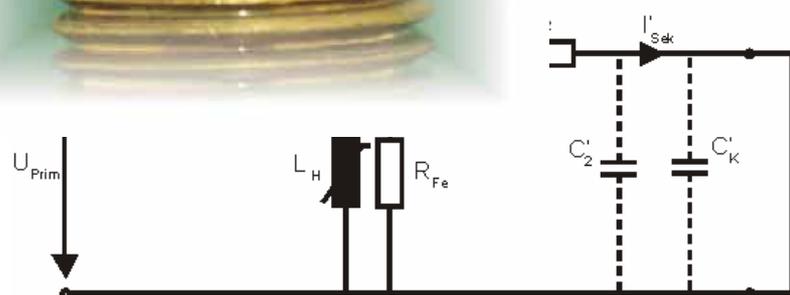


Mario Maier

Untersuchung und Entwicklung von Netzwerkmodellen für belastete KFZ-Zündsysteme



Cuvillier Verlag Göttingen

Untersuchung und Entwicklung von Netzwerkmodellen für belastete KFZ-Zündsysteme

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

der Universität Dortmund

genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

von

Dipl.-Ing. Mario Maier

Dortmund 2005

Tag der mündlichen Prüfung:

31.10.2005

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. Dirk Peier

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. Holger Hirsch

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2006
Zugl.: Dortmund, Univ., Diss., 2005
ISBN 3-86537-861-7

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2006
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2006
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-861-7

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 2000 bis 2005 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und elektromagnetische Verträglichkeit (vormals: Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und elektrische Anlagen) der Universität Dortmund.

Dem Lehrstuhlinhaber Prof. Dr.-Ing. Dirk Peier danke ich sehr herzlich für das entgegengebrachte Vertrauen und dass er diese Arbeit angeregt und ihre Durchführung gefördert hat. Ferner gebührt ihm mein Dank für die durch Forschungs- und Lehrtätigkeit erhaltene Gelegenheit zur fachlichen und sozialen Weiterbildung sowie die vielen Ratschläge und Hinweise, die Form und Inhalt dieser Arbeit wesentlich beeinflusst haben.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Holger Hirsch danke ich für die Übernahme des Korreferates sowie die schnelle und kritische Begutachtung der Arbeit.

Großer Dank gebührt den Mitarbeitern der Sensorik Dortmund für die fachlichen Ratschläge und die Unterstützung bei der Durchführung von Labortätigkeiten besonders in der ersten Phase der Arbeit. Gleiches gilt für Herrn Dr.-Ing. Galib Krdzalic von der Robert Bosch GmbH, der trotz großer Entfernung stets ein offenes Ohr hatte.

Weiterhin gilt mein Dank allen ehemaligen und derzeitigen Mitarbeitern des Lehrstuhls. Ohne die zahlreichen fachlichen Diskussionen sowie die angenehme Arbeitsatmosphäre und die gute Zusammenarbeit wäre diese Arbeit in der vorliegenden Form nicht möglich gewesen. Gleichmaßen gilt mein Dank den beteiligten Studien- und Diplomarbeitern sowie all denjenigen, die sich zur Durchsicht des Manuskripts bereit erklärt haben.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meiner Frau Melanie für Ihr Verständnis und die Motivation gerade in der Schlussphase der Arbeit sowie bei meinen Eltern, die mir diese Ausbildung ermöglicht und mich bestmöglich unterstützt haben.

Mario Maier

Übersicht

Für die Zündung von benzinbetriebenen Verbrennungsmotoren existieren neben etablierten induktiven Systemen auch alternative Konzepte wie beispielsweise die Laser- oder Hochfrequenzzündung. Diese befinden sich jedoch noch in einem so frühen Entwicklungsstadium, dass sich Forschungstätigkeiten zur Optimierung des Verbrennungsprozesses weiterhin zu einem großen Anteil auf die weit verbreitete induktive Zündung konzentrieren. Weiterentwicklungen konzentrieren sich dabei unter anderem auf die Verbesserung der Zündsicherheit, einen hohen Wirkungsgrad sowie eine Verringerung der erzeugten Schadstoffe. Ein entscheidender Beitrag hierzu war die Einführung dezentraler Zündsysteme mit Einzelfunken-Zündtransformatoren, die beispielsweise eine zylinderselektive Optimierung von Zündzeitpunkt und Funkenenergie ermöglicht. Weitere Optimierungsmöglichkeiten ergeben sich durch die Unterstützung der Entwicklung durch Simulationstools, was jedoch ein belastbares Modell des gesamten Zündsystems voraussetzt. Dazu müssen neben dem Zündtransformator vor allem die elektrische Beschaltung sowie die Zündkerze bei der Modellierung berücksichtigt werden. Hierzu existieren bereits erste Ansätze für Netzwerkmodelle, die im Rahmen dieser Arbeit optimiert und erweitert werden. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Herleitung eines Modells für den Zündtransformator gelegt, das zudem wesentlich zum besseren Verständnis der Vorgänge im Zündtransformator beiträgt. Wesentliches Element zur Erzeugung eines vollständigen Modells ist zudem der Zündfunke. Um diesen mit in die Simulation einfließen zu lassen ist es jedoch zwingend erforderlich, die Funken-eigenschaften detailliert zu kennen. Dies wiederum setzt ein hochgenaues Messsystem voraus, welches eine Bestimmung der Funkenparameter Strom und Spannung ermöglicht. Deshalb wird im Weiteren ein Messsystem entwickelt, welches sich zur Aufzeichnung der Funkenparameter bei unterschiedlichen äußeren Umgebungsbedingungen eignet. Der damit erzeugte Datensatz dient als Grundlage für die Erstellung eines Netzwerkmodells für Zündfunken. Dieses, kombiniert mit den Netzwerkmodellen für die übrigen Zündsystemkomponenten, ermöglicht die Simulation des Verhaltens von vollständigen Zündsystemen und kann damit wesentlich die Optimierung und Neuentwicklung von Zündsystemen unterstützen. So wird unter anderem gezeigt, wie die Daten zur Bestimmung der Energieverteilung im Zündtransformator ausgewertet werden können. Dies gibt dem Anwender ein Gefühl für die wesentlichen Verlustmechanismen im Zündsystem und ermöglicht so eine zielgerichtete Optimierung.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlegende Eigenschaften von Funkenentladungen	4
1.1 Entladungsentwicklung	5
1.1.1 Streamerdurchschlag	5
1.1.2 Townsend-Entladung	6
1.1.3 Zündverzugszeit	7
1.1.4 Funkengesetze	9
1.2 Entladungscharakteristik von Zündfunken	11
1.2.1 Typische Entladungskennlinien	12
1.3 Bogenentladung	15
1.4 Glimmentladung	17
1.4.1 Leuchterscheinungen bei Glimmentladungen	18
1.5 Funkenenergie	19
2 Messeinrichtungen zur Untersuchung von Zündfunken	21
2.1 Verfahren zur Erfassung von Funkenströmen und Funkenspannungen	22
2.1.1 Niederohmiger Messwiderstand zur optimierten Impulsstrommessung	22
2.1.2 Spannungsteiler für Hochspannungsmessungen	25
2.2 Übertragungseigenschaften der Messeinrichtung	28
2.2.1 Qualifizierung des Spannungsteilers	28
2.2.2 Qualifizierung des ohmschen Messwiderstands	29
2.3 Zündsystem mit integrierter Messtechnik	30
3 Experimentelle Untersuchungen an Zündfunken	33
3.1 Messung der elektrischen Funkenparameter	34
3.1.1 Strom- und Spannungskennlinien unter Normalbedingungen	34
3.1.2 Zündkerzen mit Entstörwiderstand unter Normalbedingungen	37
3.1.3 Variation der Schließzeit	39

3.1.4	Veränderung der Schlagweite	40
3.1.5	Temperatureinfluss	42
3.1.6	Druckerhöhung	43
3.2	Optische Messungen an Zündfunken	46
3.2.1	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Zündfunken	47
4	Netzwerkmodellierung des dezentralen Zündsystems	55
4.1	Modellierung des Zündtransformators	56
4.1.1	Bestimmen der linearen Elemente des T-Ersatzschaltbildes	57
4.1.2	Ermitteln der nichtlinearen Hauptinduktivität	61
4.1.3	Berücksichtigen der Frequenzabhängigkeit der Wicklungswiderstände	64
4.2	Primär- und sekundärseitige Beschaltung des Zündtransformators	67
4.2.1	Spannungsversorgung und Leitungswiderstände	67
4.2.2	Primärschalter	68
4.2.3	Zündkerze	70
4.3	Modellierung von Zündfunken	72
4.3.1	Glimmentladungsphase	73
4.3.2	Bereich der Bogenentladung und Übergangsphase	74
4.3.3	Durchbruch und Abrissphase	75
5	Anwendungsbeispiele für das Netzwerkmodell	79
5.1	Vergleich von Mess- und Simulationsergebnissen	79
5.1.1	Zündsystem im Kurzschluss	79
5.1.2	Leerlaufbetrieb	81
5.1.3	Zündsystem unter Belastung	83
5.2	Betrachtung der Energieverteilung im Zündsystem	87
	Zusammenfassung	91
	Literaturverzeichnis	93
	Lebenslauf	98

Einleitung

Vor über 100 Jahren präsentierte Robert Bosch erstmals eine Zündkerze in Kombination mit einem Hochspannungs-Magnetzünder. Ihm gelang damit der entscheidende Durchbruch für das mobile Zeitalter. Seit dieser Zeit hat eine stetige Weiterentwicklung nicht nur der Zündkerze sondern des gesamten Zündsystems stattgefunden. War es zunächst ausreichend, Kraftstoff-Luft-Gemische unabhängig von Qualität der eingeleiteten Verbrennung zu zünden, fand Mitte des letzten Jahrhunderts, u.a. begründet durch den Gesetzgeber, ein Umdenken statt. Die Gemischzündung alleine war für viele Hersteller nicht mehr ausreichend. Vielmehr spielten bis dahin untergeordnete Aspekte wie Verbrauch und damit Schadstoffausstoß sowie das Gewicht und die Langlebigkeit der Systeme eine entscheidende Rolle [1][2]. Erhebliche Fortschritte in dieser Richtung wurden durch den Einsatz veränderter Materialien erreicht sowie durch spezielle Downsizing-Konzepte, die eine Verkleinerung der Motorkomponenten erbrachten. Neue Motor- und Einspritzkonzepte ermöglichten zudem deutlich leistungsstärkere Motoren bei gleichzeitig verringertem Schadstoffausstoß [3][4][5][6].

Noch heute ist die induktive Zündung, trotz immer wiederkehrender Bemühungen sie vom Markt zu verdrängen, das am weitesten verbreitete Zündsystem [7]. Weiterentwicklungen konzentrieren sich hierbei vorrangig auf die Verbesserung der Zündsicherheit vor allem unter Magerbedingungen, einen hohen Wirkungsgrad, eine lange Lebensdauer der Zündkerze sowie eine stetige Verringerung des Schadstoffausstoßes. Ein entscheidender Schritt im Zuge der Optimierungen ist die Einführung des dezentralen Zündsystems mit Einzelfunken-Zündtransformatoren anstelle zentraler Zündsysteme, so dass jedem Zylinder ein eigener Zündtransformator zugeordnet ist [8]. Vorteilhaft daran ist, dass Zündzeitpunkt sowie Funkenbrenndauer zylinderselektiv optimal an den Motor und den aktuellen Betriebszustand angepasst werden können. So können der Verbrennungsvorgang und damit unter Anderem die Auswirkungen auf die Umwelt und auf die EMV des Zündsystems [9] für jeden Zylinder individuell optimiert werden. Auch können die Zündtransformatoren um sensorische Komponenten wie beispielsweise Klopf- oder Verbrennungsaussetzererkennung [10][11][12][13] erweitert werden, die weitere Potenziale zur Emissionsreduktion bieten.

Um den Zündvorgang weiter optimieren zu können, ist es notwendig, den Ablauf des Verbrennungsprozesses im Detail zu kennen und zu verstehen. Dazu zählt neben dem Verständnis des Funkens und der Verbrennung auch die Kenntnis des Energiebedarfs für eine sichere Entflammung bzw. eine schadstoffarme Verbrennung. Umfangreiche systematische Untersuchungen an Funkenentladungen werden bereits seit Beginn des letzten Jahrhunderts durchgeführt. Ein umfassender Überblick über die Erkenntnisse der Untersuchungen findet sich unter anderem in [14]. Bestrebungen, den Verbrennungsablauf zu verstehen, waren und sind immer noch Gegenstand der aktuellen Forschung. Um die Schnittstelle zwischen dem Zündfunken und der Verbrennung zu verstehen, konzentriert sich die Forschung seit einigen Jahrzehnten zunehmend auf die Wechselwirkung zwischen dem Funkenplasma und dem Gasgemisch [15]. Die Zielsetzung dabei ist, durch eine optimale Verbrennungseinleitung zum einen Zündenergie und damit verbunden Raum und Gewicht des Zündsystems zu sparen, zum anderen aber auch natürliche Ressourcen durch verringerten Benzinverbrauch und damit die Umwelt zu schonen.

Die stetig wachsende Leistungsfähigkeit von Rechnersystemen nimmt einen immer größer werdenden Stellenwert bei Neuentwicklungen und Optimierungen ein. So ist es heute selbstverständlich, schon im Entwicklungsstadium umfangreiche Simulationen einzelner Teilbereiche der Zündung durchzuführen [16][17][18][19][20][21][22]. In der Regel werden dabei direkt die physikalischen Prozesse teilweise bis hinunter auf die Teilchenebene nachgebildet.

Eine weitere Möglichkeit für den Einsatz moderner Rechner besteht in der Arbeit mit physikalisch begründeten Netzwerkmodellen, wie sie beispielsweise für Transformatoren angewendet werden. So findet sich in [23] ein Verfahren zum *top-down*-Entwurf von Netzwerkmodellen für Betriebsmittel mit nichtlinearen Eigenschaften. Dies ermöglicht es, ausgehend von der bekannten und gewünschten Wirkung eines Systems die optimalen Modellparameter des Systems zu bestimmen. Bezogen auf Zündtransformatoren kann das Verfahren angewendet werden, um bei bekanntem Schnittstellendatensatz für die Ausgangsgrößen (z.B. Funkenstrom und Funkenspannung) ein Netzwerkmodell mit den für den gewünschten Anwendungsfall günstigsten Eigenschaften zu generieren. Aus diesem Modell können dann Rückschlüsse für eine optimale Konstruktion von Zündtransformatoren gezogen werden.

Ein Problem dieses Simulationsmodells ist, dass für die Bestimmung der optimalen Ausgangsgrößen eine exakte Kenntnis des Zünd- und Verbrennungsvorgangs unabdingbar ist. So wird im Motor nicht nur die Verbrennung vom Zündfunken beeinflusst, sondern ein laufender Verbrennungsprozess wirkt sich rückwirkend auch entscheidend auf das Verhalten der Zündfunken aus. Somit verändert der Zündfunke, der aus Sicht eines Zündtransformators als dessen Last erachtet werden kann, während des Verbrennungsprozesses dynamisch sein Verhalten. Es ist daher erforderlich, ihn für aussagekräftige Simulationsergebnisse als Submodell in das Netzwerkmodell zu integrieren. Dies eröffnet die Möglichkeit, Entwurfsverfahren für Zündtransformatoren mit Berechnungen zu Verbrennungsvorgängen zu koppeln und die Schnittstellendaten optimal auf beide Systeme abzustimmen. Dadurch entsteht ein heute noch ungenutztes Optimierungspotenzial zur Verbesserung der ottomotorischen Verbrennung.

Die Ableitung eines Zündfunkenmodells setzt umfangreiche Untersuchungen an Zündfunken voraus, um den Einfluss äußerer Parameter wie beispielsweise Druck und Temperatur auf die elektrischen Funkenkennlinien zu kennen. Für herkömmliche zentrale Zündsysteme sind dazu bereits umfangreiche Untersuchungen durchgeführt worden [24][25][26], nicht jedoch für dezentrale Zündsysteme. Gerade hierbei wird jedoch ein leicht verändertes Funkenverhalten erwartet, da beispielsweise die Entladephase der Hochspannungskabelkapazität entfällt. Aufbauend auf einer kurzen Darstellung der bisher bekannten Funken-theorien wird deshalb zunächst ein Messsystem für dezentrale Zündsysteme konstruiert, das die Funkenkenngrößen Strom und Spannung breitbandig und zeitsynchron erfasst. Mit Hilfe des Messsystems entsteht ein umfangreicher Datensatz für Zündfunken bei unterschiedlichen Bedingungen. Dabei wird vor allem der Einfluss äußerer Parameter wie beispielsweise Schlagweite und Elektrodengeometrien auf das Verhalten von Zündfunken untersucht. Aus den Messdaten wird ein Netzwerkmodell für den Zündfunken generiert, das über den gesamten Zeitraum der Funkenentladung auch ohne aufwändige Statistik die elektrische Kennlinie des Funkens beschreibt. Dieses Modell wird anschließend erstmalig mit einem eigens für den verwendeten Transformator optimierten Modell für das Zündsystem kombiniert. Durch Vergleiche der Simulationsergebnisse mit Messungen wird die Gültigkeit und Tragfähigkeit des Modells für das vollständige Zündsystem gezeigt.

1 Grundlegende Eigenschaften von Funkenentladungen

Der elektrische Durchschlag von Gasen ist aus zweierlei Gründen von besonderem technischem Interesse. Zum einen wird in der Hochspannungstechnik in der Regel versucht, Durchschläge zu verhindern bzw. die Auswirkungen einzuschränken, da sonst verheerende Zerstörungen technischer Anlagen auftreten können. Im Gegensatz dazu wird der beim Durchschlag einer Gasstrecke auftretende sehr kurzzeitige Übergang von einem guten Isolator zu einem guten Leiter für viele Anwendungen, z.B. Entflammung von Kraftstoff-Luft-Gemischen, bewusst herbeigeführt [14].

Voraussetzung für Gasentladungen aller Art ist in jedem Fall das Vorhandensein eines Startelektrons sowie elektrischer Feldkräfte zwischen zwei Elektroden, die zu einer Ladungsträgerverschiebung führen. Beschleunigt durch die Feldkräfte verursacht das Elektron Lawinen, deren Art der Fortpflanzung den Entladungsmechanismus, beispielsweise die elektrodenverbindende Townsendentladung, bestimmt.

Sobald sich ein leitender Kanal zwischen den Elektroden ausgebildet hat, bricht die Funkenspannung auf die Brennspannung zusammen und es entsteht ein Funke. Ob sich aus diesem Funken im weiteren Verlauf ein Lichtbogen entwickelt, hängt maßgeblich vom Energiegehalt und dem Innenwiderstand der Entladungsquelle ab. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Zündfunken handelt es sich um Funkenentladungen, deren hohe Kerntemperatur zur Zündung von Kraftstoff-Luft-Gemischen genutzt wird. Der Innenwiderstand der Zündfunkenquelle wird maßgeblich durch die Gestaltung des Zündsystems beeinflusst.

Im Folgenden wird zunächst ein kurzer Überblick über die Entstehung von Gasentladungen im Allgemeinen gegeben, bevor danach auf die speziellen Eigenschaften von Zündfunken eingegangen wird. Mit diesem Wissen ist es möglich, die erforderlichen Mindestanforderungen zur Konstruktion für das in *Kapitel 2* beschriebene System zur messtechnischen Erfassung der Funkenparameter definieren zu können.

1.1 Entladungsentwicklung

Zu Beginn einer Entladung muss immer mindestens ein freies Teilchen (Anfangsladungsträger) zur Verfügung stehen, dem innerhalb einer elektrodenbegrenzten Fläche so viel Energie zugeführt wird, dass es durch Stoßionisation weitere Ladungsträger freisetzen kann. Die entstehende Elektronenlawine breitet sich dann in Richtung Anode aus. Die Anfangsladungsträger können sowohl künstlich als auch durch die natürliche Radioaktivität sowie Höhenstrahlung erzeugt werden, weshalb ein Durchschlag aufgrund der natürlichen Streuung immer erst nach einer statistischen Streuzeit auftritt.

Die Elektronenlawinen ionisieren durch weitere Stoßprozesse mit der Zeit den gesamten Funkenkanal. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger bestimmt dabei den anschließenden Durchschlagsmechanismus. Eine Trägerzahl von $n > 10^8$ erzeugt einen Streamerdurchschlag, während darunter der Townsend-Mechanismus dominiert [14].

1.1.1 Streamerdurchschlag

Ein Streamerdurchschlag entsteht, wenn bei einem Lawinenprozess zwischen zwei Elektroden die Trägerzahl des Lawinenkopfes mindestens $n = 10^8$ beträgt. Wird die notwendige Mindestanzahl an Elektronen im Lawinenkopf nicht erreicht, können die Elektronen von der Anode abgesaugt werden, ohne dass es zum Durchschlag kommt. Bei ausreichender Trägerzahl bilden die innerhalb der Lawine mit hoher Geschwindigkeit wandernden Elektronen einen Lawinenkopf aus, während die aufgrund ihrer Masse quasi ortsfesten positiven Ionen den lang gezogenen Schwanz der Lawine erzeugen. Dies führt zu einem Eigenfeld der Lawine, welches sich dem von außen angelegtem Feld überlagert und eine vermehrte Strahlungsemission im UV-Bereich zur Folge hat. Die durch die Strahlung erzeugten Ladungsträger außerhalb der Lawine sind wiederum Ausgangspunkt neuer Lawinen. Auf diese Weise bewegt sich der Entladungskanal (Streamer) mit geringer Leitfähigkeit auf die Elektroden zu. Erhebliche Teilstrecken werden dabei durch sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegende Photonen überbrückt, so dass eine Ausbreitungsgeschwindigkeit des Streamers in Luft bei Normaldruck von $v_{ST} = 10..100 \text{ cm}/\mu\text{s}$ erreicht wird. Sobald der Streamer die Elektroden erreicht, wird er thermoionisiert und dadurch hochleitend. Sofern die Spannungsquelle einen endlichen Innenwiderstand besitzt, bricht daraufhin die Spannung über der Durchschlagsstrecke zusammen [14][27].

Der Streamerdurchschlag ist weitestgehend auf mittlere Schlagweiten, geringe Drücke und geringe Inhomogenitäten beschränkt. Ab Schlagweiten von ca. $s = 1$ m verhält sich die Entladung nach einem kombinierten Streamer-Leader-Mechanismus. Ausgehend vom Leaderkopf entwickelt sich die so genannte Leaderkorona, die sich vom Leaderkopf aus kegelförmig durch Photoionisation im Raum ausbreitet. Die in der Leaderkorona gebildeten energiereichen Elektronen wechselwirken mit den Gasmolekülen im Leaderkanal und bewirken ein starkes Aufheizen des Kanals. Die dadurch hervorgerufene Thermoionisation hat zur Folge, dass sich die Ladungsträgerdichte stark erhöht. Damit weist der Leader im Vergleich zum Streamer eine wesentlich höhere Leitfähigkeit auf [27].

Der Streamer-Leader-Mechanismus tritt unter Normaldruck ab Schlagweiten von etwa $s = 1$ m auf. Für größere Drücke kann er auch schon bei kleineren Schlagweiten beobachtet werden. Bei den für Zündfunken üblichen Schlagweiten im Bereich von $s \leq 1$ mm kann jedoch selbst bei den im Brennraum üblichen Drücken von mehreren bar der Streamer-Leader-Mechanismus ausgeschlossen werden.

1.1.2 Townsend-Entladung

Wird bei Ankunft der Lawine an der Anode nicht die kritische Ladungsträgerzahl von $n = 10^8$ erreicht, besteht dennoch eine Möglichkeit, die Entladung aufrecht zu erhalten. Dazu müssen weitere Ladungsträger z.B. durch Ausschlagen von Sekundärelektronen aus der Kathode erzeugt werden. Die Anzahl der nachgelieferten Ladungsträger wird mathematisch beschrieben durch *Gleichung 1.1* [28]:

$$\mu = \gamma(e^{\alpha s} - 1), \quad (1.1)$$

mit:

μ = Anzahl nachgelieferter Ladungsträger

γ = Rückwirkungskoeffizient oder zweiter Townsendscher Ionisierungskoeffizient

α = erster Townsendscher Ionisierungskoeffizient

s = Schlagweite.

Für Werte von $\mu < 1$ sinkt mit abnehmendem μ die Anzahl der Folgelawinen mit dem Ergebnis, dass die Entladung vollständig erlischt. Bei $\mu = 1$ (Townsend'sches Durchschlagskriterium) handelt es sich um eine selbstständige Entladung, bei der gerade so viele neue Lawinen erzeugt werden, wie zur Aufrechterhaltung der Entladung benötigt werden. Erst für $\mu > 1$ steigt der Strom stetig an, so dass es zum Durchbruch nach dem Townsend-Mechanismus kommt.

Der Durchschlag nach dem Townsend-Mechanismus erfolgt in der Regel bei geringen Überspannungen und bei deutlich kleineren Schlagweiten als für die Streamerentladung üblich sind. Bei den für Zündfunken üblichen Schlagweiten von $s \approx 1$ mm kann deshalb bei Normaldruck in der Regel von einem Durchschlag nach dem Townsend-Mechanismus ausgegangen werden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass Zündfunken im Kraftfahrzeug üblicherweise unter erheblich höheren Drücken entstehen, so dass die mittlere freie Weglänge deutlich reduziert ist. Folglich ist damit zu rechnen, dass im Normalbetrieb Durchschläge nach dem Streamer-Mechanismus wahrscheinlicher sind [38].

1.1.3 Zündverzugszeit

Ein elektrischer Durchschlag erfordert immer eine Mindestdurchbruchspannung U_0 zwischen den Elektroden. Bei statischer Beanspruchung der Durchschlagsstrecke tritt diese Spannung bei der kritischen Feldstärke E_0 auf, wenn Feldveränderungen durch Raumladungseffekte unberücksichtigt bleiben. Wird eine Gasstrecke allerdings mit einer impulsförmigen Spannung beaufschlagt, muss der Zündverzug der Gasentladung mit berücksichtigt werden, was zu einer deutlichen Erhöhung dieser Durchbruchsspannung führen kann. Dargestellt wird dieses Verhalten in der Spannungs-Zeit-Kennlinie nach **Bild 1.1**. Nach Erreichen der Spannung U_0 wird zunächst ein Anfangselektron benötigt, welches aufgrund natürlicher Streuprozesse in der Regel erst nach einer statistischen Streuzeit t_s zur Verfügung steht [29]. Ebenfalls einige Zeit in Anspruch nimmt der Lawinenaufbau (t_L) sowie die maßgeblich vom Durchschlagsmechanismus bestimmte Funkenaufbauzeit t_A . Allgemein wird die vom Überschreiten der Mindestdurchbruchspannung U_0 bis zum Durchschlag benötigte Gesamtzeit als Zündverzugszeit bezeichnet [17][27].

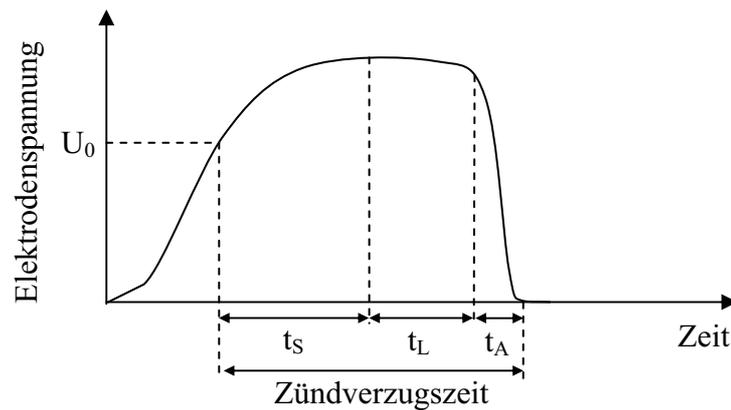


Bild 1.1: Zusammensetzung der Zündverzugszeit bei impulsförmiger Beanspruchung einer Gasstrecke.

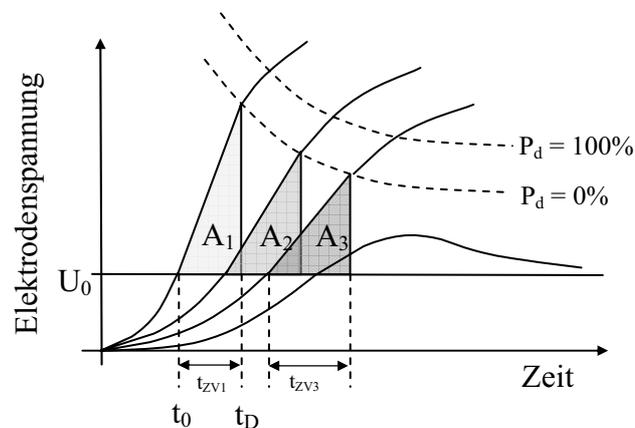


Bild 1.2: Spannungszeitflächenkriterium für Gasentladungen nach [30] mit Durchschlagswahrscheinlichkeit P_D . Die Anstiegsgeschwindigkeit der beanspruchenden Spannung bestimmt maßgeblich den Zeitpunkt des Durchschlags.

Für die Lawinenaufbauzeit von Streamerentladungen wurde in [30] das Spannungs-Zeit-Flächenkriterium aufgestellt, das mit einigen Modifikationen auch für andere Durchschlagsarten angenähert werden kann. Sobald die Spannung U_0 überschritten ist, kommt es zum Zeitpunkt t_D , bei dem eine für die Anordnung charakteristische Spannungszeitfläche A nach Gleichung 1.2 überschritten ist, zum Durchschlag (**Bild 1.2**).

$$\int_{t_0}^{t_D} [U(t) - U_0] \cdot dt = A = \text{const.} \quad (1.2)$$

Steht zum Zeitpunkt des Auftretens der Spannung U_0 aufgrund der statistischen Streuung nicht unmittelbar ein Startelektron zur Verfügung, erfolgt der Durchbruch entsprechend

verzögert. Da sich das Vorhandensein eines Startelektrons ausschließlich auf den Zeitpunkt des Durchbruchs, nicht jedoch auf den Verlauf der Spannung auswirkt, kann die Durchschlagswahrscheinlichkeit durch ein Streuband oberhalb der Fläche A berücksichtigt werden.

Bild 1.2 zeigt weiter, dass die Zündverzugszeit maßgeblich durch die Spannungsanstiegsgeschwindigkeit bestimmt wird. Bei Zündsystemen wird die Spannungsanstiegsgeschwindigkeit durch den mechanischen Aufbau des Zündtransformators bestimmt. Somit kann durch geeignete Maßnahmen im Transformator zwar der Durchbruchzeitpunkt nach vorne verlegt werden, jedoch ist zu beachten, dass die benötigte Durchbruchsspannung damit deutlich ansteigt, was möglicherweise Festigkeitsprobleme nach sich zieht.

1.1.4 Funkengesetze

Sobald die gesamte Strecke zwischen den Elektroden leitend verbunden ist, bricht die Spannung zwischen den Elektroden ein. Der Zeitpunkt bis zum Erreichen der Funkenbrennspannung ist Inhalt vieler Untersuchungen geworden und erlangte vor allem durch die Funkengesetze von Toepler, Rompe und Weizel sowie Braginskii Beachtung [31][32][33][34][35]. Ihre Gesetze, die sowohl theoretischen als auch empirischen Ursprungs sind, liefern einen Zusammenhang zwischen dem Kanalwiderstand und der bis zum jeweiligen Zeitpunkt durch das Plasma transportierten Ladungsmenge. Sie sind experimentell unter anderem für Luft und Stickstoff bestätigt.

In [36] wird eine für alle drei Gesetze gültige allgemeine Form aufgestellt:

$$R(t) = \frac{s}{K_n \left(\int_0^t I^\zeta dt' \right)^\delta}. \quad (1.4)$$

Die spezifischen Konstanten K_n , ζ und δ sind an das jeweils anzuwendende Gesetz anzupassen, so dass gilt:

- 1) Toepler: $K_n = 1/k_T$ (Toeplersche Funkenkonstante)
 $\zeta = 1$
 $\delta = 1$

- 2) Rompe und Weizel: $K_n = (2a/p_0)^{0,5}$ ($a =$ Funkenkonstante nach Rompe und Weizel
 $p_0 =$ Druck)
 $\zeta = 2$
 $\delta = 0,5$

- 2) Braginskii: $K_n = \pi\sigma b^2$ ($\sigma = f(\text{Leitfähigkeit}), b = f(\text{Anfangsdruck})$)
 $\zeta = 2/3$
 $\delta = 1$

Diese klemmenbezogene Betrachtung ist ein Maß für die zeitliche Entwicklung des Funkenwiderstandes. Sie eignet sich grundsätzlich für eine Modellbildung, ihre Gültigkeit beschränkt sich jedoch auf die Phase des Spannungszusammenbruchs und selbst dort können sie nur als Näherung erachtet werden. Die Dauer des Spannungszusammenbruchs kann durch die so genannte Zusammenbruchszeit angegeben werden, welche beispielsweise nach dem Toeplerschen Ansatz für Zündfunken in Luft

$$t_{zB} = 4,4 \frac{k_T}{E_d} = 4,4 \frac{5 \cdot 10^{-6} \frac{Vs}{mm}}{10000 \frac{V}{mm}} \approx 2,2 ns \quad (1.5)$$

beträgt. Aufgrund dieser kurzen Dauer des Spannungszusammenbruchs ist es, wie in *Kapitel 4.3* erläutert, nicht notwendig, für die in dieser Arbeit gewählte Form der Netzwerkmodellierung die Zusammenbruchsphase exakt wieder zu geben. Deshalb kann auf eine Integration der Funkenmodelle verzichtet werden, wenn stattdessen die Durchbruchszeit der die Funkenentladung nachbildenden Zenerdioden in etwa der Durchbruchbruchszeit der Entladung entspricht. Diese Annahme verliert ihre Gültigkeit jedoch spätestens dann, wenn eine Modellierung im höheren Frequenzbereich bezüglich EMV in Erwägung gezogen wird.

1.2 Entladungseigenschaft von Zündfunken

Das vorhergehende Kapitel erläutert die Vorgänge vom Entladungsbeginn bis einschließlich der Phase des Spannungszusammenbruchs. Die weitere Charakteristik der Entladung wird maßgeblich durch die Form der Gasentladung bestimmt [37]. Da sich die vorliegende Arbeit mit der Modellbildung von Zündsystemen beschäftigt, werden im Folgenden die speziellen Entladungseigenschaften von Zündfunken behandelt.

Einen Überblick über die bei der Entstehung von Zündfunken dominierenden Prozesse findet sich in [38]. Hier erfolgt allerdings eine strömungsmechanische Betrachtung, so dass **Bild 1.3** für eine Netzwerkmodellierung nur bedingt anwendbar ist.

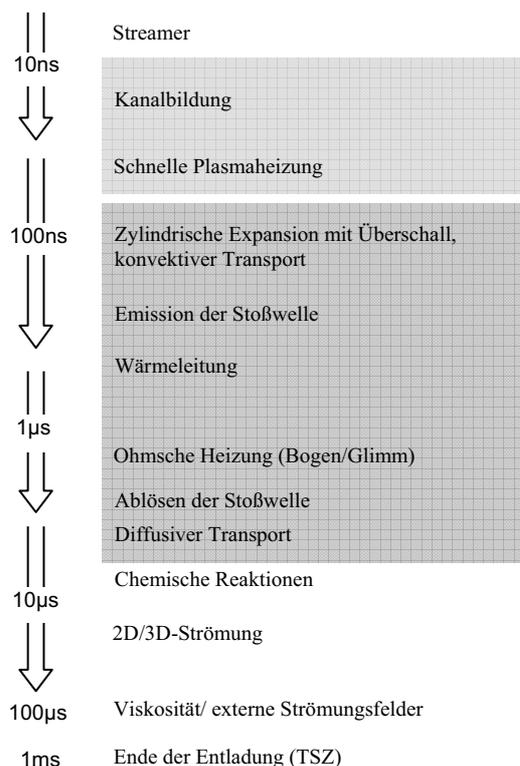


Bild 1.3: Dominierende Prozesse bei der Entstehung von Zündfunken [38].

Nach *Kapitel 1.1* breitet sich die Elektronenlawine von Zündfunken in Richtung Anode aus. Aufgrund der quasiortsfesten positiven Ionen werden positive und negative Ladungsträger räumlich voneinander getrennt und es entsteht ein Raumladungsdipol. Nach [38] bilden sich ab einer kritischen Raumladungsdichte Streamerköpfe, welche sich anoden- und kathodengerichtet ausbreiten können. Bei den für Zündkerzen üblichen Schlagweiten erscheint jedoch zumindest bei Normaldruck ein Durchschlag nach dem Townsend-Mechanismus wahrscheinlicher. Unabhängig davon kann für das diffuse und schwach ionisierte Gebiet ein Durchmesser von ca. 100 µm und ein Widerstand im Bereich von mehreren 10 kΩ/mm angenommen werden [38].

Sobald die Elektroden nach einigen Nanosekunden leitend miteinander verbunden sind, verringert sich der Widerstand des Kanals sehr schnell auf wenige Ohm. Die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit im Zündtransformator führt dazu, dass zunächst die parasitäre Kerzenkapazität für den Ladungsträgernachschub sorgt. Ihr geringer Innenwiderstand und der inzwischen hochleitfähige Kanal führen dabei zu einer schlagartigen Entladung der Kapazität, so dass der Strom kurzzeitig auf mehrere hundert A ansteigt. Nach [38] treten dabei maximale Temperaturen zwischen $T = 50.000 \text{ K}$ und $T = 60.000 \text{ K}$ auf und der Durchmesser des heißen und gegenüber der Streamerentladung kontrahierten Plasmafadens liegt bei $d = 40 \text{ }\mu\text{m}$.

Im Bereich ab $t = 1 \text{ }\mu\text{s}$ gewinnt die Wärmeleitung an Bedeutung. Der Plasmawiderstand steigt mit abnehmender Plasmatemperatur und die weitere Entwicklung des Plasmakanals wird über die von der Zündspule zugeführte Energie beeinflusst. Ob sich eine Glimm- oder Bogenentladung, also eine Feld- oder Thermoemission von Ladungsträgern aus der Kathode, einstellt, wird überwiegend über die durch die Induktivität verursachte Stromstärke bestimmt.

Um in *Kapitel 4* das Entladungsverhalten von Zündfunken durch ein Netzwerkmodell beschreiben zu können, ist die Kenntnis typischer Strom- und Spannungskennlinien erforderlich.

1.2.1 Typische Entladungskennlinien

Allgemein werden Gasentladungen in selbstständige und unselbstständige Entladungen unterteilt. Sorgt jede Lawine eigenmächtig für genau eine Folgelawine, handelt es sich um eine selbstständige Entladung, die zudem als stationär bezeichnet wird [39]. Eine geringere Trägersausbeute (instationärer Fall) führt zum Erlöschen der Entladung, ohne dass sich ein thermisches Plasma gebildet hat. Eine erhöhte Trägersausbeute wächst dagegen solange weiter, bis die stationäre Bedingung erreicht ist, so dass ebenfalls eine selbstständige Entladung vorliegt [40].

Bild 1.4 zeigt die allgemeine Strom-Spannungscharakteristik einer selbstständigen Entladung [14][39][41][42]. Die Entladung entwickelt sich bei steigender Stromstärke mit einigen Zwischenstufen von der Dunkelentladung über die Glimmentladung bis zur Bogenentladung. Dabei wird zu Beginn ein leitfähiger Kanal vorausgesetzt.

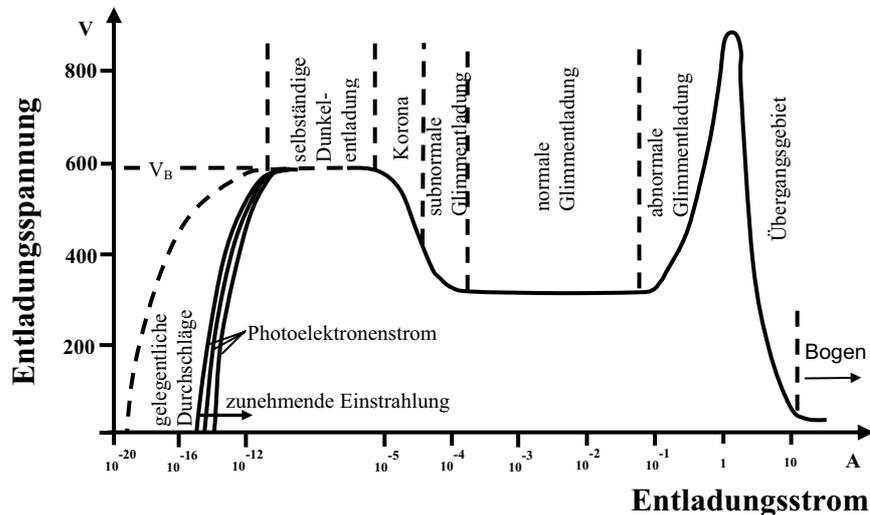


Bild 1.4: Schematische Darstellung der Strom-Spannungscharakteristik einer selbstständigen Gasentladung bei Normaldruck [39].

Zündfunken werden den stationären, selbstständigen Entladungen zugeordnet, was ein Verhalten ähnlich **Bild 1.4** erwarten lässt. Ihr Entladungsverhalten ist bereits in umfangreichen Forschungsvorhaben untersucht worden [7][24][25][26]. Für Zündfunken wird dort ebenfalls eine Bogen- und eine Glimmentladungsphase definiert, die im Spannungs-Zeit-Diagramm deutlich abgrenzbar sind (**Bild 1.5**). Unmittelbar nach dem Durchbruch weist der Zündfunke eine Brennspannung von wenigen zehn Volt (Bogenspannung) auf, bevor er nach einiger Zeit auf ein Spannungsniveau von $|U_G| \approx 400 \text{ V}$ (Glimmspannung) übergeht. In der Übergangsphase von der Bogen- zur Glimmentladung kann häufig ein mehrfacher Wechsel zwischen den beiden Spannungswerten beobachtet werden (*Kapitel 3*), bis sich letztlich eine stabile Glimmspannung einstellt, die bis zum Funkenabriss konstant bleibt.

Bei Zündfunken erreicht der Funkenstrom während der Funkenaufbauphase, also zu Beginn, bereits seinen Maximalwert von bis zu einigen hundert Ampere (**Bild 1.5**). Dieser resultiert aus dem nur wenige Nanosekunden andauernden Energieabbau der in der Zündkerze gespeicherten Energie. Ist die Zündkerze entladen, sorgt der Zündtransformator für den weiteren Energienachschub, was zunächst mit einem schnellen Abfall des Stromes auf Werte um etwa hundert Milliampere einhergeht. Der Strom nimmt im Anschluss linear ab, bis die Energie nicht mehr zur Aufrechterhaltung des Funken ausreicht und der Stromfluss

schlagartig beendet ist. Dies ist vergleichbar mit einem Durchlauf der Kennlinie nach **Bild 1.4** von rechts nach links.

Nach Beendigung der Funkenentladung schwingt die Spannung an den Kerzenelektroden noch wenige Mikrosekunden nach, was durch einen Funkenabriss mangels ausreichender Energie noch vor der vollständigen Entladung des Transformators begründet ist. Die vorhandene Restenergie baut sich dann im Sekundärkreis des Zündtransformators ab.

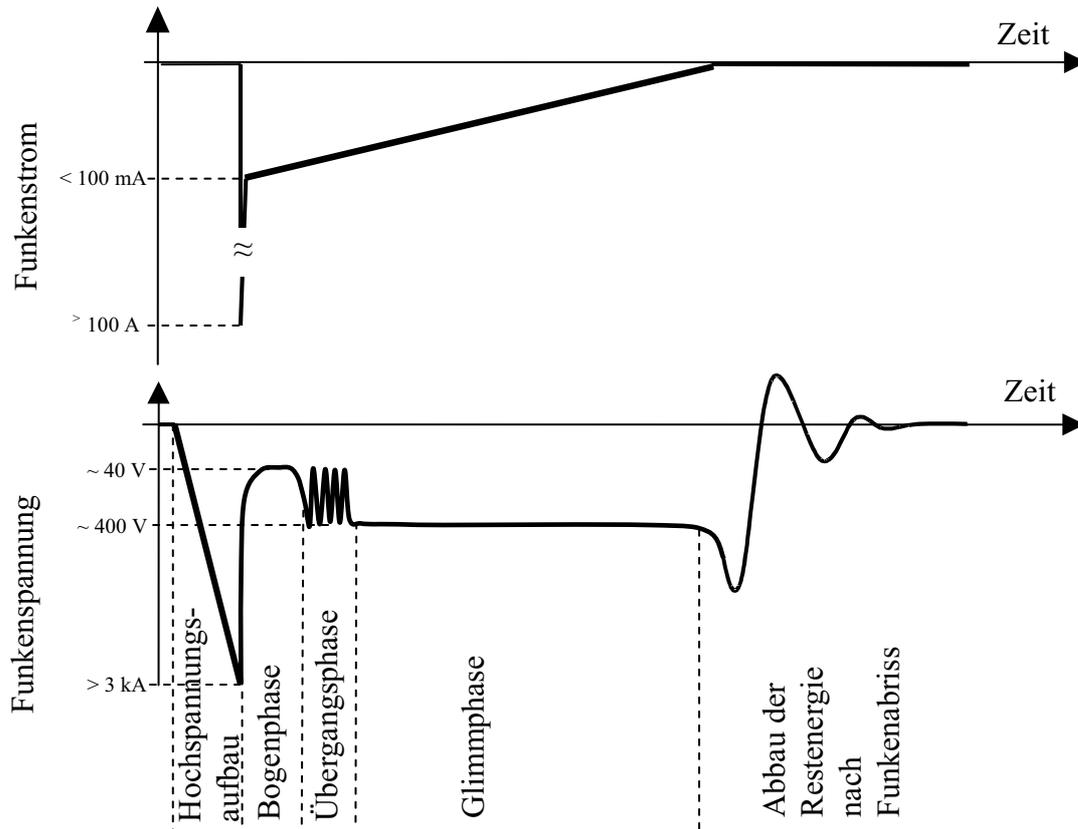


Bild 1.5: Prinzipielle Entladungskennlinie einer Funkenentladung mit Bogen-, Glimm- und Übergangsphase.

Nach [38] kann die Funkenentladung bei der Transistorspulenzündung aufgrund geringer Anfangsstromwerte nach dem Durchbruch direkt in eine Glimmentladung übergehen. Dies ist gleichbedeutend mit dem Wegfall der Bogenphase in **Bild 1.5**.

Für die Darstellung in **Bild 1.5** gilt, ebenso wie für alle weiteren Kennlinien dieser Arbeit, dass Ströme und Spannungen auf der negativen y-Achse dargestellt werden. Dies resultiert aus dem Messsystem für die Funkenparameter nach *Kapitel 2*, das bauartbedingt ebenfalls negative Strom- und Spannungswerte ausgibt. Im weiteren Verlauf werden daher die Werte für Funkenströme und -spannungen ausschließlich in Betragsform angegeben.

Zur Erklärung der Linearität des Sekundärstromes kann die Hystereseurve für Stoßspannungsanwendungen von Transformatoren herangezogen werden (**Bild 1.6**) [43]. Das nichtlineare Verhalten magnetischer Werkstoffe zieht einen nichtlinearen Primärstrom während der Aufladephase nach sich. Der Abbau der magnetischen Feldenergie nach Beendigung der Aufladephase führt dann zunächst zum Aufbau der sekundärseitigen Hochspannung. Im Funkenbetrieb folgt aufgrund des linearen Abbaus der Feldenergie nach dem Durchbruch, dass der sekundäre Funkenstrom im Gegensatz zum Primärstrom linear abnimmt.

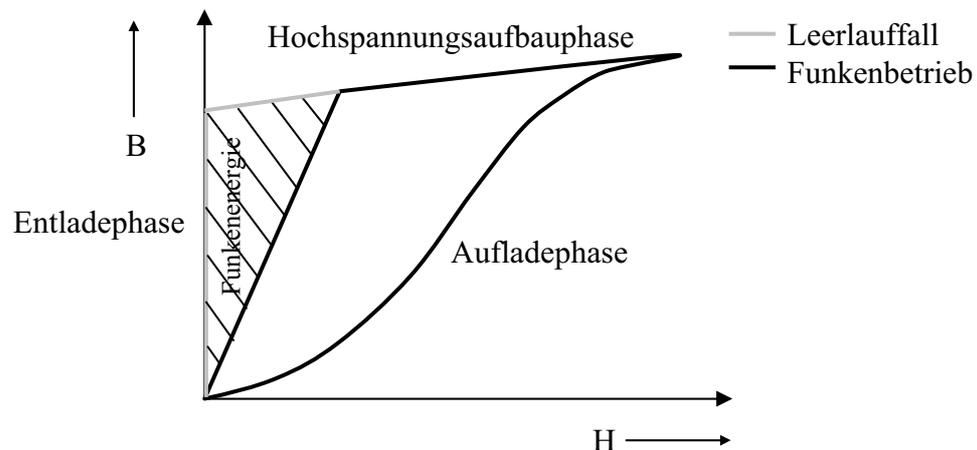


Bild 1.6: Schematische Darstellung der Hystereseurve eines Zündtransformators im Leerlauf und bei Entstehung eines Zündfunken [43]

1.3 Bogenentladung

Bogenentladungen treten neben Glimmentladungen bei nahezu allen Zündfunken auf. Nach [39] handelt es sich dabei allerdings um keine wohldefinierte Entladungsform, sondern um eine sehr umfangreiche Familie von Gasentladungen, deren Mitglieder nur durch wenige aber wesentliche gemeinsame Eigenschaften gekennzeichnet sind.

Während Bogenentladungen allgemein durch einen verhältnismäßig kleinen Spannungsbedarf (einige zehn Volt) bei hohen Stromdichten charakterisiert sind, beträgt im Gegensatz dazu alleine der Kathodenfall bei der Glimmentladung schon mehrere hundert Volt. **Bild 1.7** verdeutlicht die örtliche Spannungsverteilung über der Funkenstrecke sowohl der Bogen- als auch der Glimmentladung [15][44]. Wie bei Gasentladung üblich, wird in **Bild 1.7** die Einteilung in die drei Gebiete Kathodenfall, Säule und Anodenfall übernommen.

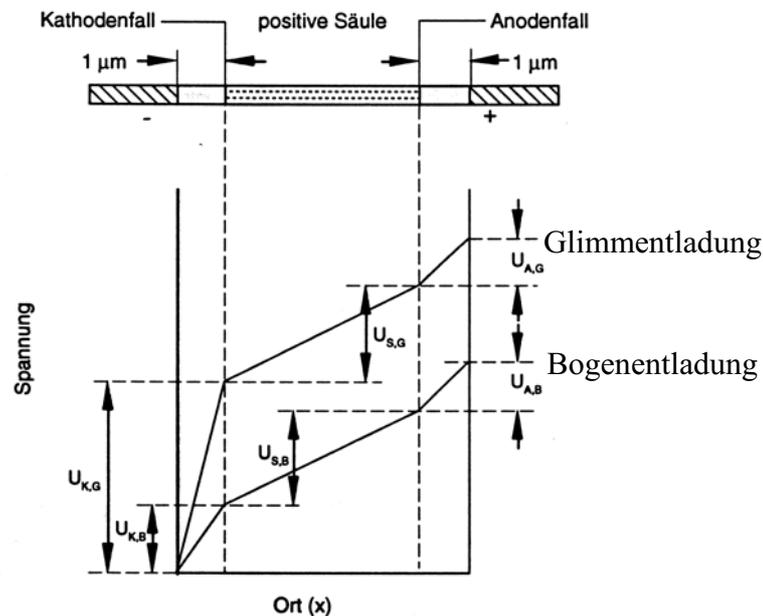


Bild 1.7: Schematischer örtlicher Spannungsverlauf bei Bogen- und Glimmentladungen [44].

Die geringe Kathodenfallspannung der Bogenentladung verhindert, dass neue Ladungsträger durch Ionenstöße auf die Kathode befreit werden. Die Trägererzeugung erfolgt daher in viel ökonomischerer Art und Weise, als die für Glimmentladungen typische Stoßionisation und Elektronenbefreiung durch Ionen an der Kathode. Als Ursache werden bei der Bogenentladung die hohe Kathodentemperatur und die hohe kathodische Feldstärke angegeben. Dabei ist nicht ein einzelnes Teilchen Ursache für den Austritt eines Elektrons, sondern die Kollektivwirkung sehr vieler Teilchen, die die Kathode aufheizen bzw. Raumladungen bilden [40]. Nach [39] können Bogenentladungen erst ab kathodischen Stromdichten von ca. $10^7 \dots 10^{11} \text{ A/m}^2$ oder aber einer von Druck, Gas sowie Elektrodenform abhängigen Mindeststromstärke auftreten.

Die hohen Stromdichten verursachen derart hohe Elektrodentemperaturen, dass ein Schmelzen und Verdampfen der Elektroden eintreten kann. Deshalb entstehen die für Zündkerzen typischen Elektrodenabriebe hauptsächlich durch thermische Effekte während der Bogenphase, so dass es von Vorteil ist, diese Phase möglichst kurz zu halten [7].

1.4 Glimmentladung

Im Gegensatz zur Bogenentladung sind Glimmentladungen nicht durch thermische Effekte geprägt. Vielmehr führt der während der Funkenbrennphase stetig sinkende Funkenstrom dazu, dass die thermischen Effekte kontinuierlich in den Hintergrund treten. Für die Nachlieferung neuer Ladungsträger überwiegt damit zunehmend ein anderer Prozess und die Entladung geht in eine Glimmentladung über.

Neue Ladungsträger entstehen bei der Glimmentladung hauptsächlich durch Ionenstöße auf der Kathode. Damit die Energie der Ionen ausreicht, um neue Ladungsträger aus der Kathode heraus zu schlagen, müssen sie zuvor stark beschleunigt werden. Die dabei zugeführte Energie muss größer der doppelten Austrittsarbeit des Elektrodenmetalls sein, da immer mindestens zwei neue Ladungsträger erzeugt werden müssen um den Entladungsprozess nicht zu stoppen [27]. Platin beispielsweise hat eine Austrittsarbeit von etwa $W_a = 5,6$ eV, so dass den positiven Ionen mindestens eine Energie von $W = 11,2$ eV zugeführt werden muss. Unter Normalbedingungen in Luft beträgt die Glimmspannung, die fast vollständig über dem Kathodenfall abfällt, $|U_G| \approx 400$ V [45]. Das Kathodenfallgebiet hat eine Längenausdehnung von einigen zehn Mikrometern. Somit ergibt sich eine ungefähre Geschwindigkeit der positiven Ionen von:

$$v_D = b_0 \cdot E_0 = 2 \cdot 10^{-4} \frac{m^2}{Vs} \cdot \frac{400V}{10 \cdot 10^{-6} m} = 8000 \frac{m}{s}. \quad (1.3)$$

Die Energie eines positiven Sauerstoffions beträgt demnach etwa

$$W = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} \cdot 5,3 \cdot 10^{-26} kg \cdot 8000^2 \frac{m^2}{s^2} = 17 \cdot 10^{-19} J = 10,6 eV. \quad (1.4)$$

Obwohl die Werte für die Kathodenfallspannung und die Ausdehnung des Kathodenfalls nur als Richtwerte angegeben werden können, ist ersichtlich, dass die Bewegungsenergie der Ionen bei einer Spannung von $U \approx 400$ V in etwa der notwendigen Austrittsarbeit entspricht. Da die Austrittsarbeit von Metallen unabhängig von der Stromstärke ist, bleibt die Glimmspannung über einen großen Stromstärkebereich konstant (**Bild 1.4**). Dagegen nimmt mit steigender Stromstärke die Ausdehnung des Kanals proportional zur Querschnittsfläche

zu, so dass gewissermaßen mehrere Entladungen gleicher Art parallel geschaltet werden. Die Stromdichte bleibt dabei konstant.

1.4.1 Leuchterscheinungen bei Glimmentladungen

Glimmentladungen sind charakterisiert durch eine räumliche Trennung verschiedener Zonen mit völlig verschiedenen Leuchteigenschaften [45]. Dies wird in der Darstellung der Entladungsstrecke mit zwei verschiedenen Anodenpositionen verdeutlicht (**Bild 1.8**) [41][46].

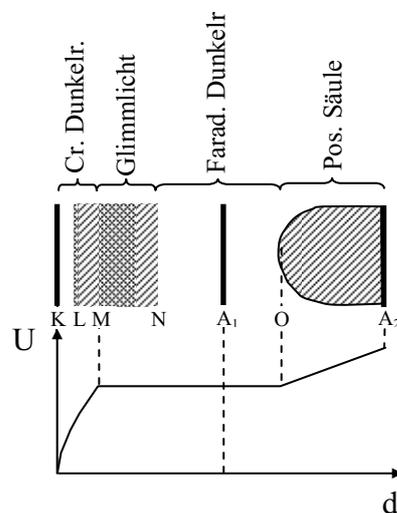


Bild 1.8: Leuchterscheinungen bei Glimmentladungen für zwei verschiedene Anodenpositionen A_1 und A_2 . Die Bereiche vor der Kathode gelten als ortsfest, so dass die Anodenposition lediglich Einfluss auf die Ausbildung der Säule hat [41].

Die Übergänge zwischen den Gebieten sind je nach Gasart und -druck unterschiedlich scharf abgegrenzt. Das für einen Beobachter zu sehende typische Glimmlicht befindet sich in unmittelbarer Nähe zur Kathode. Seine Ursache liegt in den aus der Kathode ausgeschlagenen Elektronen, die innerhalb des Crook'schen Dunkelraumes beschleunigt werden und anschließend mit zum Teil sehr hoher Geschwindigkeit in einen nahezu feldfreien Raum gelangen. Ihre Energie ist ausreichend, um Atome in diesem Bereich zu ionisieren oder anzuregen, die somit das Glimmlicht verursachen. Die Elektronen geben bei den Stößen so viel Energie ab, dass sie erst wieder stark beschleunigt werden müssen, ehe sie erneut Atome anregen können. Dies geschieht im Faradayschen Dunkelraum, der deshalb nahezu lichtlos ist. Treffen die Elektronen auf die Anode, noch bevor sie ausreichend Anregungsenergie

erhalten haben, kann sich keine Säule ausbilden (Position A1 in **Bild 1.8**). Der Crook'sche Dunkelraum gilt ebenfalls als nahezu lichtlos. Seine Breite entspricht in etwa dem Minimum der Paschenkurve, das für Luft einer Durchbruchsspannung von $U_d = 330 \text{ V}$ bei einem Druck-Schlagweitenprodukt von $ps = 7,3 \text{ bar}/\mu\text{m}$ entspricht. Für den Crook'schen Dunkelraum ergibt sich damit beispielsweise bei Normaldruck eine Ausdehnung von $s = 7,3 \mu\text{m}$.

1.5 Funkenenergie

Voraussetzung für die Entflammung von Kraftstoff-Luft-Gemischen ist es, dem Gemisch ausreichend Energie zuzuführen. Die Energie, die notwendigerweise in den Brennraum eingebracht werden muss, hängt dabei neben der Gemischzusammensetzung unter anderem von der Strömung und den Turbulenzen ab. Bis heute ist nicht endgültig geklärt, welche Energieform zu einer optimalen Verbrennung führt. So existieren unterschiedliche Konzepte die in einigen Jahrzehnten möglicherweise den klassischen Zündfunken ersetzen könnten. Dazu zählt zum Beispiel die Laserzündung, bei der nicht nur die Energiemenge für die Entflammung entscheidend ist, sondern auch die Frequenz der Lichtquelle [47].

In [48] werden bereits frühzeitige Untersuchungen der Zündenergie beschrieben. Dabei wird die Zündenergie von definierten brennbaren Gemischen durch systematische Änderung der zur Zündung benötigten Funkenenergie bei gleich bleibender Schlagweite der Elektroden (**Bild 1.9**) bestimmt. Die Untersuchungen beschränkten sich dabei zunächst auf ruhende Gemische.

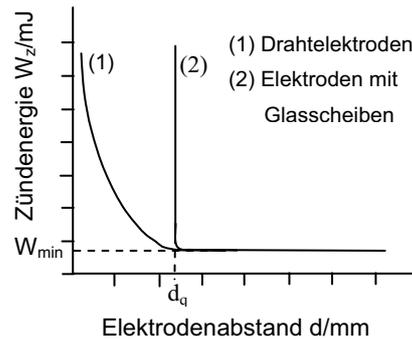


Bild 1.9: Definition der benötigten Energie zum Zünden definierter Gemische [48].

Es zeigt sich, dass bei der Funkenzündung ein kritischer Elektrodenabstand d_q existiert, ab dem zur Entflammung immer die gleiche Funkenenergie benötigt wird. Sinkt der Elektrodenabstand darunter, steigt die Energie plötzlich an, was durch Wärmeabgabe an die Elektroden erklärt wird. Der kritische Abstand d_q wird als Quenching- oder Löschabstand bezeichnet [44].

Auch die notwendige Energie zur Entflammung brennbarer Kraftstoff-Luft-Gemische durch Zündfunken ist Inhalt diverser Untersuchungen geworden [7][24][25][49]. Stöchiometrisch homogen zusammengesetzte Gemische erfordern demnach unter optimalen Bedingungen eine Funkenenergie von etwa $W_F = 0,2$ mJ, die sich je nach Änderung der Zusammensetzung auf über $W_F = 3$ mJ erhöhen kann. Im realen Motorbetrieb steigt der Zündenergiebedarf aufgrund von Turbulenzen und inhomogener Gemischverteilung weiter an [8]. Der Quenchingabstand für handelsübliche Zündkerzen wird mit ca. $d_q = 0,2$ mm angegeben [49].

In [26] wird für detailliertere Untersuchungen bezüglich der Energie eine Einteilung des Zündfunkens in drei so genannte charakteristische Phasen vorgenommen, die sich aus dem Spannungs-Zeit-Diagramm eines Zündfunkens ergeben: *Durchbruchphase*, *Bogenphase* und *Glimmphase*. Es zeigt sich, dass sich die Durchbruchphase wegen ihres höchsten Energieübertragungswirkungsgrades zwar am Besten zur Entflammung eignet, aufgrund der kurzen Dauer letztlich aber nicht zwangsläufig zu einer Entflammung führen muss. Die Glimmphase bringt zwar pro Zeiteinheit die geringste Menge Energie in das Gemisch ein, sie eignet sich aufgrund ihrer langen Dauer dennoch hinreichend für eine sichere Entflammung.

Damit bereits in der Entwicklungsphase von Zündsystemen die tatsächliche Funkenenergie abgeschätzt werden kann, wird in *Kapitel 5.2* gezeigt, wie die Funkenenergie unter Zuhilfenahme des in dieser Arbeit entwickelten Modells vorab bestimmt werden kann.

2 Messeinrichtungen zur Untersuchung von Zündfunken

Ziel der Arbeit ist die Integration von Zündfunken in Netzwerkmodelle von Zündsystemen. Da Netzwerkmodelle im Allgemeinen durch ihre Klemmengrößen charakterisiert werden, müssen zur Integration die messbaren elektrischen Klemmengrößen von Zündfunken - Strom und Spannung - bekannt sein. Derartige Untersuchungen sind zwar bereits durchgeführt worden, allesamt basieren die Messungen aber auf zentralen Zündsystemen, bei denen die Strecke zwischen der Zündspule und der Zündkerze durch ein Hochspannungskabel überbrückt wird. Im Gegensatz dazu liegt dieser Arbeit ein dezentrales Zündsystem zugrunde, bei dem jeder Zündkerze ein eigenständiger Zündtransformator zugeordnet ist (**Bild 2.1**). Es ist zu erwarten, dass die unterschiedlichen Konstruktionen den Verlauf des Funkenstromes und der Funkenspannung beeinflussen, da beim dezentralen Zündsystem beispielsweise die Entladephase der Kabelkapazitäten des Hochspannungskabels entfällt. Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb ein eigenständiges Messsystem zur Erfassung der elektrischen Funkenkenngrößen für ein dezentrales Zündsystem entwickelt.



Bild 2.1: Beispiel für einen handelsüblichen Zündtransformator mit Zündkerze, wie er in dezentralen Zündsystemen eingesetzt wird (Typ 11903, Bremi Auto-Elektrik)

Als eine Grundvoraussetzung bei der Konstruktion des Messsystems ist anzustreben, die Serienkonstruktion überwiegend unverändert zu lassen. Nur dann kann gewährleistet werden, dass die messbaren Funkenkenngrößen weitestgehend den im Serienbetrieb vorkommenden Größen entsprechen.

Da Entladungsvorgänge von äußeren Einflussfaktoren wie beispielsweise Temperatur und Druck abhängen, wird das System so ausgelegt, dass derartige Einflüsse ebenfalls untersucht werden können.

Als zusätzliche Möglichkeit zur Untersuchung von Zündfunken bietet sich neben der Erfassung der elektrischen Klemmengrößen auch die optische Messtechnik an. So werden bereits in [50][51][52][53] die Ergebnisse ausgiebiger optischer Untersuchungen an allgemeinen Gasentladungen vorgestellt. Da sich die Optik aber gerade in den letzten Jahrzehnten stark weiterentwickelt hat, sind heute Aufnahmen mit deutlich kürzeren Belichtungszeiten möglich. Im Rahmen dieser Arbeit werden deshalb ergänzend zur Messung der elektrischen Parameter zusätzlich Bildaufnahmen von Zündfunken an zwei verschiedenen Zündkerzentypen durchgeführt. Zum Einsatz kommt eine Kamera vom Typ Imacon 468 der Firma DRS Technologies. Ihre minimale Belichtungszeit beträgt 1 ns, wobei maximal vier Bilder in unmittelbarer Reihenfolge aufgenommen werden können. Eine Diskussion der erzielten Messergebnisse erfolgt in *Kapitel 3.2*.

2.1 Verfahren zur Erfassung von Funkenströmen und Funkenspannungen

Für die Messung der Funkenkenngrößen Strom und Spannung gilt, dass sie in unmittelbarer Nähe zum Funken stattfinden sollten. Nur dann ist gewährleistet, dass ausschließlich die gewünschten Funkenereigenschaften ohne den Einfluss weiterer Zündsystemelemente gemessen werden. Konstruktionsbedingt scheiden deshalb Messungen mit Strommesszangen oder Hochspannungstastköpfen aus. Für das vorliegende Zündsystem kommt daher ein Stromshunt in Kombination mit einem Spannungsteiler zum Einsatz.

2.1.1 Niederohmiger Messwiderstand zur optimierten Impulsstrommessung

Mit den in *Kapitel 1* beschriebenen physikalischen Verhalten von Funkenentladungen ist es möglich, bereits vor der Konzeptionierung des Messsystems die Erwartungswerte der Funkenströme und -spannungen abzuschätzen. Zu Beginn jedes Zündfunken wird ein Stromimpuls mit einer Amplitude von bis zu einigen 100 A erwartet, der auf die Entladung der Zündkerzenkapazität zurückzuführen ist. Die Dauer dieses Peaks beträgt üblicherweise wenige Nanosekunden. Erst danach macht sich der Abbau der im magnetischen Feld des Transformators gespeicherten Energie in der Strommessung bemerkbar. Dies ist erkennbar an einer nahezu linearen Abnahme der Stromstärke beginnend mit einem Stromstärkewert von

etwa $I = 100 \text{ mA}$ (**Bild 1.5**). Aufgrund dieser Eckdaten muss auf eine hohe Systembandbreite sowie auf eine ausreichende Dynamik des Messsystems geachtet werden, um sowohl den durch die Kerzentladung hervorgerufenen ersten sehr kurz andauernden Strompeak als auch die nachfolgende induktive Entladung in ihrer Gesamtheit erfassen zu können.

Beiden Anforderungen gerecht wird ein Stromshunt, der optimal an die Systembedingungen angepasst ist [50]. Zwar ergibt sich auch hier das Problem der systemischen Integration, nachfolgende Konstruktion hat sich aber als geeignet erwiesen [54].

Es wird eine Zündkerze mit Dachelektrode gewählt (**Bild 3.14**). Auf einen zusätzlich integrierten Entstörwiderstand der Kerze sollte, unter anderem wegen des im nächsten Kapitel vorgestellten Verfahrens zur Messung der Funkenspannung, verzichtet werden. Für Aussagen bezüglich des Gültigkeitsbereiches des Funkenmodells ist es jedoch zulässig, Untersuchungen an Kerzen mit und ohne Entstörwiderstand miteinander zu vergleichen. Die Masseelektrode der Zündkerze wird durch den koaxial aufgebauten Stromshunt ersetzt, weshalb sie zu entfernen ist. Der Shunt ist so konstruiert, dass eine gleichmäßige Stromverteilung erreicht wird. Diese Aufgabe erfüllt ein metallischer Zylinder der den Shunt umgibt und über das Kerzengewinde mit Masse verbunden ist (**Bild 2.2**). In diesen Zylinder wird ein Ring aus Teflon eingebracht, auf dem sich mehrere parallele, koaxial angeordnete SMD-Widerstände befinden. In der Ringöffnung steckt ein konisch zulaufender Kupferstab, der die neue Gegenelektrode bildet. Der Zündfunke entsteht nun zwischen der Mittelelektrode der Kerze und der neuen Kupferelektrode.

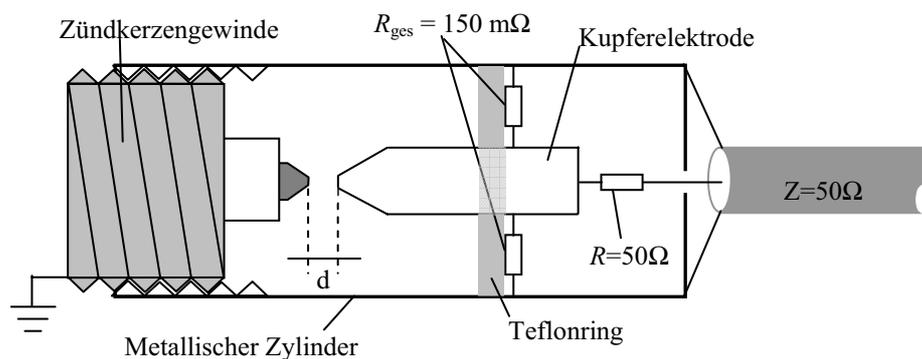


Bild 2.2: Schematischer Aufbau des Stromshunts. Die Gegenelektrode der Zündkerze wird durch einen Kupferstift ersetzt, an dem koaxial die Messwiderstände angebracht sind.

Zur Vermeidung von Reflexionen wird die gesamte Anordnung in 50 Ω -Technik ausgeführt (**Bild 2.3**).

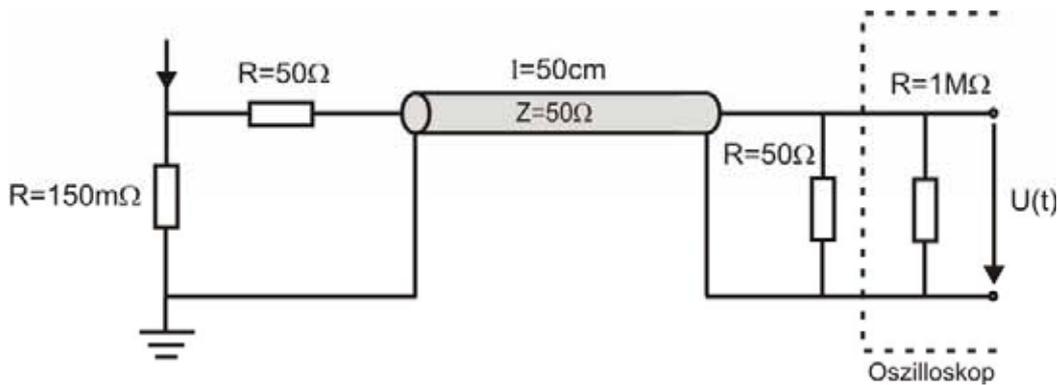


Bild 2.3: Messung des Spannungsabfalls am Oszilloskop über ein 50cm-BNC-Kabel mit Reflexionsunterdrückung durch Verwendung von Abschlusswiderständen.

Der Gesamtwiderstand des Shunts ist so ausgelegt, dass sowohl die zu Beginn des Funkens erreichbaren Stromwerte von einigen hundert Ampere als auch die während der Funkenbrenndauer üblichen wenigen Milliampere aufgelöst werden können. Ein zu groß gewählter Widerstand verletzt das Grundprinzip des niederohmigen Messwiderstands und hat einen spürbaren Einfluss auf das zu messende Signal. Andererseits muss auch bei sehr kleinen Funkenströmen von wenigen Milliampere noch eine Spannung am Widerstand messbar sein. Berechnungen zeigen, dass ein Gesamtwiderstand von $R_{\text{ges}} = 150 \text{ m}\Omega$ beide Kriterien in ausreichender Weise erfüllt.

Weiter ist es möglich, den Abstand zwischen der Kerzenelektrode sowie der Kupferelektrode des Shunts durch Drehung des Stromshunts zu variieren. Eine Skala am Shunt ermöglicht ein genaues Ablesen der eingestellten Schlagweite. Sofern bei den Messergebnissen aus *Kapitel 3* nicht explizit ein anderer Wert angegeben ist, wird jedoch der für handelsübliche Zündkerzen typische Elektrodenabstand von $s = 0,7 \text{ mm}$ eingestellt.

Die Anordnung kann als unempfindlich gegenüber elektromagnetischen Störeinflüssen betrachtet werden, da es sich weitestgehend um ein geschlossenes System handelt. Lediglich auf Höhe des Zündfunkens sind Löcher mit einem Durchmesser von $d_B = 3 \text{ mm}$ in den Zylinder eingelassen. Diese werden zwingend zum Druckausgleich und der optischen Kontrolle des Zündvorgangs benötigt (**Bild 2.9**).

2.1.2 Spannungsteiler für Hochspannungsmessungen

Der in *Kapitel 2.1.1* vorgestellte Stromshunt zur Erfassung des Funkenstromes umgibt aufgrund seiner koaxialen Struktur den gesamten Bereich um den Zündfunken. Eine Spannungsmessung in unmittelbarer Funkennähe ist damit praktisch ausgeschlossen. Der nächstgelegene Messort liegt direkt oberhalb des Kerzensechskants. Bauartbedingt lässt es sich somit nicht vermeiden, dass der gemessene Spannungsverlauf durch die Zündkerze sowie den Stromshunt mitbestimmt wird. Der Einfluss der Zündkerze kann aber durch Auswahl einer Kerze ohne Entstörwiderstand soweit reduziert werden, dass er vernachlässigbar wird (*Kapitel 3.1.1*).

Für die in der Literatur dargestellten Funkenspannungen gilt, dass sie überwiegend mit Tastköpfen aufgezeichnet worden sind. Dabei wurde das Signal am Hochspannungskabel zwischen Zündspule und Zündkerze abgegriffen, so dass sowohl ein Einfluss der Zündkerze als auch des Kabels mit gemessen wurde. Weiterhin gelingt es aufgrund der gerade bei älteren Hochspannungstastköpfen geringen Bandbreite in der Regel nicht, beispielsweise den Verlauf der Durchbruchspannung exakt zu bestimmen. In [55] wird deshalb ein Verfahren vorgestellt, mit dem die Funkenspannung aus dem Stromverlauf und den elektrischen Daten der Zündkerze berechnet werden kann. Alternativ werden in [50] und [56] zur Erforschung der Durchbruchspannung von Gasdurchbrüchen aller Art kapazitive Spannungsteiler vorgestellt, die überwiegend die parasitären Kapazitäten der Anordnung ausnutzen. Dieses Verfahren erreicht eine wesentlich höhere Bandbreite als handelsübliche Hochspannungstastköpfe, so dass eine Berechnung der Spannung nicht mehr notwendig ist [57]. Da es sich zudem optimal an das hier verwendete Zündsystem anpassen lässt, wird für diese Arbeit ebenfalls ein auf dem Spannungsteilerprinzip basierendes Spannungsmesssystem entwickelt.

Wie aus *Bild 2.1* ersichtlich, ist die Zündkerze im oberen Bereich vollständig vom hochspannungsfesten Silikonelastomer des Zündtransformators umgeben. Für die Realisierung der Oberkapazität des Spannungsteilers kann ein metallischer Ring darum gelegt werden, so dass zwischen der Hochspannung führenden Mittelelektrode und diesem Ring eine geometrie- und materialabhängige Oberkapazität von $C_o = 3,1 \text{ pF}$ wirkt (*Bild 2.4*). Um dem Ring nicht auf Massepotenzial zu legen, wird er mit einer Isolierschicht versiegelt. Zur Abschirmung gegen äußere Störeinflüsse muss dann das Masseblech des Zündtransformators bis zur Zündkerze verlängert und mit einer Durchführung zum Anschluss der Oberkapazität versehen werden.

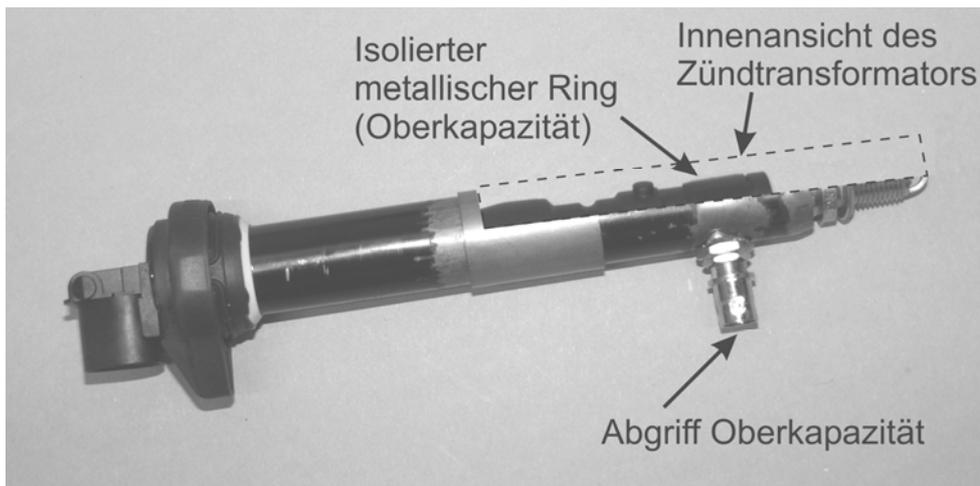


Bild 2.4: *Modifizierter und teilweise aufgeschnittener Zündtransformator zur Messung der Funkenspannung mittels Spannungsteiler. Die parasitäre Kapazität zwischen der Hochspannungsmittellektrode und dem metallischen Ring bildet die Oberkapazität des Spannungsteilers.*

Die Unterkapazität von einigen Nanofarad wird aus diskreten Kondensatoren außerhalb des Transformators realisiert. Um die koaxiale Struktur beibehalten zu können, werden die Kondensatoren auf einem nicht leitenden Trägermaterial ringförmig angeordnet (**Bild 2.5**). Durch geeignete Wahl der Kondensatorwerte kann das Übersetzungsverhältnis des Spannungsteilers auf diese Weise optimal angepasst werden. Für den vorliegenden Fall wird eine Unterkapazität von $C_u = 2,6 \text{ nF}$ gewählt, so dass sich ein Übersetzungsverhältnis von $\ddot{u} = 838$ ergibt.

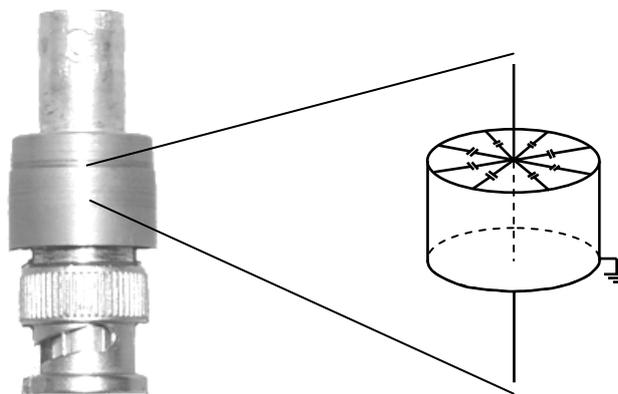


Bild 2.5: *Foto und Schnittbild der Unterkapazität aus diskreten SMD-Kapazitäten.*

Bei einem ausschließlich kapazitiven Teiler wäre es nicht möglich, die während der Funkenbrennphase konstante Funkenspannung getreu abzubilden, da kein Gleichanteil übertragen werden kann. Der vorliegende Teiler wird deshalb sowohl Ober- als auch

Unterspannungsseitig um einen Widerstand erweitert, so dass ein ohmsch-kapazitiver Teiler entsteht. Damit sind genau dann frequenzunabhängige Messungen durchführbar, wenn die Zeitkonstanten der Ober- und der Unterkapazität gemäß *Gleichung 2.1* angepasst sind [58]:

$$R_o \cdot C_o = R_u \cdot C_u. \quad (2.1)$$

Die Anordnung aus SMD-Kondensatoren hat bereits einen parasitären Widerstand von $R_{\text{SMD}} = 6 \text{ M}\Omega$ integriert. Der passende Widerstand der Oberspannungsseite müsste deshalb $R_o = 5 \text{ G}\Omega$ betragen, was sich mit handelsüblichen Widerständen nicht realisieren lässt. Einfacher erweist es sich, parallel zur Oberkapazität einen Widerstand von $R_o = 10 \text{ M}\Omega$ und parallel zur Unterkapazität einen weiteren Widerstand von $R_o = 15 \text{ k}\Omega$ zu schalten. Auf diese Weise kann die Bedingung nach Gleichung 2.1 ebenfalls erfüllt werden. Damit ergibt sich für die Spannungsmesseinrichtung folgender Aufbau:

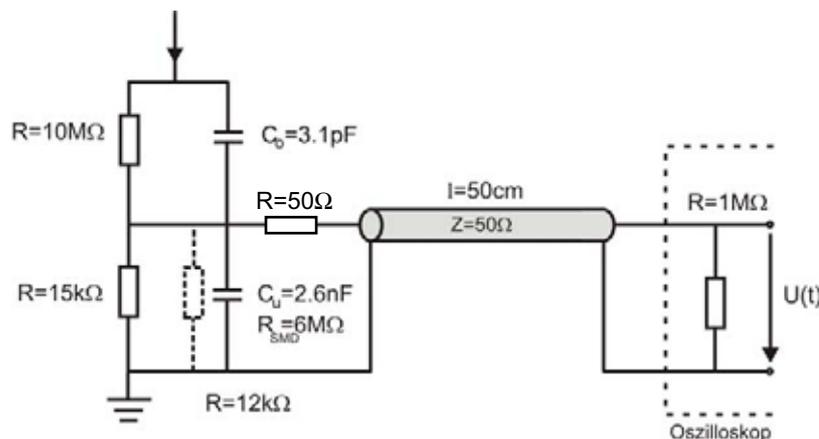


Bild 2.6: Ersatzschaltbild des Spannungsteilers zur Messung der Funkenbrennspannung.

Als Nachteil dieser Konstruktion erweist sich, dass der Oberwiderstand zwangsläufig durch die Isolierung des Transformators geführt werden muss. Hier entsteht eine Schwachstelle, die das Messsystem für Messungen bei Durchbruchspannungen von mehr als $U_d = 15 \text{ kV}$ unbrauchbar macht. Für höhere Spannungen muss deshalb auf andere Messverfahren zurückgegriffen werden, wobei, wie eingangs beschrieben, erhebliche Einschränkungen bezüglich der Bandbreite und bei den Integrationsmöglichkeiten berücksichtigt werden müssen.

2.2 Übertragungseigenschaften der Messeinrichtung

Um die Qualität des im letzten Kapitel konstruierten Messsystems zu beurteilen, werden im Folgenden die Übertragungseigenschaften sowohl der Spannungs- als auch der Strommesseinrichtung untersucht.

Hohe, schnell veränderliche Spannungen werden heute in vielen Bereichen der Elektrotechnik gemessen. Idealerweise sollte dabei der Spannungsverlauf nicht vom Messkreis beeinflusst werden. Deshalb ist es üblich, die Qualität von Hochspannungsteilern vor ihrem ersten Einsatz in der Praxis anhand ihres Frequenzganges oder ihrer Sprungantwort zu bewerten. Da das Messsystem zur zeitaufgelösten Messung von Transienten eingesetzt werden soll, erfolgt die Bewertung des vorliegenden Spannungsteilers sowie, in Analogie dazu, des Strommessshunts im Zeitbereich.

2.2.1 Qualifizierung des Spannungsteilers

Zur Qualifizierung des Spannungsteilers im Zeitbereich wird die Sprungantwort des Systems herangezogen. Das Netzwerk wird dazu zum Zeitpunkt $t = 0$ mit einem Spannungssprung der Höhe U_0 beaufschlagt und der Ausgangsspannungsverlauf u_2 gemessen. Für den zeitlichen Verlauf der Eingangsspannung gilt [58]:

$$u_1(t) = U_0 \cdot s(t), \quad (2.2)$$

mit dem Einheitssprung

$$s(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ 1 & \text{für } t \geq 0 \end{cases}. \quad (2.3)$$

Wird die am Ausgang erfasste Sprungantwort auf U_0 bezogen und das Übersetzungsverhältnis von $\ddot{u} = 838$ berücksichtigt, entsteht eine von der Höhe der Eingangsspannung unabhängige dimensionslose Einheitssprungantwort:

$$h(t) = \frac{u_2(t) \cdot \ddot{u}}{U_0}. \quad (2.4)$$

Der erforderliche Spannungssprung an Eingang wird durch einen Impulsgenerator erzeugt, der speziell für Anstiegszeiten unter $t_A = 1$ ns konzipiert ist [59]. Für den vorliegenden Spannungsteiler ergibt sich nach diesem Verfahren die Sprungantwort nach **Bild 2.7**.

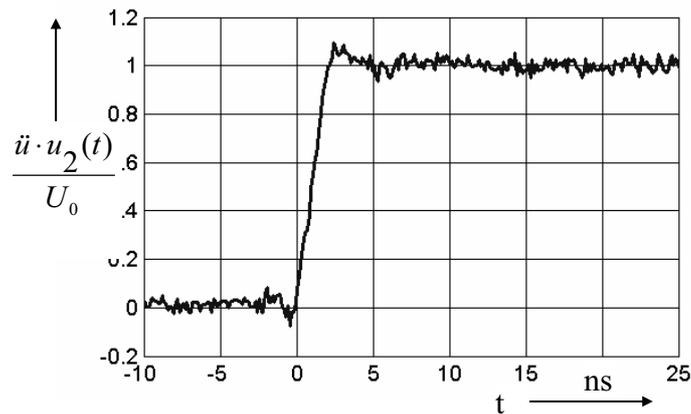


Bild 2.7: Gemessene und normierte Sprungantwort des Spannungsteilers zur Messung der Funkenspannung.

Die Auswertung der Anstiegszeit ermöglicht eine direkte Abschätzung der Einsetzbarkeit der Messeinrichtung für die gewünschte messtechnische Aufgabe. Allgemein wird für die Anstiegszeit die Zeitspanne betrachtet, in der das Signal von 10 % auf 90 % des Endwertes steigt. Allerdings sollte eine Bewertung anhand der Anstiegszeit nur erfolgen, wenn das Überschießen weniger als 5% beträgt, da ansonsten die Anwendbarkeit des Spannungsteilers fragwürdig erscheint [58].

Für die Messung nach **Bild 2.7** beträgt das Überspringen etwa 5%, so dass die Auswahl der Anstiegszeit als Bewertungskriterium geeignet ist. Diese beträgt $t_A = 2$ ns, so dass sich der Spannungsteiler auch zur Untersuchung der nur kurz andauernden Durchbruchphase eignet.

2.2.2 Qualifizierung des ohmschen Messwiderstands

Analog zur Qualifizierung des Spannungsteilers wird auch für den Stromshunt die normierte Sprungantwort zur Qualifizierung herangezogen. Allerdings wird der Shunt mit einem eingepprägten Stromsprung belastet. Die Sprungantwort ist analog zu *Gleichung 2.4* definiert:

$$h(t) = \frac{u_2(t)}{I_0 \cdot R}. \quad (2.5)$$

Der Stromsprung kann mit dem gleichen Impulsgenerator erzeugt werden, der schon für den Spannungssprung herangezogen wurde, wenn dieser im Quasi-Kurzschluss betrieben wird. Das Ergebnis der Sprungantwortmessung zeigt **Bild 2.8**.

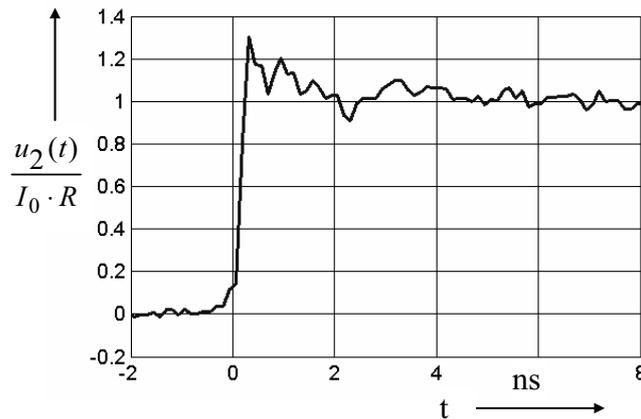


Bild 2.8: Gemessene und normierte Sprungantwort des Stromshunts zur Messung des Funkenstromes.

Für den Stromshunt beträgt die Anstiegszeit $t_A = 0,2$ ns. Der zu Funkenbeginn zu erwartende Strompeak mit einer Dauer von wenigen Nanosekunden lässt sich demnach mit der vorgestellten Konstruktion ausreichend genau auflösen.

2.3 Zündsystem mit integrierter Messtechnik

Bild 2.9 zeigt zusammenfassend die beiden im letzten Kapitel vorgestellten Messsysteme zur Erfassung des Funkenstromes und der Funkenspannung in Kombination mit einem Zündtransformator.

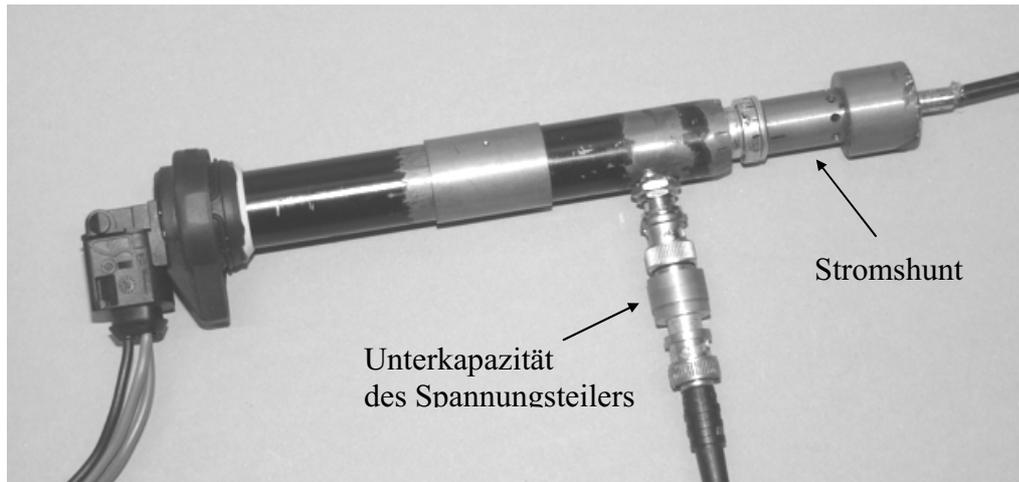


Bild 2.9: Zündtransformator mit integrierter Messtechnik zur Ermittlung der Klemmengrößen Funkenstrom und Funkenspannung.

Zur Verdeutlichung der exakten Messorte zeigt **Bild 2.10** ein Blockschaltbild des vollständigen Zündsystems. Hieran lässt sich deutlich erkennen, dass die Spannungsmessung nicht in direkter Nähe zum Zündfunken erfolgt und somit von der Zündkerze und dem Stromshunt beeinflusst wird. Für zentrale Zündsysteme müsste dieses Blockschaltbild noch um eine Hochspannungsleitung zwischen dem Zündtransformator und der Zündkerze erweitert werden, so dass die gemessene Funkenspannung zusätzlich von diesem Kabel beeinflusst wird.

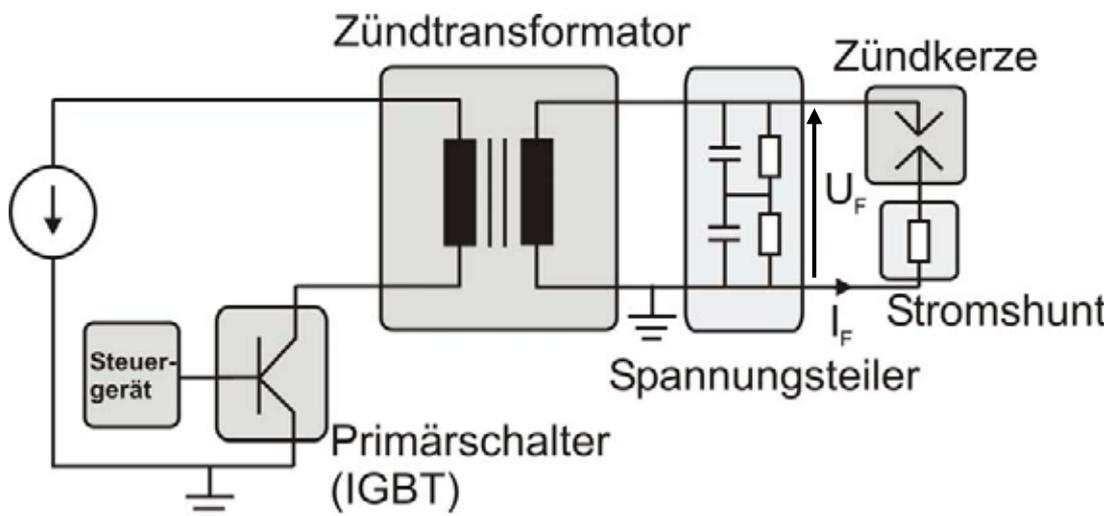


Bild 2.10: Blockschaltbild des vollständigen Zündsystems mit integrierter Messtechnik. Erkennbar ist, dass die Funkenspannungsmessung durch den Stromshunt und die Zündkerze beeinflusst wird.

Zündsysteme werden im Allgemeinen so ausgelegt, dass die Mittelelektrode der Zündkerze während des Zündvorganges negatives Potenzial aufweist. Dies hat zur Folge, dass wie schon in *Kapitel 1.2* erwähnt, die in *Kapitel 3* dargestellten Funkenströme (I_F) und Funkenspannungen (U_F) negativ sind.

Mit dem vorgestellten Messsystem werden im nächsten Kapitel Messungen der Funkenspannungen und Ströme bei verschiedenen Schließzeiten, Schlagweiten Temperaturen und Drücken durchgeführt.

3 Experimentelle Untersuchungen an Zündfunken

Gasentladungen werden wesentlich von den äußeren Bedingungen beeinflusst, unter denen sie auftreten. Obwohl im realen Betrieb nahezu alle Einflüsse immer gleichzeitig auftreten, wird jedoch für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten systematischen Grundlagenuntersuchungen immer nur ein Parameter gleichzeitig geändert. Bezogen auf Zündfunken sind dabei vor allem die in **Bild 3.1** dargestellten Punkte von großer Bedeutung. Deshalb ist das in *Kapitel 2* entwickelte Messsystem so konzipiert, dass Strom- und Spannungskennlinien von Zündfunken für diverse Einflussfaktoren aufgezeichnet werden können. Die Messungen beschränken sich dabei auf Zündfunken in Umgebungsluft bei unterschiedlichen Schließzeiten, Schlagweiten, Temperaturen und Drücken. Für weitergehende Untersuchungen muss ein erheblich größerer messtechnischer Aufwand betrieben werden. Zudem sind derartige Untersuchungen teilweise nur unter Ergreifung umfangreicher Sicherheitsmaßnahmen möglich.

Ergänzend zur Aufzeichnung der elektrischen Strom- und Spannungskennlinien erfolgt in *Kapitel 3.2* eine Untersuchung der Zündfunken mit einer Hochgeschwindigkeitskamera. Dies dient dazu, den Einfluss der Elektrodengeometrien auf Zündfunken zu untersuchen, sowie die durch die elektrischen Parametermessungen erhaltenen Ergebnisse zu verifizieren.

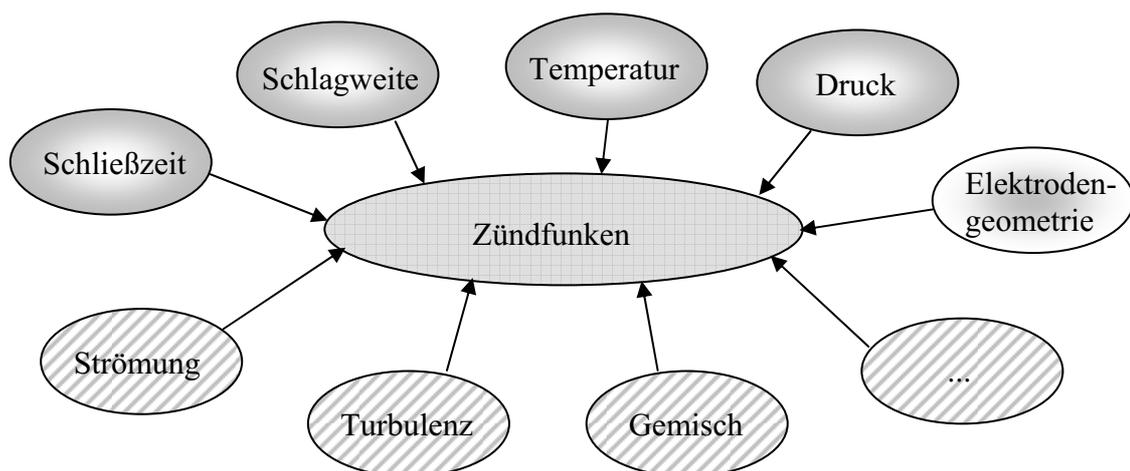


Bild 3.1: Einflussfaktoren auf das Verhalten von Zündfunken im Kraftfahrzeug. Im Rahmen dieser Arbeit werden die oberen Faktoren auf ihre Auswirkung auf die elektrischen Funkenkennlinien untersucht. Der Einfluss der Elektrodengeometrie wird zudem optisch mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera analysiert.

3.1 Messung der elektrischen Funkenparameter

Die meisten der in der Literatur aufgezeigten Messungen von Funkenströmen und -spannungen beziehen sich auf Untersuchungen bei Normaldruck und einer durchschnittlichen Temperatur von $T = 20^\circ\text{C}$. In Anlehnung daran werden die im Folgenden ermittelten Ausgangskennlinien ebenfalls bei einem Umgebungsdruck von $p \approx 1$ bar erfasst. Die Schlagweite wird gemäß der Schlagweite handelsüblicher Zündkerzen auf $s = 0,7$ mm festgelegt. Als Temperatur wird eine für Laboruntersuchungen typische Temperatur von $T \approx 20^\circ\text{C}$ gewählt und sofern nicht anders angegeben, erfolgen alle Messungen bei einer Aufladezeit (Schließzeit) von $t_s = 1$ ms und mit einer Zündkerze ohne Entstörwiderstand. Aufbauend auf den so erhaltenen Kennlinien werden anschließend einzelne Parameter verändert und die Auswirkungen auf das Funkenverhalten diskutiert.

3.1.1 Strom- und Spannungskennlinien unter Normalbedingungen

Als Grundlage für alle weiteren Messungen werden in diesem Kapitel zunächst die Messergebnisse unter den eingangs aufgeführten Bedingungen gezeigt. Allen hier aufgeführten Messergebnissen liegt das Blockschaltbild nach **Bild 2.10** zugrunde, aus dem der Aufbau des Zündsystems sowie die Messorte eindeutig ersichtlich sind. Da die Zündfunken mit einem dezentralen Zündsystem erzeugt und mit einem breitbandigen Messsystem erfasst werden, sind Abweichungen der gezeigten Kennlinienverläufe gegenüber den aus der Literatur bekannten Verläufen möglich. Wie bereits in *Kapitel 1.2* und *2.3* erläutert, weisen Funkenstrom und -brennspannung der folgenden Messungen aufgrund der Anordnung der Transformatorwicklung und des Messsystems negative Werte auf.

Die in **Bild 3.2** dargestellten Messkurven sind die Ergebnisse von vier unabhängigen Messungen des Funkenstromes und der Funkenspannung unter den eingangs aufgeführten Umgebungsbedingungen. Es zeigt sich, dass trotz gleicher Bedingungen minimale Unterschiede der Funkenbrenndauer nachweisbar sind. So beträgt bei hundert unter den angegebenen Bedingungen durchgeführten Messungen die kürzeste Brenndauer $t = 1,05$ ms und die längste $t = 1,12$ ms. Ursache dafür ist die in *Kapitel 1.1.3* erläuterte, statistisch streuende Zündverzugszeit.

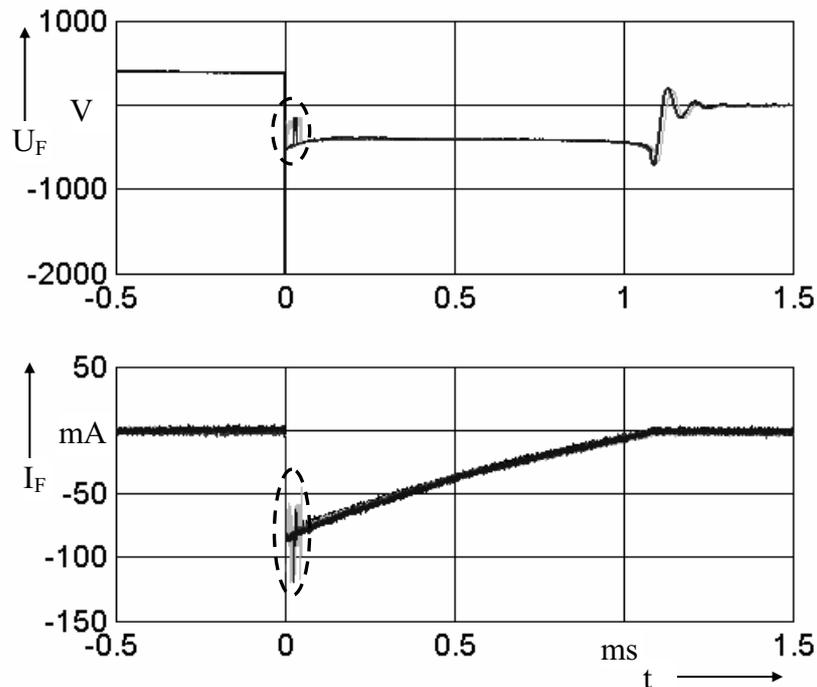


Bild 3.2: *Funkenspannung (oben) und Funkenstrom (unten) für vier unabhängige Messungen unter gleichen Bedingungen ($p = 1 \text{ bar}$, $s = 0,7 \text{ mm}$, $T = 20 \text{ °C}$, $T_S = 1 \text{ ms}$, Zündkerze ohne Entstörwiderstand). Es lassen sich trotz identischer Bedingungen aufgrund der Zündverzugszeit geringfügige Unterschiede in der Funkenbrenndauer erkennen. Der markierte Bereich (Übergangsphase) wird anhand **Bild 3.3** näher erläutert.*

Die in **Bild 3.2** dargestellten Kurven stimmen weitestgehend mit den nach **Bild 1.5** erwarteten Verläufen überein. Im Spannungssignal kann eindeutig die Glimmspannung von $|U_G| = 400 \text{ V}$ ausgemacht werden, die den Zündfunken unter Normalbedingungen dominiert. Zu Funkenbeginn ist zudem die Übergangsphase zu erkennen, in der die Funkenspannung stetig zwischen der Bogen- und der Glimmspannung wechselt. Auffällig ist jedoch, dass diese Schwankungen in der Amplitude auch im Stromsignal zu beobachten sind. Zum besseren Verständnis wird deshalb der in **Bild 3.2** markierte Bereich in **Bild 3.3** durch eine weitere Messung näher untersucht.

Im oberen Bild von **Bild 3.3** sind die zwei Spannungsniveaus erkennbar, zwischen denen der Zündfunke stetig wechselt. Es handelt sich hierbei um die für die Bogen- und die Glimmphase typischen Spannungspegel von $|U_B| \approx 40 \text{ V}$ und $|U_G| \approx 400 \text{ V}$. Zu Funkenbeginn stellt sich somit weder eine stabile Bogen- noch eine stabile Glimmphase ein. Erst wenn durch ausreichenden Energieabbau die Elektrodentemperatur sinkt und damit die Thermoemission der Kathode an Bedeutung verliert, bildet sich die stabile Glimmphase aus.

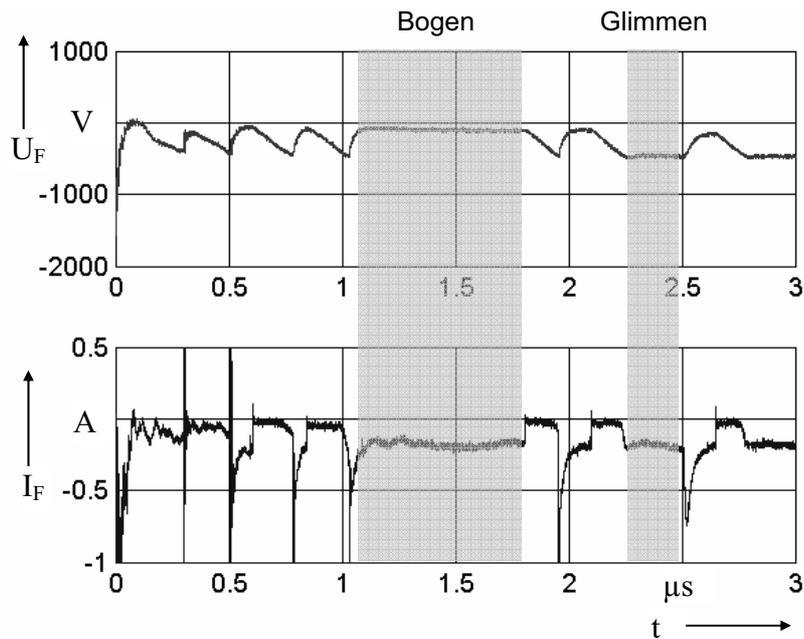


Bild 3.3: *Funkenspannung (oben) und Funkenstrom (unten) der Übergangsphase eines Zündfunken. Es erfolgen mehrfache Wechsel zwischen der Bogen- und der Glimmspannung bevor sich die stabile Glimmspannung einstellen kann. Analog dazu lassen sich Schwankungen im Stromverlauf erkennen, die durch die Auf- und Entladung der parasitären Kerzenkapazität verursacht werden.*

Zeitgleich mit jeder Änderung der Funkenspannung lassen sich auch Änderungen im Stromverlauf erkennen. Die Erklärung dazu liefert die parasitäre Kapazität der Zündkerze. Jeder Pegelwechsel vom niedrigeren Spannungsniveau bei $|U_B| \approx 40 \text{ V}$ zum Höheren führt zu einer Aufladung der Kerzenkapazität. Dazu wird der Entladestrom des Zündtransformators benötigt, so dass während dieser Zeit für die Aufrechterhaltung des Zündfunken nur ein sehr geringer Strom zur Verfügung steht.

Im Gegensatz dazu führt der Übergang vom höheren zum niedrigeren Spannungsniveau zu einem schlagartigen Ladungsträgerabbau der Kerzenkapazität über die Funkenstrecke. Der Entladestrom macht sich als kurzer aber stromstarker Peak im Funkenstrom bemerkbar. Dies ist qualitativ mit der Entladung der Kerzenkapazität während des Durchbruchs vergleichbar, lediglich die Amplitude ist aufgrund der gegenüber dem Durchbruch geringeren Energie kleiner. Die Dauer dieser Übergangsphase variiert selbst bei gleich bleibenden Umgebungsbedingungen von Funke zu Funke zu erheblich, da die Voraussetzungen für eine stabile Glimmentladung unter anderem vom Überschlagnort und den dort vorherrschenden Elektrodenbedingungen abhängt. So ist zu beobachten, dass sowohl neue als auch verrußte Kerzen zunächst eine sehr lange Übergangsphase nach sich ziehen, diese aber mit zunehmender Anzahl von Zündfunken und damit geglätteter bzw. freigebrannter Elektroden

stetig kürzer wird. Unter Normalbedingungen tritt nach einigen hundert Funken nahezu keine Übergangsphase mehr auf. Auch die Elektrodenform beeinflusst die Länge der Übergangsphase. So führen Zündkerzen mit v-förmig eingekerbter Mittelelektrode (**Bild 3.19**) im Durchschnitt unter Normalbedingungen zu einer längeren Übergangsphase als Kerzen mit konisch zulaufender Mittelelektrode.

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle noch die Durchbruchphase dargestellt (**Bild 3.4**). Deutlich erkennbar ist der Hochspannungsaufbau, welcher zu einer Aufladung der parasitären Kapazitäten führt. Nach etwa $t = 5 \mu\text{s}$ bricht die Entladungsstrecke durch und die schlagartige Entladung der parasitären Kerzenkapazität führt zu einem Strompeak von bis zu einigen hundert Ampere (**Kapitel 1.2**).

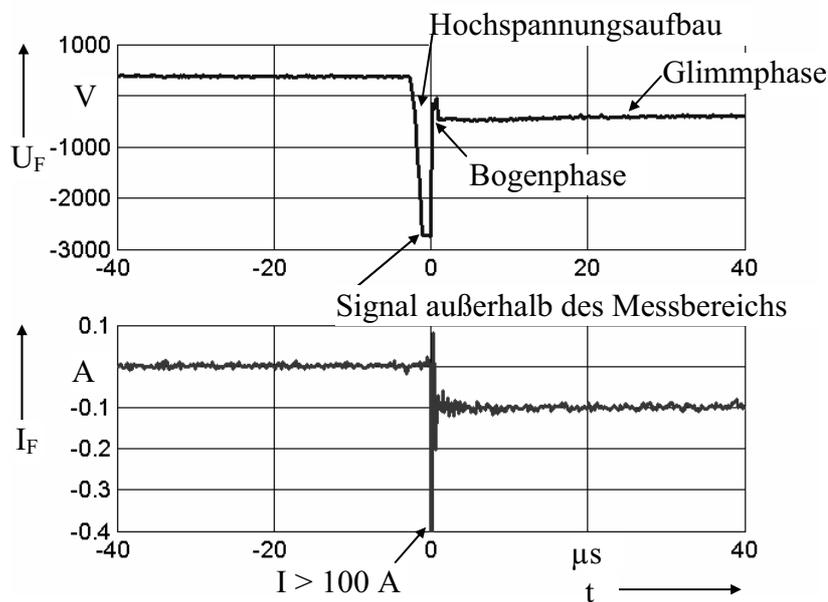


Bild 3.4: Spannungs- (oben) und Stromverlauf (unten) der Durchbruchphase eines Zündfunken. Nach dem Hochspannungsaufbau folgt bei Überschreiten der Festigkeit der Entladungsstrecke der Spannungszusammenbruch. Gleichzeitig führt die Entladung der parasitären Kerzenkapazität zu einem kurzen Strompeak mit einer Amplitude von bis zu einigen hundert Ampere.

3.1.2 Zündkerzen mit Entstörwiderstand unter Normalbedingungen

Bild 3.5 zeigt im Vergleich zum letzten Kapitel die Messergebnisse bei identischen Umgebungsbedingungen wie für **Bild 3.2**. In der Zündkerze ist jedoch auf Höhe des Kerzensechskants ein Entstörwiderstand von $R = 1 \text{ k}\Omega$ integriert.

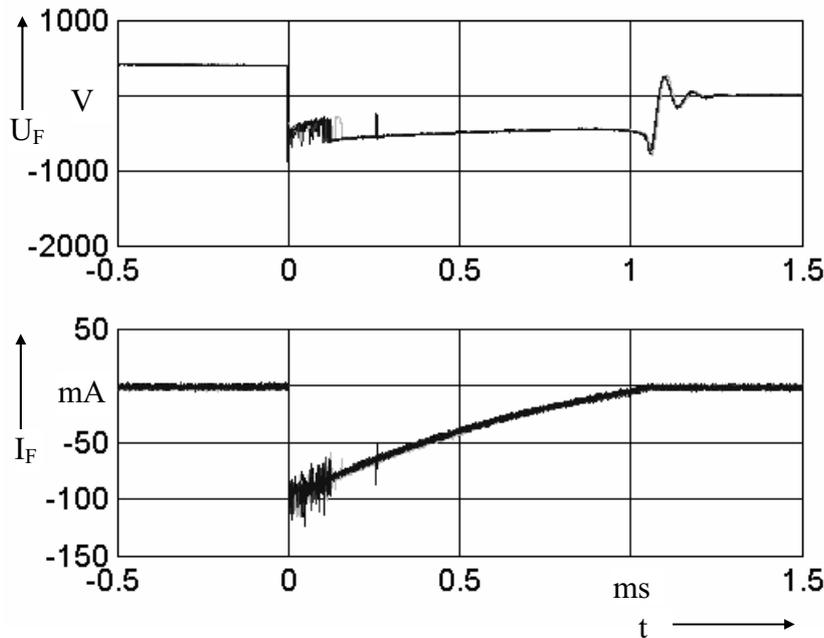


Bild 3.5: *Funkenspannung (oben) und Funkenstrom (unten) für vier unabhängige Funkenmessungen. Die Umgebungsbedingungen sind identisch zu **Bild 3.2**, die Zündkerze ist allerdings durch einen Typ mit Entstörwiderstand ersetzt worden.*

Auf den ersten Blick scheinen die Messergebnisse für beide Zündkerzentypen weitestgehend identisch zu sein. Bei genauer Betrachtung von **Bild 3.5** fällt aber auf, dass der Betrag der Funkenspannung während der Entladung stetig abnimmt. Die Ursache liegt im Entstörwiderstand der verwendeten Zündkerze. Da Zündtransformatoren während der Entladephase als eingepreagte Stromquellen betrachtet werden können, ist der Sekundärstromverlauf quasi unabhängig von der angeschlossenen Last und damit für Kerzen mit und ohne Entstörwiderstand identisch. Während die Funkenbrennspannung U_F zudem als konstant angenommen werden kann (Glimm- oder Bogenspannung), hängen U_{Shunt} und U_{RZ} linear mit der Stromstärke zusammen, wobei U_{Shunt} aufgrund des geringen Widerstandes vernachlässigbar ist (**Bild 3.6**). Die messbare Spannung setzt sich somit aus einem konstanten und einem stromabhängigen Anteil zusammen. Da der Strom während der Funkenbrennphase abnimmt, nimmt die messbare Funkenspannung ebenfalls ab. Somit eignet sich die gewählte Form der Spannungsmessung an sich nur für Zündkerzen ohne Entstörwiderstand. Bei Verwendung anderer Kerzentypen muss der stromabhängige Anteil bestimmt und von der Gesamtspannung subtrahiert werden, was nur bei Kenntnis des exakten Ersatzschaltbildes der Zündkerze möglich ist.

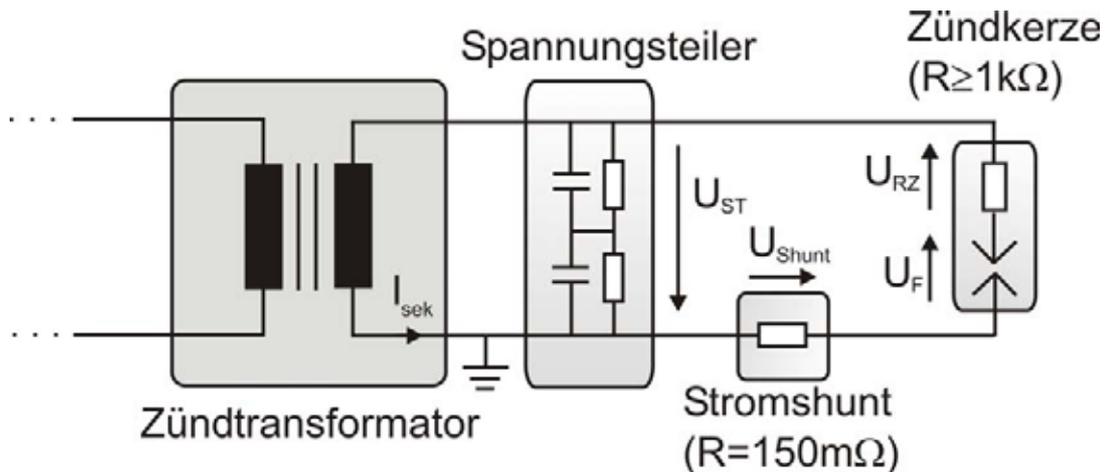


Bild 3.6: Schematische Darstellung der Zusammensetzung der messbaren Spannung am Spannungsteiler

3.1.3 Variation der Schließzeit

Ausgehend von den in *Kapitel 3.1.1* dargestellten Kennlinien werden jetzt einzelne Umgebungsparameter verändert und die Auswirkungen auf die messbaren Klemmengrößen untersucht.

Die im Zündtransformator gespeicherte Energie hängt direkt mit der Schließzeit, der Dauer der Aufladung des Zündtransformators, zusammen. Es ist daher nahe liegend, zunächst den Einfluss der Schließzeit auf den Zündfunken zu untersuchen. Eingestellt wird diese Zeit über einen Drehsteller an der Ansteuereinheit, welche aus einer modular aufgebauten Mikrocontrollereinheit besteht und im Laboraufbau das Motorsteuergerät im Kraftfahrzeug ersetzt.

Je länger die Schließzeit andauert, desto mehr Energie wird in den Zündtransformator eingebracht. Daher ist zu erwarten, dass der nach dem für den Durchbruch typischen Strompeak auftretende Stromwert, der üblicherweise in der Größenordnung von $I = 100 \text{ mA}$ liegt, mit zunehmender Energie im Transformator leicht ansteigt. Da die Art des Energieabbaus ausschließlich durch den Aufbau des Zündtransformators bestimmt wird, ist der Gradient des Sekundärstromes weitestgehend unabhängig von der eingebrachten Energiemenge. Als Folge daraus muss sich die Funkenbrenndauer linear mit der Schließzeit

ändern. Eine Änderung der Funkenbrennspannung wird dagegen nicht erwartet, da sich die Prozesse, die einen Einfluss auf den Spannungsverlauf haben, nicht verändern (*Kapitel 1.4*).

Bestätigt werden diese Überlegungen durch die Messungen nach **Bild 3.7**. Die Schließzeit variiert unter ansonsten identischen Bedingungen wie in *Kapitel 3.1.1* zwischen $t_S = 1 \text{ ms}$ und $t_S = 1,8 \text{ ms}$ mit einer Schrittweite von $\Delta t = 0,2 \text{ ms}$.

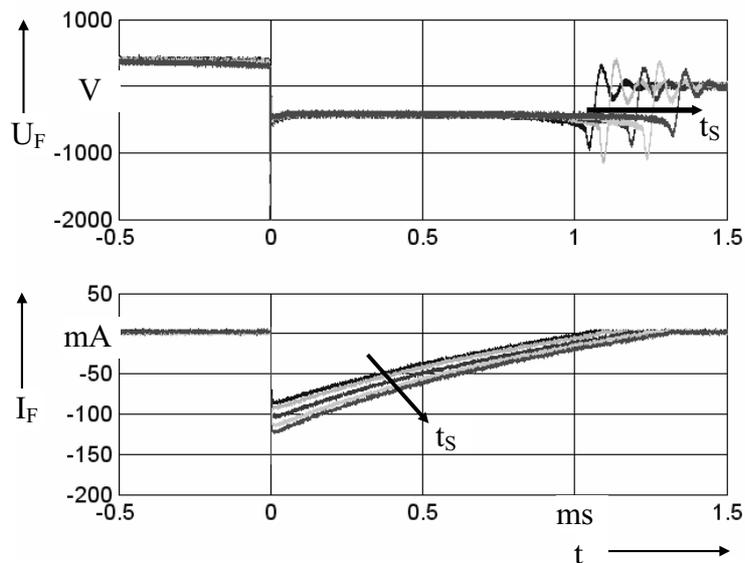


Bild 3.7: Gemessene Funkenströme und Funkenspannungen bei verschiedenen Schließzeiten und damit unterschiedlicher in den Zündtransformator eingebrachte Energiemenge.

3.1.4 Veränderung der Schlagweite

Während die Schließzeit sich auf die im Transformator gespeicherte Energie auswirkt, bedeutet eine Veränderung der Schlagweite einen direkten Eingriff in die Funkenstrecke. Aus Sicht des Zündtransformators verändern sich somit die Lastverhältnisse.

Der Stromshunt ist so konzipiert, dass durch einfache Drehung des Stromshunts auf dem Kerzengewinde die Schlagweite zwischen $s = 0 \text{ mm}$ und $s = 1,2 \text{ mm}$ stufenlos einstellbar ist.

Bild 3.8 zeigt beispielhafte Messungen des Funkenstromes und der Funkenspannung für Schlagweiten zwischen $s = 0,5 \text{ mm}$ und $s = 1 \text{ mm}$.

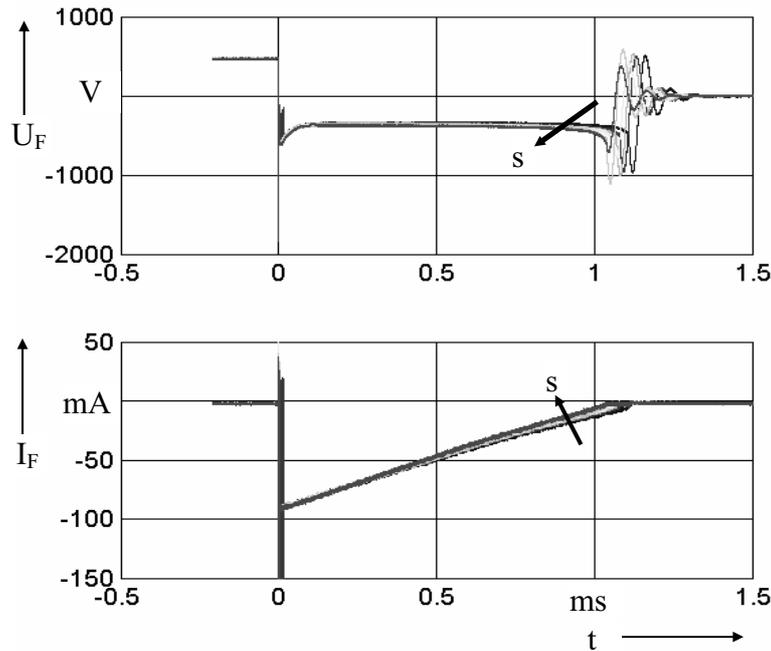


Bild 3.8: Funkenstrom und Funkenspannung (gemessen) für unterschiedliche Schlagweiten der Zündkerze.

Zu Erkennen ist eine minimale Erhöhung der Funkenbrennspannung mit zunehmender Schlagweite. Die Erhöhung fällt sehr gering aus, da die Glimmentladungsphase durch den Kathodenfall dominiert wird. Da sich eine Verlängerung des Funkenkanals nur auf die Säulenlänge, nicht aber auf den Kathodenfall auswirkt, verändert sich die Funkenbrennspannung nur unwesentlich. Allerdings steigt wie erwartet mit zunehmender Kanallänge die Durchbruchspannung an (**Bild 3.9**).

Der Stromwert, der zu Beginn des Funkens unmittelbar nach der Entladung der Kerzenkapazität messbar ist (**Bild 3.8**), verändert sich bei unterschiedlichen Schlagweiten derart gering, dass in der gewählten Darstellung keine Unterschiede sichtbar sind. Aufgrund der durch die höhere Spannung umgesetzten höheren Leistung wird aber die in der Induktivität enthaltene Energie geringfügig schneller abgebaut, was zu einer Verkürzung der Funkenbrenndauer führt. Somit ändert sich der Gradient des Funkenstromes als Funktion der Schlagweite. Hier wird deutlich, dass die Annahme, den Zündtransformator als eingeprägte Funkenstromquelle zu betrachten, zwar makroskopisch zu guten Näherungswerten führt, der Stromverlauf bei genauer Betrachtung aber dennoch geringfügig durch die Funkenkanalverhältnisse beeinflusst wird.

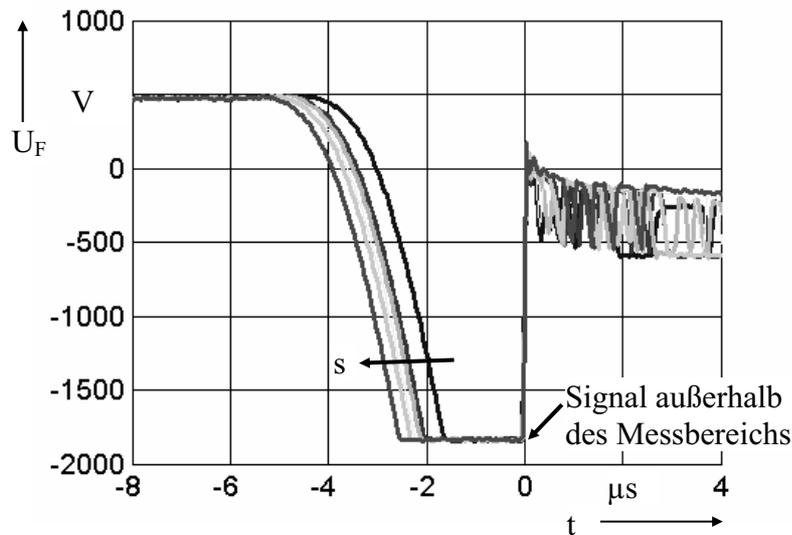


Bild 3.9: Dauer der Hochspannungsaufbauphase bei unterschiedlichen Schlagweiten der Zündkerze.

3.1.5 Temperatureinfluss

Wie **Bild 3.1** zeigt, beeinflussen neben Schließzeit und Schlagweite auch andere Parameter wie beispielsweise die Temperatur oder der Druck den Zündfunken. Die Auswirkungen der Temperatur lassen sich im Labor allerdings nur bedingt nachbilden. So liegt bei den hier verwendeten dezentralen Zündsystemen unter Laborbedingungen immer die gesamte Zündeinheit im Temperaturschrank. Dies hat zur Folge, dass gleichzeitig Transformator, Kerze und Zündfunken auf ihre Temperaturabhängigkeit untersucht werden. Im Verbrennungsmotor dagegen wird der Zündtransformator üblicherweise einer anderen Temperatur ausgesetzt als die Kerzenelektroden. Unter Laborbedingungen wird also immer auch die Temperaturabhängigkeit der Funkenquelle mit untersucht. Da aber sowohl der Transformator als auch die Kerze eine gewisse Zeit benötigen, bis sie ihre Umgebungstemperatur annehmen, können für eine Abschätzung des Temperatureinflusses die Messungen unmittelbar nach Einbringen der Zündeinheit in die Temperaturkammer durchgeführt werden.

Bild 3.10 zeigt exemplarisch Messungen bei Temperaturen von -40° , 20° und 60°C unmittelbar nach dem Einbringen der Zündeinheit in die Temperaturkammer. Ein Einfluss der Temperatur auf die Höhe der Funkenbrennspannung oder den Verlauf des Funkenstromes, der über die üblichen Schwankungen der Funkenkennlinien hinaus geht (*Kapitel 3.1.1*), kann nicht nachgewiesen werden. Wird die Messung dagegen durchgeführt, wenn das Zündsystem

bereits einige Zeit im Temperaturschrank gelegen hat so dass ein Temperatenausgleich zwischen Transformator, Zündkerze und Umgebungsluft stattfinden konnte, steigt die Funkenspannung mit abnehmender Temperatur minimal an. Die bei geringeren Temperaturen der Elektroden erhöhte Austrittsarbeit führt zu einem geringfügigen Anstieg der Kathodenfallspannung und damit der messbaren Funkenbrennschpannung.

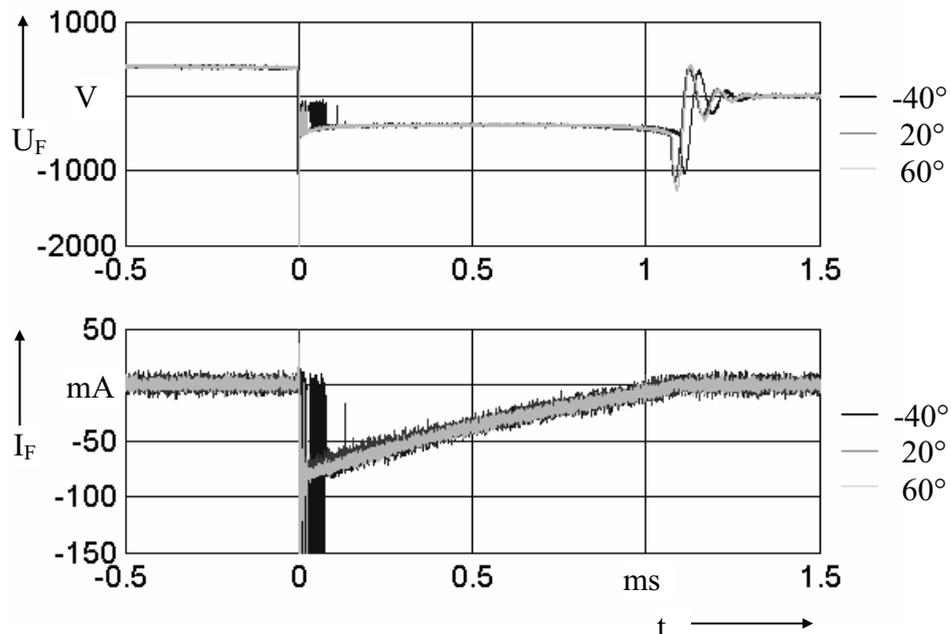


Bild 3.10: *Funkenstrom und Funkenspannung bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen des Zündfunken. Die Aufzeichnung erfolgt unmittelbar nach Einbringen des Zündsystems in die Temperaturkammer, so dass noch kein Temperatenausgleich von Transformator und Kerze mit der Umgebungstemperatur stattgefunden hat. Außer den üblichen Streuungen in der Übergangsphase und der Funkenbrenndauer kann kein Einfluss der Temperatur beobachtet werden.*

3.1.6 Druckerhöhung

Von den in **Bild 3.1** aufgeführten Einflussparametern wird als letztes die Auswirkung des Umgebungsdrucks auf den Zündfunken untersucht. Im Kraftfahrzeug führt die Abhängigkeit des Zündzeitpunktes vom Zündwinkel dazu, dass jeder Zündfunke unterschiedliche Druckverhältnisse vorfindet. Zusätzlich ändert sich der Druck aufgrund der Kolbenhubbewegung und der Verbrennung selbst während der Funkenbrenndauer. Auch treten, unter Anderem bedingt durch die Gemischeinspritzung, erhebliche strömungsmechanische Komponenten (z.B. Turbulenzen) auf.

Eine exakte Bestimmung von Turbulenzen und Strömungen am Ort des Zündfunken ist mit erheblichem messtechnischem Aufwand verbunden. Deshalb werden im Rahmen dieser Arbeit nur Untersuchungen bei statischen Drücken durchgeführt. Auch stellt die Konstruktion des Strommessshunts bei den Druckuntersuchungen ein Problem dar. Zum einen wird der Stromshunt auf das Kerzengewinde geschraubt, das wiederum zum Einschrauben in den Druckzylinder benötigt wird. Zum anderen muss das Stromsignal druckdicht aus dem Zylinder ausgekoppelt werden, ohne die Leitungslänge zu verändern. Deshalb erfolgt bei den Druckuntersuchungen keine Messung des Funkenstromes. Da bei bekanntem Spannungsverlauf der Stromverlauf jedoch teilweise vorhergesagt werden kann, können bei ausschließlicher Kenntnis des Spannungsverlauf bereits umfassende Aussagen getroffen werden.

Bei der Messung der Funkenspannung unter Druck ist die Isolationsfestigkeit der Spannungsmesseinrichtung zu berücksichtigen. Zur frequenzunabhängigen Messung der Funkenspannung wird nach *Kapitel 2.1.2* ein Widerstand parallel zur parasitären Oberkapazität geschaltet. Aufgrund der Teilzerstörung der Hochspannungsisolierung ist die zulässige Durchbruchsspannung an der Zündkerze auf $U_D \approx 15$ kV beschränkt, da es sonst zu Entladungen entlang der Mittelelektrode des Zündtransformators kommen kann. Wie **Bild 3.11** jedoch zeigt, verändert die Funkenbrennspannung bei etwa $p = 6$ bar sehr deutlich ihr Verhalten. Dieses Phänomen wird im Rahmen dieser Arbeit für den ersten Ansatz einer Netzwerkmodellierung nicht untersucht. Da bei Drücken von weniger als $p = 6$ bar die Durchbruchspannung von $U_D = 15$ kV nicht überschritten wird, stellt die Randbedingungen des Messsystems hier keine Einschränkung dar.

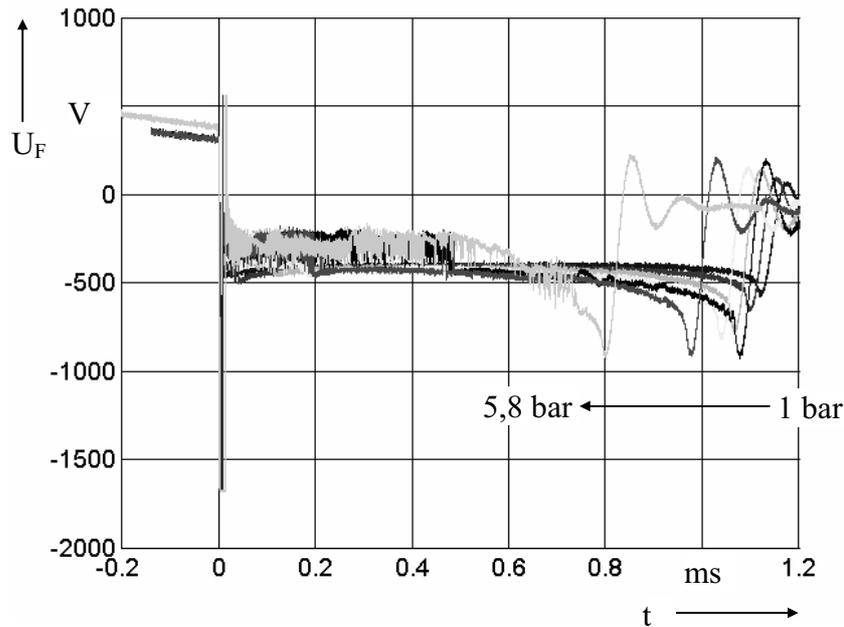


Bild 3.11: Gemessene Funkenspannung bei unterschiedlichen Umgebungsdrücken des Zündfunken.

Bild 3.11 zeigt Messungen der Funkenspannung für Drücke bis 5,8 bar. Die Brennspannung steigt gegen Funkenende bei zunehmendem Druck stetig an. Mit kleiner werdendem Funkenstrom wirkt sich der Einfluss des Druckes auf den Durchmesser des Funkenkanals immer stärker aus. Der mit der Zeit zunehmende Funkenwiderstand führt dann zu einem Anstieg der Funkenbrennspannung und die bei zunehmender Spannung erhöhte Leistung führt zu einer verkürzten Funkenbrenndauer. Weiter kann ein deutlicher Einfluss des Druckes auf die Ausbildung der Glimmphase beobachtet werden. Die Zeitdauer bis zur Ausbildung einer stabilen Glimmentladung nimmt im Durchschnitt mit steigendem Druck zu, bis sich bei einem Druck von $p \approx 6$ bar keine stabile Glimmphase mehr einstellt (**Bild 3.12**).

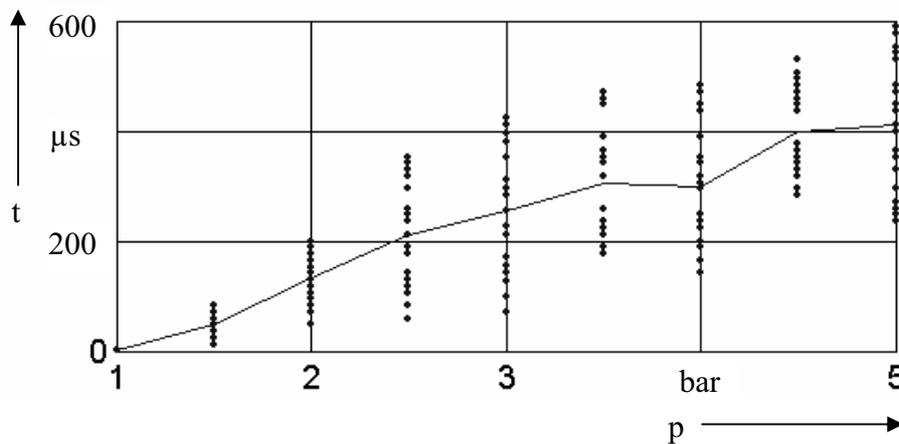


Bild 3.12: Mittlere Dauer bis zur Ausbildung einer stabilen Glimmphase in Abhängigkeit vom statischen Druck (jeweils 20 Messwerte).

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen sind exemplarische Messungen bei den angesprochenen Umgebungsbedingungen. Sie tragen dazu bei, das Funkenverhalten besser zu verstehen. Diese Erkenntnisse werden, soweit wie möglich und sinnvoll, bei der Netzwerkmodellierung in *Kapitel 4* berücksichtigt.

3.2 Optische Messungen an Zündfunken

Neben der Messung der elektrischen Kennlinien von Zündfunken haben sich unter anderem auf optischen Verfahren basierende Untersuchungsmethoden durchgesetzt. Die Messtechnik hat sich dabei hinsichtlich Geschwindigkeit und Auflösung in den letzten Jahren stark weiterentwickelt, so dass auch heute noch vielfach neue Informationen gewonnen werden können.

Spektraluntersuchungen bieten die Möglichkeit, die Strahlungsintensität als Funktion der Wellenlänge zu analysieren. Dies gibt Aufschluss über die Energieverhältnisse im Entladungskanal bei verschiedenen Wellenlängen. Der qualitative Verlauf des für Zündfunken messbaren Spektrums in Luft¹ ist in großen Teilen identisch mit dem Spektrum einer Teilentladung einer Kugel-Platte-Anordnung (**Bild 3.13**), da beide Entladungen in Luft stattfinden und somit weitestgehend die gleichen Moleküle angeregt werden. Lediglich in der Strahlungsintensität können signifikante Unterschiede festgestellt werden.

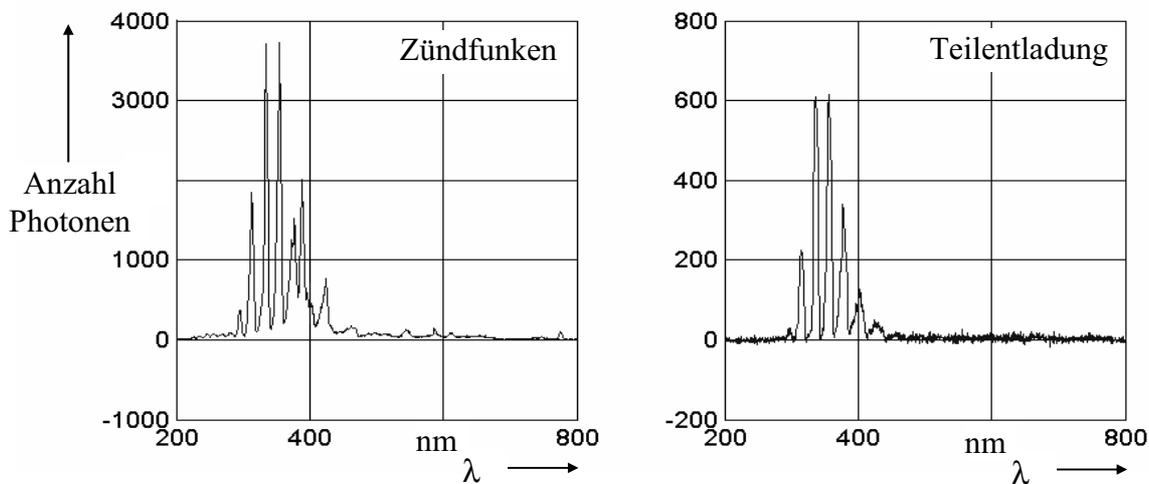


Bild 3.13: Spektralaufnahmen eines Zündfunken und einer Teilentladung [60].

¹ Gemessen mit Spektrometer USB2000 von Ocean Optics

Spektrometer eignen sich im Allgemeinen nicht zur Untersuchung transienter Vorgänge, da die Messwerte über einen Zeitraum von einigen Millisekunden integriert werden. Somit ist mit diesem Verfahren beispielsweise keine Zuordnung des Spektrums zu einzelnen Funkenphasen möglich.

Alternativ können die einzelnen Funkenphasen mit zeitlich hochauflösenden Kameras untersucht werden, wenn die Apparaturen Belichtungszeiten und Bildwiederholraten im Nanosekundenbereich aufweisen. Die dazu für diese Arbeit verwendete Kamera ist in der Lage vier Bilder in direkter Folge mit einer Belichtungszeit von bis zu $t = 1$ ns aufzuzeichnen. Für auswertbare Ergebnisse muss der Funke zuvor allerdings durch eine Linsenoptik stark vergrößert werden. Da Linsen im Allgemeinen undurchlässig für ultraviolettes Licht sind, Funken aber nach **Bild 3.13** überwiegend im UV-Bereich abstrahlen, gehen bei der Vergrößerung viele Informationen verloren. Bei einer Belichtungszeit von $t = 1$ ns sind für Zündfunken deshalb keinerlei auswertbare Bilder mehr messbar. Als kleinste mögliche Belichtungszeit hat sich eine Zeit von $t = 10$ ns als geeignet erwiesen.

3.2.1 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Zündfunken

Bei den folgenden Aufnahmen wird zwischen zwei verschiedenen Kerzentypen unterschieden. Zunächst eine Zündkerze mit einer vorne verjüngten Mittelelektrode von $d \approx 1$ mm Durchmesser und einer Dachelektrode als Masseelektrode² (**Bild 3.14**) sowie zusätzlich einer Kerze mit einer v-förmig eingekerbten Mittelelektrode³ (**Bild 3.19**).

Es ist es nicht möglich, gleichzeitig den Strom über den Strommesshant zu messen, da er die freie Sicht der Kamera auf den Funken versperrt (vgl. **Bild 2.9**). Die Funkenspannung dagegen lässt sich wie gewohnt aufzeichnen. Sie dient gleichzeitig der Synchronisation mit der Kamera. Die Kamera selbst gibt synchron zur Bildaufnahme ein Triggersignal aus,

² Typ PFR6Q von NGK

³ Typ BCP6E von NGK

welches eine exakte zeitliche Zuordnung der Bilder zum Spannungsverlauf ermöglicht. Deshalb wird im Folgenden jedes Foto mit dem zugehörigen Spannungssignal und den entsprechenden Aufnahmezeitpunkten dargestellt. Die Elektroden sind in den Aufnahmen schematisch angedeutet.



Bild 3.14: Zündkerze mit nach vorne verjüngter Elektrode

Bild 3.15 zeigt Hochgeschwindigkeitsaufnahmen für die Kerze nach **Bild 3.14** mit einer Belichtungszeit von $t = 10 \text{ ns}$ pro Bild. Die Ursache der unterschiedlichen Hintergrundhelligkeiten in den Aufnahmen liegt darin, dass die vier unabhängigen Aufnahmebereiche der Kamera bedingt durch Bauteiltoleranzen die Helligkeit der Umgebung unterschiedlich wiedergeben.

Der obere Spannungsverlauf im rechten Bildteil bildet die vollständige Phase des Hochspannungsaufbaus sowie die Durchbruchphase mit den vier angedeuteten Aufnahmezeitpunkten ab. Im unteren Bild sind die Aufnahmezeitpunkte für eine genaue Analyse feiner aufgelöst.

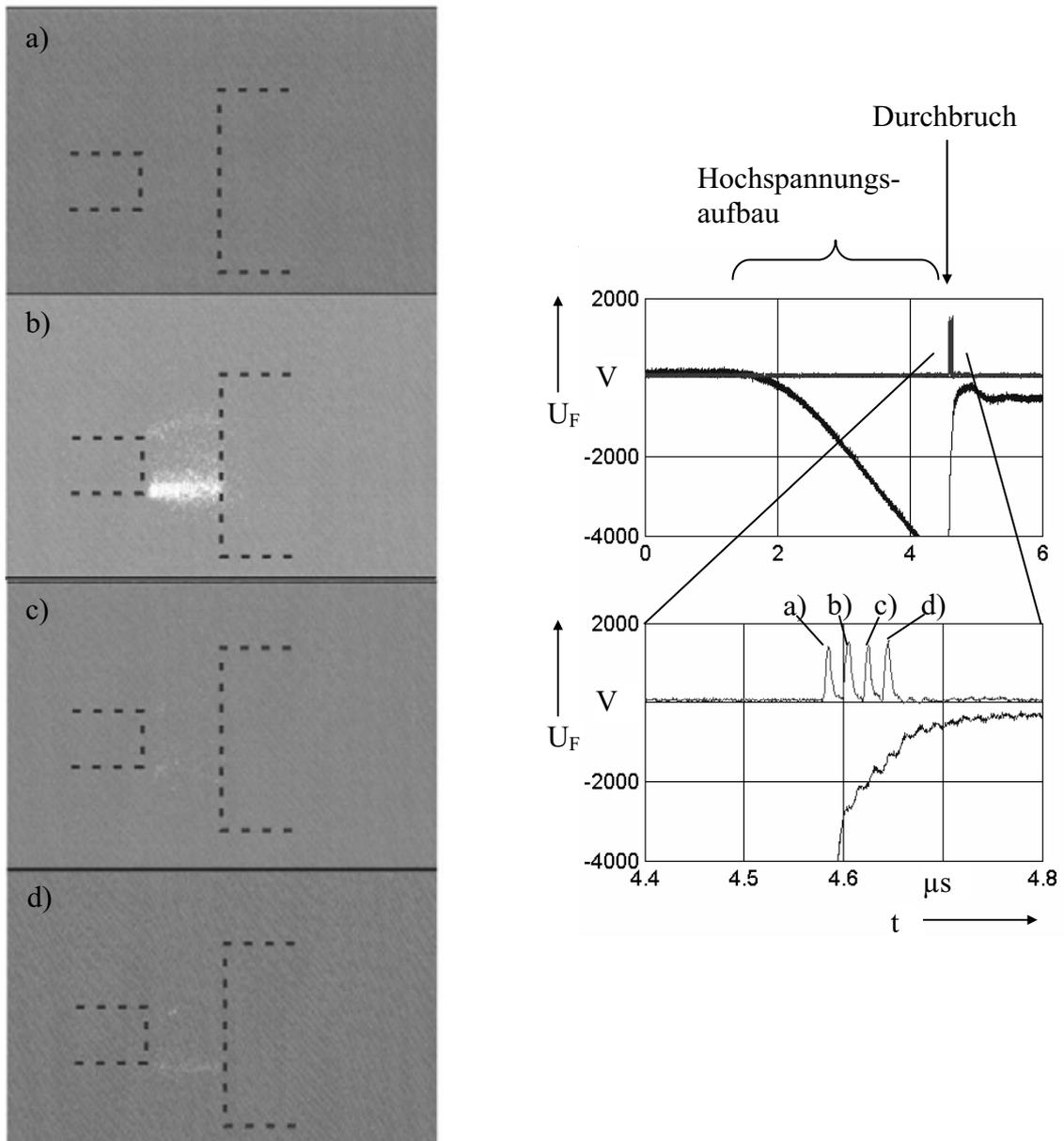


Bild 3.15: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen an der Zündkerze nach **Bild 3.14**. Die Belichtungszeitpunkte (Dauer jeweils $t = 10 \text{ ns}$) können im rechten Spannungssignal den Funkenphasen eindeutig zugeordnet werden.

Dem Spannungsdiagramm ist zu entnehmen, dass die erste Aufnahme unmittelbar vor dem Durchbruch stattgefunden hat. Infolgedessen ist **Bild 3.15a** völlig dunkel. In **Bild 3.15b** dagegen ist die Leuchtintensität so stark, dass ein deutlich ausgeprägter Kanal am unteren Rand der Mittelelektrode zu beobachten ist. Der gemessene Kanaldurchmesser beträgt $d \approx 0,2 \text{ mm}$. Eine weitere Leuchterscheinung ist am oberen Elektrodenrand zu erahnen. Möglicherweise handelt es sich dabei um einen weiteren Kanal, wobei aus dem Spannungsverlauf keine Rückschlüsse auf ein derartiges Verhalten gezogen werden können. Reflexionen lassen sich aufgrund der Anordnung jedoch ausschließen. In den Bildern c und d

ist die Leuchtintensität bereits so abgeschwächt, dass ein Kanal im günstigsten Fall noch erahnt werden kann.

Zum Vergleich zeigt **Bild 3.16** Aufnahmen mit einer Belichtungszeit von $t = 50$ ns. Wie zuvor liegt das erste Bild außerhalb der Funkenbrenndauer weshalb es nicht dargestellt ist. Ähnliches gilt für das letzte Bild, das aufgrund der geringen Leuchtstärke ebenfalls dunkel ist.

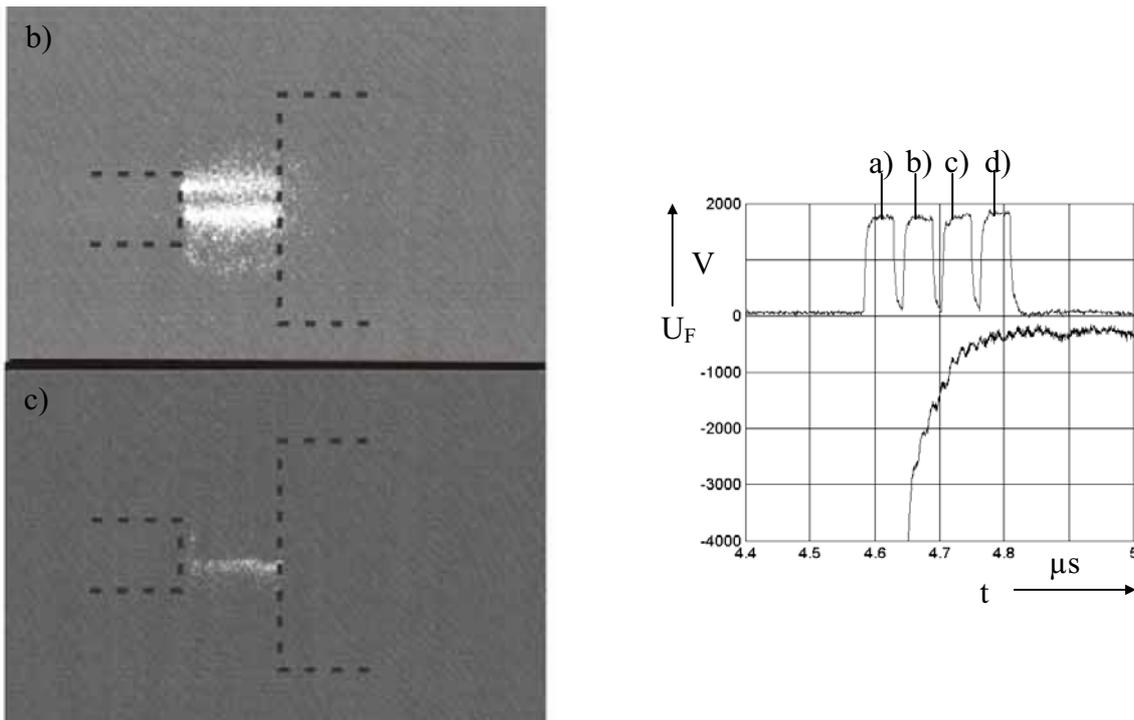


Bild 3.16: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen wie nach **Bild 3.15**, jedoch mit einer Belichtungszeit von $t = 50$ ns je Bild.

Bei diesen höheren Belichtungszeiten lassen sich in **Bild 3.16b** zwei deutlich ausgeprägte Kanäle unterscheiden. Ein weiterer Dritter ist am unteren Rand der Elektrode angedeutet. In **Bild 3.16c** sind außer dem Hauptkanal bereits alle Kanäle verschwunden.

Das gleichzeitige Auftreten mehrerer paralleler Kanäle wird in über 90% aller Messungen bestätigt. Möglicherweise entstehen sogar bei jedem Durchschlag mehrere Funkenkanäle, jedoch liegen diese vom Betrachter aus gesehen in einer Ebene und lassen sich deshalb in der zweidimensionalen Aufnahme nicht als getrennte Kanäle unterscheiden.

Auf die Funkenbrennspannung hat die Ausbildung mehrerer Kanäle keinen Einfluss. Da der Zündtransformator als quasi eingeprägte Stromquelle betrachtet werden kann, teilt sich der Strom auf die parallel geschalteten Entladungen auf. Die Funkenbrennspannung ist aber weitestgehend unabhängig von der Stromstärke, so dass sich die Klemmenspannung trotz mehrerer paralleler Entladungen nicht verändert.

Mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen lassen sich auch die Leuchterscheinungen von Entladungen nach *Kapitel 1.4* nachvollziehen. So können in **Bild 3.17** Bogen- und Glimmphase eindeutig voneinander unterschieden werden. Während Bild 'a' von der Bogenphase dominiert wird, zeigen die Bilder 'b-d' den Bereich der Glimmentladung. Die Belichtungszeit beträgt hier $t = 2 \mu\text{s}$ pro Bild.

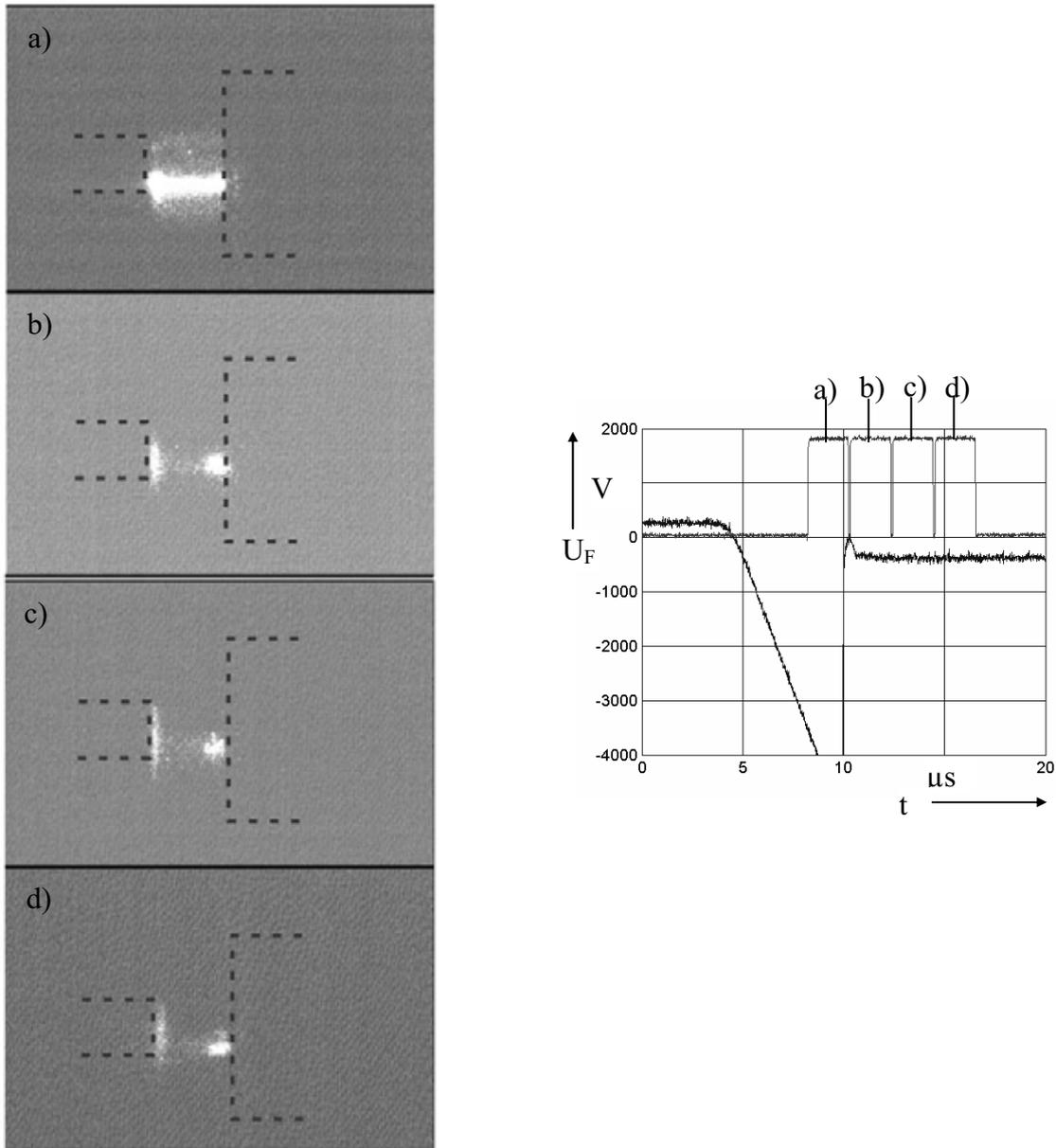


Bild 3.17: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen an der Kerze nach **Bild 3.14** bei einer Belichtungszeit von $t = 2 \mu\text{s}$ je Bild. Dieser Funke erreicht die stabile Glimmladungsphase bereits im zweiten Bild.

Die Bogenphase (Bild 'a') ist charakterisiert durch das für sie typische, über dem gesamten Kanal gleichmäßig starke Leuchten. In der Glimmphase lassen sich stattdessen unterschiedliche Bereiche deutlich voneinander abgrenzen (vgl. **Bild 1.8**). So zeigen die Bilder 'b' und 'c' das die Kathode überziehende Glimmlicht, den Faradayschen Dunkelraum sowie die leuchtende Säule. Das Glimmlicht bedeckt bei hoher Stromstärke (Funkenbeginn) die gesamte Kathode, um sich mit abnehmender Stromstärke immer weiter einzuschnüren. Da die Zeitabschnitte in **Bild 3.17** zur Untersuchung des Einschnürverhaltens zu kurz sind, muss eine weitere Messung gegen Funkenende herangezogen werden. **Bild 3.18** zeigt dafür eine

Aufnahme ($t = 200 \mu\text{s}$) eines anderen Zündfunkens unmittelbar vor dem Funkenabriss. Es zeigt sich, dass das Glimmlicht zu diesem Zeitpunkt tatsächlich nur noch einen Teil der Kathode bedeckt.

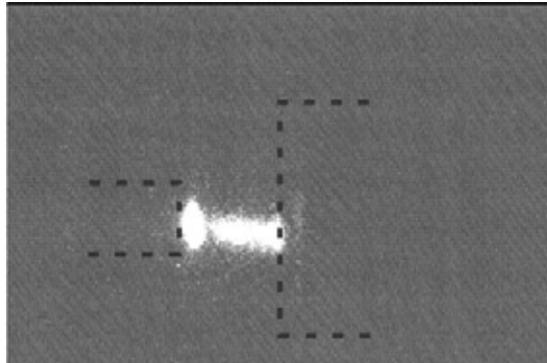


Bild 3.18: Zündfunken unmittelbar vor Funkenabriss (Belichtungszeit: $200 \mu\text{s}$).

Um den Einfluss unterschiedlicher Elektrodengeometrien auf das Funkenverhalten zu zeigen, werden zusätzlich Aufnahmen an einer Zündkerze mit „v-Grube“ in der Mittelelektrode durchgeführt. Die Masseelektrode ist wie zuvor als Dachelektrode ausgeführt. Ziel dieser Elektrodenanordnung ist es, eine Feldüberhöhung an den Außenkanten der Mittelelektrode zu erzielen, wodurch die Überschlagsorte fest vorgegeben sind. Vom Hersteller wird zudem eine höhere Entflammungswahrscheinlichkeit bescheinigt, da der Funke am Rand der Elektroden brennt und somit während seiner Dauer von mehr Kraftstoff-Luft-Gemisch durchströmt werden kann.

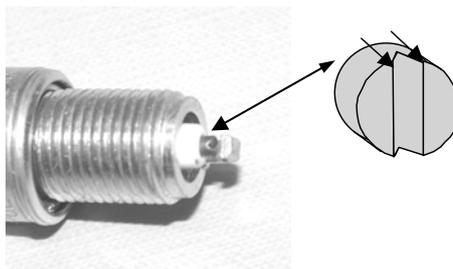


Bild 3.19: Zündkerze mit v-förmig eingekerbter Mittelelektrode. Die Pfeile markieren die Orte starker Feldüberhöhung an denen der Überschlag zu erwarten ist.

Da nicht erneut die Leuchterscheinungen einzelner Funkenphasen nachgewiesen werden sollen, wird die Belichtungszeit in **Bild 3.20** auf $t = 3 \mu\text{s}$ erhöht.

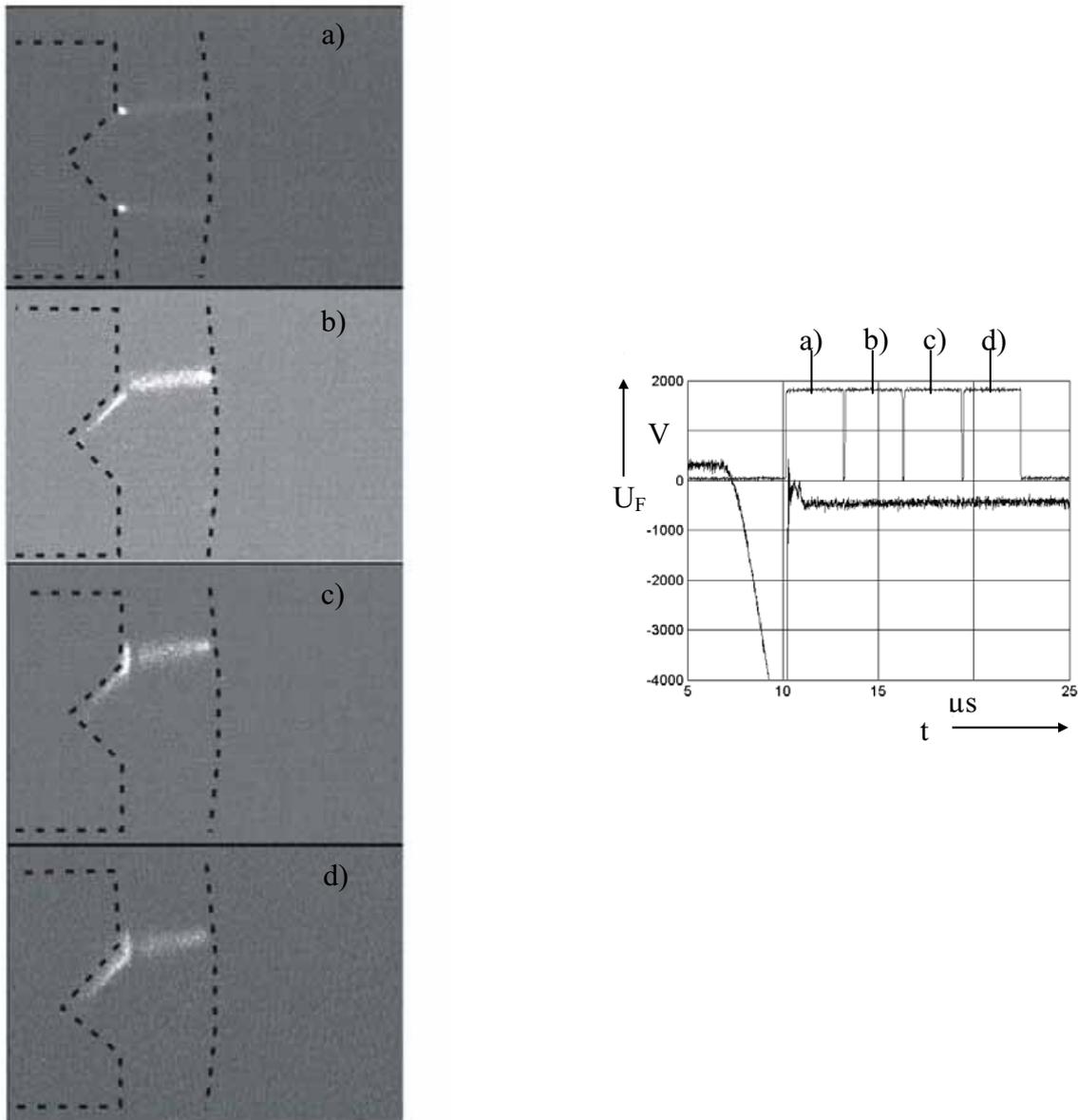


Bild 3.20: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen an einer Zündkerze mit Mittelelektrode nach **Bild 3.19**.

Wie gewünscht beginnen die Durchschläge an den feldüberhöhten Ecken der Elektrode. Es lässt sich aber auch hier beobachten, dass erneut mehrere Durchschlagskanäle entstehen (**Bild 3.20a**), wobei wieder nur ein Kanal bis zum Ende bestehen bleibt. Auffällig aber ist, dass der Funke nach unbestimmter Zeit in die Kerbe hinein wandert. Dies entspräche einer Entladung entlang der Oberfläche, was physikalisch nicht erklärbar ist. Weitere Effekte, wie beispielsweise Reflexionen können aber ausgeschlossen werden, da dieser Effekt bereits mit bloßem Auge erkennbar ist. Eine belastbare Interpretation des Messergebnisses ist zurzeit nicht möglich.

4 Netzwerkmodellierung des dezentralen Zündsystems

Als Grundlage der Netzwerkmodellierung von Zündfunken werden in *Kapitel 3* exemplarische Messungen der elektrischen Funkenkennlinien vorgestellt. Die dabei zu beobachtende, während der gesamten Funkenbrenndauer nahezu konstante Funkenbrennspannung führt fast automatisch zu der Erkenntnis, dass sich Zündfunken über weite Bereiche vergleichbar einer Zenerdiode mit entsprechender Zenerspannung verhalten. In der Praxis hat sich deshalb das Verfahren, für reproduzierbare Prüfungen von Zündtransformatoren, diese anstelle von Zündfunken mit Zenerdioden zu belasten, als geeignet erwiesen. Inwieweit sich dieses Vorgehen auf die Simulation von Zündfunken und Zündtransformatoren übertragen lässt, wird im Laufe dieses Kapitels näher untersucht.

Bevor der Zündfunke in ein Netzwerkmodell von Zündsystemen integriert werden kann, muss sichergestellt sein, dass für alle an der Entstehung des Funkens beteiligten Komponenten bereits ein belastbares Ersatzschaltbild existiert. Dazu zählen neben dem Zündtransformator auch die Zündkerze sowie die primärseitige Beschaltung. **Bild 4.1** verdeutlicht alle bei der Simulation von kompletten Zündsystemen zu berücksichtigenden Elemente. Im Laufe dieses Kapitels werden Ersatzschaltbilder für alle aufgeführten Zündsystemkomponenten vorgestellt und auf ihre Belastbarkeit hin untersucht.

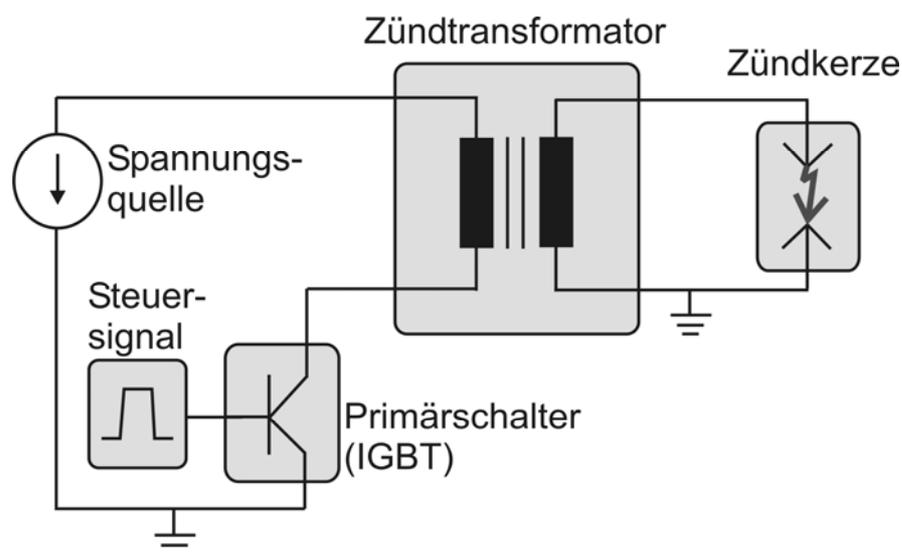


Bild 4.1: *Prinzipskizze zur Verdeutlichung aller an der Entstehung von Zündfunken im Kraftfahrzeug beteiligten Komponenten*

4.1 Modellierung des Zündtransformators

Eines der am häufigsten verwendeten Ersatzschaltbilder für die Modellierung von Transformatoren ist das T-Ersatzschaltbild [61]. Es eignet sich nach geringfügigen Ergänzungen auch hervorragend für die Simulation von Zündtransformatoren. In der in **Bild 4.2** dargestellten allgemeinen Form werden beispielsweise die nichtlineare Sättigungscharakteristik magnetischer Werkstoffe durch eine nichtlineare differenzielle Induktivität und deren Werkstoffverluste durch einen nichtlinearen Eisenverlustwiderstand berücksichtigt. Die Kapazität C'_2 , die zur Vereinfachung ebenso wie C_1 meistens unberücksichtigt bleibt, steht stellvertretend für die zu erwartenden hohen Feldstärken in der sekundärseitigen Hochspannungswicklung. Wie sich in diesem Kapitel zeigen wird, darf für eine hinreichend genaue Simulation von Zündtransformatoren auf die Kapazität C'_2 jedoch ebenso wenig verzichtet werden wie auf die nichtlineare Sättigungscharakteristik des Transformator-kerns. Hingegen verschlechtert sich das Simulationsergebnis nur unwesentlich, wenn die Kapazität C_1 sowie die Nichtlinearität des Eisenverlustwiderstandes vernachlässigt werden. Im Gegensatz dazu kann eine weitere Verbesserung der Simulation erreicht werden, wenn die hier nicht eingezeichnete, durch den für Zündtransformatoren üblichen Einsatz im Impulsbetrieb auftretende Frequenzabhängigkeit der Wicklungswiderstände in der Simulation berücksichtigt wird.

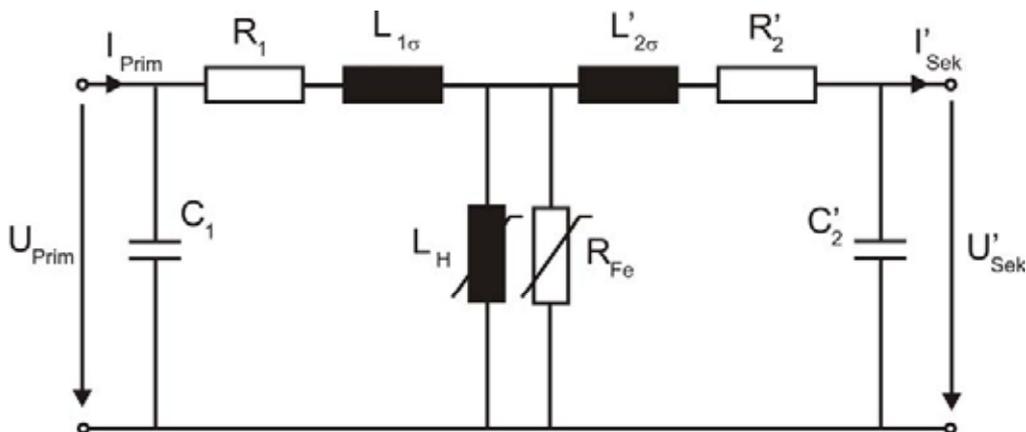


Bild 4.2: Auf die Primärseite bezogenes, allgemein gültiges T-Ersatzschaltbild eines KFZ-Zündtransformators unter Berücksichtigung der nichtlinearen Werkstoffeigenschaften sowie der hohen Feldstärken in den Wicklungen.

Auf Basis des beschriebenen Ersatzschaltbildes wird in [23] ein Top-Down-Verfahren vorgestellt, welches die Bestimmung der einzelnen Elemente und der damit verbundenen Zündtransformatoreigenschaften bei gegebenem Schnittstellendatensatz der Ein- und Ausgangsklemmengrößen ermöglicht. Noch in der Entwicklung befindet sich ein weiteres Verfahren, welches aus einem gegebenen Ersatzschaltbild auf konstruktionstechnische Details des Zündtransformators schließen lässt. Soll hingegen ein Ersatzschaltbild für einen bereits existierenden Zündtransformator aufgestellt und getestet werden, erfolgt die Bestimmung der Elemente durch Leerlauf- und Kurzschlussmessungen am Transformator⁴. Da der Fokus dieser Arbeit auf der Modellierung von Zündfunken liegt und die den Zündfunken erzeugenden Elemente bereits existieren, wird das Ersatzschaltbild des hier verwendeten Transformators anhand des zweiten Verfahrens bestimmt.

Eine übliche Darstellungsart bei der Arbeit mit Ersatzschaltbildern ist die in **Bild 4.2** durch Hochkomma angedeutete Umrechnung auf die Primärseite. Im weiteren Verlauf werden deshalb ausschließlich die auf die Primärseite bezogenen Größen verwendet, für die folgende Zusammenhänge gelten [61]:

$$\begin{aligned}
 \ddot{u} &= w_1/w_2 = 0,014 \\
 U_2' &= \ddot{u} * U_2 \\
 I_2' &= I_2 / \ddot{u} \\
 R_2' &= \ddot{u}^2 * R_2 \\
 L_{\sigma 2}' &= \ddot{u}^2 * L_{\sigma 2} \\
 C_2' &= C_2 / \ddot{u}^2
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

4.1.1 Bestimmen der linearen Elemente des T-Ersatzschaltbildes

Für das Ersatzschaltbild nach **Bild 4.2** werden zunächst vereinfachend die statischen Wicklungswiderstände mittels Gleichstrommessung ermittelt. Bei dem für diese Untersuchungen verwendeten Transformatortyp ergeben sich dabei folgende Werte:

⁴ Peier, D., Hirsch, H., Kurrat, M., Gudehus, H.: *Ersatzschaltbild und Betriebsverhalten von KFZ-Zündtransformatoren*, interner Untersuchungsbericht 22, Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und EMV, Universität Dortmund, 1992

$$R_1 = 329 \text{ m}\Omega,$$

$$R_2' = 657 \text{ m}\Omega.$$

Für die Bestimmung der Querelemente R_{Fe} und C_2' sowie der Längselemente $L_{\sigma 1}$ und $L_{\sigma 2}'$ ist eine leichte Modifikation des Ersatzschaltbildes notwendig (**Bild 4.3**), was allerdings nur für den zunächst betrachteten Kleinstrombereich zulässig ist.

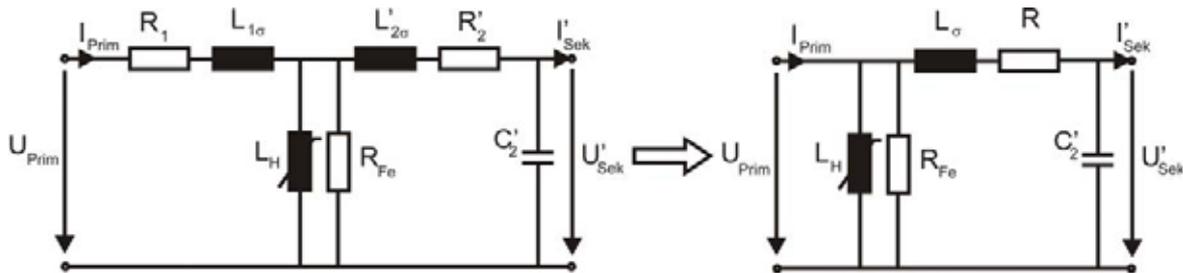


Bild 4.3: Modifiziertes Ersatzschaltbild zur Bestimmung der analytischen Primärstromfunktion.

In dieser Darstellung lässt sich der Primärstrom zu

$$i_{\text{Prim}}(t) = \begin{cases} \frac{U_{\text{Prim}}}{R_{\text{Fe}}} & \text{für } t \leq 0 \\ U_{\text{Prim}} \left[\frac{1}{R_{\text{Fe}}} + \frac{t}{L_h(i_1)} + \frac{e^{-\frac{t}{2L_\sigma/R}}}{\omega_0 L_\sigma} \sin(\omega_0 t) \right] & \text{für } t > 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

bestimmen, mit

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_\sigma C_2'}}, \quad (4.3)$$

$$L_\sigma = L_{\sigma 1} + L_{\sigma 2}' \quad \text{und}$$

$$R = R_1 + R_2'.$$

Er setzt sich zusammen aus einer Sprungfunktion, bestimmt durch den Eisenverlustwiderstand, einer Rampe, bestimmt durch die Hauptinduktivität sowie einer der Rampe überlagerten gedämpften Schwingung, die unter anderem durch die Wicklungskapazität C_2' bestimmt wird. Die folgende beispielhafte Messung des Primärstromes im Leerlauf (**Bild 4.4**) bestätigt den Verlauf dieser analytisch bestimmten Funktion. Aus einer solchen Messung lassen sich dann im Umkehrschluss die Querelemente des Ersatzschaltbildes bestimmen.

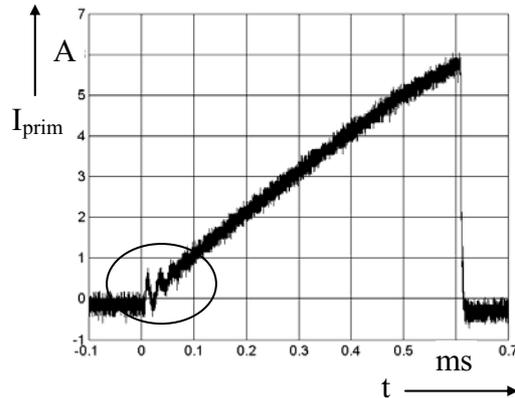


Bild 4.4: Gemessener Primärstromverlauf bei sekundärseitigem Leerlauf. **Bild 4.5** zeigt eine vergrößerte Aufnahme des markierten Bereiches.

Damit jedoch die Messung des Primärstromes zur Bestimmung der Ersatzschaltbildelemente R , R_{Fe} , C_2' und L_σ verwendet werden kann, muss sichergestellt sein, dass der Transformator mit einem quasi idealen Schalter, beispielsweise ein Relais, angesteuert wird. Halbleiterschalter haben bauartbedingt einen parasitären Widerstand integriert, der zu einem stromabhängigen Spannungsabfall über dem Schalter führt. Damit bleibt die Spannung am Transformator nicht über den gesamten Zeitraum konstant, weshalb sich die Messungen nicht zur Erzeugung von Ersatzschaltbildern eignen würden.

Unter Verwendung des in **Bild 4.4** markierten Bereiches und der *Gleichung 4.2* lassen sich nun die Ersatzschaltbildelemente ermitteln⁵. **Bild 4.5** veranschaulicht die erforderliche Vorgehensweise. Zunächst muss die Ausgleichsfunktion bestimmt werden, um die der gemessene Primärstrom zu Beginn oszilliert. Der Schnittpunkt dieser Funktion mit der Ordinate ist ein Maß für den Eisenverlustwiderstand. Die Oszillation selbst wird durch eine gedämpfte Sinusfunktion beschrieben, deren Frequenz Aufschluss über die Elemente L_σ und C_2' gibt. Die Dämpfung der Oszillation ist durch die ohmschen Verluste (Wicklungswiderstände) festgelegt. Zur Bestimmung der Elemente muss nun der Betrag der Differenz des gemessenen Stromverlaufs und der zuvor bestimmten Ausgleichsfunktion betrachtet werden, um dafür die einhüllende Exponentialfunktion ermitteln zu können. Diese Funktion entspricht der Exponentialfunktion in *Gleichung 4.2*, so dass sich daraus die Ersatzschaltbildelemente ableiten lassen.

⁵ Stolzenberg, M.: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Energiefluss in Zündtransformatoren bei unterschiedlichen Belastungen*, Studienarbeit, Universität Dortmund, 2003

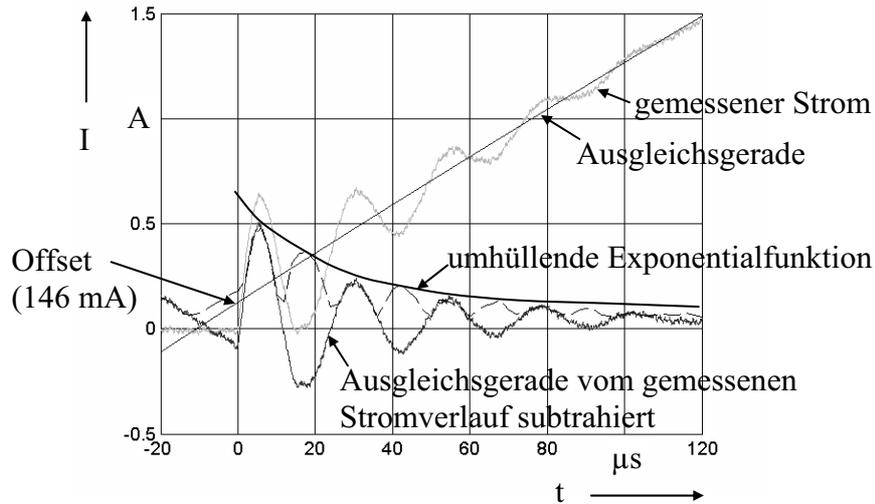


Bild 4.5: In **Bild 4.4** markierter Bereich des gemessenen Primärstromverlaufs sowie die daraus ableitbaren Funktionen zur Bestimmung der Ersatzschaltbildelemente L_{σ} , C_2' und R nach **Bild 4.3**.

Bei Anwendung dieses Verfahrens für den in dieser Arbeit verwendeten Zündtransformator ergeben sich für das vereinfachte Ersatzschaltbild nach **Bild 4.3** folgende Werte:

$$L_{\sigma} = 0,068 \text{ mH}$$

$$C_2' = 131 \text{ nF}$$

$$f_0 = 55 \text{ kHz}$$

$$R_{Fe} = 82,2 \text{ } \Omega$$

$$R = 4,7 \text{ } \Omega.$$

Zur Aufteilung der Induktivität und des Widerstandes in Primär- und Sekundärelemente müssen die Vereinfachungen nach **Bild 4.3** rückgängig gemacht werden. Eine Aufteilung ist physikalisch zwar fragwürdig, entspricht aber der Vorstellung Transformatoren durch T-Ersatzschaltbilder zu modellieren. An dieser Stelle soll eine hälftige Aufteilung zumindest der Induktivitäten genügen, so dass gilt:

$$L_{\sigma 1} = L_{\sigma 2}' = 0,034 \text{ mH.}$$

Wie die eingangs durchgeführten Gleichstrommessungen zeigen, ist der transformierte Sekundärwiderstand etwa doppelt so groß wie der Primärwiderstand. Aus diesem Grund führt eine Halbierung des Widerstandswertes zu nicht akzeptablen Simulationsergebnissen. Auch fällt auf, dass der Wert des nach **Bild 4.5** ermittelten Gesamtwiderstandes ca. viereinhalb mal

größer ist, als die aus den Gleichstrommessungen ermittelte Summe von R_1 und R_2' . Eine Erklärung für diese Abweichung wird in *Kapitel 4.1.2*, Frequenzabhängigkeit der Wicklungswiderstände, gegeben.

4.1.2 Ermitteln der nichtlinearen Hauptinduktivität

Als letztes Element des T-Ersatzschaltbildes muss die Hauptinduktivität bestimmt werden. Sie deutet die Kopplung zwischen den galvanisch getrennten Primär- und Sekundärwicklungen an und wird im Ersatzschaltbild durch L_H beschrieben. Weiter symbolisiert sie als nichtlineares stromabhängiges Element die im Eisenkern gespeicherte magnetische Energie und bestimmt maßgeblich den Primär- und Sekundärstromverlauf. Sie lässt sich ebenfalls aus der Leerlaufmessung nach **Bild 4.4** ermitteln, allerdings bleibt der Einschwingvorgang hierbei unbeachtet. Sobald der Einschwingvorgang beendet ist, fließt der Primärstrom nur noch über R_1 und $L_{\sigma 1}$ sowie über die Querelemente L_H und R_{Fe} (**Bild 4.2**). Mit der Annahme, dass der Strom durch den Eisenverlustwiderstand wegen des durch die Hauptinduktivität verursachten Quasikurzschlusses sehr klein ist, reduziert sich das Ersatzschaltbild zur Bestimmung der Hauptinduktivität folgendermaßen:

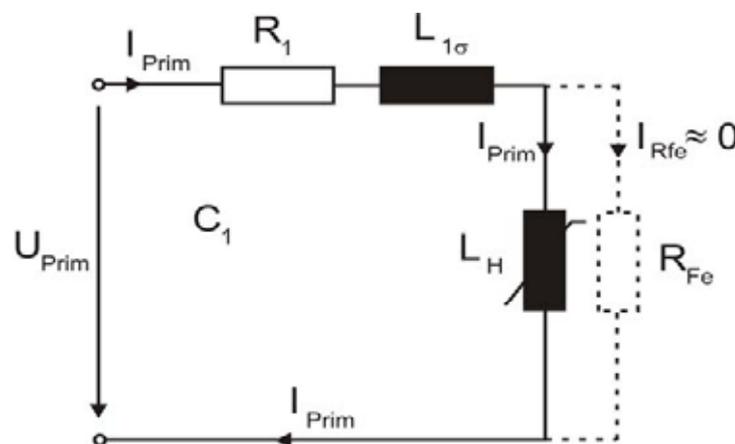


Bild 4.6: Reduziertes Ersatzschaltbild zur Bestimmung der Hauptinduktivität

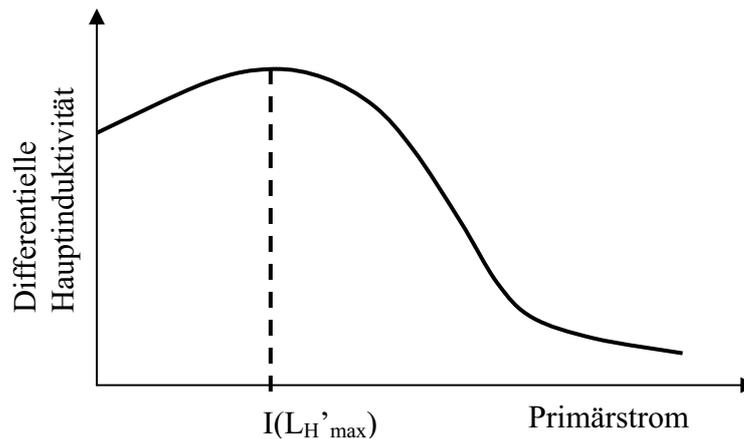
Die Hauptinduktivität wird als nichtlineares Element angesetzt, so dass gilt [62]:

$$L_H = \frac{\Psi}{i} = \frac{U_{\text{Prim}} t - R_1 \int i dt}{i} - L_{1\sigma}. \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich für die differenzielle Induktivität:

$$L_H' = \frac{d\Psi}{di} = \frac{U_{\text{Prim}} - iR_1}{\frac{di}{dt}} - L_{1\sigma} \quad (4.5)$$

Unter Berücksichtigung von *Gleichung 4.5* und **Bild 1.6** ergibt sich ein prinzipieller Verlauf



der differentiellen Hauptinduktivität nach **Bild 4.7**.

Bild 4.7: *Prinzipieller Verlauf der differentiellen Hauptinduktivität eines Zündtransformators*

Um die differenzielle Induktivität aus der Primärstrommessung zu bestimmen, kann grafisch die Ableitung der gemessenen Kurve an einigen Stützstellen bestimmt und die Werte in die *Gleichung 4.5* eingesetzt werden. Mit Mathematiksoftware lässt sich dann analytisch eine quadratische Gleichung für die differenzielle Hauptinduktivität finden, die in jedem gängigen Simulationstool für den nichtlinearen Anteil der Hauptinduktivität eingegeben werden kann. Dieses Verfahren birgt allerdings aufgrund der grafisch ermittelten Werte für die Ableitung ein hohes Fehlerpotenzial.

Alternativ kann zunächst eine analytische Funktion für den gemessenen Primärstromverlauf gesucht werden (**Bild 4.8a und b**), die dann differenziert werden muss (**Bild 4.8c**). Aus der so ermittelten Ableitungsfunktion können direkt die zur Bestimmung von L_H' notwendigen Stützstellen abgelesen werden. Wie im vorhergehenden Verfahren wird dann wieder eine quadratische Gleichung ermittelt, die von der Simulationssoftware verarbeitet werden kann. Aufgrund der rechnerisch ermittelten Stützstellen wird aber nach dem zweiten Verfahren eine deutlich höhere Genauigkeit erreicht.

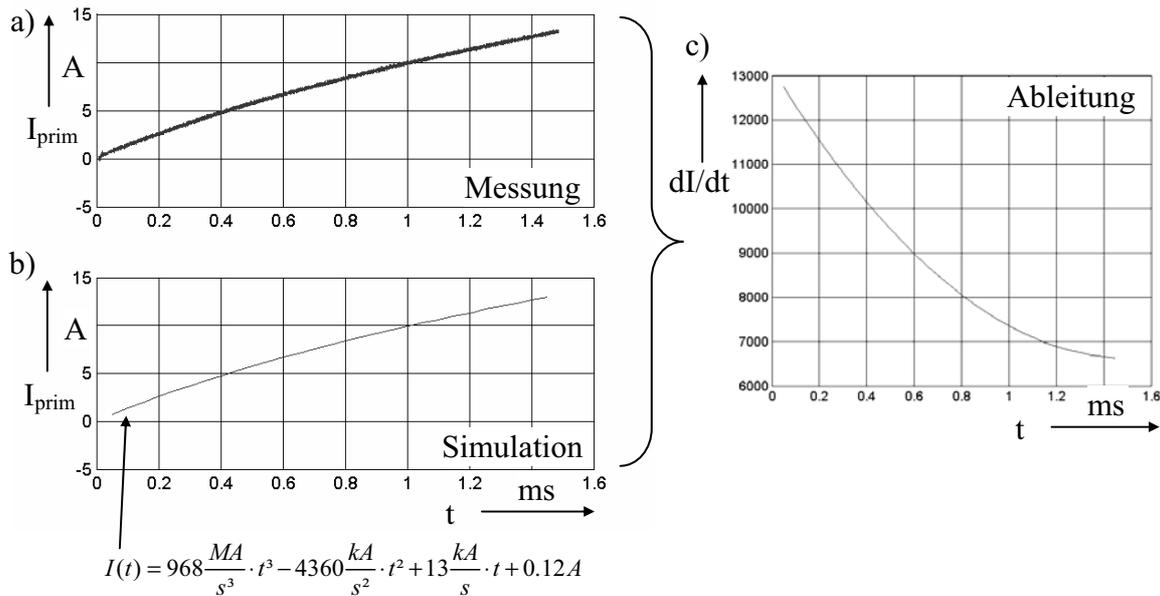


Bild 4.8: Gemessener (a) sowie mathematisch angenäherter (b) Verlauf des Primärstromes bei sekundärseitigem Leerlauf. Bild c) stellt den für Gleichung 4.5 notwendigen differenzierten Primärstrom dar.

Für den in dieser Arbeit verwendeten Zündtransformator tritt die maximale Differentielle Induktivität bei einem Primärstrom von $I_{\text{prim}} = 10 \text{ A}$ auf. Jedoch ist es nicht unüblich, der Transformator mit Strömen von über $I_{\text{prim}} \approx 15 \text{ A}$ zu belasten. Auf der Kennlinie in **Bild 4.7** entspricht dies einem Punkt auf der fallenden Flanke der Kurve. Für die genaue Beschreibung der differentiellen Hauptinduktivität wäre damit mindestens eine Gleichung dritter Ordnung notwendig. Da PSpice jedoch nur nichtlineare Induktivitäten zweiter Ordnung verarbeiten kann, sind Fehler unvermeidlich. Für den vorliegenden Transformator wird die Funktion für die Hauptinduktivität auf die steigende Flanke optimiert, da dieser Kennlinienbereich auch für größere Schließzeiten und damit größere Primärströme durchlaufen wird. In der Folge werden allerdings für Schließzeiten ab $t_S \approx 1,5 \text{ ms}$ sichtbare Abweichungen zwischen Messung und Simulation in Kauf genommen.

Die entsprechende quadratische Gleichung, die in die Simulation integriert wird, beträgt für die Leerlaufmessung nach **Bild 4.8a**:

$$L_H' = 566 \text{ nH/A}^2 \cdot i^2 - 1358 \text{ nH/A} \cdot i + 841 \text{ } \mu\text{H}.$$

Damit sind alle nach **Bild 4.2** relevanten Ersatzschaltbildelemente ermittelt. Wie im Folgenden gezeigt wird, kann nun noch durch Berücksichtigung des frequenzabhängigen Wicklungswiderstandes eine Verbesserung der Simulationsgenauigkeit erreicht werden.

4.1.3 Berücksichtigen der Frequenzabhängigkeit der Wicklungswiderstände

Aufgrund des Stromverdrängungseffektes bei Wechselstrom- oder Stoßstromanwendungen weisen die Transformatorwicklungen eine Frequenzabhängigkeit auf, die durch den Skineffekt und den Proximity-Effekt (Naheeffekt) verursacht werden [63]. Ersterer wird durch das Eigenfeld des Leiters verursacht. Mit steigender Frequenz nimmt die Stromdichte an der Außenschicht des Leiters zu bzw. im Innern des Leiters ab und bewirkt dadurch eine Widerstandserhöhung. Der Proximity-Effekt dagegen beruht auf einer unsymmetrischen Stromdichteverteilung zweier benachbarter Leiter, die durch die Überlagerung ihrer beiden Magnetfelder zustande kommt (**Bild 4.9**).

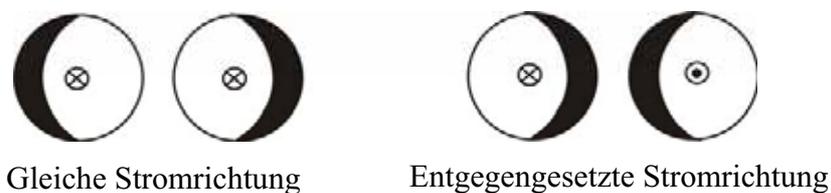


Bild 4.9: Auswirkungen des Proximity-Effektes auf die Stromdichteverteilung zweier benachbarter Leiter [63].

Das Ersatzschaltbild solch eines frequenzabhängigen Widerstandes kann durch eine dem Widerstand in Serie geschaltete Induktivität und eine dazu parallele Kapazität beschrieben werden (**Bild 4.10**) [63]. Die bei niederohmigen drahtgewickelten Widerständen auftretenden Resonanzerscheinungen werden in ihrer einfachsten Form in dieser Darstellung berücksichtigt. Für sehr hohe Frequenzen, wie sie im vorliegenden Fall jedoch nicht auftreten, müssten die verteilten Induktivitäten und Kapazitäten berücksichtigt werden, so dass ein aufwändigeres Ersatzschaltbild notwendig wird.

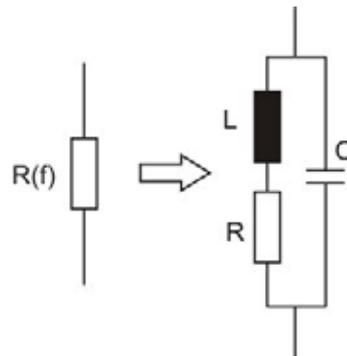


Bild 4.10: Ersatzschaltbild eines frequenzabhängigen Widerstandes [63].

Nach **Bild 4.5** wird im letzten Kapitel für das vereinfachte Ersatzschaltbild (**Bild 4.3**) die Frequenz des Einschwingvorganges zu $f = 55 \text{ kHz}$ bestimmt. Impedanzuntersuchungen der Primärwicklung zeigen bis zu dieser Frequenz keine Abweichung vom statisch ermittelten Widerstandswert, so dass im Ersatzschaltbild problemlos der mittels Gleichstrommessung ermittelte Wert eingesetzt werden kann. Im Gegensatz dazu verändert sich die sekundäre Impedanz bei dieser Frequenz deutlich, weshalb die Frequenzabhängigkeit in der Simulation berücksichtigt werden sollte.

Der nach **Bild 4.5** ermittelte Gesamtwiderstand für das vereinfachte Ersatzschaltbild beträgt $R = 4,7 \ \Omega$. Da dieser aus der Einhüllenden der Schwingung ermittelt wird, entspricht er der Impedanz bei genau dieser Schwingungsfrequenz. Nach Abzug des primären Gleichstromwiderstandes beträgt der sekundäre Wicklungswiderstand bei dieser Frequenz damit $R_2' = 4,7 \ \Omega - 329 \text{ m}\Omega = 4,37 \ \Omega$.

Mittels einer Frequenzganguntersuchung kann der gesamte Impedanzverlauf des sekundären Wicklungswiderstandes bestimmt und daraus ein RLC-Verhältnis nach **Bild 4.10** gefunden werden, das diesen Frequenzgang nachbildet. Es ist dabei ausreichend, den Frequenzgang bis zur Frequenz von $f = 55 \text{ kHz}$ zu untersuchen, da im Primärstrom keine relevanten Frequenzanteile oberhalb von $f = 55 \text{ kHz}$ auftreten. Eine gute Nachbildung des gemessenen Impedanzverlaufs für die Sekundärwicklung wird für den Gleichstromwiderstand von $R = 0,657 \ \Omega$ sowie einer Induktivität von $L = 5 \ \mu\text{H}$ und einer Kapazität von $C = 1,4 \ \mu\text{F}$ erreicht⁶ (**Bild 4.11**).

⁶ Azer, S.: *Optimierung eines Zündtransformator-Ersatzschaltbildes*, Studienarbeit, Universität Dortmund

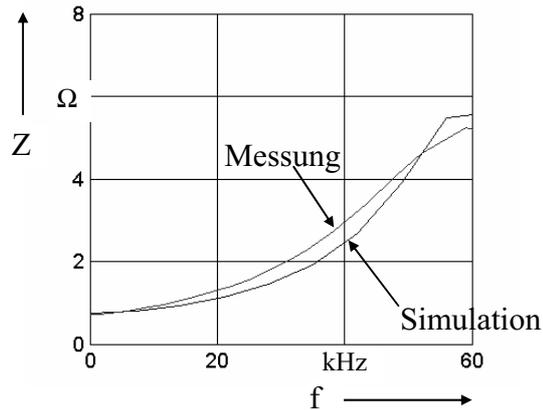


Bild 4.11: Gemessener Frequenzgang der Sekundärwicklung des Transformators und nach **Bild 4.10** simulierte Schaltung für eine Kapazität von $1.4 \mu\text{F}$, eine Induktivität von $5 \mu\text{H}$ und einen Widerstand von 0.657Ω .

Anstelle des linearen Widerstandes R_2' in **Bild 4.2** wird nun der frequenzabhängige Widerstand nach **Bild 4.10** mit den zuvor bestimmten Elementen in das Ersatzschaltbild implementiert. Die dadurch erzielbare Verbesserung des Einschwingvorgangs des simulierten Primärstromes zeigt **Bild 4.12**.

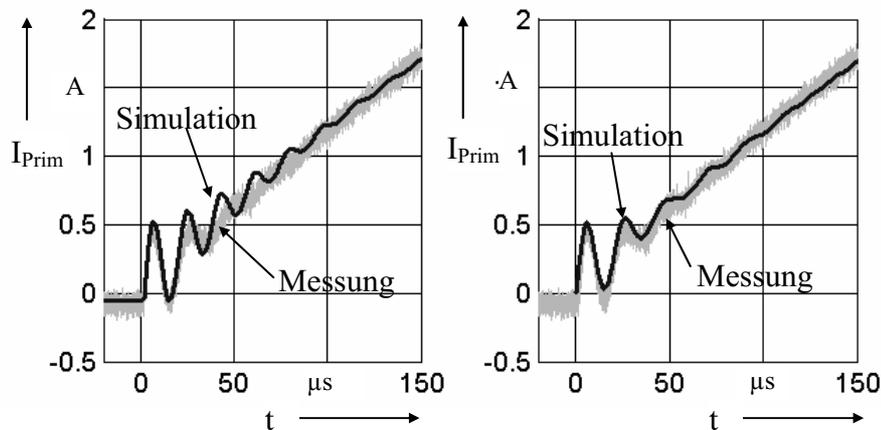


Bild 4.12: Messung und Simulation des Primärstromes ohne (links) und mit (rechts) Berücksichtigung des frequenzabhängigen Widerstandes in der Simulation.

Während bei Verwendung des Gleichstromwiderstandes für R_2' die Dämpfung der simulierten Schwingung im Vergleich zur Messung deutlich geringer ist, wird bei Verwendung des frequenzabhängigen Widerstandes eine vollständige Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation erreicht. Es ist daher für eine hinreichend genaue Simulation erforderlich, den frequenzabhängigen Widerstand in der Simulation zu berücksichtigen.

4.2 Primär- und sekundärseitige Beschaltung des Zündtransformators

Das letzte Kapitel zeigt die vollständige Herleitung des Transformatorersatzschaltbildes. Zur Simulation des kompletten Zündsystems muss das Ersatzschaltbild um die primär- und sekundärseitigen Elemente des Zündtransformators erweitert werden (**Bild 4.1**). Primärseitig zählen dazu die Spannungsversorgung sowie der Primärschalter (IGBT), der durch ein Rechtecksignal endlicher Flankensteilheit angesteuert wird. Sekundärseitig wird der Trafo zunächst nur mit einer Zündkerze belastet. In *Kapitel 4.3* werden dann darauf aufbauend die Möglichkeiten zur Erweiterung des Modells um den Zündfunken erläutert.

4.2.1 Spannungsversorgung und Leitungswiderstände

Bei der Bestimmung der Wicklungswiderstände R_1 und R'_2 wird die Verwendung einer idealen Spannungsquelle und widerstandloser Leitungen vorausgesetzt. Tatsächlich aber müssen zusätzliche Widerstände in Form von Übergangs-, Kontakt- und Innenwiderständen bei der Erzeugung des Ersatzschaltbildes berücksichtigt werden. In der Simulation ist es ausreichend, diese Widerstände zu einem Restwiderstand R_R zusammen zu fassen, da es für den Zündfunken unerheblich ist, wie sich der Widerstand im Einzelnen zusammensetzt.

In *Kapitel 4.1.1* werden die Ersatzschaltbildelemente des Zündtransformators aus Leerlaufmessungen ermittelt. Auf ähnliche Weise eignet sich der Kurzschlussversuch dazu, die Längselemente, und damit auch die oben aufgeführten zusätzlichen Widerstände, zu ermitteln. In der Regel gilt [61]:

$$\begin{aligned} R_R, R_1, R_2' &\ll R_{Fe}, \\ L_{\sigma 1}, L'_{\sigma 2} &\ll L_H, \end{aligned} \quad (4.6)$$

wodurch sich das Kurzschlussersatzschaltbild folgendermaßen reduzieren lässt:

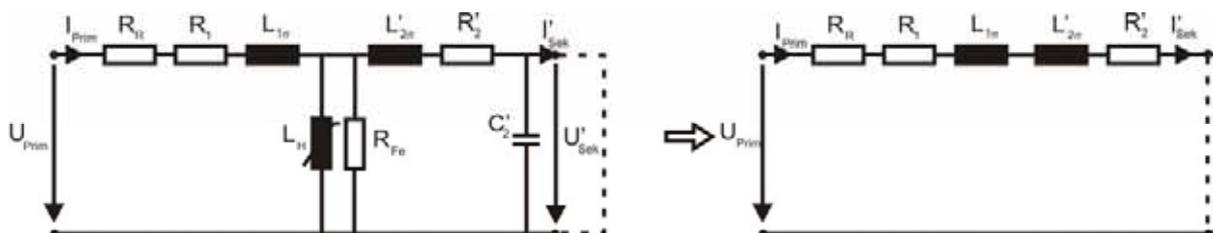


Bild 4.13: Vereinfachung des Transformatorersatzschaltbildes für den Kurzschlussbetrieb.

Sobald der Primärstrom im Kurzschlussbetrieb seinen stationären Endwert erreicht hat, lässt sich der Gesamtwiderstand der Anordnung über das ohmsche Gesetz bestimmen. Er setzt sich zusammen aus dem bereits in *Kapitel 4.1.1* für den statischen Fall ermittelten Wicklungswiderständen R_1 und R_2' sowie dem Restwiderstand R_R . Für das vorliegende System lässt sich der Gesamtwiderstand aus dem Kurzschlussversuch zu $R_{ges} = 1,066 \Omega$ bestimmen, so dass für den Restwiderstand gilt:

$$R_R = 80 \text{ m}\Omega.$$

Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, dass in der Simulation die Spannungsquelle lediglich als einfache ideale Quelle mit $U_0 = 12 \text{ V}$ angesetzt werden kann, da ihr Innenwiderstand bereits im Restwiderstand enthalten ist.

4.2.2 Primärschalter

Bei dem für diese Arbeit verwendeten Primärschalter⁷ handelt es sich um einen nahezu ausschließlich für Kraftfahrzeuganwendungen eingesetzten Typ, weshalb vom Hersteller kein PSpice-Modell zur Verfügung gestellt wird. Dementsprechend muss ein solches eigenständig aus den Daten des Datenblattes generiert werden. Dazu kann ein für einen ähnlichen Schaltertyp existierendes IGBT-Modell mit den Daten des verwendeten IGBT's überschrieben werden (*Bild 4.14*).

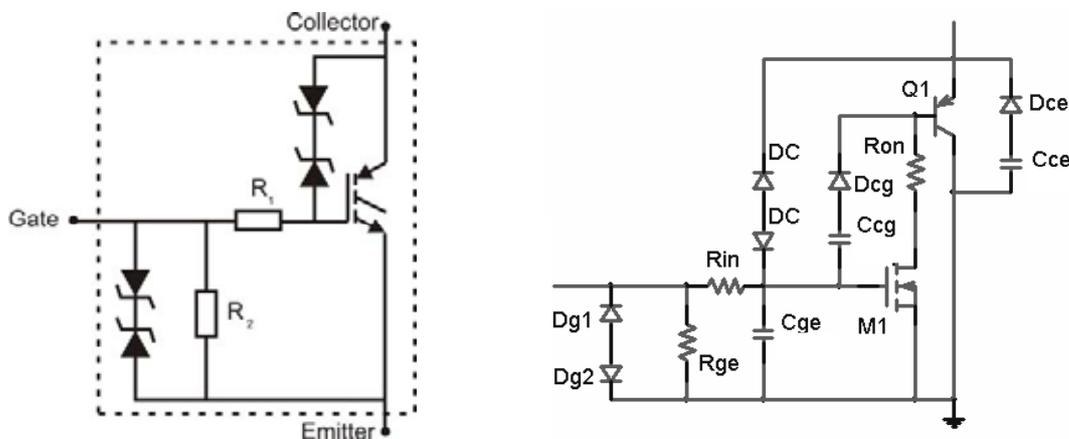


Bild 4.14: Links: Aus dem Datenblatt des IGBT's entnommene interne Beschaltung.
Rechts: PSpice-Modell des verwendeten IGBT's.

⁷ IGBT Fairchild ISL9V3040

Beim IGBT ist die ausschließliche Modellierung des Schalters allein nicht zielführend. Vielmehr hängt die Kollektorspannung maßgeblich von der Flankensteilheit des Steuersignals am Gate-Eingang ab. Dieses Signal erhält der IGBT im Kraftfahrzeug von einem Steuergerät, welches im Laboraufbau durch eine Mikrocontrollerschaltung simuliert wird. Der genaue Verlauf des Signals muss deshalb aus Messungen am Mikrocontrollerausgang ermittelt werden, um die gemessenen Ein- und Ausschaltverzögerungszeiten des Mikrocontrollers in der Simulation zu berücksichtigen. Dies kann beispielsweise durch eine Kaskade aus Schaltern geschehen, wie sie **Bild 4.15** stellvertretend für einen einzigen Ein- und Ausschaltvorgang zeigt.

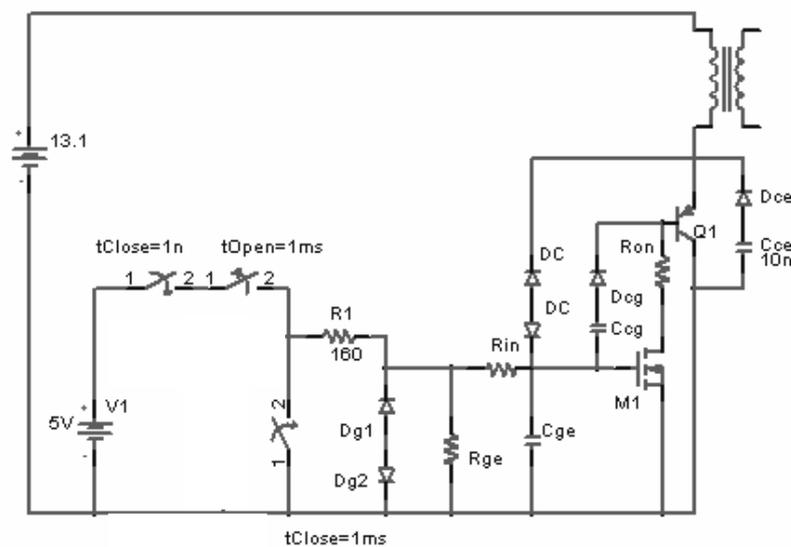


Bild 4.15: Prinzipielles Ersatzschaltbild für die primärseitige Transformatorbeschaltung mit Berücksichtigung der Ein- und Ausschaltverzögerungszeiten des Mikrocontrollers sowie des IGBT-Modells.

Bild 4.16 zeigt die gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und den Simulationen der Spannungen am Gate und am Kollektor des IGBT's bei Verwendung der Schalterkaskade.

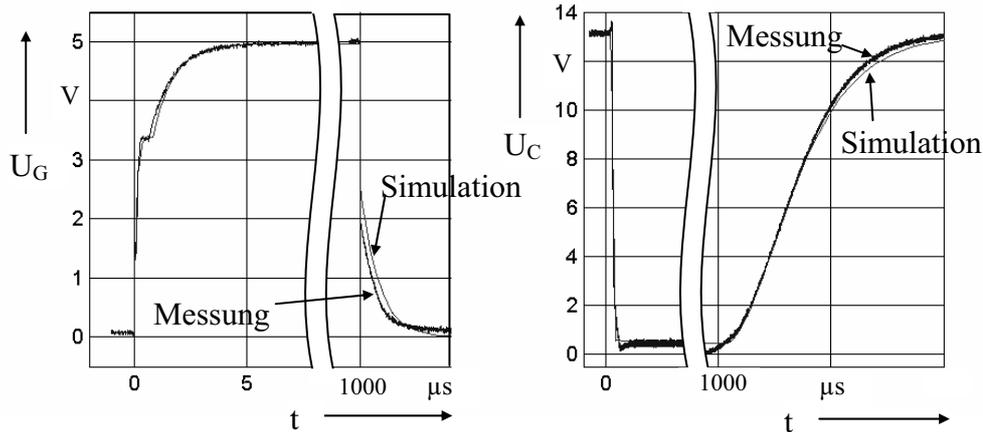


Bild 4.16: Simulation und Messung am IGBT für einen Ein- und einen Ausschaltimpuls des IGBT's
 Links: Gatespannung
 Rechts: Kollektorspannung

Primärseitig sind damit alle relevanten Zündsystemkomponenten in der Simulation enthalten, so dass nur noch die sekundärseitig angeschlossene Zündkerze sowie das Funkenmodell implementiert werden müssen.

4.2.3 Zündkerze

Sekundärseitig wird, wie bereits erwähnt, zunächst nur die Zündkerze betrachtet. Die Erweiterung um den Zündfunken erfolgt in *Kapitel 4.3*.

Die Betrachtung der Kerze im Querschnitt gibt Aufschluss über die bei der Modellierung zu berücksichtigenden parasitären Elemente (**Bild 4.17**).

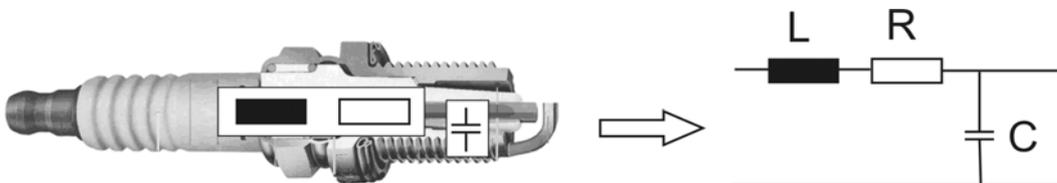


Bild 4.17: Parasitäre Elemente einer handelsüblichen Zündkerze ohne Entstörwiderstand im Modellquerschnitt und als Ersatzschaltbild.

Folgende Überlegungen führen zu dem Schluss, dass der Widerstand sowie die Induktivität in der Simulation vernachlässigt werden können. So hat ein gerader gestreckter Kupferleiter bei einer angenommenen Länge von $l = 7$ cm (Kerzenlänge) einen Widerstandwert von

$R_{\text{Kerze}} = 0,27 \text{ m}\Omega$. Nach den in *Kapitel 4.1* erläuterten Darstellungen von T-Ersatzschaltbildern muss dieser Wert über das Windungsverhältnis auf die Primärseite umgerechnet werden (*Gleichung 4.1*). Für den Widerstand von $R_{\text{Kerze}} = 0,27 \text{ m}\Omega$ ergibt sich ein transformierter Wert von $R_{\text{Kerze}}' = 53 \text{ n}\Omega$, der vernachlässigbar gering ist. Analog lässt sich die transformierte Induktivität zu $L_{\text{Kerze}}' = 9,8 \text{ pH}$ bestimmen, was ebenfalls vernachlässigbar klein ist.

Die Kerzenkapazität der verwendeten Kerze wird durch Messung mit einem RLC-Meter⁸ zu $C_{\text{Kerze}} = 10 \text{ pF}$ bestimmt, wodurch sich ein auf die Primärseite bezogener Wert von $C'_{\text{Kerze}} = 51 \text{ nF}$ ergibt. Nach *Kapitel 4.1.1* hat die transformierte sekundäre Wicklungskapazität des Transformators einen Wert von $C_2' = 131 \text{ nF}$ womit beide Kapazitäten in ähnlicher Größenordnung liegen. Da Widerstand und Induktivität aus *Bild 4.17* vernachlässigbar sind, liegt die Kerzenkapazität parallel zur Wicklungskapazität des Transformators, was nahezu zu einer Verdopplung der sekundärseitigen Transformatorkapazität führt. Dies hat zur Folge, dass sich, wie *Bild 4.18* zeigt, die Einschwingfrequenz des Primärstromes merklich reduziert ist.

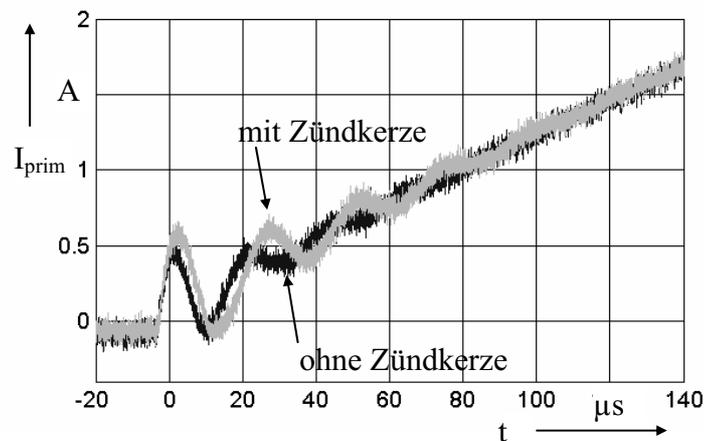


Bild 4.18: Messung des Einschwingverhaltens des Primärstroms für Transformatoren im Leerlauf und bei Belastung mit einer Zündkerze.

Ersichtlich sinkt mit abnehmender Frequenz auch die Dämpfung der Schwingung. Wird in der Simulation der frequenzabhängige Widerstand berücksichtigt, kann dieses Verhalten in ausreichender Weise nachgebildet werden (*Bild 4.19*).

⁸ HP Precision 4284 A

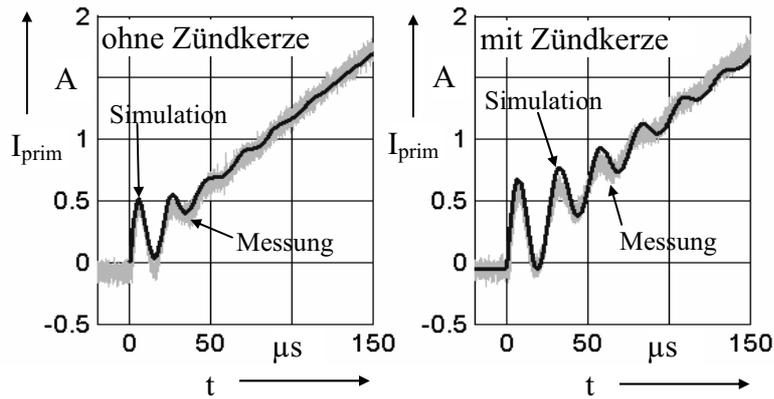


Bild 4.19: Messung und Simulation des Primärstromes ohne (links) und mit (rechts) angeschlossener Zündkerze.

Wie die letzten beiden Bilder zeigen, führt die Vernachlässigung von R_{Kerze} und L_{Kerze} tatsächlich nicht zu fehlerhaften Simulationsergebnissen. Allerdings gilt diese Vereinfachung nur für Zündkerzen ohne Entstörwiderstand. Für Kerzentypen mit Entstörwiderstand muss ein leicht modifiziertes Ersatzschaltbild gewählt werden. Da aber das in *Kapitel 2* konstruierte Spannungsmesssystem nur für Kerzentypen ohne Entstörwiderstand ausgelegt ist, wird auf das Ersatzschaltbild für andere Kerzentypen an dieser Stelle nicht näher eingegangen.

4.3 Modellierung von Zündfunken

In den letzten beiden Kapiteln erfolgt eine Herleitung des Ersatzschaltbildes für das Zündsystem ohne Zündfunken. Aus Sicht des Funkens ist damit die Quelle vollständig modelliert. Zur Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen der Quelle und der Last muss nun das Netzwerkmodell des Zündsystems noch um den Zündfunken erweitert werden.

Nach *Kapitel 1* und *Kapitel 3* wird der Zündfunke zunächst in drei Phasen eingeteilt. Dazu zählen neben der Durchbruchphase die Bogenentladung, die in der Regel direkt nach dem Durchbruch auftritt, und die Glimmentladung, die sich der Bogenentladung anschließt. Die Übergangsphase zwischen Bogen- und Glimmentladung wird üblicherweise nicht gesondert betrachtet. Für die Simulation ist dies jedoch erforderlich. Unter Zuhilfenahme der Messungen nach *Kapitel 3* lässt sich bezogen auf die Funkenspannung noch ein weiterer Bereich abgrenzen, der in der Simulation einzeln behandelt werden muss. Es handelt sich dabei um die Phase kurz vor dem Funkenabriss, in der die Spannung am Ende der

Glimmphase aufgrund des abnehmenden Kanaldurchmessers weiter ansteigt (vgl. **Bild 3.2**). Der Übersichtlichkeit halber werden alle Phasen im Folgenden einzeln betrachtet, wobei mit der Glimmentladung begonnen wird, da sie in der Regel den Funken dominiert.

4.3.1 Glimmentladungsphase

Der Bereich der Glimmentladung ist charakterisiert durch eine Spannung, die nahezu über die gesamte Dauer der Glimmentladungsphase konstant bleibt. Erst gegen Ende der Entladung führt die Kanaleinschnürung vor der Kathode zu einem Anstieg der Spannung bei abnehmender Stromstärke (*Kapitel 1.4*). Die Tatsache, dass die Glimmentladung weitestgehend konstant und bezogen auf Zündfunken in der Regel die zeitlich dominierende Phase ist, hat dazu geführt, dass Zündtransformatoren für reproduzierbare Prüfergebnisse an Zenerdioden getestet werden, deren Zenerspannung etwa der Glimmspannung entsprechen. Auf diese Weise wird bei den Prüfungen die natürliche Streuung der Zündfunken umgangen.

Aus den guten Erfahrungen aus der Praxis ist es nahe liegend, auch in der Simulation die Glimmentladungsphase mit einer Zenerdiode nachzubilden. Die Zenerdiodenspannung muss dann bei einer Glimmspannung von $|U_G| = 400 \text{ V}$ auf $U_{ZD} = U_G \cdot \ddot{u} = 5.6 \text{ V}$ eingestellt werden. **Bild 4.20** zeigt im Vorgriff auf *Kapitel 5.1* eine Messung am realen Zündsystem mit Zündfunken verglichen mit der Simulation des Zündsystems an einer Zenerdiode. Für den direkten Vergleich werden die transformierten Ausgangsgrößen der Simulation mittels des Übersetzungsverhältnisses auf die realen Größen umgerechnet.

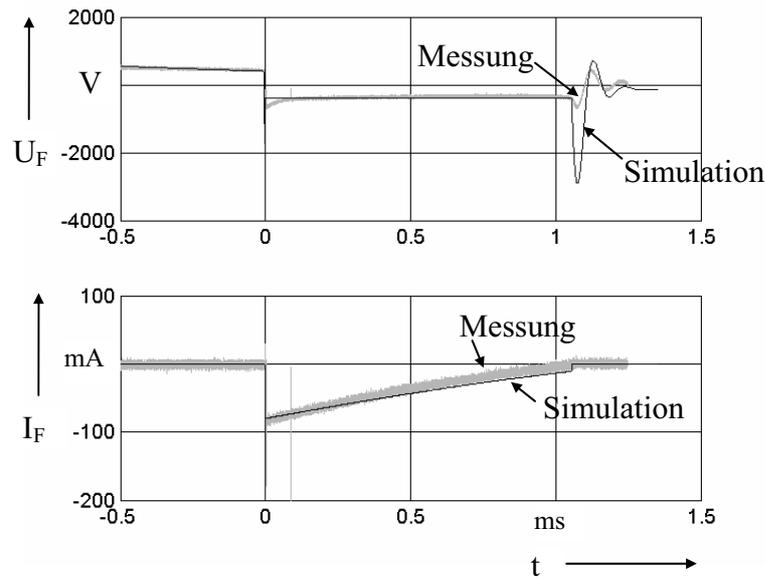


Bild 4.20: Vergleich zwischen gemessenem Verlauf der Sekundärspannung und des Sekundärstromes an einem realen Zündsystem und der Simulation des Zündsystems mit einer Zenerdiode als Last.

Es lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Messung und der Simulation erkennen. Lediglich im Anfangs- und Endbereich des Zündfunken weicht die Simulation von der Messung ab, was zu erwarten war, da beispielsweise die Bogenentladung noch nicht in der Simulation berücksichtigt ist.

4.3.2 Bereich der Bogenentladung und Übergangsphase

Analog zur Glimmentladung ist auch die Spannung der Bogenentladung eines Zündfunken weitestgehend konstant. Allerdings weist sie aufgrund andersartiger physikalischer Ursachen eine deutlich geringere Spannung von $|U_B| \approx 40 \text{ V}$ auf. Ausgehend von der Modellierung der Glimmentladung reicht es dennoch aus, während der Bogenphase die Zenerdiodenspannung entsprechend an die Bogenspannung anzupassen. Die Bogenphase selbst dauert in der Regel nicht länger als wenige Mikrosekunden.

Entscheidender als die Bogenphase sind allerdings die Vorgänge in der Übergangsphase, die erst mit der Ausbildung der stabilen Glimmentladung abgeschlossen ist. Während der Übergangsphase findet ein ständiger Wechsel zwischen den beiden Spannungspegeln statt, so dass der Funke laufend zwischen Bogen- und Glimmentladung wechselt. In der Simulation

lässt sich dies durch ein stetiges Umschalten der Zenerdiodenspannung realisieren. Allerdings erweist sich die Vorhersagbarkeit der Dauer dieser Phase als außerordentlich schwierig, da sie von den am Überschlagsort vorherrschenden Bedingungen der Kerzenelektrode abhängt und sich damit von Funke zu Funke ändert. Deshalb kann für die Dauer nur ein Durchschnittswert angegeben werden. In **Bild 3.12** ist beispielsweise für mehrere Messungen die Zeit bis zur Ausbildung einer stabilen Glimmentladung über dem Druck aufgetragen. Im Schnitt steigt die Dauer der Übergangsphase mit dem Druck zwar an, jedoch gibt es Bereiche großer Überschneidungen. Deshalb kann die Implementierung der Übergangsphase in der Simulation nur in grober Näherung erfolgen.

4.3.3 Durchbruch und Abrissphase

Bei der Betrachtung des Durchbruchs ist vor allem der Wert der Durchschlagspannung von Bedeutung. Dieser ist nicht nur eine Funktion der Spannungsanstiegsgeschwindigkeit (**Bild 1.2**), sondern nach **Bild 1.1** auch der statistischen Streuzeit, also der Zeit bis zum Auftreten eines Startelektrons.

Die elektrische Festigkeit von Luft wird üblicherweise aus Datenblättern entnommen. Beispielsweise beträgt die Festigkeit für eine Platte-Platte-Anordnung bei einem Abstand der Platten von $s = 0,7$ mm und statischer Beanspruchung $E_d = 5,2$ kV/mm. Die tatsächliche Durchbruchsspannung einer mit Stoßspannung belasteten Zündkerze liegt bei einer Schließzeit von $T_S = 1$ ms minimal darüber. Bei zunehmender Schlagweite und zunehmendem Druck steigt die Spannung gemäß *Kapitel 3* weiter an. **Bild 4.21** zeigt beispielhaft die Durchbruchsspannung für verschiedene Schlagweiten. In der Simulation wird, wie schon für die Dauer der Übergangsphase, jeweils nur der Mittelwert berücksichtigt.

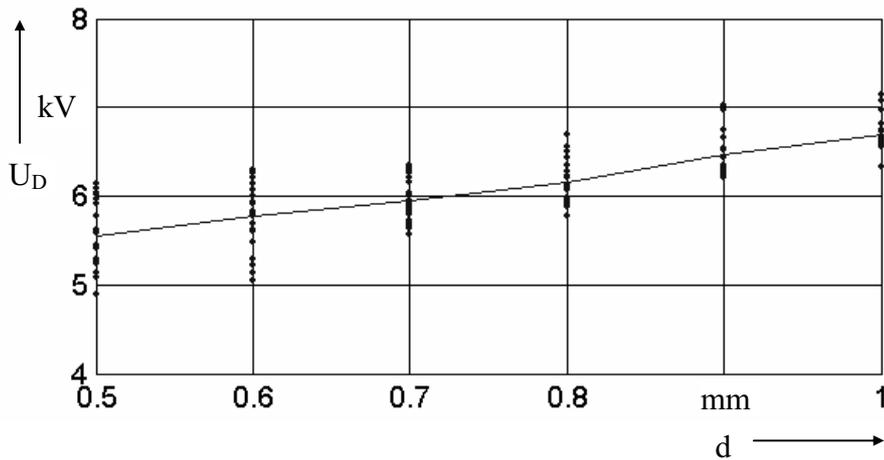


Bild 4.21: Durchschlagsspannung als Funktion der Schlagweite (jeweils 20 Messwerte).

Sobald in der Simulation die Durchbruchsspannung erreicht ist, schließt sekundärseitig ein Schalter und die die Bogenentladung nachbildende Zenerdiode wird auf das Zündsystem geschaltet. Dadurch bricht die Funkenspannung schlagartig auf die Zenerspannung ein und die Kerzenkapazität entlädt sich über die Funkenstrecke. Der Vorgang des Spannungszusammenbruches kann durch die bekannten Funkengesetze beschrieben werden. Allerdings handelt es sich dabei um einen Vorgang im Nanosekundenbereich, so dass bei der hier durchgeführten makroskopischen Betrachtung der Funkenentladung eine derart genaue Simulation des Durchbruchbereiches keine Vorteile bringt. Der Schließvorgang eines normalen Schalters erreicht an dieser Stelle bereits eine ausreichende Genauigkeit.

Im Gegensatz zur Durchbruchphase ist die Implementierung des Spannungsanstiegs kurz vor dem Funkenabriss in der Simulation deutlich aufwändiger. Bei abnehmender Stromstärke verringert sich zunehmend die von der Glimmentladung bedeckte Fläche der Kathode. Wird der Durchmesser der bedeckten Fläche vergleichbar mit der Fallraumlänge vor der Kathode, wandern nach und nach mehr Ladungsträger in den feldfreien Raum und tragen somit nicht mehr zur Ionisierung bei. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger muss zur Aufrechterhaltung der Entladung demnach zunehmen, was zu einem Anstieg der Kathodenfallspannung bei weiter abnehmender Stromstärke führt [40].

Bild 4.22 zeigt für verschiedene Zündfunken die Funkenspannung als Funktion des Funkenstromes für den Zeitpunkt unmittelbar vor dem Funkenende. Darin ist die für Funkenströme kleiner als $I_F = 40 \mu\text{A}$ zunehmende Funkenbrennspannung deutlich erkennbar. Da die Spannungszunahme ausschließlich durch die zunehmende Kathodenfallspannung

begründet ist, diese aber weitestgehend unabhängig von den äußeren Bedingungen ist unter denen der Zündfunke auftritt, verhält sich der Spannungsanstieg für alle Zündfunken nahezu gleich. Die Spannungszunahme kann daher als Polynom dritten Grades angenähert und in der Simulation für Ströme kleiner als $I_F = 40 \mu\text{A}$ zur Glimmspannung hinzuaddiert werden. Aus den Messungen im Zeitbereich lässt sich erkennen, dass der Zündfunke für Ströme kleiner $I_F \approx 2 \mu\text{A}$ als gelöscht erachtet werden kann, da hier der Strom schlagartig gegen Null geht. Die Spannung steigt dennoch weiter an, da die noch im Transformator verbliebene Restenergie zunächst zu einer weiteren Aufladung der Kerzenkapazität führt, ehe die Energie im Sekundärschwingkreis abgebaut wird.

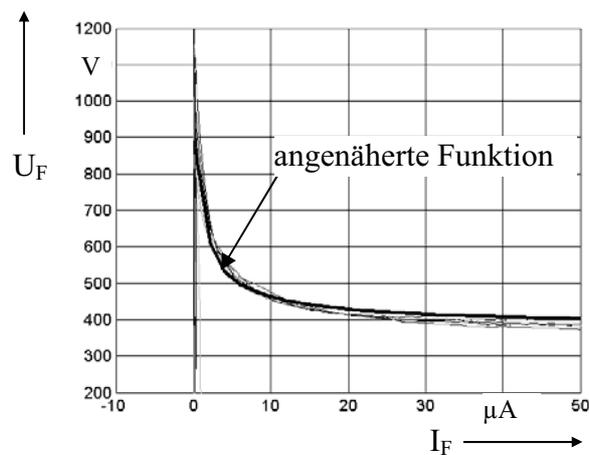


Bild 4.22: Messungen der Funkenspannung als Funktion des Funkenstromes für zehn verschiedene Zündfunken. Dargestellt ist der Zeitpunkt unmittelbar vor dem Funkenende, zu dem die Funkenbrennspannung mit abnehmender Stromstärke kontinuierlich ansteigt.

Mit dem Funkenabriss sind alle für die Netzwerkmodellierung von Zündfunken wichtigen Funkenphasen in der Simulation beschrieben. **Bild 4.23** zeigt schematisch alle für die Funkensimulation wichtigen Komponenten in einem Blockschaltbild. Sobald U_F die Durchbruchsspannung erreicht hat, schließt der Hauptschalter S_H und der Funke wird durch die Bogenstromspannung von $U_B = 40 \text{ V}$ nachgebildet. Nach einigen Mikrosekunden setzt die Übergangsphase ein, in der stetig zwischen der Bogen- und der Glimmspannung gewechselt wird. Dies wird durch den Schalter S_{GB} realisiert. Erst nach einer von den äußeren Bedingungen (z.B. Umgebungsdruck) abhängigen Zeit bleibt die Glimmspannung konstant und S_{BG} verbleibt in der Position der Glimmentladung. Unterschreitet der Funkenstrom die Schwelle von $I_F = 40 \mu\text{A}$ wird der Glimmspannung eine weitere vom Strom abhängige Spannung hinzuaddiert, bis bei $I_F = 2 \mu\text{A}$ der Hauptschalter S_H wieder öffnet und sich die im Transformator verbliebene Restenergie über den sekundärseitigen Schwingkreis abbaut.

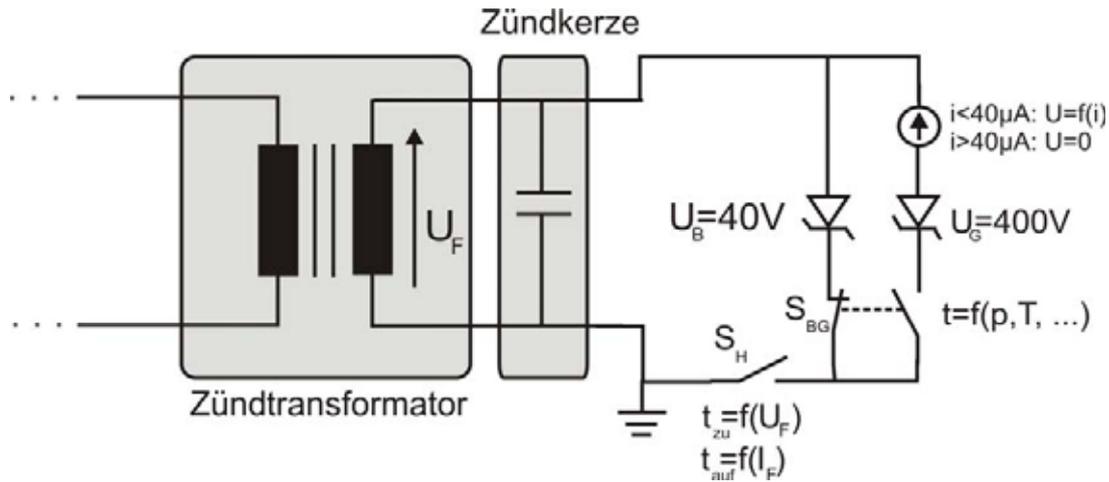


Bild 4.23: Schematische Darstellung des Netzwerkmodells für Zündfunken. Nach Überschreiten der Durchbruchsspannung fließt der Strom zunächst über die Diode für die Bogenspannung, ehe er nach einer von den äußeren Bedingungen abhängigen Zeit auf die Glimmspannung umschaltet. Unterschreitet der Funkenstrom die Schwelle von $I_F = 40 \mu A$, steigt die Funkenspannung exponentiell an, bis der Funke bei $I_F = 2 \mu A$ abreißt.

Diese Form der Netzwerkmodellierung kann nur bedingt als physikalisch begründet angenommen werden. Zum Vergleich wird in [64] eine Methode vorgestellt, wie ausgehend von einem Startelektron die gesamte Entladungsentwicklung der Durchbruchphase auf Teilchenebene simuliert werden kann. Wird diese Arbeit um die Bogen- und Glimmphase erweitert, können physikalisch begründete Funkenkennlinien erzeugt werden. Erst wenn diese anstelle der Dioden in der Simulation integriert werden, handelt es sich um ein vollständig physikalisch begründetes Modell. Für die Entwicklung und Optimierung von Zündtransformatoren ist dies jedoch nicht zwingend erforderlich, da das erzeugte Modell, wie das folgende Kapitel zeigt, für diesen Anwendungsfall bereits eine ausreichende Genauigkeit ausweist.

5 Anwendungsbeispiele für das Netzwerkmodell

Das letzte Kapitel beschreibt die Herleitung eines Netzwerkmodells für Zündsysteme. Im Folgenden wird anhand einiger Beispiele gezeigt, wie vergleichbar die Simulationsergebnisse dieses Modells mit Messungen an realen Zündsystemen sind. Dazu werden zunächst Untersuchungen am Zündsystem ohne Last (Zündfunke), dafür aber in den Grenzbereichen Kurzschluss und Leerlauf durchgeführt. Auf diese Weise wird die Qualität des Quellenmodells beurteilt, bevor danach eine Betrachtung des vollständigen Zündsystems erfolgt. Als Vergleichsgrößen dienen grundsätzlich die primär- und sekundärseitigen Klemmengrößen Strom und Spannung.

5.1 Vergleich von Mess- und Simulationsergebnissen

5.1.1 Zündsystem im Kurzschluss

Zur Erzeugung eines möglichst niederinduktiven Kurzschlusses, wird üblicherweise ein leitfähiges Material fest zwischen die Kerzenelektroden eingebracht. Da für die Beurteilung des Quellenmodells aber der Sekundärstrom in die Untersuchungen mit einbezogen werden soll, wird hier die Möglichkeit genutzt, einen Kurzschluss durch Heranfahren der Gegenelektrode des Stromshunts an die Mittelelektrode der Kerze zu erzeugen. Dass dabei der Shuntwiderstand von $R_{\text{Shunt}} = 150 \text{ m}\Omega$ in den Kurzschlusszweig eingebracht wird, muss zugunsten der Strommessung hingenommen werden.

Bild 5.1 zeigt für den Kurzschlussfall zunächst den Primärstrom sowie den Verlauf des Sekundärstromes. Um die Gültigkeit des Modells auch bei höheren Schließzeiten nachzuweisen, wird die Schließzeit für alle folgenden Messungen auf $T_S = 1,5 \text{ ms}$ heraufgesetzt.

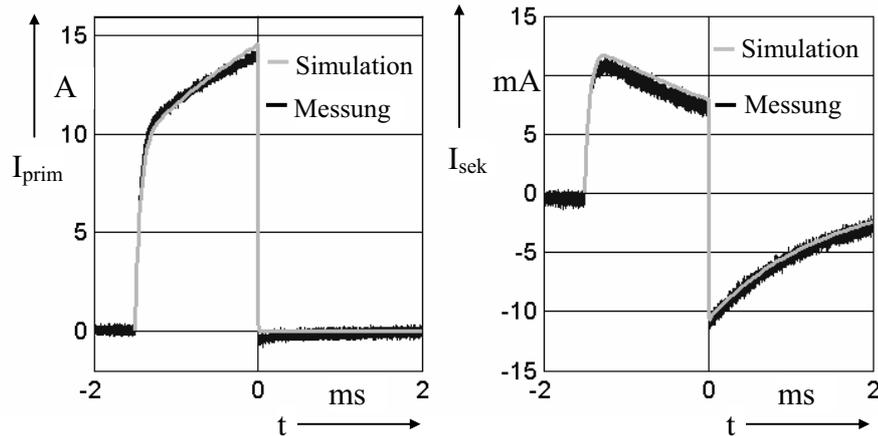


Bild 5.1: Vergleich von Messung und Simulation des Primär- und des Sekundärstromes im Kurzschlussbetrieb.

Sowohl während der Aufladephase als auch während der Entladung des Transformators wird in beiden Bildern eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation erreicht. Lediglich zu Beginn der Entladung unterschreitet die Messung kurzzeitig den Nulldurchgang, während der Strom in der Simulation nur bis auf die Nulllinie abfällt. Als Ursache muss die nichtlineare spannungsabhängige Raumladungskapazität des IGBT's angenommen werden, welche in der Simulation vereinfachend als linear angenommen wird. Der Fehler ist jedoch als sehr gering einzustufen.

Eine Betrachtung der Sekundärspannung kann an dieser Stelle entfallen, da der Spannungsabfall am Stromshunt derart gering ist, dass er nicht von dem für hohe Spannungen ausgelegten Spannungsteiler erfasst werden kann. Allerdings stellt der Kurzschluss für die Spannungsquelle eine hohe Belastung dar, mit der Folge, dass die Primärspannung während der Aufladephase messbar einbricht. In der Simulation ist der Innenwiderstand der Spannungsquelle nach Kapitel 4.2.1 im Restwiderstand der Gesamtanordnung integriert. Somit entspricht die Primärspannung der Simulation nicht der tatsächlich gemessenen Spannung, was dazu führt, dass der Spannungseinbruch in der Simulation nicht erkennbar ist. Aus diesem Grund entfällt eine Betrachtung der Primärspannung.

5.1.2 Leerlaufbetrieb

Als zweites Kriterium zur Beurteilung des Quellenmodells wird der Leerlauffall herangezogen. Dabei sind zwei Betriebsfälle zu unterscheiden. Zum einen kann das Zündsystem im Leerlauf ohne Zündkerze untersucht werden. Andererseits ist es gelegentlich notwendig, die Zündkerze mit in die Beurteilung einfließen zu lassen. Ist dies der Fall, können die Messungen nur bis zum Zeitpunkt des Funkenbeginns ausgewertet werden. Letzteres ist vor allem interessant, um die durch die Zündkerze verursachte Änderung der sekundären Kapazität und damit die Auswirkungen auf das Einschwingverhalten des Primärstromes untersuchen zu können (*Kapitel 4.2.3*).

Bild 5.2 zeigt zunächst eine Messung und die Simulation des Primärstromes bei einer Schließzeit von $t_S = 1,5$ ms ohne Zündkerze. Für die starke Dämpfung des Einschwingvorganges ist der in *Kapitel 4.1.2* beschriebene frequenzabhängige Widerstand verantwortlich, weshalb eine Übereinstimmung nur dann erreicht wird, wenn dieser auch in der Simulation berücksichtigt wird (linkes Bild).

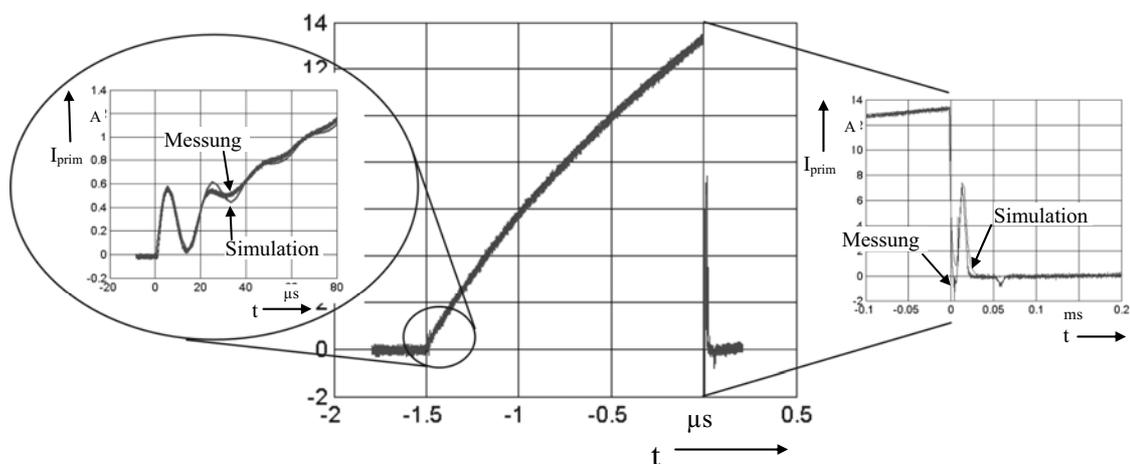


Bild 5.2: Vergleich von Messung und Simulation des Primärstromes für das Zündsystem im Leerlaufbetrieb ohne Zündkerze und Zündfunken.

Etwa $t = 20$ μ s nach Abschalten des Primärstromes erfolgt ein erneuter Wideranstieg (rechtes Bild). Dessen Ursache liegt darin, dass wegen des fehlenden Zündfunken die gesamte in den Transformator eingebrachte Energie über den stark gedämpften sekundärseitigen Schwingkreis abgebaut werden muss. Aufgrund der Kopplung der Wicklungen tritt diese Schwingung auch im Primärkreis auf. Die Amplitude ist dabei so hoch, dass die primärseitige Überspannungs-Schutzbeschaltung anspricht und der Primärkreis über Dioden kurzgeschlossen wird. Dies führt zu einem kurzzeitigen Nachladen des Zündtransformators.

Weitere $t = 50 \mu\text{s}$ später spricht die Schutzbeschaltung erneut an, diesmal jedoch die entgegengesetzt gepolten Dioden. Der jetzt in die andere Richtung fließende Strom unterstützt kurzzeitig die Entladung des Transformators, so dass ein geringer Teil der Energie primärseitig abgebaut wird.

Da sekundärseitig im Leerlauf kein Strom fließt, kann eine Betrachtung des Sekundärstromes entfallen. Deshalb folgt direkt ein Vergleich der simulierten und gemessenen Sekundärspannung (**Bild 5.3**). Um sowohl den Einschwingvorgang als auch den Energieabbau deutlich in einem Diagramm darstellen zu können, erfolgt die Darstellung für eine Schließzeit von nur $t_s = 0,2 \text{ ms}$. Für größere Schließzeiten wird jedoch eine qualitativ gleichwertige Übereinstimmung erreicht.

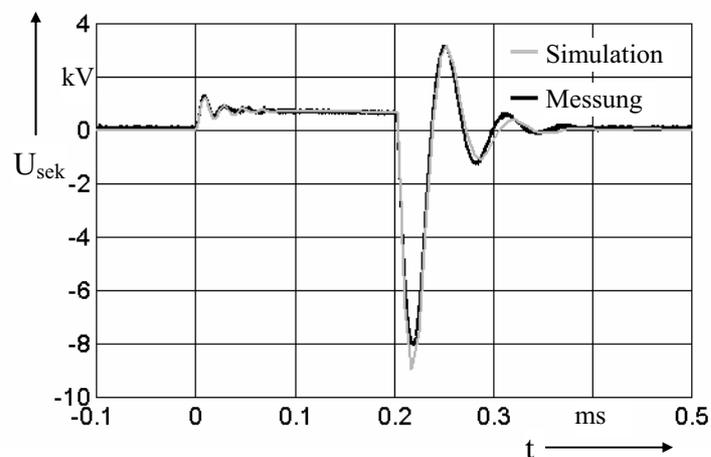


Bild 5.3: Vergleich zwischen Messung und Simulation der Sekundärspannung für das Zündsystem im Leerlaufbetrieb. Der Übersichtlichkeit halber beträgt die Schließzeit im Gegensatz zu den anderen Diagrammen dieser Arbeit $t_s = 200 \mu\text{s}$.

Wie schon bei den Untersuchungen zuvor, wird wieder eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation erreicht. Jede der Spannungsspitzen nach dem Abschalten des Primärschalters führt zum Ansprechen der Schutzdioden und damit zu einem kurzzeitigen primärseitigen Stromfluss (vgl. **Bild 5.2**).

Die dargestellten Diagramme zur Qualifizierung des Quellenmodells zeigen, dass eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung erreicht wird. Wird nun das Modell noch um das in *Kapitel 4.3* hergeleitete Modell für den Zündfunken erweitert, kann eine Aussage über die Simulationsqualität bei Belastung getroffen werden.

5.1.3 Zündsystem unter Belastung

In den letzten beiden Kapiteln wird die gute Qualität der Quellensimulation gezeigt, so dass nun eine Betrachtung der Quelle in Kombination mit der Last erfolgen kann. Vor dem Funken als Last erfolgen zum Vergleich zunächst Untersuchungen an der aus der Zündtransformatorenprüftechnik bekannten Zenerdiodenlast. Diese wird benutzt, um den Zündtransformator unter weitestgehend realistischen aber dennoch reproduzierbaren Bedingungen prüfen zu können. Auch wird anhand von Messungen des Stromes durch die Zenerdiodenlast und der bekannten Sekundärspannung (Zenerspannung) die Energie berechnet, die der Transformator für die Zündfunken zur Verfügung stellen kann. Deshalb muss die Zenerdiodenspannung dieser Last auch der für Funken typischen Brennspannung von $U_F = 400 \text{ V}$ entsprechen.

Die Zenerdiodenlast unterscheidet sich vom Zündfunken als Last in einem entscheidenden Punkt. Während beim Zündfunken zunächst die Durchschlagsspannung von einigen Kilovolt erreicht werden muss und die Sekundärspannung erst danach auf die Funkenbrennspannung von $U_F = 400 \text{ V}$ einbricht, wird die Zenerspannung bei der Zenerdiodenlast nahezu nicht überschritten. Somit stellt die Zenerdiodenlast unmittelbar nach dem Abschalten des Primärschalters eine Belastung des Zündsystems dar, während sich das Zündsystem im Kraftfahrzeug bis zum Zünden des Funkens im Leerlaufbetrieb befindet.

Bild 5.4 zeigt zunächst den Vergleich von Messung und Simulation des Primär- und des Sekundärstromes an der Zenerdiodenlast.

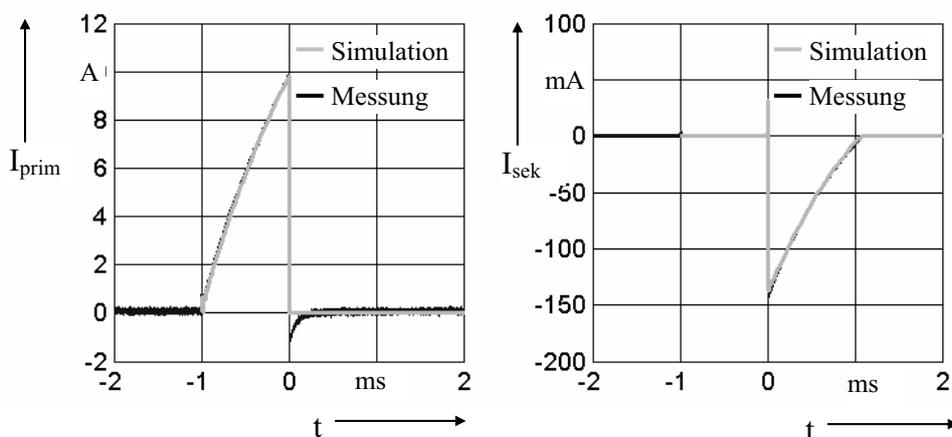


Bild 5.4: Vergleich zwischen Messung und Simulation des Primär- und des Sekundärstromes an einer Zenerdiodenlast mit einer Zenerspannung von 400 Volt.

Erkennbar stimmen Messung und Simulation außer dem in der Simulation nicht nachzubildenden negativen Primärstromanteil sehr gut überein. Ähnliches gilt auch für die im nächsten Bild dargestellte Sekundärspannung. Allerdings überschreitet die gemessene Spannung zeitgleich mit dem Unterschwinger des Primärstromes im Gegensatz zur simulierten Spannung kurzzeitig die Zenerspannung. Die Ursache liegt in der Entladung der parasitären Kapazität des primärseitigen Schalters, die zu einem primärseitigem Stromfluss und damit einer Induktionsspannung führt, die der Funkenspannung überlagert ist.

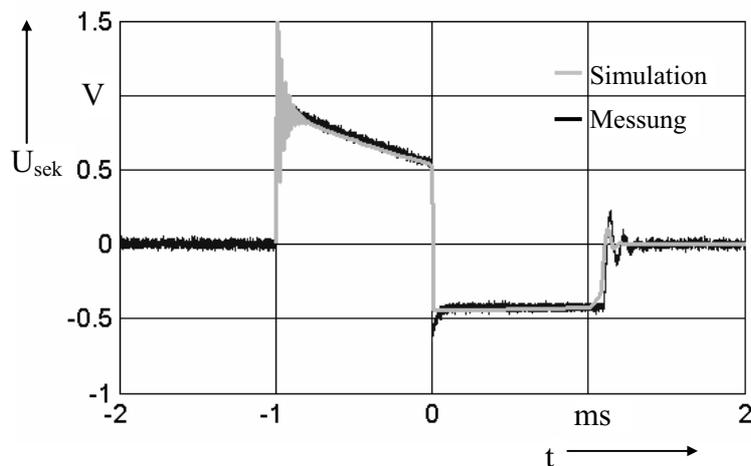


Bild 5.5: Vergleich zwischen Messung und Simulation der Sekundärspannung an einer Zenerdiodenlast mit einer Zenerspannung von 400 Volt. Der Einschwingvorgang ist in der Messung ebenfalls vorhanden, wird hier jedoch durch die geringfügig höhere Amplitude der simulierten Kurve verdeckt.

Als letztes erfolgt ein Vergleich von Messungen und Simulationen im Funkenbetrieb. Dazu wird das Quellenmodell um das in **Bild 4.23** aufgeführte Netzwerkmodell für Zündfunken erweitert. Die Untersuchungen erfolgen zunächst unter den in *Kapitel 3.1* aufgeführten Normalbedingungen. Der besseren Übersichtlichkeit wegen, sind im folgenden Bild die Mess- und Simulationsergebnisse getrennt voneinander dargestellt. Gezeigt wird zunächst eine Messung, bei der die Bogenphase derart kurz andauert, dass sie in der Darstellung nicht erkennbar ist.

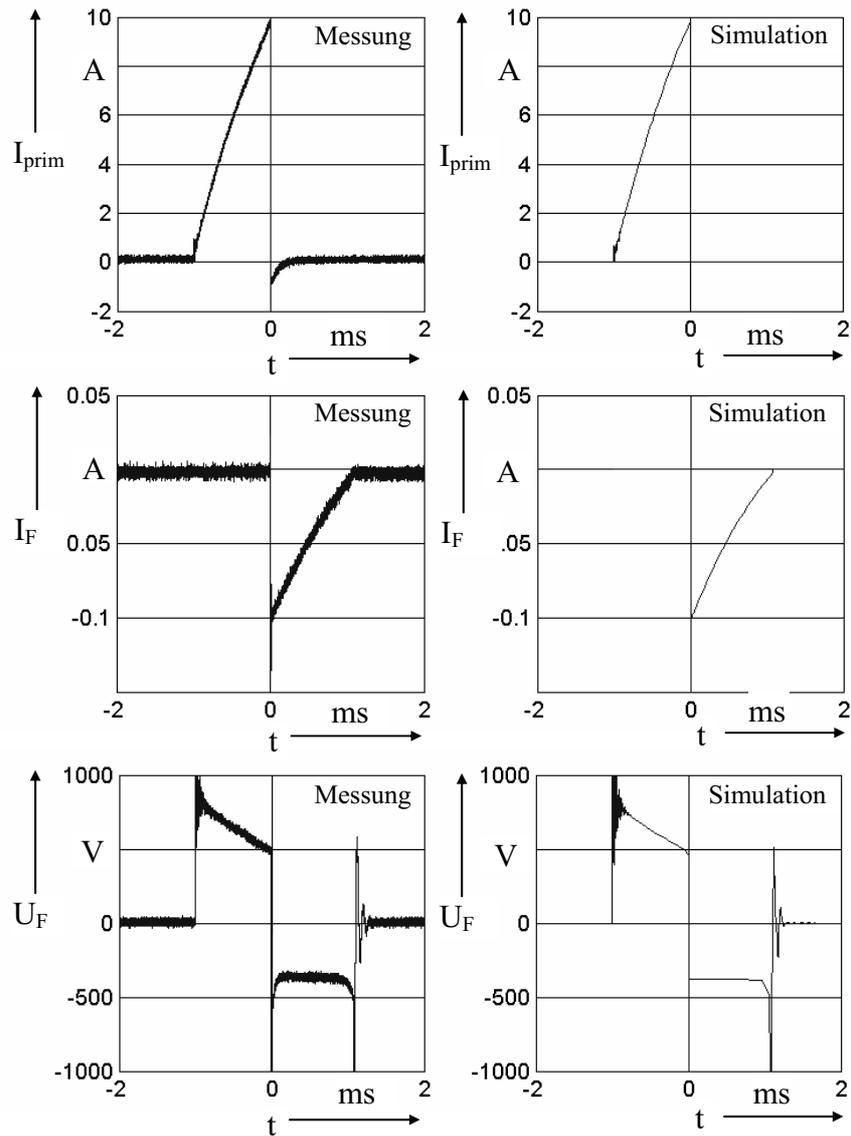


Bild 5.6: links: Primärstrom, Sekundärstrom und Sekundärspannung (gemessen)
rechts: Primärstrom, Sekundärstrom und Sekundärspannung (simuliert)
für das vollständige Zündsystem bei Entstehung eines Zündfunkens.

Unter Normalbedingungen weichen Messungen und Simulation kaum voneinander ab. Jedoch wird unmittelbar nach dem Abschalten des Primärschalters wieder der negative Primärstrom gemessen, der nicht simuliert werden kann. Auch der schon bei der Zenerdiodenlast zu beobachtende nach dem Abschalten des Primärschalters zeitgleich auftretende Bogen der Funkenspannung lässt sich hier erneut erkennen.

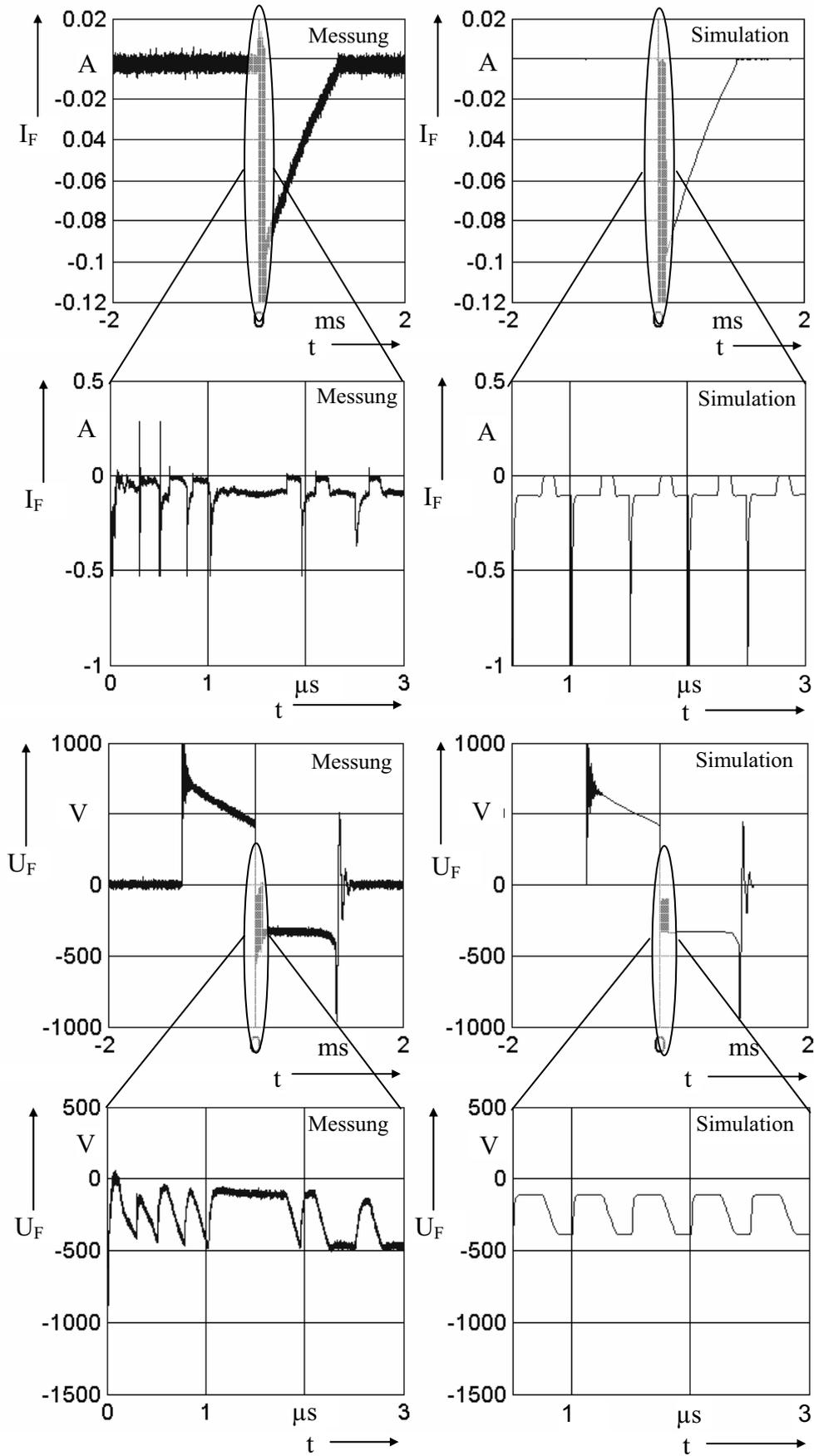


Bild 5.7: Gemessener und simulierter Verlauf des Sekundärstromes und der Sekundärspannung

Im Vergleich dazu zeigt **Bild 5.7** eine Messung mit verrußter Kerze, so dass eine deutlich verlängerte Übergangsphase erreicht wird. Die Dauer der Übergangsphase dieser Messung beträgt $t_{Ü} = 180$ ms. Auf die Darstellung der primären Größen wird an dieser Stelle wegen der bisher dauerhaft guten Übereinstimmung verzichtet. In der oberen Reihe sind deshalb der Sekundärstrom und die Sekundärspannung aufgetragen. Die gemessene und simulierte Übergangsphase sind in den Reihen darunter zur besseren Unterscheidung getrennt voneinander dargestellt. Es zeigt sich prinzipiell eine gute Übereinstimmung während der Übergangsphase. Allerdings finden die Übergänge bei realen Zündfunken stochastisch verteilt statt. In der Simulation dagegen muss vereinfachend immer die gleiche Zeit bis zum Wechsel der Funkenbrennspannung angenommen werden. Diese Vereinfachung hat aber auf den Gesamtverlauf des simulierten Stromes und der simulierten Spannung keinen Einfluss.

Weitere Gegenüberstellungen werden an dieser Stelle nicht gezeigt, da alle Ergebnisse eine ähnliche Qualität aufweisen. Bei Veränderung der Schließzeit ändert sich lediglich die Funkenbrenndauer und der Startwert des Sekundärstromes nach dem ersten Strompeak. Gleiches gilt für unterschiedliche Schlagweiten, bei denen nur die Zenerspannung der Diode, die die Glimmspannung nachbildet, angepasst wird. Eine Erhöhung des Drucks wirkt sich ausschließlich auf die Dauer der Übergangsphase aus, so dass auf eine Darstellung hier ebenfalls verzichtet werden kann.

5.2 Betrachtung der Energieverteilung im Zündsystem

Das Hauptziel bei Neuentwicklungen und Optimierungen von Zündsystemen ist eine möglichst grenzwertige Systemauslegung, da dies den kleinsten Raumbedarf und die geringsten Herstellungskosten nach sich zieht. Für Zündsysteme bedeutet das, dass die in dem System speicherbare Energiemenge gerade für eine sichere Entflammung des zündwilligen Gemisches ausreicht. Bei der Konstruktion muss deshalb die zur Entflammung des Gemisches benötigte Zündenergie des Funkens exakt bekannt sein. Vielfach werden allerdings Zündfunken höherer Energie erzeugt, da die Entflammungsmechanismen vor allem in den Grenzbereichen wie beispielsweise Lastwechsel noch nicht abschließend erforscht sind, weshalb Zündtransformatoren üblicherweise mit einer großzügigen Sicherheitsreserve ausgelegt werden.

Unabhängig von der tatsächlich benötigten Zündenergie, kann dennoch bei genauer Kenntnis der Verlustmechanismen im Zündtransformator eine Optimierung des Transformators hinsichtlich seiner Verluste durchgeführt werden. **Bild 5.8** zeigt dafür schematisch die Aufteilung der in das Zündsystem eingebrachten Energie. Aufgrund von größtenteils ohmschen Verlusten wird sie nur teilweise in magnetische Feldenergie umgewandelt.

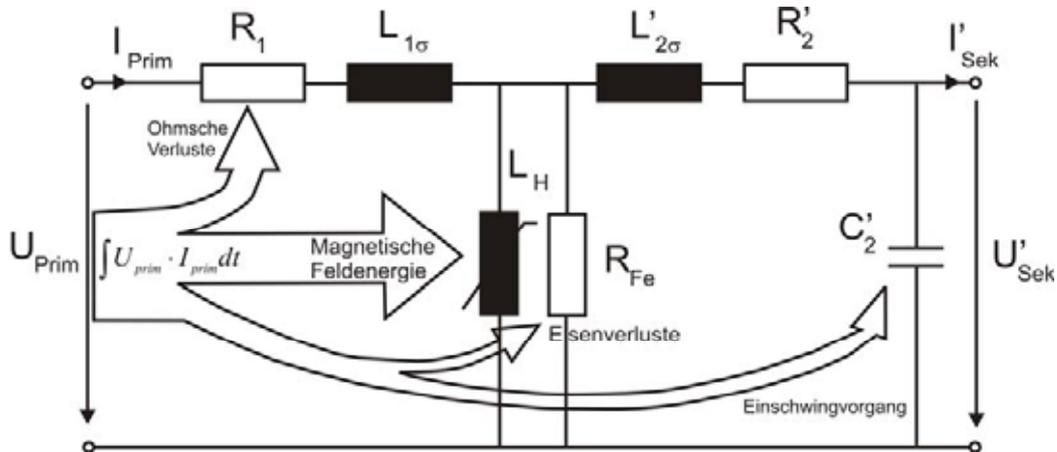


Bild 5.8: Energieaufnahme des Zündtransformators während der Aufladungsphase ($0 < t < t_{\text{Schliess}}$). Hauptsächlich ohmsche Verluste reduzieren die in das magnetische Feld eingebrachte Energie.

Während des Entladevorganges wiederum wird die im Feld gespeicherte Energie aufgrund von Eisenverlusten des Kerns sowie weiteren ohmschen Verlusten nicht vollständig auf den Funken übertragen (**Bild 5.9**). Die tatsächliche Funkenenergie ist deshalb deutlich geringer als die primärseitig eingespeiste Energie.

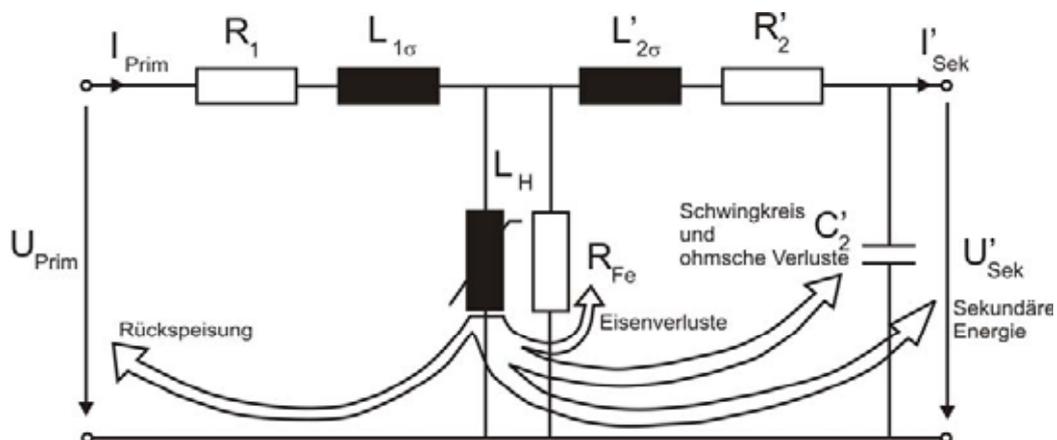


Bild 5.9: Umwandlung der magnetisch gespeicherten Energie in elektrische Zündenergie während der Entladephase ($t > t_{\text{Schliess}}$). Die Verluste führen zu einer weiteren Verringerung der für den Zündfunken zur Verfügung stehenden Energie, so dass nur noch ein Teil der primärseitig eingespeisten Energie in den Zündfunken eingebracht wird.

Aus den Messungen der Klemmengrößen des Zündsystems kann eine Bestimmung der primären und sekundären Energie erfolgen. So berechnet sich die primär eingespeiste Energie aus dem Integral über dem Produkt der primären Spannung und des primären Stromes. Nach dem gleichen Prinzip kann auch die Funkenenergie (W_{sek}) bestimmt werden. Alle weiteren Größen bezüglich der Energie lassen sich nicht unmittelbar aus den Messungen bestimmen. In **Bild 5.10** ist beispielhaft eine aus Messungen bestimmte Energieverteilung bei Auftreten eines Zündfunken dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Funkenenergie deutlich geringer ist, als die primärseitig eingespeiste Energie. An welchen Elementen des Zündsystems aber letztlich die Energie umgesetzt wurde, ist nicht ersichtlich.

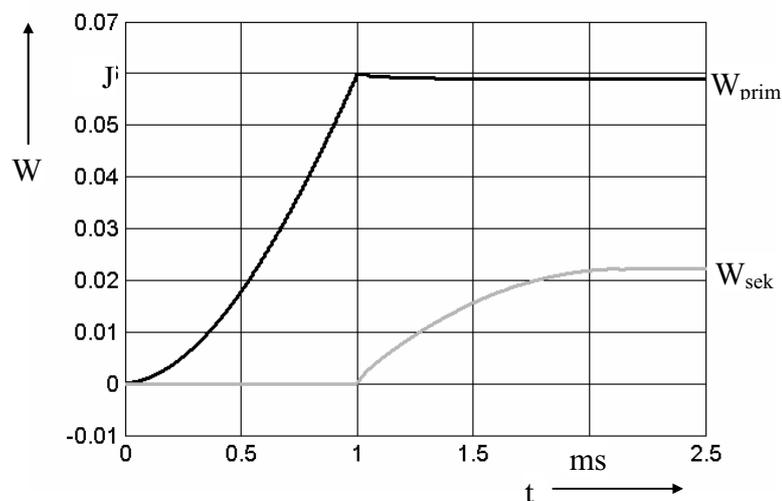


Bild 5.10: Aus Messungen der Klemmengrößen bestimmte Energieverteilung des Zündsystems bei Auftreten eines Zündfunken.

W_{Prim} entspricht dabei der in das Zündsystem eingebrachten Energie. Sie setzt sich zusammen aus der im magnetischen Feld gespeicherten Energie und den primärseitigen ohmschen Verluste. Da nach dem Öffnen des Schalters primärseitig kein Strom mehr fließt, ändert sich die eingebrachte Energie im Wesentlichen nicht mehr. Lediglich der durch die parasitäre Kapazität des Schalters hervorgerufene kurz andauernde negative Primärstrom führt zu einem geringen primärseitigen Energieabbau und damit der für die Sekundärseite zur Verfügung stehenden Energie.

Der fehlenden Möglichkeit, die im Zündtransformator umgesetzte Energie aus den Klemmenmessungen bestimmen zu können, kann durch Anwendung des in dieser Arbeit entwickelten Simulationsmodells begegnet werden. So lässt sich die Energieumsetzung jedes einzelnen Elementes des Zündtransformators bestimmen. **Bild 5.11** zeigt beispielhaft die Energieverteilung für die Simulation nach **Bild 5.6**.

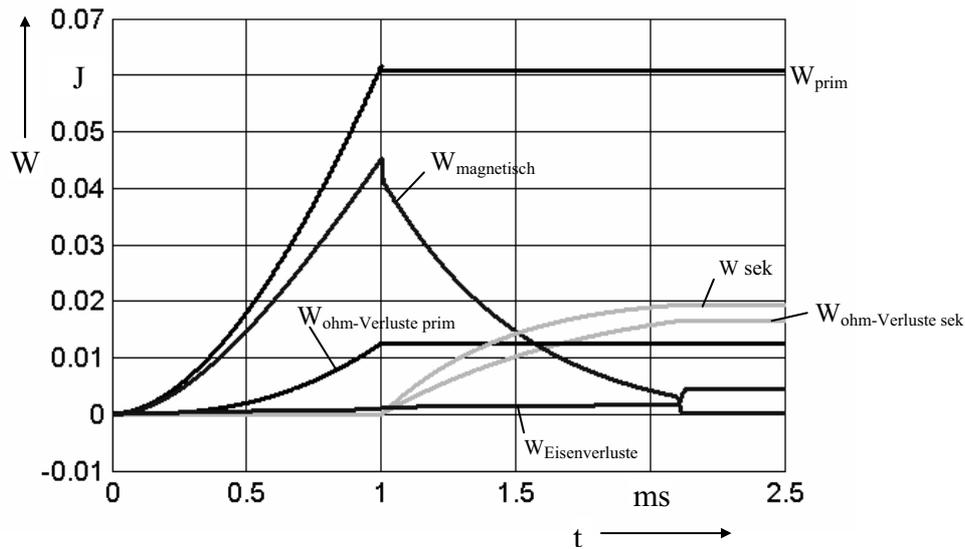


Bild 5.11: Aus dem Simulationsmodell berechnete Energieumsetzung in den Netzwerkelementen.

Während primäre und sekundäre Energie erwartungsgemäß vergleichbar mit den aus Messungen bestimmten Energien sind, ist es nun möglich, beispielsweise auch die primären und sekundären ohmschen Verluste exakt zu bestimmen. So ist ersichtlich, dass unmittelbar nach dem Abschalten des Primärschalters ein Teil der Energie in die Kerzenkapazität übertragen wird, so dass die magnetische Energie einbricht.

Mit dem Simulationsmodell ist es demnach möglich, bereits in der Entwicklungsphase abzuschätzen, welche Auswirkungen eine Veränderung einzelner Zündsystemelemente auf die Funkenenergie hat. Somit steht mit dem Simulationsmodell ein Handwerkzeug zur Verfügung, welches sich hervorragend für eine Optimierung von Zündtransformatoren hinsichtlich der benötigten Funkenenergie eignet.

Zusammenfassung

Die Simulation gewinnt bei der Entwicklung elektrotechnischer Systeme zunehmend an Bedeutung. So ist es heute üblich, dass Neuentwicklungen und Optimierungen in der Regel umfangreiche Simulationen vorausgehen. Bezogen auf Kraftfahrzeuge existieren beispielsweise Modelle, die den Verlauf der Verbrennung als Funktion der Brennraumgeometrien bestimmen können. Alle Modelle setzen jedoch das Vorhandensein eines Zündfunken bzw. einer lokalen Energiequelle voraus, da sich die Simulation von Zündtransformatoren mit integrierten Zündfunken noch im Entwicklungsstadium befindet. Deshalb wird in dieser Arbeit ein Netzwerkmodell für ein vollständiges Zündsystem hergeleitet und auf seine Gültigkeit überprüft.

Aussagekräftige Simulationen setzen grundsätzlich belastbare Systemmodelle voraus, die nur aus umfangreichen Untersuchungen generiert werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb ein Messsystem entwickelt, welches eine klemmenbezogene Messung der Funkenparameter Strom und Spannung dezentraler Zündsysteme ermöglicht. Das System ist so konzipiert, dass die Serienelemente weitestgehend unverändert bleiben. Dadurch wird gewährleistet, dass die Zündquelle und der Zündfunke unter Laborbedingungen weitestgehend mit denen im Motor vergleichbar sind. Bei der Konstruktion des Messsystems wird hauptsächlich auf eine hohe Bandbreite und eine hohe Dynamik geachtet. Damit ist eine Untersuchung sowohl der hochtransienten Vorgänge während der Durchbruchphase des Zündfunken wie auch der während der restlichen Funkenbrenndauer sehr kleinen Stromstärken möglich.

Mit Hilfe dieses Messsystems werden Funkenspannungen und Funkenströme bei unterschiedlichen äußeren Bedingungen, wie beispielsweise verschiedenen Schlagweiten und Drücken, aufgezeichnet. So entsteht ein umfangreicher Datensatz, der als Grundlage für die Netzwerksimulation herangezogen wird. Ergänzende optische Untersuchungen einzelner Zündphasen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera bestätigen zum einen die aus der Theorie bekannten Leuchterscheinungen von Zündfunken. Zum anderen können neue Informationen bezüglich des Verhaltens von Zündfunken bei unterschiedlichen Geometrien der Kerzenmittelelektrode gewonnen werden.

Aus Messungen der primärseitigen Klemmengrößen des Zündsystems im Leerlauf ist es möglich, ein vollständiges Netzwerkmodell für den Zündtransformator zu erstellen. Dieses Modell wird um die primär- und sekundärseitige Beschaltung des Zündtransformators erweitert, in dem die Modelle für den Primärschalter, Spannungsversorgung sowie die Zündkerze hergeleitet werden. Dabei kommen nur Zündkerzen ohne Entstörwiderstand zum Einsatz. Es zeigt sich, dass sich die Zündkerze ohne Entstörwiderstand ausreichend durch eine Kapazität nachbilden lässt, so dass der ohmsche sowie der induktive Anteil der Zündkerze vernachlässigt werden können.

Als letztes Element der Simulation wird ein Modell für den Zündfunken hergeleitet. Es zeigt sich, dass bereits bei Verwendung einer einfachen Zenerdiode sehr gute Simulationsergebnisse erzielt werden. Die Zenerdiode steht stellvertretend für die während der Glimmphase konstante Funkenbrennspannung. Für detailliertere Simulationen wird das Modell um eine zusätzliche, parallel geschaltete, Zenerdiode erweitert, die die Vorgänge in der Bogenphase nachbildet. Die kurz vor dem Funkenabriss ansteigende Funkenspannung folgt aus der Einschnürung des Funkenkanals nahe der Kathode bei sehr kleinen Stromstärken. Sie verhält sich für alle Zündfunken identisch und lässt sich deshalb als Kennlinie in der Simulation ablegen. Dadurch beruht das Modell nur bedingt auf physikalisch begründeten Zusammenhängen. Dazu müsste zunächst die gesamte Entladungsentwicklung auf Teilchenebene simuliert werden. Erst danach kann durch Einbinden dieser Simulationsergebnisse ein vollständig physikalisch begründetes Netzwerkmodell für Zündfunken erzeugt werden.

Abgesehen davon wird die Tragfähigkeit des erstellten Simulationsmodells anhand einiger Beispiele durch den Vergleich mit experimentellen Daten gezeigt. So kann selbst die Übergangsphase bis zur Ausbildung einer stabilen Glimmentladung vollständig simuliert werden. Für die Entwicklung und Optimierung von Zündtransformatoren kann die Genauigkeit dieses Modells damit als völlig ausreichend angenommen werden.

Abschließend erfolgt eine Diskussion der Verteilung der in den Zündtransformator eingebrachten Energie. Das Simulationsmodell ermöglicht es, die Verluste sowie auch die tatsächlich in den Zündfunken eingebrachte Energie zu bestimmen. Somit bietet das entwickelte Modell eine hervorragende Unterstützung für zukünftige Neuentwicklungen und Optimierungen von Zündtransformatoren. Gerade hinsichtlich der Energiebilanzen kann schon frühzeitig die Eignung einzelner Zündtransformatoren für den gewünschten Anwendungszweck abgeschätzt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Becker, K. *Germany's Program Addressing Motor Vehicle Air Pollution*, SAE Paper 850385
- [2] Berg, W. *Aufwand und Probleme für Gesetzgeber und Automobilindustrie bei der Kontrolle der Schadstoffemissionen von Personenkraftwagen mit Otto- und Diesel-Motoren*, Dissertation, TU Braunschweig, 1982
- [3] Dietrich, W.R. *Die Gemischbildung bei Gas und Dieselmotoren sowie ihr Einfluss auf die Schadstoffemissionen – Rückblick und Ausblick Teil 1*, MTZ, Bd. 60, H. 1, 1999, S. 28-38
- [4] Dietrich, W.R. *Die Gemischbildung bei Gas und Dieselmotoren sowie ihr Einfluss auf die Schadstoffemissionen – Rückblick und Ausblick Teil 2*, MTZ, Bd. 60, H. 2, 1999, S. 126-134
- [5] Müller, H.
Haahtela, O. *Einfluß der elektrischen Zündung auf das Betriebsverhalten und Abgaszusammensetzung im Ottomotor*, MTZ, Bd. 33, H. 10, 1972, S. 408-414
- [6] Spiegel, L. *Untersuchungen zur Gemischbildung und Verbrennung bei Direkteinspritzung im Ottomotor*, Dissertation, RWTH Aachen, 1991
- [7] Maly, R.R. *Die Zukunft der Funkenzündung*, MTZ, Bd. 59, H. 7/8, 1998
- [8] van Basshuysen, R.
Schäfer, F. *Lexikon Motorentechnik*, Vieweg-Verlag, Wiesbaden, 2004
- [9] Maier, M.
Peier, D.
Weißgerber, T. *Auswirkungen verschiedener induktiver Zündkonzepte auf die Bordnetz-EMV*, EMV 2002, VDE Verlag GmbH Berlin, 2002, S. 449-456
- [10] Eriksson, L.
Nielson, L.
Nytomt, J. *Ignition control by Ionization Current Interpretation*, SAE-technical Paper 960045
- [11] Kinoshita, M.
Saito, A.
Mogi, K.
Nakata, K. *Study on ion current and pressure behaviour with knocking in engine cylinder*, JSAE Vol. 21, 2000, p. 483-488
- [12] Shimasaki, Y.
Kanehiro, M.
Baba, S.
Maruyama, S.
Hisaki, T.
Miyata, S. *Spark Plug Voltage Analysis for Monitoring Combustion in an Internal Combustion Engine*, SAE-technical Paper 930461

- [13] Henn, M. *On-Board Diagnose der Verbrennung von Ottomotoren*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1995
- [14] Hess, H. *Der elektrische Durchschlag in Gasen*, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1976
- [15] Lindenmaier, S. *Zeitaufgelöste Laser-diagnostische Untersuchung der Funkenzündung*, Dissertation, Universität Stuttgart, 2001
- [16] Thiele, M. *Simulation von Funkenzündungen*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1999
- [17] Junker, M. *Ein Hybridmodell zur Beschreibung der gesamten Entladungsentwicklung in Funkenstrecken*, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1995
- [18] Hesselt, M. *Simulation der Zündung und Verbrennung in einem Nutzfahrzeug-Dieselmotor*, Dissertation, RWTH Aachen, 1998
- [19] Csallner, P. *Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufes von Ottomotoren bei geänderten Betriebsbedingungen*, Dissertation, TU München, 1981
- [20] Brohmer, A. *Berechnung des Brennverlaufs im Ottomotor unter Berücksichtigung von Einlassströmung und Brennraumgeometrie*, Dissertation, RWTH Aachen, 1987
- [21] Nitzschke, E. *Stationäre und instationäre Messung und Berechnung der Abgaszusammensetzung am Ottomotor*, Dissertation, TH Darmstadt, 1992
- [22] Heel, B. *Dreidimensionale Simulation der Strömung und Verbrennung im Zylinder eines Otto-Forschungsmotors*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1997
- [23] Bayard, G. *Synthesisch orientierter Entwurf von Betriebsmitteln mit nichtlinearen Eigenschaften*, Dissertation, Universität Dortmund, 2002
- [24] Albrecht, H.
Maly, R.R.
Saggau, B.
Wagner, E. *Neue Erkenntnisse über elektrische Zündfunken und ihre Eignung zur Entflammung brennbarer Gemische – 1. Teil*, Automobil-Industrie, H. 4, 1977
- [25] Herden, W.
Maly, R.
Saggau, B.
Wagner, E. *Neue Erkenntnisse über elektrische Zündfunken und ihre Eignung zur Entflammung brennbarer Gemische - 2. Teil*, Automobil-Industrie, H. 2, 1978

- [26] Maly, R.R.
Saggau, B.
Vogel, M.
Wagner, E. *Optimierte Zündung und Entflammung*, Forschungsbericht 522-7291-TV 7652 6, Inst. f. Physikalische Elektrotechnik, Universität Stuttgart, 1977
- [27] Beyer, M.
Boeck, W.
Möller, K.
Zaengl, W. *Hochspannungstechnik*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1986
- [28] KÜchler, A. *Hochspannungstechnik*, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1996
- [29] Hilgarth, G. *Hochspannungstechnik*, B.G.Teubner, Stuttgart, 1997
- [30] Kind, D. *Die Aufbaufläche bei Stoßspannungsbeanspruchung von technischen Elektrodenanordnungen in Luft*, Dissertation, TH München, 1957
- [31] Hess, H. *Zur Funkenkonstante nach Rompe und Weizel*, Beiträge aus der Plasmaphysik, Akademie-Verlag Berlin, Bd. 13, 1973, S. 131-136
- [32] Möller, K. *Ein Beitrag zur experimentellen Überprüfung der Funkengesetze von Toepler, Rompe-Weizel und Braginskii*, ETZ-A, Bd. 92, 1971, S. 37-42
- [33] Weizel, W.
Rompe, R. *Theorie des elektrischen Funkens*, Annalen der Physik, 6. Folge, Bd. 1, 1947, S. 285-300
- [34] Weizel, W.
Rompe, R. *Über das Toeplersche Funkengesetz*, Zeitschrift für Physik, Bd. 122, H 1-4, 1944, S. 636-639
- [35] Toepler, M. *Zur Bestimmung der Funkenkonstante*, Archiv für Elektrotechnik, Bd. 18, 1927, S. 549-562
- [36] Gündel, H. *Über den Aufbau schneller diffuser Impulsentladungen*, Beiträge aus der Plasmaphysik, Akademie-Verlag Berlin, Bd. 13, 1973
- [37] Engel, A.
Steenbeck, M. *Formen der elektrischen Gasentladungen*, Entwurf, Elektrotechnische Zeitschrift, H. 34, 1933, S. 831-834
- [38] Schäfer, M. *Der Zündfunke*, Dissertation, Universität Stuttgart, 1997
- [39] Rieder, W. *Plasma und Lichtbogen*, Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1967
- [40] Engel, A.
Steenbeck, M. *Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik*, zweiter Band, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1934
- [41] Penning, F.M. *Elektrische Gasentladungen*, Philips' Technische Bibliothek, Eindhoven, 1957

- [42] Francis, G. *The Glow Discharge at Low Pressure*, Handbuch der Physik, Springer-Verlag Berlin, S. 53-208
- [43] Wetter, M. *Prognose des Verhaltens weichmagnetischer Werkstoffe in beliebigen zeitveränderlichen magnetischen Feldern*, Dissertation, Universität Dortmund, 1998
- [44] Xu, J. *Untersuchung der Funkenzündung mittels 2D-laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) von OH-Radikalen*, Dissertation, Universität Stuttgart, 1995
- [45] Stark, R.H.
Schoenbach, K.H. *Direct current glow discharge in atmospheric air*, Applied Physics Letters, Vol. 74, No. 25, 1999, p. 3770-2772
- [46] Bär, R. *Handbuch der Physik, Band XIV, Elektrizitätsbewegungen in Gasen*, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1927
- [47] Schwab, A.
Hollinger, F. *Zündung von Funkenstrecken mit ultraviolettem Laserlicht*, ETZ-A, Bd. 96, H. 5, 1975, S. 236-238
- [48] Lewis, B.
Elbe, G. *Combustion and Explosions of Gases*, Academic Press, New York, 2nd edition, 1961
- [49] Saggau, B. *Kalorimetrie der drei Entladungsformen des elektrischen Zündfunkens*, Archiv für Elektrotechnik, Bd. 64, 1981, S. 229-235
- [50] Pfeiffer, W. *Ultra-High-Speed Methods of Measurement for the Investigation of Breakdown Development in Gases*, Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. IM-26, No. 4, 1977, p. 367-372
- [51] Wagner, K.H. *Vorstadium des Funkens, untersucht mit dem Bildverstärker*, Zeitschrift für Physik, Bd. 204, 1967, S. 177-197
- [52] Wagner, K.H. *Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Plasmakanal, untersucht mit Bildverstärker und Wischverschluß*, Zeitschrift für Physik, Bd. 189, 1966, S. 465-515
- [53] Raether, H. *Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal*, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 22, 1949, S. 73-119
- [54] Maier, M.
Peier, D. *Measurement System for the Determination of Transient Spark Ignition Parameters*, 9th Int. Conference on Optimization of Electrical and Electronic Equipments, Brasov, Conference Proceedings Vol. II, May, 2004, p. 245-250
- [55] Grünberg, R. *Gesetzmäßigkeiten von Funkenentladungen im Nanosekundenbereich*, Zeitschrift für Naturforschung, Bd. 20, 1965, S. 202-212

- [56] Pfeiffer, W. *Aufbau und Anwendung kapazitiver Spannungsteiler extrem kurzer Anstiegszeit für gasisolierte Koaxialsysteme*, ETZ-A, Bd. 94, H. 2, 1973, S. 91-94
- [57] Wesner, F. *Kapazitiver Spannungsteiler zur Messung rascher Spannungsänderungen an koaxialen Kabelanordnungen*, ETZ-A, Bd. 92, H. 11, 1971, S. 633-636
- [58] Schwab, A. *Hochspannungsmesstechnik*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1981
- [59] Glasoe, G.N.,
Lebacqz, I.V. *Pulse generators*, M.I.T. Radiation Laboratories, Series No. 5, London, 1948
- [60] Khaddour, A. *Möglichkeiten zur Optimierung der Hydrophobie von Silikon-Freiluftisolatoren*, Dissertation, Universität Dortmund, 2003
- [61] Eckhardt, H. *Grundzüge der elektrischen Maschinen*, B.G. Teubner, Stuttgart, 1982
- [62] Philippow, E. *Nichtlineare Elektrotechnik*, 2. Auflage, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, K.-G., Leipzig, 1971
- [63] Meinke, H.
Gundlach, F.W. *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, Springer-Verlag, Berlin, 1968
- [64] Krdzalic, G. *Initial Phase of a spark discharge: A breakdown simulation study*, eingereicht bei: 27th International Conference on Phenomena in ionized gases, Eindhoven, 2005

Lebenslauf**Persönliche Daten**

Name: Mario Maier
Geburtsdatum: 27. Juni 1975
Geburtsort: Hagen / Westfalen
Familienstand: verheiratet mit Melanie Maier, geb. Frie, 1 Kind

Schulbildung:

1981-1985 Grundschole Vinkenberq in Herdecke
1981-1986 Realschole am Bleichstein in Herdecke
1991-1994 Cuno-Schole II in Hagen, Technisches Gymnasium
Abschluss: Abitur

Studium:

1994-1999 Studium der Elektrotechnik an der Universität Dortmund,
Abschluss: Diplom

Berufstätigkeit:

1996-1999 Studentische Hilfskraft am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und elektrische Anlagen der Universität Dortmund
2000-2005 Wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und EMV der Universität Dortmund
Sei 2005 Entwicklungsingenieur bei der Robert Bosch GmbH, Stuttgart