

Diss. ETH Nr. 19776

Optimierung von elektronischen Vorschaltgeräten für Leuchtstoff- und Hochdrucklampen

ABHANDLUNG
Zur Erlangung des Titels
DOKTOR DER WISSENSCHAFTEN
der
ETH ZÜRICH

vorgelegt von

FLORIAN GIEZENDANNER

Dipl.Ing. ETH Zürich
geboren am 29. Juli 1979
von Ebnet-Kappel, Schweiz

Angenommen auf Antrag von:
Prof. Dr. J.W. Kolar, Referent
Prof. Dr. J. Ertl, Korreferent

2011

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 2005-2011 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent an der Professur für Leistungselektronik und Messtechnik an der ETH Zürich.

Ich möchte mich an erster Stelle bei Prof. Dr. Johann W. Kolar für die Gelegenheit bedanken, unter seiner Leitung eine Dissertation in diesem interessanten Fachgebiet durchführen zu können. Ohne seine Anregungen und die kontinuierliche Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Ich danke Prof. Dr. Johann Ertl von der TU Wien für die freundliche Übernahme des Korreferates.

Spezieller Dank gebührt meinem Betreuer Prof. Dr. Jürgen Biela, der mir mit seinem Fachwissen bei Problemen stets weiterhelfen konnte. Ich danke meinen Kollegen am Institut, welche mit ihrer Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonderer Dank gebührt hier Marcelo Heldwein für die Einführung in den Bereich Elektromagnetische Verträglichkeit und Thomas Friedli für unzählige interessante Diskussionen während meinem Doktorat.

Weiterhin möchte ich mich bei Stefan Zudrell-Koch und Eduardo Perreira von der Firma Tridonic für ihre technische Unterstützung bedanken. Besonderer Dank geht an Johann Miniböck, Franz Krenn, Domink Hassler und André Franciosi, die mich in verschiedenen Teilen dieser Arbeit mit dem Aufbau von Prototypen und Messungen unterstützt haben.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei den Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen des Instituts, insbesondere bei Peter Seitz für seine Hilfe bei Hardwarearbeiten.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Vorschaltgeräte für Leuchtstofflampen	1
1.1.1	Invertertopologien	2
1.1.2	PFC-Topologien	4
1.1.3	Zweistufige Vorschaltgeräte	7
1.2	Vorschaltgeräte für Natriumdampf-Hochdrucklampen	8
1.3	Motivation und Gliederung der Arbeit	11
2	Hardwareverbesserungen eines bestehenden Vorschaltgerätes	13
2.1	Erhöhung der PFC-Schaltfrequenz	14
2.2	Gate-Drive	22
2.2.1	Gepulste Gate-Drive Topologien	23
2.2.2	Integrierter Gate-Drive	25
2.3	Symmetrische Schaltungstopologie	32
2.4	Zero-Ripple-Filter	38
3	Optimierung der Induktivitäten	45
3.1	Berechnung der Reluktanzen von Kern und Luftspalt	47
3.2	Verlustberechnung	50
3.2.1	Kernverluste	50
3.2.2	Wirbelstromverluste der Wicklung	54
3.2.3	Berechnung der magnetischen Feldstärke im Wicklungsfenster	56
3.2.4	Litze	61
3.2.5	Verifikation	63
3.3	Parasitäre Kapazität	69
3.4	Implementierung	74
3.5	Optimierung auf Gleichteiligkeit	74

4	EMV-Modellierung	77
4.1	Modellierung des Messaufbaus	78
4.1.1	Modell der Netznachbildung	78
4.1.2	Modell des Messempfängers	79
4.2	Modellierung der PFC-Stufe	85
4.2.1	Berechnung der idealen Strom- und Spannungsverläufe	85
4.2.2	Simulation mit Modulation der Einschaltzeit	87
4.2.3	Modell für Differential-Mode-Störungen	89
4.2.4	Modell für Common-Mode-Störungen	91
4.3	Modellierung der Inverter-Stufe	93
4.3.1	Berechnung des Spannungsverlaufs in der Halbbrücke	94
4.3.2	CM-Modell	95
4.3.3	Bestimmung der parasitären Kapazitäten	96
4.4	Implementierung und Validierung	97
4.4.1	Vergleich mit Messresultaten	98
4.4.2	Noise-Separator	103
5	AC-Chopper-Vorschaltgerät für Natriumdampf-Hochdrucklampen	107
5.1	Beschreibung der Funktion	108
5.2	Auslegung des Resonanzkreises und Frequenzmodulation . . .	112
5.3	Hardware	119
5.4	Zusammenfassung	121
6	Zusammenfassung	123
6.1	Ausblick	125

Kurzfassung

Bei kommerziellen elektronischen Vorschaltgeräten für Leuchtstofflampen hat sich eine zweistufige Schaltungstopologie durchgesetzt, welche aus einem Boostkonverter zur Verbesserung des Leistungsfaktors und einer resonanten Halbbrücke als Inverterstufe besteht. Trotz umfangreicher Literaturrecherche konnten keine Schaltungsalternativen gefunden werden, welche die Anforderungen mit geringeren Kosten erfüllen können. Aus diesem Grund widmet sich der Hauptteil der vorliegenden Arbeit der Optimierung des zweistufigen Vorschaltgerätes.

Als erster Schritt werden verschiedene Hardwareänderungen des bestehenden Vorschaltgerätes auf mögliche Kosteneinsparungen untersucht. Mit einer Erhöhung der PFC-Schaltfrequenz kann die Boostinduktivität auf einem kleineren Kern realisiert werden. Die Schaltfrequenz kann von typischerweise 30-80 kHz bis auf 200-400 kHz erhöht werden, wobei nur ein geringer Mehraufwand im EMV-Filter entsteht. Die Baugrösse des Gate-Drive-Transformators kann durch eine gepulste Ansteuerung reduziert werden. Es werden zwei Gate-Drive-Schaltungsvarianten vorgestellt, welche im Vergleich mit der Originalschaltung eine reduzierte Anzahl von Komponenten aufweisen. Weiterhin ist eine Integration des Transformators in die Resonanzinduktivität möglich. Bei der Untersuchung symmetrischer Schaltungstopologien zur Reduktion der Common-Mode-Störungen zeigte sich, dass dieses Konzept für Vorschaltgeräte in SMD-Technik nicht umgesetzt werden kann. Schliesslich wird ein Zero-Ripple-Filter für die Boostinduktivität vorgestellt, welcher jedoch keine Vorteile gegenüber einem separaten EMV-Filter bietet.

Ein weiterer Teil dieser Arbeit widmet sich der Auslegung und Optimierung der Induktivitäten im Vorschaltgerät. Es wird ein Verfahren vorgestellt, mit welchem die Kern- und Wicklungsverluste für Induktivitäten mit Luftspalt berechnet werden können. Damit kann die Verlustleistung der Wicklung durch

die Wahl eines optimalen Drahtdurchmessers minimiert werden.

Die Auslegung von EMV-Filtern beruht in der Industrie normalerweise auf Messungen und iterativen Anpassungen der Prototypen. Deshalb wird ein Simulationsmodell vorgestellt, mit dessen Hilfe die leitungsgebundenen Störungen elektronischer Vorschaltgeräte mit guter Genauigkeit vorhergesagt werden können. Dazu werden die wichtigsten Quellen für Differential-Mode- und Common-Mode-Störungen in der PFC- und der Inverterstufe identifiziert. Für jede Quelle wird ein Störausbreitungsmodell vorgestellt, welches den Pfad der Störströme von der Quelle bis zum Eingang des Messempfängers beschreibt. Schliesslich wird das Störspektrum mit einem Modell des Messempfängers und der verschiedenen Detektortypen berechnet. Das Simulationsmodell ermöglicht eine erste Auslegung des EMV-Filters und kann so zeitaufwendige Hardware-Redesigns vermeiden oder zumindest reduzieren.

Vorschaltgeräte für Natriumdampf-Hochdrucklampen, basierend auf einer AC-Chopper-Topologie, versprechen im Vergleich zu den grösstenteils für diesen Lampentyp eingesetzten magnetischen Vorschaltgeräten eine deutlich bessere Effizienz. Aufgrund des fehlenden Energiespeichers der einstufigen Topologie beeinflusst das nichtlineare Verhalten der Lampe den Eingangsstrom. Bei der Auslegung muss deshalb ein Kompromiss zwischen Eingangs- und Ausgangsverhalten gefunden werden. Weiterhin wird untersucht, inwiefern sich die Eingangsstromqualität mit einer Frequenzmodulation während der Netzhalfperiode verbessern lässt.

Abschliessend werden die erzielten Resultate dieser Arbeit zusammengefasst und Themen für zukünftige Untersuchungen in einem Ausblick präsentiert.

Abstract

Most commercial electronic ballasts for fluorescent lamps are based on a standard two-stage topology. A boost converter is used for power-factor correction (PFC) and a resonant half-bridge as inverter stage to generate the high-frequency current to supply the lamp. A literature review showed no cost-effective alternative circuit topologies. Therefore, the main part of this thesis is focused on the optimization of the standard topology.

In a first step, changes in several parts of the ballast were analyzed for a potential reduction of the system costs. A smaller boost inductor can be used if the switching frequency of the PFC-stage is increased. The switching frequency can be increased from typically 30-80 kHz to about 200-400 kHz with only a small amount of additional capacitance in the EMC-filter. The size of the gate-drive transformer can be decreased by using a pulsed gate-drive. Two different gate-drive circuits with a reduced number of components are provided. Additionally, it is possible to integrate the transformer with the resonant inductor. The analysis of symmetrical circuit topologies with reduced common-mode noise showed that it is not possible to apply this concept to an electronic ballast built in SMD-technology. Finally, a zero-ripple filter on the boost inductor was investigated, but showed no advantages compared to a conventional EMC-filter.

A further part of this thesis discusses the optimization of the inductors in the electronic ballast. A method is presented to calculate the core and winding losses of air-gapped inductors. This allows a reduction of the losses in the inductors by optimizing the diameter of the wire.

The design of EMC-filters for switching converters is often based on measurements and iterative adaptations of the prototypes. For this reason, a simulation model is presented which describes the conducted noise emissions of an electronic ballast. The main sources of differential mode and common mo-

de noise in the PFC and inverter stage are identified for this model. For each noise source, the noise propagation transfer function is identified in order to calculate the spectrum at the input of the EMC test receiver. Finally, a simulation of the EMC test receiver including different types of detectors is used to calculate the noise spectrum of the ballast.

Ballasts for high-pressure sodium (HPS) lamps based on an AC-chopper topology enable an increased efficiency compared to the magnetic ballasts typically used for HPS lamps. Due to the lack of a DC-link capacitor, the nonlinear characteristic of the lamp causes distortion of the input current. Therefore, a compromise between the input and the output side behavior has to be found during the design of the resonant tank of the ballast. Additionally, a modulation of the switching frequency over the mains period is investigated to improve the quality of the input current.

The final part of this thesis presents a summary of the results and an outlook with topics for follow-on projects.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Vorschaltgeräte für Leuchtstofflampen

Leuchtstofflampen sind aufgrund ihrer guten Lichtqualität und einer hohen Lichtausbeute von bis zu 105 lm/W eine der verbreitetsten Lampenarten. Das Hauptanwendungsgebiet liegt in der Beleuchtung von Büro- und Industriebauwerken. Leuchtstofflampen gehören zur Kategorie der Entladungslampen und weisen als Besonderheit beheizte Elektroden auf, wodurch die Emission von Elektronen erleichtert wird. Die Befüllung der Lampe besteht aus Argon und einer geringen Menge Quecksilber (unter 5 mg bei modernen Lampen). Da die Emissionen der Quecksilberionen zum grössten Teil im UV-Bereich liegen, ist die Lampe mit einem Leuchtstoff beschichtet, welcher das UV-Licht in sichtbares Licht umwandelt.

Zum Betrieb einer Leuchtstofflampe ist ein Vorschaltgerät nötig, welches zum einen die zum Start notwendige Zündspannung generiert und zum anderen den Strom durch die Lampe im Betrieb begrenzt. Die einfachste Variante eines Vorschaltgeräts besteht aus einer Induktivität in Serie mit der Lampe und einem parallelen Starter (siehe Abbildung 1.1). Der Starter besteht aus einer Glimmlampe, deren Elektroden als Bimetallstreifen ausgeführt sind. Beim Einschalten der Lampe liegt die Netzspannung zum grössten Teil über der Glimmlampe an. Sobald sich die Glimmlampe aufgeheizt hat, verbiegen sich die Bimetallstreifen und der Schalter schliesst sich, wodurch sich der Strom durch die Elektroden der Leuchtstofflampe erhöht und diese auf Betriebstemperatur bringt. Durch die nun fehlende Glimmentladung kühlen sich die Bi-

metallelektroden ab. Der der Bimetallschalter öffnet wieder und der unterbrochene Strom führt zu einer Überspannung, welche die Lampe zündet.

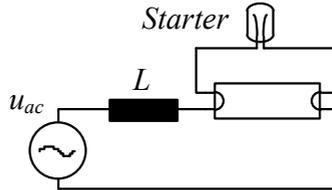


Abbildung 1.1: Magnetisches Vorschaltgerät und Starter.

Die Lampe wird an einem magnetischen Vorschaltgerät direkt mit der Netzfrequenz betrieben, wodurch sich die Temperatur in der Lampe und damit die Lichtabstrahlung über die Netzperiode ändert. Das Flackern des Lichts ist einer der Hauptnachteile von magnetischen Vorschaltgeräten. Weiterhin wird dadurch die Lichtausbeute reduziert, da sich die Lampe nicht ständig im optimalen Arbeitspunkt befindet. Diese Probleme können vermieden werden, wenn die Lampe an einem elektronischen Vorschaltgerät mit einer Frequenz über 20 kHz betrieben wird.

1.1.1 Invertertopologien

Für die Inverttopologie eines elektronischen Vorschaltgerätes wurde schon früh eine resonante Halbbrücke mit paralleler Anbindung der Lampe vorgeschlagen [1] (vgl. Abbildung 1.2). Bei ausgeschalteter Lampe ist der Resonanzkreis nicht bedämpft, wodurch hohe Spannungen zum Zünden erreicht werden können. Ausserdem begrenzt die Impedanz der Resonanzinduktivität im Betrieb auch ohne aktive Regelung den Lampenstrom.

Abbildung 1.3 zeigt den Ablauf beim Zünden der Lampe. Nach dem Einschalten wird der Inverter für etwa eine Sekunde mit einer hohen Schaltfrequenz und damit weit unterhalb der Zündspannung betrieben, um die Elektroden vorzuheizen. Danach wird die Schaltfrequenz reduziert, bis die Lampe zündet. Im Betrieb hat der Resonanzkreis aufgrund der Dämpfung durch die Impedanz der Lampe eine flachere Ausgangscharakteristik.

Eine weitere Invertertopologie ist der in Abbildung 1.4 dargestellte Push-Pull-Inverter [2]. Der Hauptnachteil dieser Schaltung ist die hohe Spannungsbelastung der Schalter, welche je nach Variante der doppelten bis dreifachen

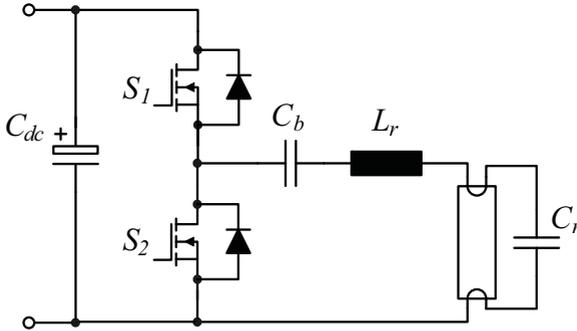


Abbildung 1.2: Resonante Halbrücke mit paralleler Anbindung der Lampe.

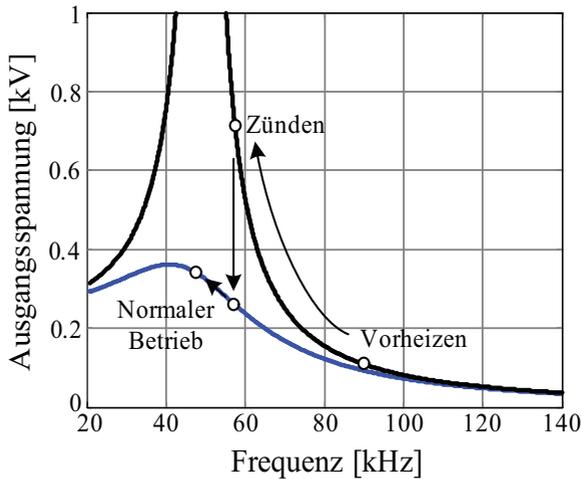


Abbildung 1.3: Ausgangscharakteristik und Zündvorgang.

Zwischenkreisspannung entspricht. Aus diesem Grund wird der Push-Pull-Inverter vor allem für Notbeleuchtungen mit Batterieversorgung eingesetzt.

In der Literatur finden sich weiterhin einige Varianten des Class-E Inverters [3, 4] (vgl. Abbildung 1.5). Aufgrund der hohen Spannungs- und Strombelastung des einzelnen Schalters wird dieser Invertertyp in der Praxis nicht eingesetzt.

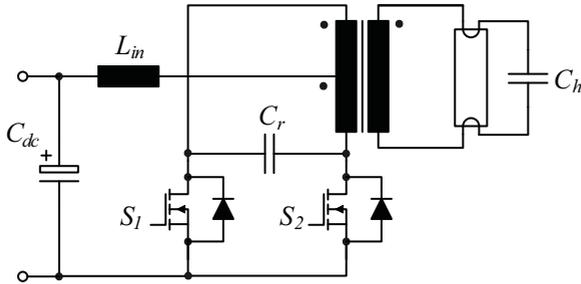


Abbildung 1.4: Push-Pull-Inverter.

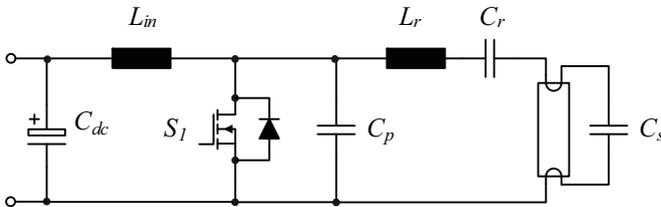


Abbildung 1.5: Class-E Inverter.

1.1.2 PFC-Topologien

Der grösste Teil der Publikationen über elektronische Vorschaltgeräte beschäftigt sich mit der Verbesserung des Leistungsfaktors (engl. Power Factor Correction, PFC).

Die aus zwei Zwischenkreiskondensatoren und drei Dioden bestehenden passive Valley-Fill-Schaltung ist in Abbildung 1.6 dargestellt. Abbildung 1.7 zeigt den Spannungsverlauf am Inverter und den Eingangsstrom. Für die Beschreibung der Funktion wird angenommen, dass die Kondensatoren knapp unter die halbe Netzamplitude vorgeladen sind. Beim Nulldurchgang ist die Netzspannung kleiner als die Kondensatorspannung. Der Inverter wird aus den parallelgeschalteten Kondensatoren versorgt, und es fliesst kein Eingangsstrom. Liegt die Netzspannung über der Kondensatorspannung, wird der Inverter direkt vom Netz versorgt. Beim Maximum der Netzspannung werden die Kondensatoren schliesslich über die Diode D_2 aufgeladen. Mit der Valley-Fill-Schaltung fliesst während ca. zwei Drittel der Netzperiode ein Eingangsstrom. Die Normen bezüglich Leistungsfaktor und Eingangsstromverzerrungen können so jedoch nicht erfüllt werden [5]. Die Schaltung wird in Kombination

mit einer selbstoszillierenden Halbbrücke in Ländern eingesetzt, in welchen die Normen nicht durchgesetzt werden.

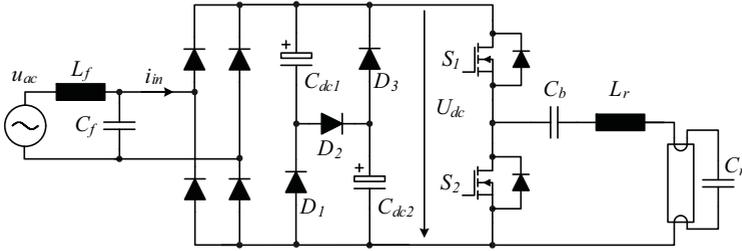


Abbildung 1.6: Passive Valley-Fill-Topologie.

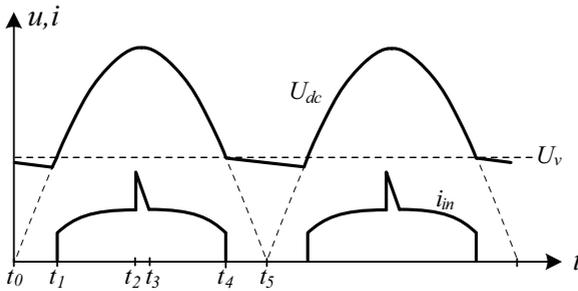


Abbildung 1.7: Strom- und Spannungsverlauf der passiven Valley-Fill-Schaltung.

Abbildung 1.8 zeigt ein Beispiel einer PFC-Schaltung mit einer Ladungspumpe [6, 7]. Der Kondensator C_{in} wird durch den Schaltvorgang des Inverters umgeladen. Dabei wird beim Aufladen Strom aus den Netz bezogen und beim Entladen an den Zwischenkreiskondensator abgegeben. Mit der richtigen Auslegung kann mit dieser Schaltung ein guter Leistungsfaktor und eine niedrige Eingangstromverzerrung erreicht werden. Der grösste Nachteil ist die Abhängigkeit der Zwischenkreisspannung von der Schaltfrequenz, welche beim Vorheizen zu einer hohen Spannungsbelastung der Schalter führt. Diese Schaltung wurde in verschiedenen Varianten kommerziell eingesetzt, wird jedoch für aktuelle Vorschaltgeräte nicht mehr verwendet.

Eine Vielzahl von Publikationen präsentiert Varianten integrierter Vorschaltgeräte, bei denen der untere Schalter der Halbbrücke als PFC-Schalter

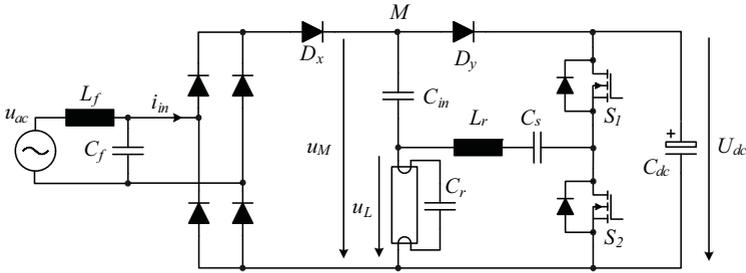


Abbildung 1.8: Beispiel einer Ladungspumpenschaltung zur Leistungsfaktorkorrektur.

genutzt wird. Abbildung 1.9 zeigt die Kombination einer resonanten Halbbrücke mit einem Hochsetzsteller im diskontinuierlichen Betrieb [8]. Da der Halbbrückenschalter mit einem Tastverhältnis von 50% betrieben wird, muss die Zwischenkreisspannung grösser als die doppelte Netzspannungsamplitude sein. Aufgrund der Spannungsbelastung ist diese Schaltung für 230 V Netzspannung nicht geeignet.

Die Spannungsbelastung kann beispielsweise mit einem integrierten Buck-Boostkonverter [9] reduziert werden (vgl. Abbildung 1.10). Allerdings bleibt als Hauptnachteil dieser und aller ähnlichen Varianten die Abhängigkeit der PFC-Funktion von der Inverterschaltfrequenz.

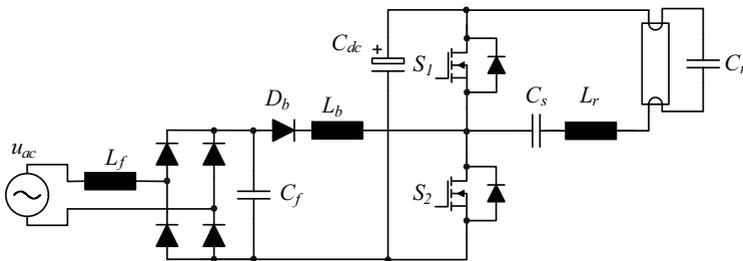


Abbildung 1.9: Resonante Halbbrücke mit integriertem Boostkonverter.

Seit der Verfügbarkeit kostengünstiger PFC-Regelungs-ICs werden elektronische Vorschaltgeräte praktisch ausschliesslich zweistufig aufgebaut. Die PFC-Stufe besteht aus einem Boostkonverter, welcher im Critical-Conduction-Mode betrieben wird (vgl. Abbildung 1.11).

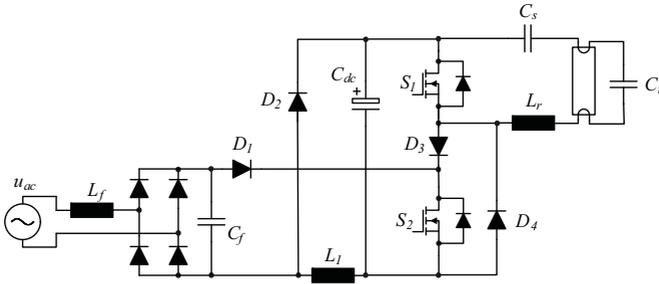


Abbildung 1.10: Resonante Halbbrücke mit integriertem Buck-Boost-Konverter.

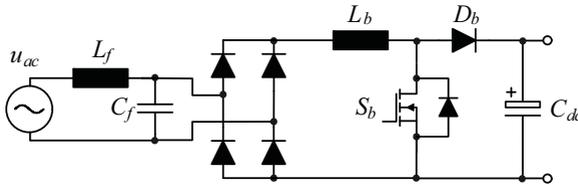


Abbildung 1.11: Schaltbild des Boostkonverters.

1.1.3 Zweistufige Vorschaltgeräte

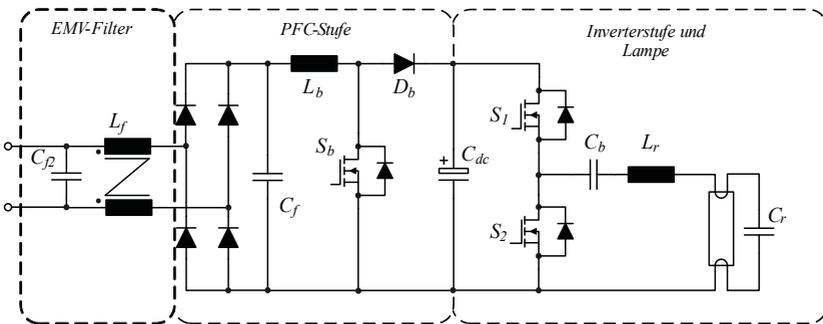


Abbildung 1.12: Zweistufiges Vorschaltgerät.

Abbildung 1.12 zeigt das Schaltschema eines zweistufigen Vorschaltgerätes. Mit der unabhängigen Regelung von PFC- und Inverterstufe können alle Anforderung an die Qualität von Eingangs- und Lampenstrom erfüllt werden.

Moderne Vorschaltgeräte erreichen einen Wirkungsgrad von über 90%. Weitere Verluste können vermieden werden, indem der Strom durch den Resonanzkondensator nicht über die Elektroden der Lampe geführt wird. Abbildung 1.13 zeigt eine typische Heizschaltung eines aktuellen Vorschaltgerätes. Die Elektroden werden beim Vorheizen über eigene Wicklungen auf der Resonanzinduktivität versorgt. Die Induktivität und der Kondensator in Serie zur Elektrode bilden einen Bandpass, welcher auf die Vorheizschaltfrequenz abgestimmt wird. Im normalen Betrieb fließt über die Zusatzwicklungen nur ein geringer Strom, die Elektroden werden alleine durch den Lampenstrom auf Betriebstemperatur gehalten.

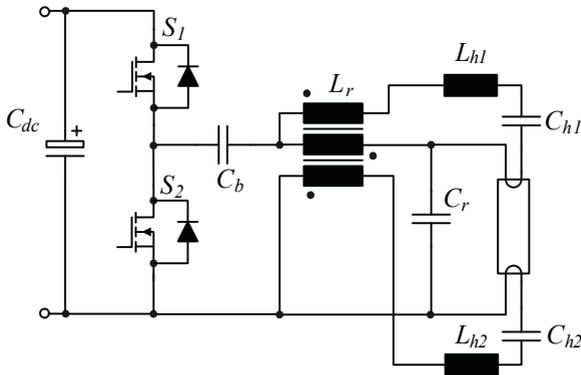


Abbildung 1.13: Heizungsschaltung zur Vermeidung unnötiger Verluste in den Elektroden.

1.2 Vorschaltgeräte für Natriumdampf-Hochdrucklampen

Natriumdampf-Hochdrucklampen (engl. High-Pressure Sodium (HPS) Lamps) weisen eine sehr hohe Lichtausbeute von bis zu 150 lm/W auf. Aufgrund des gelblichen Lichts werden sie jedoch nur für die Außenbeleuchtung, insbesondere als Strassenlampen, eingesetzt. Genau wie Leuchtstofflampen können HPS-Lampen mit einem magnetischen Vorschaltgerät und einem Starter betrieben werden. Wegen der hohen Zündspannung von bis zu 4 kV werden normalerweise elektronische Zündgeräte eingesetzt, welche einen Zündpuls nahe dem Maximum der Netzspannung generieren. Für die Stras-

senbeleuchtung werden aufgrund der Zuverlässigkeit und der Lebensdauer weiterhin magnetische Vorschaltgeräte eingesetzt. Der Hauptnachteil ist der schlechte Wirkungsgrad im Bereich von 80-85%.

Im Unterschied zu Leuchtstofflampen können HPS-Lampen nicht mit einem Sinusstrom im Bereich von 40-50 kHz betrieben werden. Der Grund dafür ist, dass die pulsierende Leistungszufuhr zu Druckschwankungen in der Lampe führen kann. Abhängig von der anregenden Frequenz und der Lampegeometrie können sich dadurch stehende Wellen in der Lampe bilden, welche die Entladung zum Erlöschen bringen. Dieser Effekt ist in der Literatur unter dem Begriff *akustische Resonanz* bekannt.

Ein elektronisches Vorschaltgerät muss die Anregung von akustischen Resonanzen verhindern. Eine Möglichkeit dazu ist der Betrieb in den Frequenzbereichen zwischen den Resonanzen. Problematisch ist hier die Änderung der Resonanzfrequenzen aufgrund von Fertigungstoleranzen und Alterungserscheinungen. Diese Methode wird deshalb in der Praxis nicht eingesetzt.

Akustische Resonanzen treten für einen bestimmten Lampentyp in einem definierten Frequenzbereich auf. Deshalb können Hochdrucklampen mit einer Schaltfrequenz über der höchsten Resonanzfrequenz betrieben werden. Dieser Betriebsmodus ist vor allem für HPS-Lampen interessant, da hier akustische Resonanzen nur bis zu einer Frequenz von etwa 100 kHz auftreten.

Die dritte Variante ist der Betrieb der Hochdrucklampe mit Gleichstrom. Zur Vermeidung einer einseitigen Belastung der Elektroden muss die Lampe regelmässig umgepolt werden. Der Lampenstrom entspricht damit einem Rechteckssignal. Die Umschaltfrequenz liegt im Bereich 100-200 Hz, wodurch ein sichtbares Flackern des Lichts vermieden wird. Diese Betriebsart wird in den meisten elektronischen Vorschaltgeräten für alle Arten von Hochdrucklampen eingesetzt.

Abbildung 1.14 zeigt eine zweistufige Ausführung eines Vorschaltgerätes mit rechteckförmigem Lampenstrom [10]. Bei einem positiven Lampenstrom i_L ist der Schalter S_4 eingeschaltet und S_2 ausgeschaltet. S_1 und S_3 bilden einen Tiefsetzsteller zur Regelung des Lampenstroms und werden mit einer Frequenz von typischerweise 50-100 kHz angesteuert. Analog dazu wird ein negativer Lampenstrom durch das Einschalten von S_3 und geschalteten Betrieb von S_2 und S_4 erreicht.

Der Inverter eines dreistufigen Vorschaltgerätes ist in Abbildung 1.15 dargestellt. Da der Tiefsetzsteller als eigene Stufe ausgeführt ist, wird die Vollbrücke nur zum niederfrequenten Umschalten genutzt.

Der Hauptnachteil beider Varianten ist der hohe Schaltungsaufwand.

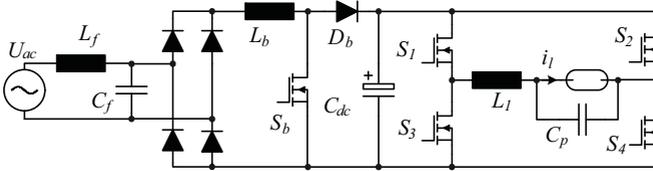


Abbildung 1.14: Zweistufiges Vorschaltgerät mit rechteckförmigem Lampenstrom.

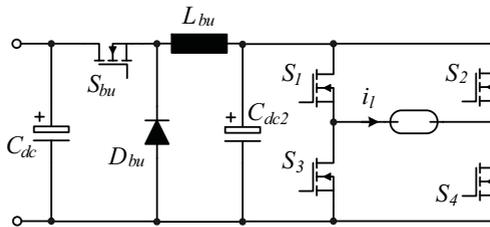


Abbildung 1.15: Inverter eines dreistufigen Vorschaltgerätes mit rechteckförmigem Lampenstrom.

Ein Vorschaltgerät mit einfacherer Schaltungstopologie wurde in [11] und [12] vorgestellt. Die auf einem AC-Chopper basierende Schaltung ist in Abbildung 1.16 dargestellt. Während der positiven Netzhalbschwingung bleiben die Schalter S_3 und S_4 eingeschaltet. Die Schalter S_1 und S_2 bilden eine Halbbrücke mit dem Resonanzkreis bestehend aus L_r , C_s und C_p . Analog dazu bilden bei negativer Netzspannung S_3 und S_4 die Halbbrücke. Der Lampenstrom hat einen sinusförmigen Verlauf, die Frequenz entspricht der Schaltfrequenz. Da die jeweils aktive Halbbrücke direkt ab der Netzspannung betrieben wird, wird der Lampenstrom ebenfalls mit der Netzfrequenz moduliert.

Das Vorschaltgerät in [11] wurde mit einer Schaltfrequenz von 60 kHz im Bereich der akustischen Resonanzen betrieben. Zur sicheren Vermeidung der Resonanzen muss die Schaltfrequenz auf mindestens 110 kHz erhöht werden.

Ein Vorteil des AC-Chopper-Vorschaltgerätes ist die geringe Anzahl der Halbleiterbauelemente, wodurch die Leitverluste reduziert werden. Ausserdem ist kein Elektrolytkondensator notwendig, welcher normalerweise das Bauteil mit der kleinsten Lebensdauer ist. Aufgrund des fehlenden Zwischenkreises kann dafür ein Flackern des Lichts nicht verhindert werden.

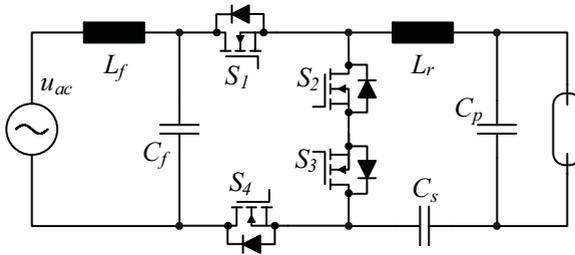


Abbildung 1.16: Schaltbild des AC-Chopper-Vorschaltgeräts.

1.3 Motivation und Gliederung der Arbeit

Die zweistufige Standardtopologie (vgl. Abbildung 1.12) für Leuchtstofflampen erfüllt alle Anforderung an die Qualität von Eingangs- und Lampenstrom. Trotz umfangreicher Literaturrecherche konnten keine Schaltungsalternativen gefunden werden, welche die Anforderungen mit geringeren Kosten erfüllen könnte. Aus diesem Grund widmet sich der Hauptteil der vorliegenden Arbeit der Optimierung des zweistufigen Vorschaltgeräts.

In Kapitel 2 werden verschiedene Hardwareänderungen auf einen Kostenvorteil untersucht. Mit einer Erhöhung der PFC-Schaltfrequenz kann die Baugröße der Boostinduktivität verkleinert werden. Allerdings entstehen damit auch Mehrkosten im EMV-Filter. Zur Verkleinerung des Gate-Drive-Transformators für den oberen Schalter der Halbbrücke, werden zwei Topologien mit pulsformiger Ansteuerung vorgestellt. Weiterhin wird untersucht, ob der Gate-Drive-Transformator in die Resonanzinduktivität integriert werden kann. Schliesslich bieten eine symmetrische Schaltungsstruktur und die Verwendung eines Zero-Ripple-Filters mögliche Einsparungen am EMV-Filter.

Kapitel 3 widmet sich der Optimierung der Induktivitäten. Dazu werden Berechnungsverfahren für die Reluktanzen von Luftspalt und Kern vorgestellt, welche zur Auslegung der Induktivitäten benötigt werden. Der Hauptteil behandelt die Berechnung der Kern- und Wicklungsverluste für Induktivitäten mit Luftspalt. Mit Hilfe dieser Berechnungsverfahren kann die Verlustleistung der Wicklung durch die Wahl eines optimalen Drahtdurchmessers minimiert werden. Weiterhin wird eine Berechnungsmethode vorgestellt, welche den Wertebereich der Induktivität im Resonanzkreis in Abhängigkeit verschiedener Randbedingungen berechnet. Damit kann festgestellt werden, ob die gleiche Resonanzinduktivität in Vorschaltgeräten mit verschiedenen Ausgangsleistungen eingesetzt werden kann.

Kapitel 4 stellt ein Simulationsmodell vor, mit dessen Hilfe die leitungsgebunden Störungen elektronischer Vorschaltgeräte mit guter Genauigkeit vorhergesagt werden können. Dazu werden die wichtigsten Quellen für Differential-Mode (DM) und Common-Mode (CM) Störungen in der PFC- und der Inverterstufe identifiziert. Für jede Quelle wird ein Störausbreitungsmodell vorgestellt, welches den Pfad der Störströme von der Quelle zum Eingang des Messempfängers beschreibt. Schliesslich wird das Störspektrum mit einem Modell des Messempfängers und der verschiedenen Detektortypen berechnet.

In Kapitel 5 wird ein AC-Chopper-Vorschaltgerät für HPS-Lampen (vgl. Abbildung 1.16) untersucht, welches im Vergleich zu magnetischen Vorschaltgeräten eine deutlich bessere Effizienz verspricht. Aufgrund des fehlenden Energiespeichers der einstufigen Topologie beeinflusst das nichtlineare Verhalten der Lampe jedoch den Eingangsstrom. Bei der Auslegung muss deshalb ein Kompromiss zwischen Eingangs- und Ausgangsverhalten gefunden werden. Weiterhin wird untersucht, inwiefern sich die Eingangsstromqualität mit einer Frequenzmodulation über die Netzhalfperiode verbessern lässt.

Abschliessend werden in Kapitel 6 die erzielten Resultate dieser Arbeit zusammengefasst und Themen für zukünftige Untersuchungen in einem Ausblick präsentiert.

Kapitel 2

Untersuchung verschiedener Hardwareverbesserungen eines bestehenden Vorschaltgerätes

Während der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Hardwareänderungen eines bestehenden Vorschaltgerätes hinsichtlich möglicher Kosteneinsparungen untersucht. Mit einer Erhöhung der PFC-Schaltfrequenz (Abschnitt 2.1) kann die Boostinduktivität auf einem kleineren Kern realisiert werden. Die Baugrösse des Gate-Drive-Transformators kann durch eine gepulste Ansteuerung reduziert werden. Weiterhin besteht die Möglichkeit einer Integration des Transformators in die Resonanzinduktivität (Abschnitt 2.2). Schliesslich bieten eine symmetrische Schaltungsstruktur (Abschnitt 2.3) oder ein Zero-Ripple-Filter (Abschnitt 2.4) mögliche Einsparungen am EMV-Filter.

Als Ausgangspunkt für die Untersuchungen dient ein kommerzielles 35 W Vorschaltgerät. Abbildung 2.1 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild des Vorschaltgerätes und Abbildung 2.2 die Ober- und Unterseite mit den wichtigsten Komponenten.

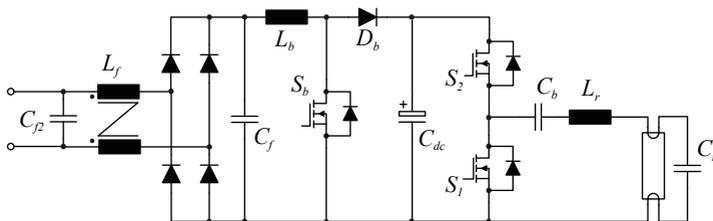


Abbildung 2.1: Vereinfachtes Schaltbild des 35 W-Vorschaltgerätes.

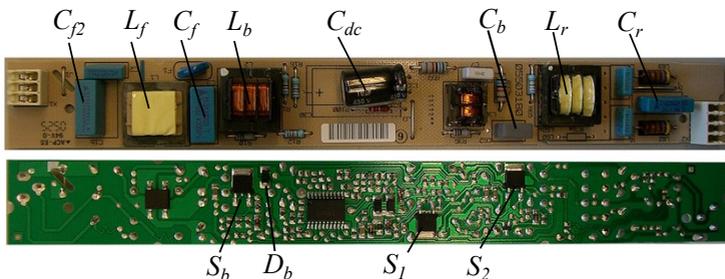


Abbildung 2.2: Ober- und Unterseite der Leiterplatte mit den wichtigsten Komponenten.

2.1 Erhöhung der PFC-Schaltfrequenz

Kommerzielle elektronische Vorschaltgeräte verwenden vergleichsweise tiefe Schaltfrequenzen im Bereich 40-55 kHz für die Inverterstufe und 30-40 kHz als untere Grenze des Schaltfrequenzbereichs der PFC-Stufe. Mit einer Erhöhung der Schaltfrequenz verringert sich die Baugröße der passiven Komponenten. Insbesondere bei den Induktivitäten können so Kosten gespart werden, falls die Induktivität mit einem kleineren Kern realisiert werden kann.

Gegen eine Erhöhung der Inverterschaltfrequenz spricht, dass damit die Frequenz des Lampenstroms erhöht wird. Mit zunehmender Frequenz sind hier aufgrund der fehlenden Abschirmung der Lampe Probleme mit abgestrahlten elektromagnetischen Störungen zu erwarten. Aus diesem Grund wird hier nur auf die PFC-Stufe eingegangen.

Abbildung 2.3 zeigt ein typisches Differential-Mode-Störspektrum eines

kommerziellen Vorschaltgerätes mit der Grenzlinie gemäss Norm *CISPR15* [13]. Die grössten Störungen werden bei der tiefsten Schaltfrequenz von 30 kHz verursacht, welche beim Maximum der Netzspannung auftritt, darüber fällt das Störpektrum bis zur höchsten Schaltfrequenz von ca. 65 kHz ab. Bei einer Erhöhung der Schaltfrequenz verschiebt sich dieser Verlauf entsprechend zu höheren Frequenzen, wo die erlaubten Störpegel deutlich tiefer liegen. Weiters wird im Frequenzbereich ab 150 kHz mit einer Bandbreite von 9 kHz statt 200 Hz gemessen (siehe Kapitel 4). Die grössere Bandbreite führt zu höheren Anzeigewerten für den Störpegel, im Störpektrum ist deshalb bei 150 kHz ein Sprung von typischerweise 20 dB zu beobachten.

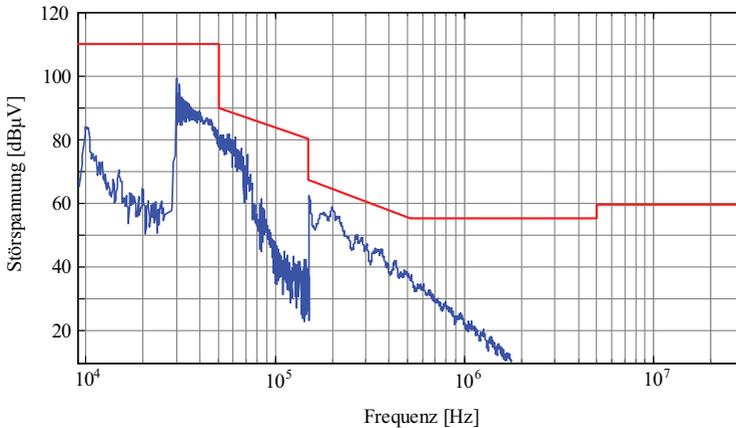


Abbildung 2.3: Differential-Mode-Spektrum eines 35 W-Vorschaltgerätes mit einer Schaltfrequenz der PFC-Stufe von 30 kHz bis ca. 65 kHz.

Die strengeren Normen bei höheren Frequenzen werden teilweise durch die höhere Abschwächung des EMV-Filters ausgeglichen. Abbildung 2.4 zeigt die Übertragungsfunktion des DM-Filters als Simulation mit parasitären Komponenten erster Ordnung (siehe Abbildung 2.5) und eine Messung mit einem Netzwerkanalysator vom Typ HP4396A. Das Filter ist als CLC-Filter ausgelegt, wobei als Induktivität die Streuinduktivität der CM-Drossel (E20-Kern, 2 Wicklungen mit je 170 Windungen, Drahtdurchmesser 0.24 mm) verwendet wird. Die Resonanzfrequenz des Filters liegt über 3 MHz, somit kann das Filter auch bei erhöhter Schaltfrequenz eingesetzt werden.

Abbildungen 2.6-2.8 zeigen die simulierten Störpektren für Boostinduktivitäten von 1.8 mH, 1.2 mH und 0.65 mH mit dem gleichen EMV-Filter. Durch

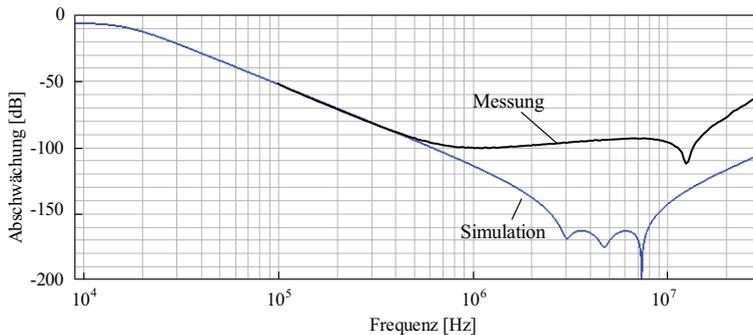


Abbildung 2.4: Übertragungsfunktion des CLC-Filters. Die Messgenauigkeit des Netzwerkanalysators wird bei höheren Frequenzen durch die verwendeten Messtransformatoren beschränkt.

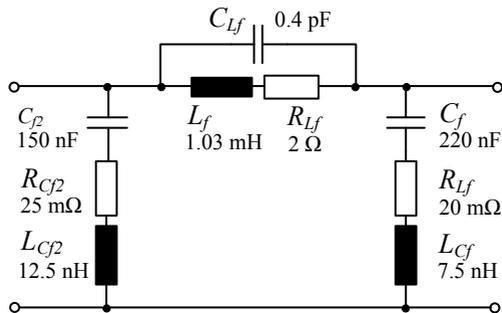


Abbildung 2.5: Ersatzschaltbild des CLC-Filters mit den parasitären Elementen.

die zusätzliche Abschwächung des Filters liegen die DM-Störungen auch bei höheren Schaltfrequenzen nur knapp über der Normgrenze.

Die Induktivitäten wurden mit den in Kapitel 3 vorgestellten Verfahren ausgelegt. Die Gesamtverluste steigen trotz höherer Schaltfrequenz nur leicht, da eine Erhöhung der Proximityverluste durch die Verwendung eines dünneren Drahtes vermieden werden kann. Aufgrund der kürzeren Wicklungslänge bei kleineren Kerngrößen führt der kleinere Drahtdurchmesser nur zu einer geringeren Vergrößerung des DC-Widerstands.

Zur Verifikation wurde ein 35 W-Vorschaltgerät mit einem PFC-Controller

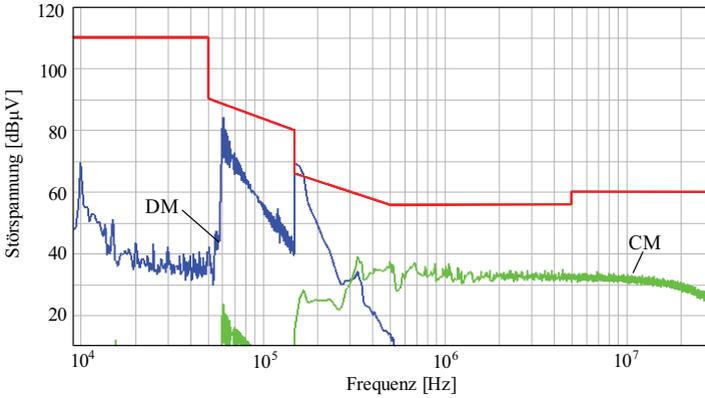


Abbildung 2.6: Simuliertes Störspektrum für eine Boostinduktivität $L_b = 1.8$ mH.

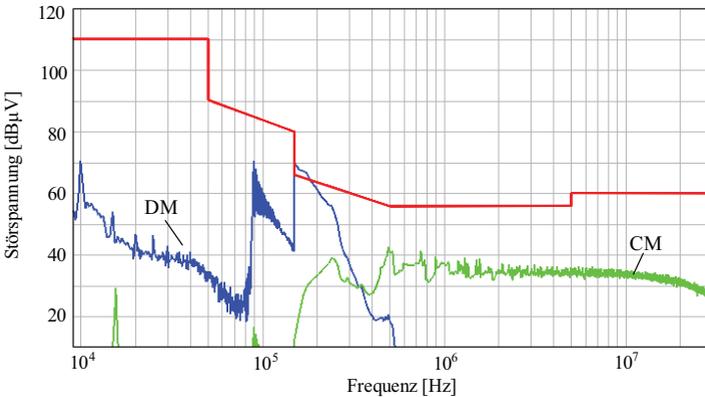


Abbildung 2.7: Simuliertes Störspektrum für eine Boostinduktivität $L_b = 1.2$ mH.

vom Typ Fairchild FAN7529 aufgebaut (siehe Abbildung 2.9).

Die Messwerte für drei verschiedene Induktivitäten sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die Eingangsstromform und der Leistungsfaktor sind in den beiden tieferen Schaltfrequenzbereichen sehr gut (siehe Abbildung 2.10 (a)). Im ober-

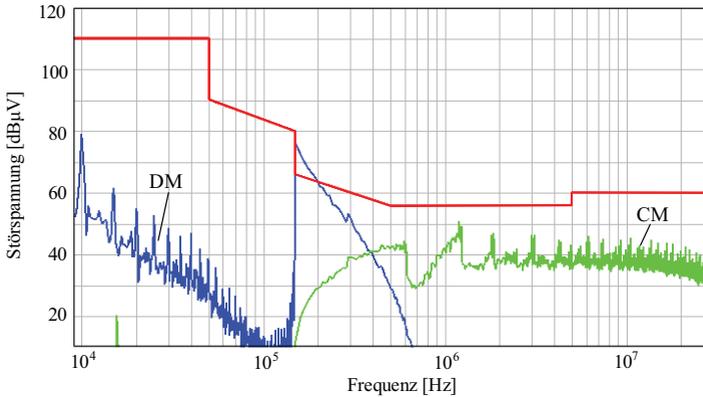


Abbildung 2.8: Simuliertes Störspektrum für eine Boostinduktivität $L_b = 0.65$ mH.

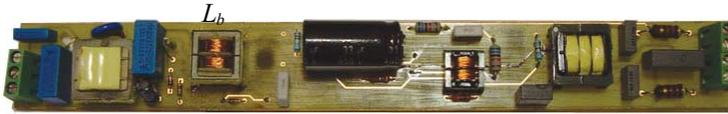


Abbildung 2.9: 35 W-Vorschaltgerät mit einer Boostinduktivität mit E16-Kern.

Induktivität L_b (Kern)	1.8 mH (E20)	1.2 mH (E16)	0.65 mH (E13)
Schaltfrequenz [kHz]	50 - 105	92 - 204	195 - 400
Temperatur MOSFET [°C]	53.1	54.0	56.7
Temperatur L_b [°C]	73.9	73.5	74.9
Leistungsfaktor	0.99	0.99	0.98
THD [%]	5.7	6.5	10.6

Tabelle 2.1: Messwerte für drei verschiedene Induktivitäten im 35 W-Vorschaltgerät.

sten Frequenzbereich ist der Eingangsstrom stärker verzerrt, die Total Harmonic Distortion liegt aber immer noch im üblichen Bereich für elektronische Vorschaltgeräte. Die in der Tabelle aufgeführten Temperaturen wurden mit einer Wärmebildkamera gemessen (vgl. Abbildung 2.10 (b)). Die Messungen

sind nur für bestimmte Bauteile vergleichbar, da die Wärmebildkamera aufgrund unterschiedlicher Reflektionseigenschaften verschiedener Materialien absolute Temperaturen nicht mit hoher Genauigkeit messen kann.

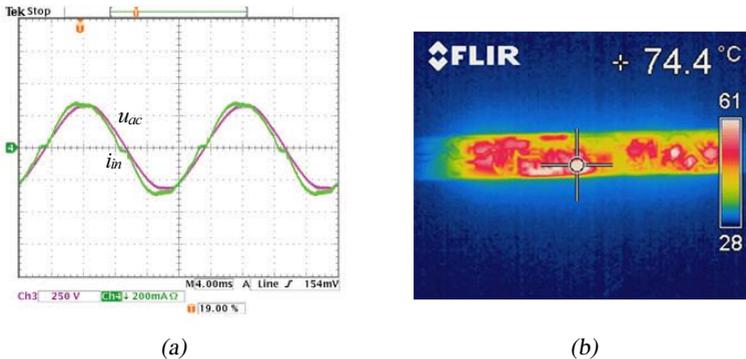


Abbildung 2.10: (a) Netzspannung und Eingangsstrom. (b) Wärmebildaufnahme des laufenden Prototypen.

Die EMV-Messungen für die drei Fälle sind in Abbildungen 2.11-2.13 abgebildet. Die Messungen stimmen gut mit den simulierten Spektren in den Abbildungen 2.6-2.8 überein. Damit die EMV-Normen erfüllt werden, muss für den mittleren Schaltfrequenzbereich die Filterkapazität C_f (siehe Abbildung 2.1) um 330 nF und im obersten Bereich um 470 nF erhöht werden.

Zusätzliche Messungen wurden mit einer PFC-Stufe mit 100 W Ausgangsleistung an einem Lastwiderstand durchgeführt (siehe Tabelle 2.2). Die höheren Schaltfrequenzen führen hier zu einer deutlichen Erwärmung des MOSFETs und der Boostinduktivität. Die Messungen wurden mit dem gleichen kostengünstigen MOSFET (IRFR420) wie im 35 W-EVG durchgeführt, wodurch die Temperaturen auch im unteren Frequenzbereich vergleichsweise hoch sind. Bei einer praktischen Umsetzung müsste hier ein MOSFET mit höherer Stromtragfähigkeit verwendet werden. Im höchsten Schaltfrequenzbereich ist unter Umständen eine zusätzliche Anbindung an das Gehäuse mit einem thermisch leitfähigen Füllmaterial notwendig.

Die hohen Verluste in der Boostinduktivität werden durch den grösseren RMS-Strom im Vergleich zum 35 W-Vorschaltgerät verursacht. Zur Vermeidung hoher RMS-Verluste muss hier ein grösser Drahtdurchmesser mit entsprechend grösseren Proximityverlusten gewählt werden. Eine Reduktion der

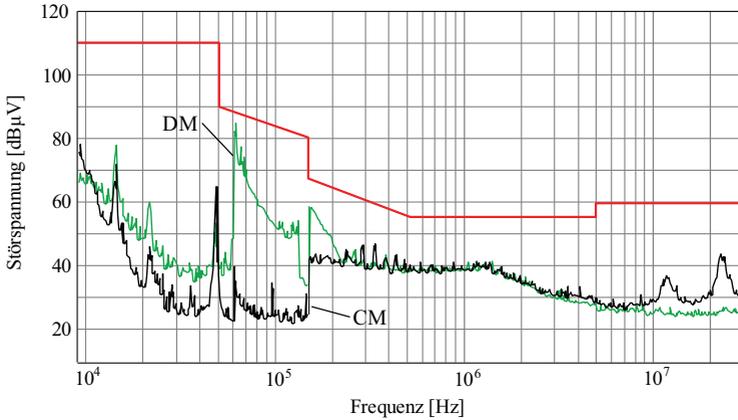


Abbildung 2.11: Gemessenes Störspektrum für eine Boostinduktivität $L_b = 1.8$ mH.

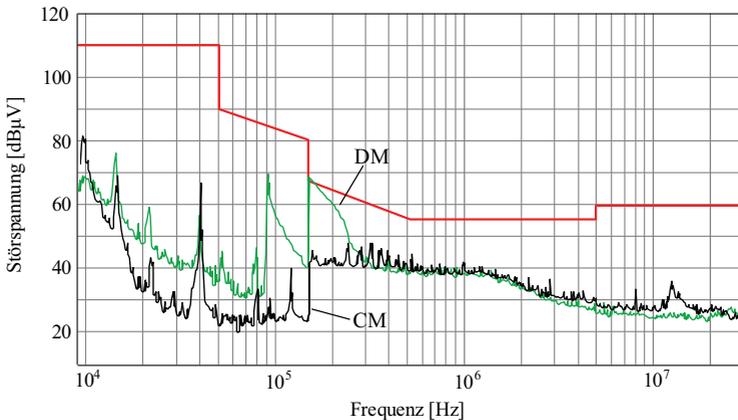


Abbildung 2.12: Gemessenes Störspektrum für eine Boostinduktivität $L_b = 1.2$ mH.

Verluste kann mit einer Litzenwicklung erreicht werden. Durch den niedrigeren Füllfaktor einer Litze muss dazu die Kerngrösse von E13 auf E16 vergrößert werden.

Die Messresultate zeigen, dass die PFC-Schaltfrequenz bei Vorschaltgeräten über einen weiten Bereich variiert werden kann. Der Kostenvorteil durch

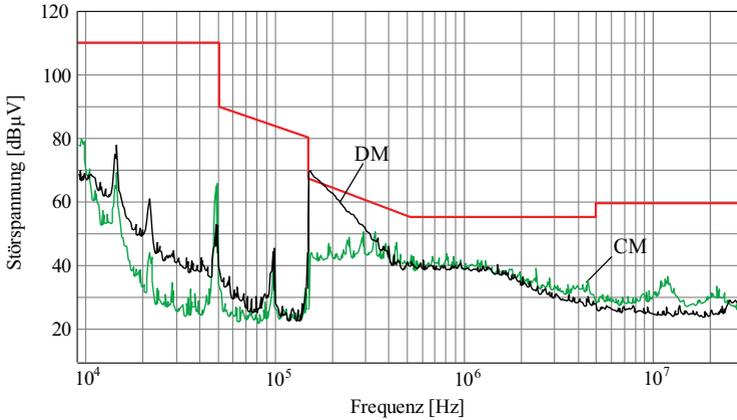


Abbildung 2.13: Gemessenes Störspektrum für eine Boostinduktivität $L_b = 0.65$ mH.

Induktivität L_b (Kern)	0.62 mH	0.43 mH	0.21 mH
Schaltfrequenz [kHz]	60 - 125	105 - 212	207 - 458
Temperatur MOSFET [°C]	68.2	77.6	89.2
Temperatur L_b [°C]	70.2	74.2	85.3
Leistungsfaktor	0.99	0.99	0.99
THD [%]	3.5	4.2	10.5

Tabelle 2.2: Messwerte für drei verschiedene Induktivitäten im 100 W-Vorschaltgerät.

die kleinere Induktivität wird jedoch durch den leicht höheren Filteraufwand verringert. Bei Vorschaltgeräten mit höherer Leistung müssen bei grösseren Schaltfrequenzen teurere MOSFETs und eine Induktivität mit Litzenwicklung eingesetzt werden. Da Litzenwicklungen bei höheren Leistungen auch in kommerziellen EVGs verwendet werden, entstehen hier nicht unbedingt Mehrkosten.

2.2 Gate-Drive

Für die Ansteuerung des oberen Schalters der Inverterhalbbrücke wird ein isolierter Gate-Drive benötigt. Dieser wird üblicherweise mit einem Transformator oder einem integrierten Halbbrückentreiber mit Bootstrapversorgung des oberen Kanals (z.B. IR21x-Reihe von *International Rectifier*) realisiert. Abbildung 2.14 (a) zeigt das Schaltbild für eine direkte Ansteuerung des Gates über einen Transformator. Bei einer positiven Flanke des PWM-Signals u_{PWM} wird der Schalter direkt über den Gatewiderstand R_g und die Diode D_1 eingeschaltet. Eine negative Flanke schaltet den PNP-Transistor Q_1 ein, wodurch das Ausschalten des MOSFETs beschleunigt wird. Ein Nachteil dieser Schaltung ist die Baugrösse des Transformators aufgrund der grossen Spannungszeitfläche der Primärspannung u_{T1} bei Frequenzen von 40-50 kHz (vgl. Abbildung 2.15 links). Durch die Baugrösse entstehen zusätzliche Kosten bei der Fertigung, da der Transformator nicht automatisch bestückt werden kann.

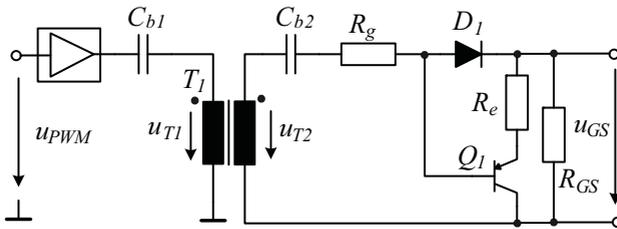


Abbildung 2.14: Gate-Drive mit direkter Ansteuerung des Gates über einen Transformator.



Abbildung 2.15: Transformator bei direkter (links, E13 Kern) und gepulster Ansteuerung (rechts, R4 Kern).

2.2.1 Gepulste Gate-Drive Topologien

Das Schaltschema eines Gate-Drives mit pulsförmiger Ansteuerung ist in Abbildung 2.16 dargestellt. Der Transformator ist an zwei Treiberstufen angeschlossen. Werden diese zeitlich verzögert angesteuert, kann ein Puls an der Primärwicklung erzeugt werden. Abbildung 2.17 zeigt die Spannungsverläufe u_{T11} und u_{T12} an den Anschlüssen des Transformators und die resultierende Primärspannung u_{T1} . Der Transformator kann bei pulsförmiger Ansteuerung bedeutend kleiner ausgelegt werden (vgl. Abbildung 2.15 rechts) und eignet sich in SMD-Bauform auch für die automatische Bestückung.

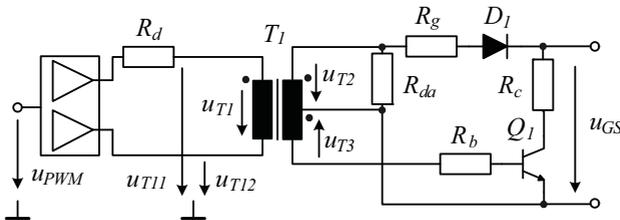


Abbildung 2.16: Gate-Drive mit pulsförmiger Ansteuerung und zwei Sekundärwicklungen.

Beim Einschalten des MOSFETs liegt ein positiver Puls an der oberen Sekundärwicklung an und lädt die Eingangskapazität über den Gatewiderstand R_g und die Diode D_1 . Das Ausschalten wird durch den NPN-Transistor Q_1 beschleunigt, welcher bei einem negativen Puls über die untere Sekundärwicklung eingeschaltet wird. Die zweite Sekundärwicklung kann mit einer kleineren Windungszahl ausgeführt werden. Für den Prototypen wurden Windungszahlen $N_p = 15$, $N_{s1} = 19$ und $N_{s2} = 2$ auf einem R4-Ringkern realisiert.

Ein Problem der Schaltung zeigte sich in den ersten Messungen. Nach der fallenden Flanke des Einschaltimpulses führt die Oszillation der Streuinduktivität des Transformators zusammen mit den parasitären Kapazitäten von Diode D_1 und Transistor Q_1 zu einem Überspringen an den Sekundärwicklungen. Dadurch wird der Transistor Q_1 kurz eingeschaltet und führt zu einem Einbruch der Gate-Source-Spannung (vgl. Abbildung 2.18). Die Oszillation kann durch einen zusätzlichen Widerstand R_{da} gedämpft werden, welcher jedoch experimentell an den verwendeten Treiber und Transformator angepasst werden muss.

Die Spannungsverläufe an der oberen Sekundärwicklung u_{T2} und am Gate u_{GS} sind in Abbildung 2.19 dargestellt. Mit dem zusätzlichen Widerstand R_{da}

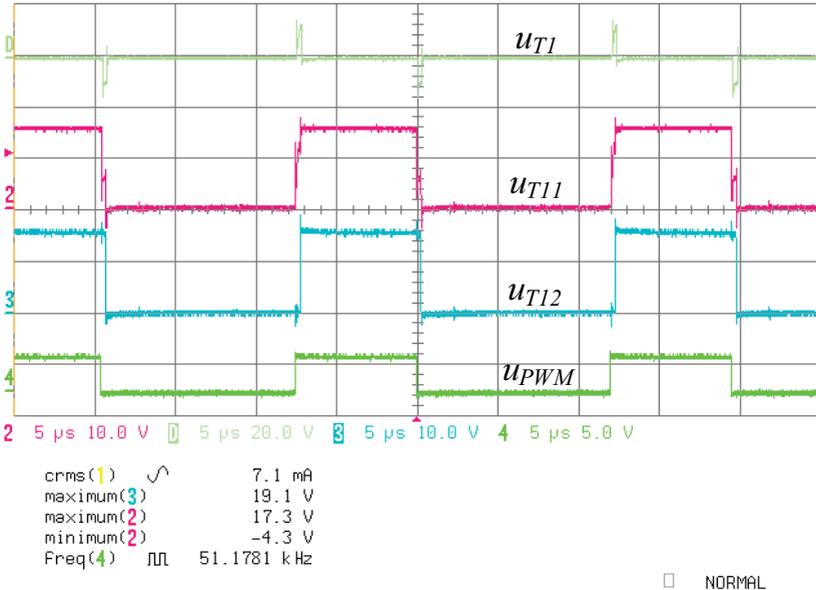


Abbildung 2.17: Primärseitige Spannungsverläufe zur Erzeugung des Puls-signals.

kann eine saubere Gate-Source-Spannung erreicht werden.

Abbildung 2.20 zeigt eine zweite Schaltungsvariante, bei welcher besonderer Wert auf eine möglichst geringe Anzahl von Bauelementen gelegt wurde. Beim Ausschalten überbrückt Transistor Q_1 die Diode D_1 und die Eingangskapazität des MOSFETs wird direkt durch den negativen Puls entladen (vgl. Abbildung 2.21). Problematisch ist hier das Überschwingen beim Ausschalten aufgrund der Resonanz der Streuinduktivität des Transformators und der Eingangskapazität des MOSFETs. Bei der Auslegung muss entsprechend ein Transformator mit niedriger Streuinduktivität gewählt werden, um die Spannungsüberhöhung auf unschädliche Werte zu begrenzen.

Die Messresultate beider Schaltungsvarianten zeigen, dass eine zuverlässige Gate-Ansteuerung mit gepulsten Signalen möglich ist. Durch die Verkleinerung des Transformators kann ein SMD-Gehäuse verwendet werden, wodurch bei der Herstellung Kosten gespart werden. Weiterhin weisen beide Varianten im Vergleich mit der Originalschaltung eine reduzierte Anzahl von

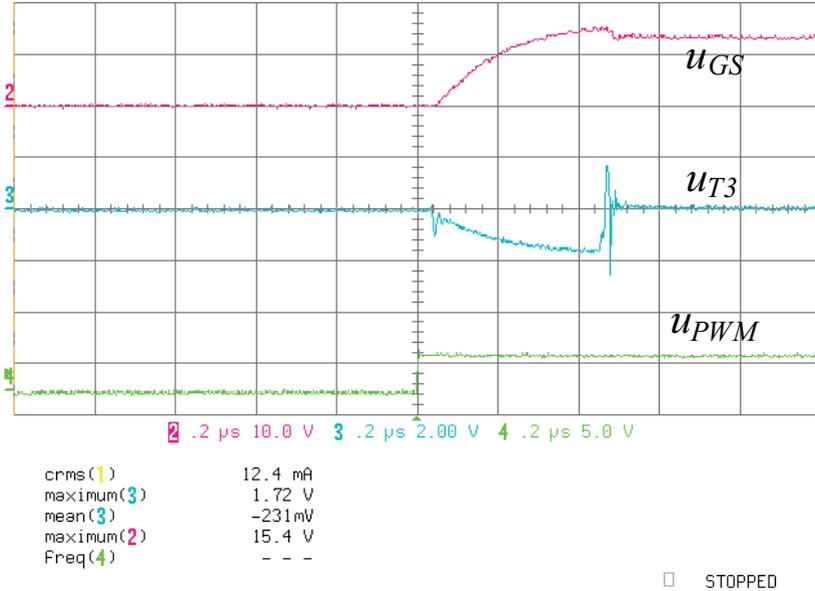


Abbildung 2.18: Kurzzeitiges Entladen der Gatespannung durch das Überspringen beim Einschaltimpuls.

Komponenten auf. Der grösste Nachteil der Schaltungen ist der zusätzliche Pin, welcher am Regelungs-IC benötigt wird.

2.2.2 Integrierter Gate-Drive

Unter integrierten magnetischen Bauelementen versteht man die Realisierung unterschiedlicher Komponenten auf einem gemeinsamen Kern, beispielsweise mehrerer gekoppelter Induktivitäten [14] oder Transformatoren und Induktivitäten [15, 16]. Für elektronische Vorschaltgeräte bietet sich an, den Gate-Drive-Transformator mit der Resonanzinduktivität zu kombinieren.

Die Funktionsweise ist in Abbildung 2.22 erläutert. Bei einer Induktivität mit E-Kern und einer Hauptwicklung um den Mittelschenkel werden die Transformatorwicklungen jeweils auf beide Aussenschenkel gewickelt (in Abb. 2.22 ist zur Verdeutlichung nur eine Wicklung dargestellt). Wird eine Spannung u_L an die Hauptwicklung angelegt, teilt sich der Fluss Φ_L symme-

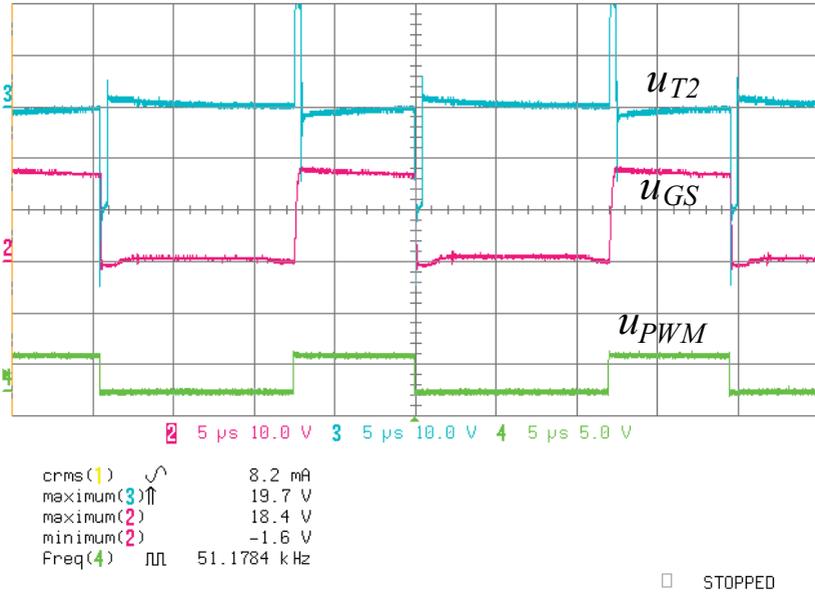


Abbildung 2.19: Spannung an der oberen Sekundärwicklung u_{T2} und Gate-Source-Spannung u_{GS} .

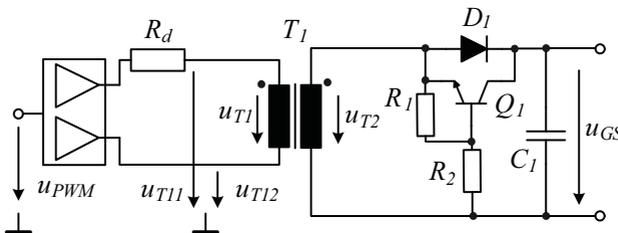


Abbildung 2.20: Gate-Drive mit pulsformiger Ansteuerung und verringerter Anzahl der Bauelemente.

trisch auf die Aussenschenkel auf. Falls die Transformatorwicklung symmetrisch aufgeteilt ist ($N_{T1} = N_{T2}$), wird in beiden Teilen die gleiche Spannung

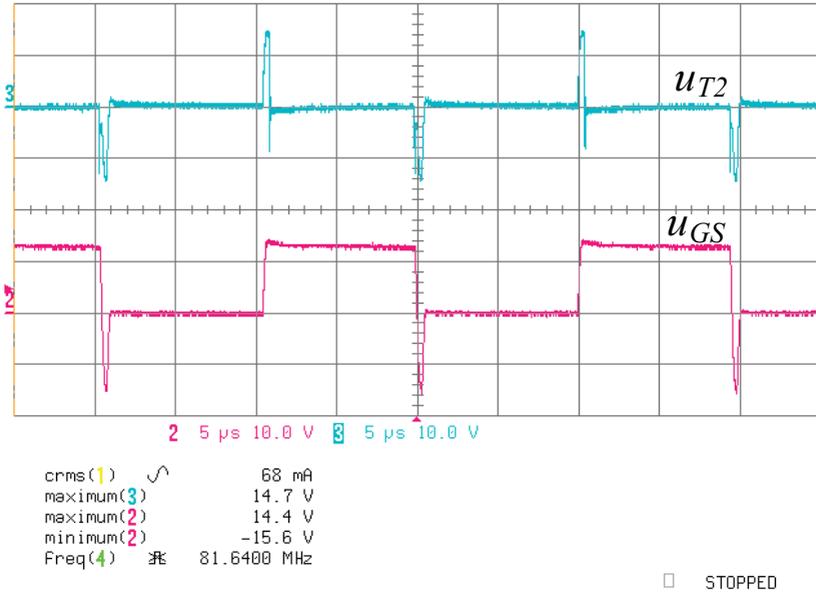


Abbildung 2.21: Sekundärspannung u_{T2} und Gate-Source-Spannung u_{GS} .

induziert und es gilt für die Gesamtspannung:

$$u_{T,i} = -u_{T2,i} - (-u_{T1,i}) = 0. \quad (2.1)$$

Wird eine Spannung u_T an die Transformatorwicklung angelegt, führt dies zu keinem Fluss im Mittelschenkel und damit zu keiner induzierten Spannung in der Hauptwicklung. Die beiden Wicklungen beeinflussen sich somit gegenseitig nicht und können funktional unabhängig voneinander betrachtet werden. Bei der Auslegung muss jedoch beachtet werden, dass aufgrund der Überlagerung der Flussanteile Φ_L und Φ_T in den Aussenschenkeln unterschiedliche Flussdichten auftreten. Der Kern muss entsprechend auf die Summe der Flüsse ausgelegt werden um eine Sättigung eines Schenkels zu vermeiden.

Abbildung 2.23 (a) zeigt die Anordnung der Wicklungen mit beiden Transformatorwicklungen auf den Aussenschenkeln und den Haupt- und Heizwicklungen auf dem Mittelschenkel. Als erste Überprüfung des Konzepts wurde der Transformator des ungepulsten Gate-Drives auf der Resonanzinduktivität integriert (vgl. Abbildung 2.24). Um eine Sättigung des Kerns zu vermeiden,

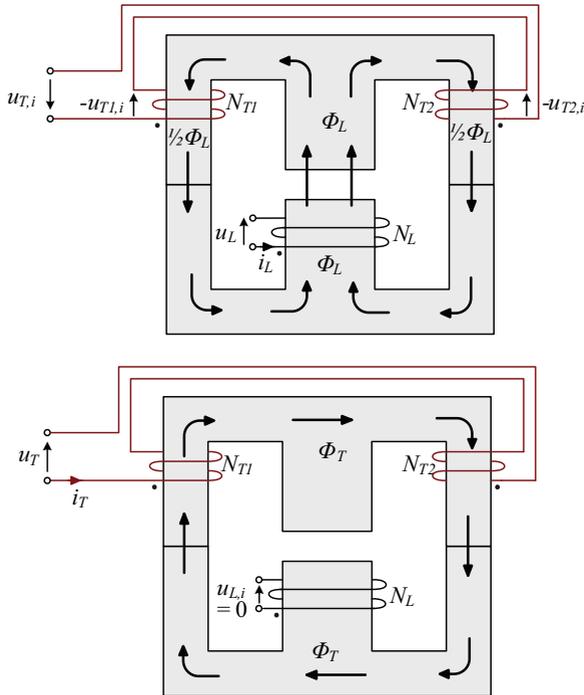


Abbildung 2.22: Magnetische Flüsse und induzierte Spannung bei Erregung durch die Hauptwicklung (oben) und die Transformatorwicklung (unten). Die zweite Transformatorwicklung ist nicht abgebildet.

wurde ein grösserer Kern (EFD25 statt E20) verwendet. Aufgrund des halbierten Querschnitts der Ausschenkel und des langen magnetischen Pfades ist der A_L -Wert für die Wicklung auf den Ausschenkeln trotzdem kleiner als der des separaten Transformators, weshalb die Windungszahlen auf $N_{Tp} = N_{Tp} = 60$ zu erhöhen sind.

Abbildung 2.23 (b) zeigt ein Bild des aufgebauten Prototypen und Abbildung 2.25 einen Vergleich der Sekundärspannungen für den integrierten und den originalen Transformator. Der integrierte Transformator zeigt praktisch identische Spannungsverläufe und funktionierte im Testbetrieb problemlos. Aufgrund des grösseren Kerns und der hohen Windungszahlen der Transformatorwicklungen ist eine Anwendung für den ungeladeten Gate-Drive aber nicht sinnvoll.

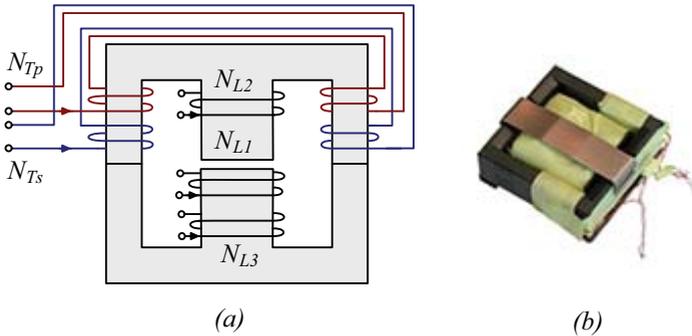


Abbildung 2.23: (a) Anordnung der Wicklungen auf dem Kern. (b) Prototyp auf einem EFD25-Kern mit jeweils 60 Windungen für Primär- und Sekundärwicklung.

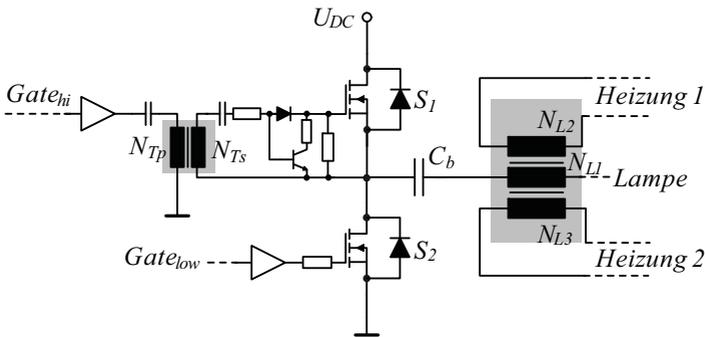


Abbildung 2.24: Schaltschema des Gate-drives mit den integrierten Komponenten (grau schattiert).

Der Transformator des gepulsten Gate-Drive aus Abbildung 2.16 kann mit Windungszahlen von $N_{T1} = 10$, $N_{T2} = 14$ und $N_{T3} = 2$ auf dem Aussenschenkel der Resonanzinduktivität mit E20-Kern realisiert werden. Wie die Spannungsverläufe in Abbildung 2.26 zeigen, funktioniert auch hier die integrierte Variante gleich gut wie der separate Transformator.

Aufgrund der geringeren Windungszahlen und der Verwendung des normalen Kerns für die Resonanzinduktivität ist diese Variante deutlich einfacher umzusetzen. In der Praxis werden Resonanzinduktivitäten jedoch häufig so ausgelegt, dass sie beim Zünden der Lampe leicht in Sättigung gehen. Bei

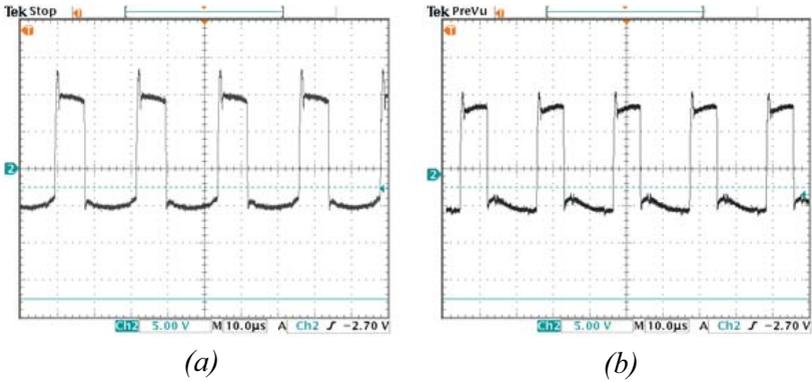


Abbildung 2.25: Vergleich der Sekundärspannung u_{T2} für (a) den separaten und (b) den integrierten Transformator.

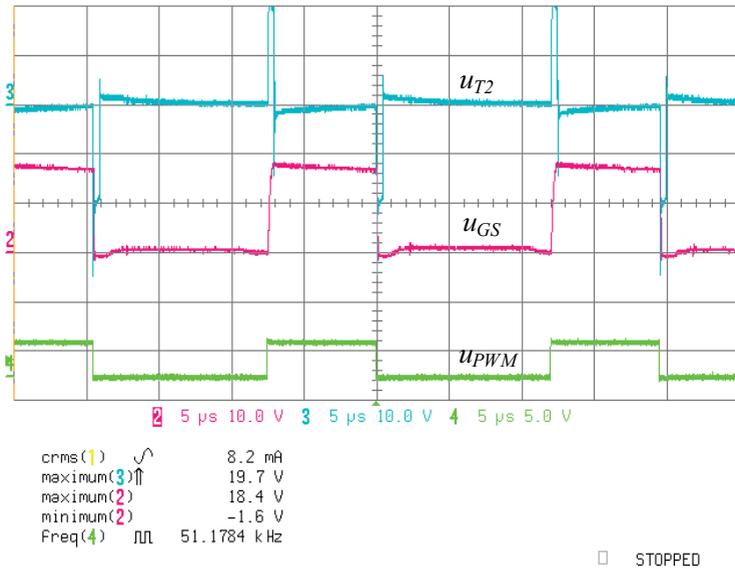


Abbildung 2.26: Spannungsverläufe mit gepulstem Gate-Drive und integriertem Transformator. u_{T2} : Sekundärspannung über Wicklung 2 (Einschalten), u_{GS} : Gate-Source-Spannung, u_{PWM} : Ansteuersignal.

einer Integration des Transformators muss deshalb auch die Induktivität konservativer ausgelegt werden um einen Verlust des Gatesignals zu vermeiden. Der grösste Nachteil ist jedoch die aufwendige Herstellung, da die Wicklungen auf den Aussenschenkeln nicht mit bestehenden Wickelanlagen gefertigt werden können.

2.3 Symmetrische Schaltungstopologie

Symmetrische Schaltungstopologien zur Reduktion der Common-Mode(CM)-Störungen wurden in [17, 18] vorgestellt. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 2.27 für einen Boostkonverter dargestellt. In einem normalen Boostkonverter (Abb. 2.27 (a)) ist die Hauptquelle der CM-Störungen das springende Potential am Drainanschluss des Schalters. Während der Schaltvorgänge werden dadurch Störströme in der parasitären Kapazität C_p zwischen Drain-Knoten und Schutzterde verursacht (siehe auch Kapitel 4).

Wird nun die Boostinduktivität L_b geteilt und eine zweite Diode D_{b2} eingesetzt (Abb. 2.27 (b)), ändert sich die Spannung gegenüber Erde beim Schaltvorgang symmetrisch an Drain- und Sourceknoten. Für den Fall, dass die Kapazitäten C_{p1} und C_{p2} gleich gross sind, kompensieren sich die verursachten Common-Mode-Ströme.

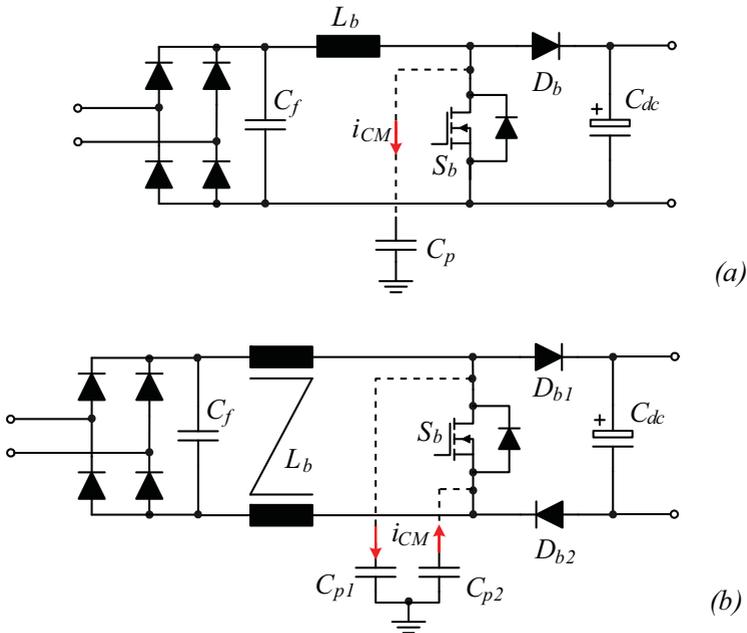


Abbildung 2.27: (a) Common-Mode-Strom I_{CM} über die parasitäre Kapazität vom Drain-Knoten zum geerdeten Gehäuse. (b) Kompensation der CM-Ströme durch den symmetrischen Aufbau.

Eine Variante der Common-Mode-Kompensation wurde in [19] vorgestellt. Anstelle einer vollständig symmetrischen Schaltung wird hier durch die Anpassung der Windungszahlverhältnisses von L_{b1} und L_{b2} oder durch zusätzliche Kondensatoren eine Kompensation erreicht (vgl. Abbildung 2.28).

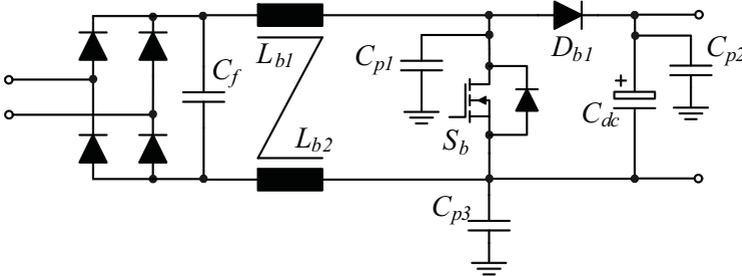


Abbildung 2.28: Kompensation bei asymmetrischem Aufbau durch die Anpassung des Windungszahlverhältnisses von L_{b1} und L_{b2} oder durch zusätzliche Kondensatoren.

Zur Herleitung der Bauteilwerte für eine Kompensation wird das in Abbildung 2.29 (a) gezeigte Stör-Ersatzschaltbild [20] verwendet, welches die gleiche Struktur wie eine Wheatstone-Brücke aufweist (vgl. Abbildung 2.29 (b)). Die Symmetriebedingung einer Wheatstone-Brücke lautet:

$$\frac{Z_1}{Z_3} = \frac{Z_2}{Z_4}. \tag{2.2}$$

Mit $Z_1 = L_{b1}$, $Z_2 = L_{b2}$, $Z_3 = C_{p1}$ und $Z_4 = C_{p2} + C_{p3}$ ergibt sich die Symmetriebedingung:

$$L_{b1}C_{p1} = L_{b2}(C_{p2} + C_{p3}). \tag{2.3}$$

Laut den Autoren wird die beste Kompensation erreicht, wenn die Induktivitäten mit gleicher Windungszahl auf einem Kern realisiert werden. Um die Gleichung (2.3) zu erfüllen, werden in diesem Fall zusätzliche Kondensatoren verwendet.

Für die praktische Verifikation wurde zum einen das 35 W-Vorschaltgerät aus Abbildung 2.9 verwendet, welches für ein Gehäuse eines kommerziellen Vorschaltgerätes ausgelegt wurde. Aufgrund der beschränkten Fläche der Platine konnte hier kein symmetrisches Layout realisiert werden. Aus diesem

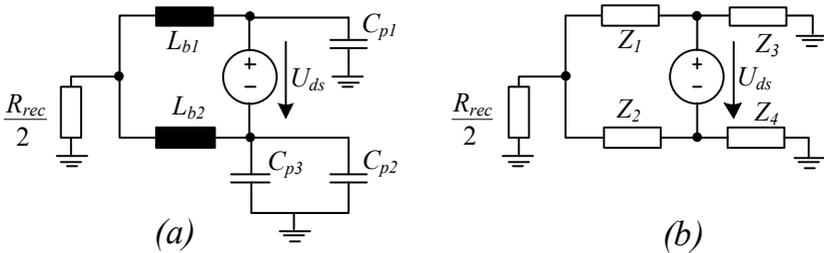


Abbildung 2.29: (a) Stör-Ersatzschaltbild. (b) Wheatstone-Brücke.

Grund wurde als zweites Testsystem die PFC-Stufe alleine mit möglichst symmetrischem Layout aufgebaut.

Abbildungen 2.31 und 2.32 zeigen zwei typische Messkurven für einen symmetrischen und asymmetrischen Aufbau. Der symmetrische Aufbau führt hier nicht zu einer Kompensation, sondern verursacht deutlich höhere CM-Störungen. Trotz zahlreicher Versuche mit vollständig symmetrischem Aufbau und Kompensation durch zusätzliche Kondensatoren konnte mit keinem der Testsysteme eine Verbesserung erreicht werden.

Grundsätzlich sind bei einem symmetrischen Boostkonverter ohne funktionierende Kompensation höhere CM-Störungen zu erwarten, da ein grösserer Teil der Schaltung gegenüber Erde ein springendes Potential aufweist. Vergleicht man das Stör-Ersatzschaltbild eines asymmetrischen Boostkonverter (Abbildung 2.30) mit dem symmetrischen aus Abbildung 2.29 (a), zeigt sich, dass im asymmetrischen Fall nur die Kapazität C_{p1} CM-Störungen verursacht. C_{p2} und C_{p3} liegen parallel zur Netznachbildung und reduzieren somit die CM-Störungen. Im der symmetrischen Schaltung tragen jedoch alle parasitären Kondensatoren zu den Störungen bei und es sind schlechtere Messwerte zu erwarten, solange die Störströme nicht gut genug kompensiert werden.

Eine mögliche Erklärung für die schlechten Resultate ist der Aufbau des Vorschaltgerätes mit SMD-Komponenten. Durch den Abstand von einigen Millimetern zwischen der Leiterplatte und dem geerdeten Gehäuse liegen die parasitären Kapazitäten im Bereich von einigen Picofarad (siehe auch Kapitel 4.3.3) und nicht bei 40-70 pF wie in [19]. Weiterhin sind die parasitären Kapazitäten durch die langen Leiterbahnen auf der einlagigen Leiterplatte räumlich verteilt, während bei Konvertern höherer Leistung der Hauptanteil zwischen den Schaltern und dem geerdeten Kühlkörper auftritt.

Falls nur der Ausgang des Inverters mit einer aufgeteilten Resonanzinduk-

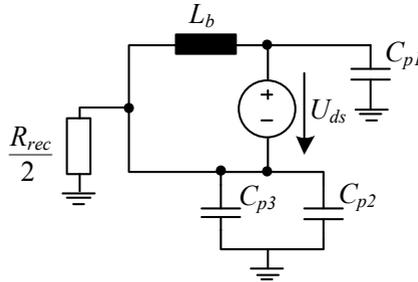


Abbildung 2.30: Stör-Ersatzschaltbild eines asymmetrischen Boost-Konverters.

tivität aufgebaut wird, ergeben sich leicht höhere CM-Störungen als für einen asymmetrischen Aufbau. In der geerdeten Leuchte werden parasitäre Kapazitäten vor allem durch die Kabel zwischen Vorschaltgerät und Lampe verursacht. Konventionelle Vorschaltgeräte werden aus diesem Grund an einem Ende der Leuchte angebracht, um das Kabel zwischen dem Ausgang des Resonanzkreises und der Lampe möglichst kurz zu halten. Da sich die Rückleitung näherungsweise auf Erdpotenzial befindet, wirkt sich hier eine höhere Kapazität durch ein längeres Kabel nicht negativ aus. Bei einem symmetrischen Ausgang ändert sich jedoch die Ausgangsspannung beider Ausgangsklemmen gegenüber Erde, wodurch die Kapazität der gesamten Kabellänge wirksam ist. Eine Kompensation der Störungen ist hier aufgrund der getrennten Verlegung der Kabel nicht zu erwarten.

Zur grundsätzlichen Überprüfung des Konzepts wurde das zweite Testsystem mit Abstandshaltern auf einer geerdeten Metallplatte montiert und die parasitären Kapazitäten durch diskrete Kondensatoren C_{p1} - C_{p4} nachgebildet (vgl. Abbildung 2.33). Wie die Messung in Abbildung 2.34 zeigt, werden in diesem Fall die CM-Störungen um etwa 20dB reduziert.

Unter idealen Bedingungen kann somit eine Kompensation der CM-Störströme erreicht werden. Das Konzept ist jedoch für elektronische Vorschaltgeräte in SMD-Technik nicht praktisch umsetzbar. Da in der symmetrischen Schaltung für die Messschaltungen zusätzliche Komponenten benötigt werden, ist eine Kostenreduktion selbst bei funktionierender Kompensation fraglich.

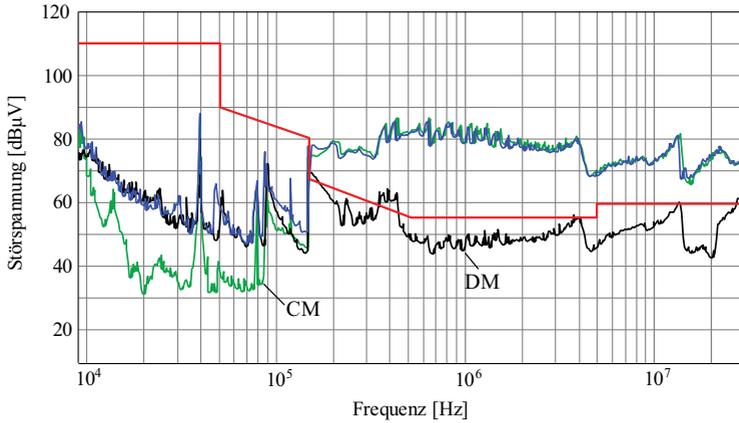


Abbildung 2.31: EMV-Messung mit symmetrischer Topologie (blau: Total, grün: CM, schwarz: DM).

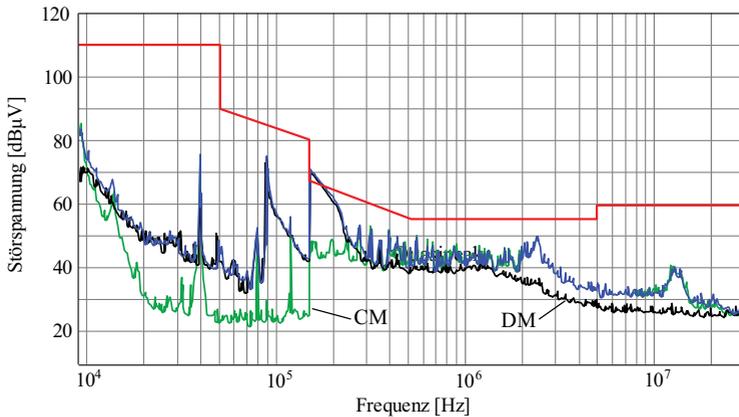


Abbildung 2.32: EMV-Messung mit asymmetrischer Topologie (blau: Total, grün: CM, schwarz: DM).

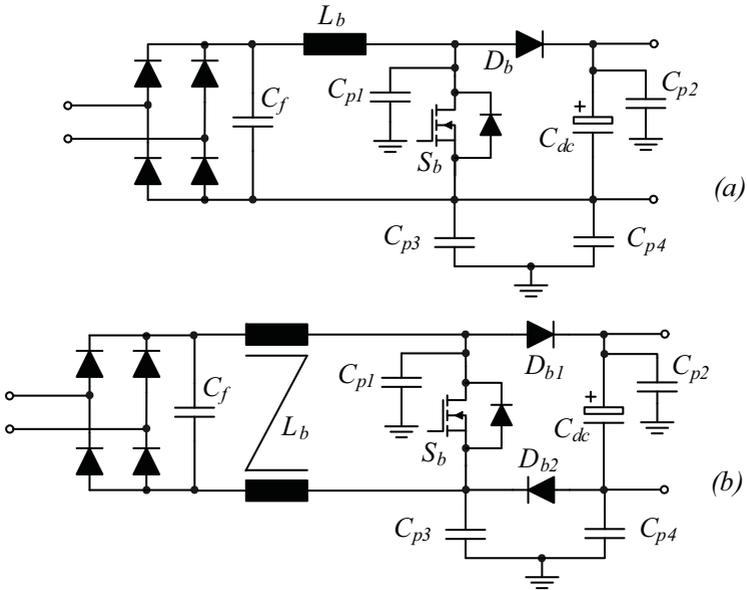


Abbildung 2.33: Testaufbau mit zusätzlichen Kondensatoren C_{p1} - C_{p3} .

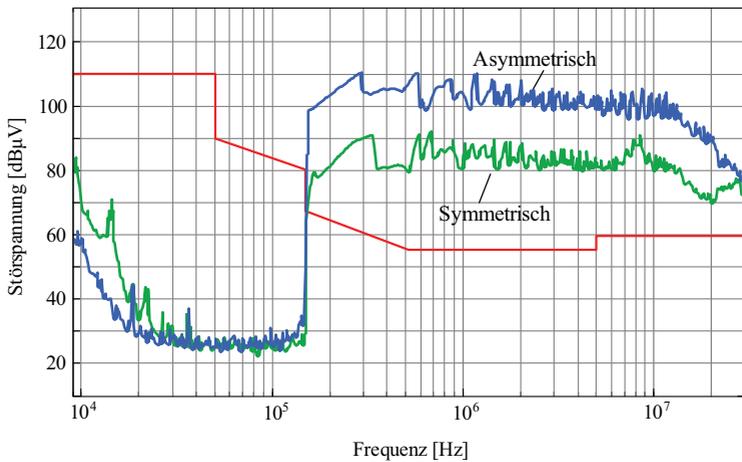


Abbildung 2.34: EMV-Messung des Testaufbaus mit zusätzlichen Kondensatoren.

2.4 Zero-Ripple-Filter

Unter dem Namen Zero-Ripple-Filter wurden in der Literatur Filterkonzepte veröffentlicht, mit denen der Stromrippel einer Induktivität an einem Anschluss reduziert werden kann¹. Entsprechende Schaltungen können durch Kopplung von Ein- und Ausgangsinduktivität in einem Cuk- oder SEPIC-Konverter [22, 21] oder durch eine Zusatzwicklung und einen Kondensator in einem Boostkonverter [24, 23] realisiert werden.

Zwei Varianten von Zero-Ripple-Filtern, welche sich für Boostkonverter eignen, wurden in [23] und [25] vorgestellt. Abbildung 2.35 (a) zeigt Variante 1, bei der die beiden Wicklungen der Induktivität auf der Schalterseite verbunden werden.

Unter der Annahme, dass die Spannung über dem Kondensator C_b ideal der gleichgerichteten Eingangsspannung $|u_{ac}|$ folgt, gilt für die Spannungen über den Induktivitäten L_p und L_s

$$u_p = u_s \quad (2.4)$$

mit der Definition der Spannungen

$$\begin{aligned} u_p &= L_p \frac{di_p}{dt} + M \frac{di_s}{dt} \\ u_s &= L_s \frac{di_s}{dt} + M \frac{di_p}{dt} \end{aligned} \quad (2.5)$$

folgt

$$L_p \frac{di_p}{dt} + M \frac{di_s}{dt} = L_s \frac{di_s}{dt} + M \frac{di_p}{dt}. \quad (2.6)$$

Werden die Momentanwerte der Spannungen $|u_{ac}|$ und u_{dc} aufgrund der langsamen Änderung gegenüber dem Rippel als konstant angenommen, erfordert eine Kompensation des Eingangsstromrippels

$$\frac{di_p}{dt} = 0 \quad (2.7)$$

und damit mit Gleichung (2.6)

¹Der Begriff Zero-Ripple ist nicht korrekt, da eine vollständige Kompensation des Stromrippels praktisch nicht realisiert werden kann. Da sich die Bezeichnung für entsprechende Filterstrukturen durchgesetzt hat, wird sie hier trotzdem verwendet.

$$M \frac{di_s}{dt} = L_s \frac{di_s}{dt}$$

$$M = L_s. \quad (2.8)$$

Gleichung (2.8) wird in der Literatur üblicherweise als Zero-Ripple-Bedingung bezeichnet.

Werden die beiden gekoppelten Induktivitäten im Schaltbild durch ein T-Ersatzschaltbild ersetzt (siehe Abbildung 2.35 (b)), liegt in Serie zum Kondensator C_b die Induktivität $L_s - M$. Unter der Zero-Ripple-Bedingung $L_s = M$ wird diese Induktivität null und das Ersatzschaltbild entspricht einem Boostkonverter mit zusätzlichem LC-Tiefpassfilter [22] (vgl. Abbildung 2.35 (c)). Damit wird klar, dass der Rippel durch diese Filterstruktur reduziert, aber nicht vollständig kompensiert werden kann. Ein Vorteil gegenüber einem separaten Filter ist, dass die zweite Wicklung nur vom Rippelstrom durchflossen wird und entsprechend mit einem dünneren Draht realisiert werden kann.

Die in Abbildung 2.36(a) gezeigte zweite Filtervariante führt die Wicklungen der Induktivität auf der Eingangsseite zusammen. Die Herleitung der Zero-Ripple-Bedingung analog zu Variante 1 führt zum identischen Ergebnis $L_s = M$ [26]:

Wieder unter der Annahme, dass die Spannung über dem Kondensator C_b ideal der gleichgerichteten Eingangsspannung $|u_{ac}|$ folgt, gilt für die Spannung über der Induktivität L_s

$$u_s = 0. \quad (2.9)$$

Für die Definition der Spannungen gilt

$$u_p = L_p \frac{di_p}{dt} - M \frac{di_s}{dt}$$

$$u_s = -L_s \frac{di_s}{dt} + M \frac{di_p}{dt}. \quad (2.10)$$

Aus der Knotengleichung $i_{in} = i_p + i_s$ und den Gleichungen 2.10 folgt, dass der Rippel von i_{in} Null wird, falls

$$\frac{di_p}{dt} = \frac{di_s}{dt} \quad (2.11)$$

gilt. Aus den Gleichungen 2.10 folgt damit

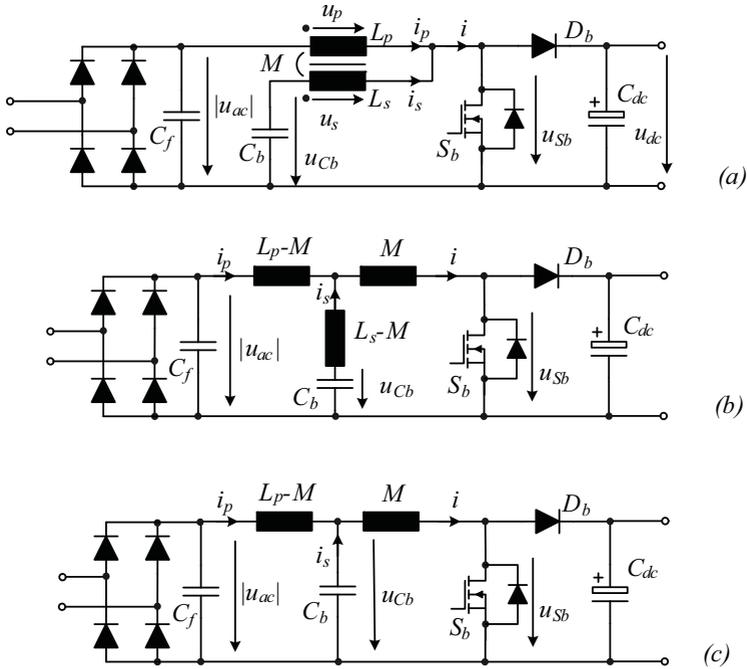


Abbildung 2.35: (a) Schaltschema der Zero-Ripple-Filtervariante 1 mit Zusatzwicklung L_s und Kondensator C_b . (b) Schaltschema mit T-Ersatzschaltbild für die gekoppelten Induktivitäten. (c) Für den Fall $L_s = M$ entspricht die Schaltung einem Boostkonverter mit LC-Filter am Eingang.

$$0 = -L_s + M$$

$$L_s = M. \quad (2.12)$$

Mit Hilfe des Transformator-Ersatzschaltbildes lässt sich auch hier die Analogie zu einem LC-Tiefpassfilter zeigen (Abbildung 2.36(b)). Wie bei Variante 1 wird die Wicklung L_s nur vom Ripplestrom durchflossen.

Ein weiterer Unterschied der beiden Varianten zeigt sich bei der Auslegung des Filters. Abbildung 2.37 zeigt Variante 2 mit einem technischen Transformator-Ersatzschaltbild bestehend aus der Magnetisierungsinduktivi-

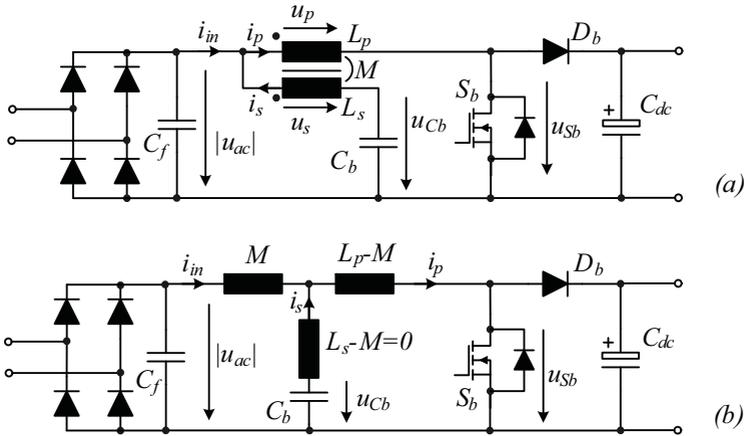


Abbildung 2.36: (a) Schaltschema der Zero-Ripple-Filtervariante 2 bei welcher die beiden Wicklungen auf der Eingangsseite zusammengeführt werden. (b) Schaltschema mit T-Ersatzschaltbild.

tät L_μ , der sekundärseitigen Streuinduktivität L_σ und einem idealen Transformator mit Übersetzungsverhältnis $N_p:N_s$. Damit gilt für die Induktivitäten in Abbildungen 2.35 und 2.36 [26]

$$L_p = L_\mu \quad M = L_\mu \frac{N_s}{N_p} \quad L_s = L_\mu \frac{N_s^2}{N_p^2} + L_\sigma \quad (2.13)$$

und mit der Zero-Ripple-Bedingung $L_s = M$

$$L_\sigma = L_\mu \frac{N_s}{N_p} \left(1 - \frac{N_s}{N_p}\right). \quad (2.14)$$

Beide Varianten erreichen die gleiche Abschwächung, falls die Induktivität M_{V1} in Variante 1 gleich $(L_p - M)_{V2}$ in Variante 2 ist. Für die Übersetzungsverhältnisse gilt dann

$$\left(\frac{N_s}{N_p}\right)_{V1} = 1 - \left(\frac{N_s}{N_p}\right)_{V2}. \quad (2.15)$$

Um eine möglichst hohe Rippelunterdrückung zu erreichen, ist bei Variante 1 ein Übersetzungsverhältnis nahe eins vorteilhaft, während Variante 2

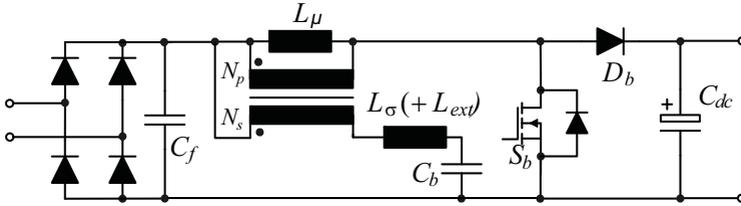


Abbildung 2.37: Filtervariante 2 mit einem technischen Transformatorersatzschaltbild mit primärseitiger Magnetisierungsinduktivität und sekundärseitiger Streuinduktivität. Diese kann durch eine externe Induktivität vergrößert werden, um den Wert aus Gleichung (2.14) zu erreichen.

mit einer kleineren Zahl von Sekundärwindungen auskommt. Aufgrund der hohen Windungszahlen typischer Boostinduktivitäten in elektronischen Vorschaltgeräten ($N_p = 100 - 250$) ist Variante 1 nur mit einem grösseren Kern umsetzbar. Für die praktische Realisierung wurde deshalb Variante 2 gewählt. Als Grundlage wird die originale Boostinduktivität mit der Windungszahl $N_p = 231$ und der Induktivität $L_p = 4.27$ mH verwendet. Die Sekundärwicklung mit 30 Windungen ergibt eine gemessene Induktivität von $L_s = 74$ μ H. Der gemäss Gleichung (2.14) berechnete Wert für die erforderliche Streuinduktivität beträgt 483 μ H. Aufgrund der kleinen gemessenen sekundärseitigen Streuinduktivität von 4 μ H ist eine externe Induktivität mit $L_{ext} = 479$ μ H notwendig², um die Zero-Ripple-Bedingung zu erfüllen (siehe Abbildung 2.38 (b)).

Die Auswirkungen von Bauteiltoleranzen auf die Rippelunterdrückung wurde mit Hilfe von Schaltungssimulationen in *Simplorer* untersucht. Abbildung 2.38 (a) zeigt den Eingangsstrom für die berechnete Induktivität L_{ext} und Abweichungen von $\pm 10\%$ und Abbildung 2.39 die daraus berechneten Störspetren (siehe Kapitel 4).

Der Rippel ist bei der um 10% vergrößerten Induktivität am kleinsten, was durch einen in Abbildung 2.39 gut sichtbaren Saugkreiseffekt bei etwa 46 kHz erklärt werden kann. Mit der grösseren Induktivität L_{ext} entspricht $L_s - M$ ungefähr 50 μ H, womit sich mit $C_b = 220$ nF eine Mittenfrequenz von 48 kHz ergibt. Im für die Auslegung des Filters kritischen Bereich bei 150 kHz wird mit der nach Gleichung (2.14) berechneten Induktivität der niedrigste Wert erreicht. Generell zeigt sich eine grosse Schwankung der Resultate mit einer Toleranzgrenze von 10%.

²Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung eines speziellen Kerns zur Erhöhung der Streuinduktivität.

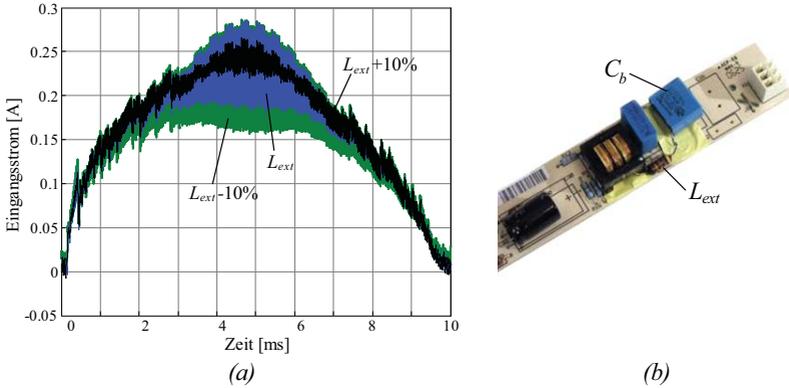


Abbildung 2.38: (a) Zero-Ripple-Filter mit externer Induktivität L_{ext} und Kondensator C_b . (b) Vergleich der simulierten Eingangsströme für eine externen Induktivität mit einer Toleranz von $\pm 10\%$.

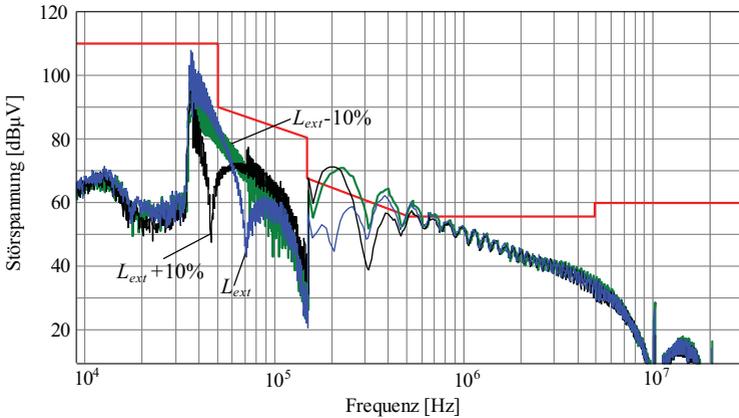


Abbildung 2.39: Vergleich der simulierten Störspektren für eine externe Induktivität mit einer Toleranz von $\pm 10\%$.

Abbildung 2.40 zeigt den Vergleich der Störspektren des Zero-Ripple-Filters mit einem netzseitigen Tiefpassfilter mit den Bauteilwerten von L_{ext} und C_b . Während im unteren Frequenzbereich entsprechend der Theorie ein ähnlicher Verlauf erreicht wird, ist die Abschwächung des Tiefpassfilters im

Frequenzbereich ab 150 kHz deutlich besser.

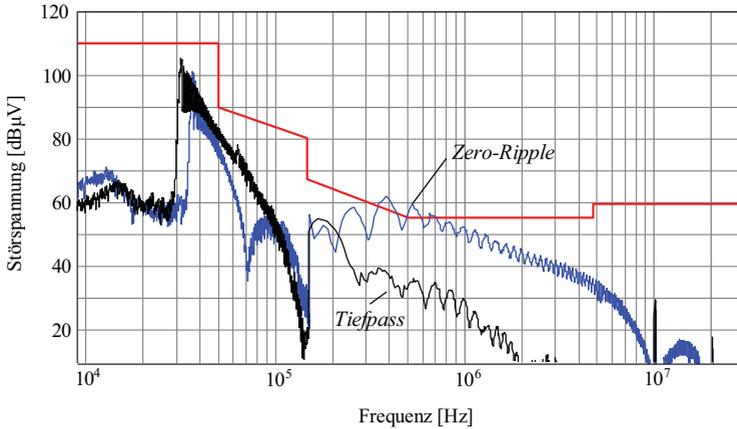


Abbildung 2.40: Vergleich des Zero-Ripple-Filters mit einem netzseitigen Tiefpassfilter mit den Bauteilwerten $L_{ext} = 480 \mu\text{H}$ und $C_b = 220 \text{ nF}$.

Aufgrund der Abhängigkeit von Toleranzen und dem im Vergleich zu einem netzseitigen Filter schlechteren Ergebnis, ist der Einsatz eines Zero-Ripple-Filters für Vorschaltgeräte nicht sinnvoll. Weiterhin wird beim bestehenden EVG eine kombinierte CM- und DM-Filterinduktivität eingesetzt, bei welcher die Streuinduktivität als DM-Filter genutzt wird. Kosten können deshalb nur durch einen einfacheren Aufbau einer reinen CM-Induktivität eingespart werden. Da beim Zero-Ripple-Filter zusätzliche Kosten durch die Zusatzwicklung und die externe Induktivität verursacht werden, ist ein Kostenvorteil nicht zu erwarten.

Kapitel 3

Optimierung der Induktivitäten

In typischen elektronischen Vorschaltgeräten sind die magnetischen Bauelemente für etwa ein Drittel der Gesamtverluste verantwortlich. Die grössten Verlustanteile treten in der Boost- und der Resonanzinduktivität auf, dazu kommt der kleinere Anteil der EMV-Filterinduktivität. Aus Kostengründen und aufgrund der hohen Induktivitätswerte (typischerweise über 1 mH) mit entsprechend hoher Windungszahl werden die Induktivitäten auf E-Kernen realisiert (vgl. Abbildung 3.1 (a)).

Bei der Berechnung der Verluste ist die Common-Mode Filterinduktivität unproblematisch, da aufgrund des kleinen schaltfrequenten Stromrippels die Kernverluste und Wirbelstromeffekte vernachlässigbar sind. Die Verluste können somit direkt aus dem DC-Widerstand und dem Strom berechnet werden.

Bei der Boost- und der Resonanzinduktivität treten sowohl Kern- als auch Wicklungsverluste auf. Letztere können weiter in Skin- und Proximityverluste unterteilt werden. Der Skineffekt führt aufgrund des internen H -Felds zu einer Verdrängung des Stroms an den Rand des Leiters und kann durch einen mit der Frequenz zunehmenden Widerstand beschrieben werden. Die Proximityverluste werden durch Wirbelströme verursacht, die im Leiter von einem externen B -Feld induziert werden. Die Quellen für das externe Feld sind die weiteren Leiter in der Wicklung und der Luftspalt. Aufgrund der hohen Feldstärken in der Nähe des Luftspalts ist dieser bei typischen Boost- und der Resonanzinduktivitäten von Vorschaltgeräten für den grössten Teil der Pro-

ximityverluste verantwortlich. Die Berechnung der Proximityverluste ist für allgemeine Fälle nur mit numerischen Simulationsverfahren wie der Finite-Elemente-Methode (FEM) durchführbar, welche sich jedoch aufgrund des hohen Rechenaufwands kaum für Optimierungsrechnungen eignet. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel ein analytisches Berechnungsverfahren vorgestellt, welches die Verluste für Induktivitäten in elektronischen Vorschaltgeräten mit guter Genauigkeit beschreibt.

Abschnitt 3.1 behandelt die Berechnung der Reluktanzen von Kern und Luftspalt, welche zur Auslegung der Induktivitäten benötigt werden. Abschnitt 3.2 beschreibt die Berechnung der Kern- und Wicklungsverluste für Induktivitäten mit Luftspalt. In Abschnitt 3.3 wird ein Berechnungsverfahren zur Bestimmung der parasitären Kapazität vorgestellt, welche zur Berechnung der Eigenresonanzfrequenz einer Induktivität benötigt wird. Schliesslich wird in Abschnitt 3.5 eine Methode vorgestellt, welche den Wertebereich der Induktivität im Resonanzkreis in Abhängigkeit verschiedener Randbedingungen berechnet. Damit kann festgestellt werden, ob die gleiche Resonanzinduktivität in Vorschaltgeräten mit verschiedenen Ausgangsleistungen eingesetzt werden kann.

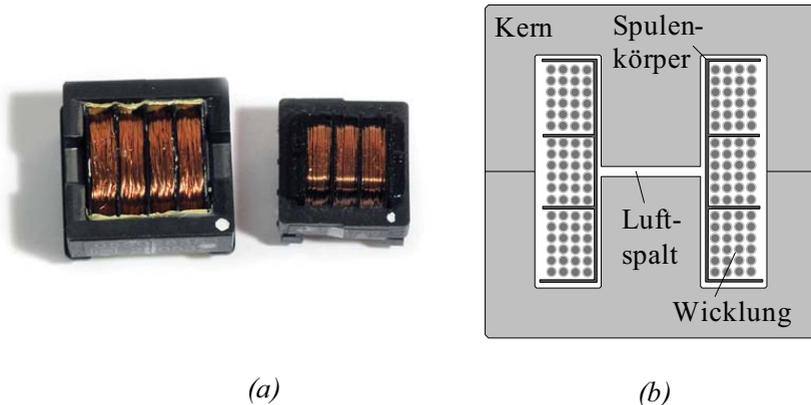


Abbildung 3.1: (a) Typische Bauformen von Induktivitäten für Vorschaltgeräte. Links: EFD25-Kern mit Litzenwicklung, rechts: E20-Kern mit Volldrahtwicklung. (b) Querschnitt durch die Induktivität.

3.1 Berechnung der Reluktanzen von Kern und Luftspalt

Der Induktivitätswert einer Spule mit magnetischem Kern berechnet sich aus

$$L = \frac{1}{R_m} N^2 \quad (3.1)$$

wobei die Reluktanz R_m durch den Kern und den Luftspalt bestimmt wird. Unter Vernachlässigung der Aufweitung der Feldlinien im Luftspalt, kann die Reluktanz aus

$$R_m = \underbrace{\frac{l_s}{\mu_0 A_e}}_{\text{Luftspalt}} + \underbrace{\frac{l_e}{\mu_0 \mu_r A_e}}_{\text{Kern}} \quad (3.2)$$

berechnet werden. Aufgrund der hohen relativen Permeabilität von Ferritmaterialien (z.B. $\mu_r = 1610$ für N87) wird die Gesamtreluktanz zum grössten Teil durch den Luftspalt definiert. Im folgenden wird deshalb die Reluktanz des Kerns vereinfacht mit der mittleren magnetischen Weglänge l_e und dem Querschnitt A_e aus dem Datenblatt des Kerns berechnet:

$$R_{m,k} = \frac{l_e}{\mu_0 \mu_r A_e} \quad (3.3)$$

Die Annahme eines konstanten Querschnitts ist bei einem E-Kern in den Ecken nicht erfüllt. Für eine genauere Berechnung der Kernreluktanz müssen entsprechend gerade und Eckabschnitte getrennt betrachtet werden [27].

Die Berechnung der Luftspaltreluktanz gemäss Gleichung (3.2) liefert in der Praxis falsche Ergebnisse, da die Aufweitung der Feldlinien im Luftspalt nicht berücksichtigt wird (vgl. Abbildung 3.2 (a)). Der Verlauf der Feldlinien wird durch die dreimensionale Geometrie von Kern und Wicklung beeinflusst und ist für die meisten Fälle nur mit Hilfe numerischer Simulationsverfahren exakt bestimmbar. Da entsprechende Simulationen einen hohen Modellierungs- und Rechenaufwand erfordern, finden sich in der Literatur verschiedene analytische Modelle, welche die Aufweitung der Feldlinien in Abhängigkeit einzelner Abmessungen des Kerns beschreiben.

In [28] wurde ein einfaches Modell vorgestellt, bei welchem der Querschnitt im Luftspalt auf allen Seiten um die halbe Luftspaltlänge vergrössert

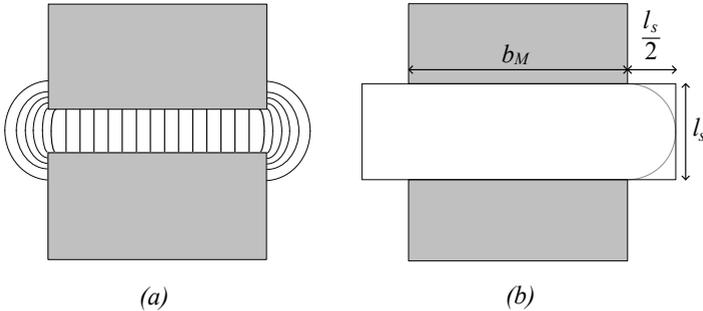


Abbildung 3.2: (a) Aufweitung der Feldlinien im Luftspalt. (b) Approximation nach Gleichung (3.4).

wird (vgl. Abbildung 3.2 (b)),

$$R_{m,s} = \frac{l_s}{\mu_0(b_M + l_s)(t_M + l_s)}, \quad (3.4)$$

mit der Breite b_M und Tiefe t_M des Kernmittelschenkels (vgl. Abb. 3.3 rechts).

Weitere Berechnungsverfahren basieren auf konformen Abbildungen, insbesondere der Schwarz-Christoffel-Transformation [29].

In [31,30] stellen die Autoren analytische Formeln zur Berechnung von Koeffizienten F_i vor, welche die Aufweitung des Feldes für verschiedene Basisfälle beschreiben. Zur Verbesserung der Genauigkeit wurden die Koeffizienten in den Formeln mit Hilfe von 2D FEM-Simulationen angepasst.

Für die Berechnung einer Induktivität mit Luftspalt im Mittelschenkel sind zwei der Basisfälle interessant. F_1 entspricht der Situation im Wicklungsfenster, bei der die Wicklung ausser am Luftspalt vollständig von magnetischem Material umgeben ist (vgl. Abbildung 3.3). Im Fall F_2 liegt die Wicklung auf einer Seite am Kern an, und ist ansonsten von Luft umgeben. Abbildung 3.3 zeigt rechts anhand eines Schnittes der Induktivität, an welchen Seiten des Luftspaltes F_1 und F_2 angewendet werden.

Die Formeln lauten mit den originalen Bezeichnungen der Variablen:

$$F_1 = \frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{\frac{1}{c} + \frac{1}{d}}{\frac{1}{c} + \frac{1}{h}} \right) + \frac{(h-d)^2(h-0.26d-0.5c)}{3ch^2} + \frac{c}{3h} \quad (3.5)$$

$$F_2 = \frac{2}{\pi} \ln \left(\sqrt{\frac{0.44(h^2 + c^2) - 0.218dh + 0.67cd + 0.33hc + 0.7825d^2}{d^2}} \right) \quad (3.6)$$

Dabei entspricht c der Breite des Wicklungsfensters, h der halben Höhe und d der halben Luftspaltlänge l_s .

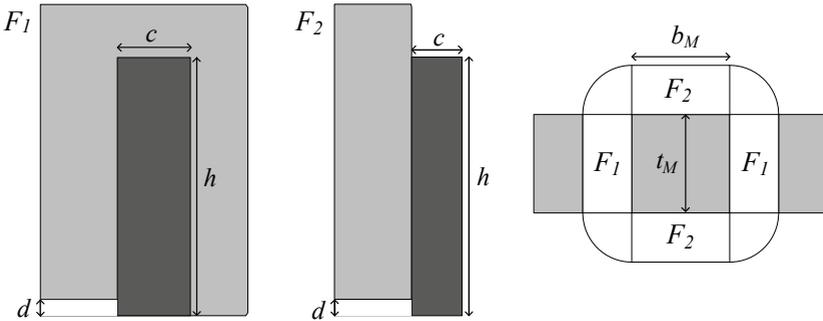


Abbildung 3.3: Reluktanzberechnung nach [31]. Links: Basisfall F_1 im Wicklungsfenster. Mitte: Basisfall F_2 für die Ober- und Unterseite der Induktivität. Rechts: Querschnitt.

$$R_{m,g} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{t_M b_M}{l_s} + \frac{1}{2} \left(2b_M \frac{F_1}{2} + 2t_M \frac{F_2}{2} + 0.33 \frac{8l_s}{2\pi} \right) \right)^{-1} \quad (3.7)$$

Abbildung 3.4 zeigt die mit Gleichungen (3.4) und (3.7) berechnete Induktivität über der Luftspaltlänge im Vergleich mit gemessenen Werten. Für die Messungen wurde ein E20-Kern mit dem Ferritmaterial N87 von EPCOS verwendet. Die Wicklung besteht aus 232 Windungen mit einem Drahtdurchmesser von 0.25 mm. Eine identisch aufgebaute Induktivität mit einer Luftspaltlänge von 0.65 mm ($L = 4.3$ mH) wird auch in einem kommerziellen 35 W-Vorschaltgerät als Boostinduktivität verwendet. Der Vergleich zeigt, dass die beiden Formeln für kleinere Luftspaltlängen sehr ähnliche Resultate liefern und die Abhängigkeit der Reluktanz von der Luftspaltlänge mit guter Genauigkeit beschreiben. Die höheren Werte in den Messungen dürften vor allem auf den in den Rechnungen vernachlässigten Streufluss im Wicklungsfenster zurückzuführen sein. Weiterhin muss beachtet werden, dass für die Luftspalte im Datenblatt Toleranzen von etwa 10 % der Länge angegeben sind.

Für längere Luftspalte sind mit Gleichung (3.7) genauere Resultate zu erwarten. Die verwendeten Spaltlängen (maximal 1 mm bei E20-Kernen und 1.5 mm bei E25- und EFD25-Kernen) in den untersuchten kommerziellen Vorschaltgeräten liegt jedoch im Bereich, wo beide Gleichungen verwendet werden können. In den folgenden Kapiteln wird für Berechnungen der Luftspaltreluktanz Gleichung (3.7) verwendet, da die nötigen Abmessungen des Kerns für weitere Berechnungen sowieso erfasst werden müssen und somit für die Auswertung zur Verfügung stehen.

3.2 Verlustberechnung

3.2.1 Kernverluste

Verluste in magnetischen Kernmaterialien werden durch unterschiedliche Mechanismen verursacht, welche häufig als Hystereseverluste, Wirbelstromverluste und Restverluste zusammengefasst werden:

- Hystereseverluste entstehen dadurch, dass die bei einer Flussänderung im Kernmaterial ablaufenden Prozesse teilweise irreversibel sind und

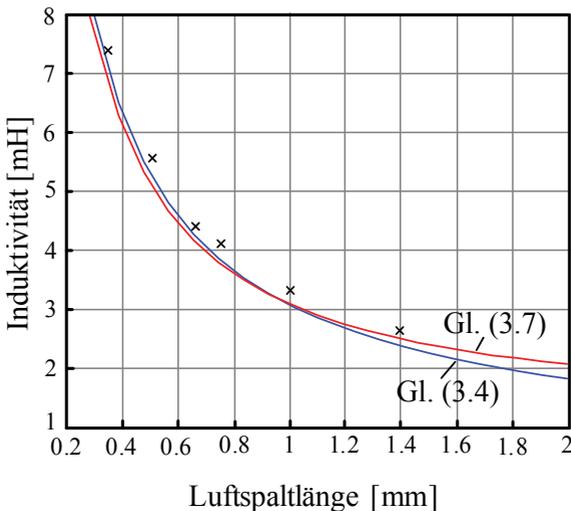


Abbildung 3.4: Verlauf der mit Gleichungen (3.4) und (3.7) berechneten Induktivität über der Luftspaltlänge im Vergleich mit Messungen (x).

deshalb Energie als Wärme verloren geht. Die Energie, die aufgewendet werden muss, um den Kern vom negativen Remanenzpunkt $-B_r$ auf B_m auszusteuern (vgl. Abbildung 3.5), entspricht der Fläche zwischen der Magnetisierungskurve m_1 und der Ordinate. Senkt man das externe Feld zurück auf null ab, wird von B_m nach B_r entsprechend die Fläche zwischen Kurve m_2 und der Ordinate zurückgewonnen. Somit entspricht der Energieverlust bei einem kompletten Umlauf der Hystereseschleife der eingeschlossenen Fläche. Bei Induktivitäten mit Ferritkernen sind die Hystereseverluste der wichtigste Anteil an den Kernverlusten.

- Wirbelstromverluste werden durch Ströme verursacht, welche bei Flussänderungen im Kernmaterial induziert werden. Die Wirbelstromverluste sind stark von der Kerngeometrie und der Leitfähigkeit des Kernmaterials abhängig.
- Unter dem Begriff Restverluste (engl. Residual Losses) werden Verlustmechanismen zusammengefasst, welche der magnetischen Relaxation und Resonanzeffekten zugeschrieben werden. Die genauen Vorgänge sind dabei nicht vollständig verstanden [32].

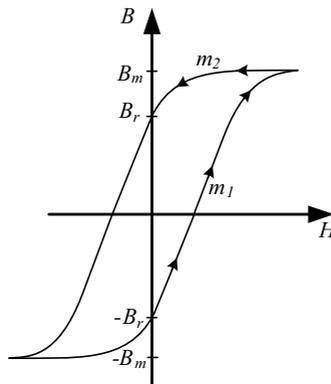


Abbildung 3.5: Beispiel einer Hysteresekurve. Die Hystereseverluste bei einem kompletten Umlauf der Kurve entsprechen der eingeschlossenen Fläche.

Aufgrund der Komplexität der verschiedenen Verlustmechanismen ist man für die Berechnung der Kernverluste auf eigene Messungen oder Verlustkurven in den Datenblättern der Hersteller angewiesen. In Datenblättern für Ferritmaterialien (z.B. [33]) sind typischerweise Kernverluste pro Volumen über

der Induktion und über der Frequenz angegeben (vgl. Abbildung 3.6). Diese Kurven beruhen auf Messungen bei sinusförmiger Anregung. Der Verlauf der Kernverluste entspricht dabei in den doppellogarithmischen Graphen näherungsweise einer Geraden.

Für eine feste Temperatur lassen sich die Verluste deshalb näherungsweise mit der Steinmetz-Formel [34] beschreiben,

$$P_k = k f^\alpha \hat{B}^\beta V_e, \quad (3.8)$$

mit dem Volumen V_e des Kerns.

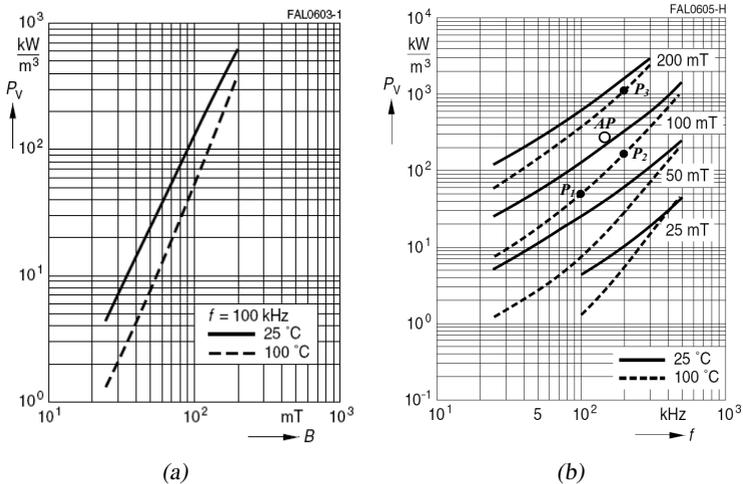


Abbildung 3.6: (a) Kernverluste pro Volumen über der Induktion und (b) der Frequenz aus dem Datenblatt [33] für das Ferritmaterial N87 von EPCOS.

Die Parameter α für die Frequenzabhängigkeit und β für die Induktionsabhängigkeit sowie der Skalierungsfaktor k lassen sich aus drei Punkten (P_1 - P_3) der Messkurve in der Nähe des Arbeitspunktes (AP) bestimmen (vgl. 3.6 (a)).

$$\alpha = \frac{\log(P_{k,P2}/P_{k,P1})}{\log(f_{P2}/f_{P1})} \quad (3.9)$$

$$\beta = \frac{\log(P_{k,P3}/P_{k,P2})}{\log(\hat{B}_{P3}/\hat{B}_{P2})} \quad (3.10)$$

$$k = \frac{P_{k,AP}}{f_{AP}^\alpha \hat{B}_{AP}^\beta} \quad (3.11)$$

Die Gleichung (3.8) eignet sich nur für die Verlustberechnung von Induktivitäten mit sinusförmigen Stromverlauf wie der Resonanzinduktivität in der Inverterstufe. Für nichtsinusförmige Signale wurden in der Literatur mehrere Ansätze präsentiert, die Steinmetzgleichung zu verallgemeinern [35, 36, 37].

In [38] wird eine Gleichung vorgestellt, welche von den Autoren “improved Generalized Steinmetz Equation” (iGSE) genannt wird,

$$P_k = \frac{V_e}{T} \int_0^T k_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha (\Delta B)^{\beta-\alpha} dt V_e, \quad (3.12)$$

mit der Peak-to-Peak Flussdichte ΔB des betrachteten ΔB - ΔH -Loops und

$$k_i = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha 2^{\beta-\alpha} d\theta}. \quad (3.13)$$

Für stückweise lineare Funktionen vereinfacht sich Gleichung (3.12) zu:

$$P_k = \frac{V_e k_i (\Delta B)^{\beta-\alpha}}{T} \sum_n \left| \frac{B_{n+1} - B_n}{t_{n+1} - t_n} \right|^\alpha (t_{n+1} - t_n), \quad (3.14)$$

wobei hier Index n den Beginn und $n + 1$ das Ende des jeweils betrachteten linearen Abschnitts bezeichnet.

Die Autoren stellen weiterhin einen Algorithmus vor, mit welchem der Verlauf der Flussdichte in sogenannte Major- und Minor-Loops zerlegt wird. Die Gleichungen (3.12) oder (3.14) werden für jeden Loop einzeln angewandt und zur Berechnung der Gesamtverluste zeitlich gewichtet aufsummiert: 1

$$P_{k,tot} = \frac{1}{T} \sum_i P_i T_i. \quad (3.15)$$

P_i entspricht dabei den Verlusten eines Loops mit Periode T_i und T der Gesamtperiode des betrachteten Signals.

Für den Stromverlauf in der Boostinduktivität (siehe Kapitel 4.2.2) können die Verluste für jedes Teildreieck direkt mit Gleichung (3.14) berechnet und anschliessend entsprechend (3.15) aufsummiert werden.

Eine Einschränkung aller Varianten der Steinmetzgleichung ist die Vernachlässigung der Abhängigkeit der Kernverluste von der DC-Vormagnetisierung.

Da die Verlustkurven in den Datenblättern nur für sinusförmige Anregung angegeben sind, sind zur Beschreibung dieser Abhängigkeit zusätzliche Messungen nötig. Eine Methode zur Berücksichtigung der DC-Vormagnetisierung in Gleichung (3.12) wird in [39] vorgestellt. Dabei werden Parameter k_i und β mit Hilfe von Korrekturgraphen entsprechend der Vormagnetisierung angepasst.

3.2.2 Wirbelstromverluste der Wicklung

Wird ein Leiter von einem Wechselstrom durchflossen, verursacht dieser ein magnetisches Feld innerhalb und ausserhalb des Leiters. Durch das Feld innerhalb des Leiters (vgl. Abbildung 3.7 (a)) werden Wirbelströme induziert, welche in der Mitte des Leiters dem Strom entgegenwirken und ihn am Rand erhöhen. Dieser Effekt wird Skineffekt genannt und führt dazu, dass bei zunehmender Frequenz der Strom immer weiter an den Rand des Leiters verdrängt wird. Der zweite Anteil der Wirbelstromverluste wird durch den Proximityeffekt verursacht, welcher die durch externe Felder verursachten Wirbelströme beschreibt (vgl. Abbildung 3.7 (b)). Das auf einen Leiter wirkende externe Feld setzt sich aus den Feldern der anderen Leitern und dem Feld des Luftspalts zusammen.

Die Berechnung der Wirbelstromverluste ist nur für Spezialfälle analytisch möglich. Für allgemeine Fälle liefern numerische Verfahren wie FEM-Simulationen sehr genaue Ergebnisse, sind aber aufgrund der langen Rechenzeiten und des Modellierungsaufwands nur eingeschränkt für Optimierungen geeignet. Aus diesem Grund müssen vereinfachende Annahmen getroffen werden, damit die Verluste analytisch berechnet werden können.

Die Komplexität der Verlustberechnung kann stark vereinfacht werden, indem das Feld der induzierten Wirbelströme vernachlässigt wird. Betrachtet man einen einzelnen Leiter, bedeutet diese Annahme, dass ein externes Feld den Leiter ungehindert durchdringt. Aufgrund der vernachlässigten Rückwirkung der Wirbelströme kann die Feldverteilung im Wicklungsfenster magnetostatisch berechnet werden. Die getroffenen Annahmen stimmen für tiefe Frequenzen gut mit exakten Simulationen überein. Für steigende Frequenzen liefert dieser Ansatz zu grosse Werte für die Proximityverluste, da die Abschirmung des externen Feldes durch die Felder der Wirbelströme nicht berücksichtigt wird. Laut [37] bleibt der Fehler der Berechnung unter 5 %,

solange der Durchmesser der Leiter kleiner als 1.6-fache Eindringtiefe δ ist,

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}}. \quad (3.16)$$

Diese Annahme ist normalerweise für Induktivitäten in der Leistungselektronik erfüllt, da für grössere Durchmesser die Proximityverluste stark ansteigen und somit bei der Auslegung kleinere Durchmesser gewählt werden.

Bei der mathematischen Herleitung der Wirbelstromverluste für runde Leiter [40] zeigt sich, dass die Stromdichteanteile für Skin- und Proximityeffekt orthogonal sind. Daraus folgt, dass für beliebige periodische Stromverläufe die Skin- und Proximityverluste für jeden Frequenzanteil einzeln berechnet und aufsummiert werden können.

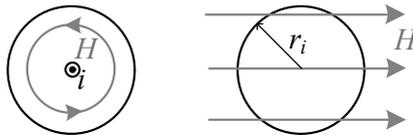


Abbildung 3.7: (a) Internes H-Feld im Leiter. (b) Externes H-Feld.

Die Vergrößerung des Leiterwiderstands mit der Frequenz wird häufig durch einen dimensionslosen Faktor F ausgedrückt. Die Skinverluste pro Einheitslänge berechnen sich damit gemäss:

$$P_s = R_{DC} F \frac{\hat{I}^2}{2} \quad (3.17)$$

mit

$$R_{DC} = \frac{1}{\sigma\pi r_i^2}. \quad (3.18)$$

Für den Skinfaktor F im runden Leiter wurde in [40] eine exakte Lösung vorgestellt:

$$F = \frac{\zeta r_i \operatorname{Ber}(\zeta r_i) \operatorname{Bei}'(\zeta r_i) - \operatorname{Bei}(\zeta r_i) \operatorname{Ber}'(\zeta r_i)}{2 \operatorname{Ber}^2(\zeta r_i) + \operatorname{Bei}^2(\zeta r_i)} \quad (3.19)$$

mit

$$\zeta = \frac{\sqrt{2}}{\delta}. \quad (3.20)$$

$Ber_n(x)$ bezeichnet den Realteil der Kelvinfunktion n -ter Ordnung und $Bei_n(x)$ den Imaginärteil, wobei für $n = 0$ der Index üblicherweise weggelassen wird. Ber' und Bei' steht für die erste Ableitung der jeweiligen Funktion.

Für Frequenzen, bei denen die Eindringtiefe δ nicht klein gegenüber dem Drahtdurchmesser d ist, gilt folgende Approximation [37]:

$$F = 1 + \frac{1}{48} \left(\frac{r_i}{\delta} \right)^4 = 1 + \frac{1}{192} \left(\mu_0 \sigma \omega r_i^2 \right)^2. \quad (3.21)$$

Unter der oben erwähnten Voraussetzung $d < 1.6\delta$ zur Berechnung der Proximityverluste gilt $F \approx 1$. Im betrachteten Frequenzbereich ist somit nur der DC-Widerstand wirksam.

Die Proximityverluste in einem runden Leiter lassen für den Fall eines uniformen transversalen externen Feldes exakt berechnen [40]:

$$P_p = \frac{-2\pi r_i \zeta \hat{H}^2}{\sigma} \frac{Ber_2(\zeta r_i) Ber'(\zeta r_i) + Bei_2(\zeta r_i) Bei'(\zeta r_i)}{Ber^2(\zeta r_i) + Bei^2(\zeta r_i)}. \quad (3.22)$$

Für tiefe Frequenzen ($d < 1.6\delta$) gilt [37, 41]:

$$P_{p,LF} = \frac{\pi}{8} \mu_0^2 \sigma \omega^2 r_i^4 \hat{H}^2. \quad (3.23)$$

Abbildung 3.8 zeigt die Verlustanteile über der Frequenz einer typischen Resonanzinduktivität eines 36 W-Vorschaltgerätes mit einer Schaltfrequenz von 50-60 kHz. Die Eindringtiefe bei 100 kHz beträgt 0.21 mm, so dass bei einem Drahtdurchmesser von 0.25 mm³ keine Frequenzabhängigkeit der nur den Skineneffekt berücksichtigenden Verluste sichtbar ist. Die Grenze von $\delta = d/1.6$ liegt bei 140 kHz und somit aufgrund der stark ansteigenden Proximityverluste ausserhalb eines sinnvollen Einsatzbereiches für die Beispielinduktivität.

3.2.3 Berechnung der magnetischen Feldstärke im Wicklungsfenster

Für die Berechnung der Proximityverluste nach Gleichung (3.23) wird das externe magnetische Feld am Ort des Leiters benötigt. Da dieses Feld innerhalb

³Nahe dem optimalen Durchmesser für minimale Wicklungsverluste (siehe Abbildung 3.20).

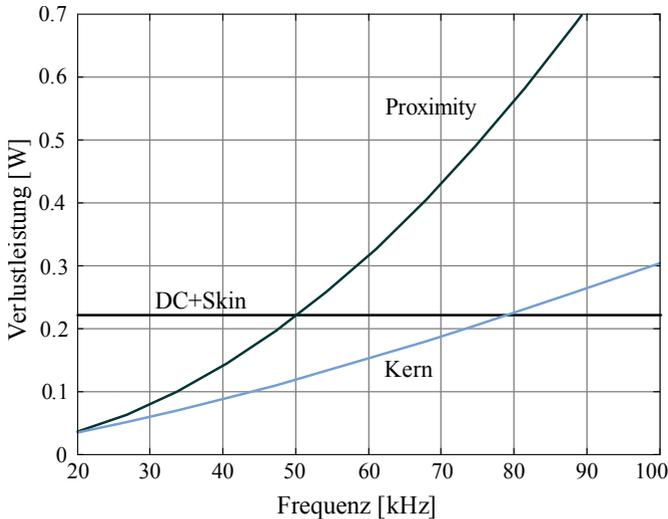


Abbildung 3.8: Berechnete Verlustanteile über der Frequenz für eine Resonanzinduktivität (146 Windungen mit $d = 0.25$ mm, E25-Kern aus N87-Ferrit).

des Leiters als homogen angenommen wird, reicht es die Feldstärke im Mittelpunkt des jeweiligen Leiters zu bestimmen, welche sich aus den Anteilen der weiteren Leiter und dem Feld des Luftspalts zusammensetzt.

Zur Vereinfachung der Berechnung wird das magnetische Feld in zwei Schnittebenen zweidimensional berechnet (vgl. Abbildung 3.9). Der erste Fall entspricht der Situation im Wicklungsfenster, wo das zu berechnende Gebiet überall ausser beim Luftspalt vom magnetischen Material begrenzt wird. Die zweite Schnittebene steht rechtwinklig dazu und grenzt nur an einer Seite an den Kern.

Bei der Berechnung der Proximityverluste wird in den in Abbildung 3.9 oberen und unteren Abschnitten einer Windung das H -Feld aus Fall 2 verwendet, in den seitlichen das aus Fall 1. Dabei wird das H -Feld innerhalb des Abschnittes als konstant angenommen. Bei einem Luftspalt im Mittelschenkel ist diese Annahme mit guter Näherung erfüllt, da der Abstand eines Leiters zum Luftspalt während einem Umlauf praktisch konstant bleibt.

Zur Berechnung des H -Feldes in den beiden Fällen wird die Spiegelungsmethode [42] (engl. *Method of Images*) verwendet. Die Spiegelungsmethode vereinfacht die Berechnung elektrostatischer Probleme, indem elektrisch

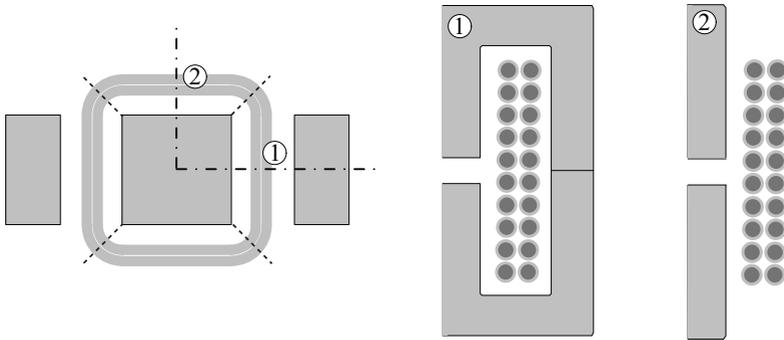


Abbildung 3.9: Schnittebenen zur Berechnung des H -Felds.

leitende Grenzflächen durch Ladungsverteilungen ersetzt werden, welche die Grenzbedingungen erfüllen. Die Methode kann ebenfalls zur magnetostatischen Berechnung des H -Feldes von Stromverteilungen in der Nähe von Grenzflächen mit unendlicher Permeabilität eingesetzt werden. Im Beispiel in Abbildung 3.10 wird das H -Feld in der Luft durch die Summe der Felder der beiden Linienströme beschrieben. Aufgrund der gleichen Vorzeichen von Quelle und Spiegelbild heben sich dabei die Tangentialkomponente des Feldes an der Grenzfläche auf. Für den Fall paralleler Grenzflächen ergibt sich theoretisch eine unendliche Zahl von Spiegelbildern, in der Praxis ergeben sich aufgrund des Abfalls der Feldstärke mit der Distanz ab etwa 10×10 Spiegelbildern kaum mehr Änderungen.

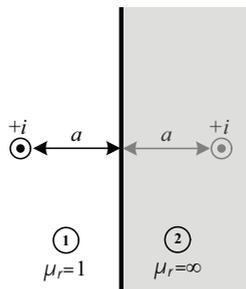


Abbildung 3.10: Quelle und Spiegelbild bei einer einzelnen Grenzfläche.

Damit die Voraussetzung einer Grenzfläche mit unendlicher Permeabilität für die Spiegelungsmethode erfüllt ist, wird der Luftspalt durch eine Strom-

verteilung um einen geschlossenen Kern ersetzt [43]. Wie in den vereinfachten Ersatzschaltbildern in Abbildung 3.11 gezeigt wird, fällt bei einem magnetischen Kern mit unendlicher Permeabilität die ganze Durchflutung Ni der Wicklung über der Luftspaltreluktanz ab. Die Reluktanz kann im Ersatzschaltbild durch eine entsprechende Durchflutungsquelle ersetzt werden, welche einem Strom von Ni in Gegenrichtung zum Wicklungsstrom entspricht. Im zweidimensionalen Modell wird für diese Ersatzquelle ein Flächenstrom auf der Kernoberfläche angenommen.

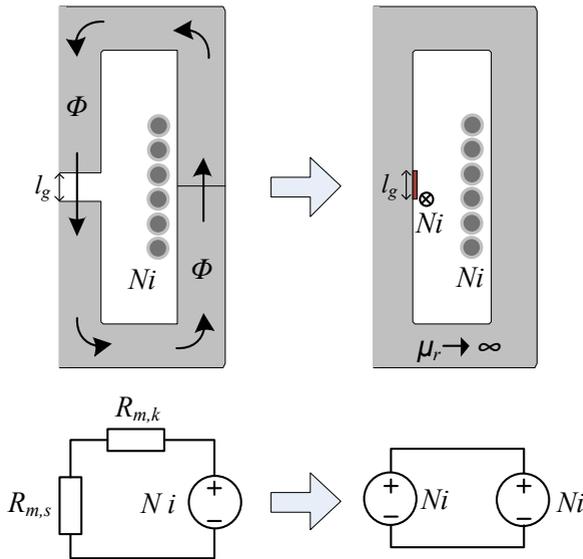


Abbildung 3.11: Herleitung der Ersatzquelle für den Luftspalt.

Die einzelnen Leiter der Wicklung werden jeweils durch einen Linienstrom im Mittelpunkt modelliert und zusammen mit der Ersatzquelle des Luftspalts in alle Richtungen gespiegelt (vgl. Abbildung 3.12). Das H -Feld an einem Punkt im Wicklungsfenster kann nun einfach berechnet werden, indem die Felder von Windungen, Luftspalt und Spiegelbildern aufsummiert werden.

Die Feldkomponenten eines Linienstroms berechnen sich aus (vgl. Abbildung 3.13):

$$\vec{H} = \frac{\hat{i}}{2\pi r} \vec{e}_\varphi \quad (3.24)$$

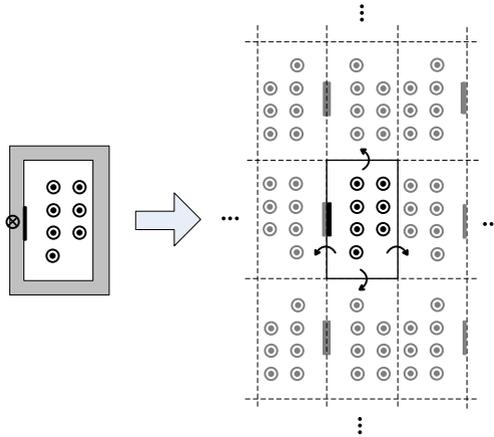


Abbildung 3.12: Spiegelung des Wicklungsfensters mit der Luftspaltersatzquelle und den Linienströmen.

mit $r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ und Δx und Δy gleich den Distanzen zwischen dem betrachteten Punkt und dem Linienstrom.

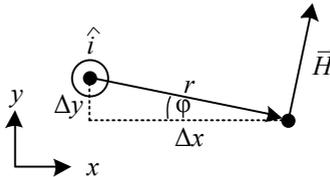


Abbildung 3.13: Berechnung des H-Feldes für einen Linienstrom.

Für das Feld eines Flächenstroms in y-Richtung gilt [42]:

$$\hat{H}_x = \frac{\hat{i}}{8\pi a} \left(\log((a - \Delta y)^2 + \Delta x^2) - \log((a + \Delta y)^2 + \Delta x^2) \right)$$

$$\hat{H}_y = -\frac{\hat{i}}{4\pi a} \left(\arctan \frac{-(a + \Delta y)}{\Delta x} + \arctan \frac{-(a - \Delta y)}{\Delta x} \right) \quad (3.25)$$

mit $a = \frac{l_s}{2}$. Alternativ kann anstelle des Flächenstromes auch eine Reihe von Linienströmen verwendet werden, welche über die Länge des Luftspalts verteilt werden (z.B. 10 Linienströme mit jeweils $i_g = 0.1Ni$).

Die Genauigkeit der Verlustberechnung kann erhöht werden, wenn die endliche Reluktanz des Kerns berücksichtigt wird⁴. Die Durchflutung der Ersatzquelle berechnet sich dann aus:

$$NI_s = \frac{R_{m,s}}{R_{m,s} + R_{m,k}} NI. \quad (3.26)$$

Für die hier betrachteten Induktivitäten ergeben sich damit für NI_s Werte um $0,95 NI$.

Da der Strom in die Gleichungen linear eingeht, muss das H -Feld auch für nichtsinusförmige Ströme nur einmal für einen Referenzstrom \hat{i}_{ref} berechnet werden. Bei der Berechnung der Proximityverluste mit Gleichung (3.23) berechnet sich dann das H -Feld für jede Harmonische \hat{i}_n aus:

$$\hat{H}_n = \hat{H} \frac{\hat{i}_n}{\hat{i}_{ref}} \quad (3.27)$$

3.2.4 Litze

Da die Proximityverluste nach Gleichung (3.23) in vierter Ordnung vom Drahtdurchmesser abhängig sind, werden Wicklungen häufig aus Litzen mit isolierten Einzeldrähten hergestellt. In einer Litze treten Wirbelstromverluste sowohl für das ganze Bündel als auch für die Einzeldrähte auf (vgl. Abbildung 3.14). Bündeleffekte beschreiben Stromverteilungen, die sich über mehrere Einzeldrähte erstrecken und vor allem vom Aufbau der Litze abhängig sind. Der Proximityeffekt auf Bündelebene kann durch das Verdrillen der Litzendrähte vermieden werden. Zur Vermeidung des Bündel-Skin-effekts muss die Litze so aufgebaut werden, dass jeder Einzeldraht jede Stelle im Querschnitt im Mittel gleich häufig einnimmt [44]. Bei einer so aufgebauten HF-Litze können die Wirbelstromeffekte auf Bündelebene vernachlässigt werden.

Auf Einzeldrahtebene können die Skin- und Proximityverluste pro Draht mit den Gleichungen aus Abschnitt 3.2.2 berechnet werden. Die Verluste für das gesamte Bündel ergeben sich dann aus der Summe der Verluste der Einzeldrähte.

⁴Damit die Bedingung $NI = 0$ im Wicklungsfenster für die Spiegelung weiterhin erfüllt ist, kann die restliche Durchflutung z.B. durch weitere Quellen über den Rest des Kerns verteilt werden. Dies hat jedoch keinen Einfluss auf das H -Feld am Ort der einzelnen Windungen.

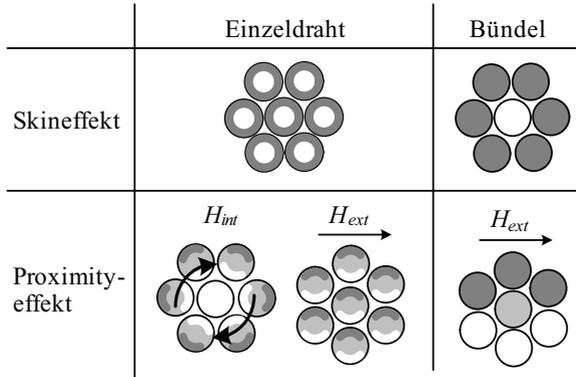


Abbildung 3.14: Übersicht der Wirbelstromeffekte auf Bündel- und Drahtebene [44].

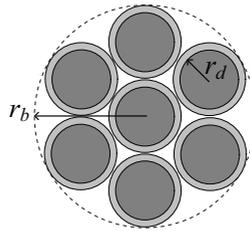


Abbildung 3.15: Definition von Bündelradius r_b und Kupferradius r_d .

Für eine Litze mit N_d Einzeldrähten mit jeweils Radius r_d (vgl. Abbildung 3.15) lauten die Skinverluste pro Einheitslänge:

$$P_{s,li} = N_d R_{DC} F \frac{\hat{I}^2}{2N_d^2} \quad (3.28)$$

mit

$$R_{DC} = \frac{1}{\sigma \pi r_d^2} \quad (3.29)$$

und

$$F = 1 + \frac{1}{192} \left(\mu_0 \sigma \omega r_d^2 \right)^2. \quad (3.30)$$

Für die in dieser Arbeit betrachteten Induktivitäten kann die Frequenzabhängigkeit der Skinverluste für Litzwicklungen vernachlässigt werden ($F = 1$).

Bei den Proximityverlusten wird in der Literatur häufig zwischen internen und externen Verlusten unterschieden. Die internen Verluste werden durch das Feld der anderen Drähte im Litzbündel verursacht, die externen durch die Felder der anderen Bündel und des Luftspalts.

Für die Proximityverluste ergibt sich damit [37,40]:

$$P_{p,LF} = N_d \frac{\pi}{8} \mu_0^2 \sigma \omega^2 r_d^4 \left(\underbrace{\hat{H}^2}_{\text{extern}} + \underbrace{\frac{\hat{I}^2}{2\pi^2 r_b^2}}_{\text{intern}} \right). \quad (3.31)$$

Bei einer Induktivität mit Luftspalt ist aufgrund der hohen Feldstärken des Luftspaltfeldes der interne Proximityeffekt normalerweise vernachlässigbar.

Aufgrund der Abhängigkeit vierter Ordnung vom Radius in Gleichung (3.31) wird klar, dass sich die Proximityverluste durch den Einsatz von Litze stark reduzieren lassen. Nachteile sind der höhere Preis und ein erhöhter DC-Widerstand bei gleichem äusseren Querschnitt. Die Ursachen dafür sind der kleinere Kupferanteil aufgrund der Isolation und der Zwischenräume, sowie die grössere effektive Wicklungslänge durch die Verdrillung.

3.2.5 Verifikation

Die Berechnung der Wicklungsverluste wurde in einem ersten Schritt mit FEM-Simulationen in *COMSOL* verifiziert (vgl. Abbildung 3.16).

Der Verlauf der Wicklungsverluste über der Frequenz für eine typische Resonanzinduktivität mit E20-Kern ist in Abbildung 3.17 abgebildet. Die Übereinstimmung mit der FEM-Simulation ist bei tiefen Frequenzen sehr gut. Mit zunehmender Frequenz liefert das vorstehend beschriebene Verfahren (implementiert mittels eines *Java*-Programms, vgl. Abschnitt 3.4) wie erwartet zu grosse Verluste, da die Abschwächung des externen H -Feldes durch die induzierten Wirbelströme nicht berücksichtigt wird. Die in Abschnitt 3.2.2 genannte Grenze von $d_d/\delta \leq 1.6$ liegt für die berechnete Induktivität bei 140 kHz, die Abweichung beträgt dort etwa 4%.

Abbildungen 3.18 und 3.19 zeigen den Verlauf der Verluste über der Permeabilität des Kernmaterials für Luftspaltlängen von 0.5 mm und 2 mm. Der Anstieg der Verluste über der Permeabilität wird durch die mit steigendem

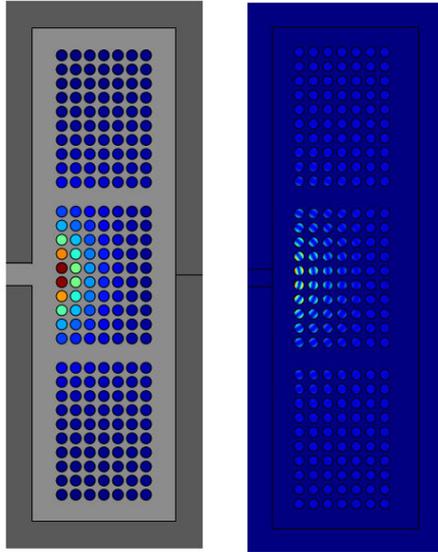


Abbildung 3.16: Screenshots der Verlustberechnung im *Java*-Programm (links) und in *COMSOL* (rechts).

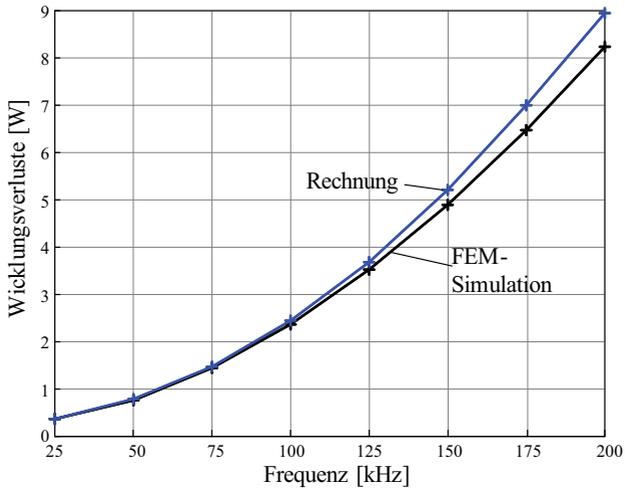


Abbildung 3.17: Vergleich der Wicklungsverluste über der Frequenz.

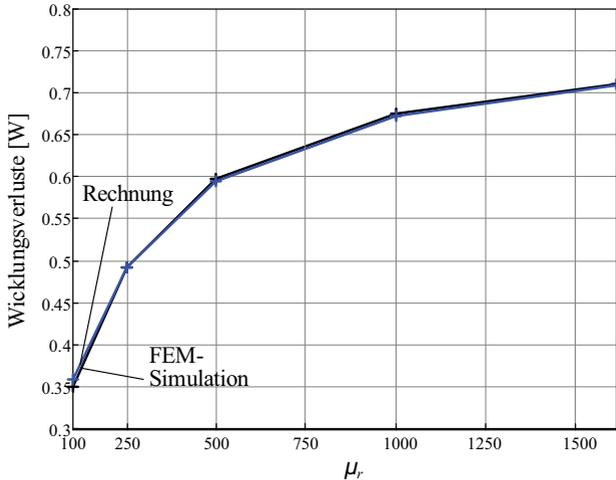


Abbildung 3.18: Wicklungsverluste über der Permeabilität für eine Luftspaltlänge von 0.5 mm.

μ_r sinkende Reluktanz $R_{m,k}$ des Kerns verursacht, welche zu einer höheren Durchflutung der Luftspalt-Ersatzquelle führt (vgl. Gleichung (3.26)). Bei 0.5 mm Luftspaltlänge ist die Übereinstimmung selbst bei tiefer Permeabilität sehr gut, während die grössere Luftspaltlänge (Abb. 3.19) zu einer Abweichung von etwa 3% führt. Diese Abweichung wird durch die Ersatzquelle für den Luftspalt verursacht, welche mit zunehmender Länge das H -Feld des Spalts nicht mehr genau modelliert. Für typische Luftspaltlängen von 0.5 mm–1 mm für E20-Kerne stimmt die Berechnung sehr gut überein.

Als zweite Verifikationsmethode wurden die Verluste der Induktivitäten im normalen Betriebspunkt des Vorschaltgerätes gemessen. Die zu messende Induktivität wird dazu mit längeren Drähten versehen und mit Temperatursensoren an Kern und Wicklung in einer Styroporbox platziert⁵. Die Induktivität wird zuerst am Vorschaltgerät betrieben, bis sich die Temperaturen stabilisiert haben. In einem zweiten Schritt wird die Induktivität mit einem DC-Strom beheizt, welcher solange angepasst wird, bis die Temperatur an der Wicklung mit der ersten Messung übereinstimmt. Aufgrund der isolierenden Box stimmen die Temperaturen des Kerns bei beiden Messungen relativ gut überein

⁵Einige Induktivitäten mit höherer Verlustleistung wurden in einer mit Sand gefüllten Box gemessen, um eine Beschädigung durch zu hohe Temperaturen zu vermeiden.

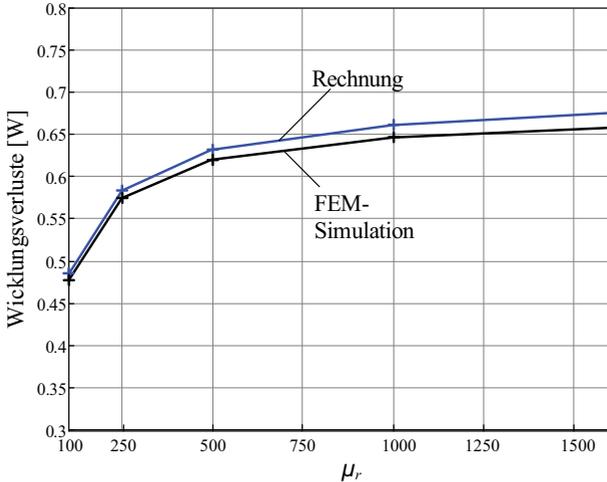


Abbildung 3.19: Wicklungsverluste über der Permeabilität für eine Luftspaltlänge von 2 mm.

(ca. 2°C Abweichung) obwohl beim DC-Betrieb keine Kernverluste auftreten. Die Verluste werden schliesslich aus dem eingestellten Strom und dem DC-Widerstand berechnet. Dieser wird mittels Vierdrahtmessung bei Raumtemperatur bestimmt und auf die gemessene Temperatur umgerechnet.

Abbildungen 3.20 und 3.21 zeigen die berechneten Verluste über dem Drahtdurchmesser im Vergleich mit gemessenen Werten für eine Resonanzinduktivität eines 36 W-Vorschaltgeräts für T8-Lampen und die Boostinduktivität aus einem EVG für 2x54 W T5-Lampen. Zur Verdeutlichung des Verlaufs der Wicklungsverluste wurde bei der Boostinduktivität die originale Litzwicklung durch verschiedene Drahtwicklungen ersetzt. Während die Resonanzinduktivität eine gute Übereinstimmung zeigt, ist bei der Boostinduktivität die berechnete Kurve gegenüber den gemessenen Werten in Richtung kleinerer Durchmesser verschoben. Trotz dieser Abweichung stimmt das berechnete Verlustminimum in beiden Fällen gut mit den Messungen überein.

Der Verlauf der Verluste über der Anzahl der Litzendrähte einer Resonanzinduktivität (2x54 W T5) ist in Abbildung 3.22 dargestellt. Aufgrund der geringen Proximityverluste werden die Verluste hier vor allem durch den DC-Widerstand bestimmt. Dieser Verlauf wird auch durch die beiden Messpunkte bestätigt.

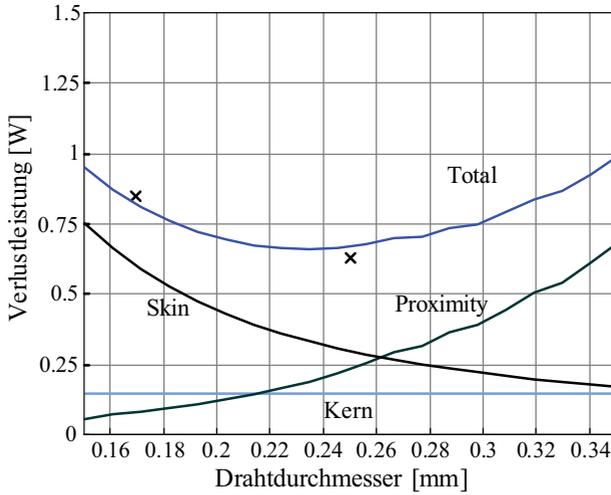


Abbildung 3.20: Vergleich der berechneten Verlustkurve über dem Drahtdurchmesser mit Messwerten für eine Resonanzinduktivität (E25-Kern, $N = 146$, EVG für 1x36 W T8).

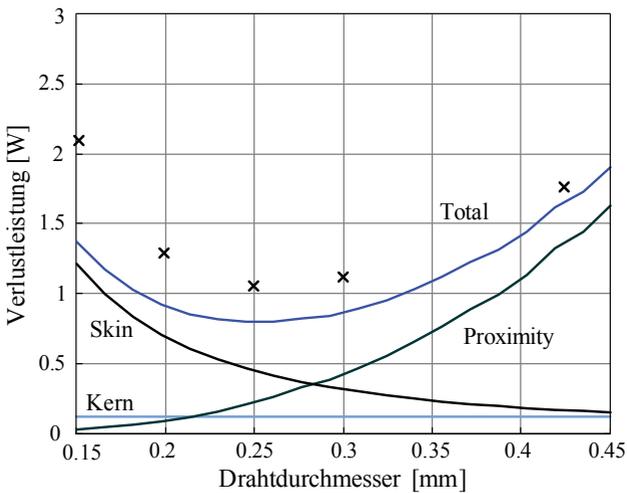


Abbildung 3.21: Vergleich der berechneten Verlustkurve über dem Drahtdurchmesser mit Messwerten für eine Boostinduktivität (EFD25-Kern, $N = 129$, EVG für 2x54 W T5).

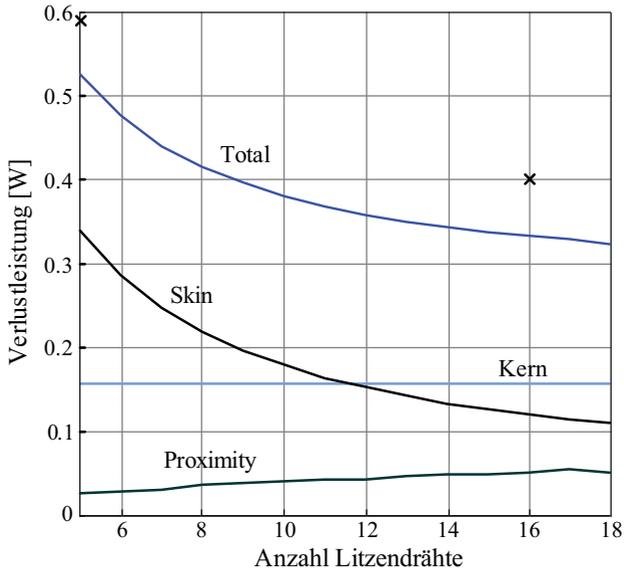


Abbildung 3.22: Berechnete Verlustkurve über der Anzahl von 0.1 mm-Litzendrähten und Messwerte (x) für eine Resonanzinduktivität (EFD25-Kern, $N = 129$, EVG für 2x54 W T5).

3.3 Parasitäre Kapazität

Ein Überblick verschiedener Verfahren zur Berechnung der parasitären Kapazitäten in mehrlagigen Induktivitäten und Transformatoren wurde in [45] vorgestellt. Die Berechnungsverfahren beruhen darauf, die Kapazität einer Basiszelle zwischen zwei Leitern approximativ zu berechnen. Daraus wird dann die Kapazität zweier Lagen und schliesslich der ganzen Wicklung bestimmt. Die parasitären Kapazitäten sind stark von der geometrischen Anordnung der einzelnen Leiter in der Wicklung abhängig. Abbildung 3.23 zeigt zwei Modelle für die Verteilung der Leiter: Die orthogonale Anordnung mit optionaler Isolationslage (a) und die orthozyklische Anordnung (b). Da die Anordnung der Leiter speziell bei Induktivitäten mit hoher Windungszahl und entsprechend kleinem Durchmesser nicht eindeutig bestimmt ist, werden hier beide Varianten vorgestellt.

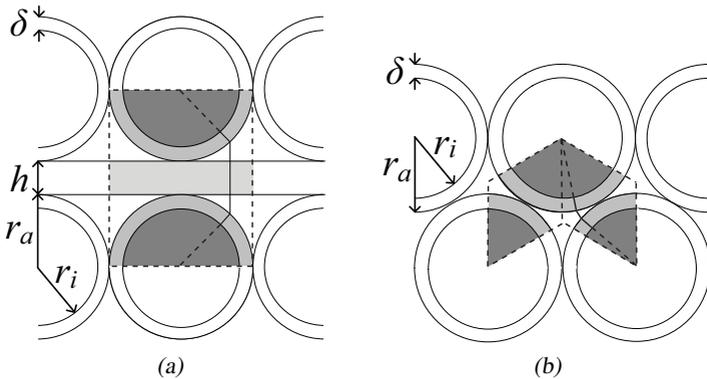


Abbildung 3.23: Abmessungen, Basiszellen und Beispiel einer approximierten Feldlinie für (a) orthogonale und (b) orthozyklische Drahtanordnung.

Die rechteckige Basiszelle für eine orthogonale Anordnung ist in Abbildung 3.23 (a) dargestellt. In [46] wurde die statische Kapazität für diese Basiszelle hergeleitet, indem die Feldstärke zwischen den beiden Drähten und damit die dort gespeicherte Energie berechnet wird. Der Verlauf der Feldlinien wird dabei durch Geraden approximiert, ein Beispiel ist in Abbildung 3.23 (a) eingezeichnet. Die Feldlinien beginnen senkrecht zur Leiteroberfläche und werden als Gerade bis zum Ende der Drahtisolation weitergeführt. Zwischen den Leitern und in der allfällig vorhandenen Lagenisolation steht die Feldlinie senkrecht zur Lagenrichtung.

Multipliziert man die Kapazität der Basiszelle mit der Anzahl Leiter pro Lage z , lautet die Gleichung für die statische Kapazität einer Lage [46]:

$$C_{0,ortho} = \frac{\varepsilon_0 z l_{w,m}}{1 - \frac{\delta}{\varepsilon_d r_a}} \left(V + \frac{1}{8\varepsilon_d} \left(\frac{2\delta}{r_a} \right)^2 \frac{Z}{1 - \frac{\delta}{\varepsilon_f r_a}} \right) \quad (3.32)$$

mit den Hilfsfunktionen

$$V = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \arctan \left(\frac{\sqrt{\beta + 1}}{\sqrt{\beta - 1}} \right) - \frac{\pi}{4} \quad (3.33)$$

$$Z = \frac{\beta(\beta^2 - 2)}{(\beta^2 - 1)^{3/2}} \arctan \left(\frac{\sqrt{\beta + 1}}{\sqrt{\beta - 1}} \right) - \frac{\beta}{2(\beta^2 - 1)} - \frac{\pi}{4} \quad (3.34)$$

$$\alpha = 1 - \frac{\delta}{\varepsilon_d r_a} \quad \beta = \frac{1}{\alpha} \left(1 + \frac{h}{2\varepsilon_f r_a} \right). \quad (3.35)$$

Dabei ist $l_{w,m}$ der Mittelwert der Wicklungslängen der beiden Lagen, ε_d die Permittivität der Drahtisolation und ε_f die der Isolationsfolie.

Bei der in Abbildung 3.23 (b) gezeigten orthozyklischen Anordnung der Leiter ist die Basiszelle rautenförmig. Jeden Leiter einer Lage verbinden zwei Basiszellen mit den beiden Leitern der nächsten Lage. Die Gleichung für die Lagenkapazität lautet [47]:

$$C_{0,cyc} = \varepsilon_0 l_{w,z} \frac{2\varepsilon_d \arctan \left(\frac{(-1+\sqrt{3})(2\varepsilon_d + \ln \frac{r_a}{r_i})}{(1+\sqrt{3})\sqrt{\ln \frac{r_a}{r_i} (2\varepsilon_d + \ln \frac{r_a}{r_i})}} \right)}{\sqrt{2\varepsilon_d \ln \frac{r_a}{r_i} + \left(\ln \frac{r_a}{r_i} \right)^2}}. \quad (3.36)$$

Bisher wurde für die Lagenkapazitäten die Änderung der Spannung über den Lagen nicht berücksichtigt. Nimmt man die Spannung über einer Lage als linear ansteigend an, ergibt sich für eine fortlaufende Wicklung [45] ⁶

$$C_{La} = \frac{1}{3} C_0. \quad (3.37)$$

⁶Mit fortlaufender Wicklung ist gemeint, dass beim Wickeln der Induktivität die Lagen abwechselnd von links nach rechts und umgekehrt gefüllt werden.

Bei mehr als zwei vollständigen Lagen berechnet sich die Gesamtkapazität der Wicklung gemäss

$$C_{Wk} = \left(\frac{2}{N_{La}} \right)^{2N_{La}-1} \sum_{v=1}^{N_{La}-1} C_{La,v}. \quad (3.38)$$

Für den Fall einer unvollständigen äussersten Lage mit k statt z Windungen gilt [48]

$$C_{La,teil} = \frac{k}{z} C_{Lage, N_{La}-1} \quad (3.39)$$

$$C_{La,voll} = \sum_{v=1}^{N_{La}-2} C_{La,v} \quad (3.40)$$

$$C_{Wk} = \frac{4k^2 C_{La,teil} + 4z^2 C_{La,voll}}{N^2}. \quad (3.41)$$

Zur Reduktion der parasitären Kapazität werden häufig Spulenkörper mit mehreren Kammern verwendet. Die einzelnen Kammern können einzeln mit den obenstehenden Gleichungen berechnet werden, wobei in Gleichung (3.41) dann für N die Windungszahl der ganzen Induktivität eingesetzt werden muss. Die Gesamtkapazität ergibt sich dann aus der Serieschaltung der Kammerkapazitäten.

Für den einfachsten Fall N_{Ka} symmetrischer Kammern mit jeweils einer Kapazität von $C_{Wk, Ka}$ gilt

$$C_{Wk,tot} = \frac{C_{Wk, Ka}}{N_{Ka}}. \quad (3.42)$$

Unter Vernachlässigung des Platzbedarfs der Trennwände sinkt damit die parasitäre Kapazität einer Induktivität quadratisch mit der Anzahl der Kammern:

$$C_{Wk,tot} = \frac{C_{Wk}}{N_{Ka}^2}. \quad (3.43)$$

Dies kann anschaulich durch die gespeicherte Energie pro Kammer erklärt werden:

$$W_{Wk,ka} = \frac{1}{2} C_{Wk,Ka} U_{Wk,Ka}^2 = \frac{1}{2} \frac{C_{Wk}}{N_{Ka}} \left(\frac{U_{wk}}{N_{Ka}} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N_{Ka}} \right)^3 C_{Wk} U_{wk}^2. \quad (3.44)$$

Für die in der gesamten Wicklung gespeicherte Energie ergibt sich:

$$W_{Wk,tot} = N_{Ka} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N_{Ka}} \right)^3 C_{Wk} U_{wk}^2 = \frac{1}{2} \frac{C_{Wk}}{N_{Ka}^2} U_{wk}^2 \quad (3.45)$$

was einer äquivalenten Kapazität gemäss Gleichung (3.43) entspricht.

Für die Kapazität zwischen der Wicklung und dem Kern wird ein Plattenkondensatormodell [49] verwendet, wobei nur die Kapazität zwischen der untersten Lage und dem Kern betrachtet wird (vgl. Abb. 3.24). Damit ergibt sich für die statische Kapazität:

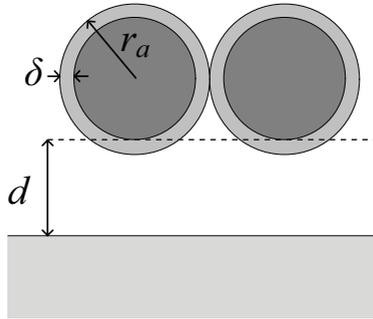


Abbildung 3.24: Definition der Abmessungen zur Berechnung der Kapazität zwischen Wicklung und Kern.

$$C_{0,Kern} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_m z r_a l_m}{d}, \quad (3.46)$$

mit dem Abstand d zwischen Kern und Leiter, dem Aussenradius r_a eines Leiters, der Windungslänge l_m und der Anzahl der Leiter z der untersten Lage. Die mittlere Permittivität ϵ_m berechnet sich aus:

$$\epsilon_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d (\delta + d)}{\delta \epsilon_0 + d \epsilon_d}, \quad (3.47)$$

mit der Permittivität ϵ_d und der Dicke δ der Leiterisolation.

Aus der statischen Kapazität $C_{0,Kern}$ ergibt sich die gesamte Kapazität zwischen Kern und Wicklung einer Induktivität mit N_{Ka} Kammern aus:

$$C_{Kern} = C_{0,Kern} \sum_{j=1}^{N_{Ka}} \left(\frac{j-1}{N_{Ka}} + \frac{1}{N_{Ka}N_{La}} \right)^2. \quad (3.48)$$

Bei einer Litzenwicklung kann die Litze zur Berechnung der Kapazität in einen äquivalenten Leiter umgewandelt werden [48] (siehe Abbildung 3.25).

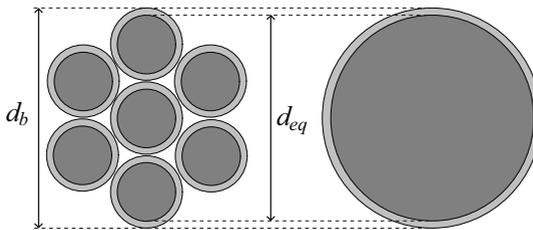


Abbildung 3.25: Umwandlung einer Litze in einen äquivalenten Leiter.

Die berechneten Kapazitäten und Messwerte für zwei typische Induktivitäten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Der Wertebereich für die berechnete Wicklungskapazität entspricht den Resultaten für zulässige Toleranzen des Gesamtdurchmessers nach *IEC 60317*. Für die Induktivität mit E20-Kern (3.2 mH, $N=200$ mit 0.28 mm Drahtdurchmesser, drei Kammern) stimmt das orthozyklische Modell gut mit dem Messwert überein. Bei der zweiten Induktivität mit Litzenwicklung (0.99 mH, $N= 129$ mit 16×0.1 mm, vier Kammern) liefert die orthogonale Berechnung die besseren Resultate. Die Rechnungen für die Kapazität zwischen Wicklung und Kern stimmen gut mit den Messungen überein.

Wie der weite Wertebereich der berechneten Resultate zeigt, ist die Wicklungskapazität relativ stark von den mechanischen Toleranzen der Drähte und des Wickelvorgangs abhängig. Insbesondere bei einer Litzenwicklung ist der Querschnitt des Litzenbündels abhängig vom Aufbau der Litze und der mechanischen Spannung beim Wickeln.

Die Genauigkeit der Berechnung könnte weiter erhöht werden, indem eine grössere Zahl industriell hergestellter Induktivitäten gemessen wird. Anhand der Resultate kann dann für eine bestimmte Kombination von Kern und Wicklung die orthogonale oder orthozyklische Rechnung oder ein Mittelwert davon verwendet werden.

	E20	EFD25
Kern	0.72 pF	1.5 pF
Messung	0.9 pF	1.4 pF
Orthogonal	2.4 - 3.1 pF	4.3 - 5.9 pF
Orthozyklisch	4.0 - 5.4 pF	7.9 - 10.9 pF
Messung	4.5 pF	4.9 pF

Tabelle 3.1: Vergleich der berechneten Kapazitäten mit Messwerten.

3.4 Implementierung

Die in diesem Kapitel beschriebenen Berechnungsverfahren wurden sowohl als *Matlab*-Bibliothek als auch als eigenständiges *Java*-Programm implementiert. Abbildung 3.26 zeigt einen Screenshot der Benutzeroberfläche des Programms und die berechnete Verlustverteilung. Die Eingabewerte für die Abmessungen von Kern und Spulenkörper sind so gewählt, dass sie direkt aus den Datenblättern von *EPCOS* übernommen werden können. Bei Resonanzinduktivitäten wird als Arbeitspunkt direkt Amplitude und Frequenz des Stroms eingegeben, die Berechnung des Stromverlaufs in der Boostinduktivität ist in Kapitel 4.2.2 beschrieben. Weiterhin besteht die Möglichkeit, beliebige Stromformen als stückweise lineare Funktionen vorzugeben.

3.5 Optimierung auf Gleichteiligkeit

Ein ursprüngliches Ziel dieser Arbeit war die automatische Optimierung der Induktivitäten bezüglich der Kosten. Das Hauptproblem ist hier die Identifikation einer Funktion, welche die Kosten in Abhängigkeit von der Kerngröße und der Wicklungsart beschreibt. Die Hersteller von Induktivitäten stellen entsprechende Informationen aus geschäftlichen Gründen nicht zur Verfügung und aus den Kosten für verschiedene Induktivitäten des Industriepartners dieser Arbeit konnte keine Funktion abgeleitet werden.

Als Teilresultat wurde die *Matlab*-Bibliothek um eine Funktion erweitert, welche den Wertebereich der Induktivität im Resonanzkreis für verschiedene Lampentypen berechnet. Damit kann festgestellt werden, ob die gleiche Resonanzinduktivität in unterschiedlichen Vorschaltgeräten eingesetzt werden kann.

Aufgrund der näherungsweise sinusförmigen Verläufe von Strom und Span-

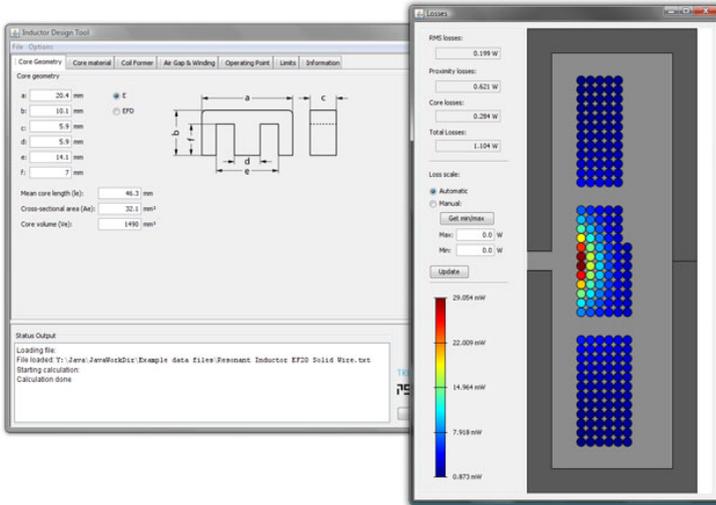


Abbildung 3.26: Screenshot des *Java*-Programms mit der Benutzeroberfläche und der berechneten Verlustverteilung.

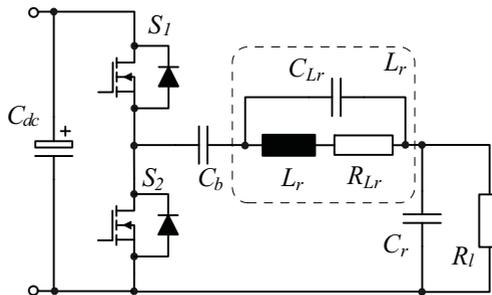


Abbildung 3.27: Schaltschema der Inverterstufe mit der Resonanzinduktivität L_r .

nung im Resonanzkreis kann mit den Grundschwingungen gerechnet werden. Der sinnvolle Wertebereich für den Resonanzkondensator C_r (vgl. Abbildung 3.27) liegt zwischen 1 nF und 20 nF. Da eine Parallelschaltung aus Kostengründen nicht sinnvoll ist, müssen hier nur wenige Kapazitätswerte für den Kondensator betrachtet werden. Die weiteren Eingabegrößen sind der Wertebereich für die Induktivität mit der Anzahl zu berechnender Zwischenschritte

sowie Daten für die betrachteten Lampentypen.

Für jede Kombination von L_r , C_r und Lampe werden die Ströme, Spannungen und Schaltfrequenzen beim Zünden und im Betrieb berechnet. Die gültigen Kombinationen werden durch folgende Kriterien ausgewählt:

- Die für die jeweilige Lampe spezifizierte Zündspannung muss im erlaubten Schaltfrequenzbereich erreicht werden.
- Der maximal zulässige Strom in der Induktivität und den Schaltern darf beim Zünden nicht überschritten werden.
- Die Schaltfrequenz im normalen Betrieb muss im erlaubten Bereich und oberhalb der Resonanzfrequenz des LC-Kreises liegen.
- Die maximale Lampenspannung beim Vorheizen für den jeweiligen Lampentyp darf bei der Vorheizfrequenz nicht überschritten werden.

Abbildung 3.28 zeigt die berechneten Wertebereiche für einige Lampentypen. Hier könnte zum Beispiel für 54 W und 80 W HO-Lampen die gleiche Induktivität verwendet werden. Eine weitere Automatisierung könnte beispielsweise eine verlustminimale Induktivität identifizieren.

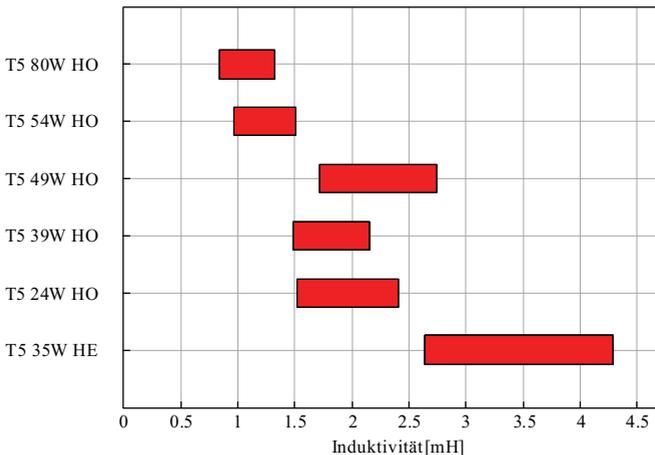


Abbildung 3.28: Wertebereich von L_r für einige Typen von T5-Lampen.

Kapitel 4

EMV-Modellierung

Die Auslegung von EMV-Filtern beruht in der Industrie normalerweise auf Messungen und iterativen Anpassungen der Prototypen. Für die erste Version des EMV-Filters werden dabei entweder approximative Berechnungen oder Erfahrungswerte mit ähnlichen Produkten verwendet. Mit einem Prototyp werden dann die EMV-Messungen durchgeführt und damit das Filter und falls notwendig das PCB-Layout angepasst. Dieser Prozess wird wiederholt, bis die EMV-Normen mit einem möglichst kostengünstigen Filter eingehalten werden. Die grössten Nachteile dieser Vorgehensweise sind der Zeit- und Kostenaufwand und das häufig fehlende Verständnis, wodurch die verschiedenen Anteile im Störspektrum verursacht werden.

Eine Möglichkeit zur genaueren Auslegung des EMV-Filters ist die Simulation des leitungsgebundenen Störspektrums [50, 51, 52]. Wenn das Filter mit Hilfe eines ausreichend genauen Simulationsmodells ausgelegt wird, können damit zeitaufwendige Hardware-Redesigns zumindest reduziert werden. Weiterhin führt die Erstellung eines Simulationsmodells zu einem besseren Verständnis der einzelnen Störquellen des Konverters. Der Vergleich von Simulation und Messungen kann so auch helfen, Hardwareprobleme (z.B. ein mangelhaftes PCB-Layout) zu identifizieren.

Dieses Kapitel stellt ein Simulationsmodell vor, mit dessen Hilfe die leitungsgelassenen Störungen elektronischer Vorschaltgeräte mit guter Genauigkeit vorhergesagt werden können. Dazu werden die wichtigsten Quellen für Differential-Mode (DM) und Common-Mode (CM) Störungen in der PFC- und der Inverterstufe identifiziert. Für jede Quelle wird ein Störausbreitungs-

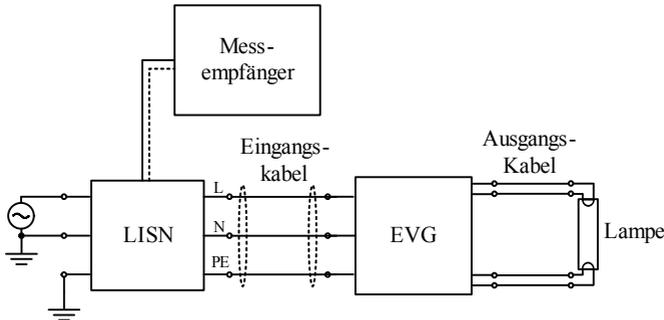


Abbildung 4.1: Aufbau zur Messung leitungsgebundener Störungen.

modell vorgestellt, welches den Pfad der Störströme von der Quelle bis zum Eingang des Messempfängers beschreibt. Schliesslich wird das Störpektrum mit einem Modell des Messempfängers und der verschiedenen Detektortypen berechnet.

4.1 Modellierung des Messaufbaus

Der Messaufbau für leitungsgebundene EMV-Messungen besteht aus einer Netznachbildung (Line Impedance Stabilization Network (LISN)), dem Netzkabel und einem Messempfänger (siehe Abbildung 4.1). Die Netznachbildung hat zwei Aufgaben: Zum einen stellt sie eine normierte Netzimpedanz für das zu messende Gerät bereit, unabhängig von der Netzimpedanz am Messplatz. Zum anderen werden die Störsignale über einen Hochpass abgegriffen und an einem BNC-Stecker bereitgestellt. Der EMV-Messempfänger ist ein spezieller Spektrumanalysator, welcher die in der Norm *CISPR 16-1* [53] festgelegten Anforderungen erfüllt. Die Normen für elektronische Vorschaltgeräte sind in *CISPR 15* [13] festgelegt. Der Grenzwert für leitungsgebundene Störungen entspricht im Bereich von 150 kHz–30 MHz der bekannteren Norm *CISPR 22 Class B* [54]. Zusätzlich ist für elektronische Vorschaltgeräte auch im Frequenzbereich 9 kHz–150 kHz ein Grenzwert definiert.

4.1.1 Modell der Netznachbildung

Abbildung 4.2 zeigt das Schaltschema einer einphasigen Netznachbildung nach *CISPR 16*. Für Frequenzen über 9 kHz ist der Einfluss der zweiten Filter-

stufe bestehend aus L_2 , C_2 und R_2 vernachlässigbar. Für die Simulation wurde deshalb das vereinfachte Modell in Abbildung 4.3 verwendet ⁷.

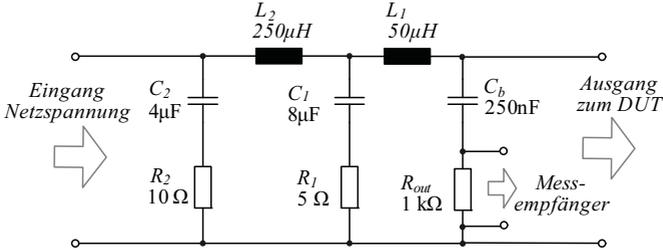


Abbildung 4.2: Schaltschema einer Netznachbildung.

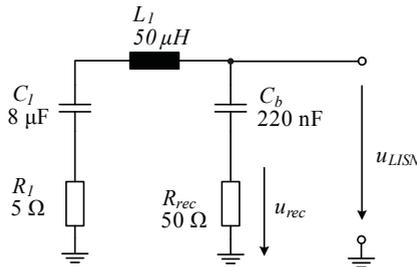


Abbildung 4.3: Vereinfachtes Modell für Frequenzen über 9 kHz.

4.1.2 Modell des Messempfängers

Abbildung 4.4 zeigt ein vereinfachtes Blockdiagramm eines Superheterodyn-Empfängers, wie er in einem Spektrumanalysator oder EMV-Messempfänger zum Einsatz kommt. Die angelegte Spannung wird durch die Eingangsstufe gepuffert und je nach Bedarf abgeschwächt oder verstärkt. In der Mischerstufe wird das zu messende Signal mit dem Ausgangssignal f_{osc} eines abstimmbaren Oszillators gemischt. Die Multiplikation im Mischer führt dazu, dass eine bestimmte Frequenz f_{in} im Eingangssignal auf die Frequenzen $|f_{osc} - f_{in}|$ und $|f_{osc} + f_{in}|$ abgebildet wird. Nach dem Mischer folgt das Zwischenfrequenzfilter, ein Bandpass hoher Ordnung mit fester Mittenfrequenz f_{ZF} . Die

⁷Der Widerstand R_{rec} im Modell entspricht der Eingangsimpedanz des angeschlossenen Messempfängers und ist nicht Teil der Netznachbildung.

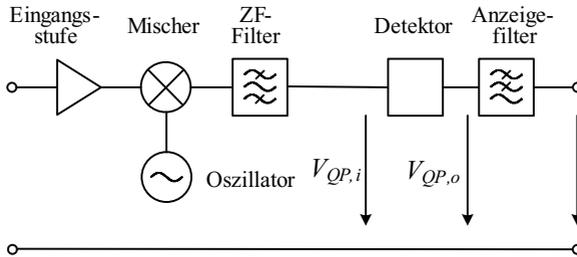


Abbildung 4.4: Vereinfachtes Blockdiagramm eines Messempfängers.

Mischerstufe führt also zu einer Frequenzverschiebung des Eingangssignals, mit der Oszillatorfrequenz f_{osc} kann ausgewählt werden, welcher Frequenzbereich auf den Durchlassbereich des Zwischenfrequenzfilters abgebildet wird⁸. Die 6 dB-Bandbreite des Zwischenfrequenzfilters beträgt im Band A (9 kHz - 150 kHz) 200 Hz und im Band B (150 kHz–30 MHz) 9 kHz (siehe Tabelle 4.1).

	Band A	Band B
Bandbreite ZF-Filter	200 Hz	9 kHz
QP Ladezeitkonstante	45 ms	1 ms
QP Entladezeitkonstante	500 ms	160 ms
Mechanische Zeitkonstante	160 ms	160 ms

Tabelle 4.1: Filterbandbreite und Zeitkonstanten nach *CISPR-16*.

Für EMV-Messungen werden je nach Norm und Frequenzbereich verschiedene Detektortypen verwendet: Peak, Quasipeak (QP), RMS, Average und seit 2007 RMS-Average. Zusätzlich ist in *CISPR-16* eine mechanische Zeitkonstante für Drehspulanzeigen definiert, elektrisch entspricht diese einem Tiefpass zweiter Ordnung. Alle Detektortypen sind so ausgelegt, dass für ein kontinuierliches Sinussignal der Effektivwert des Signals angezeigt wird. Die Unterschiede zwischen den Detektoren zeigen sich in der Bewertung der Wiederholrate pulsförmiger Signale:

- **Peak:** Entspricht dem Maximalwert des Eingangssignals und ist damit unabhängig von der Wiederholrate.

⁸In der Praxis werden zur Unterdrückung unerwünschter Spiegelfrequenzen teilweise mehrere Mischerstufen verwendet.

- **Quasipeak:** Der Quasipeakdetektor entspricht einem Peakdetektor mit definierten Lade- und Entladezeiten. Die schnelle Lade- und langsame Entladezeit (siehe Tabelle 4.1) führt dazu, dass der Quasipeakdetektor neben der Amplitude auch die Pulswiederholrate des Eingangssignals bewertet.
- **RMS:** Der Anzeigewert ist proportional zur Wurzel der Wiederholrate des Eingangssignals.
- **Average:** Der Anzeigewert ist proportional zur Wiederholrate des Eingangssignals.
- **RMS-Average:** Entspricht für hohe Frequenzen dem RMS-Detektor und geht unter einer Knickfrequenz in die Average-Detektor-Charakteristik über. Diese Bewertungsfunktion entspricht der Störanfälligkeit digitaler Funksysteme [55].

Für pulsformige Signale gilt für die Anzeigewerte der verschiedenen Detektoren: Peak > Quasipeak > RMS > Average.

Bei PWM-Signalen mit fester Schaltfrequenz skalieren die Bewertungsfunktionen mit dem Tastverhältnis D , der Anzeigewert des RMS-Detektors ist beispielsweise proportional zur Wurzel von D .

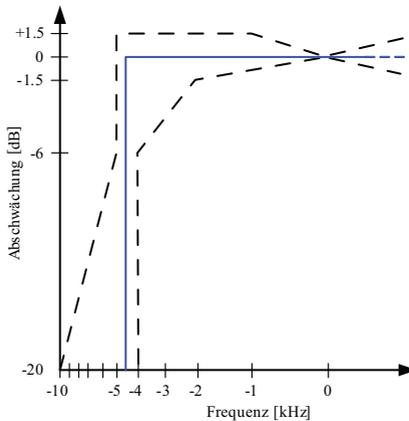


Abbildung 4.5: Toleranzgrenzen des Bandpasses im Band B und das verwendete ideale Filter.

Die erlaubten Störpegel für leitungsgebundene Störungen sind für Quasipeak- und Average-Detektoren angegeben ⁹.

In der Simulation wird die Bandpassfilterung im Frequenzbereich durchgeführt. Die Funktion von Mischer und Zwischenfrequenzfilter entspricht dort der Multiplikation des Eingangsspektrums mit der an die zu untersuchende Frequenz verschobenen Durchlasscharakteristik des Bandpassfilters. Die Berechnung kann weiter vereinfacht werden, wenn ein idealer Bandpass mit unendlich steilen Flanken angenommen wird. Die Filterung entspricht dann der Auswahl eines 200 Hz oder 9 kHz breiten Streifens aus dem Eingangsspektrum. Wie Abbildung 4.5 zeigt, liegt ein ideales Filter im Toleranzbereich der zulässigen Filter gemäss *CISPR-16-1-1*.

Für eine schnelle Abschätzung können die Harmonischen innerhalb der Filterbandbreite direkt linear aufsummiert werden [50]:

$$MaxPeak(f_c) = \sum_{f=f_c-BW/2}^{f_c+BW/2} U_{noise}(f) \quad (4.1)$$

mit $BW = 200$ Hz im Band A und $BW = 9$ kHz im Band B. Das Ergebnis entspricht dem des Peak-Detektors für den Fall, dass sich alle Harmonischen innerhalb der Bandbreite konstruktiv überlagern.

Für eine genauere Simulation des Peak- und Quasipeak-Detektors ist eine Rücktransformation in den Zeitbereich notwendig. Für jede zu betrachtende Frequenz f wird zuerst die Bandpassfilterung durchgeführt und dann mit einer inversen Fast Fourier Transform (IFFT) der Zeitverlauf des gefilterten Störsignals über einer Netzhalfperiode berechnet. Der Ausgangswert des Peakdetektors bei der betrachteten Frequenz entspricht dann dem Maximum des Zeitverlaufs. Für die Simulation des Quasipeakdetektors wird wie beim Peak-Detektor der gefilterte Zeitverlauf berechnet. Aufgrund der langen Zeitkonstanten im Detektor muss dieser dann solange wiederholt werden, bis sich das Ausgangssignal des Detektors stabilisiert hat (vgl. Abbildung 4.7). Abbildung 4.6 zeigt den Ablauf der Berechnung für die verschiedenen Detektortypen und Abbildung 4.8 die resultierenden Störpegel für ein typisches Störspektrum.

⁹Es gibt Bestrebungen, diese beiden Grenzkurven durch einen einzelnen Grenzwert für den RMS-Average-Detektor zu ersetzen.

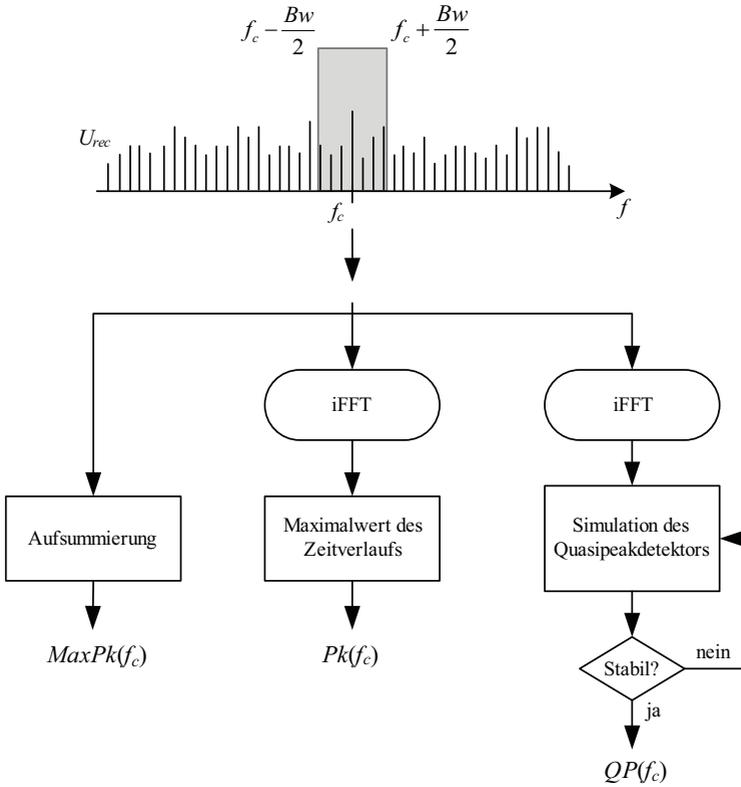


Abbildung 4.6: Simulationsablauf der Berechnung einer Frequenz f_c für die verschiedenen Detektortypen.

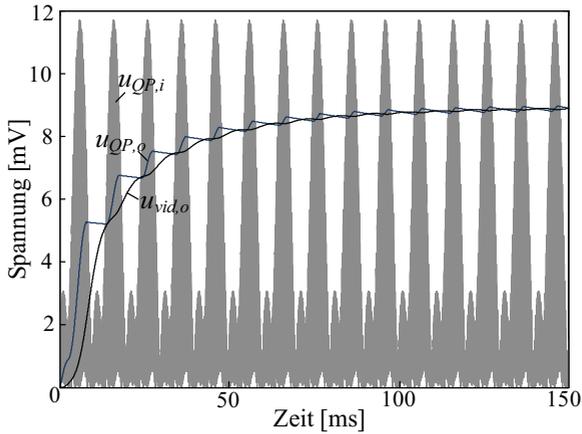


Abbildung 4.7: Simulation der Spannungen am Detektor: $u_{QP,i}$: Eingangsspannung, $u_{QP,o}$: Ausgangsspannung, $u_{vid,o}$: gefilterte Ausgangsspannung.

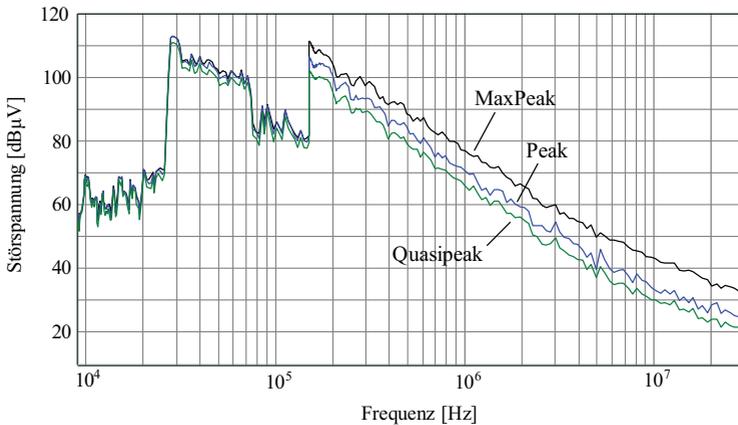


Abbildung 4.8: Anzeigewerte für MaxPeak-, Peak- und Quasipeak-Detektor.

4.2 Modellierung der PFC-Stufe

Die Hauptquelle von DM-Störungen ist der schaltfrequente Rippel des Eingangstromes der PFC-Stufe.

Der CM-Störanteil entsteht vor allem durch die parasitären Kapazitäten zwischen geschalteten Knoten und dem Metallgehäuse des Vorschaltgerätes, welches mit Schutz Erde verbunden ist. Da in den untersuchten Vorschaltgeräten SMD-Komponenten verwendet werden, sind diese Kapazitäten kleiner als die zwischen bedrahteten Komponenten und einem Kühlkörper. Trotzdem entstehen CM-Störungen, die über den erlaubten Grenzwerten liegen und ein CM-Filter notwendig machen.

4.2.1 Berechnung der idealen Strom- und Spannungsverläufe

Der Hochsetzsteller im Vorschaltgerät wird im Boundary-Conduction-Mode (BCM, auch Critical-Conduction-Mode) betrieben. Dabei wird der Schalter im stationären Zustand für eine konstante Zeit t_{on} eingeschaltet. Der Schalter bleibt ausgeschaltet, bis der Strom in der Induktivität auf null gesunken ist und der nächste Schaltzyklus beginnt. Daraus ergibt sich in der Induktivität ein dreieckförmiger Strom mit einer sinusförmigen Umhüllenden (siehe Abbildung 4.9 (a)). Die Schaltfrequenz ist aufgrund der Variation der Ausschaltzeit t_{off} nicht konstant über einer Netzperiode und hat ein Minimum beim Maximalwert der Netzspannung (siehe Abbildung 4.9 (b)). Der Spitzenwert des Stromes ist doppelt so gross wie der Strommittelwert woraus ein hoher Anteil von Harmonischen im Bereich der Schaltfrequenz entsteht.

Die Stromform in der Induktivität lässt sich für einen idealen Hochsetzsteller im BCM folgendermassen berechnen: Nimmt man eine konstante Einschaltzeit t_{on} und Ausgangsspannung U_{dc} an, berechnet sich t_{on} aus [56]

$$t_{on} = \frac{4P_{out}L_b}{\hat{u}_{ac}^2\eta} \quad (4.2)$$

mit der Effizienz η und der Ausgangsleistung P_{out} der PFC-Stufe, sowie der Boost-Induktivität L_b und dem Spitzenwert der Eingangsspannung \hat{u}_{ac} . Die momentane Eingangsspannung $u_{ac}(t)$ ist:

$$u_{ac}(t) = \hat{u}_{ac} \cos(2\pi f_{ac}t) \quad (4.3)$$

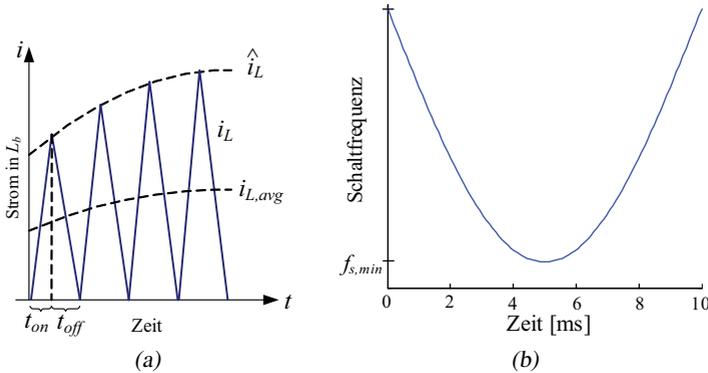


Abbildung 4.9: (a) Stromverlauf in der Induktivität. (b) Variation der Schaltfrequenz über eine Netzhalbperiode.

mit der Netzfrequenz f_{ac} . Nimmt man vereinfachend eine konstante Eingangsspannung während einem Schaltzyklus an, steigt der Strom in L_b während der Einschaltzeit linear an. Der Wert am Ende der Einschaltzeit berechnet sich aus

$$\hat{i}_{L_b,n} = \frac{t_{on} u_{ac}(t_{n-1} + 0.5t_{on})}{L_b}, \quad (4.4)$$

wobei t_{n-1} den Beginn des aktuellen Schaltzyklus' bezeichnet und für die Eingangsspannung u_{ac} näherungsweise der Wert in der Mitte der Einschaltzeit verwendet wird. Während der Ausschaltzeit sinkt der Strom i_{L_b} linear ab. Die Zeit bis er auf null gesunken ist, ergibt sich aus:

$$t_{off,n} = \frac{\hat{i}_{L_b,n} L_b}{U_{dc} - u_{ac}(t_{n-1} + 0.5t_{on})}. \quad (4.5)$$

Die Gleichungen (4.4) und (4.5) werden solange wiederholt, bis eine halbe Netzperiode berechnet ist.

Zur Berechnung des CM-Störspektrums wird die Drain-Source-Spannung u_{DS} des Schalters in der PFC-Stufe benötigt (siehe Abbildung 4.10). Für die Berechnung wird eine konstante Zwischenkreisspannung angenommen und die Spannung im eingeschalteten Zustand wird vernachlässigt. Weiterhin werden zur Vereinfachung der Berechnung konstante Anstiegs- und Abfallzeiten (t_r und t_f der Schalterspannung) angenommen.

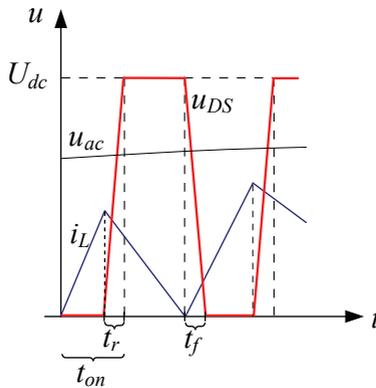


Abbildung 4.10: Drain-Source-Spannung des PFC-Schalters.

4.2.2 Simulation mit Modulation der Einschaltzeit

In der Praxis ist der gemittelte Eingangsstrom einer PFC-Stufe im Boundary-Conduction-Mode nicht ideal sinusförmig. Eine Ursache dafür ist die Verzögerung bei der Nulldurchgangserkennung. Die Schaltung für die Nulldurchgangserkennung wird üblicherweise mit einer Hilfswicklung auf der Boostinduktivität realisiert (siehe Abbildung 4.11 (a)) [57]. Wenn der Schalter ausgeschaltet ist, ist Spannung über der Hilfswicklung proportional zu $U_{dc} - u_{ac}$. Nachdem der Strom in L_b null erreicht hat, ändert sich die Spannung über der Hilfswicklung aufgrund einer resonanten Entladung der Ausgangskapazität des Schalters C_{oss} über die Induktivität L_b . Dabei entsteht eine Verzögerung bis die Detektionsschwelle erreicht wird, welche durch den Strombegrenzungswiderstand R_{zx} und die Kapazität der Erkennungsschaltung weiter vergrößert wird. Während der Verzögerungszeit wird der Strom in L_b durch die resonante Umladung negativ und je nach Einschaltzeitpunkt des Schalters entsteht eine weitere Verzögerung, bis der Strom wieder Null erreicht (vgl. Abbildung 4.11 (b)). Solange der Strom i_{L_b} negativ ist, fließt kein Eingangsstrom. Diese stromlosen Abschnitte führen zu einer Verschlechterung der THD der PFC-Stufe.

Eine weitere Verzerrung des Eingangsstromes tritt beim Nulldurchgang der Netzspannung auf. Der Eingangsstrom der PFC ist dort zu klein, um den Eingangskondensator C_f zu entladen. Dies führt dazu, dass die Netzspannung unter die Kondensatorspannung sinkt und die Dioden des Brückengleichrichters sperren. Es fließt folglich kein Eingangsstrom bis die Netzspannung nach dem

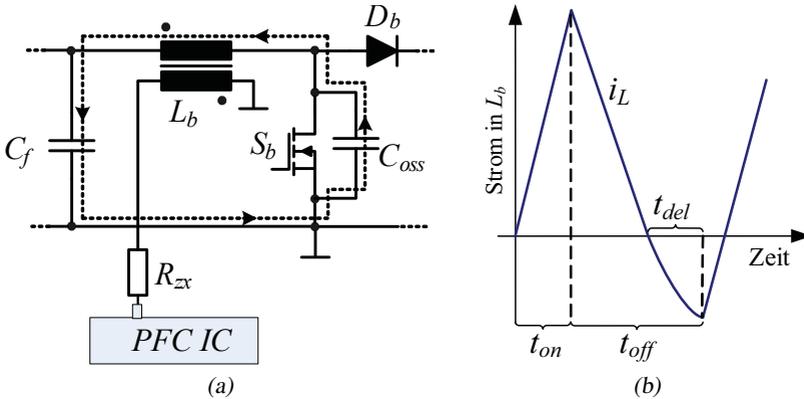


Abbildung 4.11: (a) Schaltung der Nulldurchgangserkennung und Strompfad während der Entladung von C_{oss} . (b) Negativer Strom in L_b durch die Verzögerung der Nulldurchgangserkennung.

Nulldurchgang die Kondensatorspannung übersteigt. Der stromlose Abschnitt und der folgende schnelle Anstieg führt zu einer weiteren Verschlechterung der THD des Eingangsstromes.

Eine Möglichkeit zur Verringerung der Verzerrungen ist die Modulation der Einschaltzeit t_{on} [58, 59] während einer halben Netzperiode (vgl. Abbildung 4.12). Die erhöhte Einschaltzeit in der Nähe des Nulldurchgangs der Netzspannung führt entsprechend zu einer Erhöhung des Strommittelwerts und damit zu einer teilweisen Kompensation der Nulldurchgangsverzerrung. Das stromlose Intervall beim Nulldurchgang kann aber nicht vollständig verhindert werden.

Der Regler und die Modulationsfunktion sind bei den betrachteten Vorschaltgeräten digital realisiert. Der Wert Δt_{on} wird abhängig von der momentanen Eingangsspannung aus einer Tabelle ausgelesen und zum Ausgangswert des Reglers addiert.

Da die Modulation der Einschaltzeit den Verlauf der Schaltfrequenz über einer halben Netzperiode ändert, beeinflusst sie das Störspektrum und muss bei der Simulation berücksichtigt werden. Eine analytische Berechnung ist hier nicht mehr einfach möglich, da die vom PI-Regler eingestellte mittlere Einschaltzeit von der verwendeten Modulationsfunktion abhängt.

Für die Berechnung der Strom- und Spannungsverläufe wurde deshalb ei-

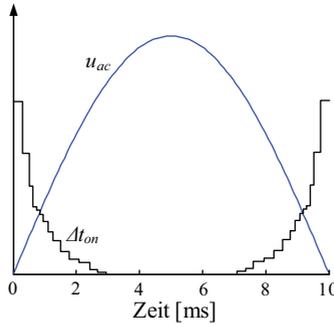


Abbildung 4.12: Modulationsfunktion der Einschaltzeit.

ne Simulation mittels Differenzgleichungen und konstantem Zeitschritt Δt gewählt. Die in der Simulation berücksichtigten Komponenten sind in Abbildung 4.13 dargestellt.

Die grundlegenden Gleichungen sind:

$$i_{L,n} = \begin{cases} i_{L,n-1} + \frac{1}{L} |u_{ac,n}| \Delta t & 0 < t < t_{on} \\ i_{L,n-1} + \frac{1}{L} (u_{dc,n} - |u_{ac,n}|) \Delta t & t_{on} < t < t_{off} \end{cases} \quad (4.6)$$

$$u_{dc,n} = u_{dc,n-1} + \frac{1}{C} \frac{(p_{C_{dc}in,n} - P_{out})}{u_{dc,n}} \Delta t; \quad (4.7)$$

unter der Annahme einer konstanten Ausgangsleistung P_{out} und mit

$$p_{C_{dc}in,n} = \begin{cases} 0 & 0 < t < t_{on} \\ i_{L,n} u_{dc,n} & t_{on} < t < t_{off} \end{cases} \quad (4.8)$$

Die Ausgangswerte von PI-Regler und Modulationsfunktion werden mit einer Frequenz von 2 kHz aktualisiert, was der Samplingfrequenz des A/D-Wandlers im verwendeten Regel-IC entspricht. Die Simulation wird solange ausgeführt, bis sich die Ausgangsspannung stabilisiert hat.

4.2.3 Modell für Differential-Mode-Störungen

Abbildung 4.14 zeigt das Modell, welches für die Berechnung der DM-Störspektrums verwendet wird. Für die Netznachbildung wurde das im Kapitel 4.1.1 beschriebene Modell verwendet und der Eingangskondensator der

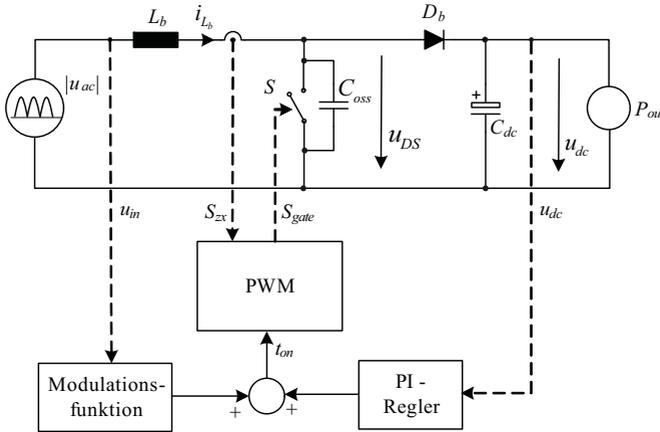


Abbildung 4.13: Berücksichtigte Komponenten im Simulationsmodell.

PFC-Stufe wird mit einem Serien-Ersatzschaltbild modelliert. Dieses Modell wird verwendet, um die Transferfunktion $G_{DM}(s) = u_{rec}(s)/i_{DM}(s)$ zu berechnen, welche die Störausbreitung von der Quelle bis zum Eingang des Messempfängers beschreibt. Die Störquelle ist der Stromverlauf in der Boostinduktivität (siehe Abschnitt 4.2.2). Abbildung 4.15 zeigt den Vergleich einer DM-Messung mit dem Ergebnis der Simulation. Während im Band A eine gute Übereinstimmung erreicht wird, fällt im Band B der simulierte Störpegel gegen höhere Frequenzen zu schnell ab.

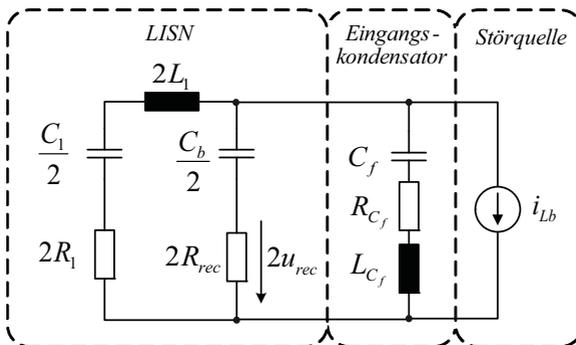


Abbildung 4.14: DM Störausbreitungsmodell.

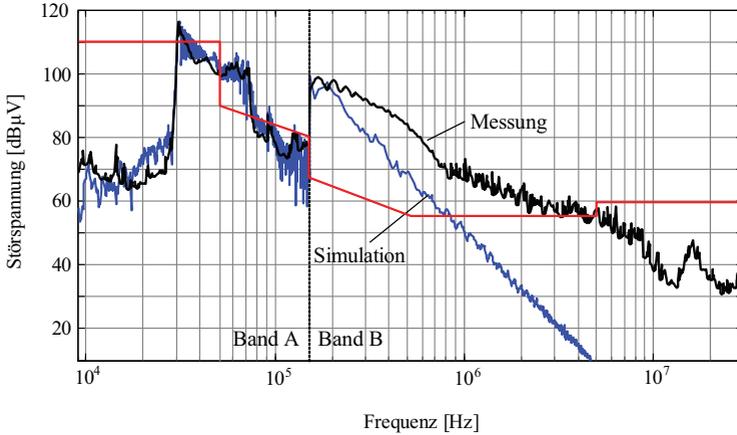


Abbildung 4.15: Vergleich einer DM-Messung mit der Simulation.

Um die Ursache der Abweichung zu finden, wurden die Stromverläufe im Modell mit einer IFFT berechnet und mit einer Schaltungssimulation in *Simplorer* verglichen. Dabei zeigte sich, dass die Abweichung durch den im Modell vernachlässigten Gleichrichter verursacht wird. Der Eingangsstrom i_{in} ist die Summe aus dem Strom i_{Lb} in der Boostinduktivität und den Strom i_{Cf} im Filterkondensator (siehe Abbildung 4.16 (a)). Wird i_{in} mit dem Modell aus Abbildung 4.14 berechnet, ergibt sich der in Abbildung 4.16 (b) gezeigte Verlauf. Der Strom weist negative Anteile auf, welche in der realen Schaltung durch den Gleichrichter blockiert werden. Der Effekt des Gleichrichters kann in der Simulation nachgebildet werden, indem die negativen Anteile auf Null gesetzt werden. Der resultierende Stromverlauf wird dann als Störquelle mit dem Störausbreitungsmodell in Abbildung 4.17 verwendet, um die Störspannung am Eingang des Messempfängers zu berechnen. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Die verbesserte Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Messung über den gesamten Frequenzbereich (vgl. Abbildung 4.26).

4.2.4 Modell für Common-Mode-Störungen

Die wichtigste Ursache für CM-Störungen in der PFC-Stufe ist die parasitäre Kapazität C_{p1} vom Drain-Knoten des Schalters auf das geerdete Gehäuse. Der Pfad des Hauptanteils der Störströme für den Fall, dass die Dioden D_1 und D_4

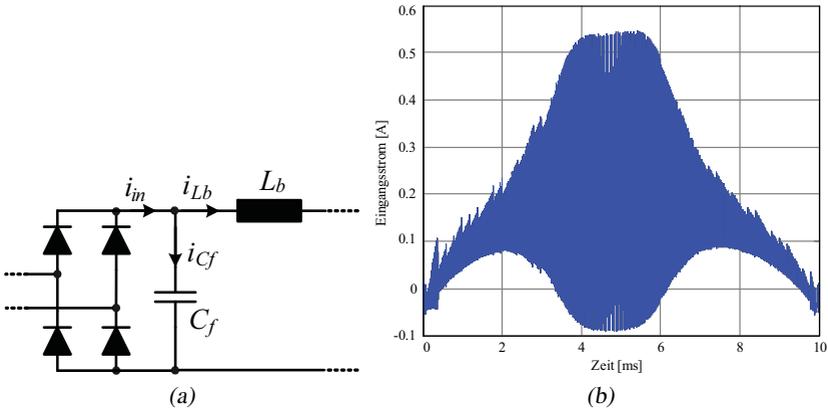


Abbildung 4.16: (a) Verlauf der Eingangsströme. (b) Simulation des Eingangstromes ohne Gleichrichter.

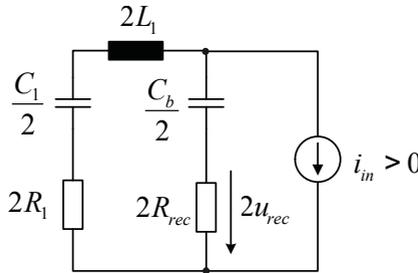


Abbildung 4.17: Modifiziertes Störausbreitungsmodell.

leiten, ist in Abbildung 4.18 dargestellt.

Abbildung 4.19 zeigt das für die Simulation verwendete CM-Störausbreitungsmodell. Im Sinne einer Worst-Case Betrachtung werden die parasitären Kapazitäten C_{p2} und C_{p3} vernachlässigt, welche parallel zur LISN liegen und damit die CM-Störungen reduzieren (siehe auch Abschnitt 2.3). Da die parasitäre Kapazität C_p für die betrachteten Vorschaltgeräte sehr klein ist (ca. 2 pF, siehe Abschnitt 4.3.3) können der Eingangskondensator C_f der PFC-Stufe und die Kondensatoren C_b der Netznachbildung (vgl. Abbildung 4.2) als Kurzschluss modelliert werden. Aus dem gleichen Grund werden die Boostinduktivität L_b und die Induktivität L_1 der Netznachbildung als

Unterbrechung angenommen.

Dieses CM-Modell ist nur für den Fall gültig, dass ein Filterkondensator (X-Kondensator) an den Eingangs- oder Ausgangsklemmen des Gleichrichters vorhanden ist. Ohne diesen Kondensator wird der Pfad durch die Dioden D_1 oder D_2 durch die Impedanz der Boostinduktivität L_b blockiert. Der vom Schalter und der parasitären Kapazität verursachte Störstrom fließt dann nur durch eine der beiden Netznachbildungen und verursacht somit DM- und CM-Störanteile im Spektrum [60].

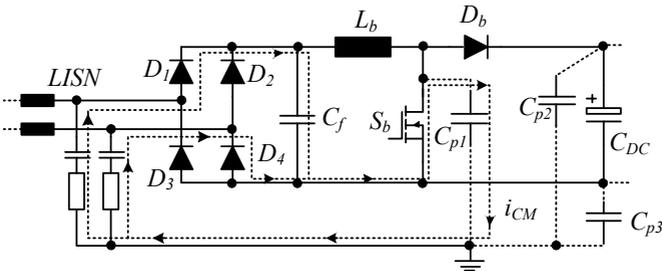


Abbildung 4.18: Pfad des Hauptanteils der CM-Ströme für eine positive Eingangsspannung.

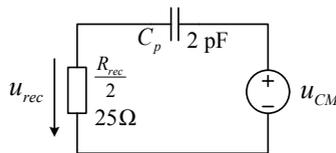


Abbildung 4.19: Vereinfachtes CM-Störausbreitungsmodell.

4.3 Modellierung der Inverter-Stufe

Abbildung 4.20 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild der Inverterstufe mit den MOSFETs S_1 und S_2 , dem Resonanzkreis bestehend aus L_r und C_r sowie dem DC-Abblockkondensator C_b . DM-Störungen werden im Inverter durch das Schalten der Halbbrücke verursacht. Der resultierende DM-Störstrom fließt jedoch grösstenteils durch den Zwischenkreiskondensator C_{dc} und den Filterkondensator $C_{dc,f}$. Verbleibende DM-Störanteile des Inverters sind gegenüber

der PFC-Stufe vernachlässigbar und werden deshalb im Modell nicht berücksichtigt.

Die CM-Störströme werden durch parasitäre Kapazitäten von Knoten mit hochfrequenten Spannungsänderungen auf Schutz Erde verursacht. Die kapazitiven Kopplungen im Gehäuse werden durch eine parasitäre Kapazität $C_{p,HB}$ vom Mittelpunkt der Halbbrücke auf Schutz Erde modelliert. Die parasitären Kapazitäten zwischen den Ausgangskabeln und der geerdeten Grundplatte der Leuchte werden durch $C_{p,l}$ berücksichtigt. Die Kapazität $C_{p,g}$ von negativen Spannungsschiene auf Schutz Erde wird im Modell vernachlässigt.

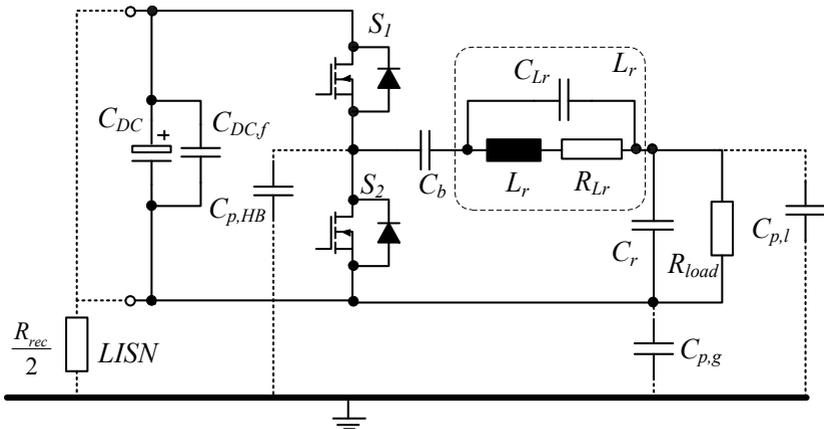


Abbildung 4.20: Schaltbild des Inverters mit den parasitären Kapazitäten.

4.3.1 Berechnung des Spannungsverlaufs in der Halbbrücke

Die Störquelle für die Berechnung der CM-Störungen der Inverterstufe ist die Spannung am Mittelpunkt der Halbbrücke. Für die Simulation wird die Spannung als trapezförmig mit konstanten Anstiegs- und Abfallzeiten (t_r und t_f) angenommen (siehe Abbildung 4.21). Zwei verschiedene Regelungsarten werden unterstützt:

- **Leistungsregelung:** Dies entspricht einem Vorschaltgerät bei welchem der Strom durch die Halbbrücke mit niedriger Dynamik geregelt wird. Als Folge davon ist die Schaltfrequenz nach der Aufwärmphase der Lampe praktisch konstant.

- **Lampenstromregelung:** Eine Regelung des Lampenstromes führt zu einer Modulation der Schaltfrequenz, da der Regler den 100 Hz-Rippel auf der Zwischenkreisspannung ausgleicht. Für diesen Fall wird in der Simulation vereinfachend angenommen, dass der Rippel vollständig ausgeglichen wird. Dazu wird für jeden Schaltzyklus die Schaltfrequenz aus der momentanen DC-Link-Spannung und der Lampenspannung berechnet und die Periode T_p in Abbildung 4.21 entsprechend angepasst.

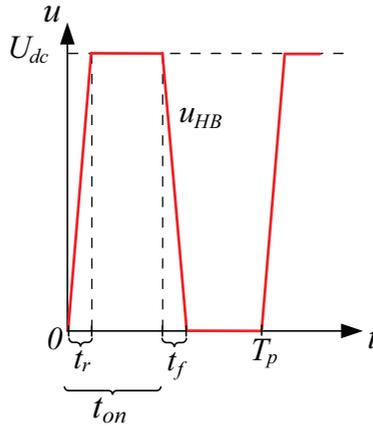


Abbildung 4.21: Spannung v_{HB} am Mittelpunkt der Halbbrücke.

4.3.2 CM-Modell

Für $C_{p,HB}$ wird das gleiche Störausbreitungsmodell wie bei der PFC-Stufe verwendet (vgl. Abbildung 4.19 in Abschnitt 4.2.4). Abbildung 4.22 zeigt das Störausbreitungsmodell für die Kapazität $C_{p,l}$. Neben der Kapazität $C_{p,l}$ und der Eingangsimpedanz R_{rec} des Messempfängers besteht das Modell aus den Resonanzkreiscomponenten C_p und L_r mit den parasitären Elementen C_{L_r} und R_{L_r} . Die Lampe R_{load} wird als rein resistiv angenommen.

Die Quelle ist der Spannungsverlauf am Mittelpunkt der Halbbrücke. Dieser wird in den Frequenzbereich transformiert und daraus mit dem Ausbreitungsmodell das Störspektrum am Eingang des Messempfängers berechnet. Das gesamte CM-Störspektrum ergibt sich schliesslich aus der komplexen Addition des CM-Störspektrums des Inverters und dem der PFC-Stufe.

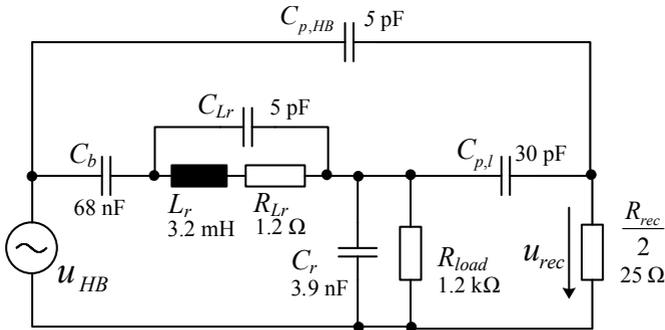


Abbildung 4.22: Störausbreitungsmodell für die Inverterstufe.

4.3.3 Bestimmung der parasitären Kapazitäten

In den Modellen der PFC- und Inverterstufe kommen zwei verschiedene Arten von parasitären Kapazitäten vor: $C_{p,PFC}$ und $C_{p,HB}$ sind Kapazitäten zwischen Leitungen auf der Platine und dem geerdeten Gehäuse des Vorschaltgeräts. $C_{p,k}$ ist die Kapazität zwischen Kabeln und der geerdeten Leuchte und damit nicht vom Vorschaltgerät selbst abhängig.

Abbildung 4.23 (a) zeigt einen Querschnitt durch ein typisches Vorschaltgerät für T5-Leuchtstofflampen. Die Leistungshalbleiter und der Steuerungs-IC sind in SMD-Technik ausgeführt und auf der unteren Seite einer einlagigen Leiterplatte aufgelötet. Die grösseren passiven Komponenten werden auf der oberen Seite montiert. Der Wert der parasitären Kapazitäten wird durch das PCB-Layout der geschalteten Knoten und die Distanz zum Gehäuse bestimmt. Zur Bestimmung dieser Kapazitäten wurde eine elektrostatische FEM-Simulation des Gehäuses und der Leiterplatte in der FEM-Software *Maxwell* verwendet (vgl. Abbildung 4.23 (b)).

Die Kapazität $C_{p,l}$ wird durch die Kabel zwischen dem Ausgang des Resonanzkreises und der Lampe bestimmt, die direkt auf der geerdeten Grundplatte der Leuchte verlegt sind. Die Kapazität der Lampe selbst ist durch den Abstand (2-3 cm) zur Grundplatte vernachlässigbar. Die parasitäre Kapazität hängt von der Geometrie der verwendeten Leuchte ab, insbesondere von der Länge der Kabel und wie diese in der Leuchte verlegt sind. Die Simulationen und Kontrollmessungen wurden deshalb mit einem Referenzaufbau gemäss *CISPR 30* [61] durchgeführt. Der Wert der Kapazität $C_{p,l}$ wurde mit einem Präzisions-*LCR*-Meter (*Agilent 4285A*) bestimmt.

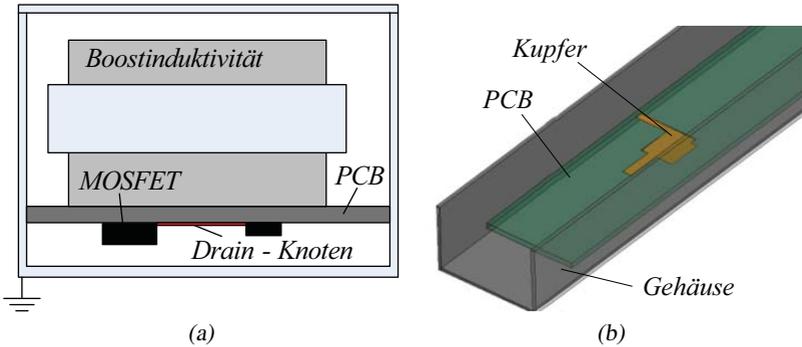


Abbildung 4.23: (a) Querschnitt eines Vorschaltgerätes. (b) Elektrostatische FEM-Simulation des Drain-Knotens der PFC-Stufe im Gehäuse.

Die Berechnung mittels FEM-Simulation ist aufwendig und erst möglich, nachdem das Layout fertiggestellt ist. Eine genaue Berechnung der parasitären Kapazität ist jedoch nicht für jedes Vorschaltgerät nötig. Der Querschnitt der Gehäuse von elektronischen Vorschaltgeräten ist für die meisten Anwendungen standardisiert. Weiterhin werden die Leiterplatten vom Hersteller aus Kostengründen so ausgelegt, dass damit eine möglichst grosse Zahl von Produkten (z.B. verschiedene Wattagen) realisiert werden kann. Die Unterschiede der parasitären Kapazitäten innerhalb bestimmter Produktgruppen sind deshalb klein und es ist möglich einmalige Simulationen oder Erfahrungswerte für die Auslegung des EMV-Filters zu verwenden. Die parasitären Kapazitäten der Ausgangskabel muss nur einmalig für die verschiedenen Leuchten gemessen werden, welche für die EMV-Messungen verwendet werden.

4.4 Implementierung und Validierung

Die in diesem Kapitel beschriebene EMV-Simulation wurde wie das Verlustberechnungstool aus Kapitel 3 als *Matlab*-Bibliothek und als *Java*-Programm implementiert. Die Parameter für die Simulation von PFC- und Inverterstufe können über die Benutzeroberfläche oder als Textdatei eingegeben werden.

Weiterhin ist in der Benutzeroberfläche ein Filtereditor vorhanden, mit dem der Typ und die Werte der Filterkomponenten eingestellt werden können (siehe Abbildung 4.24). Zur Überprüfung der Filterangaben kann die Transferfunktion der Filters bei 50 Ohm Quellen- und Eingangswiderstand ausgegeben werden, womit ein direkter Vergleich mit einer Messung mit einem Netzwerkanalysator möglich ist (siehe Abbildung 4.25).

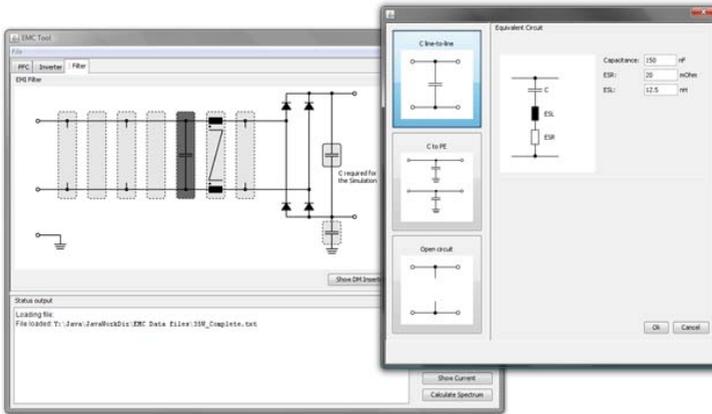


Abbildung 4.24: Screenshot des Filtereditors.

4.4.1 Vergleich mit Messresultaten

Zur Validierung der Simulationsergebnisse wurden EMV-Messungen an einem kommerziellen 35 W-Vorschaltgerät auf einem Referenzaufbau nach *CISPR 30* durchgeführt. Die Werte der parasitären Kapazitäten und der wichtigsten Komponenten sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Neben den gesamten Störungen wurden die DM- und CM-Störanteile auch getrennt mit einem Noise-Separator (siehe Abschnitt 4.4.2) gemessen. Zur besseren Sichtbarkeit der Störungen wurde für die Messungen das EMV-Filter bis auf die PFC-Eingangskapazität C_f entfernt.

Abbildung 4.26 zeigt den Vergleich einer DM-Peak-Messung mit der Simulation, bei welcher eine gute Übereinstimmung über den ganzen Frequenzbereich erreicht wird. Die Simulation der gesamten CM-Störanteile (vgl. Abbildung 4.27) stimmt bis zu einer Frequenz von etwa 7 MHz mit der Messung überein. Die CM-Störanteile von PFC und Inverter sind in Abbildung 4.28

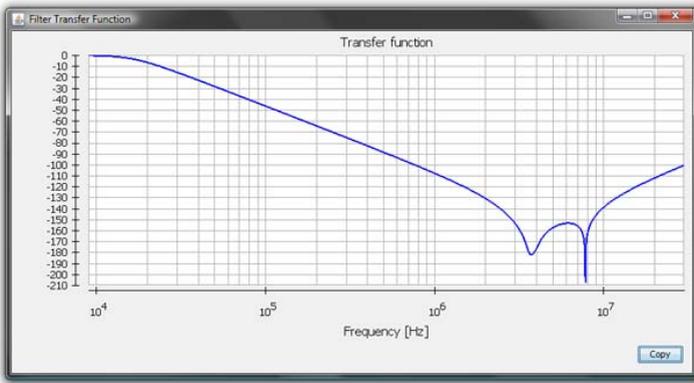


Abbildung 4.25: Transferfunktion des DM-Filters bei 50 Ohm Quellen- und Eingangswiderstand.

PFC		Inverter		Parasitäre Kapazitäten	
L_b	4.2 mH	L_r	3.2 mH	C_p	2 pF
C_{dc}	10 μ F	C_b	68 nF	$C_{p,HB}$	5 pF
C_f	220 nF	C_r	3.9 nF	$C_{p,l}$	30 pF

Tabelle 4.2: Übersicht über die wichtigsten Komponenten und die parasitären Kapazitäten.

einzel dargestellt. Die PFC-Stufe verursacht ab 150 kHz einen relativ konstanten Störpegel, der erst im obersten Frequenzbereich abfällt. Der Inverter verursacht ausgeprägte Spitzen bei der Schaltfrequenz (50 kHz) und deren Vielfachen. Der Doppelpeak bei der Schaltfrequenz wird durch die Lampenstromregelung verursacht, welche den 100 Hz-Ripple auf der Zwischenkreisspannung ausgleicht und so zu einer Modulation der Schaltfrequenz führt. Eine mögliche Ursache für die Unterschiede zwischen Messung und Simulation ab 7 MHz sind die Anstiegs- und Abfallzeiten der PFC-Schalterspannung. Diese werden in der Simulation als konstant angenommen. Die in der Praxis auftretende Variation über eine Netzhälfteperiode wird dabei vernachlässigt. Abbildung 4.29 zeigt eine Simulation mit dem kompletten EMV-Filter, welches mit den parasitären Elementen erster Ordnung simuliert wird.

Zur weiteren Verifikation wurden Simulationen und Messungen an einem Vorschaltgerät für zwei 54 W T5 Lampen durchgeführt (vgl. Abbildung 4.30).

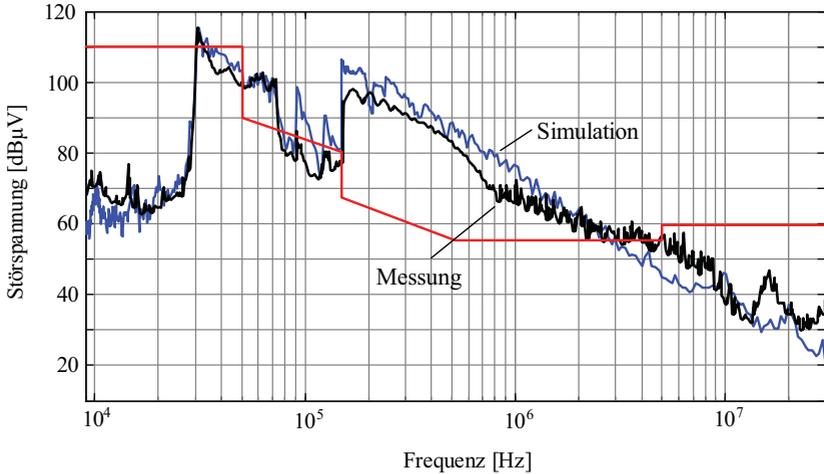


Abbildung 4.26: Vergleich der simulierten und gemessenen DM-Störspektren.

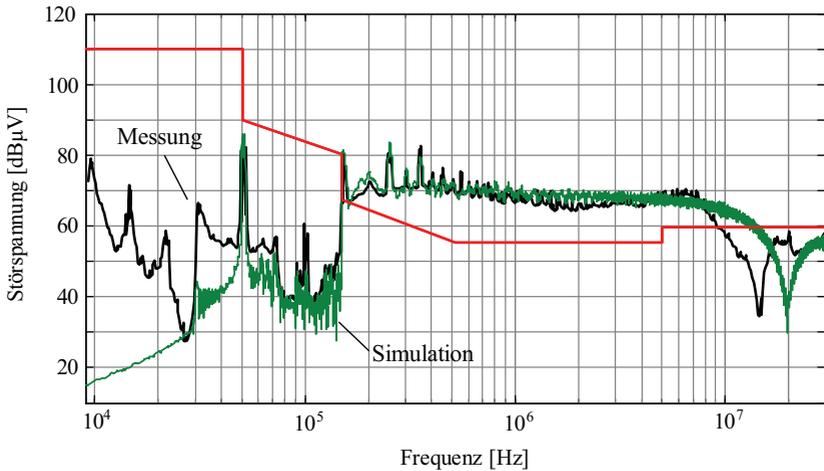


Abbildung 4.27: Vergleich der simulierten und gemessenen CM-Störspektren.

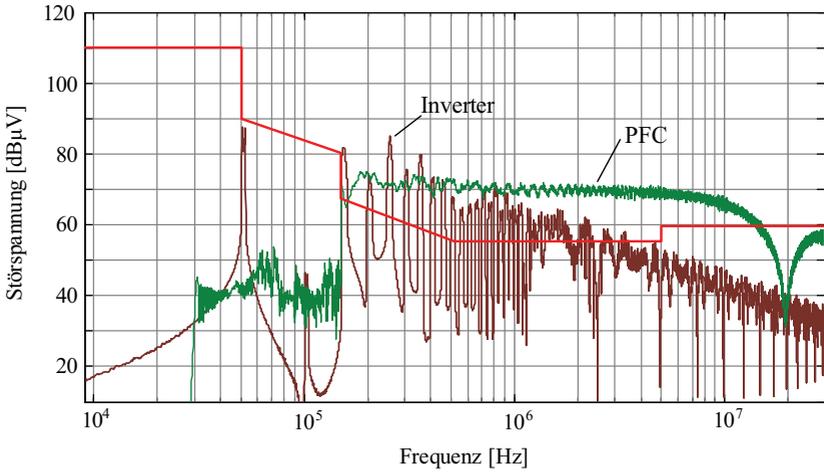


Abbildung 4.28: CM-Störspektren von PFC- und Inverterstufe.

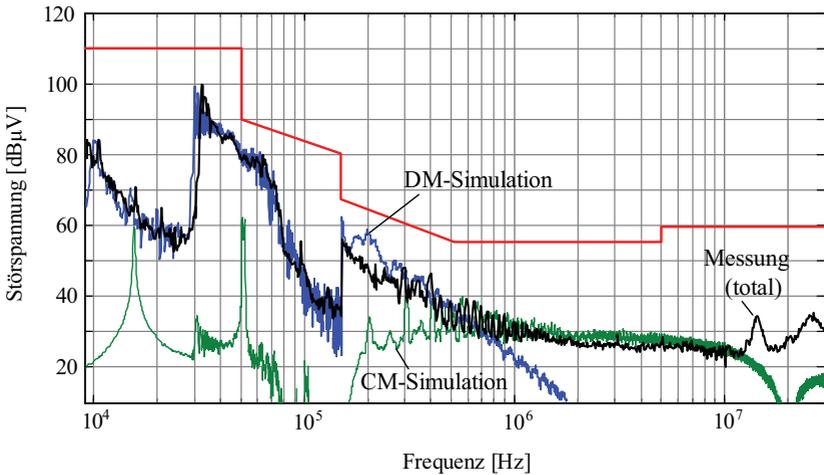


Abbildung 4.29: Messung der gesamten Störungen im Vergleich mit der DM- und CM-Simulation mit EMV-Filter.

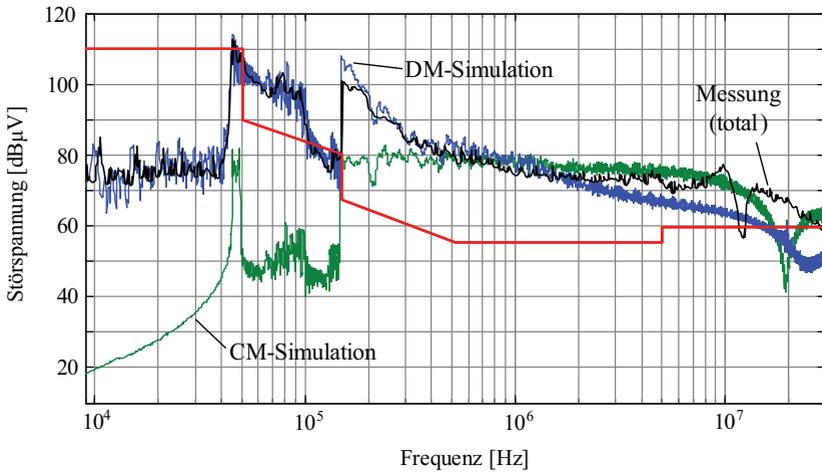


Abbildung 4.30: Messung der gesamten Störungen im Vergleich mit der DM- und CM-Simulation für ein kommerzielles 2x54 W-Vorschaltgerät.

4.4.2 Noise-Separator

Für die getrennte Messung der DM- und CM-Störanteile wurde ein Noise Separator basierend auf einem Transformator verwendet [63, 62]. Abbildung 4.31 zeigt das Schaltschema und Abbildung 4.32 den aufgebauten Separator. Der Transformator besteht aus einer Primärwicklung mit Mittelabgriff und einer Sekundärwicklung mit einem Windungszahlverhältnis von 10:10 auf einem Kern der Grösse W380 von *Vacuumschmelze*. Zur Verbesserung der CM-Unterdrückung wird beim DM-Ausgang eine zusätzliche CM-Drossel verwendet. Weiterhin sorgen zwei 50 Ohm Widerstände für eine Impedanz von 50 Ohm an den Eingängen A und B.

Da kommerzielle Netznachbildungen nur einen schaltbaren Ausgang aufweisen, werden für die Messung von Phase und Neutraleiter zwei Netznachbildungen benötigt, welche mit den Eingängen A und B des Separators verbunden werden. Der unbenutzte Ausgang des Separators muss mit 50 Ohm abgeschlossen werden.

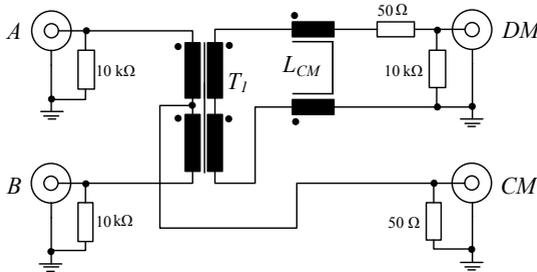


Abbildung 4.31: Schaltschema des Noise Separators.

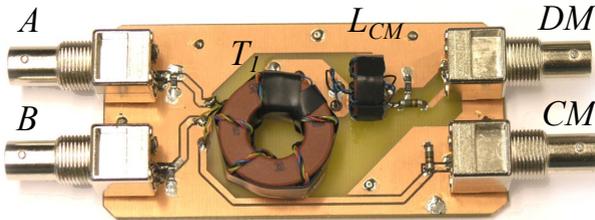


Abbildung 4.32: Noise Separator mit dem Transformator T_1 und der CM-Drossel L_{CM} .

Die Funktionsweise für einen DM-Strom ist in Abbildung 4.33 dargestellt. Der Transformator T_1 überträgt die Differenz der Eingangsspannungen U_A und U_B auf die Sekundärseite, während sich am Mittelabgriff die Spannungen kompensieren.

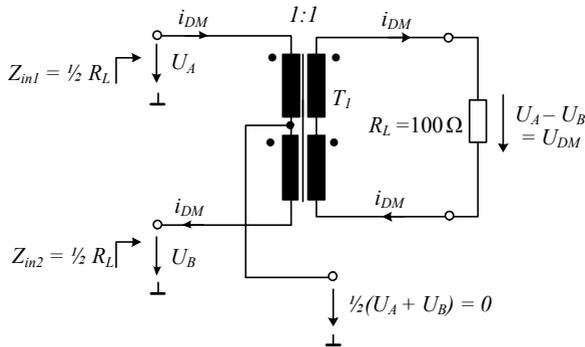


Abbildung 4.33: Funktionsweise für einen DM-Strom.

Bei CM-Strömen (vgl. Abbildung 4.33) liegt über der Primärwicklung des Transformators T_1 und damit auch sekundärseitig keine Spannung an, während die Summe der CM-Ströme i_{CM} über den Mittelabgriff zum CM-Ausgang fließt.

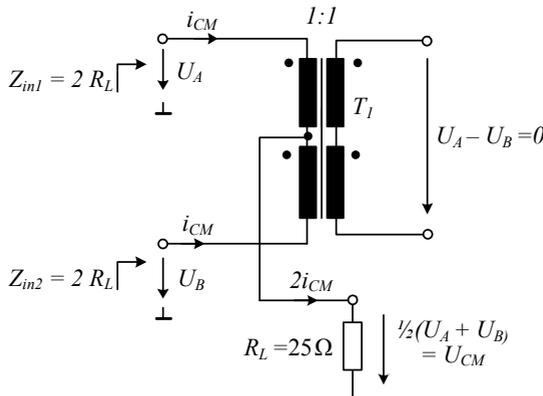


Abbildung 4.34: Funktionsweise für einen CM-Strom.

Abbildung 4.35 zeigt eine weitere Variante des Noise Separators basierend auf Transmissionline-Transformatoren [64]. Die Transmissionline-

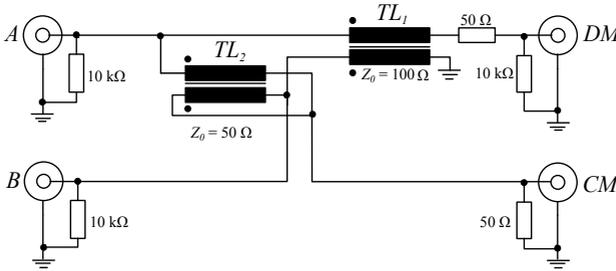


Abbildung 4.35: Schaltschema des Noise Separators mit Transmissionline-Transformatoren.

Transformatoren TL verhalten sich für CM-Signale wie eine Drossel, während die DM-Impedanz durch die charakteristische Impedanz Z_0 bestimmt wird. Diese berechnet sich aus der verteilten Streuinduktivität L_σ und der Windungskapazität C_w :

$$Z_0 = \sqrt{\left(\frac{L_\sigma}{C_w}\right)}. \tag{4.9}$$

Das Funktionsprinzip für DM-Messungen ist in **Abbildung 4.36** dargestellt. Falls die charakteristische Impedanz Z_0 einer Transmissionline gleich der Lastimpedanz ist, entspricht die Eingangsimpedanz ebenfalls der Lastimpedanz. Um Eingangsimpedanzen Z_{in1} und Z_{in2} von jeweils 50 Ohm zu erreichen, wird die Lastimpedanz durch einen Serienwiderstand auf 100 Ohm erhöht und entsprechend ein Transmissionline-Transformator mit $Z_0 = 100$ Ohm verwendet. Die Ausgangsspannung des Transformators TL_1 entspricht damit der Eingangsspannung, CM-Signale werden durch die Induktivität und die Hochfrequenzverluste gedämpft.

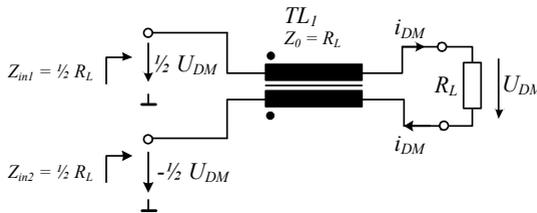


Abbildung 4.36: Funktionsweise für einen DM-Strom.

Zur Messung von CM-Signalen wird ein weiterer Transmissionline-Transformator TL_2 in der in Abbildung 4.37 gezeigten Schaltung verwendet, bei der die charakteristische Impedanz und die Eingangsimpedanz der doppelten Lastimpedanz R_L entspricht. Parallel zum CM-Ausgang wird deshalb ein 50 Ohm Widerstand geschaltet und TL_2 weist eine charakteristische Impedanz von 50 Ohm auf. Für DM-Signale liegen die beiden Wicklungen in Serie und die verursachte Spannung kompensiert sich am CM-Ausgang.

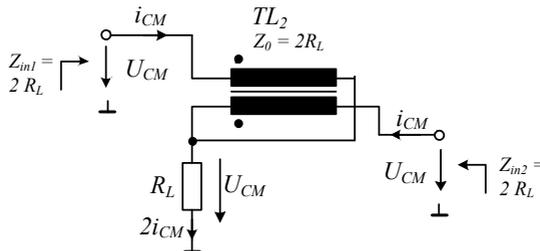


Abbildung 4.37: Funktionsweise für einen CM-Strom.

Bei Vergleichsmessungen hat sich gezeigt, dass der Noise Separator mit konventionellem Transformator (vgl. Abbildung 4.31) im Frequenzbereich unter 200 kHz aufgrund der zusätzlichen CM-Drossel eine bessere CM-Dämpfung aufweist. Für EMV-Messungen an Vorschaltgeräten im Frequenzbereich 9 kHz–30 MHz ist diese Variante deshalb besser geeignet.

Kapitel 5

AC-Chopper-Vorschaltgerät für Natriumdampf- Hochdrucklampen

Natriumdampf-Hochdrucklampen werden üblicherweise an magnetischen Vorschaltgeräten betrieben, welche eine Effizienz im Bereich von 80 - 85 % aufweisen. Durch den Einsatz eines elektronischen Vorschaltgerätes kann die Effizienz auf über 90% gesteigert werden. Gegenüber einem elektronischen Vorschaltgerät mit rechteckförmigem Lampenstrom (siehe Kapitel 1) weist ein AC-Chopper-Vorschaltgerät eine geringere Anzahl von Halbleiterbauelementen auf, wodurch die Leitverluste reduziert werden. Ausserdem ist im Leistungspfad kein Elektrolytkondensator notwendig, welcher normalerweise das Bauteil mit der kleinsten Lebensdauer ist.

Aufgrund des fehlenden Energiespeichers der einstufigen Topologie kann jedoch ein Flackern des Lichts nicht verhindert werden. Weiterhin beeinflusst das nichtlineare Verhalten der Lampe den Eingangsstrom, weshalb bei der Auslegung ein Kompromiss zwischen Eingangs- und Ausgangsverhalten gefunden werden muss.

Abschnitt 5.1 beschreibt die grundsätzliche Funktionsweise des AC-Chopper-Vorschaltgerätes und behandelt die Schwierigkeiten, welche beim Betrieb einer HPS-Lampe entstehen. Ein Verfahren zur Auslegung des Resonanzkreises wird in Abschnitt 5.2 vorgestellt. Weiterhin wird untersucht,

inwiefern sich das Ein- und Ausgangsverhalten des Vorschaltgerätes mit einer Modulation der Schaltfrequenz verbessern lässt. Schliesslich beschreibt Abschnitt 5.3 den aufgebauten Prototypen und präsentiert Messungen für die Effizienz und das EMV-Störspektrum.

5.1 Beschreibung der Funktion

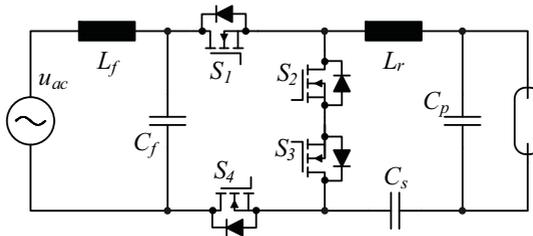


Abbildung 5.1: Schaltschema des AC-Chopper-Vorschaltgerätes.

Das in Abbildung 5.1 dargestellte AC-Chopper-Vorschaltgerät besteht aus den zwei Halbbrücken S_1/S_2 und S_3/S_4 sowie einem Serien-Parallel-Resonanzkreis (L_r , C_s und C_p). Abbildung 5.2 (a) zeigt die Ansteuersignale der Schalter über einer Netzperiode. Bei positiver Eingangsspannung bleiben die Schalter S_3 und S_4 dauernd eingeschaltet und die Schalter S_1 und S_2 werden als Halbbrücke betrieben (siehe Abbildung 5.2 (b)). Analog dazu bilden bei negativer Netzspannung S_3 und S_4 die Halbbrücke, während S_1 und S_2 dauernd durchgeschaltet sind (siehe Abbildung 5.2 (c)).

Der Lampenstrom hat einen sinusförmigen Verlauf, die Frequenz entspricht der Schaltfrequenz. Zur Vermeidung der akustischen Resonanzen muss eine Schaltfrequenz über 110 kHz verwendet werden. Da die jeweils aktive Halbbrücke direkt ab der Netzspannung betrieben wird, wird der Lampenstrom ebenfalls mit der Netzfrequenz moduliert (vgl. Abbildung 5.3).

Die Strom-Spannungs-Kennlinie einer HPS-Lampe weist eine starke Abhängigkeit von der Betriebsfrequenz auf. Bei der Netzfrequenz ist die Kennlinie stark nichtlinear, da sich die innere Temperatur der Lampe über eine Netzhalbperiode ändert. Bei einem Betrieb mit einem hochfrequenten Strom konstanter Amplitude, d.h. erzeugt aus einer Gleichspannung, zeigt die Lampe ein praktisch rein resistives Verhalten solange eine Frequenz über dem Bereich der akustischen Resonanzen gewählt wird.

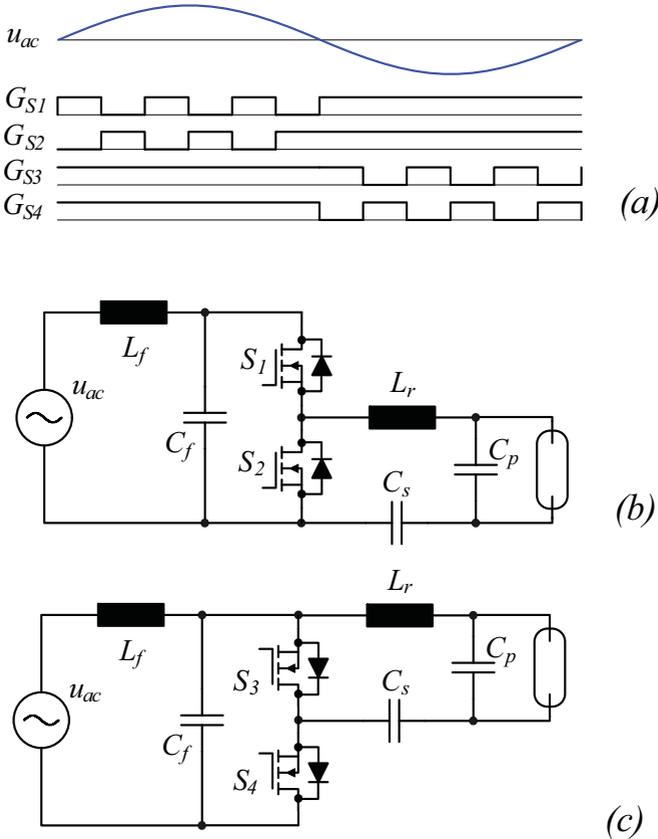


Abbildung 5.2: (a) Ansteuersignale der Schalter über einer Netzperiode (im Sinne der Anschaulichkeit ist für die Darstellung eine tiefe Schaltfrequenz gewählt). (b) Ersatzschaltbild bei positiver Netzspannung. (c) Ersatzschaltbild bei negativer Netzspannung.

Weiterhin benötigen HPS-Lampen eine Aufwärmzeit von typischerweise 5-15 Minuten bis die maximale Leistung erreicht wird. Während der Aufwärmphase ändert sich der Lampenstrom nur wenig, entsprechend steigt die Lampenspannung mit zunehmender Ausgangsleistung. Nach dem Zünden findet in der Lampe eine Glühentladung statt, bei der kaum Strahlung im sichtbaren Bereich abgestrahlt wird. Während etwa einer Minute wird zunehmend Natriumamalgame verdampft bis schliesslich eine stabile Entladung erreicht

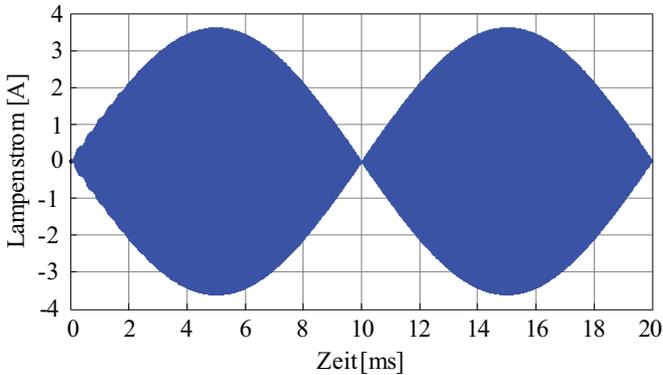


Abbildung 5.3: Simulierter Ausgangsstrom für eine rein resistive Last.

wird. Während der restlichen Aufwärmzeit steigt die Helligkeit der Lampe mit zunehmender Leistung und die Lichtfarbe ändert sich von Dunkelgelb zu einem hellen, weisslichen Gelb.

Abbildung 5.4 zeigt die Strom- und Spannungsverläufe einer halben Netzperiode beim Betrieb einer HPS-Lampe. Die Lampe erlischt beim Nulldurchgang der Netzspannung und bleibt ausgeschaltet, bis die Spannung zum erneuten Zünden erreicht ist. Die dafür nötige Spannung steigt während der Aufwärmphase an. Falls das Vorschaltgerät die nötige Spannung nicht bereitstellen kann, erlischt die Lampe ganz. Weiterhin zeigt die Umhüllende der Spannung aufgrund der nichtlinearen Lampenkennlinie keinen sinusförmigen Verlauf. Der aus den Strom- und Spannungsverläufen berechnete Verlauf des Lampenwiderstands während einer halben Netzperiode ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die sinkende Temperatur in der Lampe führt zu einem starken Anstieg des Widerstands nahe dem Nulldurchgang der Netzspannung.

HPS-Lampen werden mit einem Überschuss von Natriumamalgam befüllt um die Lebensdauer zu erhöhen [65]. Bei einem Betrieb der Lampe über der nominellen Leistung wird zusätzliches Natriumamalgam verdampft, wodurch auch der Widerstand der Lampe weiter sinkt. Für einen stabilen Betrieb darf deshalb die nominelle Lampenleistung nicht dauerhaft überschritten werden.

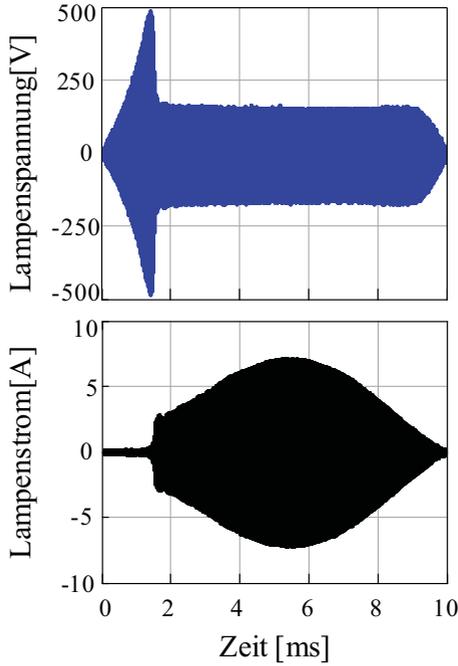


Abbildung 5.4: Strom- und Spannungsverläufe beim Betrieb einer HPS-Lampe am AC-Chopper-Vorschaltgerät.

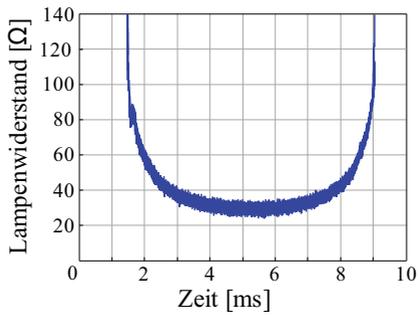


Abbildung 5.5: Verlauf des Lampenwiderstands (berechnet aus den Strom- und Spannungsverläufen).

5.2 Auslegung des Resonanzkreises und Frequenzmodulation

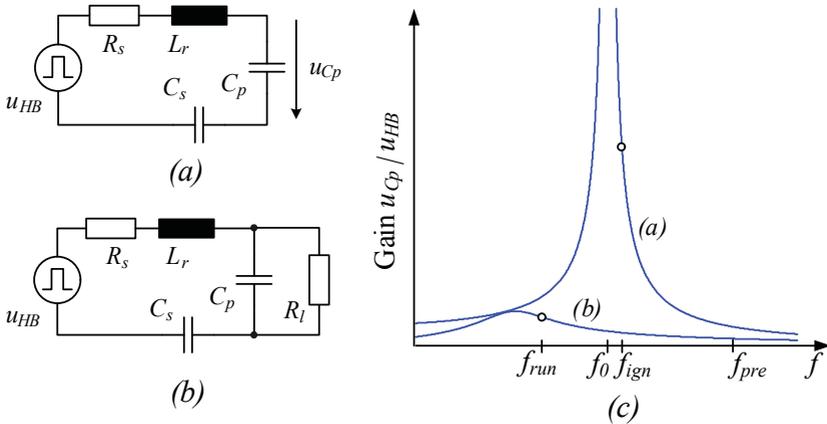


Abbildung 5.6: Ersatzschaltbild (a) bei ausgeschalteter Lampe und (b) im normalen Betrieb. (c) Ausgangskennlinie des Resonanzkreises.

Die Eigenschaften des AC-Chopper-Vorschaltgerätes werden hauptsächlich durch die Auslegung des Resonanzkreises bestimmt. Solange die Lampe ausgeschaltet ist, wird der Resonanzkreis nur durch den parasitären Widerstand der Induktivität und den Einschaltwiderstand der MOSFETs gedämpft (Abbildung 5.6 (a)). Mit einer Schaltfrequenz f_{ign} nahe der Resonanzfrequenz f_0 kann so eine hohe Spannung zum Zünden der Lampe erzeugt werden. Vor dem Zünden wird das Vorschaltgerät mit einer Schaltfrequenz f_{pre} oberhalb der Resonanzfrequenz f_0 betrieben. In der Nähe des Maximums der Netzspannung wird dann ein Zündpuls erzeugt, indem die Schaltfrequenz für etwa 1 ms auf f_{ign} gesenkt wird¹⁰. Nach dem Zünden bedämpft die Lampe den Resonanzkreis (Abbildung 5.6 (b)), wodurch die Ausgangskennlinie abgeflacht wird. Die mittlere Ausgangsspannung kann nun mit der Schaltfrequenz f_{run} geregelt werden.

Aufgrund der näherungsweise sinusförmigen Verläufe können die Ströme und Spannungen im Resonanzkreis mit guter Genauigkeit mit einer Grund-

¹⁰Ein langsames Absenken der Schaltfrequenz, wie es bei elektronischen Vorschaltgeräten für Leuchtstofflampen üblich ist, würde aufgrund der hohen Ströme zu hohen Verlusten in der Induktivität und den Schaltern führen.

schwingungsanalyse berechnet werden. Bei der hier beschriebenen Auslegung des Resonanzkreises werden zuerst die Wertebereiche der Komponenten festgelegt und daraus eine einstellbare Anzahl von diskreten Werten für L_r , C_p und C_s erzeugt. Für jede Kombination der Bauteile werden die Ströme und Spannungen beim Zünden und im Betrieb berechnet. Schliesslich werden die gültigen Kombinationen durch eine Reihe von Kriterien selektioniert:

- Maximaler Strom beim Zünden zur Beschränkung der Belastungen der Schalter und der Resonanzinduktivität. Ein Maximalwert von 60 A schränkt die möglichen Kombinationen bereits stark ein (vgl. Abbildung 5.7).
- Die minimale Schaltfrequenz beträgt aufgrund der akustischen Resonanzen 110 kHz. Weiterhin muss die Schaltfrequenz im Betrieb über der Resonanzfrequenz des LCC-Kreises liegen.
- Die Differenz der Resonanzfrequenz im unbedämpften und im bedämpften Zustand darf maximal 20 kHz betragen. Grössere Differenzen führen zu stärkeren Änderungen der Ausgangscharakteristik durch die Variation des Lampenwiderstands während der Netzhalbperiode (siehe Abbildungen 5.8 und 5.5) und erschweren so den Einsatz einer Modulationsfunktion.
- Beschränkung des Stroms durch den Parallelkondensator C_p zur Vermeidung von zusätzlichen Verlusten in den Schaltern und der Resonanzinduktivität. Da ein grösserer Strom durch den Parallelkondensator zu einem geringeren Wert der Eingangsimpedanz während einer Netzhalbperiode führt (vgl. Abbildung 5.9) muss hier ein Kompromiss zwischen Eingangsverhalten und Effizienz gefunden werden.

Das Verhalten des AC-Chopper-Vorschaltgerätes kann bei gegebenem Resonanzkreis durch eine Modulation der Schaltfrequenz während einer Netzhalbperiode beeinflusst werden. Dazu wird im DSP eine Tabelle mit 20 Einträgen für die Schaltfrequenz definiert. In jedem Schaltzyklus wird die Schaltfrequenz für den nächsten Zyklus aus der Tabelle abgelesen, wobei zwischen zwei Einträgen linear interpoliert wird.

Durch die Modulation kann insbesondere der Zeitpunkt für das erneute Zünden der Lampe nach dem Nulldurchgang gewählt werden, indem die Schaltfrequenz in Richtung der Resonanzfrequenz abgesenkt wird. Weiterhin ist eine Beeinflussung des Eingangsstroms möglich. Das Verhalten nahe der

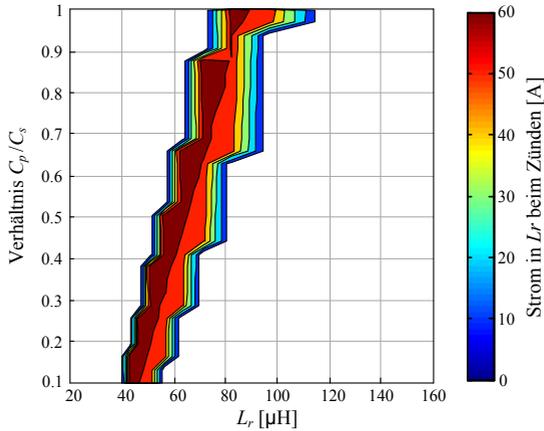


Abbildung 5.7: Strom in der Resonanzinduktivität beim Zünden für verschiedene Kombinationen der Komponenten im Resonanzkreis. In den weissen Bereichen wird der vorgegebene Maximalwert überschritten.

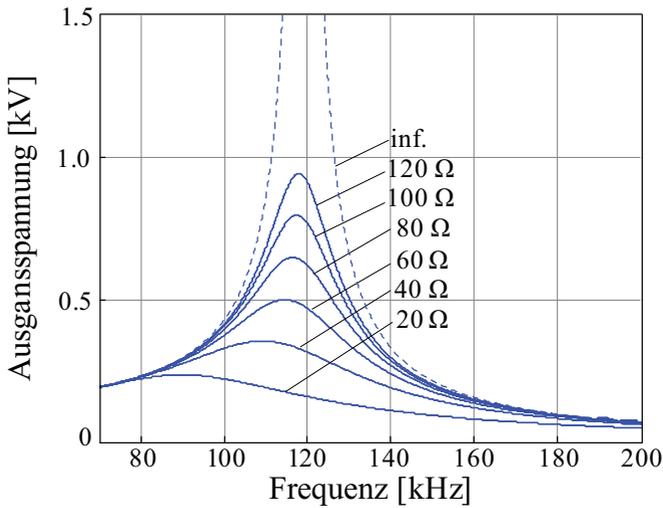


Abbildung 5.8: Variation der Ausgangscharakteristik des Resonanzkreises mit dem Lampenwiderstand (vgl. Abbildung 5.5).

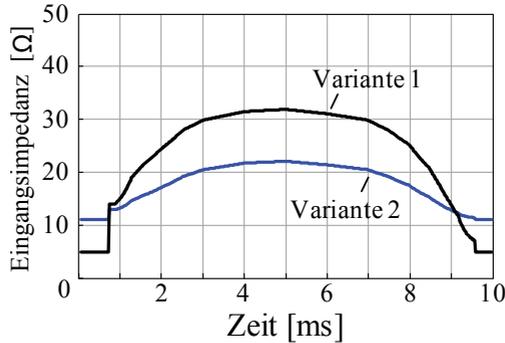


Abbildung 5.9: Änderung der Eingangsimpedanz des Resonanzkreises mit Lampe während einer Netzperiode. Variante 1: $L_r = 80 \mu\text{H}$, $C_p = 35 \text{ nF}$ und $C_s = 55 \text{ nF}$. Variante 2: $L_r = 55 \mu\text{H}$, $C_p = 53 \text{ nF}$ und $C_s = 84 \text{ nF}$

Nulldurchgänge der Netzspannung kann jedoch kaum beeinflusst werden, da hier eine Modulation aufgrund des hohen Lampenwiderstands hauptsächlich den Strom durch den Parallelkondensator ändert.

Abbildung 5.10 zeigt die Strom- und Spannungsverläufe für eine Modulationstabelle, welche die Länge des stromlosen Intervalls im Lampenstrom minimiert. Die Schaltfrequenz wird 0.5 ms nach dem Nulldurchgang der Netzspannung bis nahe an die Resonanzfrequenz abgesenkt, um die Lampe wieder zu zünden. Weiters wird die Schaltfrequenz auch am Ende der Netzhälfte gesenkt, um das Erlöschen der Lampe möglichst lange zu verzögern. Das stromlose Intervall kann so auf etwa eine Millisekunde verringert werden. Wie der Verlauf des Eingangsstroms zeigt, führt dies jedoch zu starken Stromverzerrungen.

Die zulässigen Grenzwerte für die Harmonischen sind in der Norm IEC 61000-3-2 [66] festgelegt. Für Vorschaltgeräte gilt die Kategorie C, in welcher die Grenzwerte in Prozent der Grundschwingung des Stroms definiert sind (siehe Tabelle 5.1). Das Diagramm in Abbildung 5.10 zeigt, dass die Grenzwerte klar überschritten werden.

Die Modulationsfunktion wurde deshalb angepasst, um die Eingangsstromqualität zu verbessern (vgl. Abbildung 5.12). Das Zünden der Lampe wird hier nach dem Nulldurchgang länger verzögert. Dadurch kann ein zu hoher Strom am Anfang der Periode vermieden werden, das stromlose Intervall im Ausgangsstrom vergrößert sich jedoch auf etwa 2 ms. Die Eingangsstromform kann stark verbessert werden, liegt aber bezüglich der Harmonischen immer

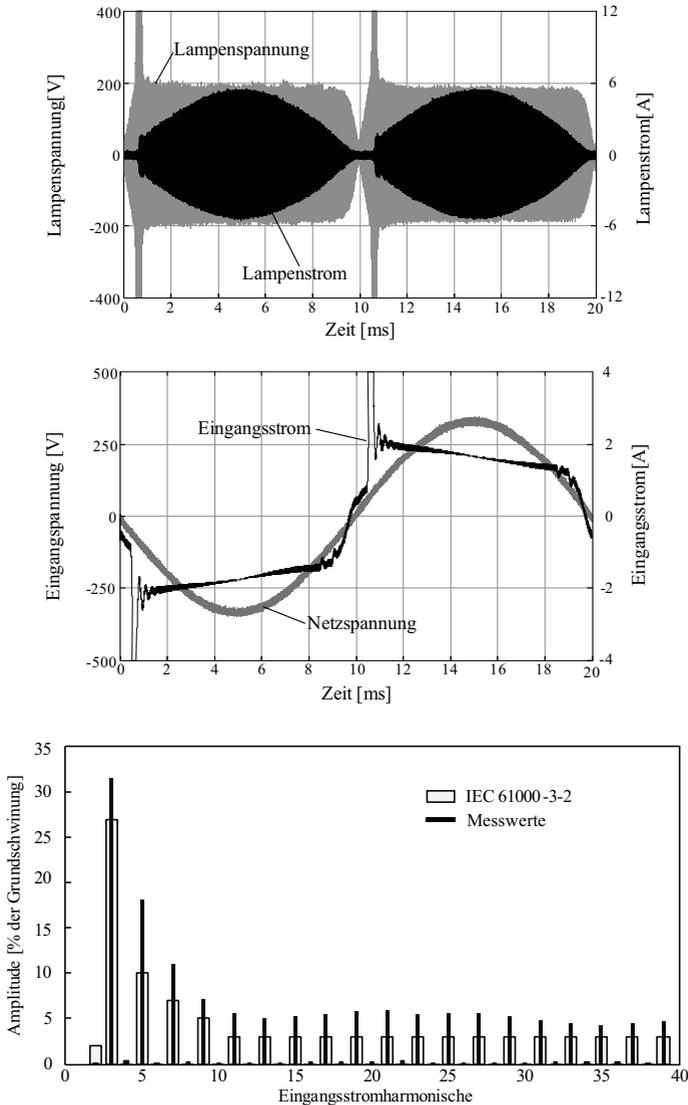


Abbildung 5.10: Ein- und Ausgangsverhalten für die Optimierung der Modulationsfunktion auf das Ausgangsverhalten. Das stromlose Intervall im Lampenstrom kann auf 1 ms verkürzt werden, der Eingangsstrom wird dann jedoch stark verzerrt.

Harmonische	2	3	5	7	9	11-39
Grenzwert [%]	2	30 λ	10	7	5	3

Tabelle 5.1: Grenzwerte für die Harmonischen des Eingangsstroms für Vorschaltgeräte (IEC 61000-3-2 Class C). Der Grenzwert für die dritte Harmonische ist gleich dem dreissigfachen Leistungsfaktor.

noch knapp über den Grenzwerten. Die Modulationstabelle ist zusammen mit dem vergrößerten Eingangstrom in Abbildung 5.11 dargestellt. Problematisch ist in der Stromform neben dem Zünden vor allem der Nulldurchgang, welcher von der Modulation kaum beeinflusst werden kann.

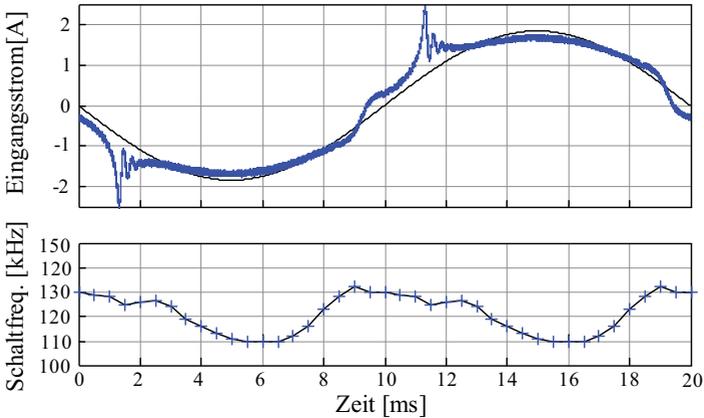


Abbildung 5.11: Eingangsstrom und Modulationstabelle. Bei der Schaltfrequenz muss beachtet werden, dass sich die Ausgangscharakteristik des Resonanzkreises mit dem Lampenwiderstand ändert (vgl. Abbildungen 5.8 und 5.5).

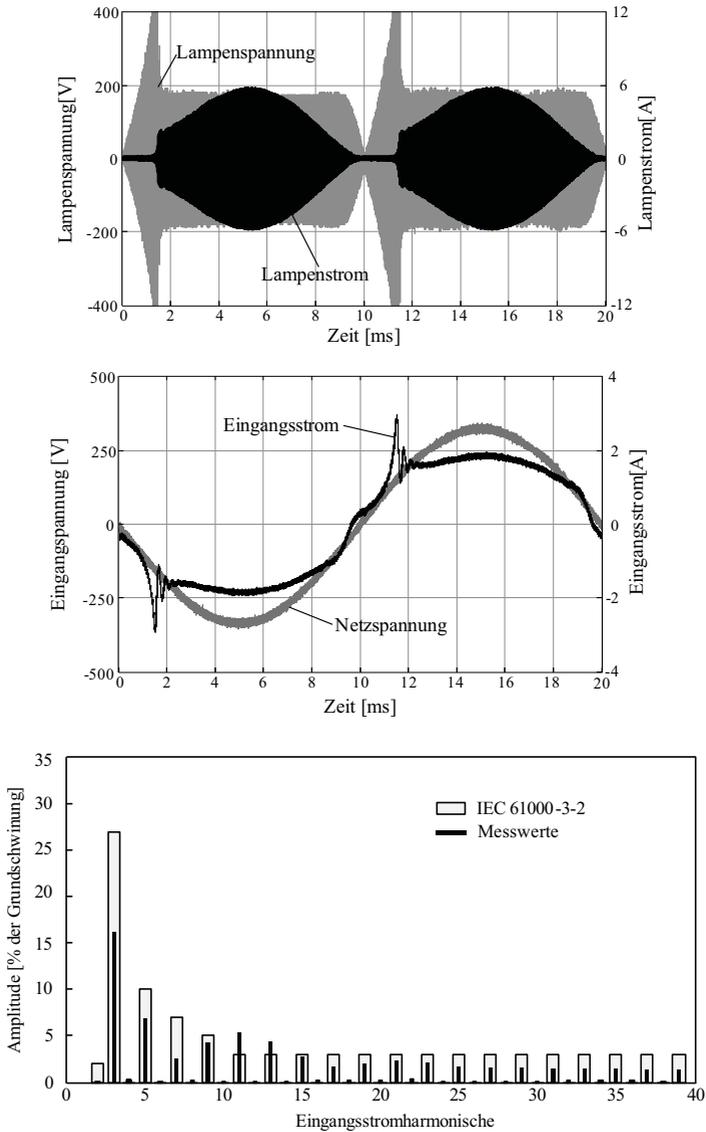


Abbildung 5.12: Frequenzmodulation zur Verbesserung der Eingangsstromqualität. Die Grenzwerte werden nur noch knapp überschritten.

5.3 Hardware

Abbildung 5.13 zeigt den Prototyp des AC-Chopper-Vorschaltgerätes, welcher für eine 250 W HPS-Lampe ausgelegt wurde. Für die Regelung und die Modulation der Schaltfrequenz wird ein DSP vom Typ TMS320F2808 von *Texas Instruments* eingesetzt. Die wichtigsten Komponenten sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

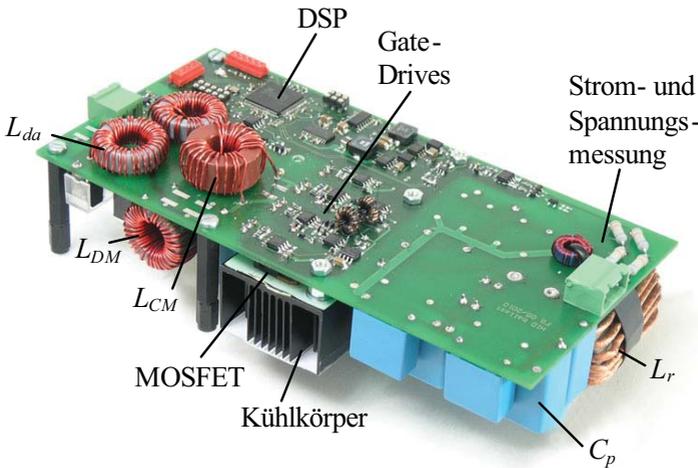


Abbildung 5.13: AC-Chopper-Vorschaltgerät für eine 250 W HPS-Lampe.

S_1-S_4	-	ST STP30NM60ND
L_r	82 μ H	$N = 27$, Kern: 4 x Magnetics 55326 MPP
C_p	35 nF	2x Epcos B3265x 2000 V DC in Serie
C_s	55 nF	Epcos B3265x 2000 V DC

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der wichtigsten Schaltungskomponenten.

Tabelle 5.3 zeigt die Auflistung der Verluste in den einzelnen Komponenten der Schaltung. Die Schaltverluste wurden an acht Punkten während der Netzhalbperiode gemessen und daraus approximativ die gesamten Schaltverluste berechnet. Für die Berechnung der Kernverluste wurde eine Simulation

in *GeckoCIRCUITS*¹¹ verwendet. Mit dem gemessenen Wert von 17.1 W ergibt sich eine Effizienz von 93.6%. Negativ wirkt sich für die Effizienz das Erfordernis eines erneuten Zündens der Lampe nach jedem Nulldurchgang der Netzspannung aus, wodurch die Strombelastung von Schaltern und Resonanzinduktivität erhöht wird.

Kernverluste L_r	3.6 W	EMV-Filter	0.3 W
Wicklungsverluste L_r	0.9 W	DSP	1.2 W
Leitverluste S_1 - S_4	4.4 W	Gate-Drives	0.4 W
Schaltverluste S_1 - S_4	4.5 W	Hilfsspannungsvers.	0.4 W
Verluste in C_p und C_s	0.2 W		
Total			15.9 W
Total (gemessen)			17.1 W

Tabelle 5.3: Verluste in den einzelnen Komponenten.

Abbildung 5.14 zeigt das Schaltschema des EMV-Filters und Tabelle 5.4 die Werte der verwendeten Komponenten. Die vergleichsweise grosse Kapazität von C_{DM} hilft die Spannung über den Schaltern beim Zünden zu begrenzen. Bei den Messungen hat sich gezeigt, dass der Eingangsstrom bei der Resonanzfrequenz von L_{DM} und C_{DM} (ca. 4.8 kHz) keine nennenswerten Anteile aufweist. Die Dämpfungswiderstände $R_{da1,2}$ könnten deshalb zusammen mit den parallelen Induktivitäten $L_{da1,2}$ eingespart werden.

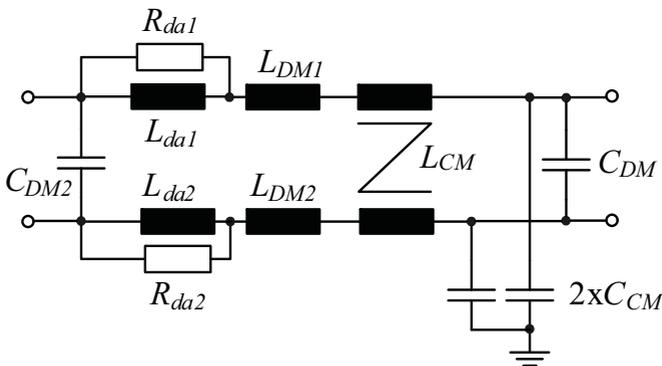


Abbildung 5.14: Schaltschema des EMV-Filters.

¹¹<http://www.gecko-research.com/geckocircuits.html>

C_{DM}	2.2 μ F	C_{CM}	20 nF
C_{DM2}	690 nF	$(L_{da1,2})$	(200 μ H)
$L_{DM1,2}$	250 μ H	$(R_{da1,2})$	(3.5 Ohm)
L_{CM} (120 kHz)	2.9 mH		

Tabelle 5.4: Werte der Filterkomponenten.

Die EMV-Messungen wurden mit einem Referenzaufbau gemäss CISPR30-3 [67] durchgeführt. Abbildung 5.15 zeigt die gemessenen DM- und CM-Störanteile. Gut sichtbar ist die aufgrund der Taktfrequenzmodulation breite Störspitze bei der Schaltfrequenz (110 kHz-130 kHz). Die in Abbildung 5.16 dargestellten gesamten Störungen mit Quasipeak-Nachmessung zeigen, dass die Norm mit dem Filter eingehalten wird. Bei einer kommerziellen Umsetzung müsste aber ein grösserer Abstand zur Normgrenze erreicht werden, um unabhängig von Bauteiltoleranzen die Grenzwerte einhalten zu können.

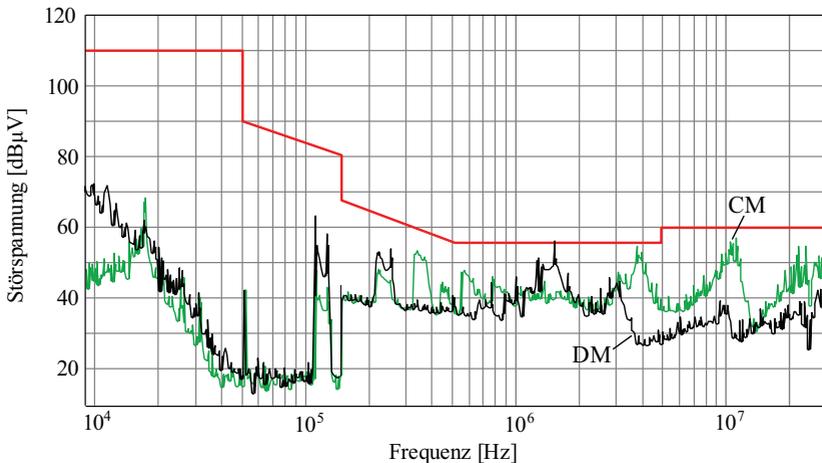


Abbildung 5.15: DM- und CM-Störspektrum (Peak).

5.4 Zusammenfassung

Das AC-Chopper-Voschaltgerät für Natrium-Hochdrucklampen wurde in den Publikationen [11, 12] vorgestellt, in denen jedoch einige Informationen für ei-

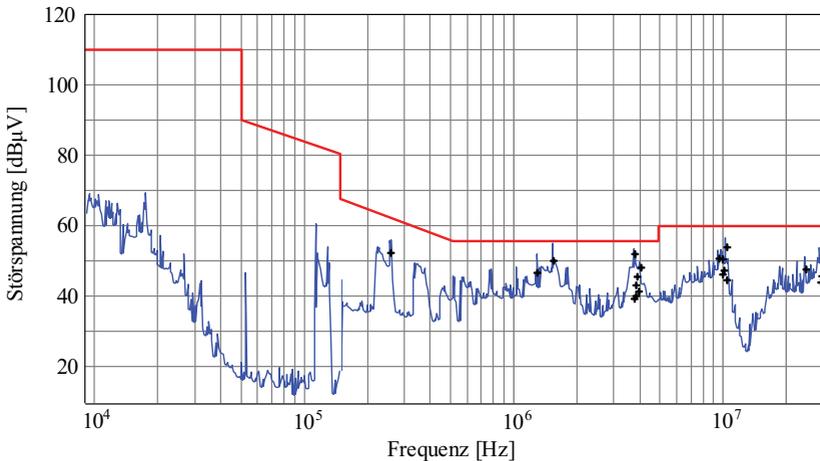


Abbildung 5.16: Gesamte Störungen (Peak) mit automatischer Quasipeak-Nachmessung (+).

ne vollständige Beurteilung fehlen. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit die Auslegung des Vorschaltgerätes und die Verlustanteile der Komponenten genauer analysiert. Die Schaltfrequenz des Prototyps wurde zur Vermeidung akustischer Resonanzen auf 120 kHz erhöht und ein EMV-Filter ausgelegt, mit dem die Normen erfüllt werden. Weiterhin kann die Eingangsstromqualität durch eine Modulation der Schaltfrequenz verbessert werden.

Vorteile des AC-Chopper-Vorschaltgerätes sind die gute Effizienz von 93.6% und eine hohe erwartete Lebensdauer, da keine Elektrolytkondensatoren notwendig sind. Der Hauptnachteil ist die schlechte Eingangsstromqualität aufgrund des nichtlinearen Verhaltens der Lampe. Trotz Frequenzmodulation konnte hier die Norm nicht vollständig erfüllt werden. Weiterhin kann ein Flackern der Lampe mit der einstufigen Topologie ohne Energiespeicher nicht verhindert werden.

Aufgrund der genannten Nachteile eignet sich das AC-Chopper-Vorschaltgerät nur für Spezialanwendungen, bei denen keine hohen Anforderungen an Eingangsstrom- und Lichtqualität gestellt werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Hauptteil dieser Forschungsarbeit wurde die zweistufige Standardtopologie für die Speisung von Leuchtstofflampen untersucht. Dabei wurden Änderungen einzelner Teile der Schaltung auf mögliche Kosteneinsparungen überprüft. Weiterhin wurden Berechnungsverfahren für die Verluste in den Induktivitäten und die leitungsgebundenen Störungen des Vorschaltgerätes erstellt und in eigenständigen Programmen implementiert, welche die Entwicklung von elektronischen Vorschaltgeräten unterstützen. Schliesslich wurde ein AC-Chopper-Vorschaltgerät für Natriumdampf-Hochdrucklampen untersucht und dessen Auslegung bezüglich des zwischen Netzverhalten und Konstanz der Helligkeit zu findenden Kompromisses diskutiert.

Zusammenfassend ist für das Leuchtstofflampen-Vorschaltgerät festzuhalten:

- Die Schaltfrequenz der PFC-Stufe kann bis in den Bereich 200-400 kHz angehoben werden, wobei nur ein geringer Mehraufwand im EMV-Filter entsteht.
- Der Gate-Drive-Transformator kann durch eine gepulste Ansteuerung verkleinert werden. Wie anhand von zwei Beispielen gezeigt wird, wird hierdurch auch die Zahl der Komponenten reduziert. Weiterhin ist eine Integration des Gate-Drive-Transformators auf der Resonanzinduktivität möglich, falls die Dimensionierung der Induktivität so erfolgt, dass eine Sättigung beim Zünden der Lampe vermieden wird.
- Bei der Untersuchung der symmetrischen Schaltungstopologie wurde gezeigt, dass dieses Konzept für Vorschaltgeräte in SMD-Technik nicht

umsetzbar ist.

- Ein Zero-Ripple-Filter kann in Verbindung mit der Boostinduktivität eingesetzt werden, bringt aber keine Kostenvorteile gegenüber einem konventionellen EMV-Filter.
- Berechnungsmethoden zur Auslegung von Induktivitäten mit Luftspalt und zur Verlustberechnung wurden vorgestellt und in einem *Java*-Programm implementiert. Weiters wurde die parasitäre Kapazität der Induktivitäten approximativ berechnet.
- Ein Modell für die Berechnung der leitungsgebundenen Störungen in elektronischen Vorschaltgeräten wurde hergeleitet und ebenfalls in einem *Java*-Programm implementiert. Dabei wurden die hauptsächlichen Quellen für DM- und CM-Störungen im Vorschaltgerät identifiziert.

Für das AC-Chopper-Vorschaltgerät folgt aus den Analysen:

- Das AC-Chopper-Vorschaltgerät für Natriumdampf-Hochdrucklampen bietet eine deutlich bessere Effizienz gegenüber magnetischen Vorschaltgeräten. Problematisch ist jedoch die Eingangsstromverzerrung durch das nichtlineare Verhalten der Lampe. Die Eingangsstromqualität kann durch eine Frequenzmodulation verbessert werden, die Normen konnten damit aber nicht vollumfänglich erfüllt werden.

Die Untersuchungen führten zu folgenden Publikationen und Patenten:

Publikationen

- F. Giezendanner, J. Biela, J. W. Kolar, S. Zudrell-Koch, „EMI Noise Prediction for Electronic Ballasts“, Proceedings of the IEEE Power Electronics Specialists Conference (PESC 2008), Rhodes, Greece, p. 4392-4398, June 15 - 19, 2008.
- F. Giezendanner, J. Biela, J. W. Kolar, S. Zudrell-Koch, „EMI Noise Prediction for Electronic Ballasts“, IEEE Transactions on Power Electronics, vol. 25, no. 8, pp. 2133-2141, August 2010.
- F. Giezendanner, J. Biela, J. W. Kolar, E. Perreira, „Optimization and Performance Evaluation of an AC-Chopper Ballast for HPS Lamps“, bisher unveröffentlicht.

Patente

- Pereira, E., Braun, M., Fink, J., Knoedgen, H., Kolar, J.W., Biela, J., Giezendanner, F., „Ballast for a Gas Discharge Lamp, for Example an HID Lamp“, WO 2009059744 (A1).
- Kolar, J.W., Biela, J., Giezendanner, F., „Betriebsgerät für Leuchtmittel“, DE 102009030038 (A1).
- Kolar, J.W., Biela, J., Giezendanner, F., „Control Input Driving Method for e.g. Zener Diode, involves Galvanically Decoupling Input by Transformer, and Switching On and Off of Input by Transformer Transmission of Bipolar Voltage Impulses from Control Unit as Clock Signal Source“, DE 102009020883 (A1).
- Biela, J., Giezendanner, F., Kolar, J.W., „Operating Device for e.g. LED, of Lighting System for Lighting e.g. Rooms, has Power Factor Correction Circuit Comprising Storage Throttle that Comprises Secondary Winding, where Winding is Switched in Series with Coupling Capacitor“, DE 102010003910 (A1).

6.1 Ausblick

Im Rahmen zukünftiger Untersuchungen wären bevorzugt folgende Punkte zu analysieren:

- Thermische Modellierung des Vorschaltgerätes mit Gehäuse.
- Erweiterte EMV-Modellierung unter Berücksichtigung der Leiterplatte (z.B. mit Hilfe der *PEEC*-Methode [68]).
- Automatische Optimierung der Induktivitäten auf minimale Verluste.
- Optimierung der Boostinduktivität auf Gleichteiligkeit zwischen Vorschaltgeräten verschiedener Leistung, insbesondere in Verbindung mit einem erweiterten Schaltfrequenzbereich.
- Weitergehende Untersuchungen zur Verbesserung der Eingangsstromqualität des AC-Chopper-Vorschaltgerätes.

- Sicherstellung der Zündung der HPS-Lampe bei niedrigen Aussen-temperaturen und Analyse des Betriebs über die Lampenlebensdauer, d.h. auch für gealterte Lampen (die Messungen am AC-Chopper-Vorschaltgerät wurden unter Laborbedingungen mit neuen Lampen durchgeführt).

Literaturverzeichnis

- [1] M. K. Kazimierczuk and W. Szaraniec, “Electronic ballast for fluorescent lamps,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 8, no. 4, pp. 386–395, 1993. PDF
- [2] M. Gulko and S. Ben-Yaakov, “Current-sourcing push-pull parallel-resonance inverter (CS-PPRI): theory and application as a fluorescent lamp driver,” in *Proc. 8th IEEE Applied Power Electronics Conf. (APEC’93)*, vol. 1, 1993, pp. 223–229. PDF
- [3] E. Deng and S. Cuk, “Single switch, unity power factor, lamp ballasts,” in *Proc. 10th IEEE Applied Power Electronics Conf. (APEC’95)*, vol. 1, 1995, pp. 223–229. PDF
- [4] M. Ponce, R. Vazquez, J. Arau, and D. Abud, “Class E amplifiers used as a high power factor electronic ballast for fluorescent lamps in a single stage,” in *Proc. 29th IEEE Power Electronics Specialists Conf. (PESC’98)*, vol. 1, 1998, pp. 223–229. PDF
- [5] M. A. D. Costa, R. N. do Prado, A. Campos, and A. R. Seidel, “An analysis about valley fill filters applied to electronic ballasts,” in *Proc. 29th IEEE Industrial Electronics Society Conf. (IECON’03)*, vol. 1, 2003, pp. 509–514. PDF
- [6] J. Qian and F. C. Lee, “Charge pump power-factor-correction technologies. I. Concept and principle,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 15, no. 1, pp. 121–129, 2000. PDF
- [7] ———, “Charge pump power-factor-correction technologies. II. Ballast applications,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 15, no. 1, pp. 130–139, 2000. PDF

- [8] R. de Oliveira Brioschi and J. L. F. Vieira, "High-power-factor electronic ballast with constant DC-link voltage," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 13, no. 6, pp. 1030–1037, 1998. PDF
- [9] J. Ribas, J. M. Alonso, A. J. Calleja, E. L. Corominas, M. Rico-Secades, and J. Cardesin, "Low-cost single-stage electronic ballast based on a self-oscillating resonant inverter integrated with a buck-boost PFC circuit," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 48, no. 6, pp. 1196–1204, 2001. PDF
- [10] M. Shen, Z. Qian, and F. Z. Peng, "Design of a two-stage low-frequency square-wave electronic ballast for HID lamps," *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 39, no. 2, pp. 424–430, 2003. PDF
- [11] G. C. R. Sincero, A. S. Franciosi, and A. J. Perin, "A 250 W high pressure sodium lamp high power factor electronic ballast using an ac chopper," in *Proc. European Conf. on Power Electronics and Applications (EPE'05)*, 2005, pp. 9–19. PDF
- [12] G. C. R. Sincero and A. J. Perin, "High pressure sodium lamp high power factor electronic ballasts using ac-ac converters," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 22, no. 3, pp. 804–814, 2007. PDF
- [13] *CISPR15: Limits and methods of measurement of radio disturbance characteristics of electrical lighting and similar equipment*, IEC CISPR Std.
- [14] S. Cuk, "A new zero-ripple switching dc-to-dc converter and integrated magnetics," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 19, no. 2, pp. 57–75, 1983. PDF
- [15] L. Hsiu and A. F. Witsulski, "A geometrical core constant approach to integrated magnetics design," in *Proc. 4th IEEE International Power Electronics Congress (CIEP'95)*, 1995, pp. 108–116. PDF
- [16] Y. S. Lee, L. P. Wong, and D. K. W. Cheng, "Simulation and design of integrated magnetics for power converters," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 39, no. 2, pp. 1008–1018, 2003. PDF
- [17] M. Shoyama, G. Li, and T. Ninomiya, "Balanced switching converter to reduce common-mode conducted noise," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 50, no. 6, pp. 1095–1099, 2003. PDF
- [18] M. Shoyama, T. Tsumura, and T. Ninomiya, "Mechanism of common-mode noise reduction in balanced boost switching converter," in *Proc. 35th IEEE Power Electronics Specialists Conference (PESC'04)*, vol. 2, 2004, pp. 1115–1120. PDF

- [19] S. Wang, P. Kong, and F. C. Lee, "Common mode noise reduction for boost converters using general balance technique," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 22, no. 4, pp. 1410–1416, 2007. PDF
- [20] H. Ye, Z. Yang, J. Dai, C. Yan, X. Xin, and J. Ying, "Common mode noise modeling and analysis of dual boost PFC circuit," in *Proc. 26th IEEE International Telecommunications Energy Conf. (INTELEC'04)*, 2004, pp. 575–582. PDF
- [21] S. Cuk and R. D. Middlebrook, "Coupled-inductor and other extensions of a new optimum topology switching dc-to-dc converter," in *Proc. IEEE Industry Applications Society Annual Meeting (IAS'97)*, 1997, pp. 1110–1126.
- [22] J. W. Kolar, H. Sree, N. Mohan, and F. C. Zach, "Novel aspects of an application of 'zero'-ripple techniques to basic converter topologies," in *Proc. 28th IEEE Power Electronics Specialists Conf. (PESC'97)*, vol. 1, 1997, pp. 796–803. PDF
- [23] R. P. Severns, G. Bloom, and R. P. Severns, *Modern dc-to-dc switchmode power converter circuits*. Van Nostrand Reinhold, 1985.
- [24] J. Wang, W. G. Dunford, and K. Mauch, "A comparison between two proposed boost topologies and conventional topologies for power factor correction," in *Proc. 31th IEEE Industry Applications Conf. (IAS'96)*, vol. 2, 1996, pp. 1210–1217. PDF
- [25] M. J. Schutten, R. L. Steigerwald, and J. A. Sabaté, "Ripple current cancellation circuit," in *Proc. 18th IEEE Applied Power Electronics Conf. (APEC'03)*, vol. 1, 2003, pp. 464–470. PDF
- [26] G. Laimer and J. W. Kolar, "'Zero'-ripple EMI input filter concepts for application in a 1-U 500 kHz Si/SiC three-phase PWM rectifier," in *Proc. 25th IEEE International Telecommunications Energy Conf. (INTELEC'03)*, 2003, pp. 750–756. PDF
- [27] J. Biela, "Optimierung des elektromagnetisch integrierten Serien-Parallel-Resonanzkonverters mit eingepprägtem Ausgangsstrom," Ph.D. dissertation, ETH Zürich, 2005.
- [28] T. Undeland, N. Mohan, and W. Robbins, *Power Electronics: Converters, Applications and Design*. John Wiley & Sons, 1995.

- [29] A. Balakrishnan, W. T. Joines, and T. G. Wilson, "Air-gap reluctance and inductance calculations for magnetic circuits using a Schwarz-Christoffel transformation," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 12, no. 4, pp. 654–663, 1997. PDF
- [30] V. Valchev, A. Van den Bossche, and T. Filchev, "2-D FEM tuned analytical approximation for fringing permeances," in *Proc. Scientific Computing in Electrical Engineering Conf. (SCEE'02)*, 2002, p. 399.
- [31] A. Van den Bossche, V. Valchev, and T. Filchev, "Improved approximation for fringing permeances in gapped inductors," in *Proc. 8th IEEE Workshop on Computers in Power Electron. (COMPEL'02)*, vol. 2, 2002, pp. 932–938. PDF
- [32] J. B. Goodenough, "Summary of losses in magnetic materials," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 38, no. 5, pp. 3398–3408, 2002. PDF
- [33] (2006) Ferrites and accessories - SIFERRIT material N87. [Online]. Available: <http://www.epcos.com>
- [34] C. Steinmetz *et al.*, "On the law of hysteresis," *Proc. IEEE*, vol. 72, no. 2, pp. 197–221, 1984. PDF
- [35] J. Reinert, A. Brockmeyer, and R. W. A. A. De Doncker, "Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 37, no. 4, pp. 1055–1061, 2001. PDF
- [36] J. Li, T. Abdallah, and C. R. Sullivan, "Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms," in *Proc. 36th IEEE Industry Applications Conf. (IAS'01)*, vol. 4, 2001, pp. 2203–2210. PDF
- [37] A. Van den Bossche and V. Valchev, *Inductors and transformers for power electronics*. CRC, 2005.
- [38] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah, and H. Tacca, "Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters," in *Proc. 37th IEEE Industry Applications Conf. (IAS'02)*, 2002, pp. 36–41. PDF
- [39] J. Mühlethaler, J. Biela, J. W. Kolar, and A. Ecklebe, "Core losses under dc bias condition based on Steinmetz parameters," in *Proc. International Power Electronics Conf. (IPEC'10)*, 2010, pp. 2430–2437. PDF

- [40] J. A. Ferreira, *Electromagnetic modelling of power electronic converters*. Kluwer Academic Publishers, 1989.
- [41] E. C. Snelling, *Soft ferrites: Properties and applications*. Butterworths, 1988.
- [42] K. J. Binns, P. J. Lawrenson, and C. W. Trowbridge, *The analytical and numerical solution of electric and magnetic fields*. John Wiley & Sons, 1992.
- [43] J. Hu and C. R. Sullivan, "Optimization of shapes for round-wire high-frequency gapped-inductor windings," in *Proc. 33th IEEE Industry Applications Conf. (IAS'98)*, vol. 2, 1998, pp. 907–912. PDF
- [44] C. R. Sullivan, "Optimal choice for number of strands in a litz-wire transformer winding," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 14, no. 2, pp. 283–291, 1999. PDF
- [45] J. Biela and J. W. Kolar, "Using transformer parasitics for resonant converters – A review of the calculation of the stray capacitance of transformers," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 44, no. 1, pp. 223–233, 2008. PDF
- [46] J. Koch, "Berechnung der Kapazitaet von Spulen, insbesondere in Schalenkernen," *Valvo Berichte*, vol. 14, no. 3, pp. 99–119, 1968.
- [47] A. Massarini and M. K. Kazimierzczuk, "Self-capacitance of inductors," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 12, no. 4, pp. 671–676, 1997. PDF
- [48] M. Albach and J. Lauter, "The winding capacitance of solid and litz wires," in *Proc. European Conf. on Power Electronics and Applications (EPE'97)*, vol. 2, 1997, pp. 2–2.
- [49] W. T. Duerdoth, "Equivalent capacitances of transformer windings," *Wireless Engineer*, vol. 23, no. 4, pp. 161–167, 1946.
- [50] T. Nussbaumer, M. L. Heldwein, and J. W. Kolar, "Differential mode input filter design for a three-phase buck-type PWM rectifier based on modeling of the EMC test receiver," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 53, no. 5, pp. 1649–1661, 2006. PDF
- [51] W. Zhang, M. T. Zhang, F. C. Lee, J. Roudet, and E. Clavel, "Conducted EMI analysis of a boost PFC circuit," in *Proc. 12th IEEE Applied Power Electronics Conf. (APEC'97)*, vol. 1, 1997, pp. 223–229. PDF

- [52] M. Jin, M. Weiming, P. Qijun, K. Jun, Z. Lei, and Z. Zhihua, "Identification of essential coupling path models for conducted EMI prediction in switching power converters," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 21, no. 6, pp. 1795–1803, 2006. PDF
- [53] *CISPR16-1: Specification for radio disturbance and immunity measurement apparatus and methods*, IEC CISPR Std.
- [54] *CISPR22: Information technology equipment - Radio disturbance characteristics - Limits and methods of measurement*, IEC CISPR Std.
- [55] J. Medler, "Experience with the RMS-average detector," in *Proc. Asia-Pacific Symposium on Electromagnetic Compatibility (APEMC '08)*, 2008, pp. 295–298. PDF
- [56] D. Kubrich, M. Schmid, and T. Durbaum, "A fast calculation tool for the design of PFC converters – Method and application," in *Proc. 31th IEEE Industrial Electronics Society Conf. (IECON'05)*, 2005, p. 6. PDF
- [57] Design of power factor correction circuit using FAN7529 - Application note AN-6026. [Online]. Available: www.fairchildsemi.com/an/AN/AN-6026.pdf
- [58] J. W. Kim, S. M. Choi, and K. T. Kim, "Variable on-time control of the critical conduction mode boost power factor correction converter to improve zero-crossing distortion," in *Proc. 6th IEEE International Conf. on Power Electronics and Drives Systems (PEDS'05)*, vol. 2, 2005, pp. 1542–1546. PDF
- [59] Critical conduction mode PFC controller - Datasheet FAN7529. [Online]. Available: <http://www.fairchildsemi.com/ds/FA/FAN7529.pdf>
- [60] L. Yang, B. Lu, W. Dong, Z. Lu, M. Xu, F. C. Lee, and W. G. Odendaal, "Modeling and characterization of a 1 kW CCM PFC converter for conducted EMI prediction," in *Proc. 19th IEEE Applied Power Electronics Conf. (APEC'04)*, vol. 2, 2004, pp. 763–769. PDF
- [61] *CISPR30: Test method on electromagnetic emissions from electronic ballasts for single- and double-capped fluorescent lamps*, IEC CISPR Std.
- [62] A. Nagel and R. W. De Donker, "Separating common mode and differential mode noise in EMI measurements," in *Proc. European Conf. on Power Electronics and Applications (EPE'99)*, 1999, pp. 1–9.

- [63] M. L. Heldwein, J. Biela, H. Ertl, T. Nussbaumer, and J. W. Kolar, “Novel three-phase CM/DM conducted emission separator,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 56, no. 9, pp. 3693–3703, 2009. PDF
- [64] S. Wang, F. C. Lee, and W. G. Odendaal, “Characterization, evaluation, and design of noise separator for conducted EMI noise diagnosis,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 20, no. 4, pp. 974–982, 2005. PDF
- [65] J. J. De Groot and J. Van Vliet, *The high-pressure sodium lamp*. Macmillan Education, Basingstoke, 1986.
- [66] *IEC 61000-3-2: Limits for harmonic current emissions (equipment input current < 16 A per phase)*, IEC Std.
- [67] *CISPR30-3: Test method on electromagnetic emissions - Part 3: Electronic control gear for discharge lamps (Draft)*, IEC CISPR Std.
- [68] A. Müsing, J. Ekman, and J. W. Kolar, “Efficient calculation of non-orthogonal partial elements for the PEEC method,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 45, no. 3, pp. 1140–1143, 2009. PDF

Lebenslauf

Personalien

Name	Giezendanner
Vorname	Florian
Geburtsdatum	29. Juli 1979
Heimatort	Ebnat-Kappel, SG

Schulbildung

1986-1995	Primar- und Bezirksschule, Gränichen
1995-1999	Matura Typus C, Alte Kantonsschule Aarau

Studium

1999-2005	Studium der Informationstechnologie und Elektrotechnik, ETH Zürich
2000	Werkstattpraktikum bei Urma AG, Rapperswil
2004	Industriepraktikum bei Strela Development AG, Steinhausen

Doktorat

2005-2011	Doktorat an der Professur für Leistungselektronik und Messtechnik der ETH Zürich bei Prof. Dr. J.W. Kolar
-----------	---