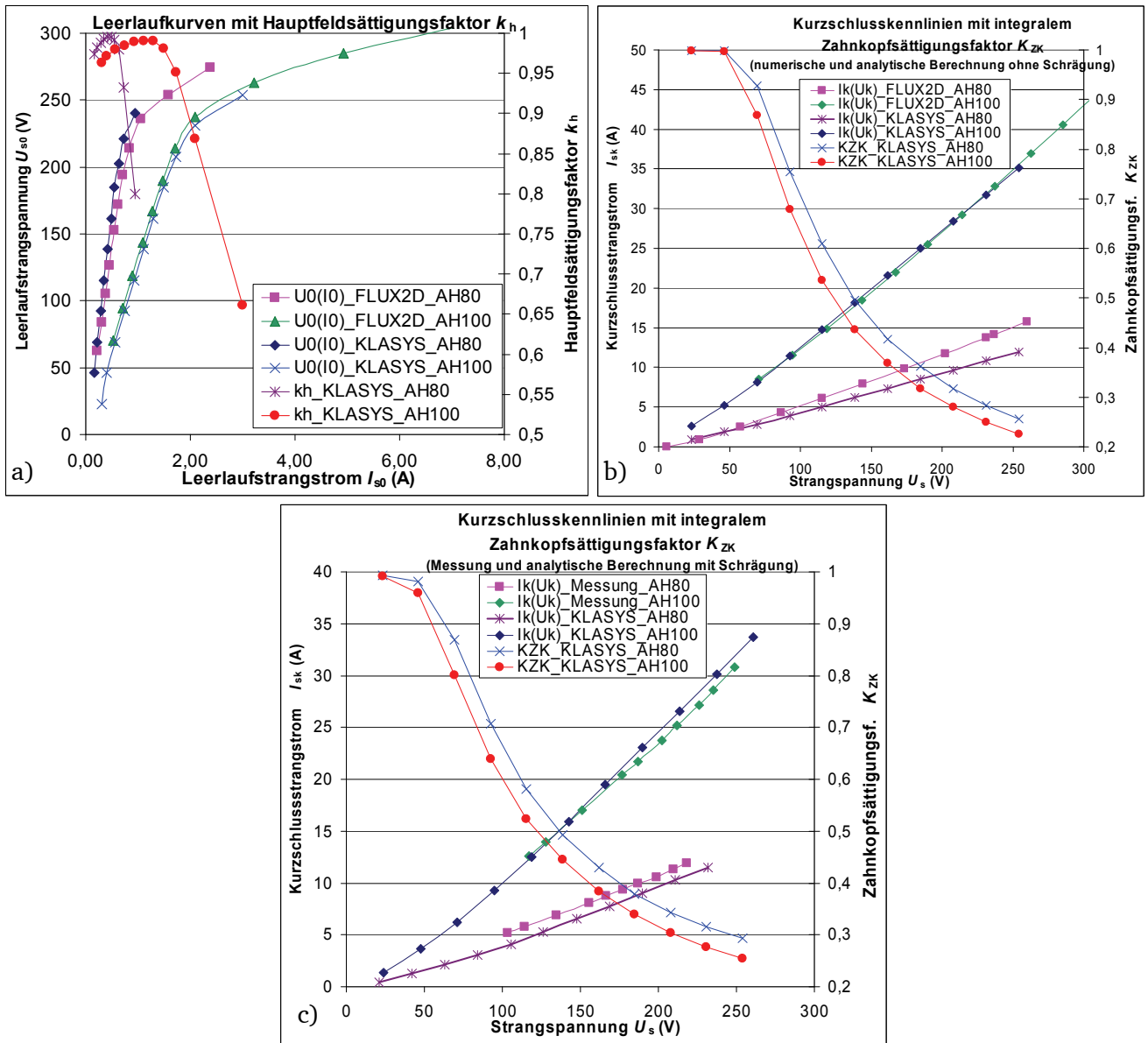


Abbildung 4.11: a) Analytisch und über FEM (*FLUX2D*) berechnete Leerlaufkennlinie der Motoren AH80 und AH100 mit entsprechendem Hauptfeldsättigungsfaktor k_h (*KLASYS*). b) Analytisch und über FEM (*FLUX2D*) berechnete Kurzschlusskennlinie der Motoren AH80 und AH100 (ohne Schrägung) mit entsprechendem integralem Zahnkopfsättigungsfaktor K_{Zk} (*KLASYS*). c) Gemessene Kurzschlusskennlinien im Vergleich mit den analytisch berechneten Kurzschlusskennlinien $I_k(U_k)$ mit entsprechenden integralen Zahnkopfsättigungsfaktor K_{Zk} für die beiden Testmotoren AH80 und AH100 (mit Berücksichtigung der Schrägung $b_{sk} = \tau_{Q1}$).

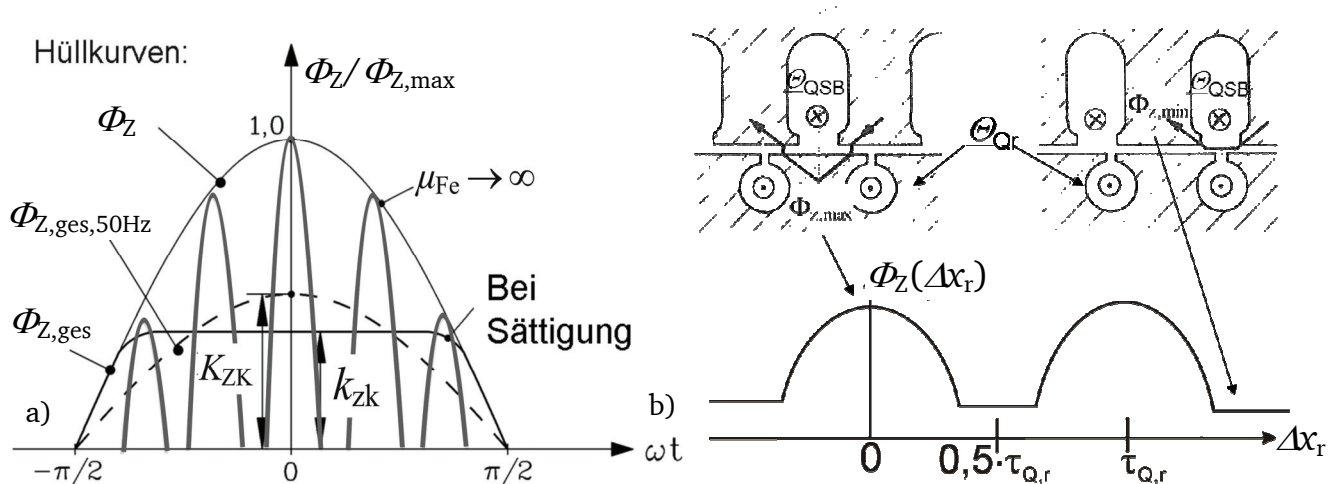


Abbildung 4.12: a) Zeitfunktion des Zick-Zack-Streufusses $\phi_z(t)$ an einer Stelle im Luftspalt und Verdeutlichung des lokalen und des integralen Zahnkopfsättigungsfaktors k_{zk} und K_{ZK} [36, 37, 40]. b) Erläuterung zur Abhängigkeit des Zick-Zack-Streufusses $\phi_z(\Delta x_r)$ zu einem Zeitpunkt t von der gegenseitigen Lage von Rotor- und Statornuten [36, 37, 40].

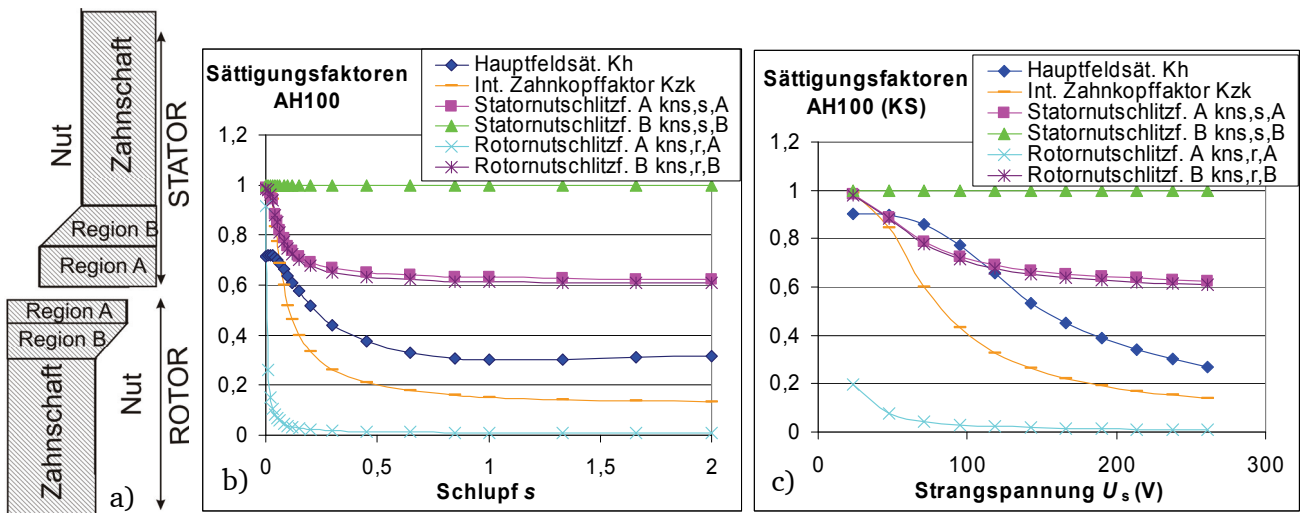


Abbildung 4.13: a) Aufteilung des Zahnkopfbereichs von Stator und Rotor in die Bereiche A und B zur Berücksichtigung des Einflusses des durch den Zick-Zack-Streufuss $\phi_z(t)$ steigenden Nutstreufusses $\phi_{\sigma Q}(t)$ auf die Nutstreuinduktivitäten $L_{s/r\sigma Q}$ im Ersatzschaltbild. b) Verlauf der Nutstreu-sättigungsfaktoren $k_{ns,s/r,A/B}$ und des Hauptfeld- und des integralen Zahnkopfsättigungsfaktors k_h bzw. K_{ZK} bei steigendem Schlupf s für den Motor AH100 mit geschlossenen Rotor- und halbgeschlossenen Statornutöffnungen und um eine Rotor- und Statornutteilung τ_{Qr} geschrägte Rotor- und Statornuten (analytische Berechnung mit *KLASY*) [36, 37] c) Wie b), jedoch für den Kurzschlussfall $s = 1$ und steigender Klemmenspannung.

In Abbildung 4.14 wird das Grundwellen-Ersatzschaltbild nach [31, 34, 35] mit Berücksichtigung der Eisensättigung durch die Sättigungsfaktoren und der Oberwellenstreuung über die Spannungsquellen ΔU_1 und ΔU_2 dargestellt. Der Widerstand $R_{Fe} = m_s \cdot U_s^2 / P_{Fe}$ berücksichtigt zusätzlich den Einfluss der in Abschnitt 4.5 näher betrachteten Ummagnetisierungsverluste P_{Fe} auf das Betriebsverhalten des Grundwellenmotors. Dieses Ersatzschaltbild dient als Grundlage für die analytischen Berechnungen des Programms *KLASY* und wird in den folgenden Abschnitten erweitert.

4.1.6. Berücksichtigung der doppelseitigen Nutung im Grundwellen-Ersatzschaltbild

Das in den vorangegangenen Kapiteln hergeleitete Ersatzschaltbild für das Betriebsverhalten des Grundwellenmotors unter Berücksichtigung des Einflusses von Oberwellen und der Sättigung soll in diesem Abschnitt um den Einfluss der Nutöffnungen von Stator und Rotor erweitert werden. Bislang wurde vorausgesetzt, dass die Nutöffnungen unendlich schmal sind, dass also die Breiten der Nutöff-

nungen $s_{Qr/s} \approx 0$ sind. Im Falle der geschlossenen Rotornuten ist dies auch tatsächlich der Fall, allerdings zeigt die meist schon im Leerlaufbetrieb stark gesättigte sehr dünne Eisenbrücke im Rotor keine magnetische Wirkung und kann (zumindest teilweise) wie Luft behandelt werden ($\mu = \mu_0$).

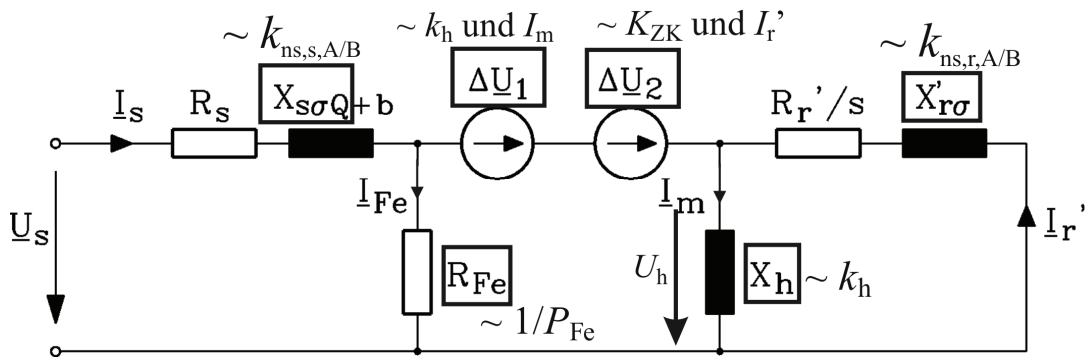


Abbildung 4.14: Grundwellen-Ersatzschaltbild nach Weppeler [23, 31, 34, 35, 36, 37] mit Berücksichtigung der Eisensättigung durch Sättigungsfaktoren des Hauptfeldes k_h , des Zick-Zack-Streifelfeldes K_{ZK} und der Nutstreuung von Stator und Rotor $k_{ns,r/s,A/B}$. Der Einfluss der gesättigten Oberfelderstreuung wird durch zwei Spannungsquellen ΔU_1 und ΔU_2 berücksichtigt.

In den Modellen wird dies durch einen Ersatznutzschlitz $s_{Qr,ges}$ berücksichtigt, dessen Wert gemäß [23, 31, 39, 41, 44] näherungsweise bestimmt werden kann (siehe Abschnitt 4.3.2.4).

Eine Nutöffnung $s_{Qr/s} \neq 0$ hat bei einseitiger Nutung zur Folge, dass entlang des Umfangs Bereiche mit unterschiedlichen magnetischen Leitwerten λ entstehen. Da die Feldlinien durch das Eisen der Zähne gebündelt werden, kommt es schon im Leerlauf dazu, dass das Luftspaltfeld nicht nur eine radiale Feldkomponente aufweist (Abbildung 4.15a). Dadurch bricht das radiale Luftspaltfeld $B_\delta(x,t)$ im Bereich der Nutöffnung ein, und es ergibt sich ein wellenförmiger Verlauf der Radialfeldamplitude entlang des Luftspalts an der ungenutzten Eisenoberfläche gegenüber dem genutzten Eisenbereich. Um diesen Effekt im Ersatzschaltbild zu berücksichtigen, wird der Carter-Faktor k_C gemäß [26, 27, 39, 45, 46] eingeführt. Er beschreibt das Verhältnis von maximaler Luftspaltflussdichte \hat{B}_δ zur mittleren Luftspaltflussdichte \bar{B}_δ je Nutteilung:

$$k_C = \hat{B}_\delta / \bar{B}_\delta = \frac{\tau_Q}{\tau_Q - \zeta(h) \cdot \delta}. \quad (4.56)$$

Im Wesentlichen kann mit diesem Faktor die mittlere Luftspaltflussdichte \bar{B}_δ ermittelt werden, die durch Reduktion der maximalen Flussdichte \hat{B}_δ aufgrund der Nutung von Stator und Rotor entsteht und zur Berücksichtigung der Nutung bei der Berechnung verwendet wird.

Wie leicht nachzuvollziehen ist, nimmt dieser Faktor mit steigendem Verhältnis $h = s_Q / \delta$ zu, da dadurch auch die Welligkeit im Verlauf der Radialflussdichte $B_\delta(x,t)$ zunimmt. Dies wird in Abbildung 4.15b) deutlich, wo die Funktion $\zeta(h)$ dargestellt wird, die sich mathematisch gemäß Gleichung (4.57) [23, 26, 27, 45, 46] beschreiben lässt:

$$\zeta(h) = \frac{2}{\pi} \cdot \left[h \cdot \arctan(h/2) - \ln\left(1 + (h/2)^2\right) \right] \approx \frac{h^2}{h+5}. \quad (4.57)$$

Der resultierende Carter-Faktor k_C bei beidseitiger Nutung ergibt sich näherungsweise als Produkt aus den gemäß Gleichung (4.56) berechneten Werten für den Stator und Rotor, sofern dieser genutzt ist oder die Eisenbrücken durch die Sättigung magnetisch quasi offen sind:

$$k_C = k_{Cs} \cdot k_{Cr}. \quad (4.58)$$

Die induzierte Hauptfeldspannung U_h aus Gleichung (4.33) bzw. (4.28) wird daher um den Carter-Faktor k_C reduziert, da nicht die Amplitude der Feldgrundwelle \hat{B}_δ , sondern die je Nutteilung mittlere

Luftspaltflussdichte \bar{B}_δ verwendet werden muss. Im Ersatzschaltbild aus Abbildung 4.7b) bzw. Abbildung 4.14 wird dies durch die Verwendung des ideellen Luftspalts $\delta_e = \delta \cdot k_C$ berücksichtigt. Damit wird die Hauptinduktivität L_h aus Gleichung (4.47) zur Berücksichtigung der doppelseitigen Nutzung wie folgt erweitert:

$$L_h = \left(\frac{k_{ws} N_s}{k_{wr} N_r} \right)^2 \frac{m_s}{m_r} \cdot \mu_0 N_r^2 k_{wr}^2 \frac{2m_r}{\pi^2} \frac{l_{Fe} \tau_p}{p \delta \cdot k_C} = \left(\frac{k_{ws} N_s}{k_{wr} N_r} \right)^2 \frac{m_s}{m_r} \cdot \mu_0 N_r^2 k_{wr}^2 \frac{2m_r}{\pi^2} \frac{l_{Fe} \tau_p}{p \delta_e}. \quad (4.59)$$

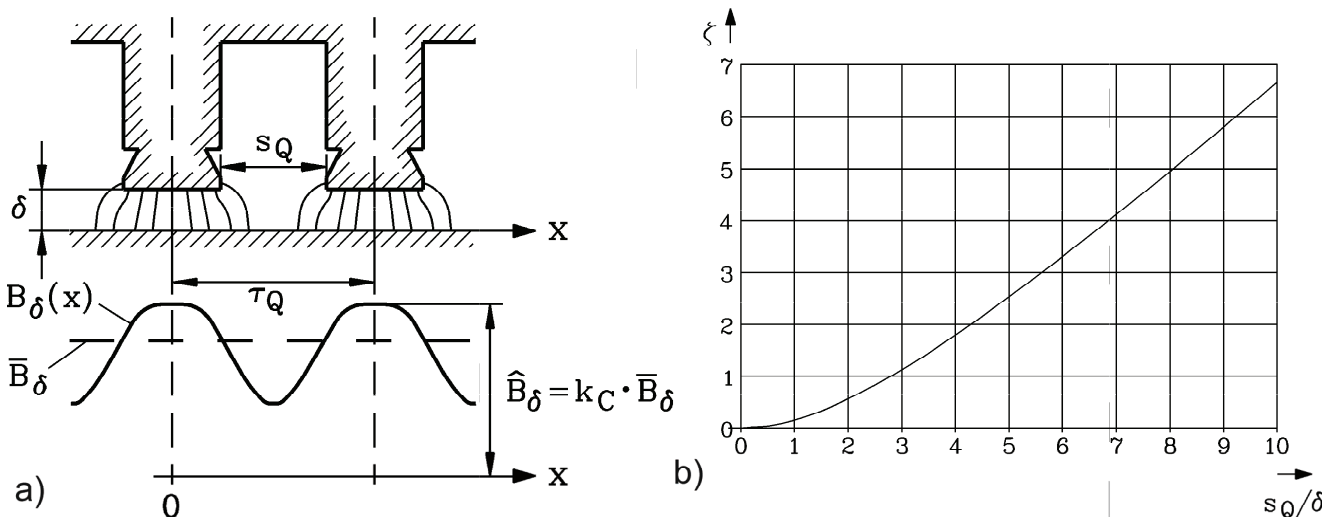


Abbildung 4.15: a) Darstellung der Einbrüche der Radialkomponente des Luftspaltfeldes $B_\delta(x)$ unterhalb der Nutöffnungen s_Q an der gegenüberliegenden Eisenoberfläche. Durch den Carter-Faktor k_C und der Rechnung mit der mittleren Luftspaltflussdichte \bar{B}_δ je Nutteilung wird der Einfluss der Feldeinbrüche im Mittel in der Berechnung berücksichtigt. b) Verlauf des Faktors ζ zur Berechnung des Carter-Faktors k_C in Abhängigkeit vom Verhältnis von Nutöffnung s_Q zum Luftspalt δ . Es wird deutlich, dass der Einfluss der Feldeinbrüche mit steigendem Verhältnis s_Q/δ ansteigt, was zu größeren Carter-Faktoren führt [23, 26, 27].

Zu erwähnen ist noch, dass analog zum Carter-Faktor k_C zur Berücksichtigung der doppelseitigen Nutzung auch ein Faktor für den Einfluss von Kühlkanälen entlang der Eisenlänge in axialer Richtung definiert werden kann. Auch diese Kanäle sorgen für unterschiedliche magnetische Permeabilitäten, was einen Einbruch des magnetischen Feldes zur Folge hat [26, 28, 29]. Da die hier untersuchten Standard-KLASM, mit gekapseltem Innenraum und Wellenlüfter für einen Kühlluftstrom zwischen den Kühlrippen des Gehäuses, keine radialen Kühlkanäle besitzen, wird dieser Effekt hier nicht näher betrachtet, kann aber einfach nachträglich berücksichtigt werden. Es muss dann l_{Fe} durch die ideale Eisenlänge l_e [26, 28, 29] ersetzt werden.

4.1.7. Stromverdrängung in KLASM

Beim Betrieb der KLASM kommt es bei steigender Belastung und damit steigender Sättigung der Zahnköpfe zu einem veränderten Nutstreiffluss $\underline{\varphi}_{\sigma Q}$ (vgl. Abschnitt 4.1.5). Das quer zur Nut verlaufende Feld B_Q wechselt seine Polarität im Stator mit der Speisefrequenz f_s und im Rotor mit der Rotorfrequenz $f_r = s f_s$. Wie Abbildung 4.16a) verdeutlicht, wird dadurch rotorseitig in den massiven Stäben ein Wirbelstrom I_{Fr} in die Stab-Leiter innerhalb der Nuten induziert, der die Stromdichte J zum Luftspalt hin erhöht und zum Nutgrund hin reduziert. Dieser Effekt ist in der Literatur als „skin-“ oder „Stromverdrängungs“-Effekt bekannt (vgl. [25, 26, 27, 28, 29]). Dieser Stromverdrängungseffekt wird genutzt, um das Anlaufverhalten der KLASM durch die Formgebung der Rotornutenform zu beeinflussen. Wie in [25, 26, 27, 28, 29] ausführlich erläutert wird, kann durch tiefe schlanke Rotornuten ein erheblicher Anstieg des Anlaufmoments erreicht werden, während radial kurze Rundnuten bei weniger Anlaufdrehmoment auch weniger Wirbelstromverluste aufweisen (vgl. Abschnitt 7.1).

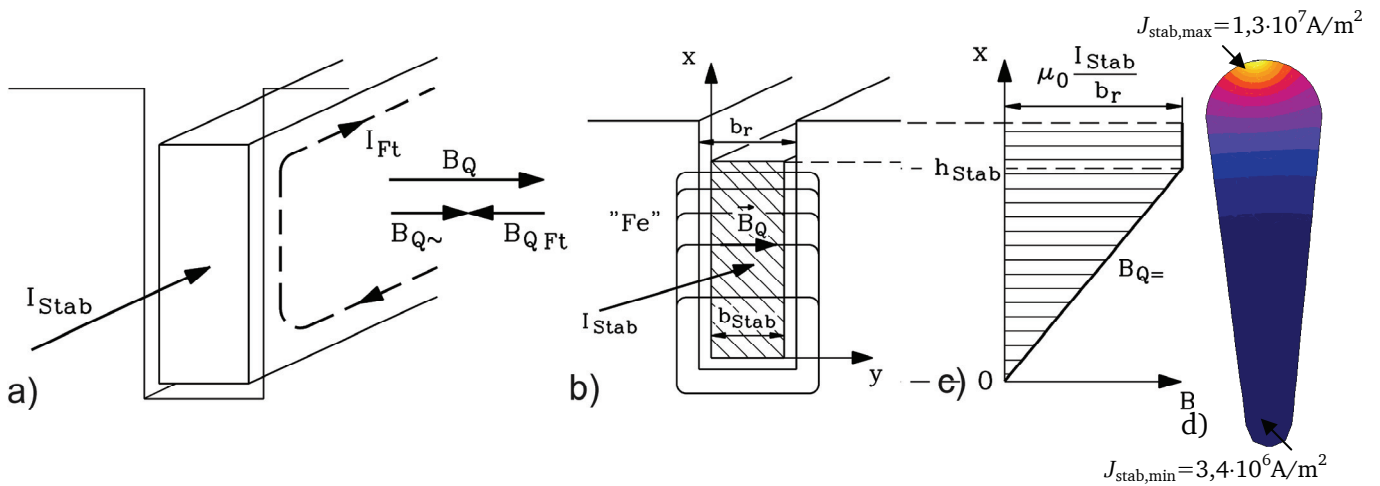


Abbildung 4.16: a) Verdeutlichung des Stromverdrängungseffekts durch das Nutquerfeld B_Q , welches seine Polarität im Stator mit der Statorfrequenz f_s und im Rotor mit der Rotorfrequenz f_r wechselt. Es wird im Rotor ein Wirbelstrom I_{Ft} in dem Stab hervorgerufen, der die Stromdichte J oben im Stab erhöht und im unteren Teil senkt. b) Die Dichte des Nutquerfeldes B_Q im Rotor steigt zur Nutöffnung hin. c) Verlauf der Flussdichte des Nutquerfeldes B_Q entlang des Rotorstabs ohne Stromverdrängung [25, 27] d) Verteilung der Stromdichte J eines Rotorstabs (FLUX2D) des Motors AH80 im Bemessungsbetrieb ($s \approx 5\%$; $U_N = 400\text{ V}$). Bereits bei diesen kleinen Rotorfrequenzen $f_r = s \cdot f_s \approx 2,5\text{ Hz}$ ist der Stromverdrängungseffekt deutlich sichtbar [21]. Je heller der Farbton ist, umso größer ist die Stromdichte. $J_{\text{stab,max}}/J_{\text{stab,min}} = 1,3 \cdot 10^7\text{ A} \cdot \text{m}^{-2}/3,4 \cdot 10^6\text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$

Grund dafür ist, dass durch den Stromverdrängungseffekt der Wechselstrom-Widerstand $R_{AC} = k_R \cdot R_{DC}$ um den Stromverdrängungsfaktor k_R gegenüber dem Widerstand bei reinem Gleichstrom R_{DC} ansteigt, während die Nutstreuinduktivitäten $L_{\sigma Q,AC} = k_L \cdot L_{\sigma Q,DC}$ um den Faktor k_L kleiner werden. Gemäß [25, 26, 27, 32] ist das Drehmoment M bei $s = 1$ proportional zu den Rotorstromwärmeverlusten $P_{cu,r} = m \cdot R_r' I_r'^2$, die mit steigendem Stromverdrängungseffekt größer werden.

Abbildung 4.17 zeigt die Verläufe für einen rechteckförmigen Hochstab in Abhängigkeit der reduzierten Leiterhöhe ξ (Abbildung 4.16):

$$\xi = h_{\text{Stab}} \sqrt{\pi \cdot s \cdot f_s \cdot \mu \cdot \kappa \frac{b_{\text{Stab}}}{b_r}} = h_{\text{Stab}} \sqrt{\pi \cdot f_r \cdot \mu \cdot \kappa \frac{b_{\text{Stab}}}{b_r}} \quad (4.60)$$

Gleichung (4.60) zeigt, dass der Stromverdrängungseffekt mit steigendem Schlupf s und damit steigender Rotorfrequenz f_r stärker wird. Außerdem wird er durch hohe (h_{Stab} groß) Rotorstäbe verstärkt.

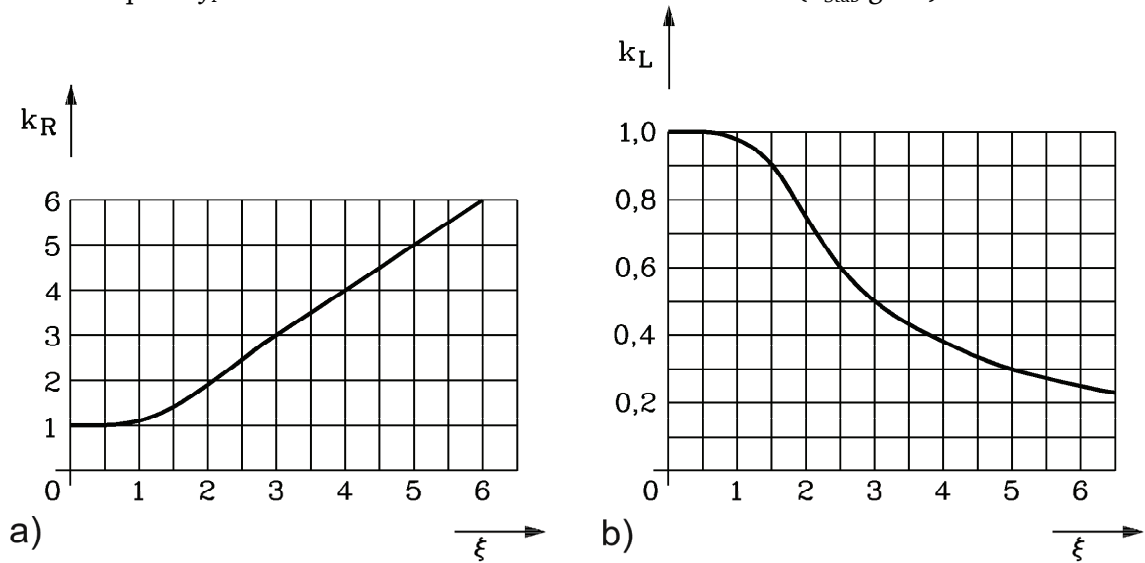


Abbildung 4.17: Stromverdrängungsfaktoren eines rechteckförmigen Hochstabs in Abhängigkeit der reduzierten Leiterhöhe ξ a) zur Berücksichtigung des Anstiegs des Widerstandes (Faktor k_R) und b) zur Berücksichtigung der Abnahme der Induktivität (Faktor k_L) [25, 27].

In vergleichbarer Weise lassen sich die Verdrängungsfaktoren k_R , k_L für unterschiedliche Nutformen berechnen. Eine Zusammenstellung der in KLASYS in Abhängigkeit der Nutformen verwendeten Formeln ist in [30] gegeben. Für beliebige Nutformen wird in [31] eine Berechnungsmöglichkeit angegeben. Es treten auch Stromverdrängungseffekte im Stator auf, die allerdings bei den hier betrachteten KLASM im Betrieb am starren 50 Hz bzw. 60 Hz-Netz wegen der kleinen Leiterquerschnitte vernachlässigbar sind [26, 28, 29, 47].

4.2. Berücksichtigung von Bearbeitungseinflüssen bei der Vorausberechnung der Betriebskennlinien

Um eine präzise Vorausberechnung der Betriebskennlinien von elektrischen Maschinen durchführen zu können, müssen die Einflüsse der Bearbeitung der Maschinen berücksichtigt werden. In [48, 49, 50] werden die einzelnen Verarbeitungsschritte (z. B. Blechpaketierung, Verkleben der Bleche, Stanzen, Schleifen der Bleche und Schweißen der Blechpakete) von schlussgeglühtem, nichtkornorientierten Elektroband, wie es auch bei den hier untersuchten Testmotoren AH80, AH100 und AH160 eingesetzt wird, hinsichtlich der Veränderung der Materialeigenschaften untersucht. Ähnliche Untersuchungen mit vergleichbaren Ergebnissen wurden auch in [51, 52] durchgeführt. Dabei hat sich herausgestellt, dass das Stanzen der Bleche an den Stanzkanten zu einer erheblichen Reduktion der Permeabilität führt und dadurch die Magnetisierbarkeit der Bleche im Ganzen sinkt [48, 49, 50]. Der Einfluss dieser Verschlechterung ist im Bereich von Flussdichten zwischen 1,1 T und 1,5 T (d. h. im Bereich des Knies der $B(H)$ -Magnetisierungskennlinien) am größten (Abbildung 4.18a). Gerade diese Flussdichten treten in elektrischen Maschinen bei hoch ausgenutzten Blechschnitten sehr häufig auf, wodurch der Einfluss dieses Effekts steigt. Mit sinkender Breite der vermessenen Teststreifen ist der Einfluss der Verschlechterung der Magnetisierbarkeit der Bleche größer, was zur Folge hat, dass kleine Motoren (wie z. B. der Motor AH80) aufgrund der sehr dünnen Zahnbreiten stärker beeinflusst werden als große Motoren (Abbildung 4.18a). Mit steigendem Siliziumgehalt der Bleche wird der mittlere Korndurchmesser d_K der Metallstruktur nach [48] größer. Wie Abbildung 4.18b) zeigt, steigt der Einfluss der Stanzkanten mit dem mittleren Korndurchmesser d_K . Daher müssen die Magnetisierungskennlinien von Elektroblechen in Abhängigkeit von der mittleren Korngröße d_K und der Breite des vorliegenden Blechabschnitts im Eisenkreis modifiziert werden.

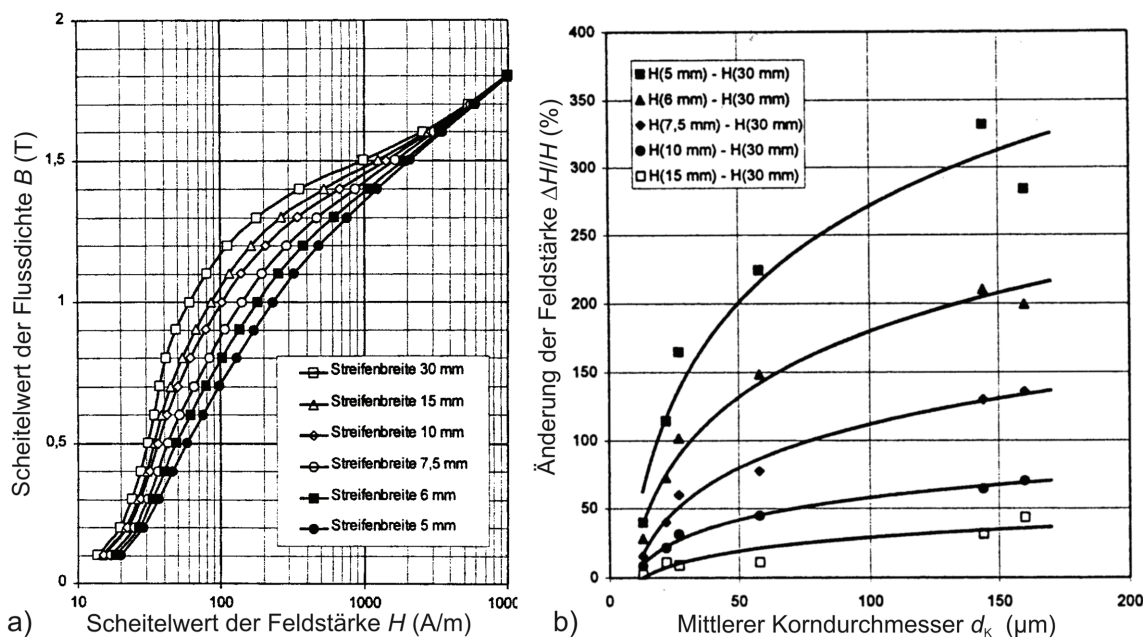


Abbildung 4.18: a) Einfluss der Stanzkanten auf die Magnetisierungskennlinien eines nichtkornorientierten, hochsiliziierten Elektroblechs (Siliziumanteil $\sim 3\%$) mit der Blechdicke $d = 0,5$ mm bei Ummagnetisierung mit einer Frequenz von $f = 50$ Hz [48] b) Änderung der magnetischen Feldstärke H bei Streifen unterschiedlicher Breiten im Vergleich zu einem Streifen mit der Breite 30 mm in Abhängigkeit vom mittleren Korndurchmesser d_K [48].

Abbildung 4.19a) zeigt die mit dem Programm *KLASY*S berechneten Verläufe der modifizierten Magnetisierungskennlinien $B(H)$ des Bleches ISO HP520-65K der Motoren AH80 und AH100 in den jeweiligen Blechabschnitten im Vergleich zur vom Blechhersteller bestimmten Originalkennlinie. Da dieses Blech einen relativ hohen Siliziumanteil von ca. 3 % und damit mit $d_K = 150 \mu\text{m}$ auch eine große mittlere Korngröße bei sehr dünnen Zahnbreiten (Motor AH80 maximal 4 mm und Motor AH100 maximal 5 mm) aufweist, ist die Verschlechterung der Kennlinien in den Zähnen deutlich sichtbar, während sich die Kennlinien in den breiteren Jochen (Motor AH80 minimal 10 mm und Motor AH100 minimal 13 mm) weniger verschlechtern. Betrachtet man die Vorausberechnung der Betriebsgrößen der Motoren AH80 und AH100 mit und ohne Verschlechterung der Magnetisierungskennlinien im Vergleich mit den Messergebnissen (Tabelle 4.2) wird deutlich, dass gerade bei den Betriebsparametern im Leerlaufbetrieb eine zuverlässige Aussage nur unter Berücksichtigung dieser Produktionseinflüsse möglich ist. Deutlich sichtbar ist dieser Effekt der durch die Bearbeitung verschlechterten Magnetisierbarkeit der Motoren bei einem Vergleich der gemessenen mit den berechneten Leerlaufkennlinien (vgl. Abbildung 4.19b).

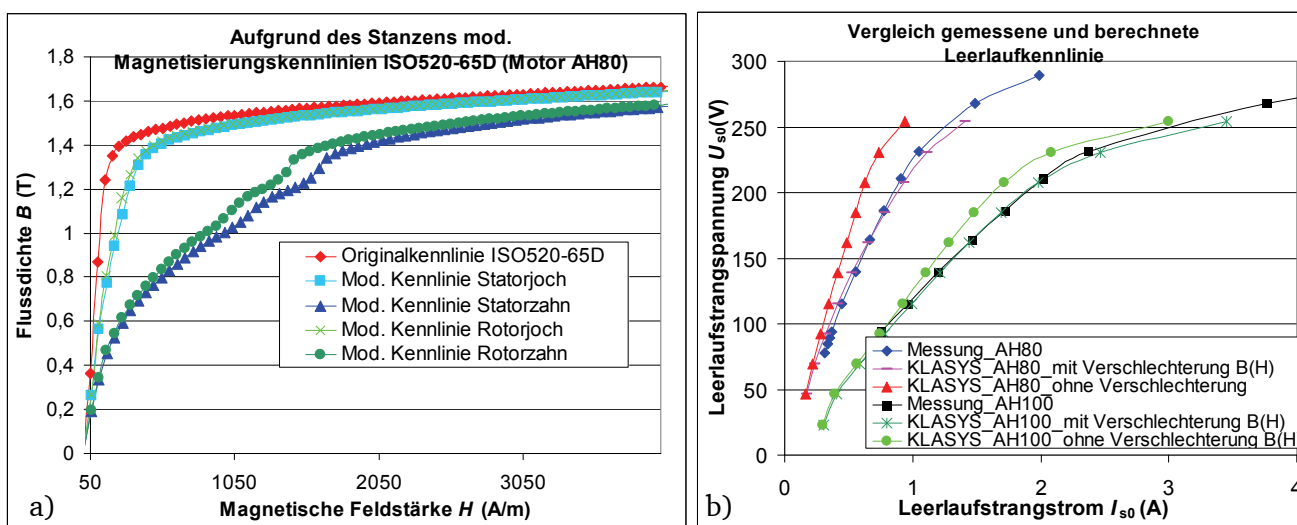


Abbildung 4.19: a) Vergleich zwischen der originalen und der verschlechterten $B(H)$ -Kennlinie des bei den Motoren AH80 und AH100 verwendeten Blechs ISO HP520-65K. Die Berechnungen wurden mit *KLASY*S für den Motor AH80 durchgeführt, d.h. die für die Verschlechterung benötigte Breite der Blechstreifen bezieht sich auf die für diesen Motor gültigen Daten. b) Gemessene Leerlaufkennlinie im Vergleich mit der analytisch vorausberechneten Leerlaufkennlinie der Motoren AH80 und AH100. Es wurde jeweils eine Berechnung mit und ohne Verschlechterung der Magnetisierungskennlinien durchgeführt.

Tabelle 4.2: Vergleich zwischen Berechnung (*KLASY*S) und Messung einiger Betriebsparameter der Motoren AH80 und AH100 im Leerlauf-, Bemessungs- und Kurzschlussbetrieb zur Verdeutlichung des Einflusses der Verschlechterung der Magnetisierungskennlinien durch das Stanzen der Bleche.

$U_N = 400 \text{ VY}$ 1: $\mu(H)$ ohne } Verschlechterung 2: $\mu(H)$ mit }	AH80 $P_N = 750 \text{ W}$			AH100 $P_N = 2200 \text{ W}$		
	KLASY (1)	KLASY (2)	Messung	KLASY (1)	KLASY (2)	Messung
Leerlaufstrom I_0 (A)	0,734	1,114	1,049	2,086	2,466	2,374
Leistungsfaktor $\cos\varphi_0$	0,098	0,094	0,113	0,068	0,065	0,087
Bemessungsstrom I_{sN} (A)	1,55	1,715	1,73	4,49	4,64	4,5
Leistungsfaktor $\cos\varphi_N$	0,849	0,776	0,775	0,833	0,809	0,8
Wirkungsgrad η_N	0,832	0,813	0,812	0,852	0,849	0,852
Kurzschlussstrom I_{sK} (A)	10,83	10,64	11,3	30,98	30,56	28,8
Leistungsfaktor $\cos\varphi_K$	0,826	0,809	0,79	0,741	0,73	0,772

4.3. Auswirkungen der Oberwellen auf das Betriebsverhalten einer KLASM

4.3.1. Generelles zur Entstehung von Oberwellen bei KLASM

Bisher wurde angenommen, dass lediglich die Grundwelle des Luftspaltfeldes $B_{\delta\nu=1}(x,t)$ mit dem von ihr in den Rotor induzierten Rotorstrom $I_{r\nu=1}$ ein Drehmoment M erzeugt. Das in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellte Ersatzschaltbild ermöglicht daher die Vorausberechnung des Grundwellenverhaltens einer KLASM. Der Einfluss der magnetischen Flüsse der Oberwellen auf das Betriebsverhalten kann hierbei näherungsweise durch eine zusätzliche Oberwellenstreuinduktivität $L_{\sigma os}$ (vgl. (4.51) und (4.52)) oder sättigungsabhängig durch das in KLASYS implementierte *Weppler*-Ersatzschaltbild mit den zusätzlichen Spannungsquellen ΔU_1 und ΔU_2 (siehe Abbildung 4.14) berücksichtigt werden. Zur Berechnung der diversen oberwellenbedingten parasitären Effekte wie z.B. der Oberwellenmomente, der Zusatzverluste durch Flusspulsationen in den Zähnen und der Kraftanregung durch elektromagnetische Kräfte und der damit einhergehenden Abstrahlung von Schallwellen, müssen die einzelnen Oberwellen des Stators und Rotors berechnet werden. Dazu kann das Grundwellen-Ersatzschaltbild um Ersatzschaltbildparameter zur Berechnung der einzelnen Oberwellen erweitert werden (Abbildung 4.29). Durch die unterschiedlichen Flussverkettungen und Frequenzen der Oberwellen im Vergleich zur Grundwelle unterscheiden sich die Ersatzschaltbildparameter der Oberwellen von denen im Falle des Grundwellemodells. Im Folgenden werden die entsprechenden Berechnungsmethoden vorgestellt.

Wie ein Blick auf Abbildung 4.8 zeigt, existiert schon im Leerlauf (Rotorstrom $I_{r\nu=1} \approx 0$) durch die verteilten Wicklungsstränge, die Nutung und Sättigung des Eisenkreises (Hauptfeldsättigungsfaktor $k_h \neq 1$ im Leerlauf (siehe Abbildung 4.11a und Abbildung 4.13a) ein erheblicher Oberwellenanteil im Luftspaltfeld $B_{\delta}(x,t)$. Die Feldoberwellen des Stators $B_{s\nu}$ mit der Ordnungszahl ν werden in Abschnitt 4.3.2 ausführlich untersucht. Jede dieser Oberwellen induziert eine Spannung in den Rotorkäfig, die einen Strom $I_{r\nu}$ hervorruft. Dieser erregt ein Rotorgrundfeld $B_{r\mu=\nu}$, das gemäß der *Lenz'schen* Regel das Eindringen des Statorfeldes $B_{s\nu}$ in den Rotor abdämpft. Dabei sind die Felder nahezu gegenphasig ($B_{s\nu} \approx -B_{r\mu=\nu}$). Neben den vom abdämpfenden Rotorgrundstrom $I_{r\nu}$ verursachten Rotorgrundfeldern $B_{r\mu=\nu}$ treten durch die in den Rotornuten liegenden Rotorstäbe auch Rotorrestfelder $B_{r\mu \neq \nu}$ auf, bei denen die Ordnungszahl μ ungleich zu der des zugehörigen Statorfeldes ν ist. Die Rotorrestfelder werden in Kapitel 4.3.3 betrachtet. Für die Grundwelle ($\nu = 1, \mu = 1$) sind die Stator- und Rotorfelder nur im Kurzschlussfall (Schlupf $s = 1$) annähernd gegenphasig. Hier sind die Ströme im Stator I_s und Rotor I_r' in etwa entgegengesetzt gleich groß $I_s \approx -I_r'$, so dass sich die Durchflutungen Θ im Luftspalt nahezu aufheben und die Feldlinien in den Luftspalt gedrängt werden (siehe Abbildung 4.9 und das Kreisdiagramm in Abbildung 4.23).

Tabelle 4.3 stellt die in den folgenden Abschnitten diskutierten Komponenten der Stator- und Rotoroberfelder mit der jeweiligen Abschnittsnummer und einer Berechnungsformel für die Ordnungszahlen ν bzw. μ zusammen.

4.3.2. Oberwellen des Statorfeldes

Im Vergleich zur Gleichung (4.43) lässt sich eine Feldoberwelle des Stators mit der Ordnungszahl ν wie folgt beschreiben [23, 26, 29, 33, 47]:

$$B_{s\nu}(x,t) = \hat{B}_{s\nu} \cdot \cos\left(\frac{\nu \cdot \pi \cdot x_s}{\tau_p} - \omega_s t - \varphi_\nu\right) \quad (4.61)$$

Je nach physikalischem Ursprung der Feldoberwellen unterscheiden sich die vorkommenden Ordnungszahlen ν , die Kreisfrequenzen ω_s und die Phasenlage φ_ν . Das resultierende Statorfeld kann durch phasenrichtige Summation aller Einzelkomponenten berechnet werden.

Tabelle 4.3: Übersicht über die in den folgenden Abschnitten diskutierten Komponenten der Feldoberwellen von Stator und Rotor mit Angabe der jeweiligen Abschnittsnummern und Berechnungsformeln für die auftretenden Ordnungszahlen ν bzw. μ .

Stator	Rotor
Wicklungs- und Nutungsoberfelder bei einseitiger Nutung $\nu = 1 \pm 2m_s g_s \quad g_s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ Davon Nutharmonische $\nu_Q = 1 + \frac{Q_s}{p} \cdot g_s \quad g_s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ siehe Abschnitt 4.3.2.1	Läufergrund- und Restfelder des ν -ten Rotoroberstroms $\mu_\nu = \nu + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ siehe Abschnitt 4.3.3.3
Sättigungsoberfelder aus nutharmonischen Oberstrombelägen $\nu = 1 + \frac{Q_s}{p} g_Q + 2 = 3 + \frac{Q_s}{p} g_Q \quad g_Q = \pm 1, \pm 2, \dots$ siehe Abschnitt 4.3.2.3	Rotorrestfelder durch die erste sättigungsbedingten Oberwelle der Statorgrundwelle mit $\nu = 3$ $\mu_3 = 3 + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} \quad g_r = \pm 1, \pm 2, \dots$ Rotorrestfelder durch die sättigungsbedingte Oberwelle der nutharmonischen Oberstrombeläge mit $\mu_{\nu+2} = \nu + 2 + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ siehe Abschnitt 4.3.3.4
Einfluss der Läuferntung auf das Statorfeld $\mu = \nu \pm l \cdot Q_r / p \quad l = \pm 1, \pm 2, \dots$ siehe Abschnitt 4.3.2.4	Läuferoberfelder durch Exzentrizitäten des Rotors $\nu_\varepsilon = (p \pm 1) / p$ siehe Abschnitt 4.3.3.5
	Einfluss der Ständerntung auf das Rotorfeld $\nu = \mu_\nu \pm l' \cdot Q_s / p \quad l' = \pm 1, \pm 2, \dots$ siehe Abschnitt 4.3.3.6

4.3.2.1. Wicklungs- und Nutungsoberfelder bei einseitiger Nutung

Aufgrund der verteilten, in Nuten liegenden Leitern des Stators entsteht ein treppenförmiger Verlauf des Statorfeldes $B_{s\nu}(x, t)$. Mit der Annahme, dass die magnetische Spannung $V(x) \sim B_{s\nu}(x)$ zu einem Zeitpunkt $t = T_0$ im Nutbereich aufgrund der unendlich schmal angenommenen Nuten durch die Nutdurchflutung Θ sprungartig ansteigt, entsteht der in Abbildung 4.20a) zu sehende Verlauf. Dieser Verlauf lässt sich als unendliche *Fourier*-Reihe beschreiben. Die Ordnungszahlen der darin enthaltenen Statorfeldoberwellen lassen sich wie folgt angeben [23, 26, 29, 33, 47]:

$$\nu = 1 + 2m_s g_s \quad g_s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.62)$$

In Abhängigkeit von der Nutenzahl des Stators Q_s entstehen bei bestimmten Ordnungszahlen ν_Q Oberwellen mit einer besonders großen Amplitude. Man spricht hier von den nutharmonischen Oberwellen:

$$\nu_Q = 1 + \frac{Q_s}{p} g_Q \quad g_Q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.63)$$

In Tabelle 4.1 wird deutlich, dass für diese Ordnungszahlen der resultierende Wicklungsfaktor $k_{w\nu}$ denselben Wert wie für die Grundwelle annimmt.

Durch die Annahme einer infinitesimal kleinen Statornutöffnung $s_Q \approx 0$ und des damit verbundenen sprungartigen Anstiegs der magnetischen Spannung $V(x)$ unterhalb der Nut ergibt sich ein Fehler bei der Berechnung der Amplituden der Feldoberwellen. In Wahrheit steigt die magnetische Spannung $V(x)$ und damit auch das Statorfeld $B_s(x, t)$ unter dem Nutöffnungsbereich einer stromdurchflossenen Nut annähernd linear an (Abbildung 4.20b). Dieser Effekt wird durch die Einführung des so genannten

Nutschlitzfaktors k_{Qsv} bei der Berechnung der einzelnen Feldoberwellen berücksichtigt [39, 41, 53, 54, 55]:

$$k_{Qsv} = \frac{\sin F_s}{F_s} \quad F_s = \frac{v \cdot s_{Qs}}{2\tau_p} \quad (4.64)$$

Betrachtet man Abbildung 4.20c) im Vergleich mit Abbildung 4.20a), so wird deutlich, dass in Abbildung 4.20c) neben dem treppenförmigen Verlauf auch noch starke Einbrüche im Bereich der Statornuten auftreten, da in diesem Bereich die Permeabilität stark absinkt (vgl. Abschnitt 4.1.6). In der Literatur werden mehrere Möglichkeiten angegeben, diesen Effekt der einseitigen Nutung im Ersatzschaltbild zu berücksichtigen [23, 41, 44, 54]. Eine sehr einfache Möglichkeit bietet sich durch die in [23, 26, 36, 39, 40] beschriebene Radialfeldnäherung. Dabei werden die Amplituden der Feldoberwellen mit zusätzlichen Faktoren multipliziert. In diesem Zusammenhang wird der Nutverstärkungsfaktor ζ_{Nsv} folgendermaßen definiert:

$$\zeta_{Nsv} = \frac{\sin\left(\frac{v\pi \cdot \tau_{Qs}}{2\tau_p \cdot k_{Cs}}\right)}{\sin\left(\frac{v\pi \cdot \tau_{Qs}}{2\tau_p}\right)} = \frac{\sin\left(\frac{v\pi p}{Q_s \cdot k_{Cs}}\right)}{\sin\left(\frac{v\pi p}{Q_s}\right)} \quad (4.65)$$

Zur Berechnung des Nutungsfaktors ζ_{sv} wird der Carter-Faktor k_{Cs} aus (4.56) multipliziert [23]:

$$\zeta_{sv} = k_{Cs} \cdot \zeta_{Nsv} = k_{Cs} \cdot \frac{\sin\left(\frac{v\pi \cdot \tau_{Qs}}{2\tau_p \cdot k_{Cs}}\right)}{\sin\left(\frac{v\pi \cdot \tau_{Qs}}{2\tau_p}\right)} = k_{Cs} \cdot \frac{\sin\left(\frac{v\pi p}{Q_s \cdot k_{Cs}}\right)}{\sin\left(\frac{v\pi p}{Q_s}\right)} \quad (4.66)$$

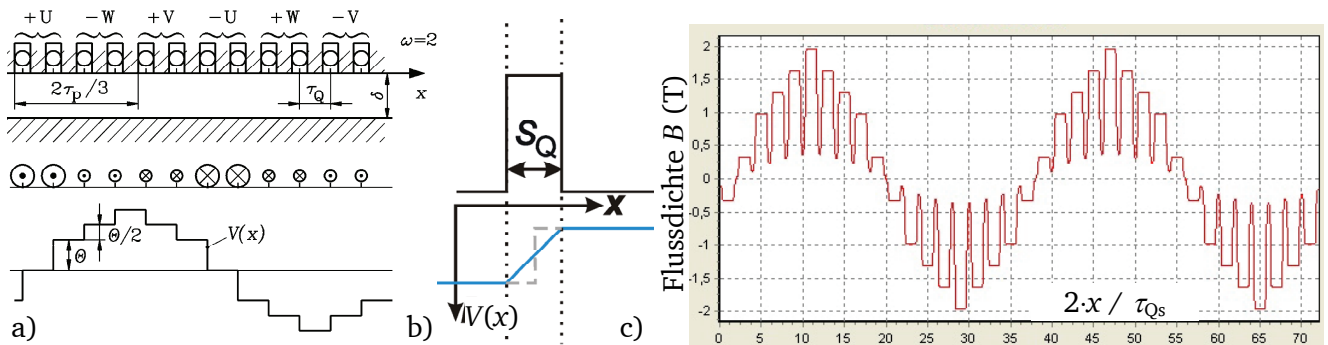


Abbildung 4.20: a) Entstehung der treppenförmigen magn. Spannungsverteilung $V(x)$ zu einem festen Zeitpunkt $t = \tau_0$ bei einer dreisträngigen Einschichtwicklung mit $q = 2$ [26]. b) Verdeutlichung des Anstiegs von $V(x)$ unterhalb einer Nut mit endlicher Nutöffnungsbreite c) Analytisch berechnete Radialkomponente des Statorfelds des Motors AH80 mit Berücksichtigung der einseitigen Nutung ohne Sättigungseinfluss über den kompletten Umfang der Maschine (KLASYs). Die sich aus der konformen Abbildung [38] ergebenden analytisch berechneten Amplituden der Feldoberwellen aufgrund der in Nuten verteilten Drehfeldwicklung werden über die Kolbe-Korrektur [56] modifiziert und anschließend phasenrichtig addiert.

Bei der Radialfeldnäherung müssen gemäß [23] folgende Fälle unterschieden werden:

- 1) Wird bei der Berechnung des Carter-Faktors k_{Cs} wie in Gleichung (4.56) nicht die reale Statornutöffnung s_{Qs} , sondern die kleinere effektive Nutschlitzbreite s_{Qse} der stromlosen Nut (vgl. Abbildung 4.21a)

$$s_{Qse} = \gamma \cdot \delta, \quad \gamma = \frac{2 \cdot s_{Qs}}{\pi \cdot \delta} \left[\arctan\left(\frac{s_{Qs}}{2\delta}\right) - \frac{\delta}{s_{Qs}} \ln\left(1 + \left(\frac{s_{Qs}}{2\delta}\right)^2\right) \right] \quad (4.67)$$

verwendet, so liefert die Näherung für die Verwendung des Produktes aus Nutungsfaktor ζ_{sv} und Nutschlitzfaktor k_{Qsv} in der *Fourier*-Reihe eine passable Annäherung für die Amplituden bis zur ersten Nutharmonischen des Statorfelds mit einseitiger Nutung (vgl. Abbildung 4.22 und (4.71)). Dem liegt zu Grunde, dass die magnetische Luftspalt-Leitwertwelle der Nut $\lambda(x,t)$ wie in Abbildung 4.21a) vor und hinter dem Nutbereich 1 ist und im Nutbereich der Breite s_{Qse} schlagartig auf Null absinkt. Ziel ist es stets, den gleichen Flussverlust $\Delta\Phi$ durch die Nuteinbrüche zu erfassen, weswegen die effektive Nutschlitzbreite s_{Qse} wegen $\lambda = 0$ stets kleiner als die geometrische Nutschlitzbreite s_{Qs} ist.

2) Wird bei der Berechnung des *Carter*-Faktors k_{Cs} wie in Gleichung (4.56) nicht die reale Statornutöffnung s_{Qs} , sondern die kleinere effektive Nutschlitzbreite s_{Qse}' der stromdurchflossenen Nut (vgl. Abbildung 4.21b)

$$s_{Qse}' = \gamma' \cdot \delta, \quad \gamma' = \frac{2 \cdot s_{Qs}}{\pi \cdot \delta} \left[\arctan\left(\frac{s_{Qs}}{2\delta}\right) - \frac{\delta}{s_{Qs}} \ln\left(1 + \left(\frac{s_{Qs}}{2\delta}\right)^2\right) / 4 \right] \quad (4.68)$$

verwendet, so liefert die Näherung für die alleinige Verwendung des Nutungsfaktors ζ_{sv}' (die Annahme einer stromdurchflossenen Nut ist durch ein Apostroph gekennzeichnet) in der *Fourier*-Reihe eine passable Annäherung an das Statorfeld mit einseitiger Nutung (vgl. Abbildung 4.22 und Gleichung (4.72)). Unterhalb einer stromdurchflossenen Nut steigt oder fällt je nach Durchflutungsrichtung der Wert der Leitwertwelle der Nut $\lambda(x,t)$ nahezu linear und wechselt dabei das Vorzeichen (vgl. Abbildung 4.21b).

Wie Abbildung 4.22 deutlich macht, wird durch Verwendung dieser Näherung im Vergleich zu den FEM-Ergebnissen ein zu starker Feldeinbruch unterhalb der Nuten berechnet, was, wenn man sich das Prinzip der Radialfeldnäherung verdeutlicht (Abbildung 4.21), auch so sein muss. Daher weichen die in Tabelle 4.4 angegebenen Amplituden der Feldoberwellen B_{sv} teilweise doch recht erheblich von den FEM-Ergebnissen ab.

Tabelle 4.4: Amplituden der Statorfeldoberwellen bis zum zweiten Nutharmonischenpaar mit einseitiger Nutung, berechnet mit der Radialfeldnäherung und der *Kolbe*-Korrektur für die ungeschragten Motoren AH80 und AH100 (Luftspaltfeld im Leerlauf mit $U_N = 400$ V). Der Rotorkäfig wurde in der FEM-Modellierung vernachlässigt und daher ein ungenutzter Rotor angenommen (vgl. Abschnitt 4.3.2.4).

ν	Feldoberwellenamplitude AH80 B_{sv} (T)			Feldoberwellenamplitude AH100 B_{sv} (T)		
	FLUX2D	Radialfeld	Kolbe	FLUX2D	Radialfeld	Kolbe
1	0,737	0,733	0,734	0,895	0,891	0,891
-5	0,033	0,032	0,032	0,0301	0,0406	0,038
7	0,019	0,021	0,020	0,0101	0,0251	0,024
-11	0,015	0,0164	0,015	0,0092	0,0191	0,0181
13	0,025	0,02	0,019	0,0156	0,0231	0,0216
-17 NH	0,219	0,229	0,210	0,227	0,233	0,216
19 NH	0,138	0,145	0,135	0,126	0,129	0,121
-23	0,0006	0,0008	0,0011	0,0004	0,0026	0,002
25	0,00093	0,0022	0,0012	0,0006	0,0038	0,0029
-29	0,0045	0,0046	0,003	0,003	0,0062	0,0045
31	0,0039	0,0074	0,0049	0,005	0,0097	0,0069
-35 NH	0,112	0,152	0,106	0,133	0,168	0,124
37 NH	0,104	0,136	0,099	0,112	0,137	0,105

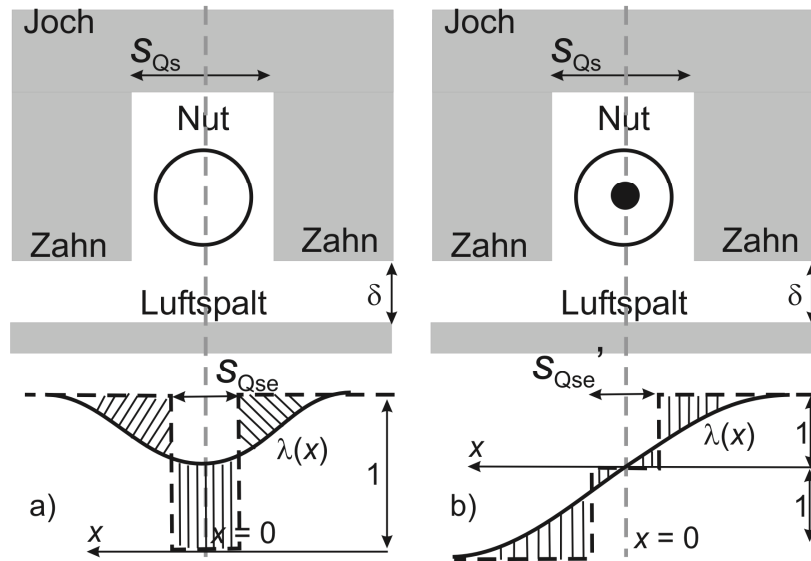


Abbildung 4.21: Veranschaulichung der Radialfeldnäherung bei Annahme einer a) stromlosen Statornut b) einer stromdurchflossenen Statornut.

In Abbildung 4.22 ist auch die von *Kolbe* [56, 57, 58] verwendete Korrektur zur Annäherung an das Feldbild bei einseitiger Statornutung zu sehen. Diese Methode bildet den Verlauf der Radialkomponente des Luftspaltfeldes deutlich besser nach als die Radialfeldnäherung, wie auch die berechneten Feldoberwellenamplituden B_{sv} aus Tabelle 4.4 nahelegen. Die *Kolbe*-Korrektur verwendet einen alternativen Nutverstärkungsfaktor ζ_{Nsv}^* im Vergleich zur Radialfeldnäherung:

$$\zeta_{Nsv}^* = \frac{\pi}{4} \cdot \nu \cdot \frac{\hat{H}_v}{H_{\max}} \quad \text{mit} \quad H_{\max} = \frac{\theta}{2\delta} \quad (4.69)$$

Mit \hat{H}_v werden in [56, 57] die Harmonischen der p Einzelspulen definiert, die sich aus einer *Fourier*-Analyse einer Näherungsverteilung mit Gewichtung des Real- und Imaginärteils über spezielle Funktionen zur Annäherung an numerische Simulationsergebnisse der Radialfeldkomponente des Luftspaltfeldes bei einseitiger Nutung ergeben.

Der in [56, 57] erwähnte Nutungsfaktor C_{vs} ist in vergleichbarer Weise auch in [23, 39, 59] zu finden und ist definiert als das Produkt aus Nutverstärkungsfaktor ζ_{Nsv}^* und dem *Carter*-Faktor k_{Cs} (vgl. Gleichung (4.64) und (4.65)):

$$C_{vs} = \zeta_{sv} = \zeta_{Nsv}^* \cdot k_{Cs} \quad (4.70)$$

Auch hier muss, wie bei der Radialfeldnäherung, zur Berechnung des *Carter*-Faktors k_{Cs} zwischen einer stromlosen und stromdurchflossenen Nut unterschieden werden.

Mit der Radialfeldnäherung oder der Methode nach *Kolbe* lassen sich die unabgedämpften Statoroberfelder bei vernachlässigter Eisensättigung mit Berücksichtigung der Nutschlitze und der einseitigen Nutung bei Annahme stromloser Nuten wie folgt berechnen [23]:

$$\hat{B}_{sv} = \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{Cs}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s \cdot k_{wv}}{\nu \cdot p \cdot \pi} \cdot k_{Qsv} \cdot \zeta_{sv} \quad \text{mit dem Nutungsfaktor } \zeta_{sv} \text{ gemäß der Radialfeldnäherung (4.66) oder der Kolbe-Näherung (4.70).} \quad (4.71)$$

Zur Berechnung des *Carter*-Faktors k_{Cs} wurde die effektive Nutschlitzbreite s_{Qse} der stromlosen Nut (4.67) eingesetzt.

Alternativ gilt für die Annahme stromdurchflossener Nuten und der entsprechenden abweichenden Berechnung des Nutungsfaktors [23]:

$$\hat{B}_{sv} = \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{Cs}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s \cdot k_{wv}}{\nu \cdot p \cdot \pi} \cdot \zeta_{sv}' \quad \text{mit dem Nutungsfaktor } \zeta_{sv}' \text{ gemäß der Radialfeldnäherung (4.66) oder der Kolbe-Näherung (4.70).} \quad (4.72)$$

herung (4.66) oder der *Kolbe*-Näherung (4.70). Zur Berechnung des *Carter*-Faktors k_{Cs} wurde die effektive Nutschlitzbreite s_{Qse} der stromldurchflossenen Nut (4.68) eingesetzt.

Im statorfesten Bezugssystem ist die Kreisfrequenz ω_{sV} der Feldoberwellen gleich der Netzfrequenz ω_s . In den Rotor induzieren sie jedoch mit der über den jeweiligen Oberwellenschlupf s_v umgerechneten Rotorkreisfrequenz ω_{rV} [26]:

$$\omega_{rV} = (1 - \nu \cdot (1 - s)) \cdot \omega_s = s_v \cdot \omega_s \Rightarrow s_v = 1 - \nu \cdot (1 - s). \quad (4.73)$$

Die Phasenlage $\varphi_v = \varphi_s$ der Oberfelder mit positivem Wert für $\nu \cdot k_{wV}$ entspricht der des Statorstroms \underline{I}_s , während die Oberfelder mit negativem Wert für $\nu \cdot k_{wV}$ gegenphasig dazu sind.

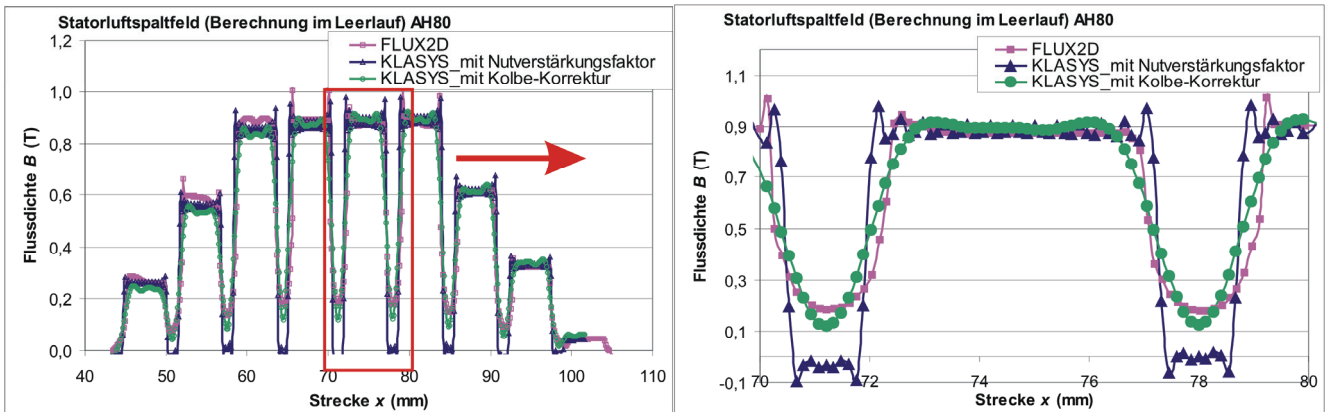


Abbildung 4.22: Vergleich des über die FEM (*FLUX2D*) und analytisch (*KLASYS*) vorausberechneten radialen Luftspaltfeldes für den (ungeschrägten) Motor AH80 im Leerlauf mit $U_N = 400$ VY. Der Rotorkäfig wurde in der FEM-Modellierung vernachlässigt und das Rotorblechpaket als ungenutzt angenommen (vgl. Abschnitt 4.3.2.4). In *KLASYS* wurden die Feldoberwellen bis zur 250. Ordnung zum resultierenden Feld summiert.

4.3.2.2. Abdämpfung durch das Läuferfeld

Im vorangegangenen Abschnitt 4.3.2.1 wurde zur Berechnung des Statorfeldes $B_s(x,t)$ Leerlaufbetrieb angenommen. Das heißt, der Schlupf s zwischen dem Statorfeld und dem mit Leerlaufdrehzahl $n_{syn} = f_s/p$ rotierenden Rotor ist Null, und es wird von der Statorgrundwelle $B_{sV=1}$ keine Spannung in den Rotor induziert. Damit existiert auch kein durch die Statorgrundwelle $B_{sV=1}$ hervorgerufenenes Rotorgrundfeld $B_{r\mu=V=1}$, da in den Stäben des Kurzschlusskäfigs keine Rotorströme $\underline{I}_{rV=1}$ fließen. Durch den Strom \underline{I}_{rV} , den eine Statorfeldoberwelle unter Last (also bei einem Schlupf s ungleich Null) in den Rotor induziert, wird dieses abgedämpft. Die Phasenlage des entstehenden Rotorgrundfeldes $B_{r\mu=V}$ ist nahezu gegenphasig zu dem entsprechenden Statorfeld B_{sV} (*Lenz'sche* Regel) und sorgt somit für eine Reduzierung des resultierenden Feldes im Luftspalt $B_{\delta V}$, welches durch eine vektorielle Addition der beiden Felder entsteht (vgl. [54]). Daher spricht man bei dem Strom \underline{I}_{rV} auch vom Abdämpfungstrom zum Statorfeld B_{sV} während das Rotoroberfeld $B_{r\mu=V}$ als Läufergrundfeld des Rotorstroms \underline{I}_{rV} bezeichnet wird.

Um die Abdämpfung des Statorfeldes B_{sV} durch das entsprechende Rotorgrundfeld $B_{r\mu=V}$ zu berücksichtigen, kann das resultierende Luftspaltfeld $B_{\delta}(x,t)$ aus der phasenrichtigen Addition der beiden Feldkomponenten ermittelt werden [54, 60]. Physikalisch gesehen stellt diese Methode den besten Lösungsweg dar, es werden jedoch die exakten Phasenlagen der beteiligten Feldkomponenten benötigt. Eine weitere Möglichkeit bietet die Einführung eines so genannten Abdämpfungsfaktors $|\underline{I}_{mV}/\underline{I}_s|$ [61, 62]. Für $\underline{I}_{mV}/\underline{I}_s$ gilt (zur Erläuterung für die Berechnung des Rotoroberstroms \underline{I}_{rV} siehe Abschnitt 4.3.3.1) [60, 61, 62]:

$$\frac{\underline{I}_{mv}}{\underline{I}_s} = \frac{\underline{I}_s + \underline{I}_{rv'}}{\underline{I}_s} = 1 + \frac{\underline{I}_{rv'}}{\underline{I}_s} = 1 - j \frac{s_\nu X_{rhvQ} \cdot 2 \cdot (m_s / Q_r) \cdot N_s \cdot k_{ws\nu} \cdot \eta_\nu \cdot \eta_{ve} \chi_\nu}{R_{rv} + js_\nu \cdot (X_{r\sigma\nu} + X_{rhvQ})} \quad (4.74)$$

Zur Bedeutung von X_{rhvQ} , η_ν und η_{ve} siehe Abschnitt 4.3.3.1 und für Erläuterungen zum komplexen Schrägungsfaktor χ_ν siehe Abschnitt 4.4.3.

Die Amplitude der jeweiligen unabgedämpften Statorfeldoberwelle $\hat{B}_{s\nu}$ gemäß Gleichung (4.71) bzw. (4.72) wird mit diesem Abdämpfungsfaktor $|\underline{I}_{mv} / \underline{I}_s|$ multipliziert (hier für stromlose Nuten) und ergibt damit die abgedämpfte Feldoberwelle $B_{\delta\nu}$:

$$\hat{B}_{\delta\nu} = \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{Cs}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s}{\nu \cdot p \cdot \pi} \cdot \frac{k_{w\nu}}{\nu} \cdot k_{Qs\nu} \cdot \zeta_{s\nu} \cdot \left| \frac{\underline{I}_{mv}}{\underline{I}_s} \right| \quad (4.75)$$

Durch die Abdämpfung wird das unabgedämpfte Statorfeld $B_{s\nu}$ mit der Phasenverschiebung φ_s bzw. $-\varphi_s$ (vgl. 4.3.2.1) um den Winkel φ_d verschoben und hat somit die Phasenlage φ_m des Magnetisierungsstroms \underline{I}_m :

$$\varphi_d = \arctan \left(\frac{\text{Im} \left(\frac{\underline{I}_{mv}}{\underline{I}_s} \right)}{\text{Re} \left(\frac{\underline{I}_{mv}}{\underline{I}_s} \right)} \right) = \arctan \left(\frac{\text{Im} \left(\frac{\underline{I}_s + \underline{I}_{rv'}}{\underline{I}_s} \right)}{\text{Re} \left(\frac{\underline{I}_s + \underline{I}_{rv'}}{\underline{I}_s} \right)} \right) = \varphi_m - \varphi_s \quad (4.76)$$

Es wird bei der Verwendung des Abdämpfungsfaktors $|\underline{I}_{mv} / \underline{I}_s|$ angenommen, dass die Phasenverschiebung zwischen dem Magnetisierungsstrom \underline{I}_{mv} für die ν -te Feldoberwelle und dem Statorstrom \underline{I}_s Null ist. Damit wären der Statorstrom \underline{I}_s und der abdämpfende Rotorstrom \underline{I}_{rv} gegenphasig, was nur im Fall des idealen Durchflutungsausgleichs zutreffend ist, der nur bei sehr hohen Schlupfwerten ($s = \infty$) auftritt (Abbildung 4.23). Im Bemessungsbetrieb existiert eine Phasenverschiebung $\neq \pi$ zwischen Stator- und Rotorstrom (siehe Abbildung 4.23), weswegen die Phasenlage des abgedämpften Feldes durch den Abdämpfungsfaktor $|\underline{I}_{mv} / \underline{I}_s|$ nur näherungsweise erfasst wird. Tabelle 4.5 zeigt den Vergleich der mit KLASYS analytisch gemäß [54, 60] berechneten Amplituden der abgedämpften Statorfeldoberwellen im Vergleich mit den FEM-Ergebnissen für den Motor AH80 im Bemessungsbetrieb.

Tabelle 4.5: Vergleich zwischen FEM (FLUX2D) und analytischer Berechnung (KLASYS) der resultierenden Luftspaltfeldoberwellen $B_{\delta\nu}$ des Motors AH80 (ohne Schrägung) im Bemessungsbetrieb.

ν	$B_{\delta\nu}$ (T) (FLUX2D)	$B_{\delta\nu}$ (T) (KLASYS)
1	0,692	0,691
-5	0,0786	0,0515
7	0,0442	0,0392
-11	0,0363	0,0330
13	0,0635	0,0380
-17	0,221	0,2548
19	0,126	0,1256

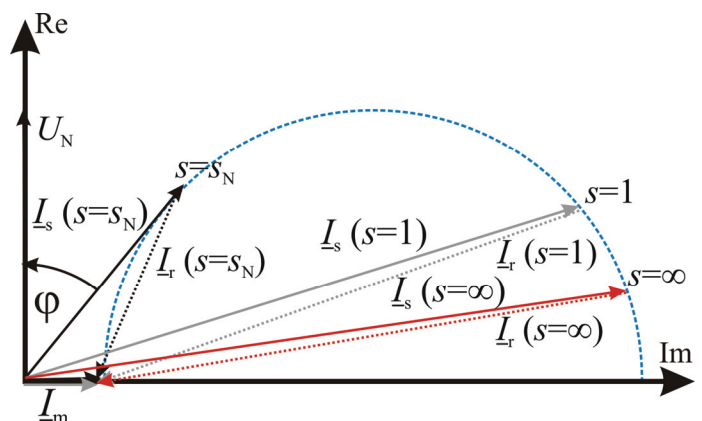


Abbildung 4.23: Vereinfachter Ossanna-Kreis als Ortskurve des Statorstroms $\underline{I}_s(s)$ einer KLASM [23, 26, 28, 29, 47] zur Verdeutlichung der Gültigkeit der Vernachlässigung der Phasenverschiebung zwischen dem Magnetisierungsstrom \underline{I}_m und dem Statorstrom \underline{I}_s bei der Berechnung des Abdämpfungsfaktors.

Zum Vergleich mit dem 2-dimensionalen FEM-Modell wird mit ungeschrägtem Rotor gerechnet. Die analytische Berechnung liefert jedoch für die Feldoberwellen mit der Ordnungszahl $\nu = 13$ deutlich kleinere Werte im Vergleich zu den FEM-Ergebnissen. Der Grund hierfür ist die sekundäre Ankerrückwirkung [41, 63, 64], die bei der analytischen Berechnung nur näherungsweise gemäß Heller [41] berücksichtigt wird. Wie in Kapitel 4.3.3.2 erläutert wird, ruft der durch die sekundäre Ankerrückwirkung stark ansteigende Rotorstrom $I_{r\nu=13}$ ein Rotorrestfeld $B_{r\mu=-1\nu=13}$ der Ordnung $\mu = -1$ hervor, das einen hochfrequenten abdämpfenden Statorstrom in den Ständer induzieren kann. Dieser zusätzliche Statorstrom ruft ein Ständerfeld hervor, welches sich der Feldoberwelle $B_{s\nu=13}$, überlagert und dieses gegebenenfalls verstärkt.

4.3.2.3. Einfluss der Eisensättigung und Sättigungsoberrfelder

a) Sättigungsoberrfelder aus nutharmonischen Oberstrombelägen

Vergleicht man das in Abbildung 4.20c) zu sehende Luftspaltfeld mit vernachlässigter Eisensättigung (d.h. ohne Sättigungsoberrwellen) mit Abbildung 4.22, so wird deutlich die Abplattung des Feldverlaufs aufgrund der Sättigung der Eisenwege vor allem in den Zähnen sichtbar. Wie Abbildung 4.24a) zeigt, sind in der Regel die hohen Flussdichten in den Zähnen von Rotor und Stator maßgebend für die Sättigung des Hauptfeldes („zahngesättigte“ Maschine). Betrachtet man die Grundwelle (als besondere nutharmonische Feldoberwelle mit $\nu_0 = 1$), so ergeben sich durch die Sättigung zusätzliche Oberwellen, die mit 3-facher Ständerfrequenz im Luftspalt wandern (Abbildung 4.24c). Um eine mathematische Beschreibung dieses Sättigungseffekts zu erhalten, wird eine Sättigungsleitwertwelle $\lambda_s(x,t)$ verwendet, die wie folgt definiert wird [23]:

$$\lambda_s(x,t) = \lambda_m - \sum_{l=1,2,3,\dots}^{\infty} \lambda_{l1} \cdot \cos\left(\frac{2x_s\pi \cdot l}{\tau_p} - 2\omega_s t - 2\varphi_{m_l}\right) \quad (4.77)$$

$$\approx \lambda_m - \lambda_1 \cdot \cos\left(\frac{2x_s\pi}{\tau_p} - 2\omega_s t - 2\varphi_m\right) = \lambda_m - \lambda_1(x_s, t).$$

Da Nord- und Südpol der jeweiligen Oberwelle gleichermaßen das Eisen sättigen, muss die Leitwertfunktion $\lambda_s(x,t)$ gegenüber der Oberwelle die halbe Wellenlänge aufweisen. Dadurch hat der \cos -Term in Gleichung (4.77) die Ordnungszahl $2 \cdot \nu$. Da für alle Ständerfeldoberwellen der Ordnung ν die Kreisfrequenz ω_s gültig ist, ist die Frequenz $2 \cdot \omega_s$. Die Phasenverschiebung φ_m tritt zwischen der Strangspannung U_s und dem Magnetisierungsstrom I_m auf und hat einen Wert von etwa 90° (vgl. Abbildung 4.23). Das Minimum λ_{\min} und das Maximum λ_{\max} der Sättigungsleitwertwelle $\lambda_s(x,t)$ sind [23]:

$$\lambda_{\min} = \frac{1}{1 + \frac{V_{\text{Joch,s}} + V_{\text{Joch,r}} + V_{\text{Zahn,s}} + V_{\text{Zahn,r}}}{V_L}} = k_h \quad \text{und} \quad \lambda_{\max} = \frac{1}{1 + \frac{V_{\text{Joch,s}} + V_{\text{Joch,r}}}{V_L}}. \quad (4.78)$$

Daraus ergeben sich ein Mittelwert λ_m und die Amplitude λ_1 von:

$$\lambda_m = \frac{\lambda_{\min} + \lambda_{\max}}{2} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_1 = \frac{\lambda_{\min} - \lambda_{\max}}{2}. \quad (4.79)$$

Dieser magnetische Leitwert wird z.B. für $\nu = 1$ mit der Grundwelle $B_{s\nu=1}$ multipliziert, wodurch nach Umformung die beiden in Abbildung 4.24b) zu sehenden Kurven entstehen (Gleichung (4.82)). Im statorfesten Koordinatensystem ($x = x_s$) ergibt sich für den Leerlaufbetrieb ($\varphi = \varphi_m$) [23]:

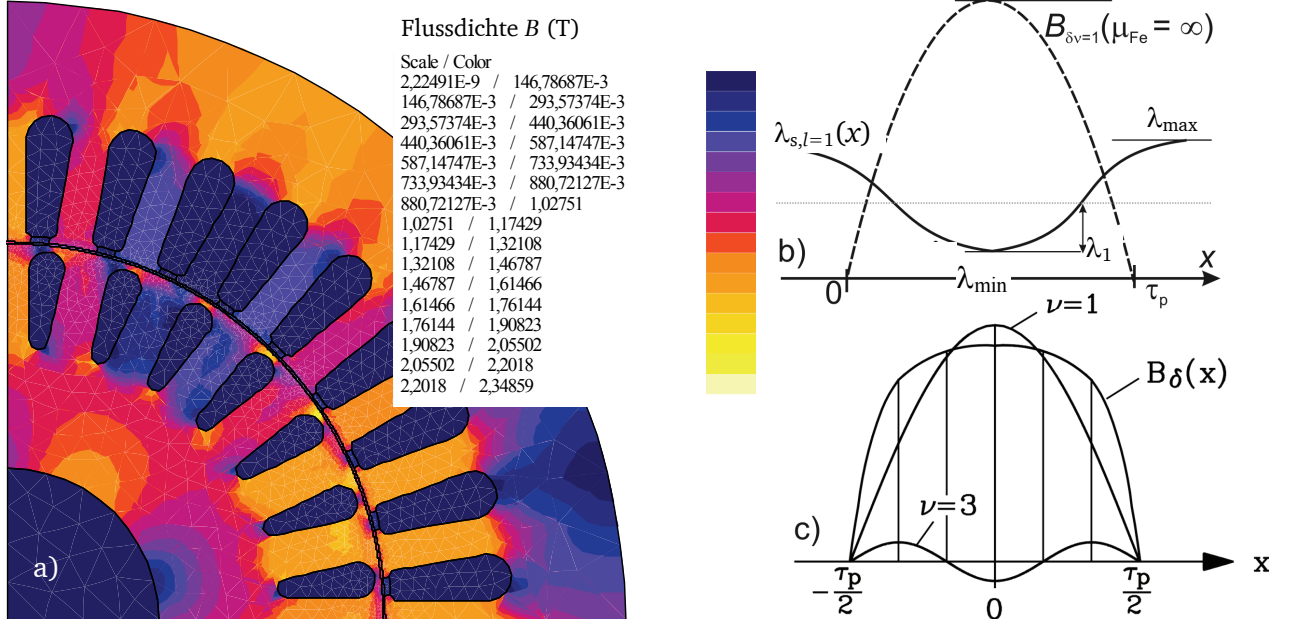


Abbildung 4.24: a) Verteilung des Betrags der Flussdichte des Motors AH100 im Leerlaufbetrieb bei $U_N = 400$ V (FLUX2D). Es werden deutlich die erhöhten Flussdichten in den Zähnen sichtbar, die im Leerlauf den Eisenkreis sättigen. b) Veranschaulichung der Grundwelle des Luftspaltfeldes $B_{\delta, \nu=1}(x)$ und der Leitwertwelle $\lambda_{s, \nu=1}(x)$ zu einem Zeitpunkt $t = 0$ s c) Zusammensetzung der abgeflachten Luftspaltflussdichte als Summe der Grundwelle und einer Oberwelle der Ordnung $\nu = 3$ [26].

$$\begin{aligned}
 B_{s\nu}(x_s, t) &= \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{CS}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s}{\nu \cdot p \cdot \pi} \cdot \frac{k_{w\nu}}{\nu} \cdot k_{Qs\nu} \cdot \zeta_{s\nu} \cos\left(\nu x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m\right) \cdot \lambda_s(x_s, t) \\
 \text{für } \nu=1 &= \hat{B}_{s\nu=1} \cdot \cos\left(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m\right) \cdot \lambda_s(x_s, t) \\
 &\cong \hat{B}_{s\nu=1} \cos\left(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m\right) \cdot \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_m} \cos\left(\frac{2x_s \pi}{\tau_p} - 2\omega_s t - 2\varphi_m\right)\right).
 \end{aligned} \tag{4.80}$$

Daraus ergibt sich mit $\cos\alpha \cdot \cos\beta = 0,5 \cdot [\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)]$:

$$\begin{aligned}
 &\hat{B}_{s\nu=1} \cos\left(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m\right) \cdot \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_m} \cos\left(\frac{2x_s \pi}{\tau_p} - 2\omega_s t - 2\varphi_m\right)\right) \\
 &= \hat{B}_{s\nu=1} \cos\left(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m\right) - \left(\frac{1}{2} \hat{B}_{s\nu=1} \frac{\lambda_1}{\lambda_m} \left(\cos\left(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m\right) - \cos\left(3x_s \pi / \tau_p - 3\omega_s t - 3\varphi_m\right)\right)\right).
 \end{aligned} \tag{4.81}$$

Durch Umformung ergeben sich daraus die gesättigte Grundwelle a) und eine 3. Oberwelle b):
 a) die gesättigte (ungedämpfte) Feldgrundwelle (vgl. Gleichung (4.71)):

$$\begin{aligned}
 B_{s\nu=1}(x_s, t) &= \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{CS}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s}{1 \cdot p \cdot \pi} \cdot \frac{k_{w\nu=1}}{1} \cdot k_{Qs\nu=1} \cdot \zeta_{s\nu=1} \cdot \left(\lambda_m - \frac{\lambda_1}{2}\right) \cdot \cos\left(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m\right) \\
 &= \hat{B}_{s\nu=1} \cdot \cos\left(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m\right),
 \end{aligned} \tag{4.82}$$

b) die dritte (ungedämpfte) Oberwelle:

$$\begin{aligned}
 B_{s\nu=3}(x_s, t) &= -\frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{CS}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s}{1 \cdot p \cdot \pi} \cdot \frac{k_{w\nu=1}}{1} \cdot k_{Qs\nu=1} \cdot \zeta_{s\nu=1} \cdot \frac{\lambda_{v1}}{2} \cdot \cos\left(3x_s \pi / \tau_p - 3\omega_s t - 3\varphi_m\right) \\
 &= \hat{B}_{s\nu=3} \cdot \cos\left(3x_s \pi / \tau_p - 3\omega_s t - 3\varphi_m\right).
 \end{aligned} \tag{4.83}$$

Auch alle weiteren Oberwellen $B_{\delta\nu}$ ($\nu > 1$) können durch Sättigung und der damit verbundenen Modulation mit $\lambda_s(x_s, t)$ zusätzliche Oberwellen erzeugen. Gerade bei den nutharmonischen Oberwellen mit den Ordnungszahlen ν_Q können die daraus resultierenden Sättigungsoberwellen eine erhebliche Größe aufweisen. Gemäß [26, 53, 58, 62, 63] entstehen dadurch Oberwellen mit Vielfachen von 3 als Ordnungszahlen.

Abbildung 4.25 zeigt das Amplitudenspektrum des Luftspaltfeldes $B_\delta(x, t)$ der Motoren AH80 und AH100 im Leerlauf mit den zusätzlichen Oberwellen durch die Sättigung des Eisens. Die deutlich sichtbare Oberwelle der Ordnung $\nu = 9$ ergibt sich aus der Modulation der 7. und 11. Oberwelle mit der Sättigungsleitwertwelle $\lambda_1(x_s, t)$ und die Oberwelle der Ordnung $\nu = 15$ durch die Modulation der 13. und 17. Oberwelle mit $\lambda_1(x_s, t)$. In Summe treten folgende Ordnungszahlen ν durch Sättigungsoberwellen ($l = 1$) auf:

$$\nu_s = \nu \pm 2 \cdot l = \nu \pm 2 = 1 + 2mg \pm 2 \rightarrow \nu_{s3} = 3 + 2mg \quad g=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.84)$$

Für die nutharmonischen Ordnungszahlen gilt:

$$\nu_{sQ_3} = 1 + \frac{Q_s}{p} \cdot g_Q + 2 \rightarrow \nu_{s3} = 3 + \frac{Q_s}{p} \cdot g_Q \quad g_Q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.85)$$

Bei den hier in Stern geschalteten Motoren entstehen anders als bei in Dreieck geschalteten Motoren (vgl. Abschnitt 4.3.2.3b) durch diese Sättigungsoberfelder aufgrund der gleichphasig mit dreifacher Netzfrequenz f_s induzierten Ständerspannungen gemäß [61, 62, 65] keine dämpfenden Statorströme und damit keine zusätzlichen Wicklungsoberfelder des Stators.

Tabelle 4.6 zeigt die Ergebnisse der FEM-Berechnung des Leerlaufes im Vergleich mit der analytischen Berechnung (KLASYs) für die auf die Sättigungsoberwellen zurückzuführenden Ordnungszahlen. Im Vergleich zu den Wicklungs- und Nutungsoberfeldern sind die Amplituden der Sättigungsoberwellen im Leerlauf deutlich geringer. Deswegen sind die deutlicheren Abweichungen zwischen analytischer und numerischer Berechnung im Felddbild in Abbildung 4.22 nicht ersichtlich.

Auch die Sättigungsoberfelder werden durch sie in den Rotor induzierte Oberströme $\underline{I}_{r\nu=3,9,15,\dots}$ abgedämpft, so dass im Spektrum neben der dem Stator zugeordneten Sättigungsoberwelle $B_{\delta\nu=3}(x_s, t)$ auch Läufergrund- und Restfelder überlagert sind, die in Abschnitt 4.3.3.4 diskutiert werden.

Wird auch hier der Abdämpfungsfaktor $|L_{m\nu}/L_s|$ eingeführt, so ergibt sich für die abgedämpften Sättigungsoberwellen mit Gleichung (4.82) für das Beispiel der gesättigten, abgedämpften Grundwelle $\nu = 1$ mit der Phasenlage φ_m (vgl. Abschnitt 4.3.2.2):

a) für die gesättigte abgedämpfte Stator-Feldgrundwelle (vgl. Gleichung (4.75))

$$\begin{aligned} B_{\delta\nu=1}(x_s, t) &= \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{Cs}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s}{1 \cdot p \cdot \pi} \cdot \frac{k_{w\nu=1}}{1} \cdot k_{Qs\nu=1} \cdot \zeta_{s\nu=1} \cdot \left(\lambda_m - \frac{\lambda_1}{2} \right) \cdot \cos(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m) \cdot \left| \frac{L_{m\nu=1}}{L_s} \right| \\ &= \hat{B}_{s\nu=1} \cdot \left| \frac{L_{m\nu=1}}{L_s} \right| \cdot \cos(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m) = \hat{B}_{\delta\nu=1} \cdot \cos(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m) \end{aligned} \quad (4.86)$$

und b) die dritte abgedämpfte Oberwelle

$$\begin{aligned} B_{\delta\nu=3}(x_s, t) &= -\frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{Cs}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s}{1 \cdot p \cdot \pi} \cdot \frac{k_{w\nu=1}}{1} \cdot k_{Qs\nu=1} \cdot \zeta_{s\nu=1} \cdot \frac{\lambda_1}{2} \cdot \cos(3x_s \pi / \tau_p - 3\omega_s t - 3\varphi_m) \cdot \left| \frac{L_{m\nu=3}}{L_s} \right| \\ &= \hat{B}_{s\nu=3} \cdot \left| \frac{L_{m\nu=3}}{L_s} \right| \cdot \cos(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t - \varphi_m) = \hat{B}_{\delta\nu=3} \cdot \cos(3x_s \pi / \tau_p - 3\omega_s t - 3\varphi_m) \end{aligned} \quad (4.87)$$

Tabelle 4.6: Vergleich zwischen FEM und analytischer Berechnung der Sättigungsoberrfelder des Motors AH80 (AH100 in Klammern) im Leerlaufbetrieb

Ordnung ν_s	$B_{\delta\nu}$ (T) (FLUX2D)	$B_{\delta\nu}$ (T) (KLASY5)
3	9,87e-3 (7,95e-3)	5,3e-3 (3,25e-3)
9	9,47e-4 (2,93e-3)	1,87e-3 (2,86e-3)
15	9,63e-3 (8,75e-3)	7,19e-3 (6,97e-3)
21	2,41e-3 (1,2e-3)	1,1e-3 (1,01e-3)
27	1,65e-3 (6,14e-4)	5,6e-4 (7,6e-4)
33	1,05e-3 (1,08e-3)	1,89e-3 (2,82e-3)

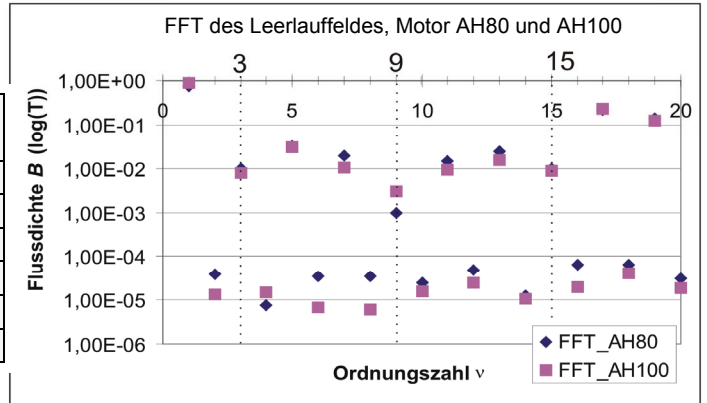


Abbildung 4.25: FFT des Leerlaufes der Motoren AH80 und AH100 bei $U_N = 400V$ Y numerisch berechnet mit FLUX2D.

b) Sättigungsfelder durch zusätzliche Kreisströme bei Dreieckschaltung

Gemäß [23, 26] können durch Selbstinduktion der mit 3-facher Statorfrequenz ω_s im Luftspalt wandernden Sättigungsoberrwellen, die durch Modulation der Feldoberwelle des Stators mit der Sättigungs-Leitwertsfunktion $\lambda_s(x_s, t)$ gemäß Gleichung (4.82) entstehen, nur bei Dreieckschaltung der $m = 3$ Stränge Kreisströme I_D entstehen (siehe (4.90)), die ihrerseits wieder Felder des Stators verursachen. Ihre Ordnungszahl ist durch (4.84) bestimmt. Im Allgemeinen ist nur die Grundwelle von Relevanz, da nur sie Kreisströme I_D in ausreichender Größe hervorrufen kann. Für diesen Fall lassen sich die durch die Kreisströme I_D erregten pulsierenden Feldoberwellen als Summe aus mit- und gegenlaufenden Wellen wie folgt beschreiben [26]:

$$B_{\delta sk\nu_3}(x_s, t) = \hat{B}_{sk\nu_3} \cdot \cos\left(\frac{3x_s\pi \cdot \nu_3}{\tau_p} - 3\omega_s t - 3\varphi_m\right) + \hat{B}_{sk\nu_3} \cdot \cos\left(\frac{3x_s\pi \cdot \nu_3}{\tau_p} + 3\omega_s t + 3\varphi_m\right) \quad (4.88)$$

mit $\nu_3 = 3 \cdot (1 + 2k)$ und $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Diese Felder bewirken, dass aufgrund der durch sie verursachten zusätzlichen abdämpfenden Rotorströme neben den Kreisströmen I_D an sich die Zusatzverluste $P_{Cu,r,3}$ ansteigen, so dass die Verluste bei Motoren in Dreieckschaltung i. A. immer etwas höher sind als bei im Stern geschalteten Motoren [26]. Weiterhin tragen die durch die Kreisströme I_D verursachten Wicklungsoberfelder mit den Ordnungszahlen ν_3 zur Geräuschanregung der Motoren bei (siehe Kapitel 5). Eine Methode zur Berechnung der Amplituden $\hat{B}_{sk\nu_3}$ wird in [61, 62, 65] angegeben. Das Zahnsättigungsfeld mit $\nu_s = 3$ nach Gleichung (4.86)b) induziert in den Strängen die gleichphasigen Spannungen:

$$\underline{U}_{i,\nu=3} = j\sqrt{2}\pi \cdot 3 \cdot f \cdot N_s \cdot k_{w\nu=3} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\tau_p}{3} \cdot I_e \cdot \underline{B}_{\delta\nu=3} \quad (4.89)$$

Diese treiben wie oben erwähnt, nur in im Dreieck geschalteten Motoren einen dämpfenden Kreisstrom I_D in der Ständerwicklung. Dieser Kreisstrom I_D lässt sich mit der zweiten Kirchhoff'schen Gleichung wie folgt berechnen:

$$I_D = -\frac{\underline{U}_{i,\nu=3}}{R_s + j3 \cdot X_{sW}} \quad (4.90)$$

Dabei ist die Wechselfeldreaktanz X_{sW} die Summe aus der Wechselhauptfeldreaktanz $X_{shW\nu=3}$ und der Streureaktanz $X_{s\sigma}$ (4.51):

$$X_{sW} = X_{shW\nu=3} + X_{sg} \quad \text{mit} \quad X_{shW\nu=3} = \frac{8}{9} \cdot f_s \cdot \mu_0 \cdot \frac{d_{si}/2 \cdot l_{Fe}}{p^2 \cdot \delta \cdot k_C} \cdot (N_s \cdot k_{w\nu=3})^2 \quad \text{mit} \quad k_C = k_{Cs} \cdot k_{Cr}. \quad (4.91)$$

Der dem Kreisstrom \underline{I}_D entsprechende Wechselstrombelag hat die Ordnung $\nu_3 = 3 \cdot (1+2k)$ $k=1,2,3,\dots$ und ruft zusätzliche Felder mit einer Frequenz $f_{s\nu_3} = 3f_s$ und der Amplitude $\hat{B}_{sk\nu_3}$ hervor [61, 62]:

$$\hat{B}_{sk\nu_3} = \frac{\sqrt{2} \cdot 3}{\pi} \cdot \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_C} \cdot \frac{k_{w\nu_3}}{\nu_3} \cdot N_s \cdot |\underline{I}_D| \cdot k_{Qs\nu_3}. \quad (4.92)$$

Da diese Felder des Stators durch einen entsprechenden Rotorstrom $\underline{I}_{r\nu_3}$ gedämpft werden, kann auch hier der Abdämpfungsfaktor $|\underline{I}_{m\nu_3} / \underline{I}_D|$ verwendet werden, um die resultierende Amplitude des Luftspaltfelds zu ermitteln:

$$\hat{B}_{sk\nu_3} = \frac{\sqrt{2} \cdot 3}{\pi} \cdot \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_C} \cdot \frac{k_{w\nu_3}}{\nu_3} \cdot N_s \cdot |\underline{I}_D| \cdot k_{Qs\nu_3} \cdot \left| \frac{\underline{I}_{m\nu_3}}{\underline{I}_D} \right|. \quad (4.93)$$

Die Phasenlage dieses resultierenden Feldes ist [61, 62]:

$$\varphi_{sk\nu_3} = \arctan\left(\frac{\text{Im}(\underline{I}_D)}{\text{Re}(\underline{I}_D)}\right) + \arctan\left(\frac{\text{Im}\left(\frac{\underline{I}_{m\nu_3}}{\underline{I}_D}\right)}{\text{Re}\left(\frac{\underline{I}_{m\nu_3}}{\underline{I}_D}\right)}\right). \quad (4.94)$$

4.3.2.4. Berücksichtigung der Läufernutung

In [23, 26, 34, 44, 53, 60] werden Möglichkeiten zur Berücksichtigung des Einflusses der Läufernuten auf das Statorfeld $B_{sv}(x,t)$ dargestellt. Eine gängige Methode ist die Verwendung der magnetischen Leitwertwelle $\lambda_{Qr}(x,t)$ des Rotors, die im rotorfesten Koordinatensystem ($x = x_r$) zeitlich konstant ist. Ähnlich wie bei der Radialfeldnäherung zur Berücksichtigung der einseitigen Nutung (vgl. Abbildung 4.21) wird angenommen, dass der magnetische Leitwert λ_{Qr} unterhalb der effektiven Nutschlitzbreite s_{Qre} des geometrischen Nutschlitzes mit Berücksichtigung der sättigungsbedingten Vergrößerung $s_{Qr,ges}$ Null ist und im Zahnbereich auf einen Wert von 1 steigt. Um die Addition aller Rotoroberwellen zu erleichtern, wird der Koordinatenursprung der Leitwertfunktion $\lambda_{Qr}(x_r)$ zu einem Zeitpunkt in die Nutmitte gelegt (vgl. Abbildung 4.21 und Abbildung 4.26a), weswegen gilt [26]:

$$\lambda_{Qr}(x_r) = \begin{cases} 0, & -s_{Qre}/2 \leq x_r \leq s_{Qre}/2 \\ 1, & -\tau_{Qr}/2 \leq x_r \leq -s_{Qre}/2 \text{ und } s_{Qre}/2 \leq x_r \leq \tau_{Qr}/2 \end{cases}. \quad (4.95)$$

Bildet man die *Fourier-Reihe* der Funktion aus Gleichung (4.95), so ergibt das [26]:

$$\lambda_{Qr}(x_r) = \frac{1}{k_{Cr}} \cdot \left(1 - \sum_l \lambda_{rl} \cdot \cos(l \cdot Q_r \pi x_r / (p \tau_p)) \right) \quad l = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.96)$$

$$\lambda_{rl} = 2 \cdot \frac{\sin\left(\frac{l\pi}{k_{Cr}} \cdot (k_{Cr} - 1)\right)}{\frac{l\pi}{k_{Cr}}}.$$

Dabei steht der Kehrwert des *Carter-Faktors* des Rotors $1/k_{Cr}$ für den mittleren magnetischen Widerstand des Luftspalts infolge der Läufernutschlitzöffnungen:

$$\lambda_{Qr,av} = \frac{\tau_{Qr} - s_{Qre}}{\tau_{Qr}} = \frac{1}{1/[1 - \zeta(s_{Qr}/\delta) \cdot \delta/\tau_{Qr}]} = \frac{1}{k_{Cr}}. \quad (4.97)$$

Multipliziert man diese Reihe $\lambda_{Qr}(x_r)$ mit der Reihe für die Feldoberwellen des Luftspalts bei einseitiger Nutung $B_\delta(x_s, t)$ gemäß Gleichung (4.61) und (4.75):

$$B_\delta(x_s, t) = \sum_\nu \hat{B}_{\delta\nu} \cdot \cos(\nu\pi x_s / \tau_p - \omega_s t) \cdot \lambda_{Qr}(x_r) \quad \nu = 1 + 2mg \quad g = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4.98)$$

so entstehen gemäß [26] wieder die Luftspaltfeldoberwellen der einseitigen Nutung aus Gleichung (4.98), vermindert um den Carter-Faktor des Rotors (stromlose Nut angenommen):

$$\frac{B_\delta(x_s, t)}{k_{Cr}} = \sum_\nu \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{Cs} \cdot k_{Cr}} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot m \cdot N_s \cdot I_s \cdot k_{wv}}{\nu \cdot p \cdot \pi} \cdot k_{Qs\nu} \cdot \zeta_{s\nu} \cdot \left| \frac{I_{mv}}{I_s} \right| \cdot \cos(\nu\pi x_s / \tau_p - \omega_s t) \quad , \quad (4.99)$$

und mit der Leitwertfunktion $\lambda_{Qr}(x_r)$ modulierte Feldoberwellen

$$- \sum_\nu \sum_l \hat{B}_{\delta\nu} \cdot (\lambda_{rl} / k_{Cr}) \cdot \cos(\nu\pi x_s / \tau_p - \omega_s t) \cdot \cos(l \cdot Q_r \pi x_r / (p \tau_p)). \quad (4.100)$$

Mit einer Umrechnung auf die Statorseite und einigen Umformungen ergeben sich zusätzliche Feldoberwellen

$$B_{\delta s l}(x_s, t) = - \frac{\hat{B}_{s\nu} \cdot \lambda_{rl}}{2k_{Cr}} \cdot \cos((\nu \pm l Q_r / p) \cdot \pi x_s / \tau_p - \omega_{sl} t) \quad l = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.101)$$

$$\omega_{sl} = \omega_s \cdot \left(1 + (1-s) \cdot (\pm l) \cdot \frac{Q_r}{p} \right),$$

welche die gleichen Ordnungszahlen $\mu = \nu \pm l \cdot Q_r / p$ wie die in Abschnitt 4.3.3 vorgestellten Läuferrestfelder aufweisen und diesen somit überlagert sind.

In der Regel reicht es aus, wegen ihrer relativ großen Amplituden nur die Modulationen der Ständergrundwelle $\nu = 1$ mit der Nutleitwert-Grundwelle $l = 1$ der Rotornutung (4.96) zu berücksichtigen. Wird jedoch auch noch das erste Nutharmonischenpaar des Stators $\nu_Q = 1 \pm Q_s / p$ mit der Nutleitwert-Grundwelle $l = 1$ der Rotornutung (4.96) moduliert, so ergeben sich u.a. zusätzliche Oberwellen, deren Ordnungszahlen von der Differenz aus Stator- und Rotornutenzahl $Q_s - Q_r$ bzw. $Q_r - Q_s$ abhängt und damit deutlich langwelliger sind als die nutharmonischen Feldoberwellen („nutdifferenzharmonische“ Feldoberwellen [26, 54]). Dadurch werden sie durch die Schrägung deutlich geringer abgedämpft und können daher eventuell trotz der vergleichbar geringen Amplituden dennoch wichtig zur Beschreibung parasitärer Effekte sein. Da diese nutdifferenzharmonischen Feldoberwellen gemäß [37, 54, 59, 66] Wellenlängen ähnlich denen der Grundwelle aufweisen, magnetisieren sie das Rotor- und Stator-Blechpaket über die Joche und sättigen somit wesentlich stärker als die kurzwelligen Oberwellen mit dem Hauptfeldsättigungsfaktor k_h gemäß Kapitel 4.3.2.3. Daher sind sie bei hoch ausgenutzten Motoren in der Regel deutlich kleiner als die kurzwelligen nutharmonischen Feldoberwellen und können daher in der Regel vernachlässigt werden. Folglich werden diese nutdifferenzharmonischen Feldoberwellen aufgrund ihrer vergleichbar geringen Wirkung hier nicht weiter betrachtet und bei der Berechnung der parasitären Oberwelleneffekte in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt.

Bei Belastung der Maschinen und dem damit verbundenen steigenden Zick-Zack-Streufeld Φ_z [37, 67] sättigen die Zahnköpfe des Rotors, weswegen die geometrische Nutöffnung s_{Qr} über den in Abschnitt 4.1.5 definierten Nutschlitzsättigungsfaktor $k_{ns,r,A}$ (Abbildung 4.13b) zu vergrößern ist, was zur gesättigten Rotornutöffnung $s_{Qr,ges}$ führt (Abbildung 4.26a, [34]):

$$s_{Qr,ges} = \frac{s_{Qr}}{k_{ns,r,A}}. \quad (4.102)$$

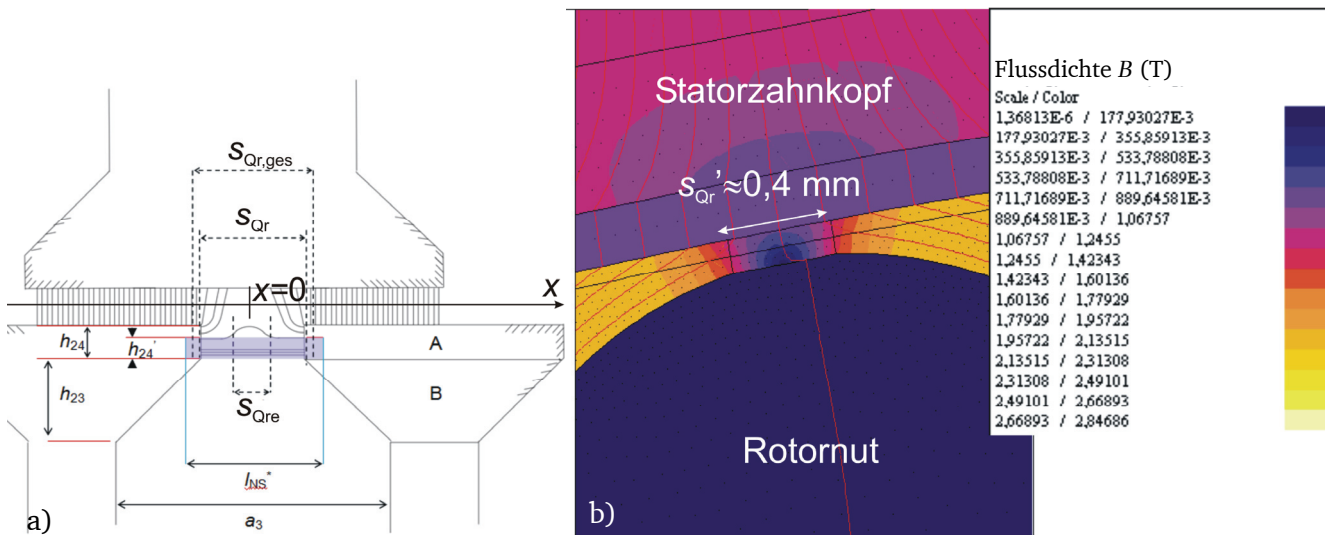


Abbildung 4.26: a) Veranschaulichung zur Definition der effektiven Nutschlitzbreite s_{Qre} und des geometrischen und gesättigten Rotornutschlitzes s_{Qr} bzw. $s_{Qr,ges}$ gemäß [34]. b) FEM-Berechnung der Beträge der Flussdichten des Motors AH80 im Leerlaufbetrieb im Bereich der Zahnköpfe für den von *Weppeler* betrachteten Fall einer Rotornut gegenüber einem Statorzahn.

Die von *Weppeler* in [34] hergeleiteten Formeln zur Berechnung des Sättigungsfaktors $k_{ns,r,A}$ wurden für den Fall von offenen Rotornuten angegeben. Bei Rotoren mit geschlossenen Nuten, wie bei den hier betrachteten Motoren AH80, AH100 und AH160, muss eine Ersatz-Rotornutschlitzbreite s_{Qr}' zur Berücksichtigung des Feldeinbruchs im Bereich der sehr dünnen Eisenbrücken an der Spitze der Rotornuten für die Berechnung verwendet werden. *Weppeler* schlägt im Falle geschlossener Rotornuten die Verwendung eines geometrischen Rotor-Ersatznutschlitzes von $s_{Qr}' = 0,01$ mm als Startwert für die iterative Berechnung von $k_{ns,r,A}$ vor, was, betrachtet man den Bereich, in dem die Flussdichte in Abbildung 4.26b) rapide absinkt, sehr klein ist. Abbildung 4.27a) zeigt am Beispiel des Motors AH80, dass sich im Leerlaufbetrieb bei Verwendung dieses Wertes von $s_{Qr}' = 0,01$ mm keine Auswirkung der Rotornuten im analytisch berechneten Luftspaltfeld B_s zeigt. Die FEM-Berechnung zeigt dagegen einen deutlichen Einfluss des Rotorfeldes, welches wie oben erläutert durch die Rotornutung verstärkt wird (vgl. (4.104)). Daher wird mit Hilfe der FEM-Ergebnisse ein geometrischer Rotor-Ersatznutschlitz s_{Qr}' derart bestimmt, dass für den von *Weppeler* betrachteten Fall von Rotor- zu Statorlage (vgl. Abbildung 4.26a) im Leerlaufbetrieb der gleiche Flussverlust $\Delta\Phi$ durch die Rotornutung auftritt. Dazu müssen die schraffierten Flächen A2 (*KLASYs*) und A1 (*FLUX2D*) (siehe Abbildung 4.27a) gleich groß sein, was für den Motor AH80 bei Vorgabe eines geometrischen Ersatzschlitzes von $s_{Qr}' = 0,36$ mm der Fall ist (Abbildung 4.27b). Da die Radialfeldnäherung mit der Leitwertfunktion $\lambda_{Qr}(x_r)$ gemäß (4.95) zur Berücksichtigung der Rotornutung verwendet wird, sind die Feldeinbrüche in Abbildung 4.27a) bei der analytischen Berechnung mit *KLASYs* deutlich spitzer und wegen $s_{Qre} < s_{Qr,ges}'$ schmaler als bei den FEM-Ergebnissen.

Abbildung 4.28a) zeigt die gemäß *Weppeler* [34] berechneten Nutschlitzsättigungsfaktoren des Rotorzahnkopfs $k_{ns,r,A}$ und die daraus berechneten gesättigten Rotor-Nutschlitzbreiten $s_{Qr,ges}'$ bei Vorgabe eines geometrischen Ersatznutschlitzes von $s_{Qr}' = 0,01$ mm und 0,36 mm. Es ergibt sich bei Vorgabe von $s_{Qr}' = 0,01$ mm im Leerlaufbetrieb eine sehr kleine gesättigte Nutschlitzbreite von $s_{Qr,ges} = 0,018$ mm. Bei Vorgabe von $s_{Qr}' = 0,36$ mm ergibt sich im Schlupfbereich $s = 0\% \dots 10\%$ ein nur leichter Anstieg der gesättigten Nutschlitzbreite $s_{Qr,ges}'$. Ein Vergleich mit alternativen Sättigungsberechnungen zur Ermittlung der gesättigten Nutschlitzbreite $s_{Qr,ges}'$ bei geschlossenen Rotornuten nach *Heller* [41] und *Birch* [68] ist in Abbildung 4.28b) zu sehen.

Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der KLASM

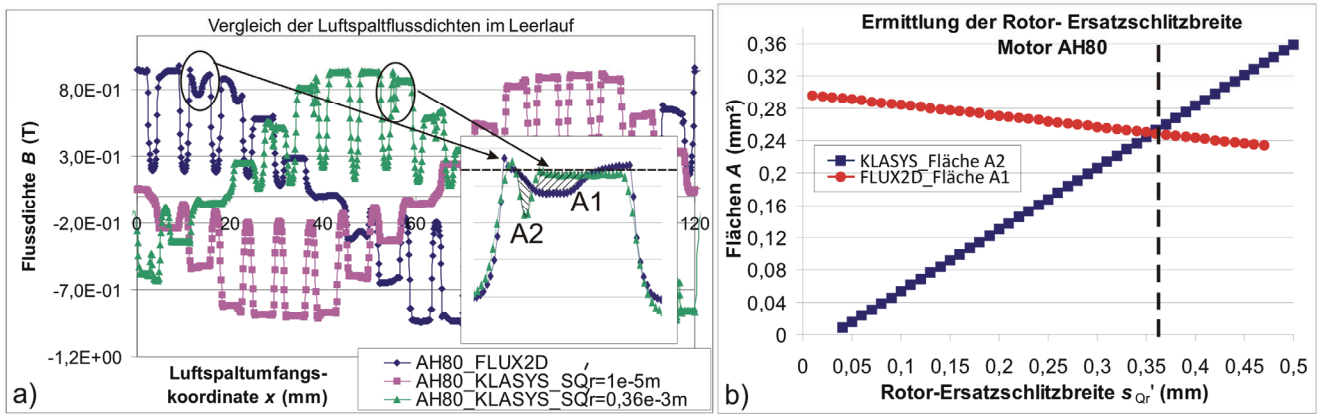


Abbildung 4.27: a) Leerlauffeld des Motors AH80, berechnet mit FEM (*FLUX2D*), im Vergleich mit den analytischen Berechnungen (*KLASYS*) mit einem Ersatz-Rotornuttschlitz von $s_{Qr}' = 0,01$ mm gemäß *Weppler* [34] und $s_{Qr}' = 0,36$ mm. b) Vergleich der Flächen A1 (*FLUX2D*) und A2 (*KLASYS*) gemäß a) zur Bestimmung des Ersatz-Rotornuttschlitzes s_{Qr}' .

Die Berechnung nach *Heller* ergibt bei steigender Belastung im Vergleich zur *Weppler*'schen Methode einen deutlich größeren Anstieg der gesättigten Nuttschlitzbreite $s_{Qr,ges}'$ im Rotor, während die Werte, berechnet gemäß *Birch*, weit unter den Werten von *Weppler* bleiben. Im Verlauf dieser Arbeit wird nur die Berechnung der Rotor-Ersatznuttschlitzbreite $s_{Qr,ges}'$ gemäß *Weppler* mit Vorgabe eines über die oben beschriebene Methode ermittelten geometrischen Ersatznuttschlitzes s_{Qr}' verwendet, da sich hiermit die besten Ergebnisse erzielen ließen. Für die Motoren AH100 und AH160 wurde analog zu Abbildung 4.27 ein Wert von $s_{Qr}' = 0,45$ mm bzw. 0,5 mm ermittelt. Die richtige Wahl der Rotor-Ersatznuttschlitzbreite $s_{Qr,ges}'$ ist äußerst wichtig für die Vorausberechnung des Betriebsverhaltens der Motoren, da sie sowohl bei der Berechnung der Feldoberwellen und den dadurch auftretenden parasitären Effekten und damit verbunden auch für die Berechnung der richtigen Oberwellenstreuung σ_{os} (siehe (4.53)) verantwortlich ist.

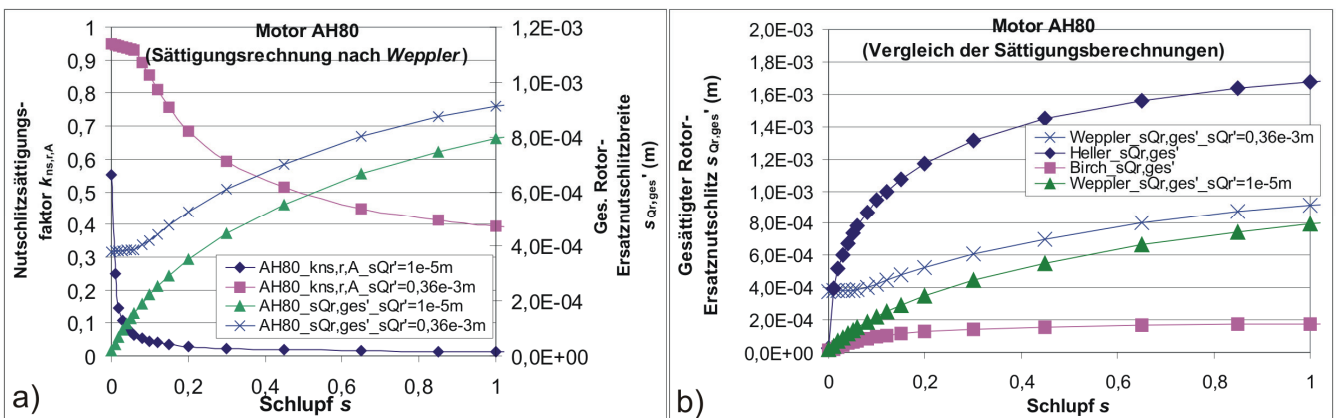


Abbildung 4.28: Motor AH80 a) Gemäß *Weppler* [34] berechnete Nuttschlitzsättigungsfaktoren des Rotorzahnkopfs $k_{ns,r,A}$ und die daraus berechneten gesättigten Rotor-Ersatznuttschlitzbreiten $s_{Qr,ges}'$ bei Vorgabe eines geometrischen Ersatznuttschlitzes von $s_{Qr}' = 0,01$ mm und 0,36 mm. b) Vergleich der Berechnung der Rotor-Ersatznuttschlitzbreiten $s_{Qr,ges}'$ nach *Weppler* [34] mit den Methoden von *Heller* [41] und *Birch* [68].

4.3.3. Rotoroberströme und Oberwellen des Rotorfeldes

Die Statorfeldoberwellen $B_{sv}(x,t)$, die im vorangegangenen Kapitel diskutiert wurden, induzieren schon im Leerlauf Rotoroberströme I_{rv} mit der Frequenz $f_{rv} = s_v \cdot f_s$ in den Rotorkäfig, da für sie der Oberwellenschlupf $s_v = 1 - \nu \cdot (1 - s)$ nicht Null ist. Beim Schlupf $s = 0$ wird von der Statorgrundwelle $B_{sv=1}(x,t)$ kein Rotorstrom $I_{rv=1}$ induziert. Es gibt also zu jeder Feldoberwelle $B_{sv}(x,t)$, solange der ent-

sprechende Oberwellenschlupf $s_\nu \neq 0$ ist, einen abdämpfenden Rotorstrom $\underline{I}_{r\nu}$, der gemäß der Lenz'schen-Regel ein Läufergrundfeld $B_{\mu=\nu}(x,t)$ erregt, welches dem induzierenden Statoroberfeld $B_{s\nu}(x,t)$ entgegen gerichtet ist (vgl. Abschnitt 4.3.2.2). Da allerdings auch der Rotorkäfig in Nuten liegt, erregt auch ein solches Stromsystem $\underline{I}_{r\nu}$ eine treppenförmige Durchflutungsverteilung, wodurch zusätzlich Läuferrestfelder $B_{\mu\neq\nu}(x,t)$ mit Ordnungszahlen $\mu \neq \nu$ entstehen. Zur Vorausberechnung der Felder ist zunächst eine Erweiterung des Grundwellenersatzschaltbildes aus Abbildung 4.7 zur Berechnung der Rotoroberströme $\underline{I}_{r\nu}$ nötig, welche im folgenden Abschnitt 4.3.3.1 vorgestellt wird.

4.3.3.1. Erweiterung des Grundwellenersatzschaltbildes zur Berechnung der Rotoroberströme:

In [23, 26, 28, 29, 34, 35, 37, 42, 47] wird die Berücksichtigung der Rotoroberströme $\underline{I}_{r\nu}$ dadurch realisiert, dass in dem Grundwellenersatzschaltbild aus Abbildung 4.7, anstelle eine Oberwellenstreuinduktivität $L_{s\sigma os}$ (Abschnitt 4.1.5) einzuführen, mehrere Oberwellenmotoren in Reihe geschaltet werden (siehe Abbildung 4.29a). *Weppler* erläutert in [44] eine elegante Möglichkeit, die einseitige und doppelseitige Nutung durch die Verwendung des *Jordan'schen* Kopplungsfaktors η_ν [23, 26, 31, 36, 42, 44, 69, 70, 71] und des erweiterten Kopplungsfaktors $\eta_{\nu e}$ [23, 31, 36, 42, 44] als Korrekturfaktoren zu den Parametern im Ersatzschaltbild zu verwenden, um eine genauere Berechnung der Rotoroberströme zu erreichen. *Taegen* [59] beschreibt ein Verfahren, mit dem über ein erweitertes Gleichungssystem des Läuferkreises die Läuferoberströme $\underline{I}_{r\nu}$ berechnet werden können (siehe dazu auch [23, 31]). In beiden Berechnungsmodellen kann der komplexe Schrägungsfaktor χ_ν nach [35] zur Berücksichtigung des Einflusses der Schrägung b_{sk} von Stator- gegenüber Rotornuten bei zusätzlicher Berücksichtigung der Querströme \underline{I}_{qv} eingeführt werden. Im Folgenden werden beide Berechnungsmethoden kurz erläutert und anschließend mit FEM-Ergebnissen verglichen.

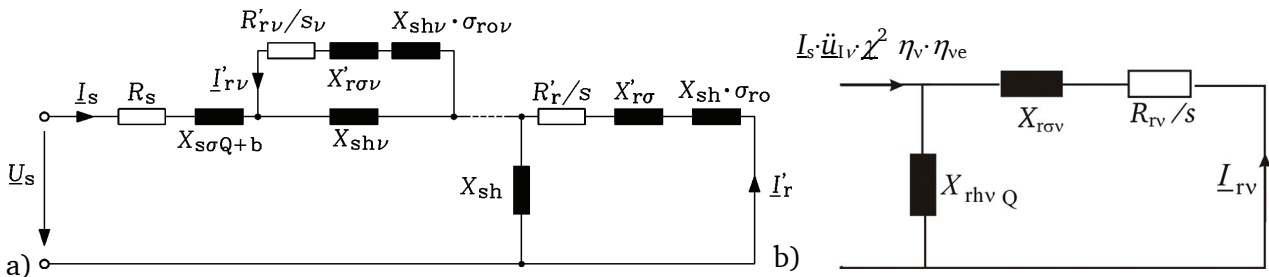


Abbildung 4.29: a) Ersatzschaltbild einer KLASM mit theoretisch unendlich vielen Oberwellenmotoren in Serie zum Grundwellenmotor. Die statorseitige Streureaktanz $X_{r\sigma Q+b}$ umfasst die Statornut- und Stirnstreuung, während die Statoroberwellenstreuung durch Auftrennung in die einzelnen Rotorersatzschaltungen der Oberwellenmotoren ersetzt wird. Die rotorseitigen Streureaktanzen $X'_{r\sigma}$ bzw. $X'_{r\sigma\nu}$ umfassen die Rotornut- und Stirnstreuung, während die Rotoroberwellenstreuung getrennt über die Oberwellenstreuiziffer σ_{ro} bzw. $\sigma_{ro\nu}$ angegeben ist [23, 26, 72] b) Ersatzschaltung zur Berechnung der Rotoroberströme $\underline{I}_{r\nu}$, (äquivalent zur Darstellung der Oberwellenmotoren in a) allerdings ohne Umrechnung auf die Statorseite) [36, 37].

a) Berechnung der Rotoroberströme $\underline{I}_{r\nu}$ nach *Weppler*:

Zur Berechnung der Rotoroberströme $\underline{I}_{r\nu}$ wird das in Abbildung 4.29b) zu sehende Ersatzschaltbild verwendet, welches der Schaltung für den Oberwellenmotor aus Abbildung 4.29a), allerdings ohne Umrechnung auf die Statorseite, entspricht. Dabei stellt der Parameter $R_{r\nu}$, den für den Oberstrom ν -ter Ordnung gültigen Widerstand einer Rotorhalbmasche dar [23, 26]:

$$R_{r\nu} = R_{Stab} + 2 \cdot \Delta R_{Ring} / (2 \sin(\alpha_{Qr\nu} / 2))^2 = R_{Stab} + 2 \cdot \Delta R_{Ring,\nu}^* \quad (4.103)$$

wobei gilt:

$$\Delta R_{\text{Ring},\nu}^* = \Delta R_{\text{Ring}} \cdot \frac{1}{(2 \cdot \sin(\nu \cdot \pi / Q_r))^2} \cdot \quad (4.104)$$

$\alpha_{Q_r\nu} = 2\pi \cdot \nu / Q_r$ ist der Phasenwinkel zwischen zwei Stabströmen ν -ter Ordnung zweier benachbarter Stäbe. Der Stabwiderstand R_{Stab} kann ohne Einfluss der Stromverdrängung wie folgt berechnet werden:

$$R_{\text{Stab}} = \frac{1}{\kappa_{\text{Stab}}} \cdot \frac{l_{\text{Stab}}}{A_{\text{Stab}}} \cdot \quad (4.105)$$

Dabei ist zu beachten, dass die elektrische Leitfähigkeit κ_{Stab} des im Spritzgussverfahren gefertigten Rotorkäfigs durch Lufteinschlüsse (Lunker) in der Regel kleiner ist als der Wert des Stabmaterials. Wie stark die Reduktion ist, hängt von der Güte des Herstellungsverfahrens statt und ist von Hersteller zu Hersteller unterschiedlich. Bei der Berechnung der Mastermotoren mit Aluminiumläufer wird statt dem eigentlichen Leitwert von 37 MS/m (bei 20°C) ein Wert von 30-32 MS/m verwendet. Für den Kupferläufer sinkt der Wert von 58 MS/m (bei 20°C) auf 54 MS/m.

Weiterhin ist zu beachten, dass der Teil des Stabes, der innerhalb des Blechpakets liegt, durch die Stromverdrängung (siehe Abschnitt 4.1.7) einen vergrößerten Widerstand aufweist, während der Teil im Bereich der Kurzschlussringe außerhalb des Blechpakets davon nicht betroffen ist:

$$R_{\text{Stab}} = \frac{1}{\kappa_{\text{Stab}}} \cdot \frac{l_{\text{Fe}} \cdot k_R + (l_{\text{Stab}} - l_{\text{Fe}})}{A_{\text{Stab}}} \cdot \quad (4.106)$$

Der Widerstand eines Ringabschnitts ΔR_{Ring} kann folgendermaßen ermittelt werden, wobei die gleichen Leitfähigkeiten κ_{Stab} wie beim Stab angenommen werden und d_{Ring} für den mittleren Durchmesser des Kurzschlussringes steht:

$$\Delta R_{\text{Ring}} = \frac{1}{\kappa_{\text{Ring}}} \cdot \frac{d_{\text{Ring}} \cdot \pi}{A_{\text{Ring}} \cdot Q_r} \cdot \quad (4.107)$$

Die Rotorstreureaktanz der ν -ten Oberwelle $X_{r\sigma\nu}$ setzt sich aus der Nutstreureaktanz $X_{r\sigma Q}$ im Stabbereich und der Ringabschnitt-Streureaktanz $X_{r\sigma b}$ wie folgt zusammen:

$$X_{r\sigma\nu} = X_{r\sigma Q} + 2X_{r\sigma b} / (2 \sin(\alpha_{Q_r\nu} / 2))^2 \cdot \quad (4.108)$$

Für die Berechnung der Nutstreureaktanz $X_{r\sigma Q}$ verschiedener Nutformen und der Ringabschnitt-Streureaktanz $X_{r\sigma b}$ werden in [28, 29, 38, 47] Formeln angegeben. Auch hier ist zu beachten, dass im Nutbereich liegende Leiter durch die Stromverdrängung eine um den Stromverdrängungsfaktor k_L reduzierte Nutstreureaktanz $X_{r\sigma Q}$ aufweisen.

Die gesättigte ν -te Rotorhauptfeldreaktanz $X_{rh\nu}$, welche die Wirkung der Selbstinduktion des Rotorluftspaltfeldes beschreibt, lässt sich mit Berücksichtigung der Hauptfeldsättigung durch den Hauptfeldsättigungsfaktor k_h (4.54) folgendermaßen berechnen [23, 26]:

$$X_{rh\nu} = \omega_s \mu_0 \cdot k_h \cdot \frac{Q_r}{4\pi^2} \cdot \frac{2p\tau_p l_e}{\delta} \cdot \frac{1}{(\nu \cdot p)^2} \cdot \frac{1}{\eta_\nu^2} \cdot \quad (4.109)$$

Dabei ist der *Jordan'sche* Kopplungsfaktor η_ν [23, 44, 54, 70]:

$$\eta_\nu = \frac{\sin(\alpha_{Q_r\nu} / 2)}{\alpha_{Q_r\nu} / 2} = \frac{\sin(\pi \cdot \nu / Q_r)}{\pi \cdot \nu / Q_r} \cdot \quad (4.110)$$

Dieser Faktor berücksichtigt die reduzierte Flussverketzung für die ν -te Oberwelle und kann gemäß [23] als Sehnung bezüglich des ν -ten Statoroberfeldes aufgefasst werden.

Um den Einfluss der Stator- und Rotornutöffnungen auf die ν -te Rotorhauptfeldreaktanz $X_{rh\nu}$ zu berücksichtigen, wird der Faktor $2d / \tau_{Q_r}$ verwendet:

$$X_{rhvQ} = \frac{2 \cdot d}{\tau_{Qr}} \cdot X_{rhv} \quad \text{mit} \quad \tau_{Qr} = \frac{d_{ra} \cdot \pi}{Q_r} \quad \text{und} \quad d = \frac{1}{2} \cdot (\tau_{Qr} - s_{Qse}' - s_{Qre}'). \quad (4.111)$$

Die effektiven Nutschlitzbreiten s_{Qse}' bzw. s_{Qre}' des Stators bzw. Rotors werden analog zur Formel (4.68) im Abschnitt 4.3.2.1 für stromdurchflossene Nuten berechnet.

Für das Stromübersetzungsverhältnis $\underline{\ddot{u}}_{1v}$ des ν -ten Rotoroberstroms \underline{I}_{rv} gilt (vgl. Gleichung (4.45)):

$$\underline{\ddot{u}}_{1v} = \frac{k_{w,sv} N_s m_s}{k_{w,rv} N_r m_r \cdot \underline{\chi}_v} \stackrel{\text{KLASM}}{=} \frac{2 k_{w,sv} N_s m_s}{Q_r \cdot \underline{\chi}_v} = \frac{\underline{I}_{rv}}{\underline{I}'_{rv}}. \quad (4.112)$$

Der Faktor $\underline{\chi}_v$ ist der komplexe Schrägungsfaktor nach *Weppler* [34, 35], der im Gegensatz zum reellen Schrägungsfaktor χ_v aus Gleichung (4.158) eine Berücksichtigung des Querstroms \underline{I}_{qv} bei der Berechnung der Rotoroberströme \underline{I}_{rv} gestattet.

Damit lässt sich mit Abbildung 4.29b) folgende Formel für den ν -ten Rotoroberstrom \underline{I}_{rv} angeben [26, 34, 35, 36]:

$$\underline{I}_{rv} = -j \frac{s_v X_{rhvQ} \cdot 2 \cdot (m_s / Q_r) \cdot N_s \cdot k_{wsv} \cdot \eta_v \cdot \eta_{ve} \underline{\chi}_v \cdot \underline{I}_s}{R_{rv} + j s_v \cdot (X_{rv} + X_{rhvQ})}. \quad (4.113)$$

η_{ve} ist der erweiterte Kopplungsfaktor nach *Weppler* und *Neuhaus* zur Berücksichtigung der doppelseitigen Nutung, der gemäß [36, 37, 44] folgendermaßen berechnet wird:

$$\eta_{ve} = \frac{\sin(2\pi p \cdot \nu \cdot d / Q_r \cdot \tau_{Qr})}{2\pi p \cdot \nu \cdot d / Q_r \cdot \tau_{Qr}}. \quad (4.114)$$

Löst man die Gleichung (4.113) so erhält man den Rotoroberstrom \underline{I}_{rv} als komplexe Größe und kann daraus den Betrag $|\underline{I}_{rv}|$ und die jeweilige Phasenlage φ_v des Rotoroberstroms ermitteln.

Die Frequenz des Rotoroberstroms \underline{I}_{rv} ist:

$$f_{rv} = f_s (1 - \nu \cdot (1 - s)). \quad (4.115)$$

Als Grundlage für die Herleitung des erweiterten Kopplungsfaktors η_{ve} wurde in [44] Kurzschlussbetrieb angenommen. Daher ist dieser Faktor nur bei hohen Schlupfwerten $s \approx 1$ gültig. Für den Bemessungsbetrieb und auch den Betrieb im Leerlauf ($s \approx 0$) liefert diese Näherung daher prinzipbedingt ungenaue Ergebnisse. Daher wird im folgenden Abschnitt als Alternative die Methode nach *Taegen* betrachtet, die auch für diese Arbeitspunkte gültig ist.

b) Berechnung der Rotoroberströme \underline{I}_{rv} nach *Taegen*:

Grundlage für die Berechnungsmethode der Rotoroberströme \underline{I}_{rv} nach *Taegen* sind die in [59] angegebenen Gleichung zur Berechnung der Ständer- und Rotorspannung (vgl. Abbildung 4.5 in Verbindung mit Abbildung 4.29):

$$\underline{U}_s = (R_s + j\omega L_{s\sigma}) \underline{I}_s + j\omega \sum_{\nu} \left(L_{sh\nu} \cdot \underline{I}_s + \frac{Q_r}{2} M_{sr\nu} \cdot \underline{I}_{rv} \right) \quad \text{für den Stator} \quad (4.116)$$

und

$$- \sum_{\nu} j s_{\nu} \omega \frac{m}{2} M_{rs\nu} \underline{I}_s e^{j s_{\nu} \omega t} = \sum_{\nu} [R_{rv} + j s_{\nu} \omega (L_{rh\nu} + L_{r\sigma\nu})] \underline{I}_{rv} e^{j s_{\nu} \omega t} + \sum_{\nu} j s_{\nu} \omega \sum_n M_n \underline{I}_{rv} e^{j s_{\nu} \omega t} \quad \text{für den Rotor.} \quad (4.117)$$

Zur Berechnung des Statorstroms I_s aus Gleichung (4.116) werden in üblicher Weise (vgl. Gleichung (4.53)) die Selbstinduktionsspannungen der Oberfelder über die Streuziffer σ_{os} und der resultierenden Oberwellenstreuinduktivität $L_{\sigma os}$ berücksichtigt. Aus (4.117) ergibt sich für jede Ordnungszahl ν eine komplexe Spannungsgleichung. Das ergibt ein lineares Gleichungssystem zur Berechnung der von den Ständerfeldern der Ordnung ν hervorgerufenen Läuferströme $I_{r\nu}$.

Laut [59] ist aufgrund der Ständerernutung jedes Läuferstromsystem der Ordnungszahl ν nach Gleichung (4.62) mit Läuferströmen der Ordnungszahlen $\nu' = \nu + n \cdot Q_s / p$ $n = 1, 2, 3, \dots$ gekoppelt, was den letzten Summanden in Gleichung (4.117) erklärt. Die Berücksichtigung der Nutschlitze, der gegenseitigen Nutung und der Schrägung mit Querstromeinfluss erfolgt in den Gegeninduktivitäten $M_{sr\nu}$. Für die Gegeninduktivität zwischen einem Ständerwicklungsstrang und einer Läufermasche gilt [59]:

$$M_{sr\nu} = M_{rs\nu} = \mu_0 \frac{2 \cdot d_{si} \cdot l_{Fe}}{Q_r \cdot \nu \cdot p \cdot \delta'} \omega_s \cdot k_{ws\nu} \cdot \eta'_\nu \cdot k_{Cs} \cdot \zeta_{s\nu} \cdot |\underline{\chi}_\nu| \cdot k_{Qs\nu} \quad (4.118)$$

Dabei wird der Luftspalt δ' als Produkt des mechanischen Luftspaltes δ mit dem Carter-Faktor unter Berücksichtigung der Sättigung durch Division durch den Hauptfeldsättigungsfaktor k_h (4.54) definiert. Daher gilt:

$$\delta' = \frac{\delta \cdot k_C}{k_h} = \frac{\delta}{k_h} \cdot k_{Cs} \cdot k_{Cr} = \frac{\delta_e}{k_h} \quad (4.119)$$

Vergleichbar mit der Definition des Jordan'schen Kopplungsfaktors η_ν aus Gleichung (4.110) ist Taegens Definition des Kopplungsfaktors des Rotors:

$$\eta'_\nu = \frac{\sin(\pi p \cdot \nu / Q_r \cdot k_{Cr})}{\pi p \cdot \nu / (Q_r \cdot k_{Cr})} \quad (4.120)$$

Der Nutungsfaktor des Stators $\zeta_{s\nu}$ ist in (4.65) bereits angegeben worden. $k_{Qs\nu}$ steht für den Nutschlitzfaktor aus Abschnitt 4.3.2.1 (Gleichung (4.64)). Anstelle des Produktes $\zeta_{s\nu} \cdot k_{Qs\nu}$ kann daher auch der Nutungsfaktor $\zeta_{s\nu}^*$ nach Kolbe aus Gleichung (4.70) verwendet werden. χ_ν ist der komplexe Schrägungsfaktor nach Weppeler [35].

Die durch die Ständerernutung hervorgerufene Gegeninduktivität der Läuferstromsysteme untereinander M_n ist [59]:

$$M_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{\hat{\lambda}_{sn}}{\lambda_0} \mu_0 \frac{\pi \cdot d_{si} \cdot l_{Fe}}{Q_r \cdot \delta'} \cdot |\underline{\chi}_{\nu'}| \cdot \zeta_{srn} \quad (4.121)$$

Dabei berücksichtigt der Faktor ζ_{srn} die Nutung der gegenüberliegenden Seite:

$$\zeta_{srn} = \frac{\sin\left(\frac{n \cdot Q_s \cdot \pi}{Q_r \cdot k_{Cr}}\right)}{\frac{n \cdot Q_s \cdot \pi}{Q_r \cdot k_{Cr}}} \quad (4.122)$$

Ähnlich wie in Kapitel 4.3.2.4, wo der Einfluss der Läuferernuten auf das Statorfeld durch Einführung einer Leitwertfunktion $\lambda(x,t)$ berücksichtigt wurde, wird auch in Gleichung (4.121) der Einfluss der Ständerernuten auf die Gegeninduktivität M_n durch den Faktor $\hat{\lambda}_{sn} / \lambda_0$ berücksichtigt. Er stellt die auf den mittleren Leitwert λ_0 bezogene Amplitude der n -ten Leitwertswelle des Ständers dar, die sich aus der Fourier-Reihenentwicklung einer rechteckförmigen Leitwertfunktion $\lambda(x,t)$ ergibt (vgl. Gleichung (4.95)):

$$\frac{\hat{\lambda}_{sn}}{\lambda_0} = (-1)^n 2 \cdot \frac{\sin\left(\frac{n \cdot \pi}{k_{Cs}}\right)}{\frac{n \cdot \pi}{k_{Cs}}} \cdot k_{s\lambda n} \quad (4.123)$$

Gemäß [59] ist der Faktor $k_{s\lambda n}$ eine für die n -te Leitwertswelle gültige Korrektur, die sich direkt auf die Arbeit von *Kolbe* zurückführen lässt [56, 57].

Die Berechnung der übrigen Ersatzschaltbildparameter in Gleichung (4.116) und (4.117) erfolgt analog zu den vorangegangenen Kapiteln. Wie schon bei der Methode nach *Weppler* ergibt sich ein komplexer Rotoroberstrom \underline{I}_{rv} , aus dem der Betrag $|\underline{I}_{rv}|$ und die jeweilige Phasenlage φ_v berechnet werden kann.

4.3.3.2. Vergleich der Berechnungsmethoden nach *Weppler* und *Taegen* mit Ergebnissen der FEM-Berechnung

In [59] weist *Taegen* die Gültigkeit seiner Modelle zur Berechnung der Rotoroberströme \underline{I}_{rv} für Motoren unterschiedlicher Nutzzahlen mit geschlossenen und offenen Rotornuten durch Messungen nach, wobei unklar bleibt, ob die auftretenden Abweichungen durch die Berechnungsmodelle oder durch Messungenauigkeiten entstehen. In diesem Abschnitt werden die analytischen Berechnungen von *Weppler* und *Taegen*, die in dem vorangegangenen Abschnitt erläutert wurden, mit dem Ergebnis einer FEM-Berechnung im Zeitschrittverfahren verglichen. Zur Verifikation der FEM-Modelle wurde der in [59] vorgestellte Motor, für den *Taegen* Messergebnisse der Oberströme \underline{I}_{rv} veröffentlicht hat, mit den analytischen und numerischen Berechnungen verglichen. Für die analytische Berechnung in *KLASYS* wurden die Methoden nach *Taegen* und *Weppler* gegenüber gestellt. Diese in *KLASYS* implementierten Berechnungsverfahren wurden von Herrn *R. Hagen* [31] programmiert, wie überhaupt alle hier vorgestellten, in *KLASYS* enthaltenen Verfahren. Das in *FLUX2D* verwendete Modell, das aufgrund von Symmetrien nur einen von vier Polen zur Simulation benötigt, ist in Abbildung 4.30a) zu sehen [21]. Abbildung 4.30b) zeigt die Ergebnisse der analytischen Berechnungsmethode der Rotoroberstrom-Effektivwerte $|\underline{I}_{rv}|$ nach *Taegen* im Vergleich mit den Messergebnissen aus [59] und den FEM-Berechnungsergebnissen.

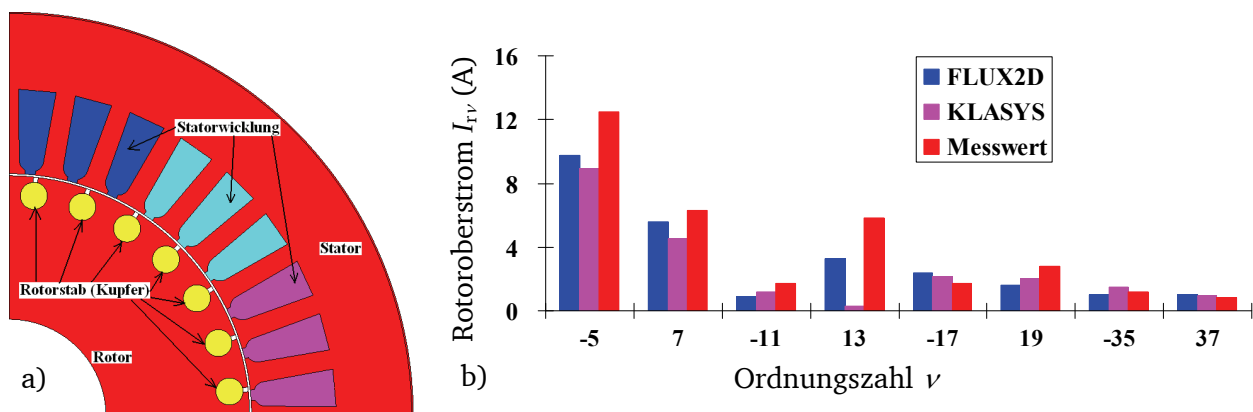


Abbildung 4.30: a) FEM-Modell des in [59] hinsichtlich der Rotoroberströme \underline{I}_{rv} messtechnisch untersuchten 4-poligen KLASM mit einer Bemessungsleistung von $P_N = 11$ kW und $f_N = 50$ Hz; $2p = 4$; ungeschrägt; $Q_s/Q_r = 36/28$, Kupferkäfig b) Vergleich der analytischen Berechnungsmethode (*KLASYS*) der Effektivwerte der Rotoroberströme $|\underline{I}_{rv}|$ nach *Taegen* (ohne sek. Ankerückwirkung) mit den Messergebnissen aus [59] und den FEM-Untersuchungen. Betriebsparameter: $U = 0,2 \cdot U_N = 0,2 \cdot 380$ VY; $I_s = 2,89$ A; $I_{r1=1} = 2,73$ A; $I_{rv=1} = 96,16$ A.

Auffällig ist, dass sich für den Rotoroberstrom der Ordnung $\nu = 13$ bei der analytischen Rechnung eine deutliche Abweichung im Vergleich zu der Messung und den Ergebnissen aus *FLUX2D* ergibt. Diese ist auf die fehlende Berücksichtigung der sekundären Ankerrückwirkung [41, 63, 64] bei den analytischen

Rechenmodellen zurückzuführen. Gemäß [26] induzieren alle Läuferrestfelder aller ν -ten Oberstromsysteme netzfremdfrequent in den Stator mit der Frequenz $f_{s\mu_\nu}$:

$$f_{s\mu_\nu} = \left| 1 + (1-s) \cdot g_{rQ} \cdot \frac{Q_r}{p} \right| \cdot f_s \quad g_{rQ} = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.124)$$

Allerdings können nur jene Läuferfeldoberwellen die Ständerwicklung induzieren, deren Ordnungszahl μ_ν mit den Ordnungszahlen der von der Ständerwicklung erregten Oberwellen ν' übereinstimmt:

$$|\mu_\nu| = |\nu'|, \text{ dabei muss nicht zwangsläufig } \nu = \nu' \text{ gelten.} \quad (4.125)$$

Der Rotoroberstrom $I_{r\nu=13}$ in Abbildung 4.30b) hat die Besonderheit, dass die von ihm erregten Läuferrestfelder $B_{r\mu_\nu}$ die Ordnungszahlen $\mu_{\nu=13} = \nu \pm Q_r/p \cdot g = -1, 27, -15, 41 \dots$ aufweisen und damit die Bedingung aus Gleichung (4.125) für den Fall der Grundwelle $\nu' = 1$ erfüllt ist. Das Feld mit $\mu = -1$ induziert wie die Grundwelle das Ständerfeld, die anderen Oberwellen nicht. Daher wird dieses Feld stark abgedämpft durch einen zusätzlichen hochfrequenten Ständerstrom mit der Frequenz $f_{s\nu} = 13 \cdot (1-s) \cdot f_s$. Seine resultierende Induktivität sinkt, und daher ist der Rotoroberstrom $I_{r\nu=13}$ der Ordnungszahl $\nu = 13$ (und auch der deutlich kleinere Rotorstrom der Ordnung $\nu = -29$) größer als in der KLASYS-Berechnung ohne Berücksichtigung der sekundären Ankerrückwirkung. In KLASYS wird dieser Effekt der sekundären Ankerrückwirkung in der Folge nur näherungsweise nach Heller [41] berücksichtigt. Die Amplituden aller weiteren Rotoroberströme $\hat{I}_{r\nu}$ stimmen ausreichend gut miteinander überein, was sowohl Richtigkeit der analytischen Berechnungen nach Taegen als auch der FEM-Berechnungen untermauert.

Problematisch bei der Auswertung der FEM-Berechnung ist, dass die Rotorfrequenzen $f_{r\nu}$ der jeweiligen Oberwellenpaare $\nu = (-5;7), (-11;13), \dots$ sehr nah beieinander liegen (siehe Tabelle 4.7). Daher müssen die Zeitschritte der FEM-Simulation (Zeitschrittverfahren FLUX2D) sehr klein gewählt werden, weil sonst in der FFT des Zeitverlaufs des Rotorstroms $i_r(t)$ (vgl. Abbildung 4.31b) eine Unterscheidung für die jeweiligen Frequenzen $f_{r\nu}$ nicht möglich ist. In dem in Abbildung 4.31a) zu sehenden simulierten Zeitverlauf des Rotorstroms $i_r(t)$ des Motors AH80 im Bemessungsbetrieb ist ein Zeitschritt $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}$ s gewählt worden. Das entspricht einer Abtastfrequenz von $t_s = 50$ kHz, was in etwa dem 30-fachen der Rotorfrequenz $f_{r\nu}$ des zweiten Nutharmonischenpaars entspricht. Um beim Bemessungsschlupf s_N von ca. 4,2 % eine Periode des Rotorgrundstroms $i_{r1}(t)$ erfassen zu können, müssen mind. 0,473 s simuliert werden, d.h. mindestens 23000 Zeitschritte zuzüglich der Zeitschritte, die für den Einschwingvorgang benötigt werden! Da diese Rechnung sehr langwierig ist, unterstreicht dies die Wichtigkeit von guten analytischen Modellen für eine umfassende Vorausberechnung von KLASM.

Der Vergleich zwischen den analytischen Berechnungen der Amplituden der Rotoroberströme $\hat{I}_{r\nu}$ und den aus der FEM-Berechnung ermittelten Werten für die ungeschragten Motoren AH80 und AH100 in Tabelle 4.7 ohne und mit Berücksichtigung der Ankerrückwirkung in den analytischen Rechnungen zeigt deutlich die für die Ordnung $\nu = 13$ reduzierten Amplituden (vgl. Abbildung 4.30b). Etwas geringer fallen die Unterschiede für die Rotoroberströme der Ordnung $\nu = -29$ aus. Zieht man in Betracht, dass sicherlich auch die Genauigkeit der FFT eine gewisse Grenze aufweist, geben beide analytischen Berechnungsmethoden die Rotorstromamplituden $\hat{I}_{r\nu}$ jedoch passabel wieder. Auffällig ist, dass die Amplituden, verursacht durch das zweite Nutharmonischenpaar $\nu = (-35; 37)$, bei der Methode nach Weppeler zu klein berechnet werden, während Taegen's Methodik deutlich bessere Ergebnisse liefert. Generell liefert die Taegen'sche Berechnung eine deutlich bessere Annäherung an das über die FEM berechnete Rotorstromspektrum beider Motoren.

Wird die näherungsweise Berücksichtigung der sekundären Ankerrückwirkung nach Heller [41] verwendet, so werden die Amplituden der betroffenen Rotoroberströme $\hat{I}_{r\nu=13,-29}$ der Ordnungen $\nu = 13$ und -29 deutlich größer, sind allerdings im Vergleich zur FEM-Simulation für die relevantere Ordnung $\nu = 13$ immer noch deutlich zu klein. Auch hier liefert die Berücksichtigung der sekundären Ankerrückwirkung in Verbindung mit der Methode nach Taegen bessere Werte im Vergleich zu Weppeler's Modellierung, für die Oberströme der Ordnung $\nu = -29$ ist das allerdings (wohl zufällig) umgekehrt.

Dennoch erlaubt die Berücksichtigung der sekundären Ankerrückwirkung gemäß Heller [41] eine brauchbare Annäherung an die Ergebnisse der FEM-Simulation.

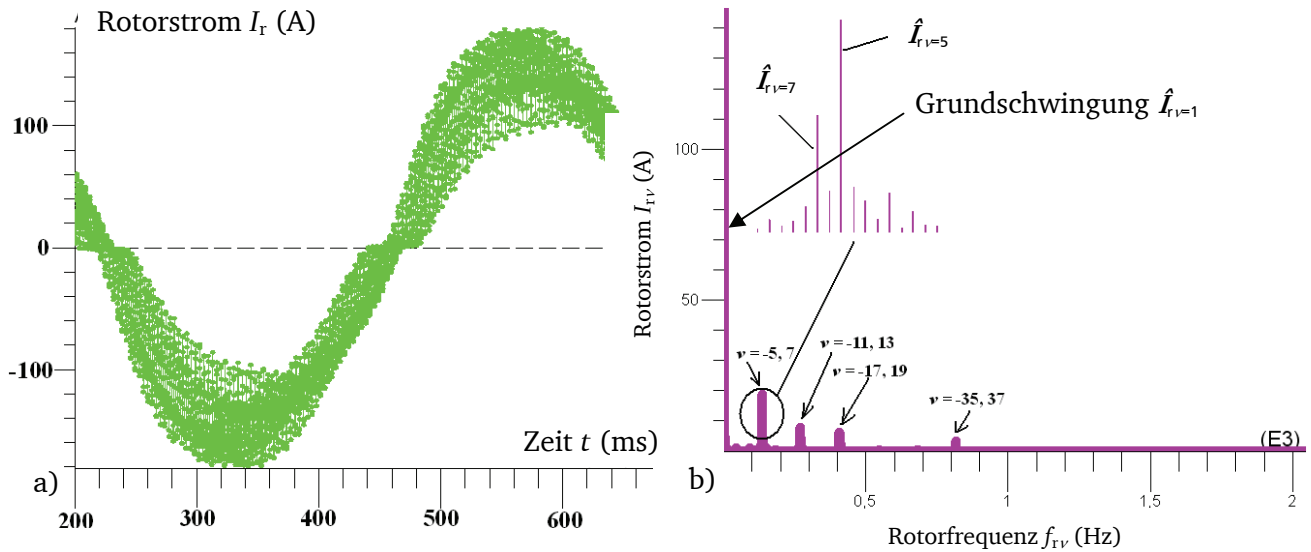


Abbildung 4.31: a) Eine Periode des berechneten (FLUX2D) Rotorstroms $i_r(t)$ des Motors AH80 im Bemessungsbetrieb $P_N = 750 \text{ W}$; $s_N \approx 4,5 \%$; $U_N = 400 \text{ V}$ b) FFT des Zeitverlaufs aus a). Die Frequenzen $f_{rv} = f_s (1 - \nu)$ der jeweiligen Rotoroberstrompaare $\nu = (-5;7), (-11;13), \dots$ liegen sehr nahe beieinander, weswegen sehr kleine Zeitschritte $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ für die Simulation von Nöten sind, um diese noch trennen zu können.

4.3.3.3. Läufergrund- und Restfelder

Die im vorangegangenen Kapitel 4.3.3.1 nach Weppeler oder Taegen berechneten Amplituden der Rotoroberströme \hat{I}_{rv} sind die Grundlage zur Berechnung der durch sie erregten Läufergrund- bzw. Läuferrestfelder $B_{r\mu=\nu}$ bzw. $B_{r\mu \neq \nu}$. Wird zur Berechnung des Luftspaltfeldes $B_\delta(x,t)$ die Methode nach Taegen [54, 60] verwendet, so wird die Abdämpfung des Statorfeldes B_{sv} gemäß Abschnitt 4.3.2.2 durch eine phasenrichtige Addition des Läufergrundfeldes $B_{r\mu=\nu}$ realisiert, was (wie bereits erläutert) die resultierende Luftspaltfeldoberwelle $B_{\delta v}(x,t)$ ergibt. Daher müssen Läufergrund- und Läuferrestfelder $B_{r\mu=\nu}$ und $B_{r\mu \neq \nu}$ jeweils mit richtiger Amplitude, Frequenz und Phasenlage berechnet werden.

Auf eine Berücksichtigung der Abdämpfung der Rotorfelder aufgrund der sekundären Ankerrückwirkung und den bei Dreieckschaltung fließenden Kreisströmen im Stator wird in dieser Arbeit generell verzichtet, da dies nur geringen Einfluss hat. Die in [61, 62] verwendete Methode, die Abdämpfung der Statorfelder B_{sv} durch den Abdämpfungsfaktor $|L_{mv} / L_s|$ zu berücksichtigen (siehe Abschnitt 4.3.2.2), benötigt keine phasenrichtige Addition des Läufergrundfeldes $B_{r\mu=\nu}$. Hier müssen lediglich die Läuferrestfelder $B_{r\mu \neq \nu}$ ermittelt werden.

Die Ordnungszahlen μ_ν für die von einem Rotoroberstrom I_{rv} der Ordnung ν erregten Läuferrestfelder lassen sich wie folgt berechnen [23, 41, 54, 62]:

$$\mu_\nu = \nu + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.126)$$

Vergleicht man diese Formel mit Gleichung (4.63) für die Ordnungszahlen ν_Q der nutharmonischen Feldoberwellen des Stators, so wird deutlich, dass alle Läuferrestfelder $B_{r\mu \neq \nu}$ nutharmonische Feldoberwellen des Rotors sind, bei denen der Wicklungsfaktor $k_{wr} = 1$ ist [23, 26].

Die gesättigten Läuferrestfelder werden mit dem Hauptfeldsättigungsfaktor k_h wie folgt berechnet, wenn die Nuten als stromlos angenommen werden [26, 61, 62] (vgl. Gleichung (4.75)):

Tabelle 4.7: Amplituden der Rotoroberströme \hat{I}_{rv} der Motoren AH80 und AH100 im Bemessungsbetrieb, berechnet mit den analytischen Methoden nach *Taegen* und *Weppler* gemäß Kapitel 4.3.3.1 im Vergleich mit den *FLUX2D*-Ergebnissen. Für den Vergleich mit der 2D-FEM-Simulation werden für die analytische Rechnung ungeschrägte Rotoren angenommen. Die in Klammern angegebenen Werte berücksichtigen die sekundäre Ankerrückwirkung näherungsweise gemäß *Heller* (vgl. Abbildung 4.31b und [21]).

ν	AH80: $P_N = 750 \text{ W}$ $I_{sN} = 1,7 \text{ A}; s_N = 4,5 \%; U_N = 400\text{V Y}; 50\text{Hz}$				AH100: $P_N = 2200 \text{ W}$ $I_{sN} = 4,7 \text{ A}; s_N = 5,2 \%; U_N = 400\text{V Y}; 50\text{Hz}$			
	f_{rv} (Hz)	Amplitude \hat{I}_{rv} (A)			f_{rv} (Hz)	Amplitude \hat{I}_{rv} (A)		
		<i>FLUX2D</i>	<i>Taegen</i>	<i>Weppler</i>		<i>FLUX2D</i>	<i>Taegen</i>	<i>Weppler</i>
1	2,11	146,73	151,8	151,8	2,53	224,2	226,0	226,1
-5	289,45	18,97	15,07	14,6	287	21,7	20,66	19,6
7	285,23	11,6	7,6	7,61	282	16,4	9,39	10,99
-11	576,79	2,18	2,15	2,34	572	3,9	2,8	3,11
13	572,57	8,03	0,34(4,05)	0,58(2,27)	567	7,83	0,58(4,02)	0,88(3,11)
-17	864,13	3,83	6,85	2,15	857	5,38	8,02	3,28
19	859,91	6,40	7,22	2,39	852	7,18	6,85	3,46
-23	1151,47	0,422	0,45	0,49	1142	0,911	0,61	1,03
25	1147,25	0,272	0,24	0,38	1137	0,324	0,32	0,61
-29	1438,81	0,419	0,04(1,34)	0,12(0,36)	1427	0,37	0,04(1,41)	0,16(0,45)
31	1434,59	0,427	0,26	0,24	1422	0,302	0,14	0,29
-35	1726,15	3,29	4,05	0,31	1712	3,88	5,27	0,04
37	1721,93	2,88	2,96	0,11	1707	2,27	3,46	0,61

$$B_{r\mu\nu} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu_0}{\delta_e} \cdot k_h \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{Q_r}{\mu_\nu} \cdot k_{Qr\mu\nu} \cdot \zeta_{r\mu\nu} \cdot I_{rv} \quad (4.127)$$

Dabei wurde der Einfluss der Statornutung durch den *Carter*-Faktor k_{Cs} im Mittel berücksichtigt (4.153). Eine Modulation mit der Statornutung wird in Abschnitt 4.3.3.6 beschrieben.

In Analogie zu Gleichung (4.64) wird der Nutschlitzfaktor k_{Qrv} definiert, der nur in Zusammenhang mit dem stromlos berechneten Nutungsfaktor des Rotors $\zeta_{r\mu\nu}$ verwendet wird:

$$k_{Qrv} = \frac{\sin F_r}{F_r}, \quad F_r = \frac{\nu \cdot s_{Qr}}{2\tau_p} \quad (4.128)$$

Der Nutungsfaktor $\zeta_{r\mu\nu}$ für den Fall stromloser Nuten wird wie in Kapitel 4.3.2.1 mit dem *Carter*-Faktor für diesen Fall berechnet, während der Nutungsfaktor $\zeta_{r\mu\nu}'$ für den Fall stromdurchflossener Nuten den entsprechenden *Carter*-Faktor für den Fall stromdurchflossener Nuten zu Grunde legt. Die Berechnung des *Carter*-Faktors für den jeweiligen Fall erfolgt analog zu Kapitel 4.3.2.1. Für den Nutungsfaktor $\zeta_{r\mu\nu}$ des Rotors gilt (vgl. Gleichung (4.66)):

$$\zeta_{r\mu\nu} = k_{Cr} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\mu_\nu \cdot \pi \cdot \tau_{Qr}}{2\tau_p \cdot k_{Cr}}\right)}{\sin\left(\frac{\mu_\nu \cdot \pi \cdot \tau_{Qr}}{2\tau_p}\right)} = k_{Cr} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\mu_\nu \cdot \pi \cdot p}{Q_s \cdot k_{Cr}}\right)}{\sin\left(\frac{\mu_\nu \cdot \pi \cdot p}{Q_r}\right)} \quad (4.129)$$

Die auf die Statorseite bezogene Frequenz $\omega_{s\mu\nu}$ der durch die Statorfeldoberwellen der Ordnung ν hervorgerufenen Läufergrund- und Läuferrestfelder $B_{r\mu\nu}$ der Ordnung μ ist:

$$\omega_{s\mu\nu} = \omega_s \left\{ 1 + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} (1-s) \right\} \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.130)$$

Aus der komplexen Feldoberwelle $\underline{B}_{r\mu_\nu}$ (4.127) können die Amplitude $\hat{B}_{r\mu_\nu}$ und die Phasenlage φ_{μ_ν} ermittelt werden. Tabelle 4.8 zeigt die ersten Ordnungszahlen μ_ν der Läuferrestfelder mit den entsprechenden Feldwellenamplituden \hat{B}_{μ_ν} , der Phasenlage φ_{μ_ν} und der auf die Statorseite bezogenen Frequenz $f_{s\mu_\nu}$. Die zu Grunde liegenden Rotorströme $\underline{I}_{r\nu}$ der Berechnungen in Tabelle 4.8 werden mit dem Programm *KLASYS* mit der Methode nach *Taegen* und unter Berücksichtigung der sekundären Ankerrückwirkung nach *Heller* [41], berechnet und sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst. Die Berechnungsmethode wurde von *R. Hagen* [31] im Programm *KLASYS* implementiert.

4.3.3.4. Sättigungsoberfelder des Rotors

In Gleichung (4.86) wird die dritte Sättigungsoberwelle des Stators (analog dazu auch alle Sättigungs-oberwellen der weiteren Statoroberwellen) durch einen in den Rotor induzierten Oberstrom $\underline{I}_{r\nu=3,9,15,\dots}$ abgedämpft. Dieser dämpfende Oberstrom $\underline{I}_{r\nu=3,9,15,\dots}$ erregt wiederum ein Läufergrund- und entsprechende Läuferrestfelder. Es wird im Folgenden analog zu [61] zwischen den Läuferrestfeldern des Zahnsättigungs-Grundfeldes und den Läuferrestfeldern der Zahnsättigung aus Oberstrombelägen unterschieden. Diese Felder sind i. A. sehr klein, sollten aber nach [61] gerade für die Berechnung der elektromagnetisch erregten Geräusche hoch ausgenutzter Motoren nicht vernachlässigt werden.

Läuferrestfelder des Zahnsättigungs-Grundfeldes:

Die Ordnungszahlen μ_3 der Läuferrestfelder des Zahnsättigungs-Grundfeldes lassen sich analog zu Gleichung (4.126) mit der Ordnung $\nu = 3$ wie folgt angeben [61, 62]:

$$\mu_3 = 3 + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} \quad g_r = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.131)$$

Für $g_r = 0$ entsteht das Rotorgrundfeld $B_{r\mu=\nu=3}$, das das entsprechende Statorfeld $B_{s\nu=3}$ abdämpft, was in Gleichung (4.86) durch den Abdämpfungsfaktor $|\underline{I}_{m\nu=3} / \underline{I}_s|$ berücksichtigt wird. Aus der Amplitude des abgedämpften Sättigungsoberfeldes $\hat{B}_{\delta\nu=3}$ in Gleichung (4.86) kann die Amplitude des entsprechenden (unabgedämpften) Läufergrundfeldes $\hat{B}_{r\mu=\nu=3}$ über die unabgedämpfte Sättigungsoberwelle des Stators mit der Amplitude $\hat{B}_{s\nu=3}$ ermittelt werden:

$$\hat{B}_{\delta\nu=3} = \hat{B}_{s\nu=3} \cdot \left| \frac{\underline{I}_{m\nu=3}}{\underline{I}_s} \right| \approx \hat{B}_{s\nu=3} - \hat{B}_{r\mu=\nu=3} \Rightarrow \hat{B}_{r\mu=\nu=3} \approx \hat{B}_{s\nu=3} - \hat{B}_{s\nu=3} \cdot \left| \frac{\underline{I}_{m\nu=3}}{\underline{I}_s} \right| = \hat{B}_{s\nu=3} \cdot \left| 1 - \left| \frac{\underline{I}_{m\nu=3}}{\underline{I}_s} \right| \right|. \quad (4.132)$$

Die Rotorrestfelder $B_{r\mu_3}$, die von dem Rotoroberstrom $\underline{I}_{r\nu=3}$ hervorgerufen werden, haben daher folgende Amplituden [61, 62]:

$$\hat{B}_{r\mu_3} = \left| \frac{\underline{I}_{m\nu=3}}{\underline{I}_s} \right| - 1 \cdot \frac{3}{3 + g_r \cdot \frac{Q_r}{p}} \cdot \hat{B}_{s\nu=3} \cdot k_{Qr\mu=3} \cdot \frac{\left| \frac{\chi_{\mu\nu=3}}{\chi_{\nu=3}} \right|}{\left| \frac{\chi_{\nu=3}}{\chi_{\nu=3}} \right|} \quad g_r = \pm 1, \pm 2, \dots \text{ gemäß Gleichung (4.131)}. \quad (4.133)$$

Die (auf die Statorseite bezogenen) Frequenzen $\omega_{s\mu\nu=3}$ sind:

$$\omega_{s\mu\nu=3} = \omega_s \left\{ 3 + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} (1-s) \right\} \quad g_r = \pm 1, \pm 2, \dots \text{ gemäß Gleichung (4.131)}. \quad (4.134)$$

Diese Oberwellen werden, im Falle, dass (4.125) gilt, auch durch von ihnen in die Statorwicklung induzierte Ströme abgedämpft. Dieser Effekt der sekundären Ankerrückwirkung ist jedoch so klein, dass er hier vernachlässigt werden kann.

Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der KLASM

Tabelle 4.8: Amplitude, Phasenlage und auf den Ständer bezogene Frequenz der Läuferrestfelder der Motoren AH80 und AH100 im Bemessungsbetrieb, berechnet mit *KLAYS* nach Gleichung (4.127). Die Rotoroberströme $I_{r\nu}$ werden gemäß *Taegen* ermittelt. Neben den beiden ersten Ordnungszahlen $\nu = -5$ und 7 werden nur die Nutharmonischenpaare $\nu = -17$ und 19 bzw. $\nu = -35$ und 37 angegeben. Die Werte für die Rotoroberströme $I_{r\nu}$ sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst. Für $\nu = \mu$ werden die Werte für das Summenfeld aus Stator- und Läufergrundfeld angegeben (fett markiert).

ν	μ	AH80: $P_N = 750 \text{ W}$; $I_{sN} = 1,72 \text{ A}$; $s_N = 4,57 \%$; $U_N = 400 \text{ VY}$; $f_s = 50 \text{ Hz}$			AH100: $P_N = 2200 \text{ W}$; $I_{sN} = 4,66 \text{ A}$; $s_N = 5,2 \%$; $U_N = 400 \text{ VY}$; $f_s = 50 \text{ Hz}$		
		$\hat{B}_{\mu\nu}$ (T)	$\varphi_{\mu\nu}$ (rad)	$f_{s\mu\nu}$ (Hz)	$\hat{B}_{\mu\nu}$ (T)	$\varphi_{\mu\nu}$ (rad)	$f_{s\mu\nu}$ (Hz)
1	1	6,91e-01	1,57	50,00	8,51e-01	1,57	50,00
	-13	6,41e-02	3,02	618,01	9,74e-02	3,10	613,25
	15	5,86e-02	0,24	718,01	8,94e-02	0,22	713,25
	-27	2,52e-02	-0,39	1286,02	3,70e-02	-0,19	1276,50
	29	2,70e-02	-2,68	1386,02	4,02e-02	-2,77	1376,50
-5	-5	5,15 e-02	0,80	50,00	4,49e-02	0,69	50,00
	-19	7,29e-03	0,59	618,01	8,86e-03	0,56	613,25
	9	1,46e-02	-2,57	718,01	1,77e-02	-2,59	713,25
	-33	3,74e-03	-2,54	1286,02	4,55e-03	-2,57	1276,50
	23	4,57e-03	0,55	1386,02	5,54e-03	0,54	1376,50
7	7	3,92 e-02	0,63	50,00	3,51e-02	0,60	50,00
	-7	9,68e-03	-2,31	618,01	1,14e-02	-2,41	613,25
	21	3,56e-03	0,80	718,01	4,16e-03	0,71	713,25
	-21	2,52e-03	0,85	1286,02	2,96e-03	0,75	1276,50
	35	1,96e-03	-2,35	1386,02	2,29e-03	-2,44	1376,50
-17	-17	2,55e-01	1,35	50,00	2,25e-01	1,26	50,00
	-31	6,49E-03	0,87	618,01	6,52e-03	0,82	613,25
	-3	2,93e-02	1,40	718,01	2,92e-02	1,35	713,25
	-45	5,69e-03	-2,36	1286,02	5,72e-03	-2,41	1276,50
	11	5,33e-03	2,35	1386,02	5,29e-03	2,31	1376,50
19	19	1,26e-01	1,93	50,00	1,32e-01	2,17	50,00
	5	1,89e-02	1,69	618,01	1,53e-02	1,85	613,25
	33	4,45e-03	1,07	718,01	3,59e-03	1,07	713,25
	-9	8,87e-03	2,21	1286,02	8,18e-03	2,41	1276,50
	47	3,78e-03	-2,23	1386,02	3,15e-03	-2,26	1376,50
-35	-35	1,00e-01	-1,57	50,00	1,20e-01	-1,61	50,00
	-49	3,08e-03	-2,34	618,01	3,38E-03	-2,40	613,25
	-21	4,38e-03	-2,12	718,01	4,66e-03	-2,19	713,25
	-63	2,85e-03	0,76	1286,02	3,15e-03	0,70	1276,50
	-7	8,94e-03	1,25	1386,02	9,11e-03	1,20	1376,50
37	37	9,40e-02	-1,49	50,00	1,02e-01	-1,34	50,00
	23	3,41e-03	-2,03	618,01	3,13e-03	-2,06	613,25
	56	2,71e-03	-2,31	718,01	2,65e-03	-2,37	713,25
	9	5,74e-03	1,45	1286,02	5,07e-03	1,51	1276,50
	65	2,57e-03	0,78	1386,02	2,55e-03	0,72	1376,50

Für die Phasenverschiebung gilt nach [61, 62] mit der Vereinfachung, dass die Phasenverschiebung φ_m im Leerlauf ca. $\pi/2$ beträgt (vgl. (4.86)):

$$\varphi_{\nu\mu\nu=3} = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im} \left(\frac{I_{m\nu=3}}{I_s} - 1 \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{I_{m\nu=3}}{I_s} - 1 \right)} \right) + 3 \cdot \varphi_m = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im} \left(\frac{I_{m\nu=3}}{I_s} - 1 \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{I_{m\nu=3}}{I_s} - 1 \right)} \right) + \frac{3 \cdot \pi}{2}. \quad (4.135)$$

Läuferrestfelder der Zahnsättigung aus Oberstrombelägen:

Durch Modulation der nutharmonischen Statorfeldoberwellen mit der Sättigungsgrundwelle entstehen gemäß Abschnitt 4.3.2.3 Sättigungsoberwellen der Ordnung $\nu+2$. Diese induzieren ebenfalls Abdämpfströme $I_{r\nu+2}$, die ihrerseits weitere Läufergrund- und Läuferrestfelder erregen, welche gemäß [61, 62] folgende Ordnungszahlen aufweisen:

$$\mu_{\nu+2} = \nu + 2 + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.136)$$

Auch hier ergibt sich für $g_r = 0$ das Läufergrundfeld. Analog zu den Läuferrestfeldern des Zahnsättigungsgrundfeldes aus dem vorangegangenen Abschnitt lassen sich die Amplituden der unabgedämpften Läuferrestfelder, die durch die Sättigungsoberwellen der nutharmonischen Ständerfeldoberwellen hervorgerufen werden, wie folgt berechnen:

$$\hat{B}_{r\mu_{\nu+2}} = \left| \frac{I_{m\nu+2}}{I_s} - 1 \right| \cdot \frac{\nu + 2}{\nu + 2 + g_r} \cdot \frac{Q_r}{p} \cdot \frac{k_{w\nu}}{\nu \cdot k_{w1}} \cdot \left| \frac{I_s}{I_{m\nu=1}} \right| \cdot k_{Qr\nu} \cdot \hat{B}_{s\nu=3} \cdot \frac{k_{Qr\mu_{\nu+2}}}{k_{Qr\nu+2}} \cdot \left| \frac{\chi_{\mu_{\nu+2}}}{\chi_{\nu+2}} \right| \quad g_r = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.137)$$

Die Frequenzen $\omega_{r\mu_{\nu+2}}$ sind identisch mit Gleichung (4.134), und für die Phasenverschiebung $\varphi_{r\mu_{\nu+2}}$ gilt mit φ_m im Leerlauf ca. $\pi/2$:

$$\begin{aligned} \varphi_{r\mu_{\nu+2}} &= \arctan \left(\frac{\operatorname{Im} \left(\frac{I_{m\nu+2}}{I_s} - 1 \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{I_{m\nu+2}}{I_s} - 1 \right)} \right) + \varphi_{\nu=1} - \varphi_m + 3 \cdot \varphi_m = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im} \left(\frac{I_{m\nu+2}}{I_s} - 1 \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{I_{m\nu+2}}{I_s} - 1 \right)} \right) + 2 \cdot \varphi_m + \varphi_{\nu=1} \\ &= \arctan \left(\frac{\operatorname{Im} \left(\frac{I_{m\nu+2}}{I_s} - 1 \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{I_{m\nu+2}}{I_s} - 1 \right)} \right) + \pi + \varphi_{\nu=1}. \end{aligned} \quad (4.138)$$

4.3.3.5. Oberfelder durch Exzentrizitäten

Durch eine statische oder umlaufende dynamische Exzentrizität des Rotors ist der Luftspalt δ entlang des Umfangs nicht konstant. Man spricht von einer statischen Exzentrizität e , wenn der geometrische Mittelpunkt M_r des Rotors, der im Rotorquerschnitt den Durchstoßpunkt der Rotationsebene darstellt, aufgrund einer fehlerhaften exzentrischen Lagerung der Welle um das Maß e nicht mit dem geometrischen Mittelpunkt der Statorbohrung M_s übereinstimmt (Abbildung 4.32). Sie tritt schon im Stillstand auf, so dass auch hier schon der Luftspalt δ entlang des Umfangs unterschiedlich breit ist (Abbildung 4.32). Im Bereich des kleineren Luftspaltes steigt die Hauptfeldreaktanz $X_h \sim 1/\delta$ und dadurch die Flussdichte B_δ im Luftspalt. Die durch die statische Exzentrizität entstehenden zusätzlichen Oberwellen können durch Einführung eines ortsabhängigen Luftspaltes $\delta(x_s)$ bei der Berechnung des Luftspaltfeldes ermittelt werden [26, 73, 74]. Für kleine relative Exzentrizitäten $\varepsilon_{\text{mech}} < 0,2$ in (4.139), was in der Praxis meist weit unterschritten wird, kann der ortsabhängige Luftspalt $\delta(x_s)$ wie folgt beschrieben werden:

$$\delta(x_s) = \delta \cdot \left(1 - \varepsilon_{\text{mech}} \cdot \cos \left(\frac{x_s \pi}{p \tau_p} \right) \right) \quad \text{mit der relativen Exzentrizität } \varepsilon_{\text{mech}} = e / \delta. \quad (4.139)$$

Durch Umformung ergibt sich mit $1/(1 + \varepsilon_{\text{mech}}) \approx 1 - \varepsilon_{\text{mech}}$, was für kleine Exzentrizitäten gültig ist:

$$B_{\delta}(x_s, t) = \mu_0 \frac{\hat{V} \cdot \cos(x_s \pi / \tau_p - \omega_s t)}{\delta(x_s)} \approx \frac{\mu_0 \hat{V}}{\delta} \cos\left(\frac{x_s \pi}{\tau_p} - \omega_s t\right) \cdot \left(1 - \varepsilon_{\text{mech}} \cdot \cos\left(\frac{x_s \pi}{p \tau_p}\right)\right) = B_{\delta \nu=1} + B_{\delta \varepsilon}. \quad (4.140)$$

Das Exzentrizitätsfeld $B_{\delta \varepsilon}$ besteht aus zwei Feldwellen und kann gemäß [26] wie folgt angegeben werden:

$$B_{\delta \varepsilon}(x_s, t) = \hat{B}_{\delta \nu=1} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{mech}}}{2} \cdot \left[\cos\left(\frac{(p+1)x_s \pi}{p \tau_p} - \omega_s t\right) + \cos\left(\frac{(p-1)x_s \pi}{p \tau_p} - \omega_s t\right) \right], \quad (4.141)$$

weswegen die Ordnungszahl ν_ε und Frequenz f_ε folgendermaßen beschrieben werden können:

$$\nu_\varepsilon = (p \pm 1) / p \quad f_\varepsilon = f_s. \quad (4.142)$$

Dabei kann $\hat{B}_{\delta \nu=1}$ mit Berücksichtigung der Eisensättigung und der Nutschlitze wie in Gleichung (4.86) berechnet werden. Die Modulation aller weiteren Oberwellen $B_{\delta \nu}$ $\nu > 1$ mit $\delta(x_s)$ kann aufgrund des geringen Einflusses von ε vernachlässigt werden.

Eine dynamische Exzentrizität entsteht bei Rotation der Welle durch eine einseitig wirkende Fliehkraft aufgrund z. B. einer Restunwucht des Läufers. Dadurch kommt es zu einer Verformung der Rotorwelle, die synchron mit dem Läufer dreht. Der geometrische Mittelpunkt M_r des Rotors bewegt sich somit mit der Drehbewegung des Rotors auf einer Kreisbahn mit dem Radius e um den geometrischen Mittelpunkt der Statorbohrung M_s . Es kommt also zu einer umlaufenden Verkleinerung bzw. Vergrößerung des Luftspaltes δ (Abbildung 4.32). Mathematisch lässt sich dieser Umstand wie folgt beschreiben [26]:

$$\delta(x_s, t) = \delta \cdot \left(1 - \varepsilon_{\text{mech}} \cdot \cos\left(\frac{x_s \pi}{p \tau_p} - \frac{1-s}{p} \cdot \omega_s t\right)\right) \text{ mit der relativen Exzentrizität } \varepsilon_{\text{mech}} = e / \delta. \quad (4.143)$$

Die Berechnung der Feldgrundwelle gemäß (4.140) unter Berücksichtigung des ortsabhängigen Luftspaltes $\delta(x_s, t)$ (4.143) ergibt zusätzliche Feldoberwellen mit Ordnungszahlen ν_{ed} wie in Gleichung (4.142) und einer Frequenz f_ε von [26]:

$$\nu_{\text{ed}} = (p \pm 1) / p \quad f_\varepsilon = f_s \cdot \left(1 \pm \frac{1-s}{p}\right). \quad (4.144)$$

Die Amplituden dieser Modulationsprodukte der beiden Exzentrizitätsfelder $B_{\delta \varepsilon}$ sind wie in Gleichung

$$(4.141) \quad \hat{B}_{\delta \nu=1} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{mech}}}{2}.$$

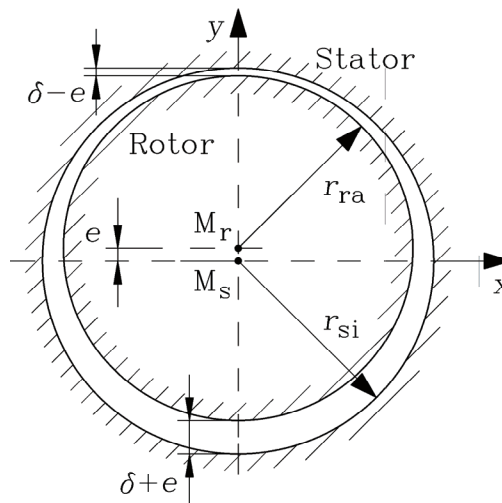


Abbildung 4.32: Exzentrische Verlagerung des Läufermittelpunktes M_r vom geometrischen Mittelpunkt M_s der Statorbohrung um die Exzentrizität e [32].

Diese zusätzlichen Feldoberwellen $B_{\delta\epsilon}$ induzieren einen abdämpfenden zusätzlichen Rotoroberstrom $I_{rv\epsilon}$ in den Läufer. Dieser erregt, wie in den vorangegangenen Abschnitten, ein Läufergrundfeld $B_{r\mu=v\epsilon}$, welches die Felder $B_{\delta\epsilon}$ der Ordnung $v_\epsilon = v_{ed}$ aus (4.141) abdämpft und unabgedämpfte Läuferrestfelder $B_{r\mu \neq v\epsilon}$, die gemäß [61, 62, 73] folgende Ordnungszahlen aufweisen:

$$\mu_{v\epsilon} = v_\epsilon + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} = \frac{p \pm 1}{p} \pm g_r \cdot \frac{Q_r}{p} \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.145)$$

Je nachdem, ob eine statische oder dynamische Exzentrizität vorliegt, ergeben sich folgende auf den Stator bezogene Kreisfrequenzen [61, 62, 73]:

$$\omega_{s\mu_{v\epsilon}} = \omega_s \left(1 \pm g_r \cdot \frac{Q_r}{p} (1-s) \right) \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{ für die statische Exzentrizität,} \quad (4.146)$$

$$\omega_{s\mu_{v\epsilon}} = \omega_s \left(1 \pm \frac{1}{p} \cdot (1-s) + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} (1-s) \right) \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{ für die dynamische Exzentrizität.} \quad (4.147)$$

Die Amplituden der Läuferrestfelder $B_{r\mu \neq v\epsilon}$ aufgrund einer statischen bzw. dynamischen Exzentrizität lassen sich mit dem unabgedämpften Statorgrundfeld $\hat{B}_{sv=1}$ gemäß Gleichung (4.72) wie folgt berechnen [61, 62]:

$$\hat{B}_{r\mu_{v\epsilon}} = \left\| \frac{I_{mv_\epsilon}}{I_s} \right\| - 1 \left| \cdot \frac{v_\epsilon}{\mu_{v_\epsilon}} \cdot k_{Qrv\epsilon} \cdot \hat{B}_{sv=1} \cdot \frac{\left| \chi_{\mu_{v\epsilon}} \right|}{\left| \chi_{v\epsilon} \right|} \cdot \frac{A_1}{2 \cdot A_0} \right. \quad (4.148)$$

Dabei ist gemäß [26] $\frac{A_1}{2 \cdot A_0} = f(\epsilon_{\text{magn}})$ eine von der magnetischen Exzentrizität

$$\epsilon_{\text{magn}} = \frac{\epsilon_{\text{mech}}}{k_c \cdot \frac{1}{k_h}} = \frac{e/\delta}{k_c \cdot \frac{1}{k_h}} \quad (4.149)$$

abhängige Funktion, die den Einfluss der Hauptfeldsättigung über den Sättigungsfaktor k_h berücksichtigt. In der Regel ist der Wert $\epsilon_{\text{magn}} < 0,2$, weswegen gemäß [61, 62] die Funktion $f(\epsilon_{\text{magn}})$ vereinfacht wie folgt beschrieben werden kann (vgl. (4.141): Dort ist $B_{\delta\epsilon} \sim \epsilon_{\text{mech}}/2$)

$$f(\epsilon_{\text{magn}}) = \frac{A_1}{2 \cdot A_0} \cong \frac{\epsilon_{\text{magn}}}{2} \quad (4.150)$$

4.3.3.6. Einfluss der Statornutung auf die Rotorfeldoberwellen

Die Berücksichtigung der Statornutung bei der Berechnung der Rotoroberfelder kann wie in Abschnitt 4.3.2.4 über die Einführung einer Leitwertsfunktion λ_{Qs}

$$\lambda_{Qs}(x_s) = \begin{cases} 0, & -s_{Qse}/2 \leq x_s \leq s_{Qse}/2 \\ 1, & -\tau_{Qs}/2 \leq x_s \leq -s_{Qse}/2 \text{ und } s_{Qse}/2 \leq x_s \leq \tau_{Qs}/2. \end{cases} \quad (4.151)$$

durch Modulation mit dem einseitig genutzten Läuferfeld gemäß Gleichung (4.127) ermittelt werden. Dabei wird analog zu Abschnitt 4.3.2.4 die effektive Nutschlitzbreite s_{Qse} in (4.151) verwendet. Bildet man die *Fourier-Kosinusreihe* der Funktion aus Gleichung (4.151), so ergibt das (vgl. Abschnitt 4.3.2.4):

$$\lambda_{Q_s}(x_s, t) = \frac{1}{k_{Cs}} \cdot \left(1 - \sum_l \lambda_{sl'} \cdot \cos(l' \cdot Q_s \pi x_s / (p \tau_p)) \right) \quad l = 1, 2, 3, \dots$$

$$\lambda_{sl'} = 2 \cdot \frac{\sin\left(\frac{l' \pi}{k_{Cs}} \cdot (k_{Cs} - 1)\right)}{\frac{l' \pi}{k_{Cs}}}.$$
(4.152)

Dabei ist der Faktor $1/k_{Cs}$ der mittlere magnetische Widerstand des Luftspalts infolge der Statornutschlitzöffnungen:

$$\lambda_{Q_s,av} = \frac{\tau_{Q_s} - s_{Qse}}{\tau_{Q_s}} = \frac{1}{1/\left[1 - \zeta(s_{Qse}/\delta) \cdot \delta/\tau_{Q_s}\right]} = \frac{1}{k_{Cs}}.$$
(4.153)

Multipliziert man diese Reihe im statorfesten Koordinatensystem mit der Reihe für die Feldoberwellen des Rotors (bezogen auf den Rotor) bei einseitiger Nutung mit den Amplituden $\hat{B}_{r\mu_v}$ gemäß Gleichung (4.127):

$$B_r(x_r, t) = \sum_{\mu_v} \hat{B}_{r\mu_v} \cdot \cos(\mu_v \pi x_r / \tau_p - s_v \omega_s t).$$
(4.154)

mit μ_v und $\omega_{s\mu_v}$ gemäß Gleichung (4.126) bzw. (4.130), so entstehen gemäß [26] wieder die (gesättigten) Feldoberwellen der einseitigen Nutung aus Gleichung (4.127), vermindert um den *Carter*-Faktor des Stators (stromlose Nut angenommen):

$$\frac{B_r(x_r, t)}{k_{Cs}} = \sum_{\mu_v} \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu_0}{\delta \cdot k_{Cr} \cdot k_{Cs}} k_h \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{Q_r}{\mu_v} \cdot k_{Qr\mu_v} \cdot \zeta_{r\mu_v} \cdot I_{rv} \cdot \cos(\mu_v \pi x_r / \tau_p - s_v \omega_s t)$$
(4.155)

und mit den Statornutleitwertwellen modulierte Rotorwellen

$$- \sum_{\mu_v} \sum_{l'} \hat{B}_{r\mu_v} \cdot (\lambda_{sl'} / k_{Cs}) \cdot \cos(\mu_v \pi x_r / \tau_p - s_v \omega_s t) \cdot \cos(l' \cdot Q_s \pi x_s / (p \tau_p)).$$
(4.156)

Mit einer Umrechnung auf die Statorseite und einiger Umformungen ergeben sich zusätzliche Feldoberwellen:

$$B_{r\mu_v, l'}(x_s, t) = - \frac{\hat{B}_{r\mu_v} \cdot \lambda_{sl'}}{2k_{Cs}} \cdot \cos((\mu_v \pm l' Q_s / p) \cdot \pi x_s / \tau_p - \omega_{s\mu_v} t), \quad l' = 1, 2, 3, \dots$$
(4.157)

$$\omega_{s\mu_v} = \omega_s \left\{ 1 + g_r \cdot \frac{Q_r}{p} (1 - s) \right\}, \quad g_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

die die Ordnungszahlen $\mu_v \pm l' \cdot Q_s / p$ aufweisen, die für $\mu_v = \nu$ ($g_r = 0$) identisch mit den Ordnungszahlen der Ständernutharmonischen sind. Damit werden auch die nutharmonischen Felder des Stators durch die gegenüberliegende Nutung verstärkt (vgl. Abschnitt 4.3.2.4). Auch hier sind wie im Falle der Modulation des Statorfeldes mit den Nutleitwertwellen der Rotornutung wegen der vergleichsweise großen Amplituden die Modulationen der Läufergrundwelle $\mu_{v=1} = \mu = 1$ mit den Nutleitwert-Grundwellen der Statornutung $l' = 1$ besonders zu berücksichtigen. Bezüglich der nutdifferenzharmonischen Feldoberwellen, die aus der Modulation des ersten Nutharmonischenpaars des Rotors $\mu_Q = 1 \pm Q_r/p$ mit der Nutleitwert-Grundwelle der Statornutung $l' = 1$ entstehen, gelten die gleichen Aussagen wie in Abschnitt 4.3.2.4.

4.3.4. Vergleich des analytisch und numerisch berechneten Luftspaltfeldes für verschiedene Betriebspunkte

Die analytisch mit dem von R. Hagen bereitgestellten Programm *KLASYS* berechneten Luftspaltfelder der Motoren AH80 (Abbildung 4.33) und AH100 (Abbildung 4.34) werden mit den FEM-Ergebnissen (*FLUX2D*, Radialkomponente der Flussdichte B im Luftspalt) für den Leerlaufbetrieb und den Bemessungsbetrieb verglichen. Wie die Ergebnisse aus den Abschnitten 4.3.2.1 und 4.3.2.2 zeigen, ergeben sich bei der Verwendung der *Kolbe*-Korrektur und der Berechnung der Abdämpfung der Statorfelder B_{sv} durch phasenrichtige Addition der entsprechenden dämpfenden Rotorfelder $B_{rv=\mu}$ die größten Übereinstimmungen mit den FEM-Berechnungen, weswegen sich die Vergleiche hier nur auf diese Fälle beschränken. Da die FEM-Berechnung nur zweidimensional möglich ist, werden die Motoren ungeschrägt angenommen. Die Rotor-Ersatznutschlitzbreiten $s_{Qr,ges}$ werden über die *Weppler*'sche Sättigungsberechnung und die Vorgabe der in Abschnitt 4.3.2.4 diskutierten geometrischen Rotor-Ersatznutschlitzbreiten s_{Qr}' ermittelt. Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu erhöhen, wurden die identischen $B(H)$ -Kennlinien der verwendeten Bleche sowohl bei der analytischen als auch numerischen Berechnung verwendet (Keine Berücksichtigung der Bearbeitungseinflüsse gemäß Abschnitt 4.2 bei der analytischen Berechnung).

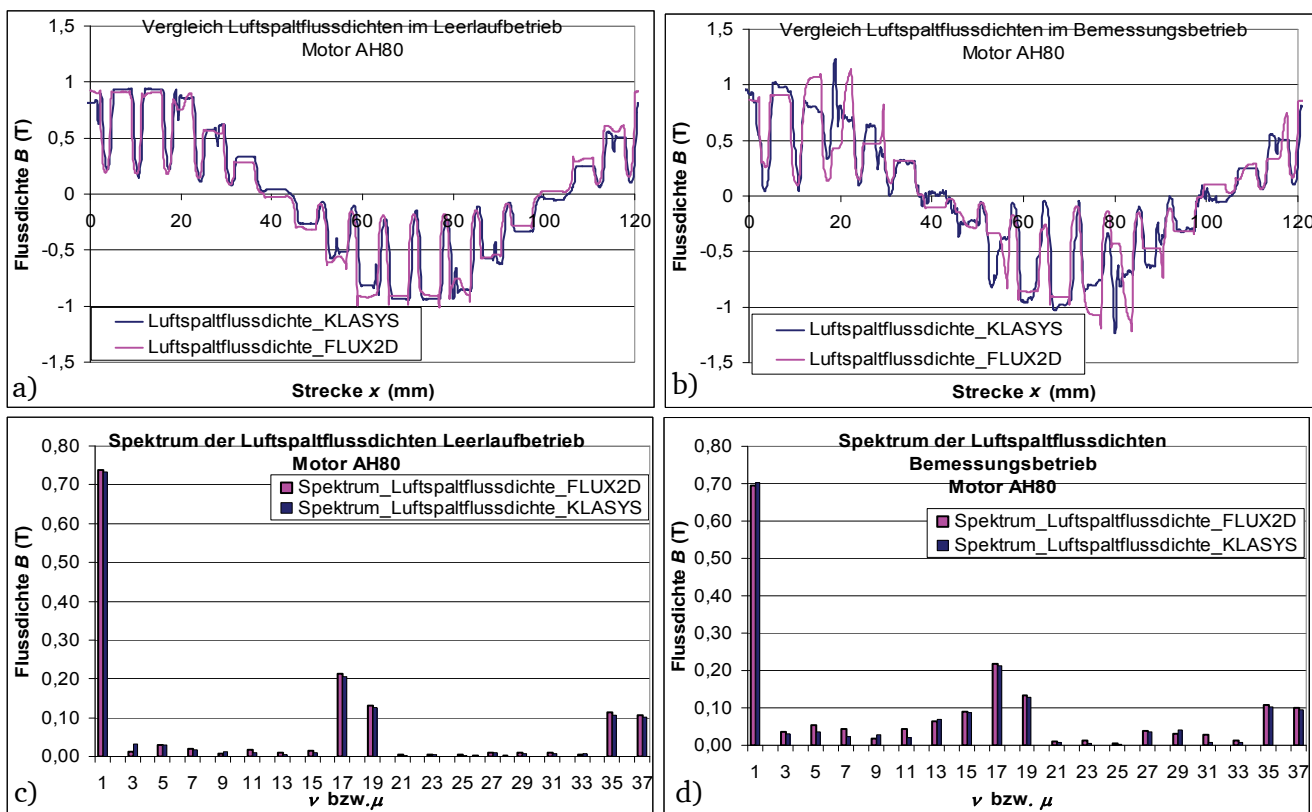


Abbildung 4.33: Motor AH80: Numerische (*FLUX2D*) und analytische (*KLASYS*: mit *Kolbe*-Korrektur aus Abschnitt 4.3.2.1) Berechnung des Luftspaltfeldes des (ungeschrägten) Motors AH80 im a) Leerlauf- und b) Bemessungsbetrieb. c) d) Spektren der Luftspaltflussdichten aus a) bzw. b).

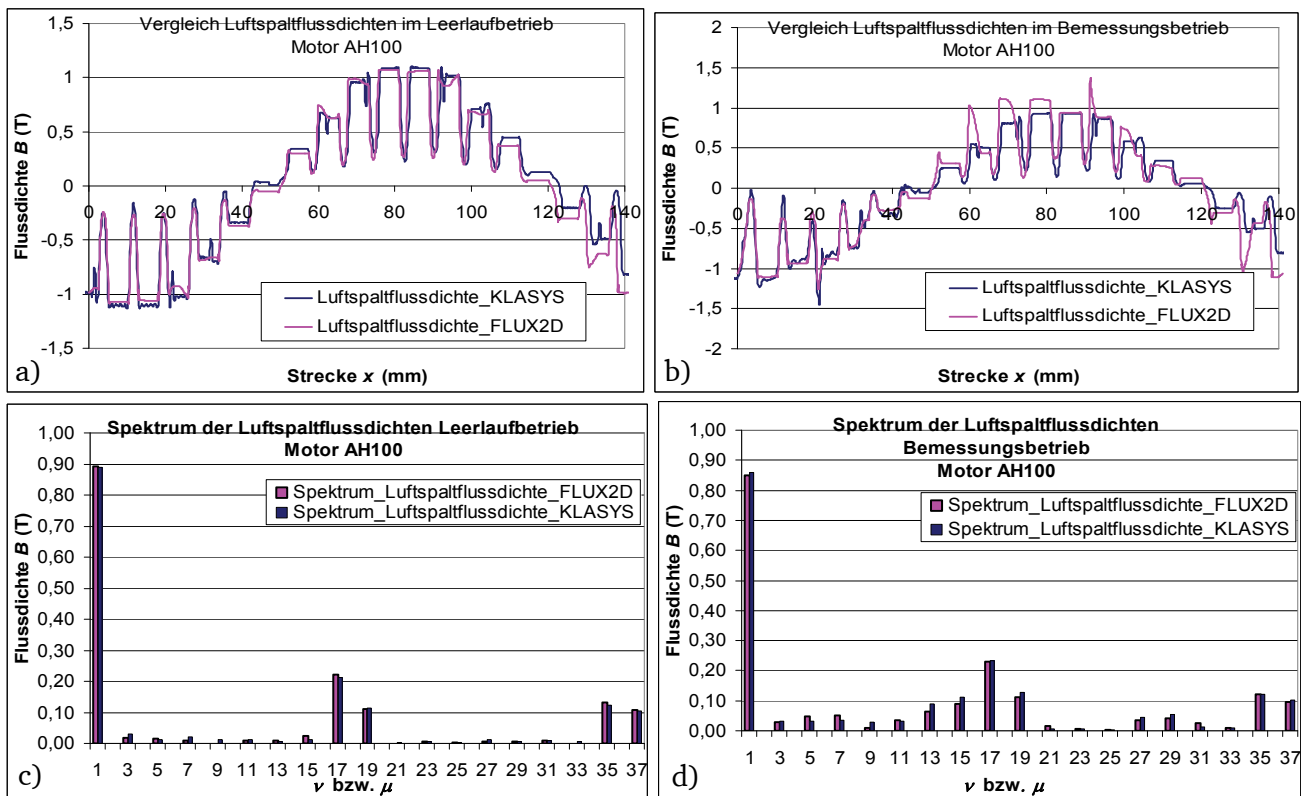


Abbildung 4.34: Wie Abbildung 4.33, jedoch für den Motor AH100.

Die Rotoroberströme I_{rv} , die zur analytischen Berechnung der Rotorgrund- bzw. Rotorrestfelder $B_{T\mu=\nu}$ bzw. $B_{T\mu\neq\nu}$ benötigt werden, werden mit der *Taegen'schen* Methode aus Abschnitt 4.3.3.2 ermittelt. Die sekundäre Ankerrückwirkung wird näherungsweise nach *Heller*[41] berücksichtigt. Der Vergleich der Oberwellenspektren beider Motoren untermauert die Richtigkeit der verwendeten Rechenmodelle zur Berechnung des Luftspaltfeldes $B_\delta(x)$ zu einem Zeitpunkt $t = T_0$. Die ermittelten Feldoberwellen sind der Ausgangspunkt zur Berechnung der durch sie verursachten parasitären Effekte wie z.B. zusätzliche Verluste P_{zus} , Oberwellenmomente oder Geräuschanregungen, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

4.3.5. Möglichkeiten zur Reduzierung des Oberwellengehalts in KLASM

Die Oberwellen des Luftspaltfeldes sorgen für unerwünschte Parasitäreffekte im Betrieb der Motoren. Dabei sind in erster Linie die zusätzlichen Ummagnetisierungsverluste P_{zus} , die Oberwellenmomente $M_{ev\nu}$ bzw. $M_{e\nu}$ und die erhöhte Geräusentwicklung zu nennen. Wie in Kapitel 7 im Detail besprochen wird, kann durch eine geschickte Wahl des Verhältnisses von Stator- zu Rotornutzahlen Einfluss auf diese Parasitäreffekte genommen werden. Allerdings gibt es auch weitere konstruktive Maßnahmen, die eine zusätzliche Reduktion des Oberwellengehalts gewährleisten und in den folgenden Abschnitten diskutiert werden. Eine Sonderschaltung der Statorwicklungen zur Erregung einer 12-zonigen Durchflutungsverteilung (vergleichbar einer Maschine mit 6 Phasen) bei konventionellem 3-phasigen Netzanschluss, die eine Reduktion der Oberwellen der Ordnung $\nu = -5, 7, -17, 19, \dots = 1 \pm 2m \cdot g$ ($m = 3; g = \pm 1, \pm 3, \dots$) bewirkt, wird in Kapitel 10 diskutiert.

4.3.5.1. Sehnung

Durch die Wahl des Verhältnisses von Spulenweite W zur Polteilung τ_p einer Zweischichtwicklung (Abbildung 4.35) lässt sich die Form der Durchflutungskurven $V(x,t)$ beeinflussen. Damit lassen sich

gezielt Oberwellen bestimmter Ordnungen reduzieren und durch die verkürzten Leiter eine zusätzliche Reduzierung des Statorwiderstandes R_s erreichen.

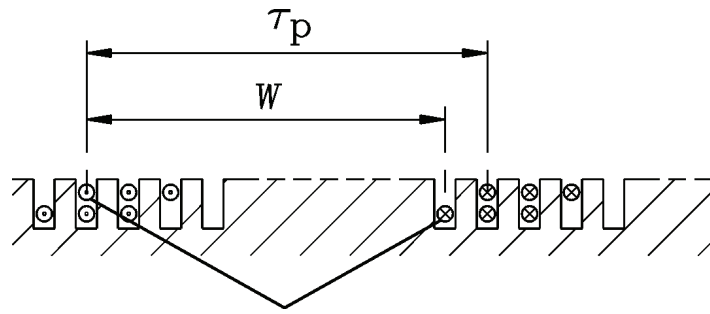


Abbildung 4.35: Lage der Leiter einer gesehten Spule für $q = 3$, $m = 3$ einer Zweischichtwicklung mit um $W/\tau_p = 8/9$ gesehten Spulen [26].

Im Ersatzschaltbild wird der Einfluss der Sehnung über den Sehnungsfaktor k_{pv} bei der Berechnung der Hauptinduktivität L_{hv} berücksichtigt (siehe Formel (4.31)). Wie Tabelle 4.1, zeigt wird durch die Sehnung der resultierende Wicklungsfaktor $k_{wv} = k_{pv} \cdot k_{dv}$ gegenüber dem ungesehnten Fall ($k_{wv} = k_{dv}$) reduziert, womit im gleichen Maße die Amplitude der entsprechenden Oberwelle der Ordnung ν kleiner wird. Nachteilig ist, dass der resultierende Wicklungsfaktor k_{w1} der Grundwelle durch die Sehnung ebenfalls sinkt, was eine i. A. geringe Reduktion des Grundwellen-Hauptflusses Φ_{h1} von 2 %-7 % zur Folge hat.

4.3.5.2. Schrägung der Stator- oder Rotornuten

Nach [23, 26, 28, 29, 31, 47] kann durch Schrägung der Stator- oder der Rotornuten gegenüber der jeweils anderen Seite eine erhebliche Reduktion der in den Rotor durch die Nutharmonischen des Statorfeldes induzierten Rotoroberströme I_{rv} erreicht werden. Dadurch wird die Wirkung der durch sie erregten Läufergrund- bzw. Läuferrestfelder $B_{r\mu=v}$ bzw. $B_{r\mu \neq v}$ ebenfalls stark reduziert und eine Reduktion der Wechselwirkungen zwischen Stator- und Rotorfeldern erreicht. In [25, 26, 28, 29, 32, 47] wird der reelle Schrägungsfaktor χ_ν definiert:

$$\chi_\nu = \frac{\sin(\nu \pi b_{sk} / (2\tau_p))}{\nu \pi b_{sk} / (2\tau_p)}. \quad (4.158)$$

Mit diesem Faktor wird die durch die Schrägung reduzierte magnetische Flussverkettung der Feldoberwellen berücksichtigt, was, ähnlich wie bei dem Wicklungsfaktor k_{wv} (4.32), eine Reduktion der Hauptfeldreaktanz X_{hv} mit sich bringt. Wie im Falle der Sehnung aus dem vorangegangenen Abschnitt tritt allerdings nachteilig auch bei der Schrägung von Stator zu Rotornuten und die dadurch reduzierte magnetische Kopplung ein geringer Flussverlust beim Grundwellen-Hauptfluss Φ_{h1} auf. Als vereinfachende Annahme wurde angenommen, dass der Rotorkäfig vollständig isoliert ist. Es fließen demnach keine Paketquerströme I_q zwischen den Stäben (siehe Abschnitt 4.4). Durch die reduzierte Wechselwirkung zwischen Stator- und Rotorfeldern können die Oberwellenmomente (Abschnitt 4.4) und die Geräuschabstrahlung (Kapitel 5) deutlich reduziert werden. Abbildung 4.36a) zeigt den Vergleich zwischen zwei FEM-Berechnungen mit *FLUX2D* (ohne Schrägung) und *FLUXskewed* (mit Schrägung des Rotors um τ_{Qr}) des Luftspaltfeldes $B_\delta(x, t = T_0)$ für den Motor AH160 bei $P_N = 9,2$ kW. Abbildung 4.36b) stellt das dafür in *FLUXskewed* verwendete Modell zur Berücksichtigung der Schrägung mit fünf jeweils um $\tau_{Qr} / 5$ gegeneinander verdrehten zweidimensionalen Rotorgeometrien dar [22]. Das Luftspaltfeld $B_\delta(x, t = T_0)$ des FEM-Modells mit geschrägtem Rotor ergibt sich als Mittelung über alle fünf Rotorgeometrien. Es wird deutlich, dass durch die Mittelung der phasenverschobenen Verläufe der fünf Rotorgeometrien das resultierende Luftspaltfeld deutlich geringere Feldoberwellen aufweist, und der Verlauf des Feldes bei ungeschrägtem Läufer deutlich stufenförmiger ist.

Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der KLASM

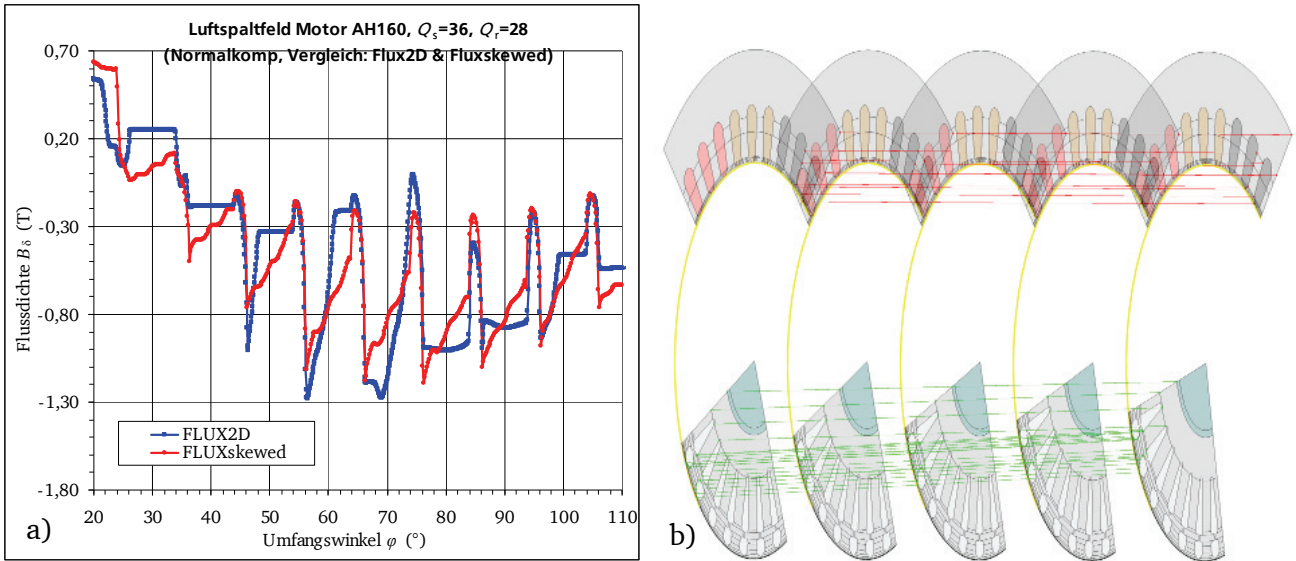


Abbildung 4.36: a) Vergleich der Luftspaltflussdichten, berechnet mit den FEM-Programmen *FLUX2D* (ohne Schrägung) und *FLUXskewed* (Schrägung um eine Rotornutteilung τ_{QR}) für den Motor AH160 ($P_N = 9,2$ kW, $U_N = 400$ VY). b) In *FLUXskewed* verwendetes Modell der Motors AH160 ($P_N = 9,2$ kW, $U_N = 400$ VY) zur Berücksichtigung der Schrägung mit fünf jeweils um $\tau_{QR}/5$ gegeneinander verdrehten zweidimensionalen Rotorgeometrien.

Abbildung 4.37a) zeigt den Vergleich für die Ströme eines Stabes $I_{stab,v} = -j \cdot I_{rv}$ der FEM-Berechnung mit *FLUX2D* (ohne Schrägung) und *FLUXskewed* (mit Schrägung des Rotors um τ_{QR}) für den Motor AH160 im Bemessungsbetrieb bei $P_N = 9,2$ kW. In Abbildung 4.37b) ist die FFT der Stabströme I_{stab} zu sehen. Bei der FFT liegen die Frequenzen der jeweiligen Oberwellenpaare sehr nahe beieinander, weswegen eine Trennung zwischen den Ordnungen ν (bei dem hier gewählten sehr kleinen Zeitschritt von $\Delta t = 1e-5$ s) nur bei sehr genauer Betrachtung möglich ist. Es ist deutlich sichtbar, dass durch die Schrägung und die damit verbundene Reduktion der Feldoberwellen innerhalb einer Rotormasche (vgl. Abbildung 4.36a) eine erhebliche Reduzierung der induzierten Rotoroberströme I_{rv} erreicht werden kann.

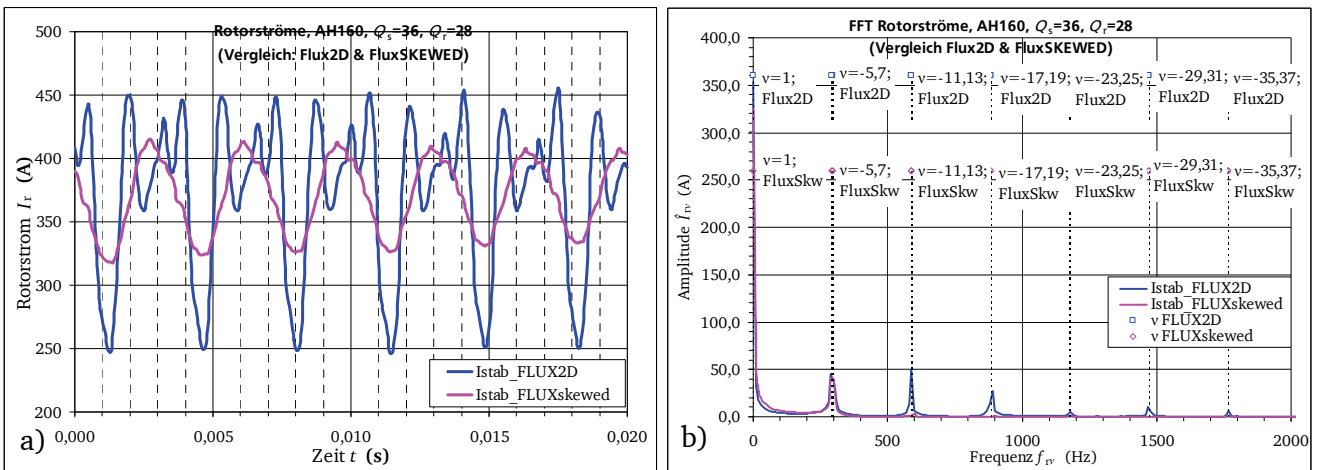


Abbildung 4.37: Vergleich der Ströme eines Stabes $I_{stab,v} = -j \cdot I_{rv}$, berechnet mit den FEM-Programmen *FLUX2D* (ohne Schrägung) und *FLUXskewed* (Schrägung um eine Rotornutteilung τ_{QR}) für den Motor AH160 ($P_N = 9,2$ kW, $U_N = 400$ VY). a) Zeitverläufe $i_r(t)$ b) FFT der Zeitverläufe $i_r(t)$ aus a).

4.4. Hochlaufkurve der KLASM bei Berücksichtigung von Oberwelleneinflüssen und Querströmen bei nicht isoliertem, geschrägtem Läuferkäfig

Die Oberwellen des Stator- und des Rotorfeldes erzeugen aufgrund der gegenseitigen Kraftwirkung aufeinander zusätzliche tangentiale Kräfte, die sich als harmonische Oberwellenmomente zeigen. Dabei treten asynchrone und synchrone harmonische Oberwellenmomente auf [26, 28, 29, 32, 44, 47]. Die korrekte Vorausberechnung der Drehmomentverläufe $M(n)$, die durch diese parasitären Oberwellenmomente u. U. stark beeinflusst werden, ist für die Auslegung von Standard-KLASM von großer Bedeutung, da die normativen Vorgaben ein Unterschreiten eines Motorminimalmoments („Sattelmoment“) für einen sicheren Hochlauf der Motoren verbietet (siehe Kapitel 7 und [15]). Durch starke Einbrüche („Sättel“) in den Drehmomentverläufen $M(n)$ aufgrund der Oberwellenmomente während des Hochlaufs von netzgespeisten KLASM kann es je nach dem Gegenmomentverlauf $M_L(n)$ zu einem „Hängenbleiben“ der Motoren im Anlaufbereich kommen, was aufgrund der sehr großen Schlupfwerte s im Bereich des Sattelpunktes und dementsprechend großen Strangströmen I_s zu einer starken Erwärmung der Motoren bis hin zur Überhitzung führen kann.

4.4.1. Asynchrone Oberwellenmomente

Die Ständerfeldoberwelle $B_{s\nu}$ erzeugt zusammen mit dem Rotoroberstrom $I_{r\nu}$ ein asynchrones Drehmoment $M_{e\nu}$. Im Falle der Grundwelle $\nu = 1$ ergibt sich daraus das Grundwellenmoment, welches zur Wandlung der elektrischen in die mechanische Energie innerhalb eines Motors genutzt wird. Aber auch alle weiteren Feldoberwellen $\nu \neq 1$ können mit den entsprechenden Rotoroberströmen $I_{r\nu}$ in der Regel deutlich kleinere asynchrone Drehmomente hervorrufen, die sich dem Grundwellenmoment überlagern. Das asynchrone Oberwellenmoment der ν -ten Ständeroberwelle $M_{e\nu}$ lässt sich gemäß [23, 26, 32] wie folgt beschreiben (vgl. (4.113)):

$$M_{e\nu} = \frac{\nu \cdot Q_r \cdot R_{r\nu} \cdot I_{r\nu}^2}{s_\nu \cdot (2 \cdot \pi \cdot n)} = M_{b\nu}(s) \cdot \frac{2}{\frac{s_\nu}{s_{b\nu}} + \frac{s_{b\nu}}{s_\nu}},$$

$$= \frac{\nu}{2\pi m} \cdot \frac{s_\nu Q_r R_{r\nu} \cdot (X_{rh\nu} \cdot 2 \cdot (m_s / Q_r) \cdot N_s k_{ws\nu} \eta_\nu \cdot \eta_{ve})^2}{R_{r\nu}^2 + s_\nu^2 \cdot (X_{r\sigma\nu} + X_{rh\nu})^2} \cdot I_s^2(s) \cdot \operatorname{Re}\{\underline{\chi}_\nu^2\}$$

wobei $M_{b,\nu} = \frac{\nu}{2\pi m} \cdot \frac{Q_r \cdot (X_{rh\nu} \cdot 2 \cdot (m_s / Q_r) \cdot N_s k_{ws\nu} \cdot \eta_\nu \cdot \eta_{ve})^2}{2R_{r\nu} \cdot (X_{r\sigma\nu} + X_{rh\nu})} \cdot I_s^2(s) \cdot \operatorname{Re}\{\underline{\chi}_\nu^2\}$, (4.159)

$$s_\nu = 1 - \nu \cdot (1 - s) = 1 - \nu + \nu \cdot s,$$

und $s_{b\nu} = \pm \frac{R_{r\nu}}{X_{r\sigma\nu} + X_{rh\nu}}$ ist.

Das asynchrone Oberwellenmoment beschreibt bei Annahme von $M_{b\nu}(s) \approx \text{konst.}$ in einem bestimmten Schlupfbereich $-3s_{b\nu} \leq s - s_{0\nu} \leq 3s_{b\nu}$ eine Kloss'sche Kurve um den „Leerlaufschlupf“ $s_{0\nu}$ des ν -ten asynchronen Oberwellenmoments [26]:

$$s_{0\nu} = 1 - 1/\nu. \tag{4.160}$$

Für die Oberwelle der Ordnung $\nu = -5$ ergibt sich z. B. ein Wert von $s_{0\nu} = 1,2$ und für die Ordnung $\nu = 7$ ein Wert von $s_{0\nu} = 0,86$ (siehe Abbildung 4.38a und b). Generell liegen die Werte für positive Ordnungszahlen $\nu > 0$ im Anlaufbereich, während die negativen Ordnungszahlen $\nu < 0$ Leerlaufschlupfwerte $s_{0\nu}$ im Gegenstrombereich ($s > 1$) ergeben und den Hochlauf daher nicht beeinflussen.

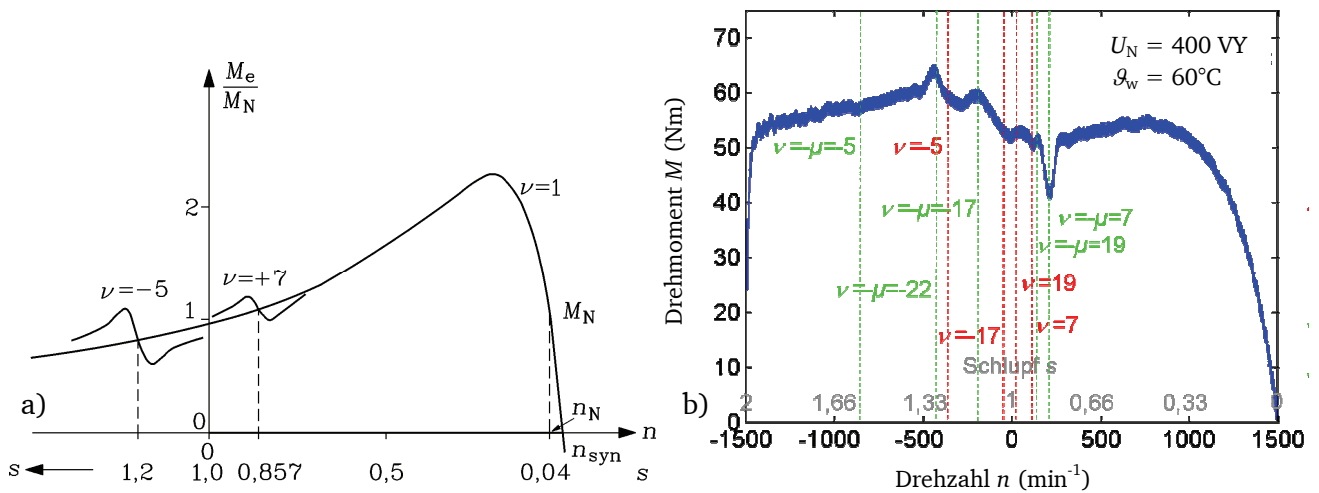


Abbildung 4.38: a) Grundwellenmoment und die beiden asynchronen Oberwellenmomente der -5. und 7. Ständeroberwelle [26, 32] b) Gemessene Hochlaufkurve des Motors AH100 mit Kennzeichnung der asynchronen (ν) und synchronen ($\nu = -\mu$) Oberwellenmomente (Messverfahren in Abschnitt 4.4.4).

4.4.2. Synchrone Oberwellenmomente

Die vom Rotoroberstrom I_{rv} erregten Läuferrestfelder $B_{i\mu \neq \nu}$ erzeugen, falls die Wellenlänge $\lambda_{w\mu}$ mit jener einer ν -ten Statorfeldoberwelle $\lambda_{w\nu}$ übereinstimmt, mit dieser ein synchrones Drehmoment $M_{e\nu\nu}$. Da die beteiligten Feldoberwellen in der Regel unterschiedliche Umfangsgeschwindigkeiten v_u aufweisen, pulsieren die resultierenden Drehmomente $M_{e\nu\nu}$ mit einer Frequenz, die zur Differenz der Umlaufgeschwindigkeiten v_u der beiden beteiligten Feldwellen proportional ist [41]. Da das mittlere Drehmoment Null ist, kann die Wirkung dieser pulsierenden Oberwellenmomente i. A. vernachlässigt werden. Nach [23, 26, 28, 29, 31, 47, 67] entsteht nur bei bestimmten Schlupfwerten $s = s^*$, bei denen die Umlaufgeschwindigkeiten $v_{u\nu}$ und $v_{u\mu}$ der jeweiligen Ständer- und Läuferfeldoberwelle und auch die Wellenlängen $\lambda_{w\nu}$ bzw. $\lambda_{w\mu}$ gleich sind, ein zeitlich konstantes Drehmoment $M_{e\nu\nu}$, das den Drehmomentverlauf $M(n)$ maßgeblich beeinflussen kann. Gleiche Wellenlängen $\lambda_{w\mu}$ bzw. $\lambda_{w\nu}$ von Rotor- und Statorfeld ergeben sich, wenn gilt [26, 32, 67]:

$$|\nu| = |\mu| \Rightarrow \nu = \mu \text{ bzw. } \nu = -\mu. \quad (4.161)$$

Die Umfangsgeschwindigkeiten $v_{u\nu}$ und $v_{u\mu}$ beider Feldoberwellen sind gleich, wenn im statorfesten Koordinatensystem gilt:

$$v_{u\nu} = \frac{\omega_s \tau_p}{\nu \pi} = v_{u\mu} = \frac{\omega_s \tau_p}{\mu \pi} \cdot (s^* + \mu \cdot (1 - s^*)). \quad (4.162)$$

Aus (4.161) und (4.162) ergibt sich als Schlupfwert s^* , bei dem ein zeitlich konstantes synchrones Oberwellenmoment $M_{e\nu\nu}$ auftritt [26, 32, 67]:

$$s^* = \frac{1/\nu - 1}{1/\mu - 1}. \quad (4.163)$$

Weitere Umformungen ergeben (siehe auch Abbildung 4.38b):

$$\nu = \mu: \quad s^* = 1 \quad \nu = -\mu: \quad s^* = \frac{\nu - 1}{\nu + 1}. \quad (4.164)$$

In [26] hängt die Größe des resultierenden synchronen Oberwellenmoments $M_{e\nu\nu}$ nicht nur von den Amplituden der beteiligten Feldoberwellen $B_{s\nu}$ bzw. $B_{i\mu}$ von Stator und Rotor, sondern auch von der relativen Phasenlage $\vartheta_{\nu\mu}$ zueinander ab. Diese wiederum ist von der Relativlage des Läufers zur Stän-

derfeldgrundwelle in jenem Augenblick, wenn der Schlupf den Wert s^* erreicht, abhängig und hängt daher von der zufälligen Relativlage des Läufers zum Ständer beim Start des Motors ab. Ob das synchrone Oberwellenmoment M_{evv} bremsend oder antreibend wirkt, hängt zusätzlich noch davon ab, ob die Ordnungszahl ν größer oder kleiner Null ist [26]:

$$\nu > 0: M_{evv} \sim \hat{B}_{sv} \hat{B}_{r\mu} \cdot \sin \vartheta_{\nu\mu} \sim I_s I_r \cdot \sin \vartheta_{\nu\mu}, \quad (4.165)$$

$$\nu < 0: M_{evv} \sim -\hat{B}_{sv} \hat{B}_{r\mu} \cdot \sin \vartheta_{\nu\mu} \sim -I_s I_r \cdot \sin \vartheta_{\nu\mu}.$$

Betrachtet man Abbildung 4.39, wo mehrere Hochlaufkurven mit zufälligen Startpositionen des Rotors aufgenommen wurden, so wird ersichtlich, dass sich die Lage der synchronen Oberwellenmomente nicht ändert, jedoch ein Wechsel zwischen antreibender und bremsender Wirkung sichtbar wird. Durch eine Schrägung der Ständer- oder Läuferfalten kann ein bestimmtes synchrones Drehmoment gänzlich eliminiert werden, wenn die Schrägung b_{sk} ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge $\lambda_{wv} = \lambda_{w\mu}$ der am Drehmoment beteiligten Stator- und Rotorfeldwelle ist (siehe folgenden Abschnitt 4.4.3).

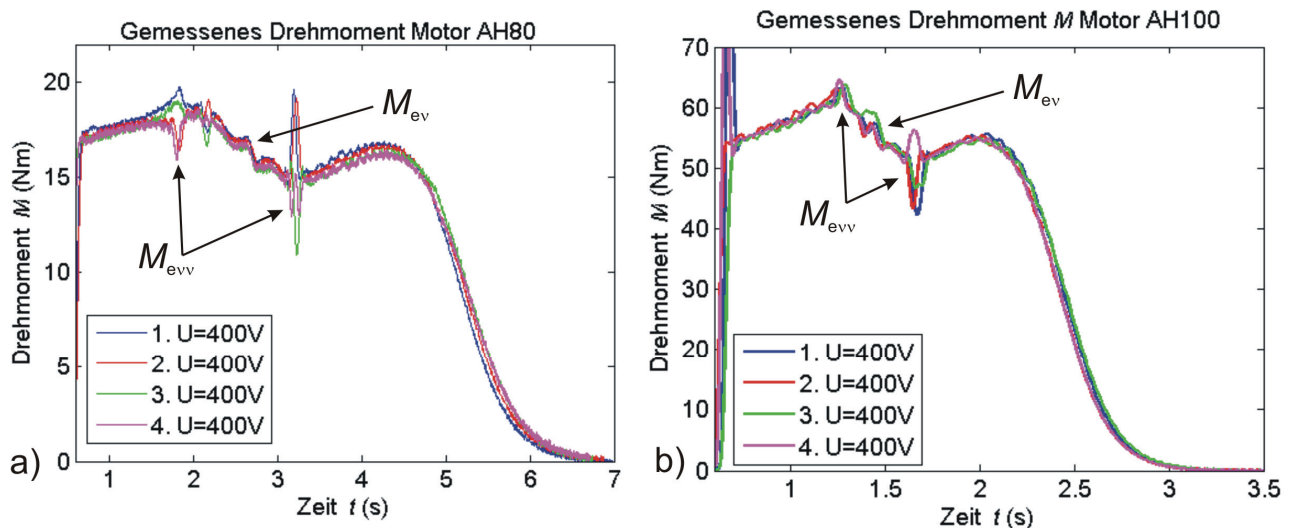


Abbildung 4.39: Hochlaufkurven $M(t)$, gemessen bei Bemessungsspannung $U_N = 400$ VY und unterschiedlichen Startpositionen des Rotors. Es wird deutlich sichtbar, dass die synchronen Oberwellenmomente M_{evv} zwar immer beim selben Schlupf auftreten, aber bremsend oder antreibend wirken können. (Die Messmethode gemäß [75] wird in Abschnitt 4.4.4 erläutert) a) Motor AH80 b) Motor AH100.

4.4.3. Einfluss der Schrägung und des Querstroms auf die Drehmomentverläufe

Einer der Gründe, warum eine Schrägung b_{sk} der Stator- oder Rotornuten gegenüber der jeweils gegenüberliegenden Seite eingeführt wird, ist die Reduzierung der in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Oberwellenmomente M_{ev} bzw. M_{evv} . Wie bereits in Kapitel 4.3.5.2 erörtert wurde, sinken durch die Schrägung und die Wechselwirkungen zwischen Stator und Rotor (siehe Gleichungen (4.159) und (4.165)) [44]. Die Reduktion der asynchronen Oberwellenmomente M_{ev} wird in (4.159) durch die Verwendung des komplexen Schrägungsfaktors χ_ν realisiert. Dieser Faktor ergibt sich durch die Integration der Feldkomponenten in axialer Richtung (z -Achse) und kann auch bei der Berechnung der synchronen Oberwellenmomente M_{evv} bei geschrägten Rotoren verwendet werden [26, 67]:

$$M_{evv} \sim \frac{1}{l_{Fe}} \int_{-l_{Fe}/2}^{l_{Fe}/2} \sin(\vartheta_{\nu\mu}(z)) \cdot dz = \sin(\vartheta_{\nu\mu}(z=0)) \cdot \text{Re}\{\chi_\nu\}. \quad (4.166)$$

Abbildung 4.40a) zeigt den analytisch mit *KLASYs* berechneten Drehmomentverlauf $M(n)$ des Motors AH80 bei Schrägung der Rotorstäbe um eine Rotornutteilung τ_{QR} . Abbildung 4.40b) zeigt dagegen im Vergleich denselben Motor mit ungeschrägtem Rotor. Es wird ein deutlicher Anstieg der asynchronen und synchronen Oberwellenmomente M_{ev} bzw. M_{evv} sichtbar. Die synchronen Oberwellenmomente M_{evv} werden in der analytischen Rechnung als vertikale Strecken mit Mittelpunkt auf der $M(n)$ -Kurve dargestellt, um anzudeuten, dass sie nur an bestimmten Schlupfwerten s^* vorkommen und je nach Phasenlage $\vartheta_{v\mu}$ bremsend oder antreibend wirken, wobei ihre Amplitude wegen $M_{evv} \sim \sin \vartheta_{v\mu}$ in dem Wertebereich der vertikalen Strecken liegt (Abschnitt 4.4.2). Besonders das große synchrone Oberwellenmoment bei einem Schlupf von ca. 86 % (entspricht einer Drehzahl n von 210 min^{-1}) im Hochlaufbereich des Motors, verursacht durch die Statoroberwelle $\nu = 7$ im Zusammenspiel mit der Rotoroberwelle $\nu = -\mu = 7$, kann den Hochlauf u. U. behindern und kann daher nicht toleriert werden.

Je nach verwendetem Produktionsverfahren der Käfige sind die Stäbe gegenüber dem Rotorblechpaket nur schwach isoliert. Im Betrieb mit geschrägten Rotoren bildet sich ein Querstrom I_{qv} aus, der nicht nur Querstromzusatzverluste $P_{q,r}$, sondern auch eine Veränderung des Drehmomentverlaufs $M(n)$ bewirkt [35, 62, 76]. Um den Einfluss dieser Querströme I_{qv} im Rechenmodell zu berücksichtigen, wird das in [23, 26, 35] vorgestellte Modell des komplexen Schrägungsfaktors χ_v verwendet. Hier wird angenommen, dass der Querwiderstand R_q als Übergangswiderstand zwischen zwei Rotorstäben gleichmäßig entlang des Stabes mit der Nutseitenfläche A verteilt ist (siehe Abbildung 4.41a):

$$R_q = \frac{\Delta l_{ox}}{\kappa_{ox} \cdot A} = \frac{r_q}{A} \tag{4.167}$$

Daher ist der Querwiderstand R_q im Wesentlichen durch die Oxidschicht zwischen Stab und Rotorblechpaket mit der Dicke Δl_{ox} , der elektrischen Leitfähigkeit κ_{ox} und der Durchtrittsfläche A bestimmt.

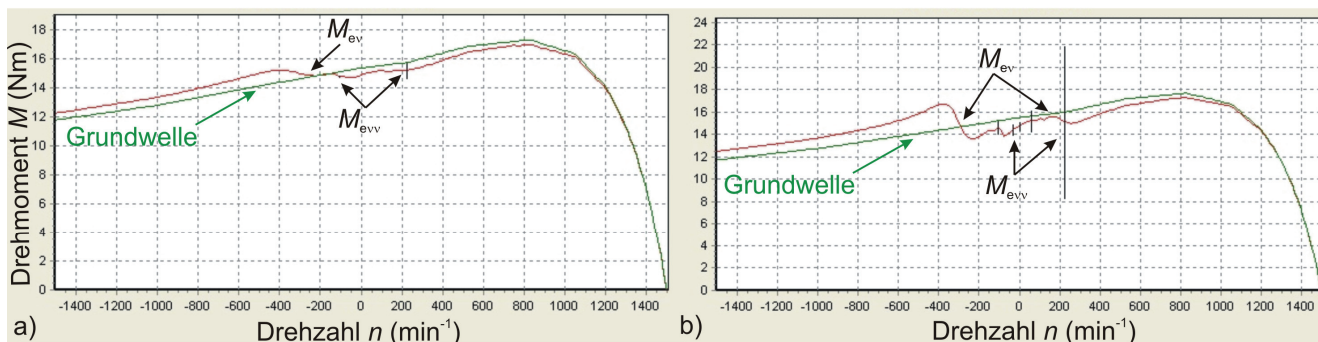


Abbildung 4.40: Analytisch (*KLASYs*) berechnete Hochlaufkurve $M(n)$ des Motors AH80 bei $U_N = 400 \text{ V}$ als Grundwellenmotor und mit der Summe der Grundwelle- und aller Oberwellenmomente bei a) Schrägung der Rotorstäbe um $b_{sk} = \tau_{QR}$ und b) ohne Schrägung. Die Rechnung enthält den komplexen Schrägungsfaktor.

Da je nach Produktionsprozess und -strategie die Dicke Δl_{ox} sogar innerhalb der Stäbe einer Maschine stark variiert, ist auch eine Vorausberechnung des Querwiderstandsbelags r_q nur bedingt möglich. In [77] wird eine Näherungsformel angegeben, die sich aus der Auswertung einer Vielzahl von Rotoren ergibt. In der Regel müssen die Querwiderstände R_q jedoch gemessen werden, um eine Aussage über die Werte machen zu können, die sich aus dem angewandten Produktionsverfahren ergeben. In [35, 77, 78] werden Vorschläge für Messmethoden zur Ermittlung der Querwiderstände R_q angegeben. Die hier untersuchten Rotoren weisen einen sehr kleinen Querwiderstandsbelag r_q auf, weswegen die Messauswertemethoden [77, 78] aufgrund ihrer vereinfachenden Annahmen eines gleichmäßig verteilten Querwiderstands R_q entlang der Nut und vernachlässigbar kleinem Stabwiderstand $R_{stab} \ll R_q$ nicht verwendet werden können. Die Messungen bei den Motoren AH80 und AH100 ergaben nur um knapp 5 %-10 % geringere Stabwiderstände R_{stab} im Vergleich zum gemessenen Querwiderstand $R_{q,mess}$ zwischen zwei Stäben (Abbildung 4.41a). Deswegen musste die in [35] vorgeschlagene Messmethode aus Abbildung 4.41b) verwendet werden. Um den reinen Querwiderstandsbelag r_q zu erhalten muss

der Stabwiderstand R_{stab} vom gemessenen Querwiderstand $R_{q,mess}$ subtrahiert werden und anschließend die doppelte Nutseitenfläche $2 \cdot A$ multipliziert werden [35]:

$$r_q = 2 \cdot (R_{q,mess} - R_{stab}) \cdot A \text{ in } (\Omega \cdot \text{m}^2). \tag{4.168}$$

Es ergeben sich die in Tabelle 4.9 zusammengefassten Messergebnisse. Abbildung 4.41c) zeigt die gemessenen Querstromwiderstandsbeläge r_q aller Stabpaare von zwei baugleichen Rotoren des Motors AH100. Es wird deutlich, dass diese Werte zwischen den einzelnen Stabpaaren und auch zwischen den beiden Rotoren deutlich voneinander abweichen. Bei der analytischen Berechnung wird jeweils der Mittelwert aller Stabpaare der beiden vermessenen Rotoren verwendet.

Tabelle 4.9: Messergebnisse der nach *Weppler* [35] ermittelten Querwiderstände R_q als Mittelwert der Messungen jeweils zweier Rotoren und aller Q_i Stabpaare (in Klammern stehen jeweils die auf den Mittelwert bezogene Standardabweichungen σ der Messergebnisse aller $Q_i/2$ Stabpaare)

Messgröße	AH80	AH100
$R_{q,mess}$ in $[\Omega]$ (σ [%])	$3,93 \cdot 10^{-5}$ (11,3)	$4,94 \cdot 10^{-5}$ (13,9)
A in $[\text{cm}^2]$	13,83	16,98
$r_{q,mess} = 2 \cdot R_{q,mess} \cdot A$ in $[\Omega \cdot \text{cm}^2]$ (σ [%])	$1,09 \cdot 10^{-3}$ (11,3)	$1,68 \cdot 10^{-3}$ (13,9)
$R_{stab,mess}$ in $[\Omega]$ (σ [%])	$3,60 \cdot 10^{-5}$ (9,9)	$4,69 \cdot 10^{-5}$ (13,5)
$r_q = 2 \cdot (R_{q,mess} - R_{stab}) \cdot A$ in $[\Omega \cdot \text{cm}^2]$ (σ [%])	$9,14 \cdot 10^{-5}$ (75)	$8,58 \cdot 10^{-5}$ (81)

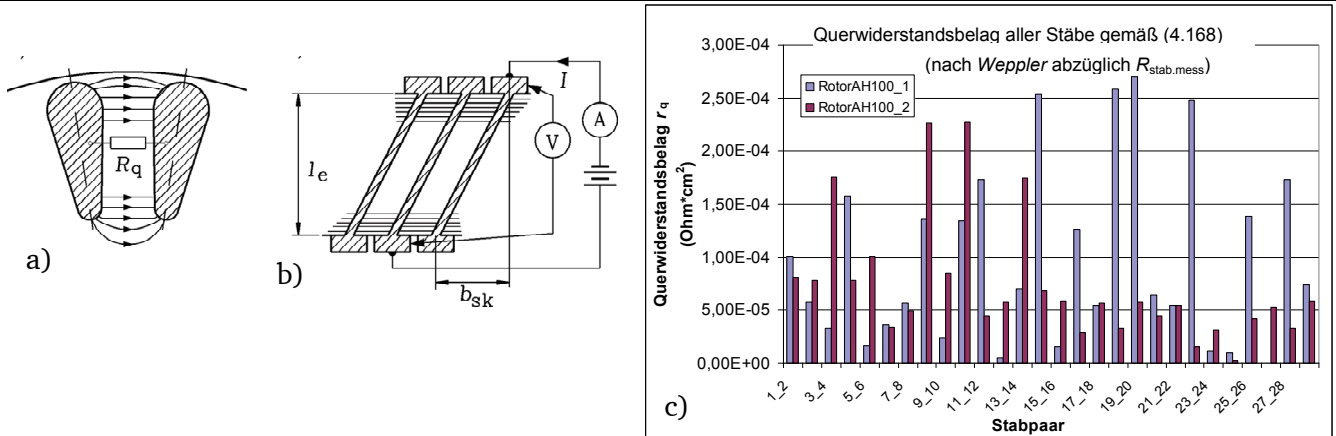


Abbildung 4.41: a) Veranschaulichung des Querwiderstandes R_q als Übergangswiderstand zwischen zwei Stäben b) Messaufbau zur Messung des Querwiderstandes gemäß *Weppler* [35] c) Gemessene Querwiderstandsbeläge r_q (4.168) zwischen den einzelnen Stabpaaren zweier Rotoren des Motors AH100.

Weppler [35] erläutert den Einfluss des Querwiderstands R_q und damit des Querstroms I_q auf den Drehmomentverlauf $M(n)$, die Kurzschlussströme I_k und die Zusatzverluste P_{zus} . Durch die Einführung des komplexen Schrägungsfaktors χ_v lassen sich diese Einflüsse auch mathematisch im Berechnungsmodell erfassen. Abbildung 4.42 zeigt den Einfluss des Querwiderstandsbelags r_q auf den Kurzschlussstrom I_k und das Anlaufmoment M_1 beider Motoren AH80 und AH100 in der analytischen Berechnung nach *Weppler* [35]. Sehr kleine Querwiderstandsbeläge r_q sorgen für einen Anstieg des Kurzschlussstromes I_k um etwa 6 % (AH80) bzw. 7 % (AH100) und einen Anstieg von bis zu 12 % (AH80) bzw. 15 % (AH100) für das Anlaufmoment M_1 im Vergleich zum isolierten Käfig.

Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der KLASM

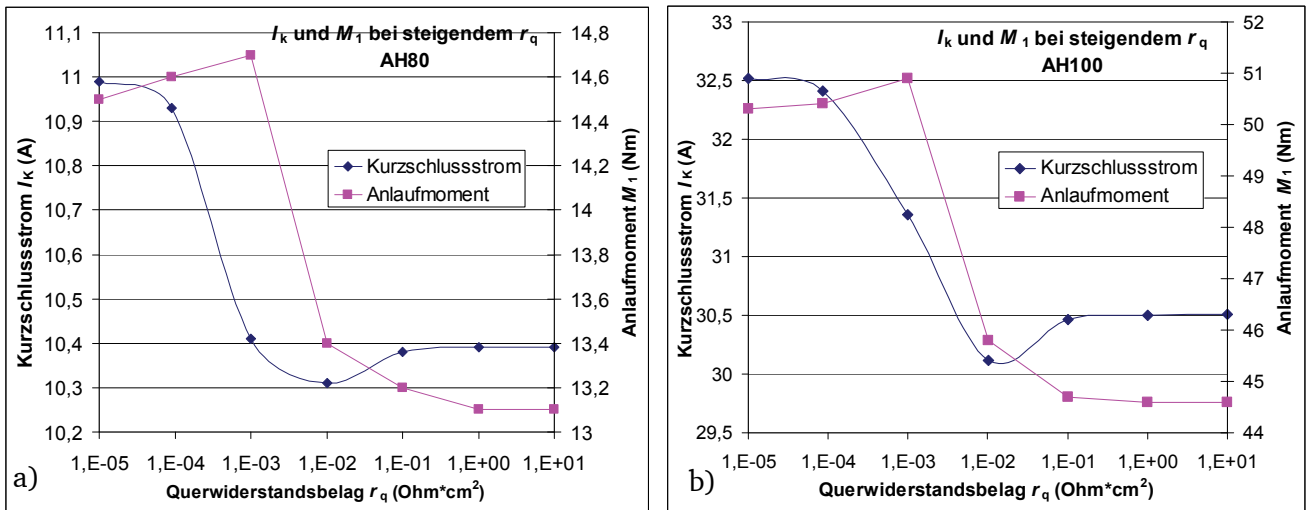


Abbildung 4.42: Einfluss des Querwiderstandsbelags r_q auf die analytische Berechnung des Kurzschlussstroms I_k und das Anfahrmoment M_1 am Beispiel der Motoren a) Motor AH80 und b) Motor AH100 ($U_N = 400$ VY).

Das muss bei der Auslegung der Antriebe beachtet werden, um die zulässigen Grenzwerte für die Kurzschlussleistung S_k und das Anlaufmoment einzuhalten.

Betrachtet man Abbildung 4.43, so wird auch der Einfluss des Querwiderstandsbelags r_q auf die Hochlaufkurven $M(s)$ der Motoren AH80 und AH100 deutlich. Abbildung 4.44 zeigt die im Reversiersuch (siehe Abschnitt 4.4.4) gemessenen Drehmomentverläufe $M(s)$ der beiden Motoren im Schlupfbereich $s = 0 \dots 2$. Bei $r_q = 9,1 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ für den Motor AH80 und $r_q = 8,6 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ für den Motor AH100 (vgl. Tabelle 4.9) gleichen die gemessenen und die berechneten Kurven im Schlupfbereich $0 < s < 1$ einander (siehe auch Abbildung 7.12a für den Motor AH160). Nimmt man den Käfig als isoliert an und vernachlässigt somit den Querstromeinfluss, so wird eine deutliche Abweichung sowohl beim Kipp- als auch beim Sattelmoment und der Form der Hochlaufkurve deutlich.

Im Gegenstrombereich ergibt die Messung für beide Motoren einen wesentlich stärkeren Anstieg des Drehmoments als vorausberechnet.

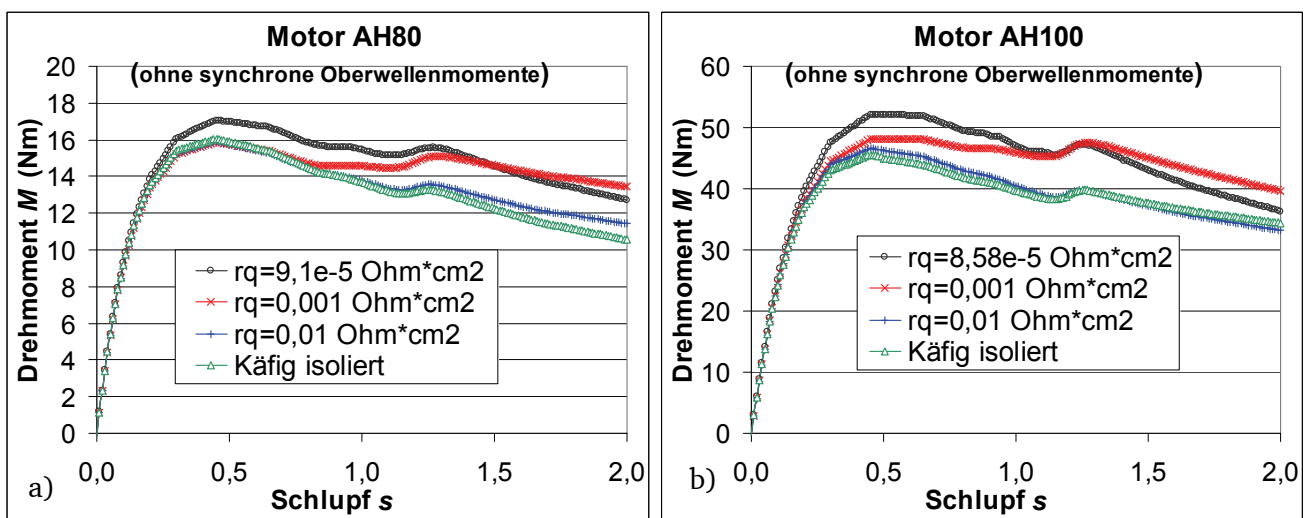


Abbildung 4.43: Analytisch mit *KLASY*s berechnete Hochlaufkurven $M(s)$ mit Berücksichtigung des Querstromeinflusses gemäß [35] bei Verwendung unterschiedlicher Werte für den Querwiderstandsbelag r_q a) Motor AH80 bei $U_N = 400$ VY b) Motor AH100 bei $U_N = 400$ VY.

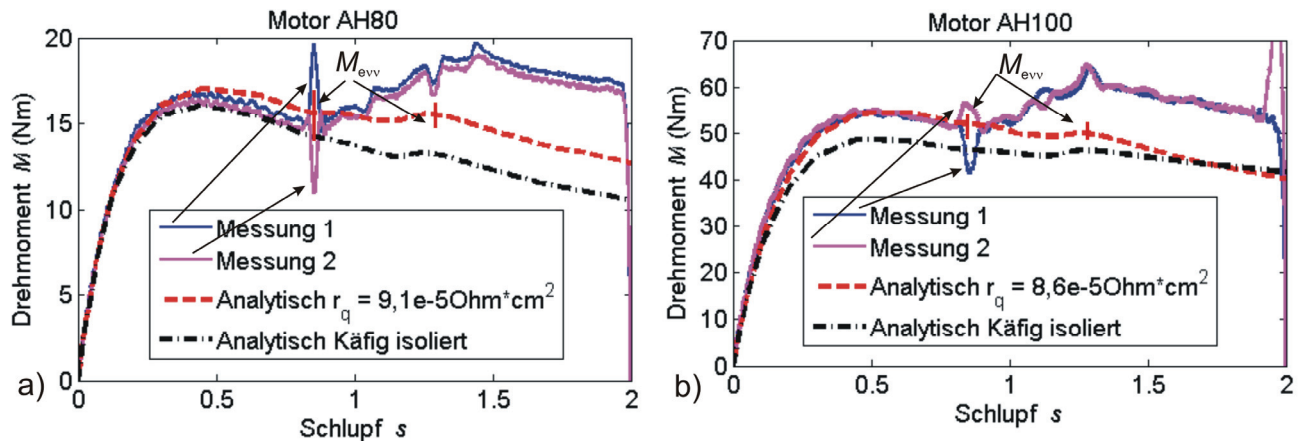


Abbildung 4.44: Vergleich zwischen gemessenen (Messmethode in Abschnitt 4.4.4 erläutert) und vorausberechneten Hochlaufkurven. Für die analytische Rechnung wurde der Fall mit Vorgabe des gemessenen Querwiderstandsbelags r_q (gemäß (4.165) siehe Tabelle 4.9) mit dem Fall des isolierten Käfigs ohne Berücksichtigung des Querstromeinflusses verglichen. a) Motor AH80 bei $U_N = 400 \text{ VY}$ b) Motor AH100 bei $U_N = 400 \text{ VY}$.

Eine Begründung für den starken Anstieg der gemessenen Drehmomentkurven $M(s)$ im Gegenstrombereich ($1 < s < 2$) wird in [33, 62] gegeben. Durch die aufgrund der kleinen Querwiderstände R_q sehr großen Querströme I_q steigen die Stromwärmeverluste $P_{q,r}$, da sie proportional zu dem Produkt $R_q \cdot I_q^2$ sind, deutlich an. Gemäß [25, 26, 27, 28, 29, 32, 33, 47] ist das Drehmoment M proportional zu den Verlusten im Läufer und damit auch zu den Rotorstromwärmeverlusten $P_{Cu,r}$, die ebenfalls durch die Erhöhung des Rotorstroms durch die Querströme I_q ansteigen. Die Stromwärmeverluste durch die Querströme $P_{q,r}$ und die erhöhten Rotorstromwärmeverluste $P_{Cu,r}$ zusammen sorgen also für eine Erhöhung des Drehmoments gerade im Gegenstrombereich.

Auch die Ummagnetisierungsverluste $P_{Fe,r}$ im Rotor erhöhen die Drehmomente zusätzlich [33]. Wie Abbildung 4.45a) zeigt, kommt es bei den Motoren zu Aluminiemeinlagerungen zwischen den Blechen. Durch einen hohen Druck soll bei der Produktion im Druckgussverfahren eine Reduktion der Lunkerbildung und ein geringerer Querwiderstands R_q erreicht werden, da dadurch zum einen die Rotorstromwärmeverluste $P_{Cu,r}$ und zum anderen die Querstromzusatzverluste P_q gesenkt werden (siehe Kapitel 4.5.4). Das führt vereinzelt zu einer durchgehenden Aluminiumfläche zwischen den Rotorblechen der untersuchten Motoren, die die Bleche kurzschließt und damit eine Ausbreitung der Wirbelströme auch in axialer Richtung begünstigt. Die Feldoberwellen $\nu \neq 0$ weisen auch schon bei geringer Belastung (Grundwellenschlupf $s_{\nu=1} \cong 0$) erheblich höhere Frequenzen $f_{r\nu} = f_s (1 - \nu (1-s))$ als die Grundwelle auf. Wie in Kapitel 4.5.3 gezeigt wird, steigen die Wirbelstromverluste quadratisch mit der Frequenz, wodurch die Oberwellen unter Umständen erhebliche Zusatzverluste im Rotor und damit auch einen Anstieg des Drehmoments verursachen können. Mit steigendem Schlupf s steigt auch die Frequenz der Grundwelle im Rotor $f_r = s f_s$, wodurch die Ummagnetisierungsverluste und damit die Drehmomente gerade im Gegenstrombereich ($s > 1$) zusätzlich ansteigen.

Gemäß [33] gilt für Luftspaltleistung $P_{\delta\nu}$ und das Oberwellendrehmoment M_ν aufgrund der Ummagnetisierungsverluste durch die ν -te Feldoberwelle im Rotoreisen $P_{Fe\nu}$:

$$P_{\delta\nu} = \frac{P_{Fe\nu}}{s_\nu} \Rightarrow M_\nu = \frac{P_{\delta\nu}}{2 \cdot \pi \cdot n_\nu} \quad n_\nu = \frac{n_N}{\nu} \quad (4.169)$$

Diese parasitären Drehmomente M_ν müssen zu den berechneten Hochlaufkurven $M(s)$ in Abbildung 4.44 addiert werden und erhöhen damit gerade im Gegenstrombereich die Drehmomente erheblich (siehe Abbildung 4.45c). Dieser Effekt wird in der analytischen Vorausberechnung in *KLASY*S nicht berücksichtigt, was die deutlichen Abweichungen der Drehmomentverläufe im Gegenstrombereich erklärt (vgl. Abbildung 4.44).

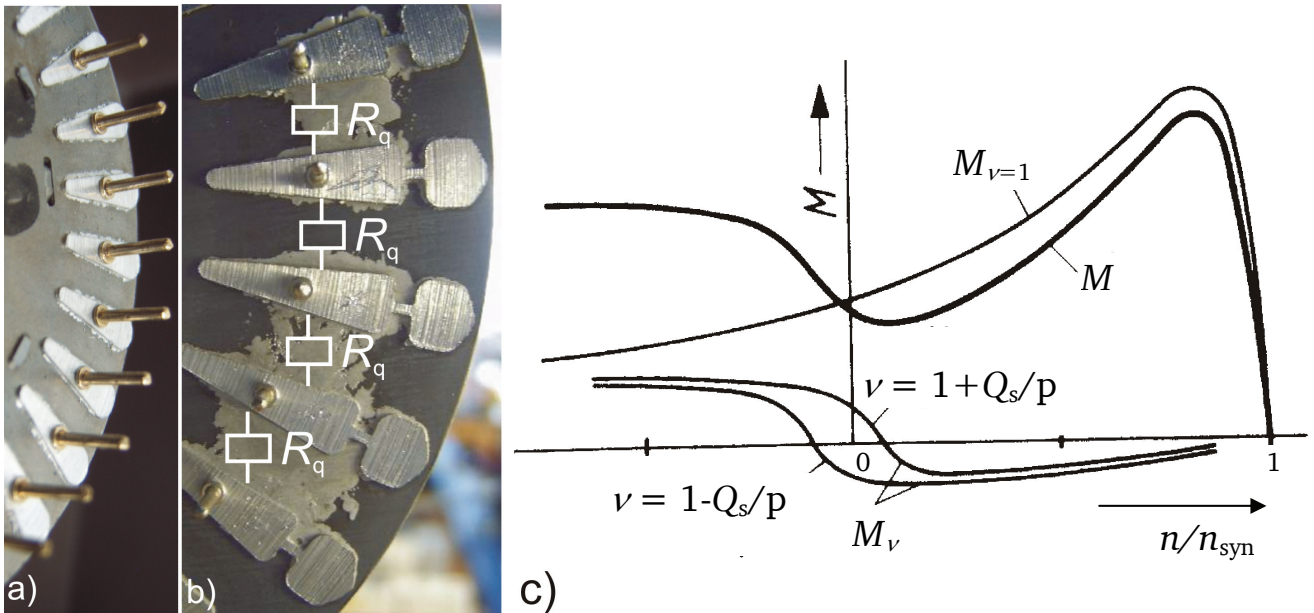


Abbildung 4.45: Rotorblechpaket mit Aluminiumkäfing nach dem Abdrehen des Kurzschlussringes und Abtrennen der äußersten Rotorbleche (Endbleche). Das zwischen die Bleche eingedrungene Aluminium ist der Grund für die sehr kleinen gemessenen Werte von r_q und sorgt für eine erhebliche Erhöhung der Wirbelstrom- und der Querstromzusatzverluste gerade bei hohen Schlupfwerten. Dadurch ergibt sich eine Erhöhung der Drehmomente gerade im Gegenstrombereich ($s > 1$): a) Motor AH80 b) Motor AH160 c) Oberfeldmomente M_v , durch oberfelderbedingte zusätzliche Ummagnetisierungsverluste P_{Fev} ; $M_{v=1}$ Grundwellenmoment [33].

4.4.4. Messung der Drehmomentverläufe im Reversiersversuch

Zur Messung der Hochlaufkurve $M(n)$ wurde der Reversiersversuch durchgeführt, wie er in [75, 79] beschrieben wird. Dafür wird der Wellenlüfter entfernt und das Trägheitsmoment J_r des Rotors über eine Zusatzmasse vergrößert (Abbildung 4.46) und während des bei etwa Leerlaufdrehzahl n_{syn} rotierenden Rotors ein Phasenwechsel durchgeführt. Dadurch wechselt die Drehrichtung des Drehfeldes, so dass der Rotor vom Schlupf $s = 2$ auf $s = 1$ gebremst wird, um anschließend in die andere Richtung bis zu einem Schlupf $s = 0$ zu beschleunigen. Während dieses Vorgangs werden die Spannung U_s , der Strangstrom I_s und die Drehbeschleunigung $\dot{\Omega}_m$ über einen nach dem Ferraris-Prinzip arbeitenden Drehbeschleunigungsaufnehmer aufgezeichnet (Abbildung 4.47a). Da nach [25, 26, 28] für die Newton'sche Bewegungsgleichung gilt:

$$J \cdot \frac{d\Omega_m}{dt} = M_e - M_s \quad J = J_r + J_{zyl}, \quad (4.170)$$

mit $J_{zyl} = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot l \cdot \rho \cdot (r_a^2 - r_i^2)^2$ zylindrische Zusatzmasse,

kann über die Kenntnis des gesamten Trägheitsmomentes J der rotierenden Teile und der Messung des bremsenden Gegenmomentes M_s der Lager (Abbildung 4.47b) das antreibende Drehmoment M_e ermittelt werden. Zur Messung des Gegenmomentes M_s der Lagerreibung wird am äußeren Rand der Zusatzmasse am Radius r eine definierte Masse m über ein aufgerolltes Band befestigt und fallen gelassen (Abbildung 4.47b). Während des Fallens mit der konstanten Erdbeschleunigung g wird die Beschleunigung $\dot{\Omega}_m = d\Omega_m / dt$ gemessen. Aus der Newton'schen Bewegungsgleichung folgt mit $J \cdot \dot{\Omega}_m = m \cdot g \cdot r - M_s(\Omega_m)$ das Reibmoment $M_s(\Omega_m)$ über $\Omega_m = \int \dot{\Omega}_m dt$. Da $\dot{\Omega}_m$ nahezu konstant war, war auch das Reibmoment $M_s(\Omega_m)$ der Lager nahezu unabhängig von der Drehzahl Ω_m , zumindest im gemessenen Drehzahlbereich $0 \leq n \leq 90 \text{ min}^{-1}$. Der Einfachheit halber wurde für den fehlenden Dreh-

zahlbereich $0 \leq n \leq n_{\text{syn}}$ ebenfalls dieser Wert des Lagerreibungsmoments $M_s = 23 \text{ mNm}$ verwendet. Das Drehmoment M_e ergibt sich dann zu $M_e = J \cdot \dot{\Omega}_m + M_s$.

Da das Drehmoment quadratisch von der speisenden Spannung abhängt [23, 25, 26, 28, 29, 32, 47, 75], muss während des Versuchs die Spannung überwacht werden. Sollte sie aufgrund der hohen Ströme im Schlupfbereich $2 > s > 1$ stark einbrechen (was aufgrund der mit $S_N = 400 \text{ kVA}$ des Transformators stark überdimensionierten Einspeisung für die Motoren AH80 und AH100 nicht der Fall war), so sind die Messwerte für die Drehmomente $M_e \sim (U_N/U_{\text{mess}})^2$ zu korrigieren (siehe Abbildung 7.12d, Abbildung 7.13b, Abbildung 7.14b).

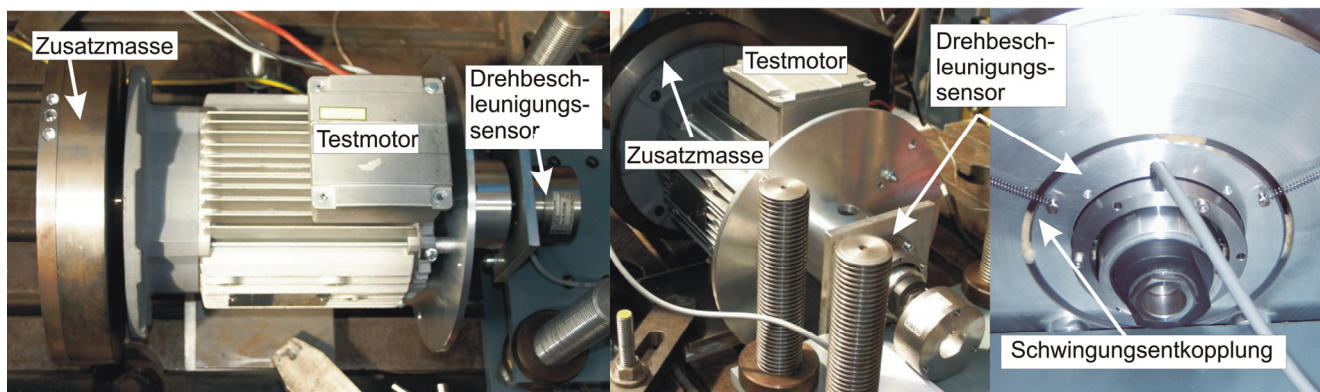


Abbildung 4.46: Messaufbau zur Ermittlung des Drehmomentverlaufs $M(n)$ während des Reversierens des Motors AH100. Um die Einflüsse der Vibrationen und der Geräuschabstrahlung während des Reversierens zu minimieren, sind ein möglichst schwingungsentkoppelter Aufbau und eine Filterung des Messsignals über einen Tiefpassfilter (Filtereckfrequenz: 20 Hz) unvermeidlich (im Bild nicht sichtbar).

Weiterhin ist zu beachten, dass der Drehbeschleunigungssensor schwingungsentkoppelt befestigt werden muss (Abbildung 4.46), damit sich die starken Vibrationen z.B. zufolge der Restunwucht, die der Antrieb während des Reversierens an das Fundament überträgt, nicht auf das Messergebnis auswirken. Da dies trotz aller konstruktiver Bemühungen nicht gänzlich möglich ist, und die Messung über die hochempfindlichen Drehbeschleunigungssensoren sogar von der Schallabstrahlung der Motoren beeinflusst wird, ist eine Filterung der Signale mit einem Tiefpassfilter mit Eckfrequenzen bis zu 20 Hz nötig (vgl. [79]). Hier ist natürlich darauf zu achten, dass das Messsignal von der Filterung nicht beeinflusst wird. Allerdings wird durch die Zusatzmasse der Reversiervorgang und damit auch die Zeitspanne zwischen dem Auftreten der Oberwellenmomente während des Reversierens deutlich verlängert, so dass auch niedrige Eckfrequenzen problemlos verwendet werden können, ohne die zu messenden Oberwellenmomente maßgeblich zu beeinflussen. Da während der Dauer des Reversierversuchs erhebliche Statorströme I_s und damit verbunden erhebliche Stromwärmeverluste $P_{\text{Cu,s}}$ auftreten, kommt es je nach Reversierdauer zu einer erheblichen Erwärmung der Wicklung und des Rotorkäfigs. Gemäß (4.173) hängt sowohl das Kippmoment M_b als auch das innere Moment M_e von den temperaturabhängigen *ohm'schen* Widerständen des Stators R_s und Rotors R_r' ab, was bei der Betrachtung der Messergebnisse berücksichtigt werden muss.

Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der KLASM

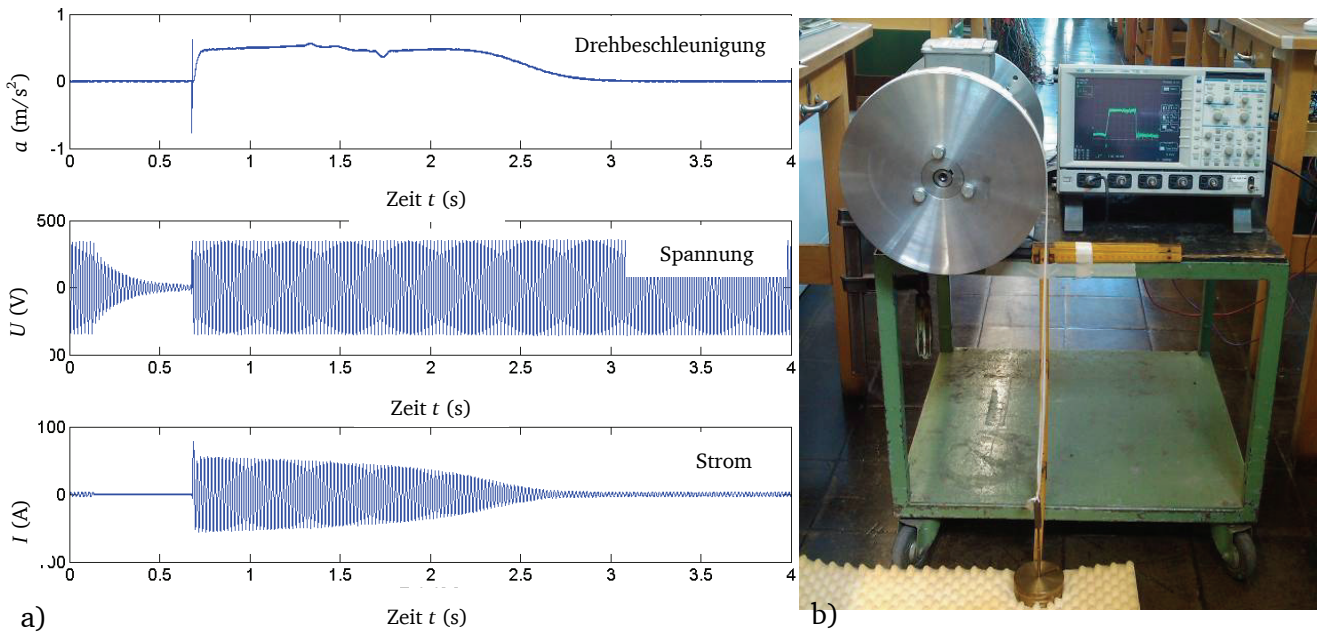


Abbildung 4.47: a) Während des Reversiervorgangs aufgenommene Messsignale: Strangspannung des Strangs $U_{s,U}$, entsprechender Strangstrom $I_{s,U}$, Drehbeschleunigung $d\Omega_m/dt$ (im Bild Spannungssignale, die über den Verstärkungsfaktor des Messverstärkers zu Drehmomenten umgerechnet werden müssen) b) Messaufbau zur Ermittlung des bremsenden Lagermoments M_s im unteren Drehzahlbereich bis $n=90 \text{ min}^{-1}$.

Um die über der Zeit t aufgetragenen Größen in Abbildung 4.47a) in Bezug zur Drehzahl n und damit zum jeweiligen Schlupf s bringen zu können, muss kein eigener Drehzahlsensor verwendet werden. Durch Integrieren der gemessenen Drehbeschleunigung kann mit der Annahme, dass die Drehzahl zu Beginn des Vorgangs $n_0 \approx -1500 \text{ min}^{-1}$ beträgt, direkt auf die Drehzahl n zu jedem Zeitpunkt t rückgerechnet werden (Abbildung 4.48):

$$n = \frac{\Omega_m}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\Omega_m}{dt} dt + n_0 . \tag{4.171}$$

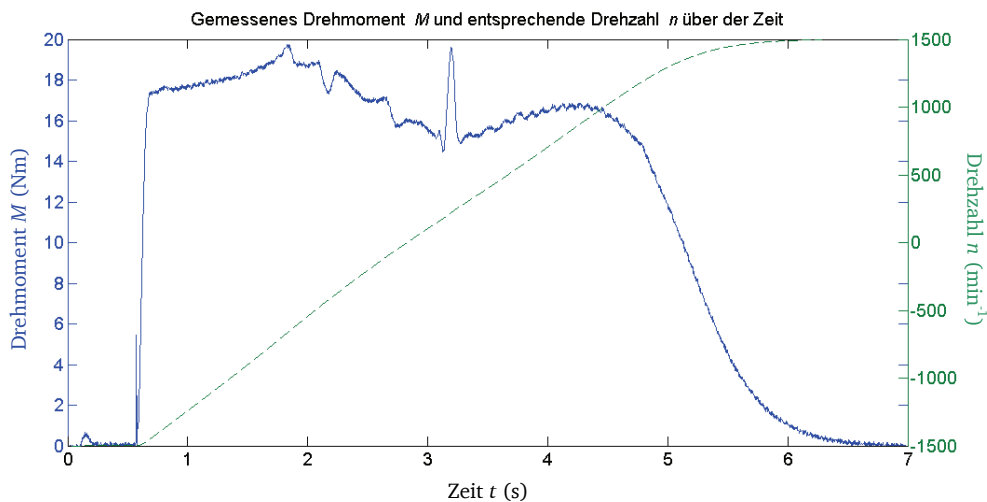


Abbildung 4.48: Reversiervorgang des Motors AH80 bei Bemessungsspannung $U_N = 400 \text{ VY}$ mit Aufnahme des Drehmoments M über der Zeit t durch Umrechnung der Drehbeschleunigung $d\Omega_m/dt$ und gleichzeitiger Berechnung der Drehzahl n zu jedem Zeitpunkt t durch Integrieren von $d\Omega_m/dt$.

Die Wahl eines ausreichend großen zusätzlichen Trägheitsmoments J_{zyl} ist entscheidend für die Aussagekraft der Messergebnisse. Wird ein zu kleiner Wert verwendet, so sind gemäß [27, 67] die gemessenen Momentenwerte und vor allem das dynamische Kippmoment $M_{b,dyn}$ deutlich kleiner als im stati-

schen Drehmomentverlauf. Abbildung 4.49b) zeigt, dass die Drehmomentverläufe $M(t)$, gemessen mit einer kleinen Schwungmasse ($d = 15 \text{ mm}$; $J = 0,089 \text{ kgm}^2$; $M_{b,dyn} / M_{b,stat} = 0,95$), im Vergleich mit der Messung mit einer großen Schwungmasse ($d = 40 \text{ mm}$; $J = 0,237 \text{ kgm}^2$; $M_{b,dyn} / M_{b,stat} = 1$) deutlich kleinere Werte liefern. Für die richtige Wahl der zusätzlichen Trägheitsmasse J_{zyl} wird in [27, 75] der *Pfaff-Jordan*-Parameter P definiert. Über die Kenntnis dieses Parameters kann eine Aussage darüber getroffen werden, wie groß das dynamische Kippmoment $M_{b,dyn}$ im Vergleich zum statischen Kippmoment $M_{b,stat}$ für unterschiedliche Trägheitsmomente ist [75]:

$$P = \left(\frac{\omega_s \cdot x_s}{u_s \cdot x_h} \right)^2 \cdot \tau_J \cdot r'_r \cdot s_b = \left(\frac{2\pi f_s \cdot L_s}{U_s \cdot L_h} \right)^2 \cdot J \cdot \frac{R'_r \cdot s_b \cdot 2\pi f_N}{3p^2} \quad \text{mit } J = J_r + J_{zyl} \text{ und } L_s = L_{s\sigma} + L_h. \quad (4.172)$$

Mit steigendem *Pfaff-Jordan*-Parameter P weichen $M_{b,dyn}$ und $M_{b,stat}$ immer weniger voneinander ab, so dass ab einem Wert von $P = 7$ das dynamische Moment $M_{b,dyn}$ schon 98 % des statischen Moments $M_{b,stat}$ aufweist. Für die Messungen wurde ein *Pfaff-Jordan*-Parameter P von mindestens 10 gewählt. Wird der Wert deutlich höher angesetzt, so wird der Reversiervorgang erheblich verlängert, was eine starke Erwärmung der Motoren bewirken kann. Da gemäß [23, 26, 27, 28, 29, 32, 47] das Kippmoment M_b und auch das innere Moment M_e von den Rotor- und Statorwiderständen abhängen, hat die Motortemperatur einen deutlichen Einfluss auf die gemessenen Momentenverläufe und sollte während des Reversierens nicht zu stark steigen (vgl. (4.159) bei Vernachlässigung der Schrägung $b_{sk} = 0$):

$$M_b = \pm \frac{m_s}{2} \frac{p}{\omega_s^2} U_s^2 \frac{1}{\pm \frac{R_s}{\omega_s} + \frac{1}{(1-\sigma)\omega_s X_s} \cdot \sqrt{(R_s^2 + X_s^2)(R_s^2 + \sigma^2 X_s^2)}},$$

$$M_e = m_s \frac{p}{\omega_s} U_s^2 \frac{s(1-\sigma)X_s X'_r R'_r}{(R_s R'_r - s\sigma X_s X'_r)^2 + (sR_s X'_r + X_s R'_r)^2}, \quad (4.173)$$

mit $\sigma = 1 - \frac{L_h^2}{L_s L'_r} = 1 - \frac{X_h^2}{X_s X'_r}$ (*Blondel'sche* Streuziffer).

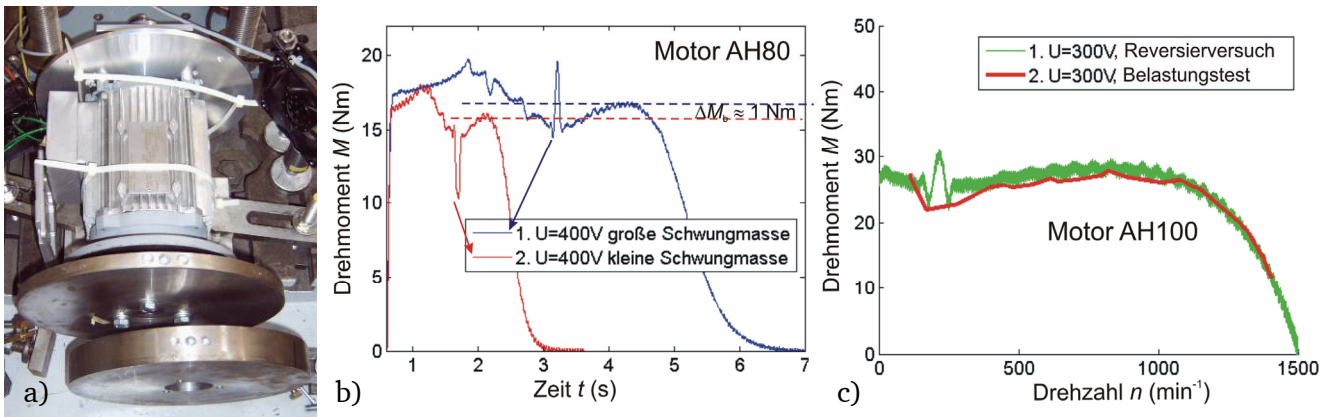


Abbildung 4.49: a) Motor AH80 mit unterschiedlichen zusätzlichen Scheiben zur Verdeutlichung der Auswirkung unterschiedlicher Trägheitsmomente J_{zyl} : Dicke Scheibe: $d = 40 \text{ mm}$; $J_{zyl} = 0,237 \text{ kgm}^2$; $P \approx 20$; $M_{b,dyn} / M_{b,stat} = 1$, dünne Scheibe: $d = 15 \text{ mm}$; $J_{zyl} = 0,089 \text{ kgm}^2$; $P \approx 6$; $M_{b,dyn} / M_{b,stat} = 0,95$ b) Reversiervorgang des Motors AH80 bei Betrieb mit Bemessungsspannung $U_N = 400 \text{ V}$ mit den Schwungmassen mit unterschiedlichen Trägheitsmomenten J_{zyl} bzw. *Pfaff-Jordan*-Parametern P aus a). c) Vergleich der Messung der Drehmomentverläufe $M(n)$ im Hochlaufbereich $0 < s < 1$ des Motors AH100 über eine gekoppelte Belastungsmaschine (2.) und direkter Drehmomentmessung im Vergleich mit der Messung aus dem Reversierversuch (1.).

Um die Messergebnisse des Reversierversuchs zu validieren, wurde für den Motor AH100 eine Vergleichsmessung mit einer Belastungsmaschine durchgeführt. Der Vergleich in Abbildung 4.49b) zeigt eine gute Übereinstimmung, auch wenn die synchronen Oberwellenmomente bei der Messung mit der Belastungsmaschine und sekundlicher Messwertaufnahme nicht sichtbar werden.

4.5. Verlustbilanz der KLASM

4.5.1. Allgemeines zum Leistungsfluss in der Asynchronmaschine

Bei der Betrachtung der Verlustbilanz einer KLASM wird in dieser Arbeit das Verbraucherzählpfeilsystem verwendet. Das bedeutet, dass dem Motor eine positive elektrische Eingangsleistung P_e über die Klemmen zugeführt wird und nach Abzug aller Verlustleistungen P_d , die innerhalb des Motors anfallen, eine positive mechanische Ausgangsleistung P_m über die Welle abgegeben wird. Der Wirkungsgrad η wird für den Motorbetrieb wie folgt definiert [25, 26, 27, 28, 29, 32, 33, 47, 80]:

$$\eta = \frac{P_m}{P_e} = \frac{P_e - P_d}{P_e}. \quad (4.174)$$

Abbildung 4.50a) stellt den Leistungsfluss der KLASM mit einer Aufspaltung der Gesamtverlustleistung P_d in einzelne Verlustkomponenten dar. In Abbildung 4.50b) ist die Aufteilung der Gesamtverluste P_d des Motors AH80 im Bemessungsbetrieb zu sehen. Die größten Verlustkomponenten sind i. A. die Stromwärmeverluste im Stator $P_{Cu,s}$ (53 %) und im Rotor $P_{Cu,r}$ (21 %). Die Ummagnetisierungsverluste $P_{Fe,s}$ des Stators stellen die Verluste dar, die die mit Synchrondrehzahl n_{syn} im Statorblech drehende Feldgrundwelle zur Magnetisierung des Stator-Blechpakets verursacht. Bei typischen Bemessungsschlupfwerten, die je nach Bemessungsleistung der Antriebe von $s_N = 1\%$ (bei großen Leistungen) bis $s_N = 5\%$ (bei kleinen Leistungen) variieren, sind die entsprechenden Ummagnetisierungsverluste im Rotor $P_{Fe,r}$ deutlich kleiner als die des Stators (Motor AH80 im Bemessungsbetrieb: $P_{Fe,s}/P_{Fe,r} = 16,5 \text{ W}/0,4 \text{ W}$). Die durch die Feldoberwellen (siehe Abschnitt 4.3), die Querströme I_q (siehe Abschnitt 4.3.5.2) und die Stromverdrängung (siehe Abschnitt 4.1.7) verursachten zusätzlichen Ummagnetisierungs- bzw. Stromwärmeverluste werden zu den Zusatzverlusten P_{zus} zusammengefasst. In Abschnitt 4.5.4 wird eine genaue Aufspaltung dieser Verluste vorgenommen. Obwohl die Zusatzverluste meist nur 10 % - 15 % (12 % beim Motor AH80) der Gesamtverlustleistung P_d ausmachen, werden sie in dieser Arbeit besonders betrachtet, da zum einen ihre Vorausberechnung deutlich anspruchsvoller ist und zum anderen vornehmlich bei diesen Verlustkomponenten Verbesserungspotentiale hinsichtlich der Erhöhung des Gesamtwirkungsgrades η besteht. Hinzu kommt, dass die aktuellen Wirkungsgradklassen im Premium-Effizienzbereich (IE3 und IE4) nur noch geringe Unterschiede aufweisen, weswegen die Vernachlässigung oder nur unzureichend genaue Vorausberechnung der Zusatzverluste P_{zus} zu einer fehlerhaften Einstufung der Motoren führen kann (vgl. Abschnitt 3.2.2).

Die Luft- und Lagerreibungsverluste P_{fr+w} stellen die Verluste dar, die durch Luftreibung (vorzugsweise des Wellenlüfters) und Reibung der Kugellager entstehen. In KLASYS können die durch Reibung verursachten Verluste für den Leerlaufbetrieb dem Programm aus Meßwerten vorgegeben werden. Daraus können dann aus dem Verhältnis von aktueller Drehzahl n zur Leerlaufdrehzahl $P_{fr+w} \sim n/n_{syn}$ gemäß einer linear angenommenen Abhängigkeit näherungsweise die Reibungsverluste in jedem Arbeitspunkt bestimmt werden.

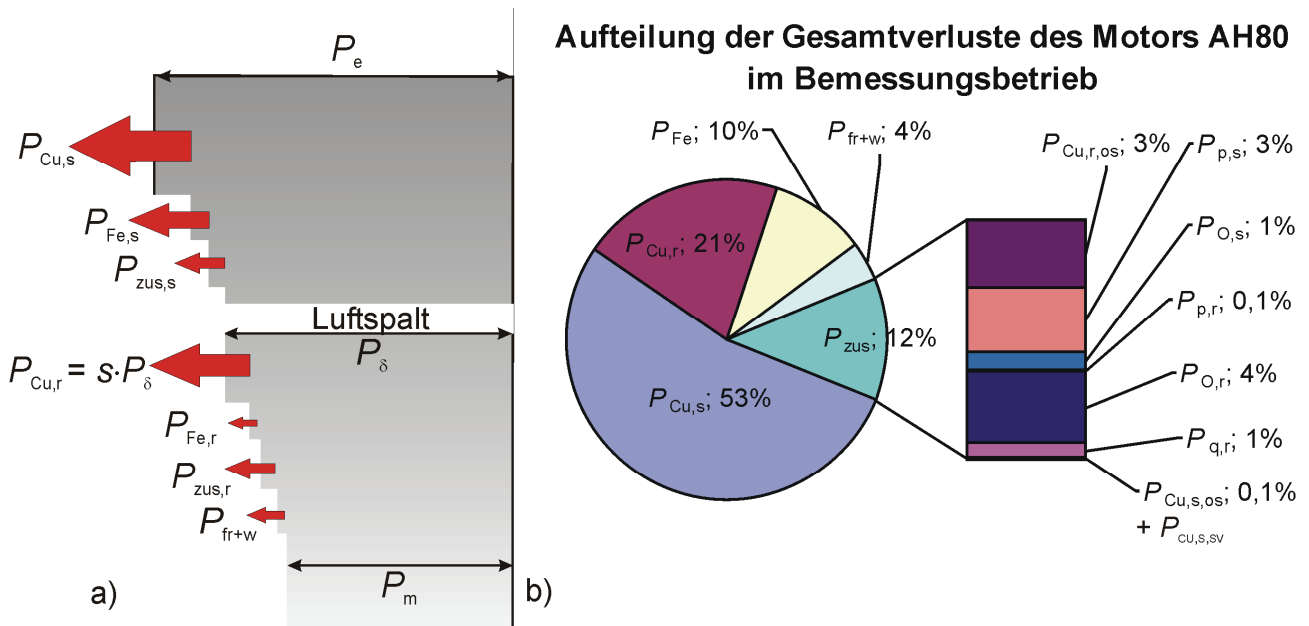


Abbildung 4.50: a) Leistungsfluss der KLASM [26] b) Aufteilung der Gesamtverluste P_d für den Motor AH80 im Bemessungsbetrieb $U_N = 400$ VY; $P_N = 750$ W [67] (KLAYS-Berechnung).

4.5.2. Stromwärmeverluste im Stator und Rotor

Die in der Ständerwicklung einer m_s -strängigen Drehfeldwicklung fließenden Ströme I_s erzeugen Stromwärmeverluste $P_{Cu,s}$, die aus dem Widerstand je Strang R_s und dem Effektivwert des Strangstroms I_s folgendermaßen berechnet werden [25, 26, 27, 28, 29, 32, 33, 47, 80]:

$$P_{Cu,s} = m_s \cdot R_s \cdot I_s^2. \quad (4.175)$$

Auch der in den Rotor induzierte Rotorgrundstrom $I_{rv=1}$ erzeugt Stromwärmeverluste $P_{Cu,r}$ (vgl. (4.17)), die in den Stäben und Endringen des Läufers anfallen. Eine einfache Berechnung der Rotorstromwärmeverluste $P_{Cu,r}$ ergibt sich durch die Verwendung des in Abbildung 4.7 zu sehenden Ersatzschaltbildes, mit auf die Statorseite umgerechneten Parametern des Rotors R'_r und I'_r . [26, 27, 28, 29, 33, 47]:

$$P_{Cu,r} = Q_r \cdot R_r \cdot I_r^2 = s \cdot P_\delta = s \cdot (P_e - P_{d,s}) = m \cdot R'_r \cdot I_r'^2. \quad (4.176)$$

Dabei wird die Luftspaltleistung P_δ im Motorbetrieb als die elektrische Eingangsleistung P_e abzüglich der gesamten Verluste $P_{d,s}$, die im Stator anfallen, definiert. Die Stromwärmeverluste des Stators $P_{Cu,s}$ stellen im Bemessungsbetrieb in der Regel den größten Verlustanteil dar (siehe Tabelle 4.11 und Abbildung 4.50b). Zu beachten ist, dass sowohl die Stromwärmeverluste des Stators $P_{Cu,s}$ als auch die des Rotors $P_{Cu,r}$ durch die Stromverdrängung (siehe Abschnitt 4.1.7) und die damit verbundenen Erhöhung der Widerstände ansteigen. Während sich die Statorwiderstände R_s durch die Stromverdrängung 1. Ordnung (Schlingströme zwischen den Leitern) bei Betrieb am 50Hz und 60Hz-Netz kaum erhöhen, sind die Rotorwiderstände R_r in der Regel gerade bei hohen Schlupfwerten $s > 0,5$ und damit höheren Rotorfrequenzen $f_r = s f_s$ stark erhöht. Dies gilt besonders bei Motoren mit tiefen Nuten, bei denen zur Beschränkung der Kurzschlusscheinleistung S_k eine Doppelstabanordnung verwendet werden muss (siehe Motor AH160 in Kapitel 7).

4.5.3. Ummagnetisierungsverluste im Stator und Rotor

Durch die aufgrund der Grundwelle des Drehfeldes wechselnden magnetischen Flüsse im Aktiveisen des Motors kommt es zu Verlusten, die unter dem Begriff Ummagnetisierungsverluste P_{Fe} zusammengefasst werden. Das sind im Wesentlichen die Wirbelstromverluste P_{Ft} , die bei 50 Hz bzw. 60 Hz und bei ca. 0,5 mm dünnen Blechen quadratisch von der Frequenz im Stator $\sim f_s^2$ bzw. Rotor $\sim f_r^2$ abhängen, und die $\sim f_s$ von der jeweiligen Frequenz abhängenden Hystereseverluste P_{Hy} , die zur Fläche unter der Magnetisierungsschleife (Hystereseschleife) $w_{Hy} = \int_C \vec{B} d\vec{H}$ des weichmagnetischen Eisenmaterials pro-

portional sind. In [26, 28, 29, 33, 47] wird zur Berechnung dieser Verluste die *Steinmetz-Formel* verwendet:

$$P_{Fe} = k_V \cdot \left(\frac{B}{B_{ref}} \right)^2 \cdot \left(p_{Ft} \cdot \left(\frac{f}{f_{ref}} \right)^2 \cdot \left(\frac{d}{d_{ref}} \right)^2 + p_{Hy} \cdot \frac{f}{f_{ref}} \right) \cdot m. \quad (4.177)$$

Dabei stellen die beiden Verlustziffern p_{Ft} und p_{Hy} die in einem *Epstein-Rahmen* bei einer Referenzflussdichte B_{ref} (meist 1T oder 1,5T) für eine Blechprobe der Dicke d_{ref} bei einer Ummagnetisierungsfrequenz von f_{ref} gemessenen Verlustdichten in W/kg dar. Diese lassen sich durch Lösung eines Gleichungssystems für zwei gemessene Verlustdichtewerte bei unterschiedlichen Frequenzen f aus dem Datenblatt des jeweils verwendeten Blechmaterials berechnen (siehe Anhang A). Dabei ist zu beachten, dass die Werte der Verlustdichten im jeweiligen Frequenzbereich zu betrachten sind, da sich mit steigenden Frequenzen größere Verlustziffern p_{Hy} für die Hystereseverluste ergeben [81, 82].

Eine alternative Berechnungsmethode über die so genannte *Bertotti-Formel*, die auch im FEM-Programm *FLUX2D* zum Einsatz kommt, wird in [83] vorgestellt.

Der als zusätzliche Wirbelstromverluste (engl. Excess losses) bekannte Anteil der Ummagnetisierungsverluste ist nach Bertotti $\sim f_s^{1,5}$ [83] und ist bei nicht kornorientierten Blechen klein, weswegen er aufgrund der niedrigen Frequenzen und der daraus resultierenden kleinen Verlustleistungen bei der Betrachtung von KLASM im Netzbetrieb vernachlässigt werden kann.

Der Verschlechterungsfaktor k_V berücksichtigt in beiden Berechnungsmethoden die Erhöhung der Ummagnetisierungsverluste durch die Erhöhung der Verlustziffern aufgrund der Bearbeitungseinflüsse durch z. B. das Stanzen der Bleche. Dabei muss zwischen den dünnen Zahnbereichen mit hier pulsierenden Flüssen und den Jochen mit drehenden Feldvektoren unterschieden werden. Die dünnen Zähne werden durch die im Verhältnis breitere Stanzkante, wie das auch schon bei der Magnetisierbarkeit in Abschnitt 4.2 der Fall war, deutlich stärker beeinflusst als die breiteren Joche [48, 50]. Allerdings kommt es durch das Einpressen oder Aufschumpfen des Gehäuses durch die Druckbelastung zu einer zusätzlichen Verschlechterung der Magnetisierbarkeit im Jochbereich. In *KLASYS* werden die Verschlechterungen abhängig von der Blechbreite, der mittleren Flussdichte und des mittleren Korndurchmessers d_K der Blechkornstruktur gemäß [48] ermittelt (vgl. Abschnitt 4.2). Ähnliche Untersuchungen wurden in [49, 50, 51, 52, 81, 82] durchgeführt. Die für die Motoren AH80 und AH100 berechneten Ummagnetisierungsverluste P_{Fe} im Vergleich mit den Messwerten und den FEM-Ergebnissen für den Bemessungsbetrieb stellt Tabelle 4.11 zusammen. Eine Erhöhung der Hystereseverluste im Joch durch die drehende Hysterese wird nicht gesondert erfasst, sondern ist pauschal in k_V enthalten.

4.5.4. Zusatzverluste in der KLASM

Unter dem Begriff Zusatzverluste P_{zus} werden (in dieser Arbeit) alle Verluste zusammengefasst, die aufgrund von Stromverdrängungseffekten 1. und 2. Ordnung, Schrägung und Oberwelleneffekten entstehen. Tabelle 4.10 gibt eine Übersicht über die Komponenten, die in Summe die Zusatzverluste des Stators $P_{zus,s}$ und Rotors $P_{zus,r}$ ausmachen. Die folgenden Abschnitte beinhalten eine Erläuterung zu den jeweiligen Komponenten und vergleichen analytische Berechnungsergebnisse mit FEM-Ergebnissen und Messungen. Der Anteil der berechneten Zusatzverlustkomponenten an den Gesamtverlusten P_d im

Bemessungsbetrieb für den Motoren AH80 wird in Abbildung 4.50b) gezeigt. Tabelle 4.11 fasst die Verlustbilanzen beider Motoren AH80 und AH100 im Bemessungsbetrieb zusammen.

In [84] werden Untersuchungsergebnisse bezüglich der zusätzlichen Verluste durch Wirbelströme im Gehäuse und den Lagerschilden P_{Geh} vorgestellt. Bei einer 1,5 MW KLASM wurden die Flussdichten im Gehäuse und in den Lagerschilden über *Hall*-Sonden gemessen. Die daraus berechneten Verlustleistungen sind selbst bei dieser hohen Bemessungsleistung sehr klein. Ebenso spielen die Zusatzverluste durch Stromverdrängung 1. Ordnung $P_{\text{Cu,s,sv}}$ und die zusätzlichen Stromwärmeverluste durch sekundäre Ankerrückwirkung im Stator $P_{\text{Cu,s,os}}$ bei den hier untersuchten, am 50Hz- und 60Hz-Netz betriebenen Motoren keine Rolle. Die zusätzlichen Oberflächenverluste $P_{\text{O,r}}$ durch axiale Wirbelströme in den teilweise durch Eisengrate an der Rotoroberfläche gebrückten Blechen, die aufgrund des Überdrehens der Rotoroberfläche auf das definierte Endmaß bei Rotoren mit geschlossenen Rotornuten entstehen, spielen bei den heutzutage verwendeten Schleifwerkzeugen und den hier verwendeten Blechdicken von $d > 0,5$ mm ebenfalls keine wesentliche Rolle mehr. Daher werden alle diese Verlustkomponenten im Folgenden nicht weiter berücksichtigt. Da in dieser Arbeit nur Motoren mit in Stern geschalteten Wicklungen untersucht werden, können die Zusatzverluste durch sättigungsbedingte Kreisströme I_D bei Dreieckschaltung $P_{\text{Cu,s,3}}$ nicht auftreten. Die analytische Berechnung der Zusatzverluste durch die Rotoroberströme $P_{\text{Cu,r,os}}$ in KLASYS beinhaltet bereits den Einfluss der durch die Stromverdrängung 2. Ordnung (vgl. Abschnitt 4.1.7) erhöhten Rotorwiderstände und damit die durch die Stromverdrängung verursachten Zusatzverluste $P_{\text{Cu,r,sv}}$.

4.5.4.1. Zusatzverluste durch Flusspulsationen im Stator und Rotor

Für eine Berechnung der Zusatzverluste durch pulsierende Flüsse in den Zähnen und Jochen von Stator und Rotor werden die Zeitverläufe der Flüsse benötigt. Grundlegende Arbeiten zu diesem Thema sind [34, 40, 66], die in [31] miteinander verglichen und teilweise kombiniert werden. Dabei werden Methoden zur Berechnung der netzfrequenten und höherfrequenten Flusskomponenten vorgestellt, die phasenrichtig addiert werden müssen, um den resultierenden Gesamtfluss zu errechnen. Es wird bei der Berechnung zwischen den Statoreckzähnen zwischen zwei Spulengruppen und den Statormittelzähnen zwischen zwei Nuten einer Spulengruppe unterschieden (siehe Abbildung 4.51). Gemäß [31, 67] setzt sich der gesamte Fluss in den Statorzähnen aus folgenden Komponenten zusammen:

- Netzfrequenter und höherfrequenter Spaltstreufloss (auch Zick-Zack-Streufloss genannt) im Eck- und Mittelzahn $\phi_Z(t)$:

Die Ursache für den Spaltstreufloss im Stator sind die dämpfenden Grundfelder des Rotors $B_{\text{r}\mu=\nu}$. Diese dämpfen die Statorfelder B und verhindern somit ein Eindringen in den Rotor. Dadurch schließen sich einige Feldlinien schon bei kleinen Schlupfwerten s über den Zahnkopf des Rotors und sind nicht mit den Leitern des Rotors verkettet (siehe Abbildung 4.51). Die Sättigung der netzfrequenten Grundwelle des Spaltstreuflosses Φ_Z wird gemäß Abschnitt 4.1.5 durch den integralen Zahnkopfsättigungsfaktor K_{ZK} (siehe Abbildung 4.12) erfasst. Die durch Φ_Z in den Stator induzierte Spannung wird durch ΔU_2 berücksichtigt (Abbildung 4.14). Der netzfrequente Anteil lässt sich gemäß [31, 37] wie folgt beschreiben:

$$\phi_{Z,50}(t) = \left[(\Phi_{Z,\text{max}} - \Phi_{Z,\text{min}}) \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{d'}{t_{\text{Or}}} + \Phi_{Z,\text{min}} \right] \cdot \cos(\omega_s \cdot t). \quad (4.178)$$

Die Formeln zur Bestimmung der von K_{ZK} abhängigen minimalen und maximalen Flüsse $\Phi_{Z,\text{min}}$ bzw. $\Phi_{Z,\text{max}}$ sind in [31, 40] für einen Eck- und einen Mittelzahn angegeben. Die höherfrequenten Anteile des Spaltstreuflosses Φ_Z werden mit dem lokalen Zahnkopfsättigungsfaktor k_{zk} bewertet und können vereinfacht wie folgt angegeben werden [31]:

$$\phi_{Z,>50}(t) = (\Phi_{Z,\text{max}} - \Phi_{Z,\text{min}}) \cdot \sum_{g \neq 0} a_g \cdot \cos \left(\left[\omega_s \cdot t \cdot \left(1 + \frac{g \cdot Q_r}{p} \cdot (1-s) \right) \right] \right). \quad (4.179)$$

Dabei stellen die Faktoren a_g die nach Schetelig in [40] definierten *Fourier*-Koeffizienten der Spaltstreuung dar. Da die ihnen zugehörigen Frequenzen ein Vielfaches der Statorfrequenz f_s sind, kann die von diesen Flüssen induzierte Spannung nur dann einen Strom am starren Netz hervorrufen, wenn die Phasenverschiebungen in den einzelnen Strängen nicht gleich sind („sekundäre Ankerrückwirkung“). Dieser Effekt wird im Ersatzschaltbild in Abbildung 4.14 nicht berücksichtigt. Die Summe aus (4.178) und (4.179) ergibt den Zeitverlauf des Spaltstreulflusses $\phi_z(t)$ (vgl. Abbildung 4.10d).

Tabelle 4.10: Auflistung der Komponenten der Zusatzverluste P_{zus} im Leerlauf- und Lastbetrieb in geschrägten KLASM, getrennt nach Stator und Rotor mit in dieser Arbeit verwendeten Bezeichnungen.

	Statorzusatzerluste $P_{zus,s}$	Rotorzusatzerluste Rotor $P_{zus,r}$
Leerlauf $P_{zus,0}$	Leerlauf-Flusspulsationsverluste in den Statorzähnen $P_{p,s,0}$	Leerlauf-Flusspulsationsverluste in den Rotorzähnen $P_{p,r,0}$
	Oberflächenverluste durch Ummagnetisierungsverluste in den Zahnköpfen $P_{O,s,0}$	Oberflächenverluste durch Ummagnetisierungsverluste in den Eisenbrücken der überdrehten Rotoren und in den Zahnköpfen $P_{O,r,0}$
	Zusatzerluste durch Stromverdrängung 1. Ordnung (Schlingströme zwischen Leitern in die Nut) im Leerlauf $P_{Cu,s,sv,0}$	
	Zusatzerluste durch Wirbelstromverluste im massiven Gehäuse und in den Lagerschilden im Leerlauf $P_{Geh,0}$	Zusatzerluste durch Rotoroberströme im Leerlauf $P_{Cu,r,os,0}$
	Zusatzerluste durch sättigungsbedingte Kreisströme bei Dreieckschaltung $P_{Cu,s,3,0}$	Zusatzerluste durch sättigungsbedingte Oberströme $P_{Cu,r,3,0}$
Bemessungsbetrieb $P_{zus,Last}$	Durch sekundäre Ankerrückwirkung in die Statorwicklung induzierte Oberströme $P_{Cu,s,os,N}$	Zusatzerluste durch Rotoroberströme im Lastfall $P_{Cu,r,os,N}$
	Lastabhängige Flusspulsationsverluste in den Statorzähnen $P_{p,s,N}$	Zusatzerluste durch Rotorquerströme im Blechpaket unter Last $P_{q,r,N}$
	Lastabhängige Oberflächenverluste durch Ummagnetisierungsverluste in den Zahnköpfen $P_{O,s,N}$	Zusatzerluste durch größeren Rotorwiderstand bei Stromverdrängung 2. Ordnung im Lastfall $P_{Cu,r,sv,N}$
		Lastabhängige Flusspulsationsverluste in den Rotorzähnen $P_{p,r,N}$
	Lastabhängige Oberflächenverluste durch Ummagnetisierungsverluste in den Eisenbrücken der überdrehten Rotoren und in den Zahnköpfen $P_{O,r,N}$	

- Hauptfluss der Wicklungsoberfelder Φ_{hv} des Stators:
Gemäß [40] wird unter dem Hauptfluss einer Feldoberwelle der in die Läufermaschen eintretende Fluss der Frequenz $s_v f_s$ verstanden. Daher wird bei der Berechnung des Jochflusses $\underline{\Phi}_{hv}$ (oder auch halben Polflusses $\underline{\Phi}_{pv}$) nur der *ohm'sche* Widerstand R_{rv} und der Spannungsfall an der Streureaktanz des Läufers $X_{r\sigma v}$ berücksichtigt.

$$\underline{\Phi}_{hv} = \frac{\Phi_{pv}}{2} = \left(-j \frac{R_{rv}}{s_v \cdot \omega_s} + L_{r\sigma v} \right) \cdot \left| I_{Stab,v} \cdot \sqrt{2} \right|. \quad (4.180)$$

Dabei gilt für den Rotorstrom $I_{rv} = j \cdot I_{Stab,v}$ und damit mit dem auf die Statorseite umgerechneten Wert $I_{Stab,v} = -j \cdot \ddot{u}_l \cdot I_{rv}$ mit \ddot{u}_l gemäß (4.45). Die Phasenlage entspricht dem des Statorstroms I_s . Die Ordnungszahlen v sind nach Gleichung (4.62) zu berechnen.

- Nutstreulfluss im Zahnkopf bzw. Zahnschaft des Stators Φ_{sgO} :

Der Nutstreiffluss $\underline{\Phi}_{s\sigma Q}$ schließt sich quer über die q Zähne einer Spulengruppe entlang der Eckzähne und das Statorjoch (siehe Abbildung 4.51). Da er sich mit Netzfrequenz f_s verändert, wird er im Ersatzschaltbild über die Nutstreifinduktivität $L_{s\sigma Q}$, die einen Teil der gesamten Ständerstreifinduktivität $L_{s\sigma}$ darstellt, berücksichtigt. Da gilt:

$$\underline{\Phi}_{s\sigma Q} = L_{s\sigma Q} \cdot \underline{I}_s = \mu_0 \cdot N_s^2 \cdot \frac{2}{p \cdot q} \cdot \lambda_{Qs} \cdot l_{Fe} \cdot \underline{I}_s, \quad (4.181)$$

ist die Phasenlage des Nutstreifflusses $\underline{\Phi}_{s\sigma Q}$ die des entsprechenden Statorstroms \underline{I}_s . Zur Berechnung des magnetischen Leitwerts λ_{Qs} werden in [28, 29, 30, 31, 40, 47] Formeln für eine Vielzahl von Nutformen für Ein- und Zweischichtwicklungen angegeben. Formeln für die Berechnung dieser Leitwerte sind im Berechnungsprogramm *KLASYS* für eine Vielzahl an Nutformen hinterlegt. Die Änderung des Nutstreifflusses $\underline{\Phi}_{s\sigma Q}$ durch die Sättigung der Zahnköpfe wird über die Sättigungsfaktoren $k_{ns,s/r,A/B}$ (siehe Abbildung 4.13) je im Zahnkopfbereich A und B getrennt berücksichtigt. Im Zahnkopfbereich sättigen der Nutstreiffluss $\underline{\Phi}_{s\sigma Q}$ und der Zick-Zack-Streiffluss $\underline{\Phi}_Z$ gemeinsam das Eisen. In diesen Bereichen wird der magnetische Leitwert $\lambda_{Qs,A}$ bzw. $\lambda_{Qs,B}$ je nach Sättigungsgrad über $k_{ns,s/r,A/B}$ reduziert. Im Ersatzschaltbild (Abbildung 4.14) wird die Nutstreifinduktivität $L_{s\sigma Q}$ dementsprechend auch kleiner, wodurch der Strom \underline{I}_s ansteigt.

- Nutungsoberfelder des Läufers

Diese Felder wurden in Kapitel 4.3.3.3 bereits betrachtet. Die sich aus den hier berechneten Flussdichten $B_{r\mu}$ ergebenden magnetischen Flüsse werden in integraler Form als Zick-Zack-Streiffluss gemäß (4.178) und (4.179) berücksichtigt. Dabei ist es in der Regel ausreichend nur die Läuferrestfelder des Grundstroms $B_{r\mu\nu=1}$ zu betrachten, deren Frequenzen bezüglich des Rotors eben jene Frequenzen in (4.178) und (4.179) sind.

Um die Gültigkeit der analytischen Berechnung der Flusspulsationen im Statorzahn nachzuweisen, wird ein Vergleich mit FEM-Ergebnissen und gemessenen Flüssen durchgeführt. Zur Messung der magnetischen Flüsse wurden in Anlehnung an [40] Messspulen in den Motoren angebracht (Abbildung 4.52). Damit kann über die gemessene induzierte Spannung durch Integration der Fluss in den Eck- und Mittelzähnen gemessen werden:

$$U_i = -N \frac{d\phi(t)}{dt} = -\frac{d\psi(t)}{dt} \Rightarrow \phi(t) = -\frac{1}{N} \cdot \int U_i dt. \quad (4.182)$$

Weiterhin ist zum Vergleich der Fluss mittels 2D-FEM-Berechnung (*FLUX2D* Zeitschrittverfahren) ermittelt worden. Hierzu wurden die Differenzen der Vektorpotentiale entlang des linken und rechten Rands des Statorzahns berechnet (siehe Abbildung 4.51). Wie in [21] gezeigt wird, ändern sich die zeitlichen Flussverläufe entlang des Statorzahns in radialer Richtung im Bemessungspunkt aufgrund der überlagerten Nutstreifflüsse (Abbildung 4.57a). Der Einfluss ist aufgrund der deutlich kleineren Nutstreifflüsse klein. Es muss beachtet werden, dass die Messungen mit geschrägten Rotoren durchgeführt wurden. Da die Messspule um den gesamten Statorzahn gewickelt ist und dadurch die von ihr umschlossenen Flüsse der Rotoroberfelder $B_{r\mu}$ durch den Phasenversatz in axialer Richtung in Summe stark reduziert werden (siehe Abschnitt 4.3.5.2), sind die gemessenen Flusspulsationen geringer als die Ergebnisse der *FLUX2D*-Berechnung im selben Betriebspunkt. Durch die Schrägung des Rotors sind die Flusspulsationen in den einzelnen Blechebenen des Stators in axialer Richtung phasenverschoben, weswegen sich bei den Messungen mit der um einen Zahn gewickelten Spule im Mittel reduzierte Flusspulsationen ergeben.

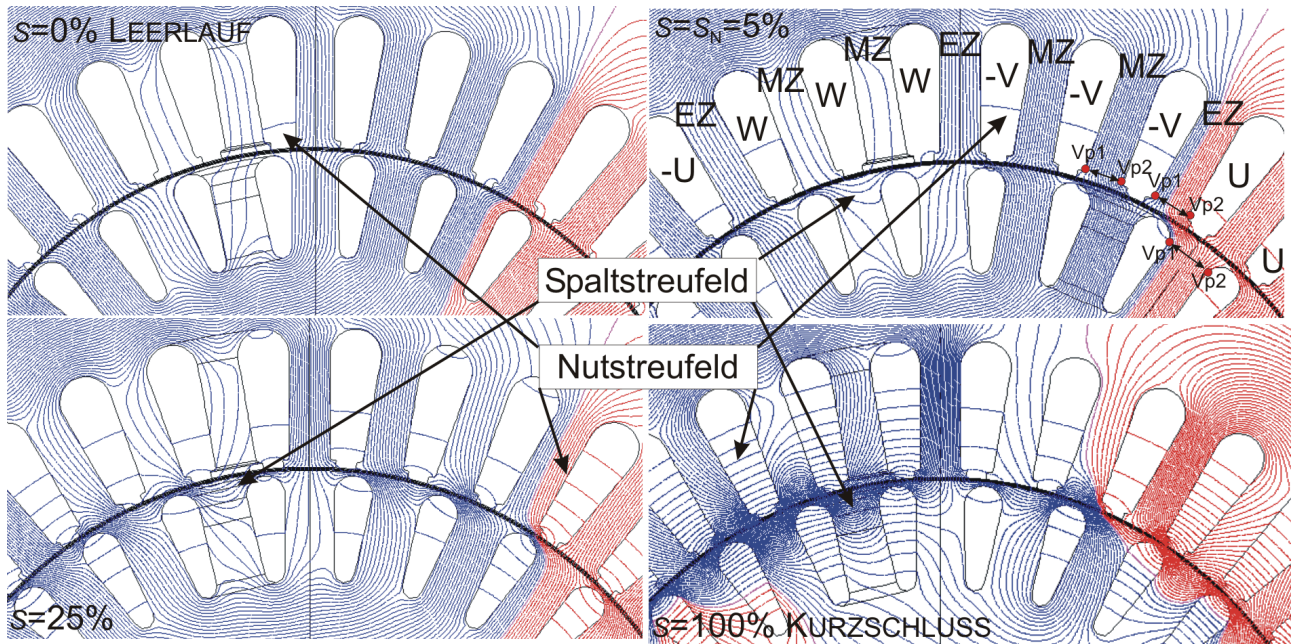


Abbildung 4.51: Verdeutlichung von Spaltstreufeld Φ_z bzw. $\Phi_{\sigma Q}$ am Beispiel des Feldbildes (FLUX2D) des Motors AH80 in unterschiedlichen Lastpunkten. MZ: Mittelzahn; EZ: Eckzahn; VP: Vektorpotential

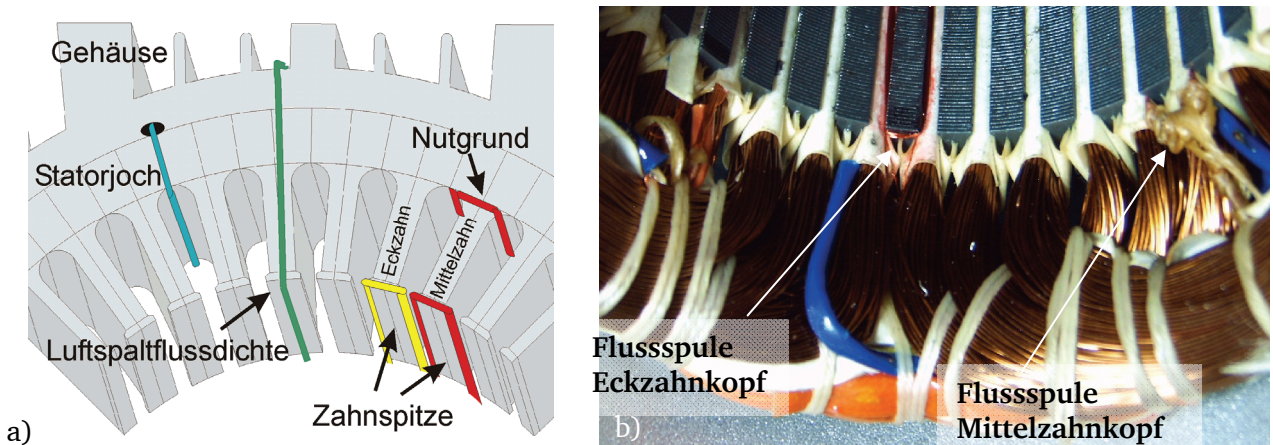


Abbildung 4.52: a) Anordnung der Messpulen im Stator des Motors AH80 b) Messpulen im Stator des Motors AH80 zur Messung der Flüsse in den Mittel- und Eckzähnen.

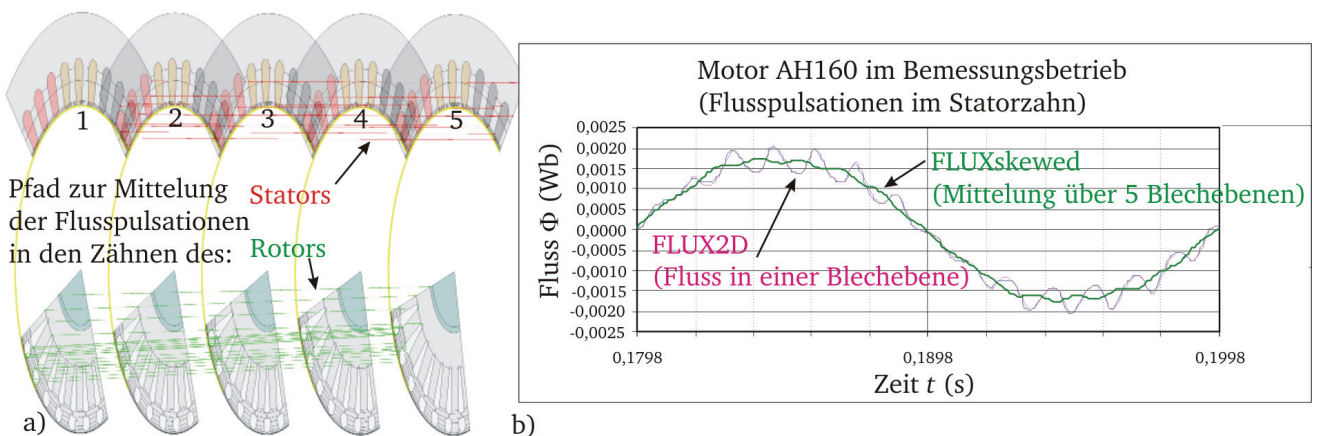


Abbildung 4.53: a) FEM-Modellierung (FLUXskew) des Motors AH160 mit Berücksichtigung der Schrägung durch fünf um $\tau_{Qr}/5 = b_{sk}/5$ gegeneinander verdrehten Blechebenen. b) Vergleich der Flusspulsationen FLUX2D, FLUXskew in einer Scheibe mit dem Mittelwert der Flusspulsationen aller Blechebenen im Bemessungsbetrieb.

Eine FEM-Untersuchung mit dem Programm *FLUXskew*, dass die annähernde Berechnung für geschrägte Rotoren anhand von fünf um $\tau_{Qr}/5 = b_{sk}/5$ gegeneinander verschobenen Rotorblechebenen durchführt, bestätigt die Reduktion der Pulse bei der Mittelwertbildung gegenüber den Pulsen in einer Blechebene (Abbildung 4.53b).

Die Abbildung 4.54 stellt die gemessenen und berechneten Verläufe der Flusspulsationen im Statormittel- und Eckzahn im Leerlauf- und Bemessungsbetrieb gegenüber. Es wird deutlich, dass wegen der unterschiedlichen Streuflüsse nur geringfügige Unterschiede zwischen dem Eck- und Mittelzahn bestehen. Wie in [21, 67] gezeigt wird, werden die Unterschiede bei größeren Schlupfwerten über 20 % deutlicher, da dann aufgrund der steigenden Ströme die von ihnen erregten Nutstrefelder $\Phi_{\sigma Q}$ und damit ihr Einfluss auf den Verlauf der Flusspulsationen zunimmt (Abbildung 4.55). Für die Rotor-Ersatznutschlitze s_{Qr} der Motoren AH80 und AH100 werden für die analytische Rechnung die in Abschnitt 4.3.2.4. angegebenen Werte verwendet. Im Bemessungsbetrieb stimmen die Verläufe der analytisch und numerisch (2D-Berechnung mit *FLUX2D*) berechneten Verläufe gut überein und weisen wegen der fehlenden Schrägung im Vergleich zu den Messungen größere Pulse auf.

Die analytische Rechnung mit und ohne Schrägung im Vergleich zeigt, wie zu erwarten, dass die Verläufe der Pulse mit geschrägtem Rotor etwas kleiner sind als die ohne Schrägung (Abbildung 4.54a). Der Unterschied ist jedoch gering, weil hier die Flusspulse in einer der Blechebenen zu sehen sind, und die Schrägung nur bei Betrachtung der axial variierenden Verläufe (wie bei der Messung mit den Messspulen) deutlich sichtbar wird.

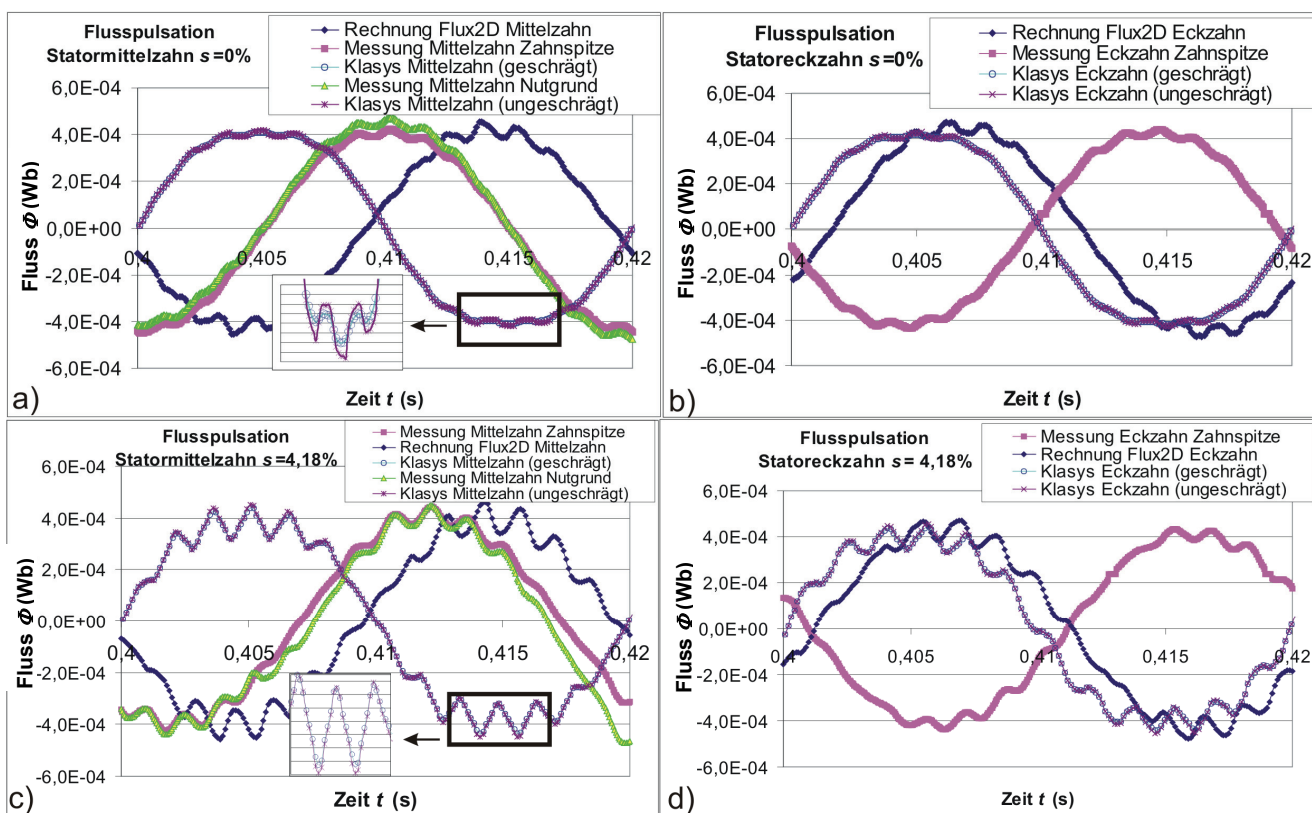


Abbildung 4.54: Analytisch und numerisch berechnete Verläufe der Flusspulsationen im Statoreckzahn und -Mittelzahn im Vergleich mit den Messergebnissen des Motors AH80 a) Mittelzahn AH80 Leerlauf b) Eckzahn AH80 Leerlauf c) Mittelzahn AH80 Bemessungsbetrieb d) Eckzahn AH80 Bemessungsbetrieb.

Die Flusspulsationen des Rotors lassen sich gemäß [40] für den Fall ungeschrägter Nuten direkt aus den Stabströmen $I_{Stab,v} = -j \cdot I_{r,v}$ berechnen. Dazu wird zwischen dem Fluss am oberen Ende des Zahns $\Phi_{z,ov}$, der den gesamten radial in die Läufermasche eintretenden Fluss und damit keinen (tangential gerichteten) Spaltstreiffluss Φ_z und Nutstreiffluss $\Phi_{r\sigma Qv}$ beinhaltet, und dem Fluss am unteren Ende des Zahns $\Phi_{z,uiv}$, welcher den gesamten Nutstreiffluss $\Phi_{r\sigma Qv}$ ebenfalls enthält, unterschieden (siehe

Abbildung 4.56a in Zusammenhang mit b). Deswegen lässt sich der Fluss oben $\underline{\Phi}_{Z,0\nu}$ aus der Spannungsgleichung einer Läufermasche für den ν -ten Stabstrom $\underline{I}_{\text{Stab},\nu}$ wie folgt berechnen [40]:

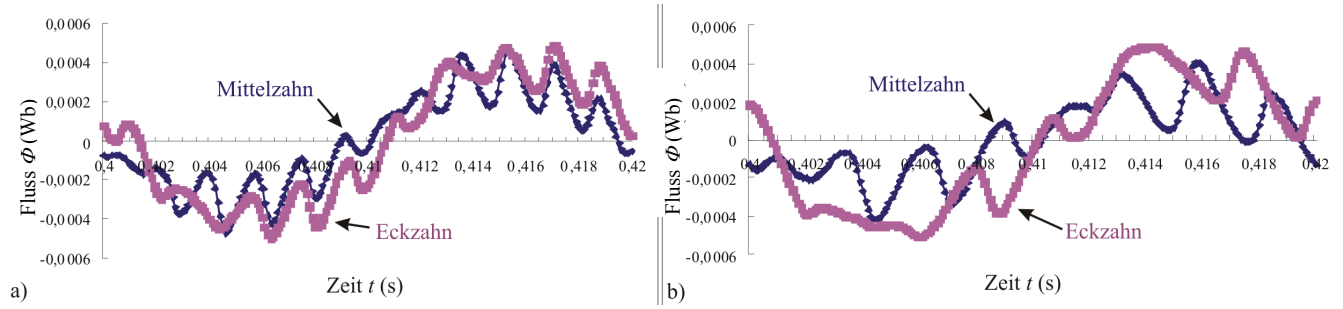


Abbildung 4.55: FLUX2D-Berechnungen der Flusspulsationen im Eck- und Mittelzahn des Motors AH80 a) Schlupf $s = 0,2$ b) Schlupf $s = 0,5$.

$$\left(R_{r\nu} + j s_{\nu} \cdot \omega_s \cdot L_{r\sigma\nu} \right) \cdot \underline{I}_{\text{Stab},\nu} \cdot \begin{pmatrix} e^{j\nu \frac{\pi}{Q_r}} - e^{-j\nu \frac{\pi}{Q_r}} \end{pmatrix} = -j s_{\nu} \cdot \omega_s \frac{\underline{\Phi}_{Z,0\nu}}{\sqrt{2}} \quad \text{Maschengleichung} \quad (4.183)$$

$$\Rightarrow \underline{\Phi}_{Z,0\nu} = - \left(\frac{R_{r\nu}}{s_{\nu} \cdot \omega_s} + j L_{r\sigma\nu} \right) \cdot 2\sqrt{2} \sin \left(\nu \frac{\pi}{Q_r} \right) \cdot \underline{I}_{\text{Stab},\nu}$$

In [40] wird darauf hingewiesen, dass sowohl der Ausdruck $R_{r\nu}/s_{\nu} \cdot \omega_s$ als auch die Nutstreuinduktivität $L_{r\sigma\nu}$ für einen gegen Unendlich strebenden Oberwellenschlupf $s_{\nu} \rightarrow \infty$ gegen Null gehen, denn wegen der Stromverdrängung steigt $R_{r\nu} \sim \sqrt{s_{\nu}}$ und $L_{r\sigma\nu}$ sinkt $\sim 1/s_{\nu}$. Das bedeutet physikalisch im Falle ungeschrägter Rotoren, dass die Zahnschäfte und vor allem das Rotorjoch für große Schlupfwerte s annähernd feldfrei sind. Das über den Luftspalt in den Läufer dringende Statorfeld wird also für steigenden Schlupf immer stärker durch den Rotor abgedämpft und weiter in den Luftspalt gedrängt. Im Rotor verbleibt bei größeren Schlupfwerten lediglich der Spaltstreufeldfluss $\underline{\Phi}_z$ in den Zahnköpfen und den Eisenbrücken der geschlossenen Rotornuten (Abbildung 4.51). Daher sind die Zusatzverluste im Zahnschaft unter Last bei KLASM mit ungeschrägten Rotornuten i. A. klein.

Laut [40] ergibt sich bei Vernachlässigung des Rotorstreufeldes der Rotorjochfluss $\underline{\Phi}_{y\nu}$ aus den in das Joch eintretenden Zahnflüssen, berechnet an den Zahnköpfen (4.183), die von Zahn zu Zahn um $\pi \cdot \nu / Q_r$ phasenverschoben sind, zu:

$$\underline{\Phi}_{y\nu} = \left(-j \frac{R_{r\nu}}{s_{\nu} \cdot \omega_s} + L_{r\sigma\nu} \right) \cdot \underline{I}_{\text{Stab},\nu} \cdot \sqrt{2} = \underline{\Phi}_2 + \underline{\Phi}_1 \quad (4.184)$$

Da am Nutgrund der in das Joch eintretende Fluss aber um $\underline{\Phi}_{r\sigma Q\nu}$ kleiner ist, wird von diesem Fluss $\underline{\Phi}_{y\nu}$ der Nutstreufluss des Rotors $\underline{\Phi}_{r\sigma Q\nu}$

$$\underline{\Phi}_{r\sigma Q\nu} = L_{r\sigma Q\nu} \cdot \hat{\underline{I}}_{\text{Stab},\nu} = \mu_0 \cdot \lambda_{Qr\nu} \cdot l_{\text{Fe}} \cdot \underline{I}_{\text{Stab},\nu} \cdot \sqrt{2} \quad (4.185)$$

abgezogen (siehe Zeigerdiagramm Abbildung 4.56c). So erhält man den Fluss im Läuferjoch $\underline{\Phi}_{y\nu}$:

$$\underline{\Phi}_{y\nu} - \underline{\Phi}_{r\sigma Q\nu} = \left[-j \frac{R_{r\nu}}{s_{\nu} \cdot \omega_s} + \mu_0 \cdot l_{\text{Fe}} \cdot (\lambda_{X\nu} - \lambda_{Qr\nu}) \right] \sqrt{2} \cdot \underline{I}_{\text{Stab},\nu} = \underline{\Phi}_{ry\nu} \quad (4.186)$$

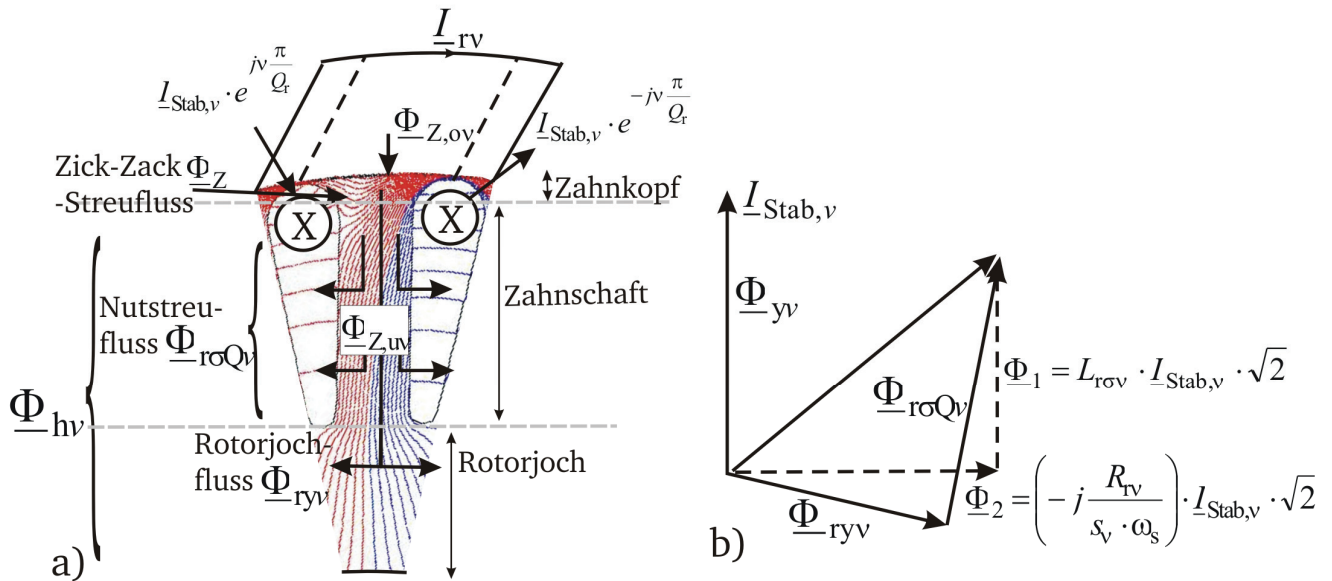


Abbildung 4.56: a) Veranschaulichung der Flüsse in einem Rotorzahn mit der FEM-Simulation der Feldverteilung des Motors AH100 bei $s = 50 \%$ (vgl. [40, 67]) b) Zeigerdiagramm der Zeiger des Nutstreuflusses $\underline{\Phi}_{r\sigma Qv}$ und des Rotorjochflusses $\underline{\Phi}_{ryv}$ [40].

Dabei steht λ_{Qrv} für den v -ten komplexen Leitwert des Nutstreuflusses $\underline{\Phi}_{r\sigma Qv}$ und λ_{Xv} für den v -ten Leitwert der geometrischen Streureaktanz. Für den Fall des rechteckförmigen Leiters ergibt sich bei Vernachlässigung der Stromverdrängung mit der Höhe h und der Breite b der Nut für $\lambda_{Qrv} = h/(2 \cdot b)$ und für $\lambda_{Xv} = h/(3 \cdot b)$ [40]. Für andere Nutformen sind Näherungen für diese Parameter in [28, 29, 40, 47] angegeben. Alternativ ist in [31] eine Methode beschrieben, wie λ_{Qrv} aus der Differenz der Vektorpotentiale des oberen und unteren Teils der Nut bestimmt werden kann. Der Fluss im Rotorjoch $\underline{\Phi}_{ryv}$ enthält also mit $\underline{\Phi}_{r,ov}$ einen Anteil des Hauptflusses zur Deckung der *ohm*'schen Spannungsfälle und Anteile des Nutstreuflusses $\underline{\Phi}_{r\sigma Qv}$ (vgl. Zeigerdiagramm Abbildung 4.56 c). Der Fluss im Zahnfuß $\underline{\Phi}_{Z,uv}$ ist mit (4.186):

$$\underline{\Phi}_{Z,uv} = \left[-j \frac{R_{rv}}{s_v \cdot \omega_s} + \mu_0 \cdot l_{Fe} \cdot (\lambda_{Xv} - \lambda_{Qrv}) \right] 2 \cdot \sqrt{2} \sin\left(v \frac{\pi}{Q_r}\right) \cdot I_{Stab,v} \quad (4.187)$$

Ist man an Zwischenwerten des Zahnflusses entlang des Zahnschafts interessiert, so kann man diese über die oben angesprochene Methode [31] zur Berechnung des v -ten komplexen Leitwerts des Nutstreuflusses λ_{Qrv} aus den Vektorpotentialen entlang der Nut gewinnen. Der so berechnete Wert für λ_{Qrv} für eine Stelle des Zahnes wird dann in Gleichung (4.187) verwendet. Der gesamte Fluss im Zahn ergibt sich als Summe der Einzelflüsse aller Oberwellen. Die Flusspulsationen erhält man wie zuvor besprochen aus der Differenz des Vektorpotentials an der linken und rechten Seite des Zahns. Die Verläufe der Flusspulsationen entlang des Rotorzahns in radialer Richtung variieren dabei aufgrund der dämpfenden Wirkung der Rotorströme im Gegensatz zum Stator sehr stark (siehe Abbildung 4.57b). Ein Vergleich der analytisch berechneten Verläufe mit den FEM-Simulationen zeigt, dass die in KLASYS programmierte Berechnung der Flusspulsationen Amplituden der Pulse ergeben, die in etwa denen der numerischen Lösung an der Position R3 am Eintritt vom Zahnkopf zum Zahnschaft hin entspricht (Abbildung 4.58a). Diese Position wurde bewusst gewählt, da die hier berechneten Verläufe im Bereich des Bemessungsbetriebs in etwa dem Mittel aller Verläufe in den Ebenen R1, R2, R3, R4, R5 und R6 entlang des ungeschrägten Zahns entsprechen (Abbildung 4.57b) und damit die über diesen Verlauf berechneten zusätzlichen Ummagnetisierungsverluste für die Zähne richtig wiedergegeben werden.

Modelle zur analytischen Vorausberechnung der Betriebskennlinien der KLASM

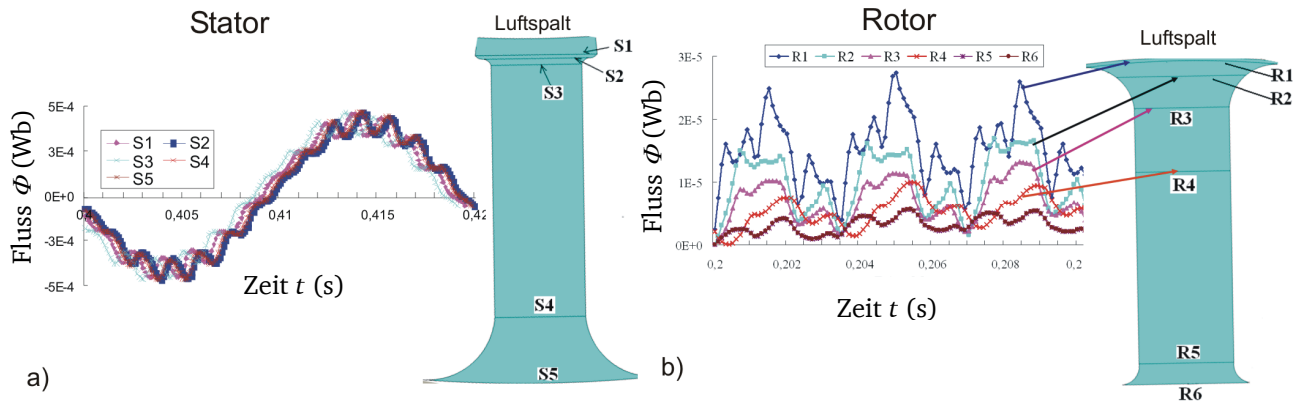


Abbildung 4.57: Numerische Berechnung mit *FLUX2D* a) Flusspulsationen entlang des Statorzahns des Motors AH80 im Bemessungsbetrieb [21] b) Flusspulsationen entlang des Rotorzahns des Motors AH80 im Bemessungsbetrieb [21].

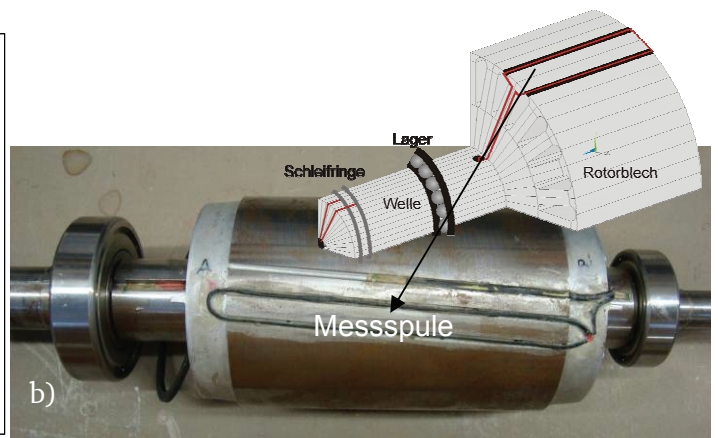
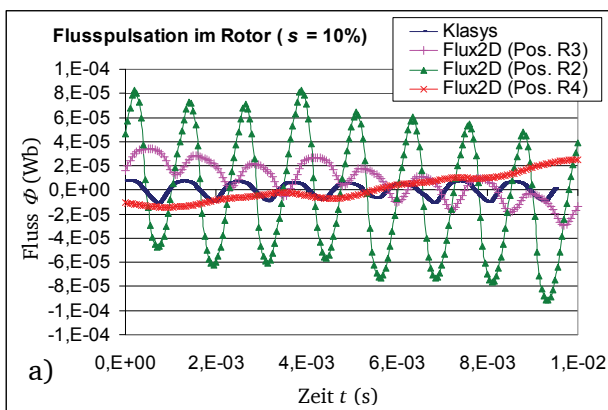


Abbildung 4.58: a) Vergleich der analytisch berechneten Flusspulsationen im Rotorzahn (*KLASYs*) mit den FEM-Ergebnissen (*FLUX2D*) des Motors der AH100 (ohne Schrägung) bei einem Schlupfwert $s = 10\%$ [36]. b) Auf der Rotoroberfläche in eingefrästen Nuten um einen Zahnkopf herum angebrachte Messspule mit $N = 10$ Windungen zur Messung der Flusspulsationen über die in die Spule induzierte Spannung U_i (siehe Gleichung (4.182)).

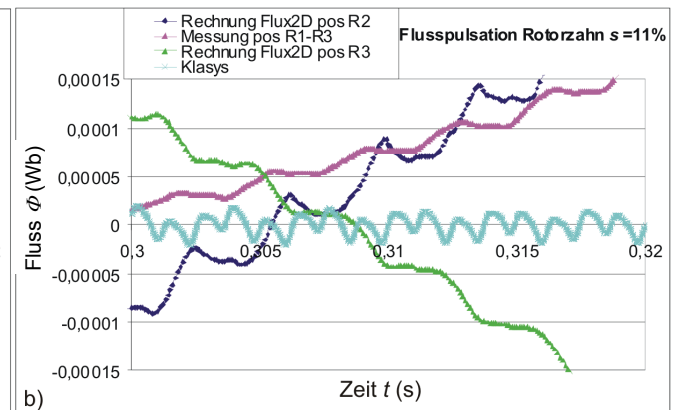
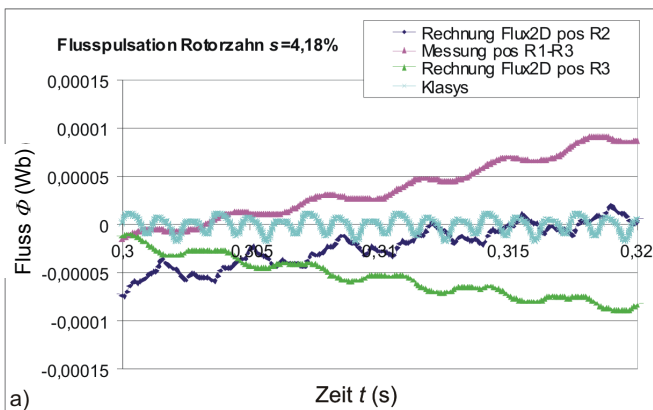


Abbildung 4.59: a) Vergleich der analytisch berechneten Flusspulsationen im Rotorzahn (*KLASYs*) mit den FEM-Ergebnissen (*FLUX2D*) des Motors der AH100 (ohne Schrägung). Während bei der Messung und den FEM-Berechnungen die Grundwelle überlagert ist, fehlt sie bei der analytischen Berechnung mit *KLASYs*.

Auch im Rotor werden durch die Schrägung die Verläufe der gemessenen Flusspulsationen geglättet, da die Messspule den gesamten Zahnfluss umfasst. Das wurde mit dem FEM-Modell mit *FLUXskew* (Modell Abbildung 4.53a) untersucht. Auch hier ergibt sich eine Mittelung der Flusspulsationen, wie das auch im Stator der Fall war.

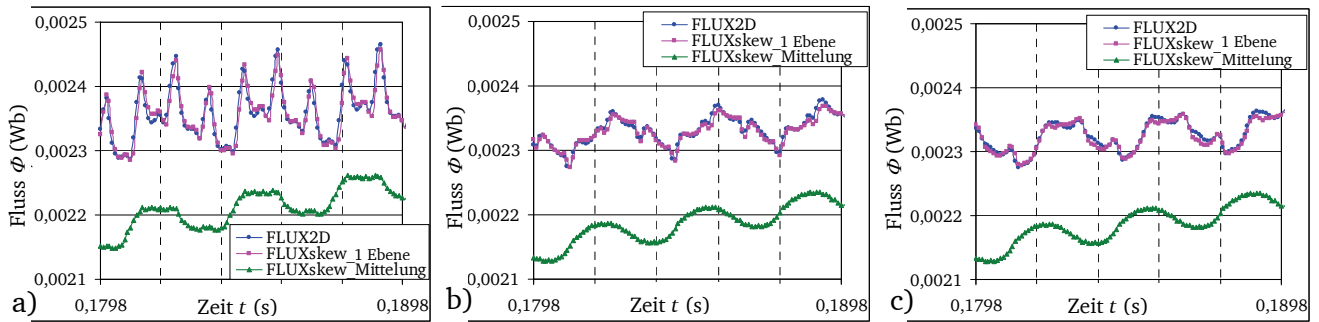


Abbildung 4.60: Vergleich der Flusspulsationen des Motors AH160 im Bemessungsbetrieb im Rotorzahn der 2D-Simulation (*FLUX2D*) und der FEM-Simulation mit Schrägung (*FLUXskew*) in einer Blechebene und gemittelt über den ganzen Zahn im Zahnbereich a) R1 b) R2 und c) R3 (siehe *FLUXskew*-Modell Abbildung 4.53a und zur Verdeutlichung der Zahnbereiche Abbildung 4.57b [22]).

Daher können auch hier die gemessenen Verläufe nur als qualitativer Vergleich dienen.

Zur Berechnung der Verluste sind die Flusspulsationen in einer Blechebene zu verwenden, die deutlich höhere Flusspulsationen aufweisen (siehe Abbildung 4.60). Es ist zu beachten, dass die FEM-Ergebnisse für geschrägte Rotoren, berechnet mit *FLUXskew*, nicht die wirkliche Flussverteilung im Rotorzahn darstellt. Durch die Reduktion der Rotorstromoberschwingungen $I_{r\nu}$ durch den Schrägungsfaktor χ_ν reduziert sich gemäß [40, 85, 86, 87] die Abdämpfung $|L_{m\nu}/L_s|$ der Statorfelder, so dass der mit einer Läufermasche verkettete Fluss der Feldoberwellen höherer Ordnungen ν , für die der Schrägungsfaktor χ_ν sehr klein wird, weiter in den Zahn eindringen kann. Da das FEM-Modell in *FLUXskew* allerdings fünf 2D Lösungen berechnet und sich die Schrägung erst durch das Addieren der Lösungen der einzelnen zweidimensionalen Blechebenen ergibt, kann dieser Effekt nicht erfasst werden, und die Flusspulsationen entlang des Rotorzahns sind so groß wie die der 2D-Lösung (Abbildung 4.60).

Gemäß [40] wird der in eine Läufermasche eintretende Gesamtfluss $\Phi_{Z,0\nu}$, der auch durch die Messspule bei den Messungen tritt, richtig berechnet, wenn in Gleichung (4.184) der durch den komplexen Schrägungsfaktor χ_ν reduzierte Stabstrom $I_{\text{stab},\nu}$ eingesetzt wird. Wird der Querstromeinfluss vernachlässigt, so ist der reelle Schrägungsfaktor χ_ν gemäß [23, 26, 33] zu verwenden. Für die Berechnung der Flusspulsationsverluste bei geschrägten Rotoren muss allerdings die Situation in jeder Blechebene einzeln betrachtet werden. Daher wird in [40] eine Unterteilung der Maschine in mehrere axiale Teilstücke vorgeschlagen, für die die Flüsse mit reduzierter Dämpfung $|L_{m\nu}/L_s|$ berechnet werden. Die Vorgehensweise wird in [23, 31] ausführlich dargestellt. Da durch die reduzierte Dämpfung bei geschrägten Rotoren die Flussdichten B im Rotorzahn im Mittel größer sind als bei ungeschrägten Rotoren, sind die Flusspulsationsverluste in den Rotorzähnen größer (siehe Tabelle 4.11).

Die durch die Flusspulsationen verursachten zusätzlichen Ummagnetisierungsverluste $P_{p,s}$ bzw. $P_{p,r}$ können direkt durch die Ermittlung des Oberwellengehalts der Flussverläufe berechnet werden. Dazu müssen die zu den Flussoberwellen korrespondierenden Flussdichteoberwellen, die über

$$\Phi = \int \vec{B} d\vec{A} \text{ miteinander verknüpft sind, ermittelt werden. Taegen gibt in [66] Messergebnisse zur Bestimmung der reversiblen relativen Permeabilität an, die zur Berechnung der Amplituden der Flussdichteoberwellen verwendet werden können. Dazu wird für jede Feldoberwelle ein wirksamer Luftspalt ermittelt, dessen Weite je nach Wert der reversiblen relativen Permeabilität variiert. Mit den Amplituden und Frequenzen der jeweiligen Feldoberwellen kann dann z.B. über die in Gleichung (4.177) [83] angegebene Bertotti-Formel eine Verlustberechnung erfolgen. Dabei muss beachtet werden, dass gemäß [81, 82] die Hysterese-Verlustkoeffizienten } p_{Hy} je nach verwendetem Blechtyp für höhere Ordnungszahlen deutlich größer sind als die der Grundwelle. Zusätzlich sind die in Abschnitt 4.5.3 diskutierten Verschlechterungen durch die Bearbeitung des Blechpakets zu berücksichtigen. Alternative Verfahren u. A. die Berechnung nach Lavers [88] zur Berechnung der Ummagnetisierungsverluste durch die pulsierenden Flüsse in den Zähnen werden in [31] zusammengefasst und dort näher erläutert.$$

4.5.4.2. Zusatzverluste durch Ober- und Querströme im Rotor mit Einfluss der Stromverdrängung

Wie in Abschnitt 4.3.2 bei der Betrachtung der Statorfelder schon erwähnt wurde, induzieren diese Felder $B_{s\nu}(x,t)$ Ströme $I_{r\nu}$ in den Kurzschlusskäfig, die ihrerseits ein dem Statorfeld (fast völlig) entgegen gerichtetes Rotorfeld $B_{r\nu}(x,t)$ erregen. Die Rotorströme $I_{r\nu}$ sind, da hier die Oberwellenschlüpfe $s_\nu \neq 0$ sind, auch im Motorleerlauf schon vorhanden. Sie sorgen für zusätzliche Stromwärmeverluste $P_{Cu,r,os}$, für die gilt:

$$P_{Cu,r,os} = m_s \cdot R'_{r\nu} \cdot |I'_{r\nu}|^2 = Q_r \cdot R_{r\nu} \cdot |I_{r\nu}|^2. \quad (4.188)$$

Wird bei der Berechnung der Rotoroberströme $I_{r\nu}$ gemäß Abschnitt 4.3.3 der komplexe Schrägungsfaktor \underline{z}_ν nach *Weppler* [35] verwendet, so wird automatisch auch der Querstrom $I_{q\nu}$ bei der Verlustberechnung mit erfasst. Der Rotorwiderstand $R_{r\nu}$ (4.106) für den ν -ten Oberstrom $I_{r\nu}$ ist größer als der der Grundschwingung, da die Frequenzen der Rotoroberströme $f_{r\nu} = f_s (1 - \nu (1-s))$ deutlich größer sind (vgl. Tabelle 4.7) und daher der Stromverdrängungseffekt (siehe Abschnitt 4.1.7) stärker zum Tragen kommt. Das sorgt für einen weiteren Anstieg der zusätzlichen Stromwärmeverluste $P_{Cu,r,os}$ und muss genau so wie die sekundäre Ankerrückwirkung (siehe Abschnitt 4.3.3) bei der Berechnung der gesamten Verlustbilanz mitberücksichtigt werden.

4.5.4.3. Oberflächenverluste an der Stator- und Rotoroberfläche

Der Spaltstreufloss oder auch Zick-Zack-Streufloss $\Phi_z(x,t)$ (siehe Abschnitt 4.5.4.1), der laut [40] nur zu einem geringen Teil mit einer Läufermasche verkettet ist und daher bei der Berechnung der Flusspulsationen im Rotorzahn in Abschnitt 4.5.4.1 nicht berücksichtigt ist, verläuft in den Zahnköpfen des Stators und Rotors (vgl. Abbildung 4.51). Da die kurzwelligen Oberfelder des Zick-Zack-Streuflosses $\Phi_z(x,t)$ nur zu einem geringen Teil mit den Rotorstäben verkettet sind, kann eine Berechnung der Verluste in der Rotoroberfläche nicht über die Formel (4.187) erfolgen (siehe auch [31]). Unter Last kann der Spaltstreufloss $\Phi_z(x,t)$ nach *Weppler* [34] aus Abschnitt 4.5.4.1 zur Berechnung der Ummagnetisierungsverluste in den Zahnköpfen des Stators $P_{O,s}$ und Rotors $P_{O,r}$ herangezogen werden. Während dieses Verfahren im Falle des Stators uneingeschränkt gültig ist, kommt es für den Rotor zu Fehlern bei der Berechnung der Rotor-Oberflächenverluste $P_{O,r}$. Gemäß [40] können diese Rotor-Oberflächenverluste $P_{O,r}$ nur im Fall, dass die Wicklungsoberfelder $B_{s\nu}$ des Stators sich über den Rotorzahnkopf schließen, über den Spaltstreuflosses $\Phi_z(x,t)$ richtig erfasst werden. Ein Teil der Wicklungsoberfelder $B_{s\nu}$ ist jedoch mit dem Rotorkäfig verkettet und induziert die Rotoroberströme $I_{r\nu}$ mit der Frequenz $f_r = s_\nu \cdot f_s$. Im Falle von sehr großen Werten des Oberwellenschlupfes $s_\nu = 1 - \nu (1-s)$ gehen die Amplituden der entsprechenden verketteten Flüsse gegen Null [34, 40]. Im Falle des Leerlaufbetriebs und im Bereich des Bemessungsbetriebs und damit bei kleinen Schlupfwerten s kann es jedoch zu Fehlern bei der Berechnung der Oberflächenverluste $P_{O,r}$ des Rotors kommen, weil die Flussdichten im Zahnkopf durch den Spaltstreufloss $\Phi_z(x,t)$ nicht richtig berechnet werden können. Zur Lösung dieses Problems wird in *KLASYS* in Anlehnung an das *Weppler'sche* Ersatzschaltbild (Abbildung 4.14) bei der Berechnung der Rotor-Oberflächenverluste $P_{O,r}$ die Summe aus den Hauptflüssen der Statorfeldoberwellen $B_{s\nu}$ (vgl. $\Delta U_1 \sim k_h \cdot I_{m\nu}$ in Abbildung 4.14) und dem Spaltstreufloss $\Phi_z(x,t)$ (vgl. $\Delta U_2 \sim K_{ZK} \cdot I_{r\nu}$ in Abbildung 4.14) verwendet. Während die Hauptfelder des Stators $B_{s\nu}$ rein radial (normal zur Rotoroberfläche) verlaufen, kommen durch die Überlagerung des Spaltstreuflosses $\Phi_z(x,t)$ tangentielle Feldkomponenten hinzu. Wie Abbildung 4.51 zeigt, treten im Zahnkopf des Rotors in jedem Betriebspunkt, aber besonders bei großen Schlupfwerten $s > 25\%$, tangentielle Feldkomponenten auf. Die Feldoberwellen $B_{s\nu}$, die sich über den Zahnkopf schließen, werden bei der Berechnung der radialen Feldkomponente $B_{s\nu}$ (vgl. Abschnitt 4.3.2) durch den Kopplungsfaktor η_ν reduziert und bei der Berechnung des Spaltstreuflosses $\Phi_z(x,t)$ mit erfasst. Für die Berechnung des Spaltstreuflosses $\Phi_z(x,t)$ gemäß *Weppler* [34] wird vereinfachend ein dreieckförmiger Feldverlauf in den Zahnköpfen angenommen. Die Berechnung hängt maßgeblich von den Winkeln zwischen den Feldlinien und der Rotor- bzw. Statoroberfläche ab (Abbildung 4.61). Dieser Winkel wird in [34] als Feldlinienwinkel ρ_s bzw. ρ_r im Stator bzw. Rotor bezeichnet. *Weppler* gibt Formeln zur Berechnung der Feldlinienwinkel für verschiedene

Nutformen des Stators und Rotors an. Für alle weiteren Nutformen sind im Berechnungsprogramm *KLASYS* Eingabefelder zur Eingabe von Feldlinienwinkeln aus Erfahrungswerten oder FEM-Berechnungen vorgesehen. Gemäß [34] wird bei unterschiedlichen Feldlinienwinkeln ρ_s bzw. ρ_r immer der kleinere von beiden Werten verwendet, da dieser maßgeblich für die Berechnung der Flussdichten im Zahnkopf ist. Abbildung 4.61) zeigt am Beispiel des Motors AH160 im Kurzschlussbetrieb ($s = 1$) die Ermittlung der Feldlinienwinkel ρ_s und ρ_r über die FEM. Bei den hier betrachteten Testmotoren liegen die Werte im Bereich von 20° - 30° , was zeigt, dass der Spaltstreiffluss $\Phi_Z(x,t)$ im Wesentlichen tangential im Zahnkopf verläuft.

Im Stator werden gemäß den Ausführungen zu den Flusspulsationen aus Abschnitt 4.5.4.1 zur Berechnung der Stator-Oberflächenverluste $P_{O,r}$ die Rotoroberfelder $B_{r\mu}$, die Statorhauptfelder B_{sv} und im Fall eines Eckzahns auch das Nutstreufeld im Zahnkopfbereich dem Zick-Zack-Streufeld $\Phi_Z(x,t)$ überlagert.

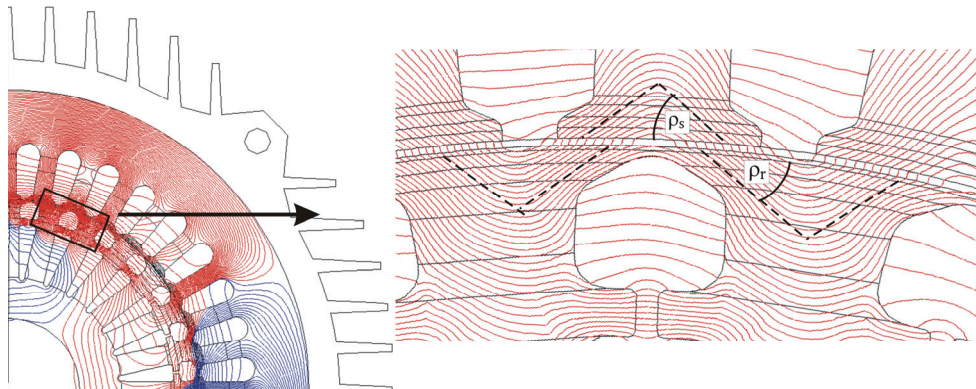


Abbildung 4.61: Veranschaulichung des Spaltstreifflusses $\Phi_Z(x)$ zum Zeitpunkt $t = 0$ s des Motors AH160 im Kurzschlussbetrieb bei $U_N = 400$ VY (*FLUX2D*). *Weppeler* [34] beschreibt den gesättigten Spaltstreiffluss $\Phi_Z(x)$ vereinfachend als dreieckförmig in Abhängigkeit vom Feldlinienwinkel $\rho = \min[\rho_s, \rho_r]$.

Taegen beschreibt in [89] ein analytisches Verfahren zur Berechnung der Oberflächenverluste in der Rotoroberfläche $P_{O,r}$ bei beliebigem Lastzustand der Maschine in Abhängigkeit der im Zahnkopf durch die Feldoberwellen hervorgerufenen Flussdichten B_v . Es basiert auf der Arbeit von *Dreyfus* [90] und erweitert die Berechnung, die in [90] nur unter Berücksichtigung der nutharmonischen Oberwellen ν_Q durchgeführt wurde, für das komplette Spektrum an Oberwellen. Auch hier ergeben sich bei geschrägten Rotoren (wie bei den Flusspulsationsverlusten in den Zahnschäften des Rotors) durch Reduktion der dämpfenden Wirkung des Läuferkäfigs eine Steigerung der Ummagnetisierungsverluste in den Zahnschäften (siehe Tabelle 4.11). Die Methode [89] (siehe dazu auch [31]) berücksichtigt den Einfluss der Rotornutschlitze s_{Qr} und wird durch Verwendung von Korrekturfunktionen aus [89, 90] um den Fall gesättigter Nutöffnungen erweitert.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass es durch das Abdrehen des Rotors bei Motoren mit geschlossenen Nuten und durch Gratbildung beim Stanzen der Bleche zu einer teilweisen Überbrückung der Blechebenen kommen kann, wodurch sich die Wirbelströme I_{Ft} , verursacht durch die Felder im Rotorzahnkopf auch in axialer Richtung ausbreiten können und die zusätzlichen Ummagnetisierungsverluste dadurch ansteigen. *Richter* gibt in [29] eine empirische Näherungsformel zur Beschreibung der Oberflächenverluste des Rotors $P_{O,r}$ an, die den Rotor als massiven Eisenzylinder verwendet und mit einem Korrekturfaktor aus Messergebnissen näherungsweise den Anteil gebrückter Blechebenen beschreibt. Die Messungen ergaben gegenüber einem massiven Eisenzylinder einen Anteil von 8 %...13 % Prozent je nach Blechdicke. Da heutzutage die Produktionswerkzeuge soweit fortgeschritten sind, dass der Anteil der gebrückten Bleche deutlich niedriger anzusetzen ist, werden axiale Wirbelströme bei der Betrachtung hier vernachlässigt.

4.5.5. Luft- und Lagerreibung

Die Reibungsverluste P_{fr+w} setzen sich aus der Summe der Reibungsverluste in den beiden Kugellagern, der Luftreibungsverluste des Wellenlüfters und der Luftreibungsverluste aufgrund von Verwirbelungen

im sehr schmalen Luftspalt zusammen. Zur Abschätzung der Luftreibungsverluste werden in [91, 92, 93] empirische Formeln angegeben. Die Verluste durch Reibung der Kugellager sind sehr vom Verschleißzustand der eingesetzten Kugellager abhängig. Daher ist eine exakte Vorausberechnung schwierig und kann in den in [91, 92, 94] vorgestellten Abschätzungsformeln nur bei Kenntnis der korrekten Reibbeiwerte der Lager ermittelt werden (vgl. Abschnitt 6.3.2). Diese sind wiederum abhängig von den eingesetzten Schmiermitteln, der Betriebstemperatur und dem Alterungszustand der Kugeln und des Schmierstoffs [95]. Noch schwieriger ist die exakte Vorausberechnung der Luftreibungsverluste des Wellenlüfters. Da diese stark von der Geometrie der Lüfterflügel abhängen und kubisch mit der Drehzahl n ansteigen, sind analytische Berechnungen nur schwer möglich, und es müssten zeitintensive 3D-FEM-Untersuchungen des Strömungsverhaltens vorgenommen werden. Bei den hier untersuchten Motoren handelt es sich um 4-polige Asynchronmotoren mit einer Leerlaufdrehzahl n_{syn} von 1500 min^{-1} , weswegen die Luft- und Lagerreibungsverluste $P_{\text{fr+w}}$ eine untergeordnete Rolle spielen. Daher wird auf einen unverhältnismäßig hohen Aufwand zur Vorausberechnung der Reibungsverluste $P_{\text{fr+w}}$ verzichtet. Es werden in der Verlustbilanz in Tabelle 4.11 die Reibungsverluste $P_{\text{fr+w}}$ der Motoren aus den Messergebnissen der Mastermotoren verwendet und auf die jeweiligen Betriebsdrehzahlen umgerechnet. Dabei ist zu beachten, dass nur die Reibungsverluste durch die Kugellager sich linear mit der Drehzahl $\sim n$ verändern, während die Verlustleistung der Luftreibung kubisch mit der Drehzahl $\sim n^3$ ansteigt. Die in KLASYS verwendete lineare Umrechnung der gesamten Reibungsverluste im Leerlauf auf die jeweilige Bemessungsdrehzahl führt im untersuchten Drehzahlbereich allerdings nur zu relativ kleinen Fehlern bezogen auf die Gesamtverluste.

4.5.6. Messung des Wirkungsgrads und der Kurzschlusskennlinien

Zur Messung des Wirkungsgrads η gemäß [96] Methode 1 wurde der in Abbildung 4.62 zu sehende Versuchsstand aufgebaut. Durch den „Input-output“-Test [96, 97, 98] werden direkt über die Messung der elektrischen Eingangsgrößen und der mechanischen Ausgangsgrößen über den Quotienten aus elektrischer Eingangsleistung P_e und mechanischer Ausgangsleistung P_m der direkte Wirkungsgrad $\eta_{\text{direkt}} = P_m / P_e$ der Antriebe bestimmt. Bei dieser Methode haben Messfehler sowohl auf der Eingangs- als auch auf der Ausgangsseite einen relativ großen Einfluss auf das Messergebnis, so dass selbst bei der Beachtung der in der Norm vorgegebenen Messtoleranzen für die jeweiligen Messgrößen u. U. eine erhebliche Abweichung von gemessenen zu realen Wirkungsgraden η entsteht (vgl. [18]).

$$\eta_{\text{direkt}} = \frac{P_m + \Delta E_{\text{mess,m}}}{P_e + \Delta E_{\text{mess,e}}} \quad \text{mit } \Delta E_{\text{mess,m/e}} \text{ als Messfehler zwischen dem wahren Wert und dem} \quad (4.189)$$

mechanischen/elektrischen Messwert.

Gerade bei den engen Abstufungen zwischen den Wirkungsgradklassen IE2, IE3 und IE4 (siehe Abschnitt 3.2.2) können derartig große Messungenauigkeiten nicht toleriert werden, weil dies in vielen Fällen zu einer falschen Einstufung der Motoren führen würde. Deswegen wird von den meisten Herstellern das ebenfalls in [96] beschriebene indirekte Messverfahren zur Bestimmung des Wirkungsgrads η von KLASM verwendet („Residual losses“-Verfahren). Bei diesem Verfahren wird durch Messung der elektrischen Eingangsleistung P_e und durch Abzug der rechnerisch aus den Messgrößen ermittelten Reibungs-, Ummagnetisierungs-, Stromwärme- und lastabhängigen Zusatzverlusten die Ausgangsleistung P_m berechnet. Der Fehler $\Delta E_{\text{mess,m}}$ der mechanischen Messgrößen, der im Wesentlichen aus dem Messfehler der (messtechnisch anspruchsvollen) Drehmomentmessung besteht, kann somit minimiert werden, da er nur bei der Bestimmung der lastabhängigen Zusatzverluste wirkt, und wird durch einen i. A. geringeren Gesamtfehler bei der Verlustbestimmung $\Delta E_{\text{mess,e}} \pm \Delta E_{\text{mess,v}}$ ersetzt:

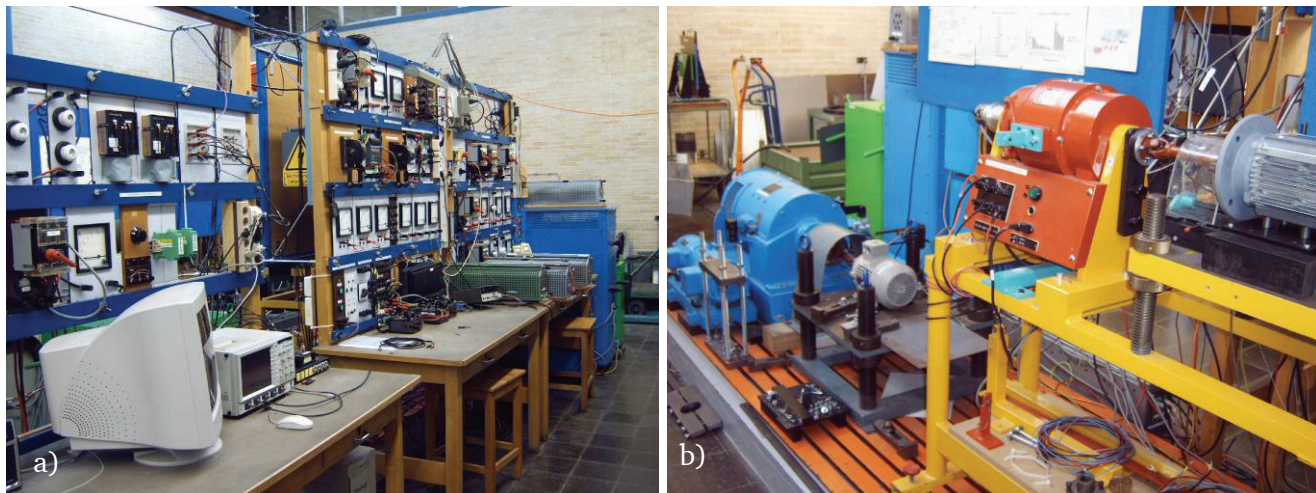


Abbildung 4.62: Versuchsstand zur Messung des Wirkungsgrads η gemäß [96]. a) Bedienteil zur Einstellung der AC-Spannungen über einen Drehregler und der Belastung über ein Dynamometer (Pendelmaschine) sowie eine automatisierte Datenerfassung elektrischer, thermischer und mechanischer Messgrößen [99]. b) Lastmaschinen: Hinten links (blau): DC-Maschine; $P_N = 20 \text{ kW}$ bei 1500 min^{-1} , $I_{aN} = 91 \text{ A}$. Vorne links: DC-Maschine; $P_N = 1 \text{ kW}$ bei 3000 min^{-1} , $I_{aN} = 4,4 \text{ A}$.

$$\eta_{\text{indirekt}} = \frac{P_e - P_d + \Delta E_{\text{mess,e}} \pm \Delta E_{\text{mess,v}}}{P_e + \Delta E_{\text{mess,e}}} \quad (4.190)$$

Zusätzlich bietet diese Messung nicht nur die Bestimmung der einzelnen Verlustkomponenten, die mit Berechnungsergebnissen verglichen werden können, sondern auch über die Bestimmung der lastabhängigen Zusatzverluste $P_{\text{zus,Last}}$, die etwa linear über dem Quadrat der Abgabeleistung P_m ansteigen, und das Bestimmtheitsmaß des gemessenen Kurvenverlaufs $P_{\text{zus,Last}}(P_m)$ aus einer Regressionsrechnung die Möglichkeit der Einschätzung der Güte einer Messung. Sollte das Bestimmtheitsmaß nach Streichung maximal eines von sechs Messpunkten (z.B. 1/4-, 2/4-, 3/4-, 4/4-, 5/4- und 6/4- Bemessungslast) unter 95 % liegen, ist die Messung laut Norm nicht brauchbar und muss (eventuell mit Verbesserung der Messgenauigkeit) wiederholt werden. Somit wird die Vergleichbarkeit der Messungen erhöht, weswegen in dieser Arbeit diese indirekte Messmethode verwendet wird.

Zur Ermittlung der mittleren Wicklungstemperaturen ϑ_m wird nach dem Erwärmungslauf, der Teil des Messverfahrens in [96] ist, während des Abkühlens der Motoren ein Abgleich der lokalen Temperaturen an den Messstellen der Wicklung ϑ_{mess} mit den über die Widerstandsmessung mit dem Gerät *Resistomat 2316* der Firma *Burster* zurück gerechneten Temperaturwerten vorgenommen (vgl. [96]). Die Erfassung des Wicklungswiderstands erfolgt zeitgleich zu der Temperaturmessung über den PC, wodurch zu jeder Zeit ein Bezug zwischen der lokal in der Wicklung gemessenen Temperatur ϑ_{mess} und der über die gemessenen Widerstände berechneten mittleren Wicklungstemperatur ϑ_m vorgenommen werden kann. Über die Extrapolation des Verhältnisses der betrachteten Temperaturen $\vartheta_m/\vartheta_{\text{mess}}$, ausgehend von der aus dem ersten Messwert ermittelten mittleren Wicklungstemperatur ϑ_m nach dem Abschalten (z.B. 5 s nach dem Abschalten wie in Abbildung 4.63) bis zum Ausschaltzeitpunkt $t = 0 \text{ s}$ (Abbildung 4.63), kann ein Korrekturfaktor $\vartheta_m/\vartheta_{\text{mess}}$ bestimmt werden, mit dem die Messwerte der Sensoren in der Wicklung ϑ_{mess} zur Ermittlung der mittleren Wicklungstemperatur ϑ_m während des Erwärmungslaufes korrigiert werden können und der auch für die Korrektur der während des Leerlauf- und Belastungstests gemessenen Temperaturwerte verwendet wird.

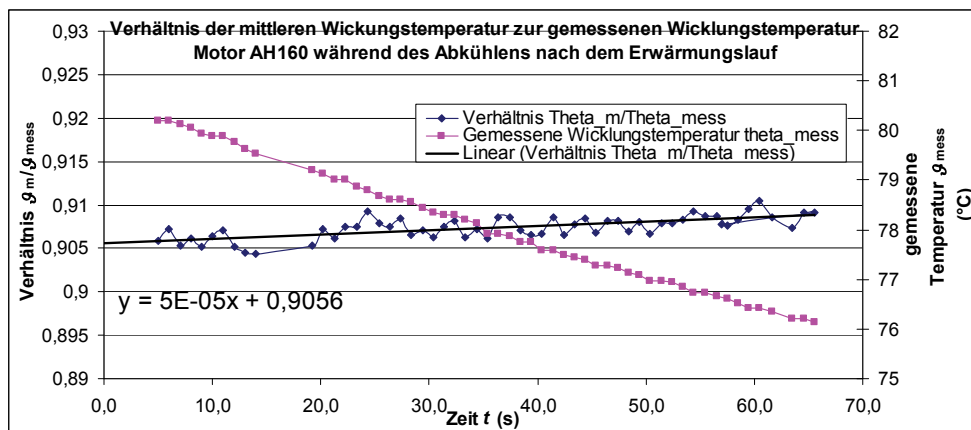


Abbildung 4.63: Ermittlung des Korrekturfaktors $\vartheta_m/\vartheta_{mess}$ aus der Abkühlkurve nach dem Erwärmungslauf des Motors AH160. Die Umbauzeit für die Messung des Widerstandes nach Spannungsfreischaltung und Abbremsung der Maschine beträgt ca. 5 s ($t=0$ s: Abschaltzeitpunkt).

Für die Durchführung der indirekten Messung sind Messungen im Leerlauf und in sechs Belastungspunkten nötig. Die Lastpunkte werden über die Pendelmaschine angefahren (Abbildung 4.62). Bei der Methode 1 in [96] wird sowohl bei der direkten als auch bei der indirekten Wirkungsgradbestimmung eine Messung des Drehmoments M gefordert. Die Realisierung erfolgt hier über eine drehbar gelagerte Pendelmaschine, die über eine Kraftmessdose und einen definierten Hebelarm an das Fundament befestigt wird (Abbildung 4.64a). Um die in der Norm geforderte Drehmomentmessgenauigkeit von unter $\pm 0,2\%$ des Messbereichs zu gewährleisten, wurde vor jeder Messung eine Kalibrierung mit Referenzmassen vorgenommen (Abbildung 4.64b). Die prinzipbedingte Fehlerhysterese aufgrund der Dehnungsmessstreifen in der Kraftmessdose wird durch Korrektur der Messwerte mit Hilfe einer Ausgleichsgeraden kompensiert, um die Messgenauigkeit weiter zu erhöhen (Abbildung 4.64c). Die zeit-synchrone Aufzeichnung aller elektrischen, thermischen und mechanischen Größen, die für die Analyse der Verlustbilanz der zu vermessenden Maschine benötigt werden, geschieht automatisiert über das in [99] vorgestellte Messsystem. Zur Überprüfung der daraus ermittelten lastabhängigen Zusatzverluste $P_{zus,Last}$ wird zusätzlich eine Messung nach dem „Eh-Stern“-Verfahren, das auf [100] zurückgeht und in [101, 102, 103] näher erläutert wird, durchgeführt. Die Ermittlung der lastabhängigen Zusatzverluste $P_{zus,Last}$ ist der kritischste Punkt bei der Ermittlung des Wirkungsgrades η , da die Ungenauigkeiten in der Messkette und hier besonders die Toleranzen der Drehmomentmessung sich stark auf das Ergebnis auswirken. Bei der hier durchgeführten Untersuchung für die beiden Testmotoren AH80 und AH100 hat sich herausgestellt, dass die Messergebnisse, ermittelt gemäß Methode 1 in [96], mit den Ergebnissen der Eh-Stern-Messmethode vergleichbar sind (siehe Abbildung 4.68b).

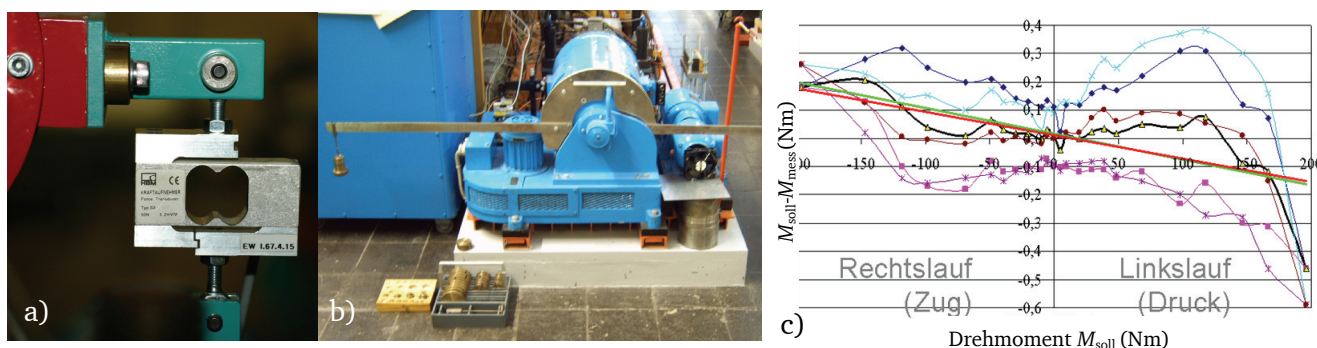


Abbildung 4.64: a) Kraftmessdose zur Messung des über die Welle an die drehbar gelagerte Pendelmaschine übertragenen Drehmoments b) Aufbau zur Kalibrierung der Drehmomentmessung c) Fehlerhysterese der Drehmomentmessung: Teilweise Kompensierung des Fehlers durch eine Ausgleichsgerade, die sich aus der mittleren Abweichung in jedem Messpunkt des Messbereichs ergibt. Im Bild wurde die Fehlerhysterese zweimal hintereinander gemessen.

4.5.7. Vergleich zwischen FEM-Berechnung, Messung und analytischer Berechnung einiger Verlustkomponenten

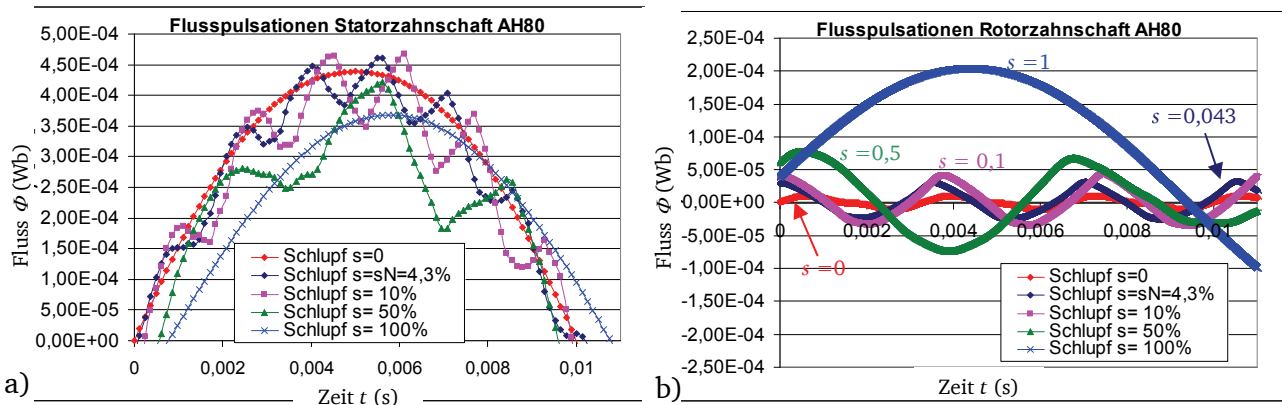


Abbildung 4.65: Analytisch mit *KLASYS* berechnete Flusspulsationen in verschiedenen Belastungspunkten des Motors AH80 a) im Statormittelzahn b) im Rotorzahn am Übergang von Zahnkopf zum Zahnschaft (ohne Grundwelle; vgl. pos. 3 in Abbildung 4.57b).

Tabelle 4.11 zeigt die analytisch und numerisch berechnete Leistungsbilanz der Motoren AH80 und AH100 im Bemessungsbetrieb im Vergleich mit den Messergebnissen. Da in der 2D-FEM-Simulation der Einfluss der Schrägung nicht berücksichtigt werden kann, wird zum Vergleich eine analytische Rechnung ohne Schrägung eingefügt. Die Messergebnisse der geschrägten Motoren sind mit den analytischen Rechnungen mit Schrägung $b_{sk} = \tau_{Qr}$ zu vergleichen. Da es unmöglich ist, die einzelnen Komponenten der Zusatzverluste P_{zus} gemäß Tabelle 4.10 zu messen, kann an dieser Stelle nur ein Vergleich der einzelnen Komponenten zwischen analytischer und numerischer Rechnung der ungeschrägten Motoren durchgeführt werden.

In [21] wird ausführlich erläutert, wie die wesentlichen Zusatzverlustkomponenten mit Hilfe der FEM-Berechnungen ermittelt werden können. Im Falle der Zusatzverluste durch die Flusspulsationen in den Stator- und Rotorzähnen $P_{p,s}$ bzw. $P_{p,r}$ (siehe Abbildung 4.65a bzw. b) werden aus der FFT der numerische berechneten Flussdichteverläufe entlang der Zähne mit Hilfe der *Steinmetz*-Formel (Gleichung (4.177)) und den entsprechenden Wirbelstrom- und Hysterese-Verlustkoeffizienten für die Grundwelle die Verluste für die Ummagnetisierung durch die Oberwellen der Flussdichte ermittelt. Die Verwendung konstanter Verlustkoeffizienten stellt eine Vereinfachung dar, weil, wie in [81] besprochen wird, die Verlustkoeffizienten für die höheren Ordnungszahlen größer werden. (vgl. Abschnitt 4.5.3). Der Einfluss der Bearbeitung der Blechpakete (vorwiegend Stanzen) wird analog zu den analytischen Berechnungen durch veränderte $B(H)$ -Kennlinien und Verschlechterungsfaktoren bei der Berechnung der Ummagnetisierungsverluste P_{Fe} berücksichtigt (vgl. Abschnitt 4.2).

Abbildung 4.66 zeigt die Verläufe der analytisch und numerisch ermittelten Zusatzverluste durch Feldoberwellen in den Zähnen von Stator und Rotor $P_{O,s/r} + P_{p,s/r}$ im Schlupfbereich von $s = 0\% - 70\%$ im Fall von ungeschrägten Rotornuten. Für höhere Schlupfwerte ist eine Trennung der Oberwellen von der Grundwelle in der FFT aufgrund der Angleichung der Rotorfrequenz $f_{rv} = s_v \cdot f_s$ an die Statorfrequenz f_s nicht mehr einwandfrei möglich (vgl. Abbildung 4.65). Es zeigt sich, dass die Verläufe vergleichbar sind und die analytische Berechnung durch die numerischen Ergebnisse weitestgehend bestätigt werden. Besonders für die Verluste in den Statorzähnen ergeben sich gerade im Bereich des Bemessungsbetriebs gute Übereinstimmungen.

Abbildung 4.67a) zeigt die berechneten Zusatzverluste durch Rotoroberströme $P_{Cu,r,os}$, berechnet mit den ungeschrägten Motoren AH80 und AH100. Hier werden die Stromwärmeverluste $P_{Cu,v} = 3R_{rv} \cdot I_{rv}^2$ der Rotoroberströme I_{rv} bis zum 2. Nutharmonischenpaar des Stators ($v = -35, 37$) addiert. Bei der numerischen Berechnung der Stromwärmeverluste $P_{Cu,v}$ wurden die Amplituden der Rotoroberströme I_{rv} numerisch berechnet, während die Rotorwiderstände R_{rv} analytisch berechnet wurden. Die Widerstandserhöhung durch die Stromverdrängung wurde dabei näherungsweise für einen rechteckförmigen Leiter gemäß Abschnitt 4.1.7 ermittelt. Vergleicht man die analytischen Berechnungsergebnisse für den

Fall geschrägter Rotoren mit denen ungeschrägter Rotoren (Tabelle 4.11), so fällt auf, dass diese Werte größer sind, obwohl die Amplituden der Rotoroberströme $\hat{I}_{r,v}$ in einer kompletten Rotormasche mit dem Schrägungsfaktor χ_v kleiner werden. Durch die sehr geringen Querwiderstände R_q (vgl. Abschnitt 4.4.3) der Motoren AH80 und AH100 können zwar die Querstromzusatzverluste $P_{q,r}$ gering gehalten werden, es kommt aber zu erheblichen Querströmen $I_{q,v}$, so dass die Ströme im Stab $I_{\text{Stab},v}$ und damit die Zusatzverluste durch Rotoroberströme $P_{\text{Cu},r,os}$ deutlich ansteigen.

Tabelle 4.11: Analytisch mit *KLASYS* berechnete Leistungsbilanz im Bemessungsbetrieb im Vergleich zu den FEM-Ergebnissen (*FLUX2D*-Zeitschrittverfahren, $B(H)$ -Kurven wie in analytischer Rechnung mit Verschlechterung durch das Stanzen) und Messergebnissen der beiden Mastermotoren AH80 und AH100 nach IEC-Norm [96] Methode 1. Zur Berechnung der Stromwärmeverluste wurden die gleichen Temperaturen wie bei den Messungen verwendet. Die Verschlechterungsfaktoren der analytischen und numerischen Berechnung der Ummagnetisierungsverluste sind gleich. Die Ummagnetisierungsverluste P_{Fe} sind die über die Verlustformel (4.177) berechneten Werte. Zum Vergleich mit den Messergebnissen werden die in Anlehnung an das Messverfahren umgerechneten Ummagnetisierungsverluste $P_{Fe,IEC}$ (4.193) und Leerlauf-Zusatzverluste $P_{zus,0}(s=s_N)$ (4.194) in der analytischen Berechnung verwendet.

Verluste	AH80			AH100				
	KLASYS		FLUX2D	Messung	KLASYS		FLUX2D	Messung
	geschrägt	ungesch.	ungeschrägt	geschrägt	geschrägt	ungesch.	ungeschrägt	geschrägt
U_N (V)	400 Y	400 Y	400 Y	402 Y	400 Y	400 Y	400 Y	400 Y
I_N (A)	1,72	1,69	1,75	1,73	4,66	4,55	4,57	4,5
$\cos \varphi_N$	0,78	0,78	0,79	0,78	0,81	0,82	0,79	0,8
P_e (W)	922,4	914,9	939	941	2608	2596,3	2573	2572
$P_{\text{Cu},s}$ (W)	91,93	88,91	95,27	92,2	182,9	174,4	175,9	175,3
P_{Fe} (W)	17	16,99	16,7	-	42,44	43,03	42,9	-
$P_{Fe,IEC} + P_{zus,0}(s=s_N)$ (W)	27,9	26	-	33,1	59,6	59,1	-	58,8
$P_{\text{Cu},r}$ (W)	36,63	35,63	43,1	37,1	121,76	121,76	122,8	118,6
P_{fr+w}	6,56	6,57	6,56	6,48	7,4	7,4	7,4	8,2
$P_{\text{Cu},r,os}$ (W)	6	3,9	2	-	8,4	6,4	7,3	-
$P_{p,s}$ (W)	5,74	6,59	6,64	-	9,19	13,13	15	-
$P_{O,s}$ (W)	1,64	1,58		-	4,21	5,58		-
$P_{p,r}$ (W)	0,05	0,11	5,34	-	0,21	0,21	13,8	-
$P_{O,r}$ (W)	6,36	6,08		-	14,68	13,7		-
$P_{q,r}$ (W)	1,25	0	0	-	2,89	0	0	-
$P_{\text{Cu},s,os} + P_{\text{Cu},s,sv}$ (W)	0,02	0,02	0	-	0,05	0,05	0	-
$P_{zus,Last}$ (W)	8,6	8,9	8,2	8	21,1	21,4	15,3	17,5
P_d (W)	173,2	166,4	175,6	176,9	394,1	385,7	371,3	378,4
P_m (W)	749,2	748,5	763,4	764,1	2213,9	2210,6	2201,7	2194
M (Nm)	5	5	5,1	5,1	14,9	14,8	14,75	14,7
N (min^{-1})	1431,5	1433,2	1428,6	1433,1	1421,3	1422,8	1425,3	1425,1
η (%)	81,3	81,8	81,3	81,2	84,9	85,1	85,5	85,2

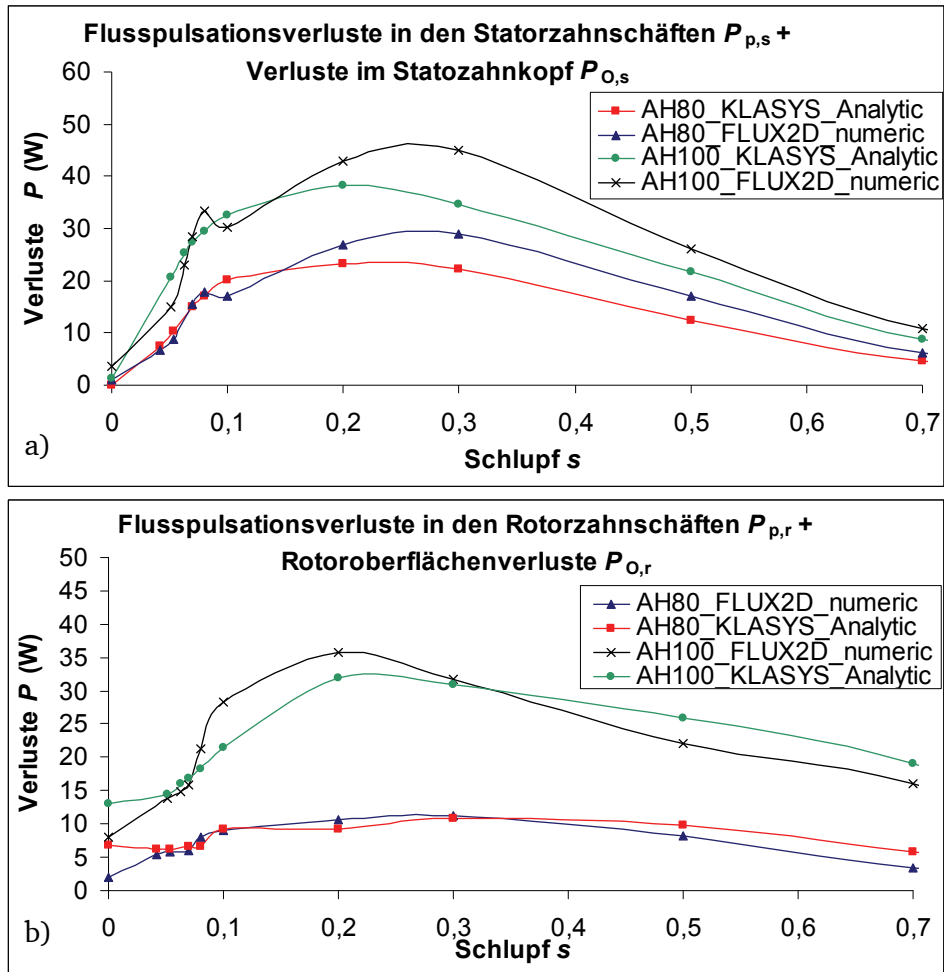


Abbildung 4.66: Analytische und numerische Berechnung der zusätzlichen Ummagnetisierungsverluste $P_{O,s/r} + P_{p,s/r}$ der Motoren AH80 und AH100 ohne Schrägung bei unterschiedlichen Belastungen a) in den Statorzahnkäufen und –Zahnköpfen $P_{p,s} + P_{O,s}$ b) in den Rotorzahnkäufen und –Zahnköpfen $P_{p,r} + P_{O,r}$ ($U_N = 400$ VY; $f_s = 50$ Hz).

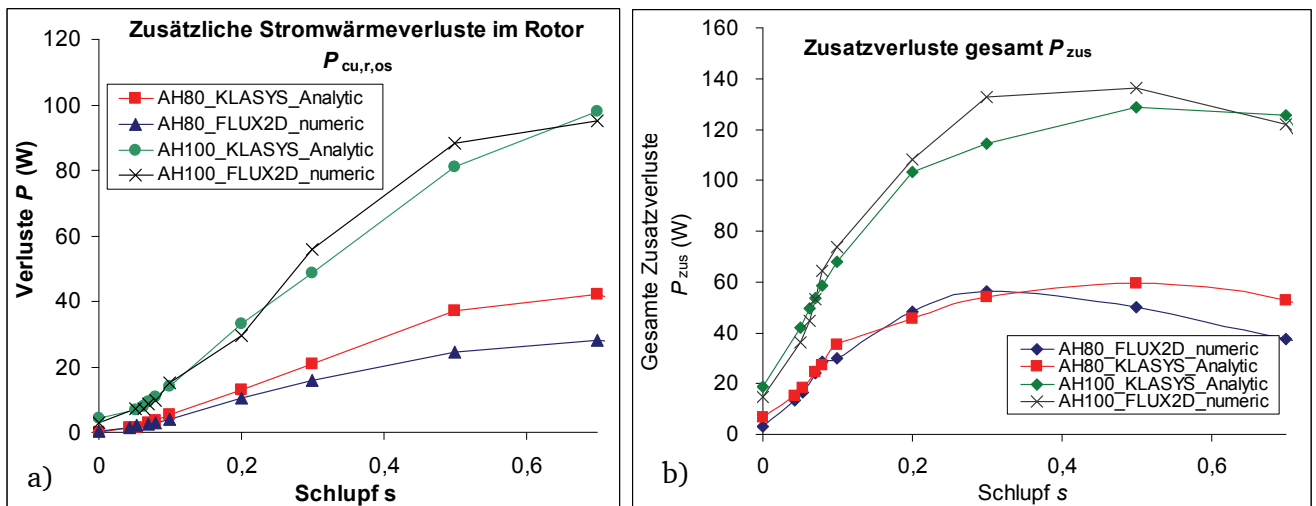


Abbildung 4.67: Vergleich der numerisch und analytisch berechneten a) Zusatzverluste durch Rotoroberströme $P_{Cu,r,os}$ der Motoren AH80 und AH100 ohne Schrägung bei unterschiedlichen Belastungen b) Gesamte Zusatzverluste (Zusatzverluste durch Ummagnetisierung der Zähne im Stator und Rotor $P_{O,s/r} + P_{p,s/r}$ und Zusatzverluste durch Rotoroberströme $P_{Cu,r,os}$) der Motoren AH80 und AH100 ohne Schrägung ($U_N = 400$ VY; $f_s = 50$ Hz).

Obwohl im Leerlauf durch die Stator-Grundwelle $B_{s\nu=1}$ keine Ströme $I_{r\nu=1}$ in den Rotor induziert werden und daher im Leerlauf keine Stromwärmeverluste $P_{Cu,r}$ durch die Rotorstromgrundschwingung (siehe Abbildung 4.70b) auftreten, können durch die Statoroberwellen mit dem Schlupf $s_\nu = 1 - \nu \cdot (1 - s)$ (vgl. Gleichung (4.73)) Ströme $I_{r\nu \neq 1}$ induziert werden, die zusätzliche Stromwärmeverluste $P_{Cu,r,os}$ verursachen. Daher sind die Werte beim Schlupf $s = 0$ nicht Null, und die Zusatzverluste im Leerlauf $P_{zus,0}$ werden (wenn auch nur leicht) erhöht.

Abbildung 4.68a) und b) zeigen die über den Input-Output-Test gemäß [96] Methode 1 („Residual losses“-Verfahren) gemessenen lastabhängigen Zusatzverluste $P_{zus,Last}$ im Vergleich mit den Berechnungsergebnissen. Es ergeben sich sowohl aus den FEM-Berechnungen als auch aus den analytischen Berechnungen mit geschrägtem und ungeschrägtem Rotor mit den Messungen vergleichbare Ergebnisse.

Zur analytischen und numerischen Berechnung der lastabhängigen Zusatzverluste $P_{zus,Last}$ wurden von den gesamten Zusatzverlusten $P_{zus}(s = s_N)$ in den jeweiligen Arbeitspunkten die umgerechneten Leerlauf-Zusatzverluste $P_{zus,0}(s = s_N)$ abgezogen. Für die Umrechnung wurden in Anlehnung an das Messverfahren die im Leerlaufbetrieb berechneten Zusatzverluste $P_{zus,0}(s = 0)$ über die quadratische Abhängigkeit von der Hauptfeldspannung U_h für jeden Betriebspunkt ermittelt:

$$P_{zus,Last}(s = s_N) = P_{zus}(s = s_N) - P_{zus,0}(s = s_N) = P_{zus}(s = s_N) - P_{zus,0}(s = 0) \cdot \left(\frac{U_h}{U_{h,0}} \right)^2. \quad (4.191)$$

Abbildung 4.68 zeigt, dass die lastabhängigen Zusatzverluste $P_{zus,Last}$ bei der analytischen Berechnung mit Schrägung bei steigenden Belastungen im Vergleich zum ungeschrägten Fall größer werden. Grund hierfür sind die steigenden Querströme I_{qv} , die nicht nur die Querstromzusatzverluste $P_{q,r}$ hervorrufen, sondern wie oben erwähnt auch die Zusatzverluste durch Rotoroberströme $P_{Cu,r,os}$ erhöhen. Zu beachten ist, dass die (vergleichbar kleinen) Verluste durch die Flusspulsationen in den Rotorzähnen $P_{p,r}$ bei geschrägten Rotoren u. U. ansteigen, da gemäß den Untersuchungen in [41, 66, 85] die dämpfende Wirkung der Rotoroberströme I_{rv} geringer ist und ein tieferes Eindringen der Statoroberfelder in die Rotorzähne begünstigt wird. Durch die Schrägung verringert werden dagegen die Flusspulsationsverluste in den Statorzähnen $P_{p,s}$, da die Feldoberwellen des Rotors $B_{r\mu}$ proportional zum Schrägungsfaktor χ_ν kleiner werden. Auch wenn die Schrägung in Summe bei Motoren mit sehr kleinen Querwiderständen R_q zu einer Erhöhung der Verlustleistungen führt, können die Rotoroberströme in der gesamten Rotormasche I_{rv} und damit die Rotoroberfelder $B_{r\mu}$ und die parasitären Kräfte zwischen Stator- und Rotorfeldern reduziert werden. Die Schrägung ist daher für die Beschränkung der Oberwellenmomente und Geräusche unabdingbar.

Abbildung 4.69a) zeigt die analytischen Berechnungen der Ummagnetisierungsverluste der Grundwelle gemäß Abschnitt 4.5.3 im Statorblech $P_{Fe,s}$ im Vergleich mit den Messergebnissen gemäß [96]. Für die kleinen Belastungen während der Messung spielen die Ummagnetisierungsverluste im Rotor $P_{Fe,r}$ wegen den sehr kleinen Rotorfrequenzen $f_r = s \cdot f_s$ keine Rolle. Dabei ist zu beachten, dass die Messwerte für die Ummagnetisierungsverluste in den unterschiedlichen Lastpunkten auch die Leerlauf-Zusatzverluste $P_{zus,0}(s = s_N)$ beinhalten. In [96] werden die Ummagnetisierungsverluste $P_{Fe,0}$ wie folgt aus den Messgrößen des Leerlaufversuchs ermittelt:

$$P_{Fe,0} = P_{e,0} - P_{Cu,s,0} - P_{fr+w}. \quad (4.192)$$

Für die einzelnen Lastpunkte im Belastungsversuch muss in der Norm eine Umrechnung über die entsprechende Hauptfeldspannung U_h erfolgen (vgl. [96]):

$$P_{Fe,IEC} = P_{Fe,0} \cdot \left(\frac{U_h}{U_{h,0}} \right)^2. \quad (4.193)$$

Da in (4.192) die Leerlauf-Zusatzverluste $P_{zus,0}(s = s_N)$ nicht abgezogen werden, müssen sie für den Vergleich der analytisch berechneten Ummagnetisierungsverluste P_{Fe} mit den Messungen zu P_{Fe} addiert

werden. Eine Umrechnung der quadratisch mit der Hauptfeldspannung U_h in den jeweiligen Betriebspunkten fallenden Leerlauf-Zusatzverluste $P_{zus,0}$ erfolgt gemäß Gleichung (4.194):

$$P_{zus,0}(s \neq 0) = P_{zus,0}(s = 0) \cdot \left(\frac{U_h}{U_{h,0}} \right)^2. \quad (4.194)$$

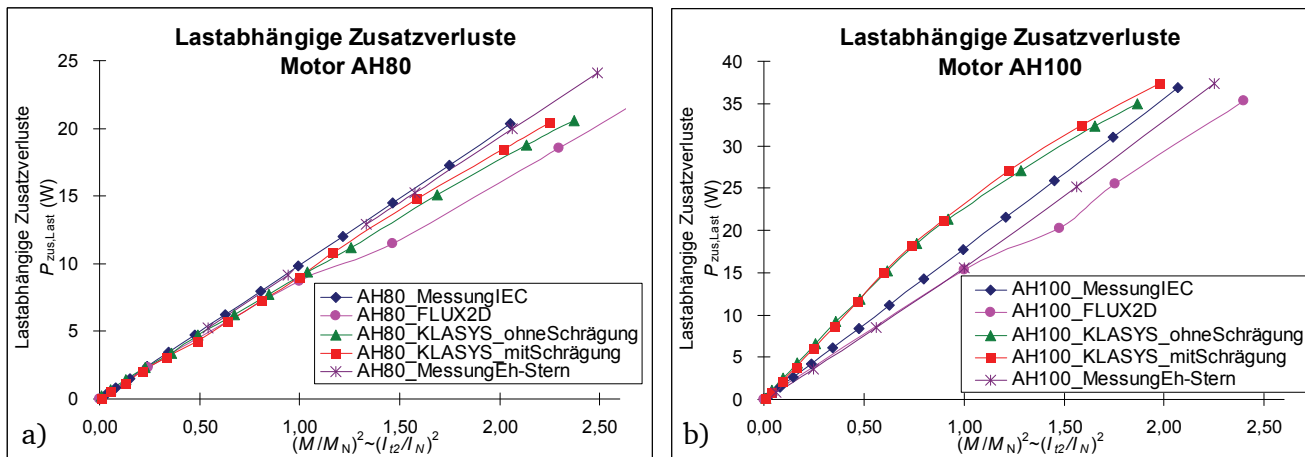


Abbildung 4.68: Vergleich zwischen den analytisch und numerisch berechneten und gemessenen lastabhängigen Zusatzverlusten $P_{zus,Last}$ der Motoren AH80 und AH100 für die Lastpunkte gemäß [96]. Die analytische Berechnung ist mit und ohne Schrägung des Rotors durchgeführt worden. Es werden die lastabhängigen Zusatzverluste, gemessen gemäß der indirekten Messung nach IEC-Norm [96] Methode 1, und die Messwerte gemäß der Eh-Stern Messmethode [100, 101] angegeben ($U_N = 400$ VY; $f_s = 50$ Hz).

Die über die FEM und KLASYS berechneten Verläufe der Ummagnetisierungsverluste des Stators $P_{Fe,s}$ in Abbildung 4.69a) sind für beide Motoren vergleichbar. Die FEM-Berechnungen wurden mit der Rechenoption „Steady State AC Magnetic“ in FLUX2D berechnet. Wie in [104] erläutert wird, bietet diese Methode die Möglichkeit sehr schnell an Ergebnisse für das Grundwellenverhalten der Motoren zu gelangen. Die zeitlich veränderlichen Größen Flussdichte $B(t)$ oder Feldstärke $H(t)$ werden dabei als sinusförmig angenommen, woraus aus einer Energiebetrachtung modifizierte $B(H)$ -Kurven für den AC-Betrieb berechnet werden [104]. Da es physikalisch unmöglich ist, dass die Flussdichte $B(t)$ und die Feldstärke $H(t)$ gleichzeitig im Eisen mit einer nichtlinearen $B(H)$ -Kennlinie sinusförmig sind, wird in unserem Fall angenommen, dass die Flussdichte $B(t)$ sinusförmig ist, was laut [104] für Modelle mit Spannungsquellen zu empfehlen ist. Eine ausführliche Betrachtung der unterschiedlichen Berechnungsoptionen und ihrer Auswirkungen ist in [105] zu finden. Die gemäß Gleichung (4.193) berechneten Ummagnetisierungsverluste $P_{Fe,IEC}$ zuzüglich der auf den jeweiligen Betriebspunkt umgerechneten Leerlauf-Zusatzverluste $P_{zus,0}(s = s_N)$ (4.194) sind vergleichbar mit den Messergebnissen gemäß [96]. Für große Schlupfwerte $s > 30$ % ergeben sich bei der FEM-Berechnung für beide Motoren erhöhte Ummagnetisierungsverluste im Stator $P_{Fe,s}$. Für die gemäß der in Abschnitt 4.5.3 vorgestellten Steinmetz-Formel analytisch berechneten Ummagnetisierungsverluste P_{Fe} des Stators und Rotors $P_{Fe} = P_{Fe,s} + P_{Fe,r}$ ergeben sich für beide Motoren im Schlupfbereich von 0 %-100 % mit den FEM-Berechnungen vergleichbare Ergebnisse (siehe Abbildung 4.69b). Im für die Vermessung der Motoren gemäß [96] relevanten Schlupfbereich von 0 %-10 % zeigen sich nur geringe Abweichungen.

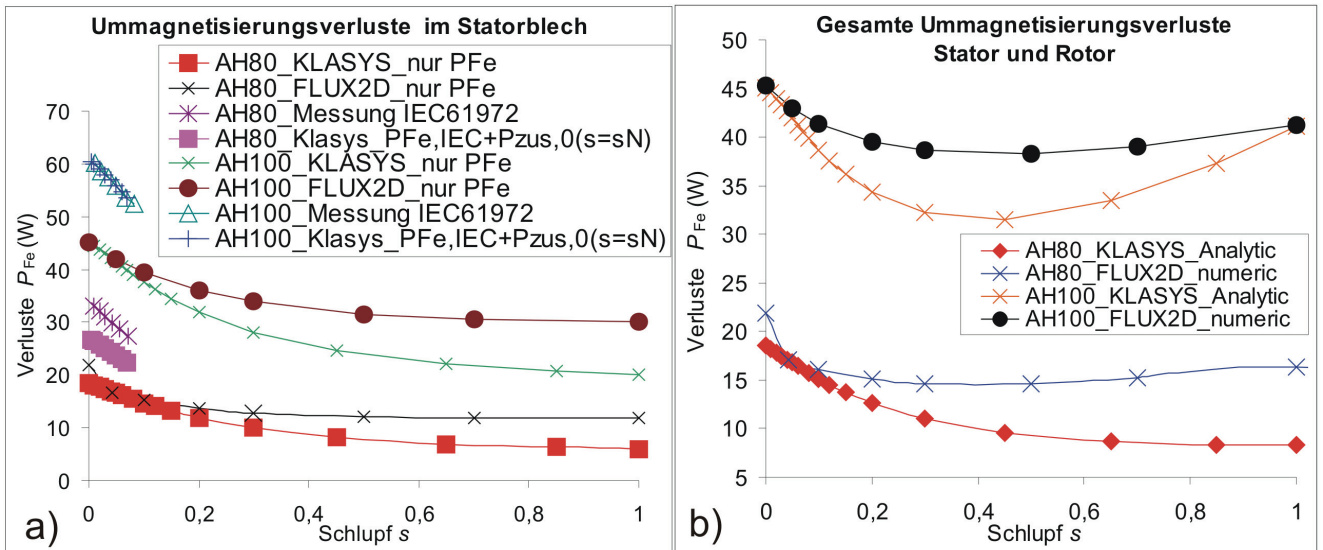


Abbildung 4.69: a) Analytisch (*KLASYS*) und numerisch (*FLUX2D*) berechnete Ummagnetisierungsverluste in den Statorblechen $P_{Fe,s}$ bei verschiedenen Belastungen. Für den Bereich des Bemessungsbetriebs wurden die Messergebnisse gemäß [96] mit den analytisch berechneten Ummagnetisierungsverlusten $P_{Fe,IEC}$ zuzüglich der umgerechneten Zusatzverluste im Leerlauf $P_{zus,0}(s=s_N)$ verglichen b) Analytisch (*KLASYS*) und numerisch (*FLUX2D*) berechnete gesamte Ummagnetisierungsverluste in den Stator- und Rotorblechen P_{Fe} in unterschiedlichen Arbeitspunkten ($U_N = 400$ VY; $f_s = 50$ Hz).

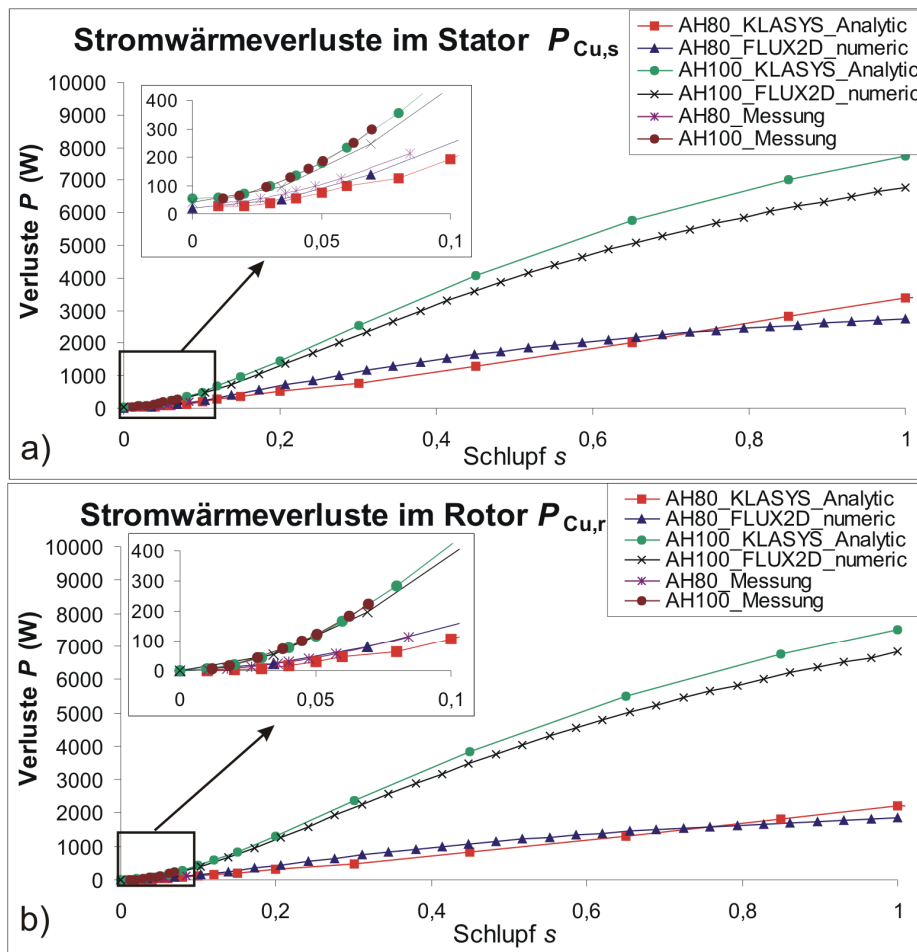


Abbildung 4.70: Numerisch und analytisch berechnete Stromwärmeverluste im a) Stator $P_{Cu,s}$ und b) Rotor $P_{Cu,r}$ der ungeschrägten Motoren AH80 und AH100 im Vergleich mit den Messergebnissen für die Messpunkte gemäß [96] ($U_N = 400$ VY; $f_s = 50$ Hz).

Der Vergleich der FEM-Berechnungen der Stromwärmeverluste im Stator und Rotor $P_{\text{Cu,s}}$ bzw. $P_{\text{Cu,r}}$ zeigt ebenfalls eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den analytischen Ergebnissen, besonders im Bereich des Bemessungsbetriebs. Die größeren Werte für die analytischen Berechnungen bei großen Schlupfwerten im Stator sind auf den fehlenden Einfluss der Ummagnetisierungsverluste auf die Strangströme I_s bei der FEM-Berechnung zurückzuführen. Im Rotor kann der Unterschied mit Abweichungen zwischen analytischer und numerischer Erfassung der Stromverdrängung erklärt werden.