

**Mikrowellenoszillatoren für die Erzeugung von  
atmosphärischen Mikroplasmen**

vorgelegt von  
Diplom-Ingenieur  
Silvio Kühn

von der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

**Promotionsausschuss:**

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Sibylle Dieckerhoff  
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Heinrich  
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Matthias Rudolph

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 9.2.2012

Berlin 2012

D83

Ein Kontakt mit dem Autor ist über folgende E-Mail-Adresse möglich:  
[Silvio.Kuehn@gmx.de](mailto:Silvio.Kuehn@gmx.de)

**Eidesstattliche Erklärung**

Hiermit erkläre ich, Silvio Kühn, an Eides statt gegenüber der Fakultät IV der Technischen Universität Berlin, dass die vorliegende, dieser Erklärung angefügte Arbeit selbstständig und nur unter Zuhilfenahme der im Literaturverzeichnis genannten Quellen und Hilfsmittel angefertigt wurde. Alle Stellen der Arbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, sind kenntlich gemacht.

Berlin, den

---

Unterschrift



# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit leistet einen Beitrag zu den Entwurfsverfahren von Mikrowellen-Oszillatoren. Es wird ein Leistungsoszillator für die Plasmaerzeugung entwickelt, der im 2.45 GHz ISM-Band bis zu 10 W Mikrowellenleistung erzeugt.

Der Oszillator wird als Generator einer Plasmaquelle eingesetzt und muss daher ein Signal erzeugen, das für das Anregen des Plasmas geeignet ist. Der erste Teil der Arbeit befasst sich deshalb zunächst mit dem Plasma als spezieller, variabler Mikrowellenlast, das durch eine abgewandelte Form des Leitungsresonators angeregt wird. Der Resonator legt die Betriebsfrequenz des Oszillators fest und ermöglicht durch seine felderhöhenden Eigenschaften die Plasmazündung.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Beschreibung der Brenn-Impedanz der Plasmakomponente und deren Rückwirkung auf den speisenden Mikrowellengenerator. Mit einem speziell entwickelten Messsystem, das auf einem Netzwerkanalysator basiert, wird der Resonator unter Plasmabelastung vermessen. Die charakteristischen Plasma-Größen, wie Brennspannung an den Elektroden und Plasmaimpedanz, werden aus den ermittelten Daten und dem anschließenden De-embeddingverfahren bestimmt. Aus diesen leistungsabhängigen Größen wird dann die Zeitbereichsbeschreibung eines nichtlinearen Plasmamodells entwickelt, eine wichtige Grundlage für den Designprozess von Plasmaquellen. Das Modell gilt für Luft als Prozessgas und die vorgestellte Elektrodengeometrie bei Mikrowellenanregung. Es ist sowohl für die transiente als auch für die Harmonic-Balance-Simulation geeignet und stellt die Grundlage für die weitere Oszillatorentwicklung in dieser Arbeit dar.

Bei dem hier vorgestellten Designprozess werden neue Wege verfolgt. Als mächtiges Hilfsmittel im Entwicklungsprozess von Oszillatoren wird das Prinzip des Hilfsgenerators (Auxiliary Generator) eingeführt, welches sich nicht nur auf den Simulationsbereich beschränkt, sondern vor allem auch für den Prozess der Inbetriebnahme eines Prototyps verlässliche Daten liefert. Ein zusätzlicher neuer Weg wird durch eine Nachverarbeitungsmethode für Ergebnisse aus der transienten Simulation aufgezeigt, mit der es in vielen Fällen möglich ist, Zeitbereichsdaten in eine übersichtlichere und verständlichere Phasor-Darstellung zu übersetzen. Anhand transienter Simulationsergebnisse werden Aussagen sowohl über die Blind- und Wirkleistungsflüsse als auch zum Impedanzverhalten der Mikrowellenschaltung gewonnen. Dabei bleibt die quasi-statische Zeitabhängigkeit der Daten erhalten, wodurch unter anderem die Plasmazündung im Zeitbereich simuliert werden kann. Die vorgestellten Simulations- und Messtechniken erweitern das allgemeine Portfolio der Methodiken beim Entwicklungsprozess von Oszillatoren.

Unter Nutzung dieser Entwurfsverfahren wird der Prototyp einer Mikrowellen-Plasmaquelle entwickelt, aufgebaut und in Betrieb genommen. Die Plasmaquelle erzielt unter atmosphärischen Bedingungen und mit Druckluft oder Stickstoff als preisgünstiges Prozessgas sehr gute Ergebnisse. Sie ist mit einer Kantenlänge von 3 cm kompakt realisiert, benötigt lediglich eine 24V-DC-Stromversorgung, liefert Leistungen im 10 W Bereich und kann damit sowohl das Plasma zünden als auch am Brennen halten.

Das erzeugte atmosphärische Plasma wird aus physikalischer Sicht beschrieben und die wichtigsten Eigenschaften wie Elektronen- und Gastemperatur sowie Ionendichte angegeben. Ergebnisse von Aktivierungsversuchen diverser Kunststoffoberflächen, die den Vergleich mit anderen bekannten Plasmen ermöglichen, schließen die Arbeit ab.

# Abstract

The thesis contributes to the design methods for microwave oscillators. A power oscillator for plasma generation is developed, which delivers up to 10 W output power in the 2.45 GHz ISM band.

The purpose of the oscillator is plasma generation and thus it must provide a signal that is suitable to drive such a plasma. Therefore, the first part of the work is devoted to the properties of the plasma as time-varying microwave load. The plasma is driven by a modified transmission-line resonator. The resonator determines the operation frequency of the oscillator and, due to its transformation properties, ignites the plasma. This first part of the thesis is complemented by a description of the work impedance of the plasma and its influence on the microwave oscillator. A special VNA-based measurement set-up is proposed to characterize the resonator behaviour when loaded by the plasma. Microwave plasma parameters like electrode voltage and impedances are determined from the measurement data following a de-embedding process. This knowledge on the non-linear plasma properties is then used to create a nonlinear time-domain description of the plasma, which is a key tool in the design of plasma sources. The validity of the model is restricted to air as processing gas and the electrode geometry under consideration, but it can be employed for both time-domain and harmonic-balance simulation and thus forms the basis for all further oscillator developments within this work.

The oscillator design process as presented here follows a new approach. The Auxiliary Generator method is introduced, a very useful and versatile tool, which is not limited to simulation, but also provides valuable data in practice when operating and tuning prototypes. As an additional novel feature a data post-processing method is presented that allows to cast complicated time-domain results into a comprehensible phasor representation. This post-processing provides better understanding of the circuit and allows to extract real and imaginary power fluxes as well as the impedance behaviour of the circuit. Nevertheless, the quasi-static time-dependence of the quantities is retained, so effects such as the plasma ignition can be simulated. These techniques significantly expand the portfolio of the common methods for oscillator design.

Based on these methods, a prototype of a microwave plasma source is developed, assembled and put into operation. The plasma source yields excellent results under atmospheric conditions as well as with nitrogen or compressed air. With just 3 cm length and width the source offers a small form-factor, requires only a 24 V DC supply and delivers output powers in the 10 W range, enough to ignite the plasma as well as to maintain it burning. As a last step, the generated plasma is described from the physical point of view, studying

properties such as temperature of electrons and gas as well as ion density. The work closes with experimental results on the activation of synthetic surfaces, so that a comparison of the new source to commonly known ones in terms of plasma properties becomes possible.

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Ferdinand-Braun-Institut Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH), in Berlin-Adlershof. In den Jahren zwischen Dezember 2006 und Januar 2010 hatte der Autor die Möglichkeit ein sehr spannendes Thema zu erörtern: Die *Mikrowellen-Mikroplasma*n. Mein herzlicher Dank gilt an erster Stelle ganz besonders Herrn Professor Dr.-Ing. Wolfgang Heinrich, der mich während dieser Zeit betreute und mir die Arbeit ermöglicht hat. Mit Professor Heinrich konnte ich mehrere Diskussionen führen und durfte mich kontinuierlich kritischen Fragen stellen. Herr Heinrich war in diesem Zeitraum durchweg ein großes Vorbild, von dem ich fachlich sowie zwischenmenschlich viel lernen konnte.

Auch bei Herrn Professor Günther Tränkle möchte ich mich bedanken, der mir als Institutsleiter ebenfalls die Möglichkeit gab diese Arbeit anzufertigen. Bei Herrn Tränkle hatte ich monatlich die Möglichkeit aktuelle Ergebnisse und auch Probleme vorzutragen. Ich bedanke ich an dieser Stelle für seine kostbare Zeit und für sein stets offenes Ohr.

Meinen Mitstreitern Herrn Dr. Horia-Eugen Porteanu und Dr. Roland Gesche möchte ich ebenso danken. Mit ihnen konnte ich im Rahmen des Geschäftsbereiches Mikroplasma ausgefallene Ideen entwickeln und verwirklichen. Auch Streitgespräche wurden ab und an geführt und trugen in den meisten Fällen konstruktiv zur Evolution der Aktivitäten bei. Herrn Armin Liero möchte ich für viel detailliertes Hintergrundwissen zu der großen Vielfalt an Messgeräten, die sich im FBH befinden, danken. Auf dessen Erfahrungsschatz und auf praktische Ratschläge konnte ich jederzeit zählen und nahm das gerade zu Beginn auch häufig in Anspruch.

Herrn Dr. Udo Pursche möchte ich danken für viele Gespräche mit systemtheoretischen Inhalten. Meinem Freund und ehemaligem Tutor Dr. Henri Kretschmer möchte ich für motivierende Worte ganz besonders danken, sowie für die L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X-Vorlage, die dieses Schriftstück nutzt. Moritz Brendel danke ich für viele wertvolle Tipps diese Arbeit betreffend. Meiner Lebensgefährtin möchte ich für das Korrekturlesen und vor Allem für das Zurweltbringen meiner Tochter danken.

Mit Sascha Lutzmann konnte ich in meiner Anfangszeit am FBH prinzipielle und detaillierte Inhalte zum Thema Oszillatoren und Stabilität diskutieren. Dafür bin ich ihm sehr dankbar. Herrn Steffen Schulz, Jens Schmidt, Marko Neuner und alle anderen Kollegen der Abteilung Mikrowellentechnik, die es möglich machten, die Arbeitsatmosphäre familiär zu gestalten, gilt mein herzlicher Dank.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>v</b>
<b>Verzeichnis der Abkürzungen</b>	<b>xiii</b>
<b>Verzeichnis der Symbole</b>	<b>xv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Resonatoren zur Plasmaanregung</b>	<b>5</b>
2.1 Der Zündprozess . . . . .	5
2.2 Anforderungen an den Resonator . . . . .	7
2.3 Koaxialer Resonator mit verkürztem Innenleiter . . . . .	10
<b>3 Plasma-Charakterisierung und -Modellierung</b>	<b>15</b>
3.1 Die Mikrowelleneigenschaften des Plasmas . . . . .	15
3.1.1 Untersuchung der Zündeigenschaften . . . . .	16
3.1.2 Die Zündung zeitlich aufgelöst . . . . .	18
3.1.3 Die Impedanz des Plasmas . . . . .	24
3.2 Nichtlineare Modellierung des Plasmaverhaltens . . . . .	28
<b>4 Mikrowellen-Leistungoszillatoren zur Plasmaerzeugung</b>	<b>35</b>
4.1 Wichtige Methodiken . . . . .	36
4.1.1 Die Auxiliary Generator Methode . . . . .	36
4.1.2 Heterodyn-Verarbeitung von Zeitbereichsdaten . . . . .	40
4.2 Oszillatordesign . . . . .	43
4.2.1 Kleinsignalbetrachtung . . . . .	43
4.2.2 Großsignalfall mit Plasmamodell . . . . .	49
4.2.3 Messergebnisse realisierter Oszillatoren . . . . .	58
<b>5 Kompakte Plasmaquelle</b>	<b>63</b>
5.1 Die Hardware der Plasmaquelle . . . . .	63
5.2 Plasmatechnische Eigenschaften . . . . .	68
<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>75</b>
<b>Anhang</b>	<b>81</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>85</b>



# Verzeichnis der Abkürzungen

<b>ADS</b>	Advanced Design System.....	28
<b>AG</b>	Auxiliary Generator (-Methode).....	39
<b>DBD</b>	Dielectric Barrier Discharge .....	2
<b>DUT</b>	Device Under Test .....	39
<b>GaN</b>	Galliumnitrid .....	43
<b>HEMT</b>	High Electron Mobility Transistor .....	43
<b>HB</b>	Harmonic-Balance.....	36
<b>ICP</b>	Inductively Coupled Plasma .....	3
<b>ISM</b>	Industrial Scientific Medical .....	2
<b>JFET</b>	Junction Field Effect Transistor .....	67
<b>MeSFET</b>	Metal Semiconductor Field Effect Transistor.....	67
<b>NO</b>	Stickstoffmonoxid .....	70
<b>NO<sub>x</sub></b>	Gruppe der Stickoxide.....	2
<b>OES</b>	Optische Emissionsspektroskopie .....	69
<b>QUCS</b>	Quite Universal Circuit Simulator .....	28
<b>SAW</b>	Surface Acoustic Wave (-Filter).....	9
<b>SDD</b>	Symbolical Defined Device .....	28
<b>SMA</b>	Sub-Miniature-A, ein verbreiteter HF-Konnektortyp.....	66
<b>SMD</b>	Surface Mounted Device.....	12
<b>VNA</b>	Vektornetzwerkanalysator .....	11



# Verzeichnis der Symbole

$a_1$	hinlaufende Welle an Tor 1 .....	20
$b_1$	reflektierte Welle von Tor 1 .....	20
$Ch_1$	komplexer Phasor von Kanal 1 .....	20
$Ch_2$	komplexer Phasor von Kanal 2 .....	20
$E_d$	Fehlerterm, directivity .....	21
$E_r$	Fehlerterm, reflection tracking .....	21
$E_s$	Fehlerterm, source match .....	21
$\Gamma$	Reflexionskoeffizient, allg. ....	20
$\Gamma_{\text{roh}}$	Reflexionskoeffizient, unkorrigiert .....	20
$\Gamma_{\text{korrigiert}}$	Reflexionskoeffizient, korrigiert .....	21
$\Gamma_{\text{load}}$	Roher Reflexionskoeffizient mit Load-Abschluss .....	21
$\Gamma_{\text{open}}$	Roher Reflexionskoeffizient mit Open-Abschluss .....	21
$\Gamma_{\text{short}}$	Roher Reflexionskoeffizient mit Short-Abschluss .....	21
$\Gamma_{\text{Plasma}}$	Reflexionskoeffizient in der Ebene der Plasmaelektroden .....	26
$I[1, 0]$	Variable der SDD-Komponente zur Erzeugung reeller Ströme .....	29
$I[1, 1]$	Variable der SDD-Komponente zur Erzeugung von Verschiebungsströmen ..	29
$P_{\text{Plasma}}$	komplexe Leistung des Plasmas .....	27
$\mathbb{S}$	Streuparametermatrix für ein Zwei-Tor-Device, bestehend aus $(S_{11}, S_{12}; S_{21}, S_{22})$ .....	26
$U_{\text{Plasma,eff.}}$	Spannung über den Plasmaelektroden .....	27
$Z_{\text{Plasma}}$	Impedanz des Plasmas .....	27



# 1 Einleitung

Das Plasma wird in der Literatur oft als vierter Aggregatzustand der Materie bezeichnet und schließt sich dabei der Folge “fest”, “flüssig” und “gasförmig” an. Es wird seit über einhundert Jahren untersucht, wodurch das Wissen über diese Leuchterscheinung stetig wächst. Auf Grund der großen Komplexität der dahinter stehenden Physik nehmen die Forschungsaktivitäten allerdings nicht ab. Obwohl das Plasma ein wichtiger Bestandteil unserer Gesellschaft ist<sup>1</sup> und Forschungsbedarf für viele weitere Jahrzehnte besteht, besitzen weder die breite Öffentlichkeit noch viele Ingenieure einen Zugang zum Plasma. Zukünftig wird sich der Bekanntheitsgrad aber weiter erhöhen, da es trotz der bekannten und genutzten Eigenschaften auch weiterhin ein großes Potential für technische und auch medizinische Anwendungen besitzt.

Die technischen Plasmen ermöglichen zum Teil Fertigungsverfahren, die nur auf diesem Wege möglich sind. Zum Beispiel werden viele chemische Reaktionen nur durch den Einsatz eines Plasmas möglich. So können temperaturempfindliche Materialien wie Kunststoffe oder gehärtete Stähle mit Hartstoffschichten beschichtet werden, ohne diese zu schädigen. Siliziumdioxid auf Kunststoffen um die Kratzfestigkeit u.a. von Brillengläsern zu erhöhen [1], oder Titanitrid auf Schnellarbeitsstahl [2], um die Standzeit von spanabhebenden Werkzeugen zu verlängern, sind nur wenige Beispiele für die sehr wichtige Gruppe der Beschichtungsverfahren.

Weiterhin erfährt das Plasma auch in anderen Anwendungsgebieten einen regelrechten Boom. Zum Beispiel als Beleuchtungsmittel. Dort ist das Potential zur Energieeinsparung, verglichen mit der klassischen Glühbirne, erheblich. Die Energiesparlampe beherbergt ein Niederdruckplasma und spendet mit deutlich höherem Wirkungsgrad Licht. Auf Grund des höheren Wirkungsgrads werden die bisher verwendeten klassischen Glühlampen ab dem Jahr 2009 per Verordnung der Europäischen Union [3] schrittweise verboten. Leider empfindet ein großer Teil der Bevölkerung das Spektrum dieser Lampe als kalt und zum Teil auch als unangenehm [4], was den freiwilligen Wechsel von der Glühlampe zur Energiesparlampe behindert. Ein weiterer Nachteil der gängigen Sparlampe ist die Verwendung geringer Mengen des starken Umweltgiftes Quecksilber [5, 6] in dessen Leuchtkörper. Die wenigen Milligramm Quecksilber pro Sparlampe summieren sich durch deren riesige Anzahl leicht in den Tonnenbereich. Durch ungeeignete Entsorgungsmethoden oder Bruchschäden der Lampen gelangen schließlich riesige Mengen in die Umwelt. In Hinblick auf die spektralen Eigenschaften der Energiesparlampen und auf den Umweltschutz besteht offensichtlich

---

<sup>1</sup>Ohne die industriellen Plasmaprozesse wäre praktisch jedes elektronische Gerät nicht denkbar, besonders Mikroprozessor- und Display-basierende Komponenten wären betroffen.

zusätzlicher Entwicklungsbedarf.

Ein weiteres großes Anwendungsfeld von Plasmen, welches auch einen Teil der Motivation für diese Arbeit darstellt, ist das Behandeln von Oberflächen. Unter Behandlung versteht sich das Aktivieren, Reinigen und den Sterilisationsprozess von Oberflächen. Diese Aufgaben werden hervorragend mit Plasmen gelöst. Solche Behandlungen können im Unterdruck oder unter atmosphärischen Bedingungen geschehen. Der Vorteil der Behandlung bei Atmosphärendruck ist, dass die Notwendigkeit einer Unterdruckkammer entfällt. So sind Plasmaquellen die bei atmosphärischem Druck arbeiten können, prinzipiell sehr attraktiv. Sind sie zusätzlich klein, leicht und portabel als kleines Handgerät implementiert und für den Betrieb mit niedriger Leistung ausgelegt, ergeben sich eine Fülle interessanter Anwendungsgebiete. Die vorliegende Arbeit ist u.a. dadurch motiviert und folgt dem aktuellen Trend zu Atmosphärendruckprozessen.

Nicht nur die genannten technischen Anwendungen verlangen nach Geräten, die Plasmen erzeugen können, auch im medizinischen Sektor ergeben sich vielfältige Möglichkeiten. So werden zusätzlich zu den Standardsterilisationsmethoden für medizinisches Besteck auch das Plasma und dessen Reaktionsprodukte untersucht [7].

Das Plasma gerät zunehmend auch mit lebendem Gewebe in Kontakt. Vorrangig wird die fördernde Wirkung auf den Heilungsprozess von Wunden untersucht. Es ist bekannt, dass Stickoxide ( $\text{NO}_x$ ) in geringen Mengen als wichtige Botenstoffe bei der Zellteilung und Wundheilung agieren. Die unbeständigen und nützlichen Stickoxide werden durch ein Plasma erzeugt und für diesen Zweck verwendet. In [8] ist eine Untersuchung dargestellt, in der der Einfluss von im Plasma erzeugten Stickoxiden auf die Wundheilung der tierischen Haut untersucht wird. Eine Beschleunigung um ein Drittel der Gesamtdauer konnte beim Wundheilungsprozess beobachtet werden. Die Forschungsaktivitäten beschränken sich nicht nur auf das Tier, sondern umfassen ebenfalls erste Behandlungen am menschlichen Patienten. Eine Zusammenarbeit zwischen dem Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik und dem Klinikum Schwabingen macht eine Behandlung von Patienten mit chronischen Wundheilungsproblemen mit einem Argon-Plasma möglich [9]. Dieses Plasma tötet medikamentenresistente Bakterien in problematischen Wunden ab und unterstützt somit den Heilungsprozess. Diese Forschergruppe erhielt daraufhin den URGO Forschungspreis 2010 [10]. Die Anwendung von Plasmen nimmt in der Medizin zu und verspricht mittelfristig eine Verbesserung bei der medizinischen Versorgung.

Das Plasma ist als vierter Aggregatzustand kurzlebig und damit nicht lagerfähig. Es muss bei Bedarf immer vor Ort durch ein entsprechendes Gerät erzeugt werden. Die Plasmaquelle als technisches Gerät gibt es in einer Vielzahl von Ausführungen und richtet sich nach dem angestrebten Plasma. Trotz der Vielfalt lassen sich die Plasmaquellen nach Anregungstyp und -frequenz klassifizieren. Die Bogenentladung bei Gleichstrom wie zum Beispiel bei Schweißanwendungen stellt die niedrigste Frequenz dar. Im kHz-Bereich befinden sich Anwendungen basierend auf Dielectric Barrier Discharge (kurz DBD) Anregung. Generell etablieren sich Plasmaanregungen besonders in ISM-Bändern,

---

in denen die Emissionsgrenze von ungewollter Abstrahlung angehoben ist. Für großflächige Niederdruckbehandlung findet häufig das 13,56-MHz-Band Anwendung und zielt auf Parallelplatten- oder ICP<sup>2</sup>-Plasmen ab. Es ist allerdings ein Trend zu 40, 60 oder 80 MHz zu verzeichnen. Die aufgezählten Plasmaquellen nutzen in diesem Frequenzbereich durchweg

konstant und steht nicht als Freiheitsgrad zur Verfügung. Das wirkt sich häufig nachteilig aus. Der nächst höhere und häufig genutzte Frequenzbereich liegt bei 2,45 GHz. Bei dieser Frequenz wird oft mit Hohlleitern gearbeitet und im Allgemeinen das Magnetron als Generator verwendet. Die Mikrowellenleistung liegt in solchen Systemen im kW-Bereich. Das Magnetron ist aufgrund seines instabilen Charakters in niedrigeren Leistungsbereichen ungeeignet, sodass es unter 100 Watt keine Verwendung finden kann.

In dieser Arbeit wird der Entwicklungsprozess einer Plasmaquelle dargelegt, die unter atmosphärischen Bedingungen ein Plasma mit geringem Leistungseintrag erzeugen soll. Die Vorteile des hohen Frequenzbereichs werden ausgenutzt, indem Transformationseffekte durch Leitungen Anwendung finden und dadurch die physikalische Größe der Plasmaquelle gering bleibt. Ein Solid-State-Oszillator, der speziell für diese Plasmabelastung entwickelt wird, bildet den Schwerpunkt dieser Arbeit. Durch den Oszillator benötigt die Plasmaquelle, im Gegensatz zu Magnetron-basierenden Systemen, keine großen und kostenintensiven Hochspannungsversorgungen. Standardisierte 24V-Netzteile genügen für die Spannungsversorgung. Die Entwicklung einer Plasmaquelle mit den beschriebenen Eigenschaften ist hauptsächlich motiviert durch den medizinischen Sektor, sowie durch übliche Reinigungs-, Sterilisations- und Aktivierungsprozesse. Die Stickstoffoxid-erzeugende Eigenschaft der Plasmaquelle steht im Vordergrund, sodass ein Gemisch aus Stickstoff und Sauerstoff als Prozessgas in Frage kommen muss. Mit Druckluft als günstigem favorisierten Versorgungsgas gewinnt die angestrebte Plasmaquelle erheblich an Attraktivität.

Der Fokus dieser Arbeit richtet sich auf die mikrowellentechnischen Aspekte dieser Plasmaquelle. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert. Im Kapitel 2 wird auf eine der wichtigsten Komponenten einer Plasmaquelle eingegangen, den Resonator. Er legt nicht nur die Arbeitsfrequenz fest, sondern ermöglicht durch die spannungstransformierenden Eigenschaften erst die Plasmazündung. Weiterhin sind die Elektroden in den Resonator integriert, sodass das Plasma einen mikrowellentechnischen Einfluss darstellt. Das Kapitel 3 umfasst die Charakterisierung des Plasmas, die für den Zweck der Plasmaquellenentwicklung notwendig ist. Die Physik hinter der Plasmaanregung wird kurz angeschnitten, gefolgt von Messungen und Experimenten, die die Eigenschaften dieser Leuchterscheinung ermitteln. Der Schwerpunkt liegt auf der leistungsabhängigen und nichtlinearen Brennimpedanz des Plasmas. Aus diesen Ergebnissen wird ein Plasmamodell entwickelt, welches speziell die nichtlineare Eigenschaft wiedergibt und im Simulationsprozess sicher konvergiert. In Kapitel 4 wird der Plasmaquellen-Oszillator unter der Verwendung des erwähnten Modells entwickelt. Ausgehend von Kleinsignalsimulationen, um die Schwingneigung zu

---

<sup>2</sup>Inductively Coupled Plasma

untersuchen, folgen Zeitbereichs- und Harmonic-Balance-Rechnungen. Es werden zwei neue Wege im Entwicklungsprozess eingeführt (4.1.1 und 4.1.2) und angewendet. Das Kapitel 5 stellt den Prototypen dieser neuartigen Plasmaquelle vor und beschreibt dessen technischen Realisierungsprozess. Ebenfalls wird das erzeugte Plasma beschrieben, sodass ein Vergleich mit bekannten Plasmen erfolgen kann. Im letzten Kapitel (6) wird die Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick gegeben. Dabei werden die technischen Aspekte berücksichtigt, die während der Entwicklungsphase ein Weiterentwicklungspotential aufzeigten. Mit dem Vorschlag einer verbesserten Topologie des Resonators, die sich vorteilhaft in einem Oszillator auswirkt, wird die Arbeit abgeschlossen.

## 2 Resonatoren zur Plasmaanregung

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit einer wichtigen Schlüsselkomponente der Low-Power<sup>1</sup>-Plasmaquelle: dem Resonator. Grundsätzlich sind Resonatoren wichtige Elemente in vielen Komponenten der Mikrowellentechnik. So finden sie in Filtern und Oszillatoren Einsatz. In dieser Arbeit wird der Resonator ebenfalls in einem Oszillator eingesetzt, nimmt aber dort eine Sonderstellung ein. So besitzt er zusätzlich zur Eigenschaft als frequenzbestimmendes Glied auch die Aufgabe das Plasma zu zünden und anzuregen. Der Resonator beinhaltet die Elektroden, an denen das Plasma brennen soll und wird aufgrund des direkten Kontakts erheblich beeinflusst.

In diesem Kapitel wird eine geeignete Resonatorstruktur ausgewählt und untersucht. Die Eigenschaften des Plasmas als elektrische Komponente werden unter verschiedenen Gesichtspunkten näher betrachtet. Im Abschnitt 2.1 werden, um den Mechanismus des Plasmaprozess verstehen zu können, die grundlegenden Zusammenhänge dargestellt und ein minimales physikalisches Bild vermittelt. Es wird auf die Zündung eingegangen, auf den stationären Zustand und auf das Erlöschen dieser Leuchterscheinung. Mit diesen Hintergrundinformationen werden im Abschnitt 2.2 Anforderungen an den Resonator für die Nutzung als Plasmaanregestruktur gestellt und die generelle Notwendigkeit eines Resonators in der Plasmaquelle begründet.

Im Abschnitt 2.3 wird ein Leitungsresonator vorgestellt, der den Ausgangspunkt für die vorliegende Plasmaquellenentwicklung bildet. Diese Resonatorvariante wird für die Plasma-Charakterisierung und -Modellierung genutzt, sowie für den folgenden Oszillatorentwurf.

### 2.1 Der Zündprozess

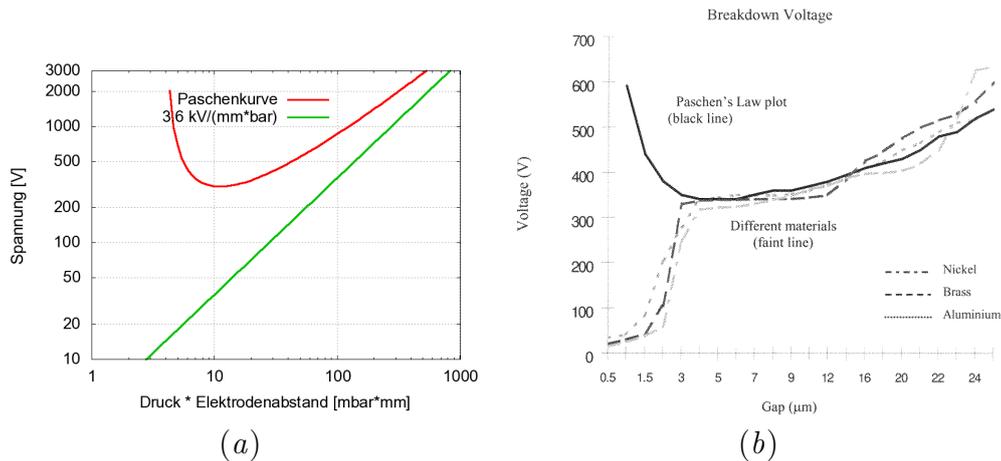
Ohne Energiezufuhr erlischt ein brennendes Plasma recht zügig. Das ist eine so grundlegende wie wichtige Eigenschaft jeder Gasentladung. Ein brennendes Plasma in eine Art Zwischenspeicher abfüllen und für den späteren Gebrauch ohne Energiezufuhr lagern, ist wohl eine attraktive Idee, aber praktisch nicht umsetzbar. Deshalb beginnt das Anregen eines Plasmas immer mit dessen Zündung. Eine Plasmaquelle muss also das Plasma beim Einschalten selbstständig zünden können. Dies stellt bei Mikrowellensignalen eine der zentralen Herausforderungen dar. Der Grund liegt in der Tatsache begründet, dass für den Zündprozess ein hohes elektrisches Feld benötigt wird, welches eine Potentialdifferenz an zwei Elektroden hervorruft. Es muss entweder die Spannung hoch sein und/oder der Abstand der Elektroden muss geringe Werte annehmen. Die Größenordnung der notwendi-

---

<sup>1</sup>Die Leistungsklassifizierung bezieht sich auf die Gruppe der bekannten Plasmaquellen.

gen Zündfeldstärke ist in [11] für Druckluft und bei Gleichspannung mit 3,5 Kilovolt je Millimeter angegeben. Für den Mikrowellenfall im atmosphärennahen Druck nehmen die Feldstärken ähnliche Werte an: 2,3 kV/mm

Jede Mikrowellenplasmaquelle, die das Zünden ohne fremde Hilfsmittel wie DC-Hochspannungsimpulse oder Ähnliches realisieren soll, muss diese hohe Feldstärke zwischen den Elektroden aufbringen. Doch was bewirkt das hohe elektrische Feld in Bezug auf die Plasmazündung? Das E-Feld beschleunigt vorhandene geladene Teilchen durch die bekannte Gesetzmäßigkeit  $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$  auf hohe Geschwindigkeit. Vereinzelt Teilchen dieser Art wie Elektronen und Ionen sind in einem Gas praktisch immer vorhanden und werden kontinuierlich durch hochenergetische Höhenstrahlung erzeugt. Ebenfalls aus [11] bekannt, kann von einer ständigen Ladungsträgerkonzentration von etwa  $10^4$  pro Kubikzentimeter ausgegangen werden. Durch das Beschleunigen dieser initialen Teilchen im elektrischen Feld gewinnen diese schnell an Geschwindigkeit und somit an kinetischer Energie. Ab einer gewissen Geschwindigkeits- bzw. Energiegrenze kann ein bewegtes Teilchen andere noch unbeteiligte neutrale Atome und Moleküle durch einen Zusammenstoß ionisieren. Durch diese sogenannte Stoßionisation entstehen weitere geladene Teilchen wie Elektronen und Ionen, die dann wiederum für eine Beschleunigung im elektrischen Feld zur Verfügung stehen und den Lawineneffekt d.h. die Plasmazündung auslösen. Unterhalb einer gewissen elektrischen Feldstärke beschleunigen die initialen Ladungsträger zwar, erreichen aber nicht die erforderliche kinetische Energie, da sie vorher mit anderen noch unbeteiligten Atomen zusammenstoßen und ihre Energie verlieren. Hier wird deutlich, dass für eine sichere Zündung ein ausreichend großes elektrisches Feld vorhanden sein muss. Die Größe des Feldes hängt von mehreren Faktoren ab. Die Art des Gases bestimmt vordergründig die Ionisationsenergie der Atome bzw. Moleküle. Edelgase wie Helium oder Argon zünden beispielsweise bei geringeren Feldern als das bei unedlen Gasen wie Stickstoff oder Sauerstoff der Fall ist. Die wohl wichtigste Einflussgröße stellt neben dem Gastyp der Gasdruck dar. Mit ihm besteht ein direkter Zusammenhang zur Teilchendichte und somit zur freien Weglänge der Teilchen. Daraus resultiert die starke Abhängigkeit zwischen der Stoß- bzw. Ionisationswahrscheinlichkeit und dem Gasdruck. Ist der Druck sehr gering, sind nur sehr wenige Stoßpartner pro Raumeinheit vorhanden. Die freie Weglänge ist entsprechend hoch. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron auf die nötige Geschwindigkeit beschleunigen kann, steigt mit sinkendem Druck an. Dagegen nimmt die Wahrscheinlichkeit ein anderes Teilchen zu treffen ab. Der Grenzfall für geringen Druck stellt das Vakuum dar, in dem keine Teilchen existieren und dadurch ein Plasma unmöglich ist. Mit steigendem Druck nimmt die Stoßwahrscheinlichkeit zu und die Wahrscheinlichkeit, die nötige Energie zu erreichen, ab. Zwischen diesen beiden Fällen Vakuum und Hochdruck gibt es offenbar ein Maximum der Zündwahrscheinlichkeit. Diese Zündwilligkeit spiegelt sich im Betrag des elektrischen Feldes wider, welches zur Zündung nötig ist. Die Kurve der nötigen Elektrodenspannung wird Paschenkurve genannt und ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Kurve ist über dem Produkt des Elektrodenabstands und des Drucks aufgetragen. Die Zündspannung



**Abb. 2.1:** Gegenüberstellung der allg. Paschenkurve für Gasentladungen und für Mikroentladungen [13]

ist tatsächlich nur vom Produkt abhängig und nicht nur vom Elektrodenabstand oder vom Druck allein. Halbiert man den Druck und Verdoppelt den Abstand, ändert sich die Zündspannung nicht. Diesen Zusammenhang hat Friedrich Paschen schon im Jahre 1889 veröffentlicht [12], also vor gut 120 Jahren. Die nach Ihm benannte Kurve ist für Gleichspannung gültig. Sie ist bezüglich des Drucks und des Elektrodenabstands in weiten Bereichen skalierbar, ihre Genauigkeit sinkt aber, wenn die Elektrodenabstände sehr klein werden. Für Mikroplasmen verliert sie teilweise ihre Gültigkeit. Die Graphik 2.1b ist aus [13] entnommen und zeigt bezüglich geringer Elektrodenabstände die Grenzen der allgemeinen Paschenkurve auf. In den beiden Arbeiten [14, 15] wird die Nichtskalierbarkeit der Paschenkurve ebenfalls untersucht.

Die Abbildung a in 2.1 zeigt die Paschenkurve für den DC-Fall und ist auch nur gültig für ein homogenes elektrisches Feld zwischen den Elektroden. Die Abszisse wurde von den üblichen veralteten Einheiten der Plasmaphysik, dem Torr und dem Zentimeter, in Millimeter und mbar umskaliert. Zusätzlich ist auch die konstante Zündfeldstärke eingezeichnet, die die Asymptote der Paschenkurve für sehr große Abstände und Atmosphärendruck darstellt. In [16] werden effektive Mikrowellenzündspannungen für Luft mit 100 bis 150 V angegeben. Diese Werte beziehen sich auf den “Split-Ring”-Resonator als Plasmaanregestruktur. Auf diesen Resonatortyp wird im Abschnitt 2.2 noch kurz eingegangen. Das Minimum der Paschenkurve bzw. die Werte aus der genannten Publikation können in einer ersten Näherung für die Dimensionierung von Mikrowellensystemen genutzt werden. Diese Größenordnung der Zündspannung setzt also einen ersten Rahmen für die Entwicklung von mikrowellenbetriebenen Plasmaquellen.

## 2.2 Anforderungen an den Resonator

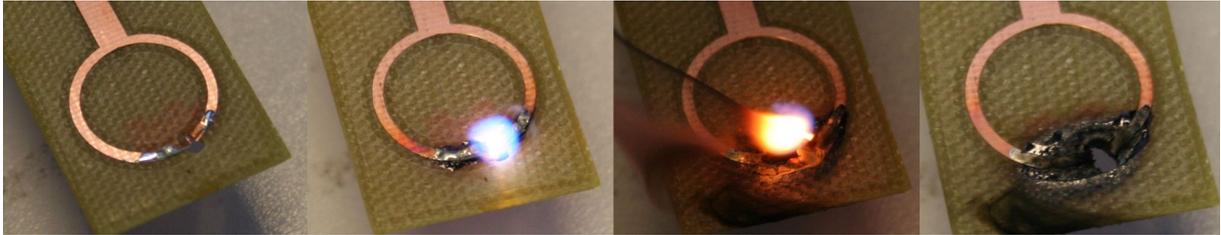
Im vorherigen Abschnitt wurde auf die Notwendigkeit eines hohen elektrischen Feldes bzw. einer Mindestspannung von einigen Hundert Volt hingewiesen. Ein ausreichend großes

elektrisches Feld ist die Schlüsselkomponente für eine sichere Plasmazündung. Die gesamte Arbeit basiert auf der Forderung nach einer Plasmaquelle, die mit Mikrowellen im 10-Watt-Bereich imstande sein soll, ein Plasma sicher zu zünden. Es ist also keine Leistungsreserve von vielen Hundert Watt vorhanden, wie sie häufig in magnetronbasierenden Systemen anzutreffen ist. Die Veröffentlichung [17] zeigt eindrucksvoll und stellvertretend für diese Leistungsklasse, dass mit einem 1-kW-Magnetron atmosphärische Plasmen angeregt werden können. Dieses elektrodenlose System muss trotz der hohen Mikrowellenleistung zur Zündung des Plasmas mit Hochspannungsimpulsen im 15-kV-Bereich unterstützt werden. In unserem Falle bleibt der Ausgangspunkt bei 10 Watt Mikrowellenleistung. Betrachten wir dazu einmal die Potentialdifferenzen im 50- $\Omega$ -Leitungssystem. Aus der Spannung und dem Elektrodenabstand kann das elektrische Feld abgeschätzt werden, was wichtig für die Plasmazündung ist. Angenommen man betreibe einen Generator mit üblichen 50-Ohm-Ausgang im Leerlauf ( $\Gamma = 1$ ) und stellt ihn auf 10 Watt ein, so entsteht am Mikrowellenport eine effektive Spannung von 44 Volt, vorausgesetzt der Generator lässt diese starke Fehlanpassung überhaupt zu. Die hinlaufende 10 Watt-Welle wird am Ausgang des Generators total reflektiert und erzeugt eine sie überlagernde Reflexion, die genauso viel Leistung enthält. Die Spannung von 44 Volt reicht für eine sichere Plasmazündung nicht aus und ist nach den Daten aus Abschnitt 2.1 viel zu niedrig, um überhaupt ein Plasma zünden zu können. Wird nun ein Resonator an den Generator angeschlossen, so vervielfachen sich durch dessen Transformationseigenschaften die erreichbaren Spannungen. Diese resonanten Effekte heben die Mikrowellenspannung leicht um eine Größenordnung an<sup>2</sup>. Der Generator hat es dabei auch noch erheblich leichter, da die Totalreflexion einer guten Anpassung weicht. Die Leistung wird nicht in den Generator zurückreflektiert, sie wird in den Verlusten des Resonators in Wärme umgesetzt. Genauer wird dieser Zusammenhang im nachfolgenden Abschnitt betrachtet.

Welchen Resonator soll man für eine solche Plasmaanwendung nutzen? Resonatoren gibt es in einer Vielzahl von Ausführungen. So sind für extrem hochgütige und sehr steilflankige Filteranwendungen die Hohlraumresonatoren prädestiniert [18]. Dennoch ist die Güte nicht das einzige Kriterium für die Auswahl des Resonators für Mikroplasma-Anwendungen. Die Hohlraumresonatoren scheiden aus verschiedenen Gründen für die Mikroplasmen aus. Zum Einen sind die Abmessungen mit vielen Zentimetern im 2.45 GHz-Band relativ groß. Gerade für eine Mikroplasmaquelle soll der Resonator als zentrales Bauelement nicht die Dimension der Schaltung schon im Voraus auf die Dezimeterskala legen. Des Weiteren erreichen die elektrischen Felder trotz hoher Güte mit Mikrowellen-Pegeln unter 100 W auf Grund der großen Dimensionen und des großen Volumens nicht die nötige Zündfeldstärke. Das demonstriert z.B. der Mikrowellenofen, in dem unter normalen Umständen kein Plasma zündet, obwohl die Leistung meist 700 Watt und mehr beträgt. Hohlraumresonatoren

---

<sup>2</sup>Mit der Annahme eines angepassten  $\lambda/4$ -Leitungsresonators kann die Spannung mit  $U_{eff} = \sqrt{Q_0 \cdot P_{hinlaufend} \cdot Z_0}$  abgeschätzt werden. Beispielsweise werden mit einer Gütezahl von 400 bei 10 W leicht effektive Spannungen von 447 V erreicht.



**Abb. 2.2:** Split-Ring-Resonator nach der Idee von Hopwood u. Iza, mit modifizierten Elektroden

interessieren deshalb für die folgenden Betrachtungen nicht mehr.

Auf Resonatoren, die den Piezoeffekt nutzen, wird im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls nicht weiter eingegangen. Solche SAW<sup>3</sup>-Filter setzen elektrische Felder in eine Volumenänderung des Materials um. So wird mit einer Wechselspannung eine mechanische Schwingung bzw. eine akustische Oberflächenwelle angeregt. Auf diese Weise können auch Transformatoren gebaut werden. Diese Spannungswandler arbeiten im Sub-MHz-Bereich und werden zum Teil für effiziente Hochspannungsschaltnetzteile genutzt [19]. Im GHz-Bereich existieren zwar SAW-Resonatoren, sie werden aber vorwiegend für Filteranwendung und nicht für die Hochspannungserzeugung verwendet.

Interessanter für Mikroplasmen sind Resonatoren, die *Leitungen* als energiespeichernde Elemente verwenden. So gibt es Bestrebungen, Mikrostreifenleitungen mit einer Länge von  $\lambda/2$  ringförmig auf einer Leiterplatte zu implementieren, sodass sich beide Leitungsenden gegenüberstehen. In der Gruppe um Jeffrey Hopwood und Felipe Iza werden solche Split-Ring-Resonatoren für die Anregung von Mikroplasmen verwendet und umfangreich untersucht [20, 21, 22, 23, 16]. Auch für atmosphärische Bedingungen sind die Strukturen einsetzbar. Eine Einschränkung für den Plasmabetrieb liegt im Substratmaterial begründet. Es kommen nur temperaturbeständige und verlustarme Materialien wie bzw.  $\text{Al}_2\text{O}_3$  in Frage. Kostengünstige Materialien wie FR4-Leiterplatten haben dagegen hohe dielektrische Verluste und können nicht verwendet werden. Ein  $\tan \delta$  von ca. 0,03 verhindert jede größere Spannungsüberhöhung im voraus. Eigene Versuche zeigten, dass bei Leistungen im 10-W-Bereich das Dielektrikum stark aufgeheizt wird. Bei hohen Temperaturen löst sich dann die Kupferkaschierung vom Trägermaterial ab. Auch mit verlustärmeren Leiterplattenmaterialien, wie zum Beispiel dem häufig für Mikrowellenschaltungen eingesetzten Rogers 4003, verringert sich das grundlegende Problem nur wenig. Zudem wird das Basismaterial mit brennendem Plasma sehr stark strapaziert, sodass innerhalb kurzer Zeit Verbrennungserscheinungen und Verkohlungen auftreten. Mit den rußigen (also kohlenstoffhaltigen) und damit leitenden Verbrennungsprodukten zwischen den Elektroden ist die Erzeugung einer hohen Spannung ausgeschlossen.

Die Bilderfolge 2.2 zeigt einen modifizierten Split-Ring-Resonator im Plasmabetrieb. Der direkte Bereich unter der Plasmagenerationszone ist ausgespart, um die Leiterplatte vor dem

<sup>3</sup>Surface Acoustic Wave (-Filter)

Plasma zu schützen. Die Elektroden sind über dieser dielektrikafreien Zone positioniert. Dennoch strahlt das atmosphärisch Plasma so viel Energie ab, dass die Leiterplatte innerhalb kurzer Zeit Schaden nimmt. Der gezeigte Resonator wurde im angestrebten ISM-Band mit rund 20 Watt Mikrowellenleistung betrieben, wobei das Plasma zündete und ca. 2 Sekunden auf die Leiterplatte wirkte. Ohne temperaturbeständige Materialien ist ein kontinuierlicher Plasmabetrieb nicht möglich.

Die Forderung nach geringeren dielektrischen (und ohmschen) Verlusten in Verbindung mit dem Bestreben, die heiße Plasma-Zone von hitzeempfindlichen Materialien fernzuhalten, führt von planaren Anordnungen weg und hin zu koaxialen Systemen. Koaxiale Leitungen mit verlustarmen Dielektrika bieten für die Entwicklung von integrierten Plasmaquellen interessante Möglichkeiten. Betrachtet man ein Stück Leitung, welches auf der einen Seite kurzgeschlossen ist und auf der entgegengesetzten Seite unbelastet ist, entsteht ein Leitungsresonator mit Resonanzfrequenzen von  $f_0 = n \cdot \frac{c}{4l}$  mit  $n \in \{1, 3, 5, \dots\}$ . Die niedrigste Frequenz bildet sich aus der Resonatorlänge von  $\frac{\lambda}{4}$  und entspräche bei einer Frequenz von 2,45 GHz einer Freiraumlänge von rund 30,6 Millimetern. Die Länge reduziert sich um den Faktor  $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}$ , wenn die Leitung mit Dielektrikum gefüllt ist, welches vom Vakuum abweicht. An dieser Stelle hat der Entwickler die Möglichkeit, auf die Geometrie Einfluss zu nehmen. Verlustfreies hochpermutives Dielektrikum wäre eine Möglichkeit, den Resonator zu verkürzen. Es wird an dieser Stelle aber davon Abstand genommen, da solche Medien kaum existieren oder im Falle von Keramiken sich schlecht bearbeiten lassen und dadurch teuer sind. Eine sehr niedrige Wärmeentwicklung ist zu erwarten, wenn der Leitungsresonator mit Luft gefüllt ist. Dielektrische Verluste sind dann praktisch nicht vorhanden. Der weitere Verlauf dieser Arbeit basiert auf dem luftgefüllten koaxialen Lambda-Viertel-Resonator.

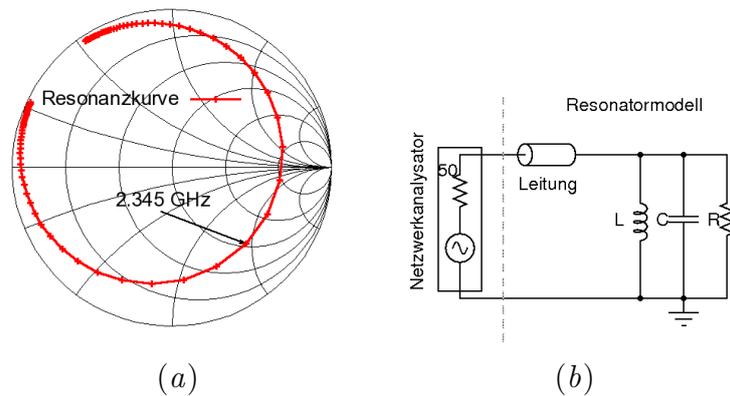
### 2.3 Koaxialer Resonator mit verkürztem Innenleiter

Der vorherige Abschnitt begründete die Forderung nach Resonatoren im Allgemeinen. Speziell wurde der koaxiale Lambda-Viertel-Leitungsresonator favorisiert. In diesem Abschnitt wird auf der Grundidee des Resonators basierend eine Weiterentwicklung zu einer brauchbaren Anregestruktur erfolgen.

In Abbildung 2.3a ist der innere Aufbau des verwendeten Resonators skizziert. Erkennbar ist das Gehäuse, welches als Schirmung und als koaxialer Außenleiter der Mikrowellen fungiert. Das Gehäuse hat zudem die Aufgabe, das Prozessgas durch die Plasmazone zu führen. Weiterhin ist der Innenleiter dargestellt, der zur Spule verkürzt implementiert ist. Dadurch verringern sich die äußeren Abmessungen des Resonators erheblich. Das ursprünglich *koaxiale* System mutiert zu einem Gemisch aus Leitungsresonator mit konzentrierten Elementen. Abbildung (b) und (c) zeigen die erste Realisierung dieser Resonatoridee in zusammengebautem Zustand und in Einzelteilen. Dieser Resonator besitzt einen einzigen Mikrowellenport, durch den er und damit auch das Plasma mit Energie versorgt wird.



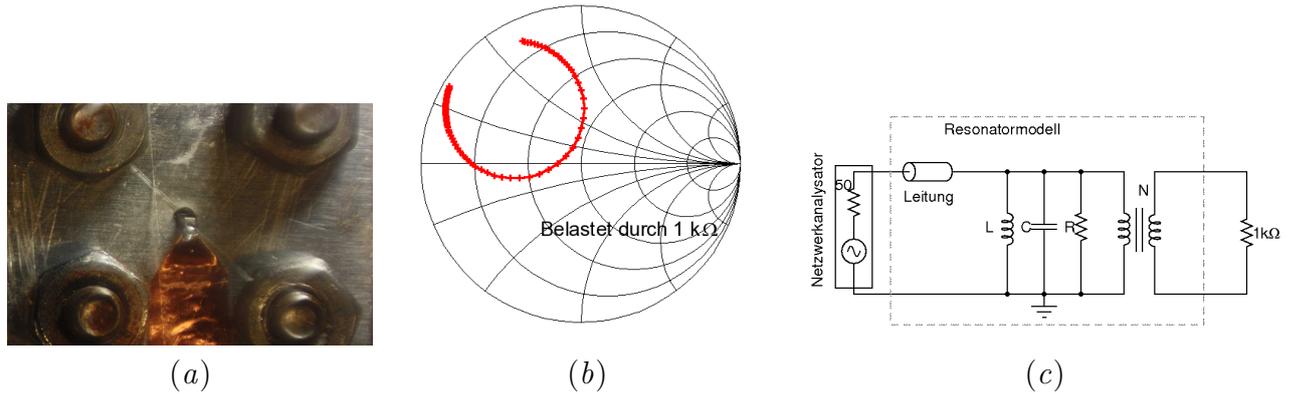
**Abb. 2.3:** Der Resonator als Skizze, Foto und als Explosionsbild



**Abb. 2.4:** Resonanzkurve und konzentriertes Ersatzschaltbild.

Dieser erste Aufbau stellt die Grundlage für die weiteren Untersuchungen dar. Ein wichtiger Schritt in der Entwicklung einer Plasmaquelle ist die Bildung eines Modells, das den Resonator beschreibt. Für spätere Betrachtungen und Simulationen ist ein solches Mikrowellenmodell zwingend notwendig. Für die Modellbildung wird mit einem Vektornetzwerkanalysator (VNA) das Tor des Resonators vermessen. Die Elektroden für die Plasmaanregung stellen ein zweites Tor dar, welches zunächst unbelastet bleibt. Weder eine 50-Ohm-Last noch das Plasma wirkt an diesem zweiten Port. Es wird eine frequenzabhängige Liste des Eingangs-Streuparameters gemessen und in den Simulator zur Modellbildung geladen. Die Resonanzeigenschaften können mit verschiedenen Netzwerk-Topologien nachgebildet werden. Anhand der gemessenen S-Parameter (2.4a) kann auf die Grundtopologie der Schaltung geschlossen werden. Die abgebildete Kurve zeigt die Eigenschaften eines Parallelkreises, welche um ein kurzes Leitungsstück gedreht wurde. Ein konzentrierter Parallelkreis aus  $R$ ,  $L$  und  $C$  mit einer Leitung in Reihe beschreiben das Verhalten in direkter Umgebung der Resonanzfrequenz sehr gut (2.4b). Für einen ersten Schritt genügt daher das konzentrierte Modell.

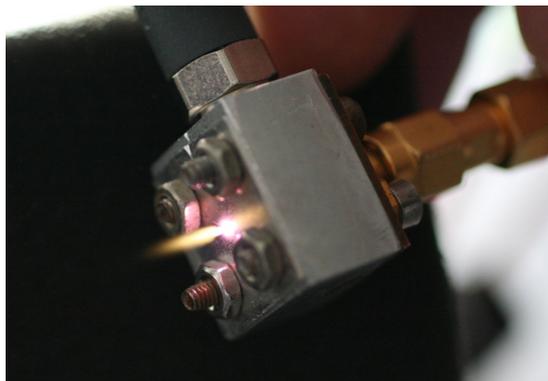
Die Elemente  $R$ ,  $L$ ,  $C$  und die Leitungslänge werden durch Annähern an die Messwerte gefunden. Aus diesen Werten der Elemente lässt sich dann die Güte des Schwingkreises berechnen. Mit einem Verlustwiderstand  $R$  von 250 Ohm, einem Kondensator  $C$  von 92.04 pF und der Induktivität von 50 pH ergibt sich eine Güte nach  $Q = R \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}$  von ca. 340.



**Abb. 2.5:** Foto des Resonators mit ohmschem Widerstand, belastete Reflexionsmessung und Ersatzschaltbild

Die im Ersatzschaltbild enthaltene Leitung dient zur Nachbildung der Kurvendrehung im Smithdiagramm und repräsentiert u.a. auch einen Versatz der Referenzebene. Dieses Ersatzschaltbild gibt das Verhalten der frequenzabhängigen Reflexion gut wieder. Nicht richtig ist dagegen eine Spannungsüberhöhung und Transformationseigenschaft beschrieben. Um den Effekt der resonanten Spannungserhöhung wiedergeben zu können, wird das Ersatzschaltbild um einen idealen Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis 1:N erweitert (Abb. 2.5c). Zur Bestimmung von N bedarf es einer weiteren Messung im belasteten Zustand. Parallel zu den Plasmaelektroden des Resonators wird ein induktionsarmer ohmscher Widerstand mit bekanntem Wert angeschlossen. Der Resonator wird belastet und ändert das Eingangsreflexionsverhalten, was sich daraufhin im S-Parameter widerspiegelt.

Abbildung 2.5a zeigt die Nahaufnahme des Resonators. Das Zentrum des Fotos zeigt die für das Plasma vorgesehene Austrittsöffnung. Direkt hinter dieser Öffnung befindet sich das Ende des verkürzten Innenleiters. Der Innenleiter und das Lochblech bilden demnach das Elektrodenpaar für die Plasmaanregung. Auf dem Bild ist weiterhin die resistive Belastung durch einen SMD-Widerstand in Bauform 0402 mit dem Wert 1 Kiloohm gezeigt. Dieser Widerstand ist auf der einen Seite mit der im unteren Teil des Bildes sichtbaren Kupferfolie verlötet. Die Kupferfolie ist einerseits mit dem Lochblech verbunden und bildet mit diesem einen induktionsarmen Kontakt. Die Kupferfolie wiederum drückt den an ihr festgelöteten SMD-Widerstand leicht gegen den Innenleiter des Resonators und belastet diesen resistiv. Die gesamte Resonatoranordnung wird mit diesem Widerstand belastet und ändert seine Eigenschaften in Bezug auf das Resonanzverhalten und die Streuparameter (2.5b). Ein Vergleich mit den unbelasteten Eigenschaften (2.4a) zeigt den deutlich kleineren Resonanzkreis als Resultat der Belastung. Diese Messwerte, speziell die Änderungen zwischen den beiden Messungen, werden nun dazu genutzt, das Übertragungsverhältnis des Übertragers im Ersatzschaltbild zu bestimmen. Im Simulator wird dazu ebenfalls der Widerstand mit einem Kiloohm auf der Sekundärseite des Transformators angeschlossen. Je nach Übertragungsverhältnis transformiert sich der Zusatzwiderstand entsprechend auf die



**Abb. 2.6:** Koaxialer  $\lambda/4$ -Resonator mit verkürztem Innenleiter im Plasmabetrieb bei 2,3 GHz

Primärseite des Transformators, was sich in der Größe des Resonanzkreises widerspiegelt. Das Übertragungsverhältnis kann dadurch in einfacher Weise determiniert werden und beträgt in diesem Fall 4,5. Im Übrigen ändert sich die Resonanzfrequenz in der betrachteten unbelasteten und belasteten Messung leicht. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in erster Linie durch einen Blindwiderstand begründet, der trotz des induktionsarmen Aufbaus hinzugekommen ist. Interessanterweise besitzt dieser Blindwiderstand einen kapazitiven Charakter.

Das Ersatzschaltbild wird u.a. dazu verwendet Leerlaufspannungen zu berechnen. So können die elektrischen Felder abgeschätzt werden, was auf die Zündwilligkeit des Plasmas schließt. Aus den 10 Watt Mikrowellen-Leistung am Eingangsport entsteht in Resonanz eine Scheitelspannung von knapp 240 V<sub>p</sub>. Das daraus resultierende elektrische Feld muss das Plasma zünden können. Dafür ist die Geometrie der Elektroden und vor allem deren Abstand entscheidend.



## 3 Plasma-Charakterisierung und -Modellierung

In diesem Kapitel wird das atmosphärische Mikrowellen-Mikroplasma näher untersucht. Es werden mikrowellentechnische Messungen vorgenommen, um besser verstehen zu können, wie das Plasma auf eine Mikrowellenanregung reagiert. Dazu werden mehrere Messverfahren vorgestellt, die die unterschiedlichen Eigenschaften des Plasmas charakterisieren sollen. Im Rahmen dieser Arbeit wird nur auf die Mikrowelleneigenschaften eingegangen, die für die Entwicklung atmosphärischer Low-Power Plasmaquellen notwendig sind.

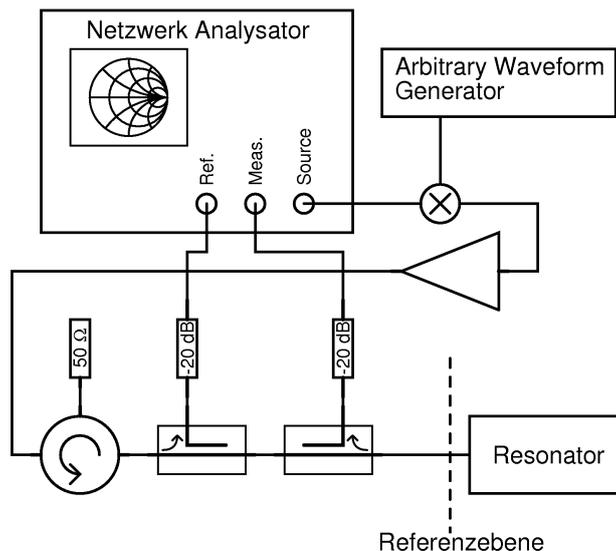
Im ersten Unterabschnitt wird die erforderliche Mikrowellenleistung, die zur Zündung erforderlich ist, näher betrachtet. Es wird gezeigt, dass das Plasma nicht reproduzierbar an einer exakt definierten Leistungsgrenze zündet, sondern einer gewissen, nicht zu vernachlässigenden Variation unterliegt. Der zweite Teil legt besonderen Wert auf die Plasmazündung. Der Zündprozess benötigt eine gewisse Zeit, die natürlich nicht null sein kann. Wie lange das Plasma benötigt, um einen eingeschwungenen Zustand zu erreichen und wovon das abhängt, wird gezeigt. Dazu wird ein Netzwerkanalyseverfahren mit dem Oszilloskop vorgestellt, um Reflexionskoeffizienten mit schneller zeitlicher Variation beobachten zu können.

Im dritten Unterkapitel wird auf die Impedanzeigenschaften eingegangen, die ein Plasma im eingeschwungenem Zustand den Elektroden bei Mikrowellenfrequenzen anbietet. Dazu wird der Resonator aus Kapitel 2.3 genutzt, um das Mikrowellen-Plasma anzuregen. Durch ein De-embedding-Verfahren kann auf die Plasma-Impedanz geschlossen werden, die für die weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit essenziell ist. Das verwendete Messsystem wird vorgestellt und erläutert.

Abschnitt 3.2 nutzt die aus 3.1.3 gewonnenen Erkenntnisse und verwendet sie für die Modellierung des dynamischen nichtlinearen Plasmaverhaltens. Es wird ein Plasmamodell vorgestellt, welches im Zeitbereich definiert ist und das nichtlineare komplexe Impedanzverhalten bei Mikrowellenfrequenzen widerspiegelt. Dieses Modell kann und wird - wie später noch gezeigt wird - im Zeitbereichssimulator sowie im Harmonic-Balance-Simulator eingesetzt. Das Modell erfasst das brennende Plasma, nicht aber dessen Zündung. Die Zündhysterese wird somit nicht wiedergegeben.

### 3.1 Die Mikrowelleneigenschaften des Plasmas

Die zur Charakterisierung notwendige Messanordnung besteht aus mehreren Komponenten. Das Herzstück dieses Systems bildet ein Vektornetzwerkanalysator (VNA). Der VNA wird dahingehend erweitert, dass Pegel über die üblichen +13 dBm hinaus erzeugt werden



**Abb. 3.1:** Messsystem für die Charakterisierung des mit Plasma belasteten Resonators

können. Dazu wird am Generatorausgang des VNAs ein Verstärker angeschlossen, gefolgt von einem Zirkulator und einem bidirektionalen Richtkoppler. Zwischen Generator und Zirkulator befindet sich zusätzlich ein Mischer der durch einen Arbiträrsignalgenerator angesteuert wird und als Amplitudenmodulator fungiert. So ist es möglich, den Mikrowellen-Pegel unabhängig vom VNA beliebig zu modulieren. In Abbildung 3.1 ist die gesamte Anordnung dargestellt, mit der in der Referenzebene Leistungen bis 30 Watt zu Verfügung gestellt werden können. In diesem Aufbau sind Reflexionen in der Referenzebene bis zu 100 % erlaubt ( $|\Gamma| = 1$ ), da der Zirkulator rücklaufenden Wellen in eine ohmsche Last umlenkt und damit den Verstärker schützt. Der Verstärker “sieht” innerhalb der Zirkulatorbandbreite Anpassung. Mehrfache Reflexionen zwischen dem DUT und dem Messsystem, welche die hinlaufende Welle verfälschen würden, können ausgeschlossen werden.

### 3.1.1 Untersuchung der Zündigenschaften

Das Plasma benötigt zum Zünden ein ausreichend hohes elektrisches Feld, um die initialen Ladungsträger, speziell die im Vergleich zu Ionen leichteren Elektronen, auf die nötige Ionisationsenergie in ausreichend kurzer Zeit beschleunigen zu können. Ist das Feld zu gering, benötigen die zu beschleunigenden Ladungsträger mehr Zeit und eine längere Strecke und stoßen mit erhöhter Wahrscheinlichkeit vor dem Erreichen dieser Geschwindigkeitsgrenze mit den neutralen Stoßpartnern zusammen. Sie geben ihre kinetische Energie ab, ohne den Stoßpartner zu ionisieren. Eine Ladungsträgervermehrung und die damit verbundene Plasmazündung ist unter diesen Umständen nicht möglich bzw. wird mit geringer werdendem Feld zunehmend unwahrscheinlicher.

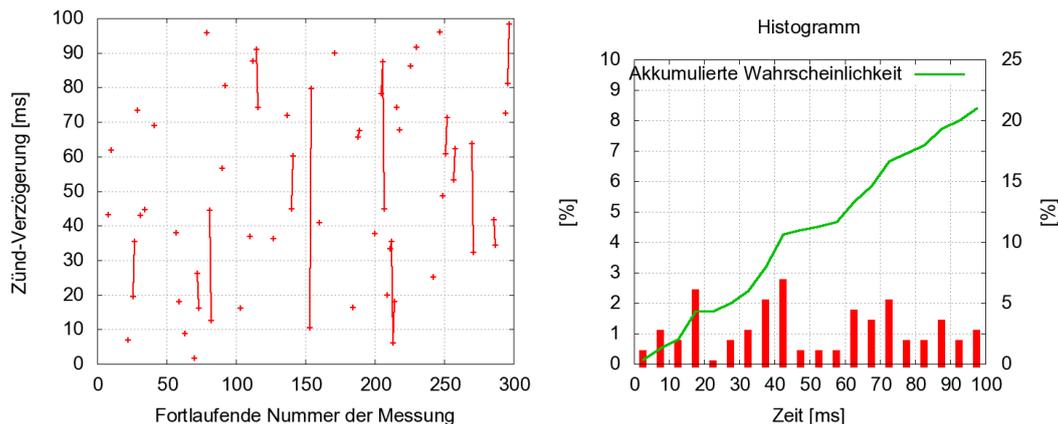
Steigt dagegen das elektrische Feld über den kritischen Bereich, können die Ladungsträger

in ausreichend kurzer Zeit und kurzem Weg auf die gewünschte Ionisationsenergie beschleunigen und neutrale Stoßpartner ionisieren. Die Ladungsträgererzeugung und -vermehrung findet statt und die Plasmazündung tritt unmittelbar ein.

Dieser Grenzwert des elektrischen Feldes ist aber kein exakt definierter Wert, der auf die Kommastelle genau angegeben werden könnte. Vielmehr unterliegt diese elektrische Größe einer starken Variation. Innerhalb gewisser Grenzen kann das Plasma zünden. Um diese Variation der Zündwahrscheinlichkeit genauer zu beschreiben, wurden folgende Untersuchungen ausgeführt. Mit dem Messsystem aus 3.1 wurde auf der Resonanzfrequenz des verkürzten koaxialen Resonators der Reflexionskoeffizient gemessen. Der VNA wurde dazu instruiert, die A-Welle und den korrigierten S11-Parameter im Zeitbereich aufzunehmen. Der Mischer wurde mit einem einzigen Rechteckimpuls angesteuert, sodass sich die Steuerspannung äquivalent in die Momentanleistung des Mikrowellensignals abbildet. Mit der steigenden Flanke am Mischer liegt das definierte CW-Mikrowellensignal für einen festen Zeitraum an. In diesem Fall 10 Watt hinlaufende Leistung für 100 ms. Danach wird das Mikrowellensignal abgeschaltet. In diesem betrachteten Zeitraum zündet das Plasma mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit. Es treten aber auch Fehlversuche auf, bei denen keine Plasmazündung auftritt. Verlängert man den Zeitraum, erhöht sich auch die Wahrscheinlichkeit. In unserem Fall wurde die Pulslänge bewusst auf genau 0.1 Sekunden gesetzt und nicht verlängert, da ab diesem Bereich der Resonator durch den Energieeintrag seine Resonanzfrequenz verschiebt und seine Übertragungseigenschaften verändert. Zur Vermeidung dieser Temperatureinflüsse wurde zusätzlich zum kurzen Mikrowellenpuls auch eine Wartezeit zwischen den Messungen eingehalten, damit der effektive Energieeintrag über einen längeren Zeitraum gegen null tendiert. Zündet das Plasma, liegt der Zündzeitpunkt je nach Verzögerung an unterschiedlicher Stelle innerhalb des Mikrowellenpulses. Der Zeitpunkt der Zündung wird anhand der schlagartigen Variation im Reflexionskoeffizienten ermittelt, dokumentiert und die Messung nach der erwähnten Pause wiederholt.

In Abbildung 3.2 ist das Ergebnis dieser Untersuchungen zur Zündverzögerung dargestellt. Zündungsvorgänge, die direkt hintereinander auftraten, sind durch eine Linie verbunden. Eine eindeutige Verteilungsfunktion kann nicht abgelesen werden. Das kann zum Einen an der geringen Anzahl an Messwerten liegen und zum Zweiten auch am geringen Zeitraum. Wie schon angedeutet, kann die Pulsbreite aber nicht beliebig vergrößert werden, ohne den Resonator auf Grund von Erwärmung nicht in seinen Eigenschaften zu ändern.

Das Experiment zeigt, dass mit einer Wahrscheinlichkeit von 20 % das Plasma innerhalb von 100 Millisekunden nach Einschalten des 10-Watt-Mikrowellensignals zündet. Aus den Kurven lässt sich auch die Wahrscheinlichkeit für kürzere Zeiträume abschätzen. In [24] hat der Autor statistische Untersuchungen für einen anderen Resonatortyp [25] gemacht. Zusätzlich wurden auch der Druck und die Leistungsabhängigkeit für die Gase Druckluft, Helium und Argon näher untersucht. Obwohl in diesen Veröffentlichungen ein anderer Resonator betrachtet wurde, ist dennoch ein Vergleich zulässig und angebracht. In [26] wurden ebenfalls Untersuchungen durchgeführt und ein einfaches Modell für die



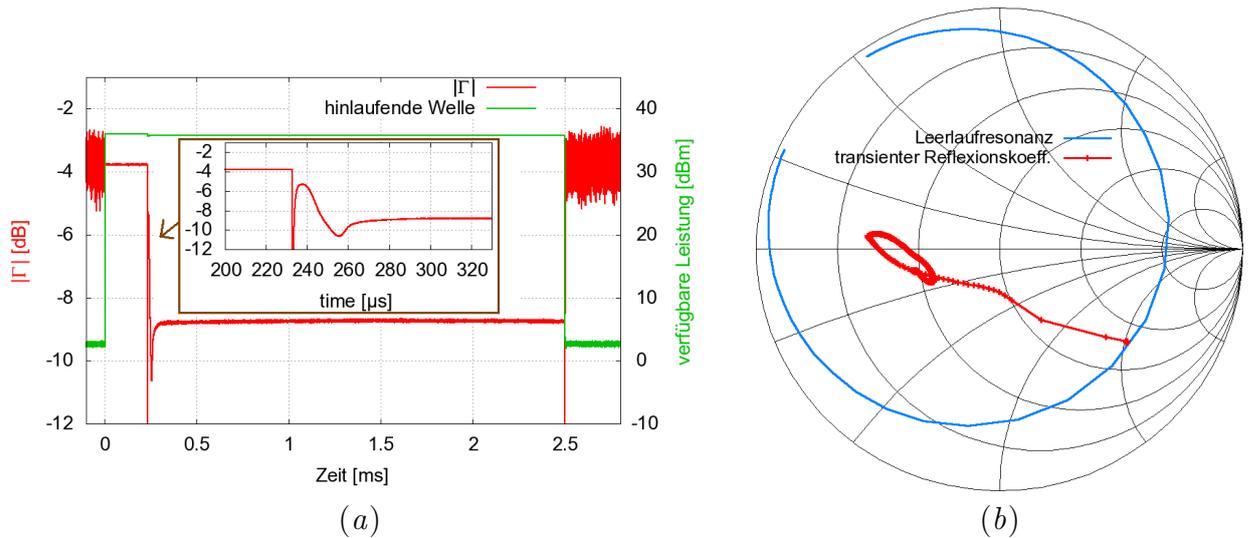
**Abb. 3.2:** Verzögerung der Plasmazündung und deren Wahrscheinlichkeit innerhalb wiederholter einzelner Mikrowellenpulse mit 100 ms Breite und konstanter verfügbarer Leistung.

Zeitabhängigkeit entwickelt.

Aus den Daten dieses Abschnitts kann geschlossen werden, dass zwischen dem Einschalten der Mikrowellenleistung und der tatsächlichen Plasmazündung mitunter Bruchteile einer Sekunde vergehen. Mit größerem Leistungsangebot erfolgt die Zündung in der Regel schneller, mit geringerer Leistung verringert sich die Zündwahrscheinlichkeit entsprechend. Für eine Plasmaquelle mit integriertem Oszillator heißt das folgendes: Der Oszillator muss für eine sichere Plasmazündung ausreichend viel Leistung bzw. Leerlaufspannung anbieten können, und als zweite Konsequenz muss der Oszillator die unterschiedlichen Impedanz- und Lastbedingungen des Resonators verkraften können und darf nicht durch diese Lastwechsel in instabile oder transistorgefährdende Regionen geraten. Unter allen Lastbedingungen darf am Transistor weder die maximale Spannung, der maximale Strom noch die Verlustleistung überschritten werden. Bei der Entwicklung entsprechender Oszillatoren mit direkter Plasmalast müssen die entsprechenden Größen beobachtet werden. Die genaue Kenntnis der Plasmalast ist daher zwingend erforderlich. Die Belastung durch die betrachteten Mikroplasmen und deren Eigenschaften wird in den folgenden Kapiteln ausführlich dargestellt.

### 3.1.2 Die Zündung zeitlich aufgelöst

Zündet das Plasma, braucht es eine gewisse Zeit um einschwingen zu können und um in einen stabilen Brennzustand zu gelangen. In diesem Abschnitt wird die Zündung eines atmosphärischen Plasmas bezüglich der Mikrowelleneigenschaften untersucht. Die Untersuchungen geschehen mit 2 Verfahren. Zuerst wird der Zündprozess im Resonator mit einem Netzwerkanalysator untersucht. Dabei kann die zeitliche Variationen von Reflexionskoeffizienten mit bis zu 10 MHz Videobandbreite verfolgt werden. Das zweite Verfahren nutzt, um die Bandbreite erheblich zu erhöhen, ein Oszilloskop als Messempfänger. Dadurch werden Videobandbreiten jenseits von 500 MHz möglich. Auf andere Verfahren, die Eigenbaulö-



**Abb. 3.3:** Zeitverlauf des am Resonatoreingang auftretenden Reflexionskoeffizienten während der Plasmazündung. Aufgenommen mit 10 MHz Empfängerbandbreite und 50 l/h Prozessgasfluss.

sungen, wie die in [27] aufgeführt, nutzen, um zeitlich aufgelöste Reflexionsmessungen vorzunehmen, wird auf Grund der Ungenauigkeit nicht eingegangen. Dieses Konzept wird auch wegen der Phasendoppeldeutigkeit des verwendeten Detektorbausteins [28] sowie dessen geringer Dynamik vom zuerst erwähnten Verfahren mit dem Netzwerkanalysator vollständig ersetzt.

Um den Zündprozess messtechnisch zu untersuchen, kann in einem ersten Schritt der bei der Plasmazündung auftretende Impedanzsprung mit dem Messsystem aus 3.1 betrachtet werden. Der Modulator wird in einer Art und Weise angesteuert, sodass ein Mikrowellenpuls von mehreren Millisekunden entsteht. Der Netzwerkanalysator wird mit der Ansteuerschaltung zur Pulserzeugung getriggert und zeichnet ein einmaliges Ereignis auf. Die Bandbreite, mit der die Messung aufgezeichnet wird, beträgt 10 MHz. In Abbildung 3.3 sind die Ergebnisse einer solchen Messung dargestellt. Es ist gut erkennbar, dass der S-Parametersprung einen schnell variierenden Anteil im ersten Moment der Zündung besitzt und danach noch einen längeren Zeitraum benötigt, um in einen eingeschwungenen Zustand zu gelangen. Das Messsystem mit dem Netzwerkanalysator eignet sich recht gut für Übersichtsmessungen im Millisekundenbereich. Es kann festgehalten werden, dass das Plasma bei konstantem Leistungsangebot ca. 100  $\mu$ s benötigt, um einen stationären Zustand zu erreichen.

Im Folgenden soll die Plasmazündung näher untersucht werden. Hauptaugenmerk wird auf den schnell variierenden Anteil der Zündung gelegt. Dazu muss das Messsystem auf breitbandigere Empfänger umgebaut werden. Der Netzwerkanalysator weicht einem Oszilloskop mit 3,5 GHz Bandbreite und 40 GSa/s Abtastrate. Das Oszilloskop ist damit schnell genug das Mikrowellensignal abzutasten. Mit 40 GSa/s sind über 15 Punkte pro Mikrowellenperiode verfügbar. Der Richtkoppler ist mit zwei Kanälen des Oszilloskops



Systemkorrektur für einen einzelnen Port angewendet. Das dazugehörige Fehlernetzwerk, welches den realen Reflexionskoeffizienten in die rohen Messdaten verwandelt, ist durch die Streu-Matrix  $\begin{pmatrix} E_d & E_r \\ 1 & E_s \end{pmatrix}$  beschrieben. In [29, 30, 31] wird auf die Netzwerkanalyse und die dazugehörigen Korrekturverfahren für Ein- und Mehrport eingegangen. [32] trägt einen ausführlichen Beitrag aus dem deutschsprachigen Raum zu diesem Thema bei. In unserem Fall interessiert allerdings nur der Eintorfall.

Die Error-Terme  $E_d$  (directivity),  $E_r$  (reflection tracking) und  $E_s$  (source match) werden durch die Gleichungen 3.1 bis 3.3 aus den gemessenen rohen Daten ( $\Gamma_{\text{short}}$ ,  $\Gamma_{\text{open}}$ ,  $\Gamma_{\text{load}}$ ) bestimmt. Die Fehlerkoeffizienten sind drei komplexe Konstanten pro Frequenzpunkt und für die folgende Systemkorrektur zwingend erforderlich.

$$E_d = \Gamma_{\text{load}} \quad (3.1)$$

$$E_r = -2 \cdot \frac{(\Gamma_{\text{load}} - \Gamma_{\text{open}}) \cdot (\Gamma_{\text{load}} - \Gamma_{\text{short}})}{\Gamma_{\text{open}} - \Gamma_{\text{short}}} \quad (3.2)$$

$$E_s = \frac{\Gamma_{\text{open}} + \Gamma_{\text{short}} - 2 \cdot \Gamma_{\text{load}}}{\Gamma_{\text{open}} - \Gamma_{\text{short}}} \quad (3.3)$$

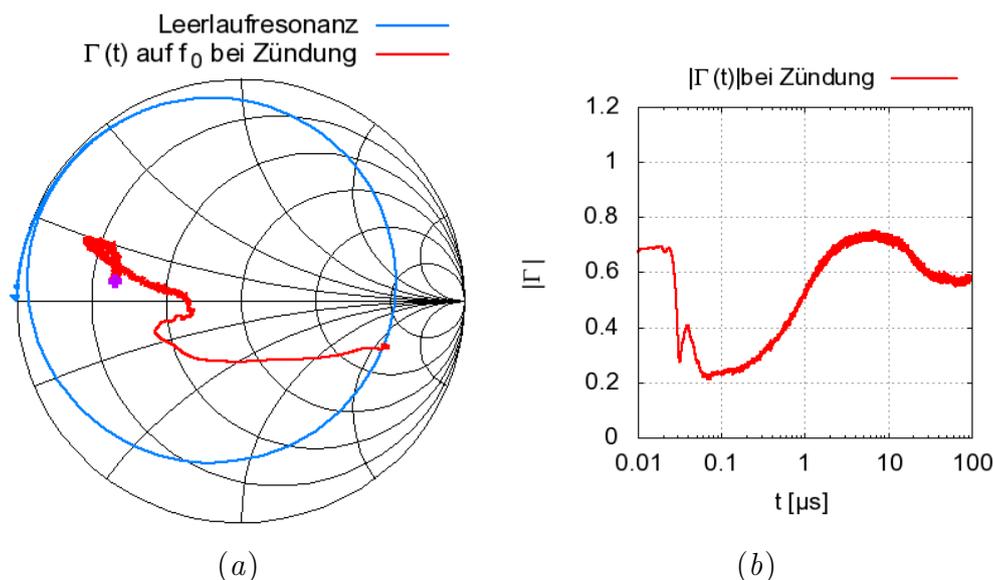
Nach erfolgter Bestimmung der Fehlerterme können die Messungen am Resonator folgen. Das verwendete Oszilloskop ist mit 10 Megapunkten Speichertiefe in der Lage einen Zeitraum von 250  $\mu\text{s}$  mit voller Abtastgeschwindigkeit aufzunehmen. Eine viertel Millisekunde ist keine große Zeitspanne. Das Oszilloskop muss demnach auf die Plasmazündung getriggert werden. Das geschieht wie folgt. Betrachten wir uns dazu noch einmal die Messung aus Abbildung 3.3. Im ersten Moment des Zündprozesses nimmt der Reflexionskoeffizient stark ab. Das heißt die b-Welle verringert sich in ihrer Amplitude ebenfalls stark (vorausgesetzt die Direktivität des im Messsystem verwendeten Richtkoppler ist nicht unterdurchschnittlich schlecht). Dieses Merkmal kann zum Triggern verwendet werden. Der Triggermechanismus des Oszilloskops wird dahingehend eingestellt, dass er ausgelöst wird, wenn das Signal am B-Kanal für eine Dauer von mehr als einer Mikrowellenperiode fehlt oder gering bleibt. Mit dieser Konfiguration ist es möglich auf die Plasmazündung gezielt zu triggern. Die Zeitbereichsdaten werden erneut nach 4.1.2 in den Frequenzbereich transformiert. Die langsame<sup>1</sup> Zeitabhängigkeit des sich ändernden Reflexionskoeffizienten bleibt erhalten. Der rohe Reflexionskoeffizient wird nun mit Hilfe der vorher bestimmten Fehlerterme korrigiert ( $\Gamma_{\text{korrigiert}}$ ). Das geschieht nach folgender Vorschrift:

$$\Gamma_{\text{korrigiert}}(t) = \frac{\Gamma_{\text{roh}}(t) - E_d}{E_r + E_s \cdot (\Gamma_{\text{roh}}(t) - E_d)} \quad (3.4)$$

Mit dem beschriebenen Verfahren kann der Reflexionskoeffizient mit Hilfe eines Oszil-

---

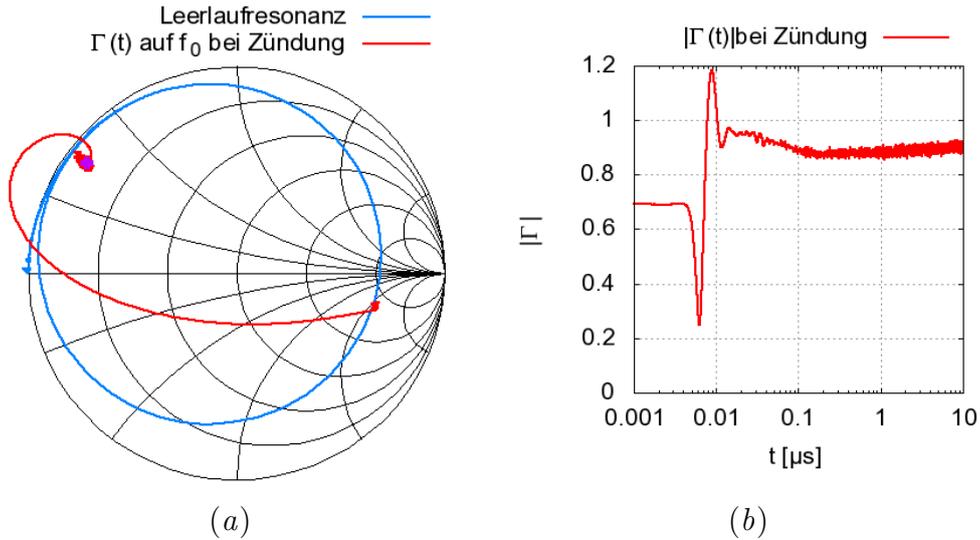
<sup>1</sup>“langsam” in Bezug auf die Signalfrequenz bei Annahme quasi-stationärer Signale. Es werden hohe Videobandbreiten mit diesem Auswerteverfahren erreicht ( $\sim 20\text{-}40\% \cdot f_0$ ).



**Abb. 3.5:** Zeitverlauf des am Resonatoreingang auftretenden Reflexionskoeffizienten während der Plasmazündung. Aufgenommen mit 400 MHz Empfängerbandbreite und 50 l/h Prozessgasfluss.

loskop bestimmt werden. Das besondere dabei ist die hohe Bandbreite des Empfängers. Netzwerkanalyse für schnell variierende Laständerungen wird dadurch erst möglich. In den nachfolgenden Messungen werden solche Spezialfälle der Mikrowellentechnik näher betrachtet. Die Auswertung und Darstellung erfolgte dabei mit einer 3dB-Videobandbreite von 400 MHz.

Abbildung 3.5 zeigt den zeitlichen Verlauf der Eingangseigenschaften des Resonators bei Plasmazündung. Der Gasfluss betrug 50 Liter Druckluft pro Stunde. In Abb. 3.5a ist der komplexe Reflexionskoeffizient im Smithdiagramm angegeben und parallel der Betrag über die Zeit in b aufgetragen. Vergleicht man die Ergebnisse mit den Daten der vorherigen weniger breitbandigen Messung, so wird festgestellt, dass der Reflexionsfaktor Gamma prinzipiell den gleichen Weg beschreitet. Allerdings fallen auch Unterschiede auf. Im ersten Moment des Zündprozesses wird ein Bogen sichtbar, der mit der langsameren Messmethode nicht erfassbar war. Diese erste Änderung des Reflexionskoeffizienten geschieht sehr schnell, sodass für diesen Bereich das Energiegleichgewicht im Resonator nicht unbedingt einen stationären Zustand erreicht. Deutlich wird dieses Verhalten bei der Betrachtung einer weiteren Messung. In diesem Fall wird der Resonator mit dem Prozessgas Helium und einem Gasfluss von 10 l/h betrieben. Die Darstellung 3.6 zeigt einen Reflexionsparameter der partiell den Einheitskreis des Smithdiagrammes verlässt und danach seinen stationären Zustand nahe der Totalreflexion findet. Wie kann ein Reflexionskoeffizient größer 1 an einer passiven Komponente entstehen? In diesem Fall geschieht die Zündung sehr schnell. Anhand des stationären Zustands kann auch die Impedanz des Plasmas abgeschätzt werden. Die Impedanz ist sehr niedrig, sodass der Resonator an den Plasmaelektroden praktisch kurzgeschlossen wird. Die Kombination aus der schnellen Zündgeschwindigkeit



**Abb. 3.6:** Breitbandige Messung zum Verlauf des Reflexionskoeffizienten bei Heliumzündung.

und der niedrigen Impedanz zwingt die im Resonator gespeicherte Energie, die sich kurz vor der Zündung in ihm befindet, sich über den Mikrowellenport abzubauen. Nur so ist der Reflexionsfaktor, der temporär einen Betrag größer Eins annimmt, erklärbar. In diesem Zeitraum gibt der Resonator einen Teil der gespeicherten Energie wieder ab. Zur Verifikation der Ergebnisse wurden die Rohdaten auch mit 800 MHz Videobandbreite in den Pseudofrequenzbereich transformiert. Die prinzipielle Kurvenform ändert sich dabei nicht, nur das Rauschen der Kurve nimmt zu.

Bei den großen betrachteten Bandbreiten stellt sich die Frage, ob die Systemkorrektur, die ja nur für einen einzigen Frequenzpunkt angenommen wurde, überhaupt noch fehlerfrei anwendbar ist. Dazu soll folgende Ausführung dargelegt werden, um die Gültigkeit der Messwerte zu bekräftigen. Schlüsselkomponenten sind der Richtkoppler und die koaxiale Leitung bis zur Referenzebene sowie der Längenunterschied der beiden Kabel, die die ausgekoppelten a- und b-Signale dem Oszilloskop zuführen. Betrachtet man den Richtkoppler nun breitbandig und bestimmt die Fehlerterme, so fällt bei guter Direktivität der flache Amplituden-Frequenzgang dieser Koeffizienten auf. Das heißt, breitbandigere Signal werden in erster Näherung in der Amplitude nicht verfälscht. Wichtig ist ebenfalls die Betrachtung des Phasenganges. Die Phasen ändern sich mit der Frequenz mehr oder weniger stark. Das hängt hauptsächlich von der Länge des Koaxialkabels ab, welches den Resonator mit dem Richtkoppler verbindet. Für solche Messungen sollte also ein sehr kurzes Kabel Verwendung finden, wenn der Resonator nicht direkt an den Koppler passt. Trotz dieser Maßnahme bleibt der Phasengang recht stark fallend, ist aber in erster Näherung linear. Betrachtet man diesen fallenden linearen Phasengang der Fehlerterme systemtheoretisch, so wird klar, dass er durch eine zeitliche Verzögerung beschrieben werden kann.

$$E_{rt}(\omega) \approx k \cdot e^{-j \cdot \varphi(f)} \Rightarrow k \cdot e^{-j \cdot \omega \cdot t_0} \bullet - \circ E_r(t) = k \cdot \delta(t - t_0) \quad (3.5)$$

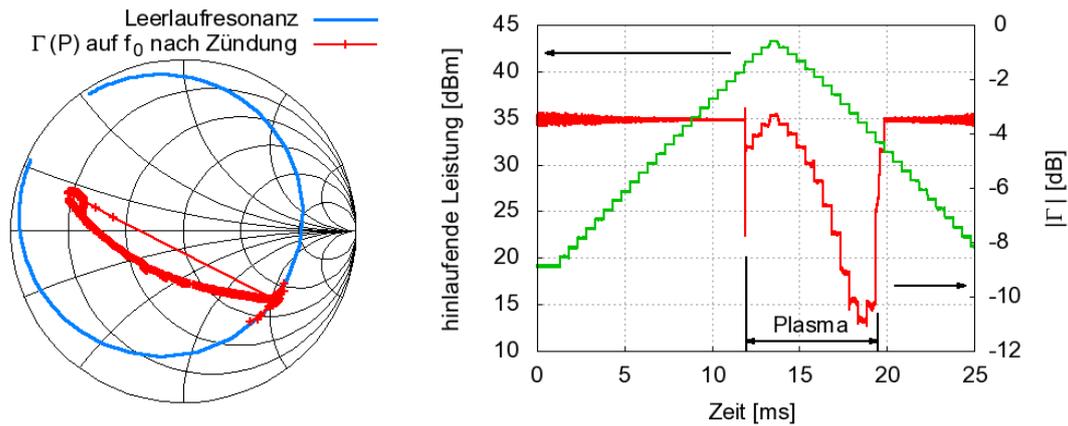
Mit den Annahmen eines konstanten Amplitudengangs und eines linearen Phasengangs, kann die Systemkorrektur um eine zeitliche Verzögerung erweitert werden. Die Verzögerung bedeutet ein Verschieben der Zeitbereichsdaten eines Kanals im Oszilloskop direkt oder nachträglich bei der Auswertung. Aus der frequenzunabhängigen Steigung des Phasengangs wird  $t_0$  nach  $F\{\delta(t - t_0)\} = e^{-j\omega t_0} \Rightarrow \varphi(f) = -2\pi t_0 \cdot f \Rightarrow -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\varphi(f)}{df} = t_0$  bestimmt. Das entspricht der Definition der Gruppenlaufzeit. Die Zeitbereichsdaten des B-Kanals werden um  $-t_0$  verzögert bzw. um  $t_0$  beschleunigt, um den Phasengang breitbandig zu nivellieren. Die zeitliche Verschiebung der Oszilloskopdaten muss natürlich auch für die Bestimmung der Fehlerterme geschehen, bevor sie zur Systemkorrektur eingesetzt werden. Mit dieser Maßnahme gewinnt die Messung an Genauigkeit. Der Vergleich zwischen Korrektur mit und ohne Verzögerung ergab aber keine größeren Unterschiede. Die Daten können daher als korrekt angesehen werden.

Die Messmethode mit dem Oszilloskop erweitert das Repertoire an Charakterisierungsmöglichkeiten im Allgemeinen und auf das Plasma bezogen. Schnelle Variationen der Streuparameter können so gemessen werden, auch für die Bestimmung der Streuparameter an mehreren Toren ist dies prinzipiell möglich. Die Untersuchung der Plasmazündung bringt indessen interessante Aspekte des Zündprozesses und wird im Kapitel 4.2.2 bei der transienten Oszillatorsimulation in abgeschwächter Form Anwendung finden. Zusätzlich zu den mikrowellentechnischen Erkenntnissen bietet die Messmethode die Möglichkeit physikalische Prozesse im Plasma besser verstehen zu können. Offensichtlich wirken sich die Gasart und der Gasdruck deutlich auf die Messwerte aus, wodurch das physikalische Verständnis des Plasmas und dessen Zündung vertieft wird.

#### 3.1.3 Die Impedanz des Plasmas

In diesem Kapitel werden die elektrischen Eigenschaften des Plasmas weitergehend untersucht. Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt interessieren hier nur stationäre d.h. eingeschwungene Zustände. Schnelle Zeitabhängigkeiten oder Variationen werden nicht betrachtet. Diese Untersuchung soll dazu beitragen, das elektrische Verständnis des Grundverhaltens und der Plasmaeigenschaften zu vertiefen. Aus den oben gemachten Messungen sind einige grundlegenden Eigenschaften schon teilweise bekannt. So ist klar, dass das Plasma mit dessen Zündung eine gewisse elektrische Leitfähigkeit erwirbt und so Einfluss auf den Resonator nimmt. Dieses Verhalten spiegelt sich in der Reflexion am Eingangsport stark wider. Diese Impedanz, die das Plasma ab der Zündung darstellt, wird nun im Detail betrachtet. Dazu werden mit Hilfe des Reflexionsfaktors und des Resonatormodells speziell diese Plasmaeigenschaften untersucht.

Die Messungen im Zeitbereich haben ergeben, dass das Plasma ca. 100  $\mu\text{s}$  benötigt, um im Zündprozess einen stationären Zustand zu erreichen. Diese Größenordnung der Zeitkonstante ist in dynamischen Messungen wichtig, um einschätzen zu können, ob eine vorliegende Plasmalast als stationär anzusehen ist oder nicht. Es interessiert besonders



**Abb. 3.7:** Leistungsvariation im Plasmabetrieb und daraus resultierende Reflexionskoeffizienten.

eine Messung, in der die anregende Mikrowellenleistung in gewissen Grenzen variiert wird. So kann der Zusammenhang zwischen Leistung und Impedanz untersucht werden. Diese Leistungsvariation in der Messung darf aber nicht so schnell geschehen, dass kein fester Endzustand erreicht wird. Dazu sind unter Anderem die Betrachtungen im vorherigen Kapitel hilfreich. Allerdings darf die Messung auch nicht beliebig lange dauern, da sich der Resonator erwärmt und damit seine Eigenschaften ändert. Temperaturänderungen sind, aufgrund thermischer Ausdehnung der Spule, mit einer Verschiebung der Resonanzfrequenz verbunden. Es muss aus den erwähnten Gründen ein gut gewählter Zeitrahmen anvisiert werden, in dem die einzelnen Messungen stattfinden.

Die folgende Charakterisierungsmethode nutzt das Messsystem aus Abbildung 3.1. Mit diesem Aufbau ist der Mischer in der Lage, das Mikrowellensignal, das am Generatorport des Netzwerkanalysators ausgegeben wird, in der Amplitude zu modulieren. Abhängig vom verwendeten Mischer, können ca. 30 dB Dynamik in der Amplitude des Mikrowellensignals erreicht werden. Es ist also möglich, den Leistungspegel in der Referenzebene von 20 mW bis 20 W mit Hilfe des Mischers zu modulieren, je nach Geschwindigkeit des Arbiträrsignalgenerators auch in kurzen Zeitbereichen. Erfolgt eine Messung, in der die Leistung von der unteren Grenze bis zur maximalen Leistung und zurück variiert wird, innerhalb 100 ms, so zeigt sich im vorliegenden Fall keine nennenswerte Erwärmung des Resonators. Für den gesamten Zeitraum wird das Resonator-Modell als gültig angesehen. Das Plasma erreicht in dieser Größenordnung der Zeitskala auch den gewünschten stationären Zustand. Wird für die Messung ein größerer Zeitraum als die 100 ms benötigt und ignoriert den Effekt des temperaturabhängigen Resonanzcharakters, kann zur Leistungsvariation auch der VNA selbst eingesetzt und auf den Modulator verzichtet werden [33]. Im Rahmen dieser Arbeit wird allerdings die oben beschriebene Methode auf Grund der höheren Genauigkeit verwendet.

Abbildung 3.7 zeigt eine Messung, in der die verfügbare Leistung innerhalb 25 ms von ca. 100 mW auf 20 Watt gesteigert wird, bevor sie wieder den ursprünglichen niedrigen Wert

erreicht. Zu sehen ist eine sehr wichtige Eigenschaft des Plasmas. Zusätzlich zum Sprung des Reflexionskoeffizienten bei Zündung zeigt sich eine starke Leistungsabhängigkeit mit brennendem Plasma. Da der Resonator mit seinen linearen Komponenten keine Leistungsabhängigkeit im Reflexionskoeffizienten aufweisen darf, implizieren die Messungen eine Leistungsabhängigkeit der Plasmaimpedanz. Das Plasma hat offensichtlich diesbezüglich einen nichtlinearen Charakter.

Um dieses Impedanzverhalten genauer zu untersuchen, werden mit Hilfe des Resonatormodells aus Abschnitt 2.3 die an den Elektroden entstehenden Spannungen und Ströme berechnet. Dieses De-embedding-Verfahren kann auf verschiedenen Wegen erfolgen. Bewährt hat sich die Rechnung mit Streuparametern. Der Versuchsaufbau des Resonators besitzt prinzipiell ein einziges 50Ω-Tor. Für das Berechnen von Spannungen, Ströme und Impedanzen in der Ebene der Elektroden wird das Ersatzschaltbild für das De-embedding um ein weiteres Tor erweitert. Dieses zweite Tor befindet sich an den Plasmaelektroden. Mit dieser Konfiguration kann sehr einfach die 2x2-Streuparametermatrix ( $S$ ) für die betrachtete Frequenz bestimmt werden, zum Beispiel im Simulator. Die Matrix des Resonators beinhaltet den grundlegenden Zusammenhang zwischen den einzelnen Wellengrößen:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Nach Umformen der Gleichung wird folgende Gesetzmäßigkeit erreicht:

$$\Gamma_{\text{Plasma}} = \frac{a_2}{b_2} \quad (3.7)$$

$$a_2 = a_1 \cdot \left( \frac{\Gamma_{\text{In}} - S_{11}}{S_{12}} \right) \quad (3.8)$$

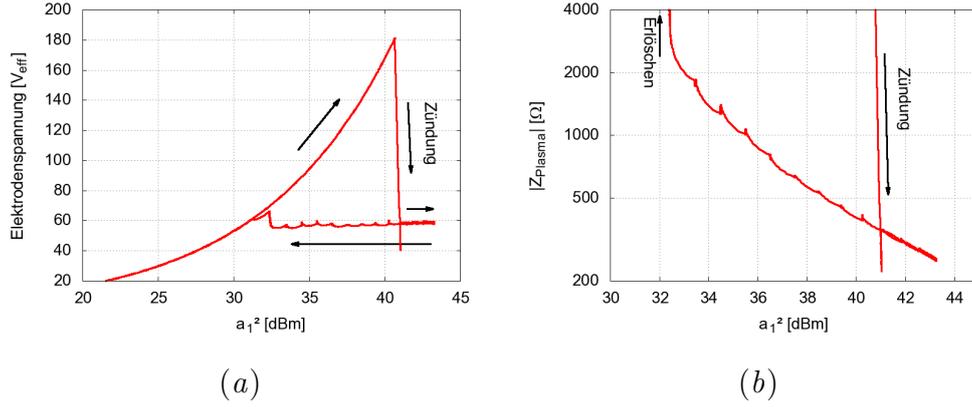
$$b_2 = a_1 \cdot \left( S_{21} + S_{22} \cdot \frac{\Gamma_{\text{In}} - S_{11}}{S_{12}} \right) \quad (3.9)$$

In den Gleichungen 3.8 und 3.9 wurde der Term  $\frac{b_1}{a_1}$  durch  $\Gamma_{\text{In}}$  ersetzt. Aus den genannten Gleichungen werden die komplexen Wellen und das Verhältnis zwischen ihnen bestimmt. Es stehen danach die Wellen an Tor 2 also an den Plasmaelektroden zur Verfügung. Das Wellenverhältnis  $\Gamma_{\text{Plasma}}$  nach 3.7 beschreibt die Reflexion einer Welle an der Plasmalast. Mit diesen Ergebnissen und Regeln kann der gemessene Eingangsreflexionskoeffizient  $\Gamma_{\text{In}}$  mit der bekannten hinlaufenden Welle  $|a_1| = \sqrt{P_{\text{hinlaufend}}}$ <sup>2</sup> in folgende essenzielle Größen umgerechnet werden. :

$$U_{\text{Plasma,eff.}} = \sqrt{Z_0} \cdot (a_2 + b_2) \quad (3.10)$$

---

<sup>2</sup>Die hinlaufende Welle wird per Konvention mit der Phase Null gesehen, wobei die Betragsfunktion hier entfallen kann. Ebenfalls sind die Wellen als effektive Größen zu sehen, wodurch in den folgenden Betrachtungen die sonst nötigen Vorfaktoren  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ,  $\frac{1}{2}$  etc. weggelassen werden.



**Abb. 3.8:** Elektrodenspannung und Betrag der Plasmaimpedanz in Abhängigkeit von der Eingangsleistung mit Druckluft als Prozessgas und 50 l/h Gasfluss.

$$Z_{\text{Plasma}} = 50 \Omega \cdot \frac{1 + \Gamma_{\text{Plasma}}}{1 - \Gamma_{\text{Plasma}}} \quad (3.11)$$

$$P_{\text{Plasma}} = \frac{U_{\text{eff.}}^2}{Z} = \frac{Z_0 \cdot (a_2 + b_2)^2}{Z_{\text{Plasma}}} \text{ bzw. } \Re(P_{\text{Plasma}}) = a_2^2 - b_2^2 \quad (3.12)$$

Mit den aufgeführten Gleichungen ist es nun möglich, aus den Messwerten der Abbildung 3.7 die Elektrodenspannung  $U_{\text{Plasma,eff.}}$  mit brennendem Plasma zu bestimmen. Es kann weiterhin die Plasmaimpedanz  $Z_{\text{Plasma}}$  und die im Plasma umgesetzte Blind- und Wirkleistung  $P_{\text{Plasma}}$  errechnet werden.

Die Abbildung 3.8 zeigt die Ergebnisse des de-embedding-Verfahrens angewandt auf die Messung. Im Bild *a* ist die Spannung zwischen den Plasmaelektroden über der Eingangsleistung am Resonator aufgetragen. Gut erkennbar ist der Hysteresencharakter des Plasmas. Aus hoher Eingangsleistung resultiert eine hohe Mikrowellenspannung zwischen den Elektroden bis das Plasma schließlich zündet. In diesem Fall bei ca. 180 V Effektivwert. Die Spannung bricht zusammen und bleibt über einen weiten Bereich des Eingangspegels nahe zu konstant. Beim Unterschreiten von 2 Watt erlischt das Plasma.

In Bild 3.8b ist der Betrag des komplexen Plasmawiderstandes betrachtet. Vor Zündung ist der Leitwert Null und die Impedanz theoretisch unendlich. Die Rechnung zeigt Werte jenseits mehrerer 10 Kiloohm, was auf Grund des 50 Ohm-Bezuges der Rechnung und der endlichen Messgenauigkeit eine gute Größenordnung darstellt. Der hohe Widerstandswert fällt beim Durchbruch auf niedrige Werte ab und ändert sich abhängig von der eingespeisten Mikrowellenenergie innerhalb einer Dekade. Hohe Leistung korreliert mit niedriger Impedanz und umgekehrt. Der Gasfluss durch den Resonator hat ebenfalls einen Einfluss auf die Widerstandswerte. Ein geringer Gasfluss bewirkt eine geringe Impedanz und mit steigendem Fluss vergrößert sich der Plasmawiderstand auch auf größere Werte. Die abgebildeten Ergebnisse beziehen sich indes nur auf einen einzigen Gasfluss-Wert von 50 l/h Druckluft. Die Phase der Impedanz, bzw. das Verhältnis Imaginär- zu Realteil, bleibt in dem Bereich des brennenden Plasmas interessanterweise nahezu konstant.

Die Veröffentlichungen von F. Iza und J. Hopwood [16], die in Abschnitt 2.1 schon im Zusammenhang mit Zündspannungen bei Mikrowellen und Atmosphärendruck erwähnt wurden, beinhalten auch Plasmaimpedanzwerte für den dort betrachteten Split-Ring-Resonator. Interessanterweise liegen diese leistungsabhängigen Impedanzen trotz abweichender Elektrodendimensionen und niedrigerer Frequenz in der gleichen Größenordnung. Auch das Verhalten des Imaginärteils in Relation zum Realteil scheint sehr ähnlich.

## 3.2 Nichtlineare Modellierung des Plasmaverhaltens

Die wichtigste Erkenntnis, die wir aus Abschnitt 3.1.3 und den gemachten Betrachtungen gewinnen, ist die nahezu konstante Brennspannung in der Elektrodenebene. Die Impedanz stellt sich dahingehend ein und belastet den Resonator entsprechend so, dass dieser Effekt resultiert. Der Phasenwinkel der Plasmaimpedanz bleibt dabei konstant.

Diese Informationen sollen nun in Form eines Mikrowellenmodells für die simulative Schaltungsentwicklung nutzbar gemacht werden. Das Plasmamodell soll das nichtlineare Brennverhalten wiedergeben. Die folgenden Ausführungen werden zum größten Teil simulatorunabhängig gemacht, obwohl die Grundidee exemplarisch mit der SDD-Komponente des Advanced Design System (ADS) der Firma Agilent umgesetzt wird. Die Abkürzung SDD steht für Symbolically Defined Device [34] und macht Zusammenhänge zwischen Strom und Spannung, die wiederum durch Gleichungen im Zeitbereich beschrieben werden, für den Simulator nutzbar. Die Idee der Zeitbereichsbeschreibung eines elektrischen Verhaltens ist sehr universell und auch in vielen anderen Simulatoren verfügbar. Zum Beispiel ist dieser Ansatz im Open-Source-Simulator QUCS<sup>3</sup> [35] oder in pSpice [36] implementiert. Im einfachsten Fall wird von einem 2-Pol ausgegangen. Dieses Eintor, mit zwei elektrischen Kontakten, wird durch ein Gleichungspaar einer elektrischen Funktion zugewiesen. Beide Gleichungen beschreiben in ihrer Summe den Stromfluss, der von einem Kontakt durch dieses Device hindurch zum Anderen fließt. Dieser Strom ist abhängig von der ersten mathematischen Beschreibung, deren Argument die Potentialdifferenz der beiden Kontakte darstellt. Diese erste Gleichung stellt also einen Zusammenhang zwischen dem Stromfluss und der anliegenden Spannung dar. Eine spannungsgesteuerte Stromquelle demnach, wobei die Steuerspannung verknüpft über beliebige lineare oder nichtlineare Funktionen Einfluss auf den Strom nehmen kann. Die zweite Gleichung dagegen nutzt nicht die Eingangsspannung als Argument, sondern deren zeitliche Ableitung. Nicht der absolute Werte der Spannung steuert den Strom, sondern die Änderungsgeschwindigkeit hat Einfluss auf den Stromfluss, wieder über beliebige Funktionen verknüpfbar. Als Beispiel sei das Gleichungspaar einer SDD-Komponente angegeben, welches das Eintor wie einen 50-Ohm-Widerstand agieren lässt:

$$I[1, 0] = v1 \cdot \frac{1}{50} \tag{3.13}$$

---

<sup>3</sup>Quite Universal Circuit Simulator

$$I[1, 1] = 0 \quad (3.14)$$

Die Syntax “ $I[1, 0]$ ” bedeutet in diesem Fall Port Nummer 1 und nullte zeitliche Ableitung. Der Stromfluss ergibt sich aus  $v_1$  dividiert durch die Zahl 50 (entspricht einem Widerstand von 50 Ohm).  $I[1, 1]$  meint wiederum Port 1, nutzt aber die erste zeitliche Ableitung der Spannung  $v_1$ . Als zweites Beispiel sei eine Blindkomponente mit kapazitivem Charakter gegeben. :

$$I[1, 0] = 0 \quad (3.15)$$

$$I[1, 1] = v_1 \cdot C = v_1 \cdot \frac{1}{-2\pi f_0 \cdot X_C} \quad (3.16)$$

$X_C$  beinhaltet einen negativen Blindwiderstand, der bei der Frequenz  $f_0$  nach außen hin sichtbar wird. Das heißt, der Strom eilt in bekannter Weise der Spannung voraus.

Mit den SDD-Komponenten lassen sich nicht allein lineare Sachverhalte beschreiben, sondern auch nichtlineare Zusammenhänge können realisiert werden. So ist es möglich, elementare mathematische Grundfunktionen zu nutzen. Arkuscosinus, Tangens, Logarithmus und die Exponentialfunktion sind nur einige wenige nichtlineare Beispiele. Auf die Nutzung solcher Funktionen zielt die nichtlineare Modellierung ab. Die Möglichkeiten der SDD-Komponente erweitern sich mit der Anzahl der Tore. So können die Gleichungen eines Tores einer Mehrtor-Komponente von den Eingangsspannungen der anderen Eingänge abhängen. Auch Kombinationen von mehreren voneinander abhängenden Signalen sind möglich.

Erinnern wir uns kurz an das Charakteristikum der Plasmaimpedanz. Ein sich ändernder komplexer Widerstand, der sich über Größenordnungen hinweg dahingehend einstellt, dass die Brennspannung praktisch leistungsunabhängig konstant bleibt. Diese Impedanz stellt einen definierten komplexen Widerstand bei der Grundwelle dar, obwohl das Plasma auch bei den Oberwellen einen gewissen Einfluss hat. In den vorangegangenen Messungen wurde der Resonator nur mit der Grundwelle angeregt, was eine Betrachtung auf den Oberwellen ausschließt. Wird das Plasma mit einem Leistungsoszillator angeregt, sind Oberwellen je nach Betriebsklasse prinzipiell mehr oder weniger vorhanden. Es wird für den weiteren Verlauf angenommen, dass die Amplituden der Oberwellen an den Elektroden des Resonators gering sind und dadurch keinen großen Einfluss auf das Plasma haben. Es wird deshalb auch der Einfluss der Oberwellenimpedanzen des Plasmas auf den Oszillator als gering und vernachlässigbar angenommen. Eine Betrachtung der Plasmaimpedanz findet in diesem ersten Plasmamodell daher ausschließlich auf der Grundwelle statt. Ein Einbeziehen der Oberwellen ist daher für erste grundlegenden Überlegungen an Mikroplasmaquellen mit integriertem Oszillator nicht zielführend. Weiterhin wird eine Frequenzumsetzung im Plasma ebenfalls nicht betrachtet. Die Erzeugung von Oberwellen durch das Plasma ist sicherlich

vorhanden, aber gering und wurde per Spektrenanalysator nicht bestätigt. Die Erzeugung von Oberwellen übertrafen nicht die vom verwendeten Verstärker erzeugten spektralen Komponenten. Wir beschränken uns deshalb auf die Annahme, dass das Plasma zwar in einer gewissen Art und Weise nichtlinear ist, aber eher träge im Vergleich zur Mikrowelle agiert. Das Plasma verhält sich zum Mikrowellensignal, wie beispielsweise die Glühbirne zum 50-Hz-Netz. Die Glühbirne ist eine gute Analogie, weil sie ähnlich nichtlinear ist. Der Widerstand der Glühwendel hängt von dessen Temperatur ab und dadurch von der Bilanz Energieeintrag/ -abstrahlung. Die Glühlampe ist demnach im elektrischen Sinn nichtlinear und erzeugt dennoch nur geringe Oberwellen. Die Temperaturänderungsgeschwindigkeit besitzt eine größere Zeitkonstante als die Periode der 50-Hz-Wechselspannung. Ähnlich ist das mit der Mikrowellenperiode und der Plasmaimpedanz. Der Widerstand ändert sich mit dem Energiegleichgewicht, nicht aber auf der Subnanosekundenskala der Mikrowellenperiode. Es ist also ausreichend, nur die Grundwellenimpedanz zu modellieren. Wie das prinzipiell geht, wurde mit den Gleichungen 3.13 bis 3.16 beispielhaft gezeigt. Ein Realteil und auch Blindwiderstände können beschrieben werden. Wie macht man die Impedanz nun leistungsabhängig und zusätzlich noch in einer langsameren Zeitskala? Das Modell braucht ein Art Gedächtnis, um einen Zeitraum länger als den der Mikrowellenperiode mit einzubeziehen. Ein integraler Anteil ist dazu nötig. Zusätzlich zum Integrator ist auch noch eine frequenzumsetzende Komponente gefordert, weil der Integrator als Tiefpass die Zeitskala/Frequenz nicht ändern kann. Mit der Betrachtung von “akkumulierten Energiemengen” und der Definition der Leistung  $P(t) = u(t) \cdot i(t)$  kommt die Multiplikation ins Spiel. Die Multiplikation bzw. Mischung von zwei Signalen ermöglicht offensichtlich die Erzeugung von neuen spektralen Komponenten. Eine niedrigere Frequenz und die damit verbundene längere Zeitskala ist natürlich das Ziel. In der Realisierung des Plasmamodells wird jedoch nicht auf die Energie als solche geachtet, sondern auf die Spannungsamplitude der Mikrowellen. Wir erinnern uns an die Konstanz der Brennspannung des betrachteten Plasmas. Diese Eigenschaft wird nun ausgenutzt, um die komplexe Impedanz im Plasmamodell zu steuern. Zusätzlich zur konstanten Brennspannung ist der konstante Phasenwinkel der komplexen Plasmaimpedanz ein weiteres Merkmal. Betrachtet man den Plasmawiderstand nach Betrag und Phase ( $Z_{\text{Plasma}} = |Z_{\text{Plasma}}| \cdot e^{j\varphi}$ ), so kann der Phasenanteil als fest abgenommen werden. Das vereinfacht die Modellierung und bedeutet für das Plasmamodell folgendes: Der Scheinwiderstand des Plasmas muss sich derart ändern, dass die Brennspannung konstant bleibt. Das dazugehörige SDD-Modell würde durch die folgenden Gleichungen beschrieben.

$$Z_{\text{Plasma}} = 250 - j150 \quad (3.17)$$

$$I[1, 0] = v1 \cdot v2 \cdot \frac{\Re(Z_{\text{Plasma}})}{|Z_{\text{Plasma}}|^2} \quad (3.18)$$

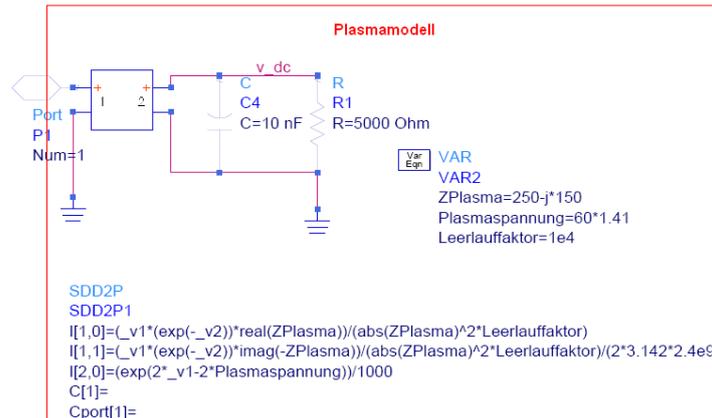
$$I[1, 1] = v1 \cdot v2 \cdot \frac{\Im(Z_{\text{Plasma}})}{|Z_{\text{Plasma}}|^2} \cdot \frac{1}{\omega_0} \quad (3.19)$$

Dieses Gleichungspaar bietet die Funktionalität einer variablen Impedanz mit konstanter Phase. Beide Definitionen sind von der Variablen  $v2$  abhängig. Mit  $v2$  wird auf den Absolutwert des Betrages der Impedanz Einfluss genommen.  $V2$  ist nicht nur eine Variable, sondern stellt die Spannungsinformation eines zweiten Ports dar. Das SDD-Modell besteht also nicht nur aus einem Tor sondern aus Zwei, beschrieben durch 2 Gleichungspaare. Mit der Spannung an Tor 2 kann die nach außen sichtbare Impedanz von Tor 1 gestellt werden. Ist die Spannung an Tor 2 Null, so fließt kein Strom an Tor 1. Tor 1 besitzt damit keine Leitfähigkeit bzw. einen unendlichen Innenwiderstand. Mit einem Volt erscheint  $Z_{\text{Plasma}}$  an Tor 1 und entspricht dem Maximalwert der gemessenen Leitfähigkeit.

Bisher ist das Modell noch unvollständig. Was fehlt ist die Steuerung der Impedanz in Abhängigkeit von der Mikrowellenspannung am Tor 1. Wie oben beschrieben, ist die Begrenzung der Brennspannung auf einen konstanten Wert das Ziel. Dazu muss die effektive Mikrowellenspannung an Tor 1 das Potential an Tor 2 ändern, aber auf einer langsameren Zeitskala. Hier wird die Funktionsweise oder die Verkoppelung der Gleichungen im Modell deutlich. Der Wirkmechanismus stellt sich wie folgt dar: Eine Mikrowellenspannung an Tor 1 hat Einfluss auf den Stromfluss oder das Potential an Tor 2. Die Spannung an Tor 2 steuert dann die Impedanz des Tors 1, wobei Tor 1 die Plasmaleitfähigkeit repräsentiert und Tor 2 ein Hilfsmittel darstellt. Um das Modell zu vervollständigen muss die Steuerspannung plausibel generiert werden. Es muss aus der Zeitabhängigkeit der Mikrowellenperiode ein langsames Signal *proportional* zur Mikrowellenamplitude erzeugt werden. Obwohl ein proportionaler Zusammenhang schon ein guter erster Schritt ist, wäre eine Steuerung der Impedanz oberhalb oder ab der Brennspannung überproportional wichtig. Das Plasma soll unterhalb der Brennspannung ausgeschaltet bzw. hochohmig sein und ab der Brennspannung eben so reagieren wie es die Messung zeigt. Um die Steuerspannung zu generieren, wird aus dem Mikrowellensignal über eine nichtlineare Funktion ein Gleichanteil an Tor 2 in Form eines Stromes erzeugt.

$$I[2, 0] = \frac{1}{1000} \cdot e^{2 \cdot (v1 - \sqrt{2} \cdot \text{Brennspannung})} \quad (3.20)$$

Die Gleichung beschreibt einen Stromfluss an Tor 2 in Abhängigkeit von der Spannung an Tor 1, und das über die Exponentialfunktion gekoppelt. Die Faktoren 2 und 1000 sind für die Funktionsweise eher nebensächlich, erhöhen in Zusammenhang mit der peripheren Beschaltung der SDD-Komponente die Stabilität und das Konvergenzverhalten während der Simulation. Zurück zum Strom, der durch die Kopplung an das Mikrowellensignal entsteht. Er ist je nach Größe der Amplitude mehr oder weniger stark gleichanteilbehaftet. Im Exponenten steht die Differenz zwischen der Mikrowellenspannung und der Brennspannung, mit dem Effekt, dass Amplituden unterhalb der Brennspannung sehr geringe Ströme erzeugen und oberhalb schnell ansteigende große Ströme. Schließt man nun einen

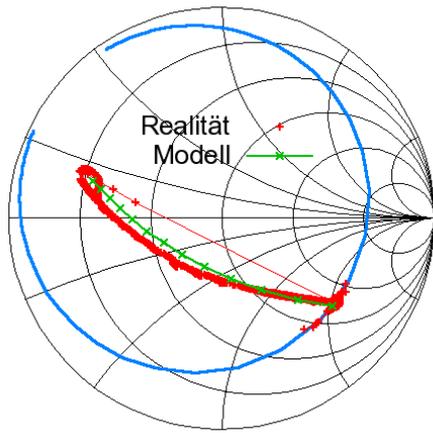


**Abb. 3.9:** Nichtlineare Implementierung des Plasmaverhaltens.

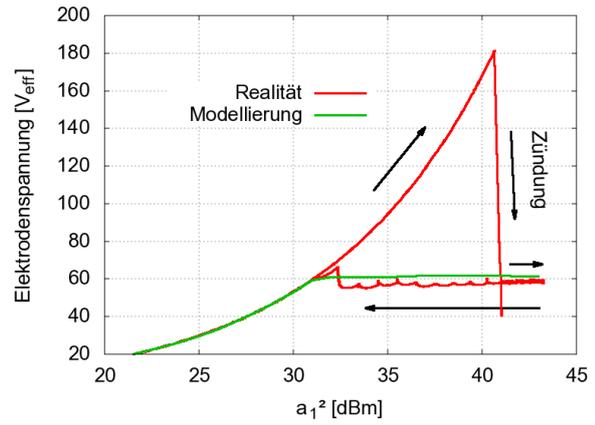
Kondensator an das Tor 2 an, so akkumuliert dieser den Strom und gibt die Summe bzw. das Integral des Stromes über die Zeit in Form der Spannung zurück. Die Kombination aus der letzten Gleichung und dem Kondensator mit ohmschen Parallelwiderstand als Last des zweiten Tors komplettieren das Plasmamodell.

Das Plasmamodell als ADS-Implementierung ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Alle folgenden Simulationen und die Entwicklung der Plasmaquelle beruhen auf diesem Modell bzw. dieser Grundidee, das nichtlineare Plasmaverhalten zu modellieren. Zur Kontrolle der Funktion wird das Modell mit dem konzentrierten Resonatorsatzschaltbild aus Abbildung 2.5 verbunden und eine Mikrowellenleistungsvariation auf der Resonanzfrequenz durchgeführt. Die Messwerte, aus denen auch das Modell entstand, sind mit den Ergebnissen aus der Plasmamodell-Simulation in den Grafiken 3.10 gegenübergestellt. Der Reflexionskoeffizient reagiert auf die Leistungsvariation sehr ähnlich dem realen Verhalten. Die geringen Abweichungen sind vernachlässigbar klein. Es geht darum das prinzipielle Verhalten nachzubilden und nicht jedes noch so unbedeutende Detail zu modellieren. Die Elektroden spannung folgt ebenfalls der Idee und wird im interessanten Leistungsbereich sicher auf die konstante Brennspannung begrenzt. Das Modell bietet dem angeschlossenen Generator (später dem Oszillator) den aus der Messung bekannten komplexen Widerstand des brennenden Plasmas an. Im rechten Bild ist zusätzlich das Fehlen der Hysterese erkennbar, die nicht modelliert wurde. Mit diesem Modell wird also die nichtlineare Eigenschaft eines brennenden Plasmas bezüglich des Mikrowellenverhaltens nachgebildet. Es wurde in [37] publiziert und gilt nur für den betrachteten Frequenzbereich, das Prozessgas Luft, die genannten Gasflussbedingungen und die verwendete Elektrodengeometrie. Stickstoff und Sauerstoff verhalten sich bezüglich der Mikrowelleneigenschaften sehr ähnlich wie Luft. Argon und Helium dagegen nicht (Vergleich 3.5 und 3.6). Wahrscheinlich<sup>4</sup> unterscheiden sich auch die restlichen Edelgase stark vom Luftplasma. Das vorgestellte Modell ist in dieser ersten Iteration mit den Parametern Brennspannung und komplexer Widerstand nur für das

<sup>4</sup>Annahme begründet durch den atomaren Charakter der Edelgase. Alle Gase der unedlen Hauptgruppen kommen in der stabilen Variante nur molekular vor.



(a)



(b)

**Abb. 3.10:** Messwerte und Simulationsergebnisse im direkten Vergleich

Luftplasma ausgelegt und gültig.



## 4 Mikrowellen-Leistungoszillatoren zur Plasmaerzeugung

Das folgende Kapitel behandelt die Mikrowellenerzeugung in atmosphärischen Plasmaquellen und stellt den Hauptteil dieser Arbeit dar. Es wird dabei auf den Entwicklungsprozess von *integrierten* Plasmaquellen eingegangen, wobei sich die Integration auf das Zusammenführen der Struktur für die Plasmaerzeugung mit einem Leistungoszillator für die Signalerzeugung bezieht. Die Besonderheit bei diesen Oszillatoren umfasst mehrere Aspekte. Den ersten Punkt stellt die integrierte Last dar. Das heißt, der Oszillator besitzt keinen expliziten Mikrowellen-Ausgangsport. Das erschwert die Möglichkeiten zur Charakterisierung des Oszillators bzw. fordert neue, auf das Problem zugeschnittene Messmethoden. Im Unterkapitel 4.1.1 wird eine solche Methode eingeführt, die Auxiliary-Generator-Methode oder kurz AG-Methode. Sie ist für den Entwicklungsprozess zwingend notwendig und bietet die Möglichkeit zur Charakterisierung von Oszillatoren. Eine Kontrolle der Kleinsignal-Anschwingbedingungen kann so überprüft und visualisiert werden. Zusätzlich bietet die AG-Methode die Möglichkeit, den Großsignal-Arbeitspunkt für den eingeschwingenen Großsignalfall zu bestimmen. Das ist besonders für Leistungoszillatoren wichtig.

Ein weiteres Alleinstellungsmerkmal der untersuchten Oszillatoren ist die Nichtlinearität der Plasma-Last. Wie im Kapitel 3 ausführlich gezeigt wurde, ist die Plasmalast keine als konstant anzunehmende Größe. Sie ist leistungsabhängig und ändert sich bei Zündung des Plasmas erheblich. Trotz der verschiedenen und stark unterschiedlichen Lastbedingungen muss für den Oszillator in allen Zuständen die nötige Schwingbedingung erfüllt sein.

In Abschnitt 4.2 wird auf den Entwicklungsprozess integrierter Plasmaquellen eingegangen. Dazu wird unter Anderem die eingeführte AG-Methode benutzt, um die betrachteten Oszillatorschaltungen in der Kleinsignalsimulation und für den Großsignalfall zu charakterisieren. Parallel werden gemessene Daten realisierter Oszillatoren herangezogen, um Simulation und Realität miteinander zu vergleichen. Als Ausgangspunkt wird der rückgekoppelte Verstärker betrachtet. Es zeigt sich aber schnell, dass diese einfache Ansichtweise nur teilweise die Realität widerspiegelt. Die Topologie des entwickelten Oszillators wird vorgestellt und zeigt interessante Aspekte in Bezug auf das Verhalten bei Plasmazündung. Ganz besonders hat sich für die Betrachtung des Großsignalverhaltens die Zeitbereichssimulation bewährt, deren Ergebnisse mit einiger mathematischer Nachbearbeitung sehr aussagekräftig werden. Dieser mathematische Verarbeitungsschritt wird in Abschnitt 4.1.2 eingeführt und begleitet die Zeitbereichssimulationen fortan.

Durch die Zeitbereichssimulation können Oszillatoren mit Plasmalast charakterisiert werden. Diese Simulationstechnik bietet eine durchgehende Lösung vom Anschwingen bis zum

Erreichen des eingeschwungenen Großsignalarbeitspunktes an. Zusätzlich kann auch die Plasmazündung emuliert werden, obwohl das vorgestellte Plasmamodell die Hysterese der Zündung gar nicht beschreibt.

Die Harmonic-Balance-Simulation (HB) kann dagegen nur eingeschwungene Zustände berechnen. Ein Blick auf die Schaltung während des dynamischen Zündprozesses ist somit nicht möglich. Dagegen eignet sie sich für schnelle Optimierungsvorgänge hervorragend. Ob mit oder ohne Plasmalast dauert eine HB-Simulation eines Leistungoszillators in der Regel nur wenige Sekunden, bis ein Ergebnis zur Verfügung steht. Die transiente Simulation nimmt dagegen mehrere Minuten in Anspruch und benötigt danach noch einiges an Zeit für die mathematische Nachbearbeitung. Beide Simulationsverfahren bieten somit Vor- und Nachteile, können sich aber nicht gegenseitig ersetzen. Ein Vergleich zwischen den Ergebnissen beider Methoden wird gegeben. Dabei werden auch experimentelle Ergebnisse einbezogen, obwohl die messtechnischen Mittel für diesen speziellen Oszillatortyp sehr begrenzt sind.

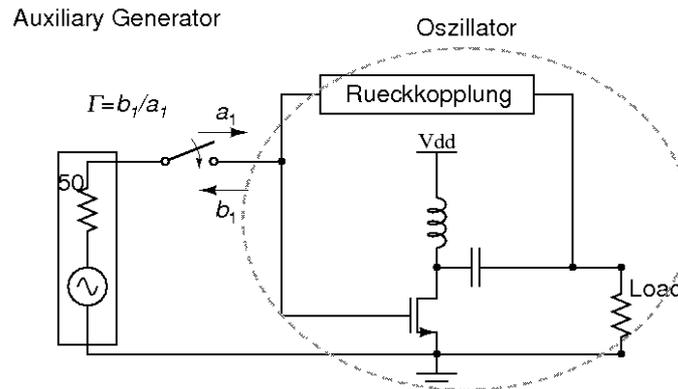
Bevor auf die Großsignalsimulationen eingegangen wird, werden Kleinsignalbetrachtungen angeführt, die für ein sicheres Überwachen der Anschwingbedingung unerlässlich sind. Dazu werden die Ergebnisse der AG-Methode mit den hinreichend bekannten Oszillationsbedingungen (Kriterien nach Barkhausen und Strecker-Nyquist) bezogen auf Amplitude, Phase und Phasenrichtung näher betrachtet. Eine Charakterisierung ist unter Kleinsignalbedingung durch die AG-Methode ohne das Auftrennen der Oszillatorschleife möglich und damit sehr nützlich.

Die AG-Methode bietet somit aussagekräftige und vor allem messtechnisch erfassbare Ergebnisse in Klein- und Großsignalverhalten, ohne den Oszillator all zu sehr zu beeinflussen.

## 4.1 Wichtige Methodiken

### 4.1.1 Die Auxiliary Generator Methode

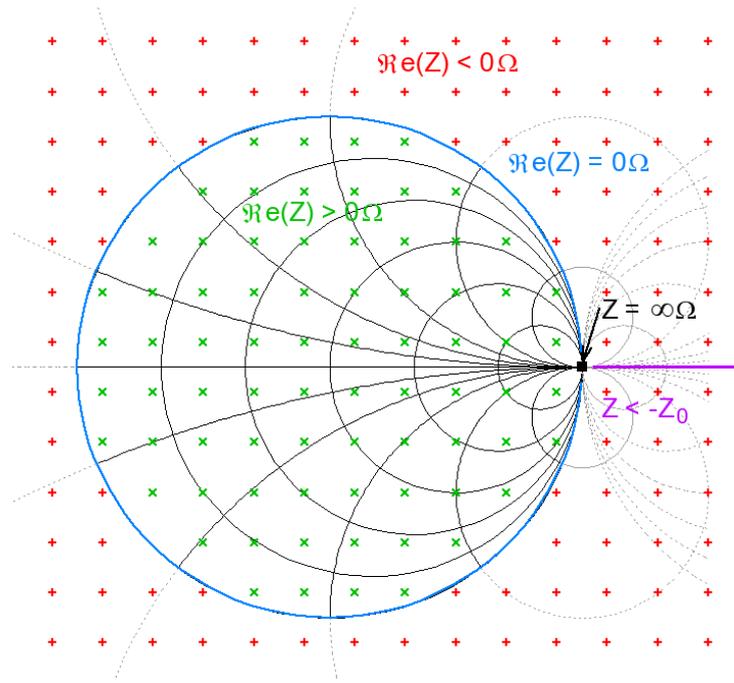
Die folgende Methode kann sowohl in der Schaltungssimulation verwendet werden, um den betrachteten Oszillator zu entwickeln, als auch bei Messungen am realisierten Aufbau der Schaltung. Grundidee bei diesem Verfahren ist das Dazuschalten einer externen zusätzlichen Signalquelle. Praktischerweise wird eine Signalquelle mit  $50\ \Omega$  Innenwiderstand verwendet, um für die Simulationsumgebung und später auch für die experimentelle Umsetzung gleiche Voraussetzung zu schaffen. Diese Signalquelle wird mit einem Knoten des Oszillators verbunden und wird im Folgendem als Auxiliary Generator oder kurz AG bezeichnet. Da Oszillatorschaltungen in der Regel aus mehreren Knoten und Maschen bestehen, ist die Wahl des richtigen Anschlusspunktes sehr wichtig. In Frage kommen dafür Punkte, an denen die  $50\ \Omega$ -Last des Hilfsgenerator für den Oszillator eine große Beeinflussung und Last darstellt. Die zusätzliche Belastung des Oszillators mag zunächst verwundern, da sie die Eigenschaften der betrachteten Schaltung vorerst erheblich verändert. Knoten



**Abb. 4.1:** Grundprinzip der Auxiliary-Generator-Methode

an denen das Verhältnis von auftretender Spannung und durchflossenem Strom einen hohen Wert bildet, eignen sich daher gut. Solche Knotenpunkte sind hochohmig und durch die zusätzliche 50  $\Omega$ -Belastung stark beeinflussbar. Strombäuche mit geringer Spannung eignen sich, bedingt durch ihr niederohmiges Verhalten, weniger. Abbildung 4.1 stellt die Grundidee der AG-Methode dar.

Das Netzwerk in diesem Bild lässt sich grob in zwei Teile aufspalten. Die rechte Seite stellt einen generischen Oszillator dar, der stellvertretend für verschiedenste Topologien stehen soll. Auf der linken Seite ist die Hilfsquelle platziert, die vereinfacht als Generator mit 50  $\Omega$  Innenwiderstand implementiert ist. Wird die Amplitude der Wechselspannungsquelle im Generator auf Null gesetzt, stellt er eine zusätzliche rein reelle Last für den Oszillator dar. Der Oszillator "sieht" in diesem Fall an dem Kontaktpunkt eine zusätzliche Belastung in Form des Innenwiderstandes des Auxiliary Generator. Die Schaltung besitzt somit ein anderes Verhalten als ursprünglich ohne diese zusätzliche Belastung. Das stellt, wie sich noch zeigen wird, keinen Nachteil dar. Der Gewinn, den man durch dieses Vorgehen erhält, ist die Möglichkeit mit dem AG in den Oszillator in mikrowellentechnischer Hinsicht "hineinzublicken". Dazu wird der Auxiliary Generator eingeschaltet und speist nun eine Welle  $a_1$  in den Oszillator ein (siehe 4.1). Der Oszillator antwortet auf die einfallenden Wellen des 50  $\Omega$ -Systems. So ist es möglich das Verhältnis von reflektierter und hinlaufender Welle zu bestimmen ( $\Gamma = \frac{b_1}{a_1}$ ). Dieses Verhältnis ist hinreichend als Eintor-S-Parameter oder Reflexionskoeffizient bekannt. Die Verhältnisbildung kann sowohl im Schaltungssimulator während der Oszillatorenwicklung im Klein- und Großsignalfall geschehen als auch bei der experimentellen Charakterisierung im Messlabor und bietet die Möglichkeit die Realisierungen von Oszillatoren mit den vorangegangenen Simulationen zu vergleichen. Ist der betrachtete Oszillator schwingfähig und erfüllt somit die Bedingungen wie Umlaufverstärkung, Phasenbedingung und geforderte Richtung des Phasenulldurchgangs, so spiegelt sich das im Reflexionskoeffizienten in folgender Weise wider: Der gewonnene Reflexionskoeffizient  $\Gamma$  nimmt partiell Werte betragsmäßig größer 1 an und verlässt somit



**Abb. 4.2:** Generelle Impedanzbereiche im Smith-Diagramm

den Einheitskreis des Smithdiagrammes. Für diesen Fall stellt die Schaltung eine Energiequelle dar, weil die reflektierte Welle mehr Leistung beinhaltet als die hinlaufende. Somit besitzt der äquivalente Widerstand in der Referenzebene einen negativen Realteil. Die erste Voraussetzung für ein potentielles Anschwingen des Oszillators ist gegeben.

Die zweite Bedingung, die an die Schaltung gestellt wird, betrifft die Phase des Reflexionskoeffizienten  $\Gamma$ . Er muss die reelle Achse der kartesischen S-Darstellung schneiden, während die Kurve außerhalb des Einheitskreis des Smithdiagrammes ist. Der Schnittpunkt repräsentiert in diesem Fall einen rein reellen negativen Widerstand in der Referenzebene. Damit ist auch die Phasenbedingung für Oszillatoren erfüllt. Phasen- und Amplitudenbedingung werden wie beschrieben in die S-Ebene abgebildet. Damit können schon zwei der drei wichtigen Bedingungen für ein Anschwingen von Oszillatoren in der S-Darstellung abgelesen werden. Die dritte Bedingung umfasst die Laufrichtung der Phase aus der bekannten klassischen Darstellung (Nyquist). Sie ist in der S-Ebene erfüllt, wenn die  $\Gamma$ -Kurve mit steigender Frequenz die reelle Achse gegenläufig zum mathematisch positiven Drehsinn (d.h. im Uhrzeigersinn) schneidet. Die 3 Bedingungen können in der S-Ebene wie folgt beschrieben werden:

$$|\Gamma| > 1 \quad (4.1)$$

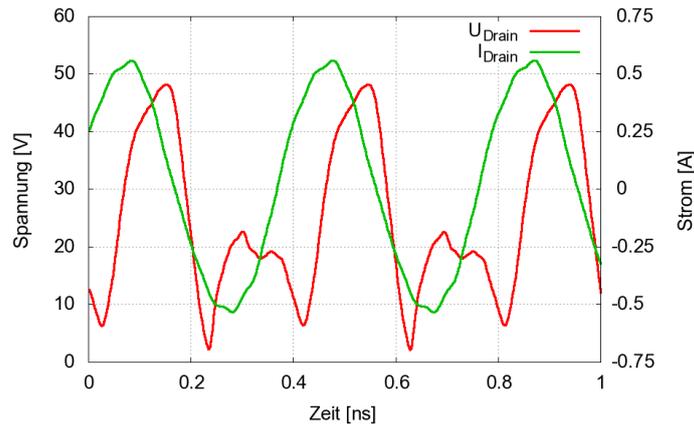
$$\angle \Gamma = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{d\angle \Gamma}{df} < 0 \quad (4.3)$$

Existiert ein Frequenzpunkt der die drei genannten Bedingungen erfüllt, so kann von einem Anschwingen nach Öffnen der Verbindung zwischen Hilfsgenerator und Schaltung ausgegangen werden. Für den Entwicklungsprozess von Oszillatoren wird das Erstreben dieser Bedingungen eine Strategie im Schaltungsentwurf. Diese Zusammenhänge stellen nicht nur die Grundidee für den Designprozess von Oszillatoren in dieser Arbeit dar, sondern schaffen außerdem die nötige Basis für eine neue Charakterisierungsmethode solcher Oszillatoren.

Ein Einfluss des Auxiliary Generator auf die untersuchte Oszillatorschaltung ist vorhanden, solange Strom in der Referenzebene zwischen AG und DUT fließt. Es ist ersichtlich, dass mit kleiner werdendem Strom auch der Einfluss des AG's auf die Schaltung abnimmt. Erreicht der Strom den Wert Null, so verschwindet jeglicher Einfluss und es scheint so, als ob der Oszillator nun ganz allein schwingt und die externe Anregung durch den AG faktisch unnötig ist. Bei diesem Punkt erreicht  $\Gamma$  den Wert 1 (Open-Punkt im Smithdiagramm) und repräsentiert den stromlosen Fall. Doch wie erreicht man diesen Punkt, der den eingeschwungenen Zustand darstellt und bei der gerade alle Verluste im Oszillator (verursacht durch die Last, Erwärmung und Abstrahlung) im Gleichgewicht mit der erzeugten Leistung stehen? Dieser Punkt wird nur bei vollständiger Beschreibung des System, d.h. im Großsignalfall, erreicht, bei dem Kompressionseffekte des Transistors den Aufschwingvorgang begrenzen. Für ein Erreichen des eingeschwungenen Großsignalpunktes ist es zweckmäßig vom Kleinsignalpunkt auszugehen, bei denen die oben genannten 3 Bedingungen gelten. Ausgehend von diesem Punkt wird mit festgehaltener Frequenz Schritt für Schritt die Amplitude des Anregungssignals des Hilfsgenerators erhöht. In der Regel muss dabei die Frequenz leicht nachgestellt werden, um die 3 Oszillationsbedingungen, speziell die Phasenbedingung, kontinuierlich einzuhalten. Besonders die Änderung der Phase, welche eine Frequenzänderung im Oszillator bewirkt, ist ein charakteristisches Merkmal, das Groß- und Kleinsignalfall voneinander unterscheidet.

In der Literatur ist ein solches Vorgehen mit der Verwendung einer Hilfsquelle zum gezielten Erstreben der Oszillationsbedingung nach Kenntnis des Autors unbekannt. Ein Verfahren das eine Hilfsquelle im simulativen Kontext verwendet und das Ähnlichkeiten zum vorgestellten Ansatz besitzt, ist in [38] und [39] gegeben. In diesen Arbeiten wird eine idealisierte Wechselspannungsquelle an den Schaltoszillator angeschlossen und dadurch eine Optimierung angestrebt. Durch Variation der Amplitude und der Frequenz kann der Einfluss der einzelnen Bauelemente im Oszillator bei Großsignalaussteuerung untersucht werden. Finden sich Konstellationen bei denen der Strom durch die Wechselspannungsquelle bei Grund- und Oberwellen gegen Null geht, ist ein eingeschwungener Arbeitspunkt des Oszillators gefunden. Die Bezeichnung "Auxiliary Generator" (Hilfsgenerator) wurde durch die treffende Beschreibung dieser Komponente in diese Arbeit übernommen.



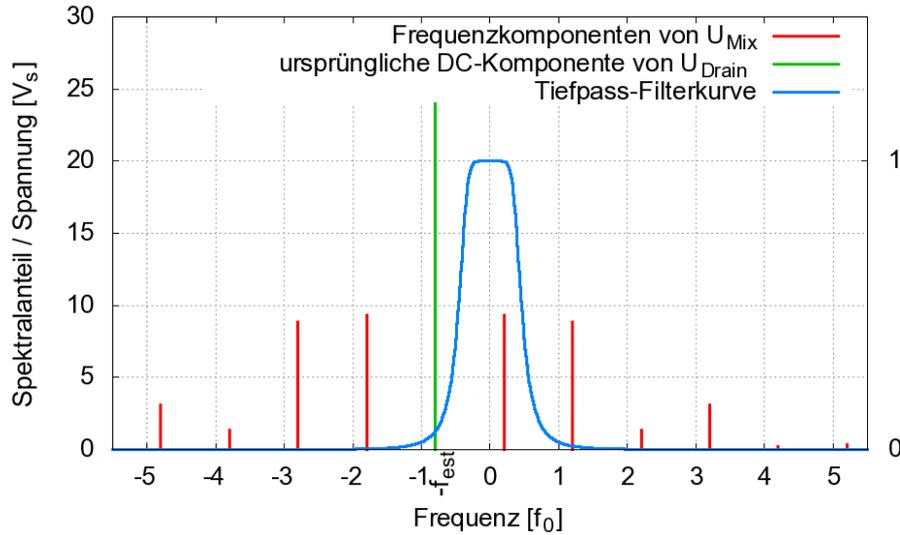
**Abb. 4.3:** Exemplarische Zeitbereichsdaten zur Demonstration der Heterodynverarbeitung

### 4.1.2 Heterodyn-Verarbeitung von Zeitbereichsdaten

In diesem Unterkapitel wird ein weiteres wichtiges Hilfsmittel vorgestellt. Es handelt sich dabei um ein Auswerteverfahren, um Zeitbereichsdaten aus der transienten Simulation oder Messwerte aus dem Oszilloskop besser interpretieren zu können. Diese Methodik ist anwendbar für *periodische* Signale, die *äquidistant* abgetastet wurden. Für die Motivation sei Abbildung 4.3 angegeben. Dargestellt ist exemplarisch der zeitliche Verlauf der Drain-Spannung sowie des Drainstromes eines HEMTs in einer Oszillatorschaltung. Die Spannung ist stark oberwellenbehaftet und der Strom ist durch eine geeignete resonante Last weniger davon betroffen. Die Frequenz kann über die Periodendauer des Signals ( $f = \frac{1}{T_0}$ ) bestimmt werden, was aber recht unhandlich und mühselig ist. Weniger gut erkennbar sind die komplexen Zeigergrößen ( $\underline{U}$ ,  $\underline{I}$ ) der einzelnen Frequenzkomponenten. Auch Blind- und Wirkleistungsfluss ( $\underline{P} = \frac{1}{2} \cdot \underline{U} \cdot \underline{I}^*$ ) in der Ebene zum angeschlossenen Netzwerk sind mit bloßem Auge eigentlich nicht zu entschlüsseln. Der komplexe Widerstand ( $\underline{Z} = \frac{\underline{U}}{\underline{I}}$ ) ist ebenso nicht fassbar.

Die im folgenden beschriebene Methode hilft an dieser Stelle bei der Interpretation der Zeitbereichsdaten. Sie hebt die vorangestellten Nachteile auf und verstärkt den Nutzen einer Zeitbereichssimulation. Zusätzlich eröffnet sie auch die Möglichkeit, mit dem Oszilloskop Netzwerkanalyse in Schaltungen zu betreiben sowie transiente Frequenzverläufe und Einschwingvorgänge an Oszillatoren aufzunehmen.

Am gezeigten Spannungsverlauf  $u_{Drain}(t)$  wird *exemplarisch* die Vorgehensweise des Heterodynverfahrens beschrieben. Im ersten von drei Schritten überlagert man dem Signal ein harmonisches *komplexes Schätzsignal* mit der Frequenz  $f_{est}$  (Gleichung 4.4). Das “est” steht dabei abkürzend für Estimation, also Abschätzung. Die Frequenz muss im Vorfeld grob abgeschätzt werden, zum Beispiel über die reziproke Periodendauer. Die Schätzfrequenz sollte in der Nähe des tatsächlichen Signals liegen, z.B. im Bereich von  $\pm 20\%$  des zu betrachtenden Signals. Sie muss aber nicht zwingend größer oder kleiner sein.



**Abb. 4.4:** Frequenzbereichsdarstellung des gemischten Signals  $U_{Mix}$

$$\underline{u}_{Mix}(t) = u_{Drain}(t) \cdot 2 \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_{est} \cdot t} \quad (4.4)$$

Die Multiplikation mit dem komplexen rotierenden Zeiger im Zeitbereich  $e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_{est} \cdot t}$  hat die Faltung im Frequenzbereich mit der Dirac-Funktion  $\delta(\omega + \omega_{est})$ <sup>1</sup> zur Folge. Eine Verschiebung des kompletten Frequenzspektrums von  $u_{Drain}(t)$  um  $f_{est}$  zu kleineren Frequenzen hin ist das Ergebnis. Die Abbildung 4.4 verdeutlicht die Wirkung des ersten Schrittes im Heterodynverfahren und zeigt die Scheitelwerte der spektralen Komponenten des Signals. Der zweite Schritt umfasst ein Filtern des gemischten Signals. Praktischerweise wird dazu ein Tiefpass genutzt, der auf den reellen und imaginären Anteil wirkt (Gleichung 4.5).

$$\underline{U}(t) = \Re(\underline{u}_{Mix}(t)) \star h_{TP}(t) + j \cdot \Im(\underline{u}_{Mix}(t)) \star h_{TP}(t) \quad (4.5)$$

Alle Frequenzkomponenten, bis auf die ursprüngliche Grundwelle, fallen durch diesen Schritt aus der weiteren Betrachtung heraus. In den folgenden Ausführungen wird als Filtertyp der Butterworth-Ansatz verwendet, weil er durch die niedrige Welligkeit im Durchlassbereich einen Vorteil bietet. Eine Amplitudenkorrektur ist somit in vielen Fällen nicht nötig.

Was wird durch diese ersten beiden Schritte gewonnen? Es entsteht ein komplexes Signal welches im Frequenzbereich nicht symmetrisch der Frequenz Null ist. Die Folge ist ein Signal mit *konstantem* Betrag über der Zeit. Eine sich mit der Periodendauer ändernde Amplitude ist nur noch vorhanden, wenn Real- oder Imaginärteil separat betrachtet werden.

<sup>1</sup>Das Minuszeichen im Exponenten von  $2 \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_{est} \cdot t}$  bewirkt eine fallende Phase über der Zeit. Der entstehende Zeiger rotiert sozusagen mit der Schätzfrequenz rückwärts und beschreibt dadurch eigentlich eine negative Frequenz. Als Konvention wird die Schätzfrequenz als positiv angenommen, obwohl sich der Zeiger gegen den mathematisch positiven Drehsinn bewegt. Die Konsequenz daraus ist, dass die Fourier-Transformierte des Schätzsignals gleich  $\delta(\omega + \omega_{est})$  ist.

Der Betrag zeigt dieses periodische Verhalten jedoch nicht mehr.

Durch diese beiden Schritte Überlagerung und Filterung gewinnt man die Möglichkeit, verschiedene Signale miteinander Multiplizieren und Dividieren zu können, ohne Nullstellen oder Polstellen im Zeitbereich zu erhalten. Das ist eine sehr wichtige Errungenschaft, die ohne diese mathematische Nachbehandlung im Zeitbereich nicht denkbar wäre. Fortan können Schein- und Wirkleistungen sowie Impedanzen und andere Verhältnisse aus Zeitbereichsdaten bestimmt werden, wie es in der Frequenzbereichsanalyse sehr üblich ist. Außerdem kann sich die Frequenz des Grundwellenanteils innerhalb der Bandbreite des Tiefpassfilters durchaus bewegen und ist nicht als konstant gefordert.

Der dritte Schritt umfasst die genaue Bestimmung der Frequenz. Die Momentanfrequenz bzw. dessen Verlauf über der Zeit ergibt sich aus der Schätzfrequenz und der Ableitung der Phase  $\varphi(t)$  des gemischten und gefilterten Signals.:

$$f(t) = f_{est} + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (4.6)$$

Dies entspricht dem Zusammenhang  $f = f_{LO} + f_{ZF}$  in Überlagerungsempfängern mit festem Lokaloszillator und erzeugter Zwischenfrequenz. Mit Formel 4.6 ist es möglich, den Frequenzverlauf von periodischen Zeitbereichsdaten zu berechnen. Das "periodisch" ist an dieser Stelle nicht streng zu nehmen, da sonst jede langsame Änderung an Amplitude und Frequenz nicht zulässig wäre. Doch gerade diese Änderungen sollen im Heterodynverfahren erlaubt sein und sichtbar gemacht werden. Die Variation dieser Größen muss aber langsam gegenüber der Periodendauer geschehen, da sonst spektrale Anteile außerhalb des Tiefpasses (4.5) erscheinen, was eine Verzerrung des Nutzsignals zur Folge hätte.

Das Bestimmen von Verläufen der Momentanfrequenz macht in vielen Fällen Sinn. Beispielsweise können Anschwingvorgänge in Oszillatoren verfolgt werden oder der Einfluss einer Laständerung in solchen Systemen. Es gibt viele Einsatzmöglichkeiten für dieses Vorgehen und die Frequenzauflösung ist nur durch die Filterbandbreite und das damit erreichte  $SNR^2$  begrenzt, sowie durch die Dämpfung der anderen spektralen Bestandteile im Sperrbereich des Tiefpassfilters. Die Frequenzen der zu untersuchenden Signale müssen systembedingt in der Nähe der Schätzfrequenz liegen, da die nachfolgende Filterung die Bandbreite begrenzt. Es gilt daher :  $f_{est} - f_{TP} \leq f_{Signal} \leq f_{est} + f_{TP}$ . Es sei darauf hingewiesen, dass sich der Amplitudengang des Tiefpasses in den absoluten Größen der errechneten Signale widerspiegelt. So erscheint die Amplitude des Signals  $f_{Signal}$ , das exakt um  $f_{TP}$  von der Schätzfrequenz  $f_{est}$  entfernt liegt, am Ende der Verarbeitung um genau -3 dB bzw.  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  verringert. Eine Amplitudenkorrektur ist bei größeren Frequenzabweichungen ratsam.

Eine Erweiterung des Verfahrens stellt die zusätzliche Betrachtung der Oberwellen dar. So kann ein periodisches Signal mit Oberwellengehalt auch in die spektralen Komponenten zer-

---

<sup>2</sup>Speziell sei auf die Anwendung des Verfahrens auf gemessene Daten hingewiesen. Das Quantisiererausrauschen hat an dieser Stelle und damit im Gegensatz zu den simulativ erzeugten Daten einen Einfluss.

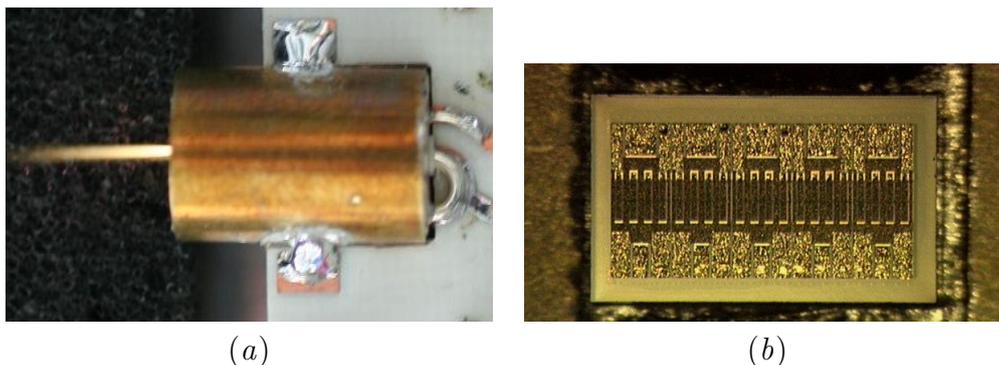
legt werden. Dazu wird, wie schon dargestellt, das Signal mit der komplexen Schätzfrequenz  $f_{est}$  multipliziert und tiefpassgefiltert. Die Grundwelleninformation ergibt sich aus der Theorie und stellt die gesuchte Information dar. Überlagert man das Signal nicht nur mit  $f_{est}$  sondern nacheinander auch mit  $2 \cdot f_{est}$ ,  $3 \cdot f_{est}$  etc. und filtert entsprechend, so können auch die Oberwelleninformationen phasenkorreliert zur Grundwelle erfasst werden. Die zeitliche Abhängigkeit der entstehenden Phasoren bleibt in diesem Fall ebenfalls erhalten. Die oberwellenumfassende Erweiterung macht sicherlich in vielen Bereichen Sinn, findet in dieser Arbeit aber keine weitere Anwendung.

## 4.2 Oszillatordesign

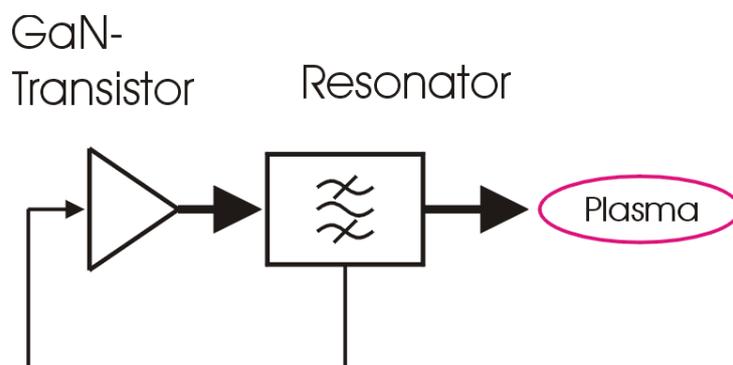
In diesem Kapitel wird der Entwicklungsprozess von Oszillatoren für die Plasmaanregung dargelegt. Im ersten Schritt wird ein Resonator, der sich zur Anregung eines Plasmas eignet (Kapitel 2.3), mit einem verstärkenden Element verbunden. Das geschieht in einer Art und Weise, dass die gesamte Schaltung instabilen Charakter erhält. Im Abschnitt 4.2.1 wird auf diese Vorgehensweise näher eingegangen. Dabei wird das Konzept des Auxiliary-Generators (4.1.1) im Design-Prozess verwendet. Ist die Schaltung fähig anzuschwingen, kann schon von einem Oszillator gesprochen werden. In einem weiteren Schritt werden die Großsignaleigenschaften untersucht und optimiert. Dabei muss für die spätere Anwendung als Plasmaquelle auf spezielle Eigenschaften der Schaltung geachtet werden. Abschnitt 4.2.2 beschreibt die dazu nötigen Anforderungen und Rahmenbedingungen und legt die Richtung des weiteren Entwicklungsprozesses fest. Eine Kombination aus Harmonic-Balance- und Zeitbereichsrechnungen kommt hier zum Einsatz. Basierend auf den Simulationsergebnissen entstehen erste Prototypen. In 4.2.3 wird auf die Charakterisierung der entstandenen Aufbauten eingegangen. So werden Kleinsignalmessungen mit der AG-Methode durchgeführt, um die Schwingfähigkeit nachzuweisen. Nach Justage der Trimm-Elemente des Oszillators schließen sich Messungen im Großsignalbetrieb an. Abschließend wird der Oszillator für den eigentlichen Verwendungszweck verwendet. Dazu wird der Oszillator vom AG getrennt und ist dann freischwingend fähig ein Plasma zu zünden und kontinuierlich zu treiben. Die erhaltenen Ergebnisse aus den verschiedenen Charakterisierungsmöglichkeiten werden mit den Daten der Simulation verglichen und diskutiert.

### 4.2.1 Kleinsignalbetrachtung

Ausgangspunkt für die Entwicklung des Leistungsoszillators für die Plasmaerzeugung sind der Resonator aus Kapitel 2.3 und ein Leistungstransistor auf Galliumnitrid-Basis (GaN). Der Transistor ist ein Feldeffekttransistor vom Typ eines High-Electron-Mobility-Transistor (HEMT), der am Ferdinand-Braun-Institut entwickelt und hergestellt wurde. Der Transistor ist als "Bare Die", d.h. ohne Mikrowellengehäuse, verfügbar und wird für die folgenden Experimente und Aufbauten auch in dieser Form verwendet. Durch das fehlende Gehäuse minimieren sich parasitäre Effekte wie Kapazitäten und die generelle



**Abb. 4.5:** Finaler Resonator und GaN-HEMT als Ausgangspunkt für die Oszillatorentwicklung



**Abb. 4.6:** Grundlegende Topologie für einen ersten Ansatz im Oszillatorentwurf

Phasendrehung durch die physikalische Größe des Objektes. Dadurch entsteht ein größerer Handlungsspielraum. Der Transistor kann in eine Leiterplatte eingelassen werden und wird elektrisch mit ihr durch Golddrahtbondung verbunden. Er besteht aus 5 Transistorzellen mit je 8 Fingern. Alle Finger sind  $250\ \mu\text{m}$  lang. Die Größen-Bezeichnung  $5 \times 8 \times 250$  leitet sich daher aus diesen Werten ab. Der Transistor wird in dieser Arbeit in der Source-Schaltung verwendet, wodurch die spannungs- und stromverstärkende Wirkung ausgenutzt wird. Beides trägt konstruktiv zur Leistungserzeugung bei. Analog wird bei der Betrachtung von Leistungsverstärkern diese Transistorgrundsaltung aus den gleichen Gründen in großem Maßstab erfolgreich eingesetzt.

In Abbildung 4.5 sind der verwendete Resonator (a) und der Transistor (b) als zentrale Bauelemente für den Leistungoszillator gezeigt. Beide Elemente werden für einen ersten Schritt im Entwicklungsprozess zusammengeschaltet, sodass Energieverluste ausgeglichen werden können. Dazu wird am Resonator ein kleiner Teil der gespeicherten Energie ausgekoppelt und dem Transistor auf das Gate zurückgeführt. Eine Art rückgekoppelter Verstärker mit verschaltetem Resonator nach Abb. 4.6 entsteht.

Der Resonator ist in diesem Aufbau mit frequenzbestimmend und besitzt ohne die Plasmalast eine Güte von rund 350. Mit Plasmabelastung sinkt die Güte und erreicht zum Teil nur geringe Werte von 20. Aus [40] ist für Leistungoszillatoren bekannt, dass die Güte der Resonatoren niedrige Werte annehmen kann, wenn der Resonator und die Last

zusammen betrachtet werden. Gütezahlen von 10 sind übliche Werte. Weiterhin wird eine Beeinflussung des Oszillators durch die Last genannt. Das kann positive oder negative Effekte zur Folge haben. In unserem Fall ist der Einfluss der Plasmalast auf den Oszillator offensichtlich auch gegeben. Das wirkt sich sicher auf die Frequenz und den Arbeitspunkt aus. Der erste Punkt, der die Frequenzänderung betrifft, stellt keinen Nachteil dar, weil der Oszillator nicht für die Kommunikation eingesetzt wird und kein enges Frequenzband einhalten muss. Im späteren Verlauf der Arbeit wird der Einfluss des Plasmas auf den Arbeitspunkt des Oszillators im Detail dargestellt.

Zusätzlich zum Resonator haben allerdings auch die Anpassnetze und generell die physikalischen Dimensionen der gesamten Schaltung Einfluss auf die Frequenz. Die Netzwerke zur Impedanzanpassung sind in der Regel ebenfalls resonante Strukturen, deren Phasengänge keinen linearen Verlauf über der Frequenz besitzen. Wichtig ist bei der Dimensionierung solcher Impedanzwandler diese Effekte mit zu beobachten und zu berücksichtigen. Natürlich verändern sich bei Mikrowellenfrequenzen die Phasen- und Impedanzverhältnisse mit jedem Millimeter Leitung, sodass es mit wachsender Schaltung und Dimension immer schwieriger wird, die einzelnen Effekte und Einflüsse gegeneinander abzugrenzen. Es entsteht ein Gemisch aller Mikrowelleneffekte, insbesondere Resonanzen, Leitungstransformationen und Reflexionen. Selbst einfachere Schaltungen, die nur aus wenigen Bauelementen aufgebaut sind, erreichen schnell eine gewisse Komplexität. Nach den Vierpol-Theorien der rückgekoppelten Schaltungen [41] und Regelstrecken wird eine stark vereinfachte Ansichtweise, die im Kontrast zur den obigen Aussagen steht, auf Oszillatoren angewendet:

$$u_a = u_e \cdot \frac{v}{1 - k \cdot v} \quad (4.7)$$

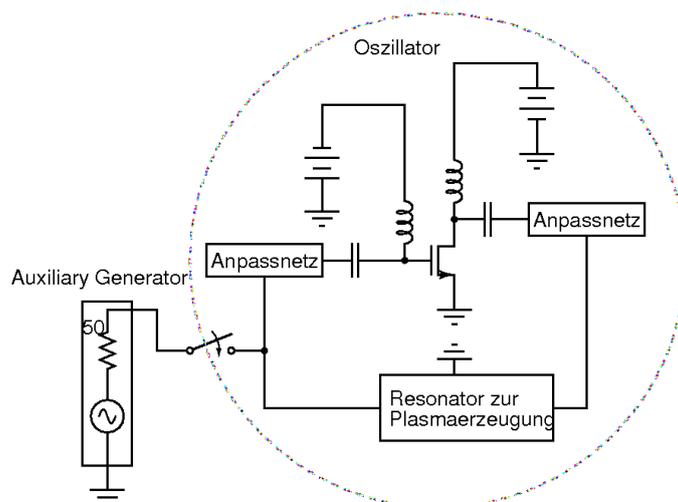
Für den Entwurf von Oszillatoren ist es das Ziel das Produkt  $k \cdot v$  gegen 1 streben zu lassen, wodurch der Nenner aus Gleichung 4.7 gegen Null und dadurch wiederum der gesamte Quotient gegen  $\infty$  konvergiert. Es entsteht ein Ausgangssignal ohne Anregung durch  $u_e$ . Angesichts der oben beschriebenen Mikrowelleneffekte ist es schwierig diese Theorie transparent anzuwenden, weil die Anpassproblematik der Größen  $u_e$  und  $u_a$  vernachlässigt wird, d.h. die Beeinflussung der Eingangsspannung durch die Schaltung wird nicht betrachtet. Die Last hat ebenfalls keinen Einfluss auf die Ausgangsspannung. Die Realität der Mikrowellentechnik umfasst dagegen in jedem Fall und ausnahmslos fließende Ströme und gegenseitige Beeinflussung. Auch eine Formulierung in S-Parameterform <sup>3</sup>

$$b_2 = \frac{S_{21}}{1 - S_{21}} \quad (4.8)$$

führt nicht zum Erfolg, da für Zwecke der Charakterisierung die Schleife des realisierten Oszillators nur schwer auftrennbar ist und somit auch großen Einfluss auf die Gesamt-

---

<sup>3</sup>Betrachtet man ein 2-Tor beschrieben mit  $\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ , koppelt den Ausgang direkt auf den Eingang  $a_1 = b_2$  zurück und vernachlässigt  $S_{11}, S_{22}$  und  $S_{12}$ , so ist das entstehende Netzwerk für  $S_{21} = 1$  potentiell schwingfähig.

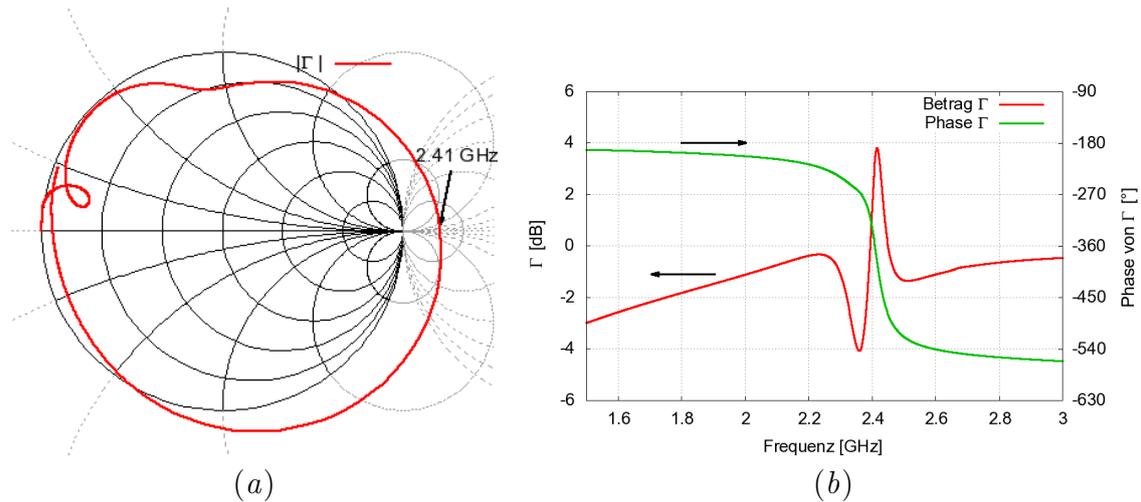


**Abb. 4.7:** Schematische Darstellung des Simulationsaufbaus, bestehend aus dem eigentlichen Oszillator und dem Hilfsgenerator.

charakteristik der Schaltung hat. Eine Betrachtung der einzelnen Wellen separat hat also wenig Sinn. Als sehr vorteilhaft hat sich gegenüber den anderen Verfahren die Nutzung der Hilfsgeneratormethode, beschrieben in Abschnitt 4.1.1, herausgestellt. Für die Anwendung dieses Verfahrens ist ein Auftrennen der Oszillatorschleife nicht vorausgesetzt. Im Gegenteil, die Schaltung muss geschlossen bleiben. Das heißt, die Oszillatorschaltung wird inklusive aller Mikrowelleneffekte beschrieben und eine korrekte Charakterisierung ist problemlos möglich. Dazu wird der Auxiliary Generator mit der entstehenden Oszillatorschaltung verbunden. Es hat sich als vorteilhaft herausgestellt, für diesen Zweck den Knoten zwischen der Resonatorrückkopplung und dem Gate-Anpassnetz des Transistor als Kontaktpunkt zum Auxiliary Generator zu nutzen.

Abbildung 4.7 zeigt schematisch den genutzten Simulationsaufbau.

Ausgehend von einer DC-Analyse, die plausible Ergebnisse liefert, folgt eine Kleinsignalsimulation mit S-Parameterbezug. Hierzu sind in Abbildung 4.8 erste Simulationsergebnisse angegeben. Die Kurven sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nur über dem interessanten Frequenzbereich gezeigt. Bei der Streuparametersimulation wird Wert auf die Form des komplexen Kurvenverlaufes im Smithdiagramm gelegt. So können breitbandig gewollte und ungewollte Schwingneigungen beobachtet werden. Der Kurvenverlauf des Reflexionskoeffizienten muss dahingehend beeinflusst werden, dass für die angestrebte Oszillatorfrequenz die im Abschnitt 4.1.1 angeführten 3 Bedingungen (4.1 bis 4.3) erfüllt werden. Im gezeigten Simulationsergebnis ist die Voraussetzung erfüllt. In Abhängigkeit von der Gesamtumlaufphase und der Topologie der Anpassnetze kann der Einfluss auf die Form und Lage der Kurve genommen werden. In der Regel ergeben sich eine Vielzahl von Möglichkeiten und Freiheitsgrade um die Simulationsergebnisse unter Einhaltung der Schwingbedingungen zu optimieren. Der Begriff *Optimierung* ist im diesem Umfeld aber noch nicht genauer

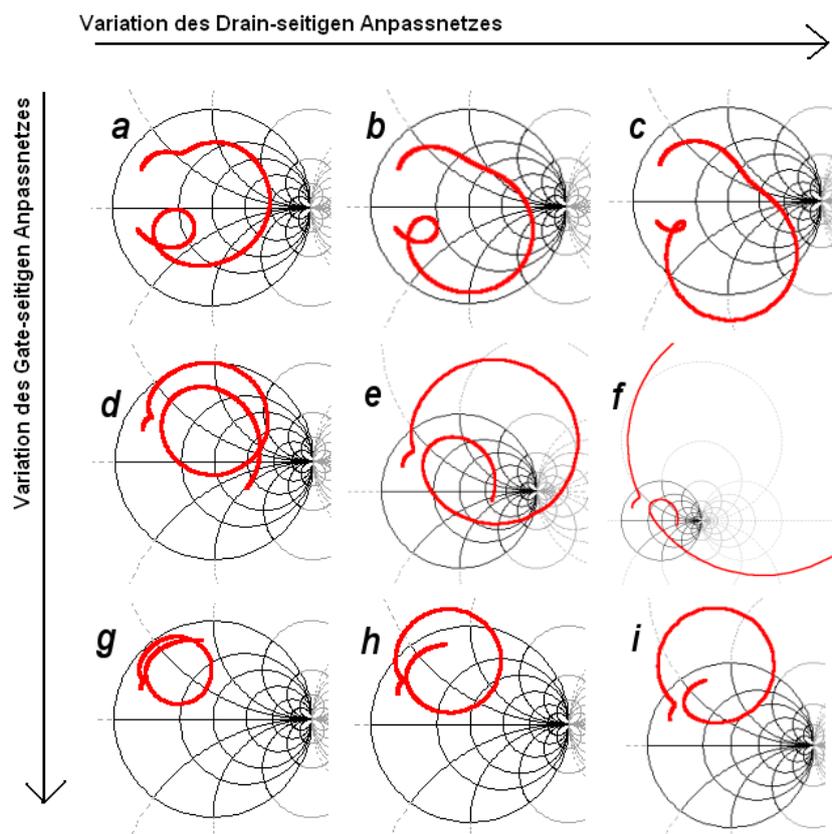


**Abb. 4.8:** Erste Simulationsergebnisse bestätigen die Schwingneigung der Schaltung. Der Reflexionskoeffizient erfüllt partiell die nötigen Oszillationsbedingungen (4.1-4.3).

definiert worden. Grundsätzlich kann der Betrag von  $\Gamma$  bei der Phase 0 als Maß für die Kraft des Anschwingens gesehen werden. Je größer der Koeffizient ist, je größer kann auch die erreichte Leistung angenommen werden und je später setzt die Kompression des Transistors ein. In diesem Zusammenhang und im Vorgriff auf Kapitel 4.2.3 ist in Abbildung 4.9 die Wirkung der Variation der in den Anpassnetzen vorhandenen Kondensatoren anhand gemessener Daten gezeigt. Es wurden verschiedene Kapazitätseinstellungen der Trimmkondensatoren im Gate- und Drain-seitigen Anpassnetz vorgenommen. Die Kapazität nimmt in Pfeilrichtung jeweils zu. Gut erkennbar sind mehrere Effekte. Zum einen gibt es Bereiche in denen der Oszillator potentiell schwingfähig ist (4.9e und f), was das Ziel in dem Entwicklungsprozess darstellt. In diesem Kombinationsraum der Kondensatoren ist ein Anschwingen nach Abkopplung des Hilfsgenerators möglich. Allerdings gibt es auch Bereiche, in denen trotz des  $|\Gamma| > 1$  ein Anschwingen nicht möglich ist (c, h und i). In diesen Fällen wird die Phasenbedingung nicht erfüllt. Die verbleibenden Diagramme (a, b, d und g) in Abbildung 4.9 zeigen einen stabilen Charakter, bei denen ein Anschwingen generell nicht möglich ist.

Die Kleinsignalsimulation ist ein erster Schritt in der Entwicklung einer integrierten Plasmaquelle. Mit ihr kann ein Anschwingen des Oszillators beobachtet werden. In den angeführten Simulationsergebnissen wurde das Plasma als Last gänzlich vernachlässigt. Um dennoch aussagekräftige Informationen aus der Simulation im linearen Kleinsignalfall zu erhalten, kann der Resonator zur Abschätzung des belasteten Verhaltens mit einem Widerstand, der dem Plasma entspricht, belastet werden. Allerdings ist der Informationsgehalt gering und muss sehr kritisch beobachtet werden, da sich die verstärkende Eigenschaft des Transistors im Klein- und Großsignalfall teils erheblich unterscheidet<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>Abgesehen von den erzeugten Oberwellen und deren Reflexionen innerhalb der Schaltung, sowie deren Einfluss auf das Schaltverhalten des Transistors selbst.



**Abb. 4.9:** Variation der Trimm-Kondensatoren (Vergrößerung der Kapazität in Pfeilrichtung) der Anpassnetze in der Oszillatorschaltung und deren Auswirkung auf die gemessenen Reflexionskoeffizienten. Es sind ausgewählte Kondensatoreinstellungen dargestellt, um verschiedene Neigung zur Oszillation aufzuzeigen.

In Klasse A weniger, in AB, B, C etc. um so mehr. Ein Plasma wird niemals bei sehr geringen Leistungen gezündet werden können. Somit bleibt für den eigentlichen Betriebszustand der Plasmaquelle bzw. der Simulation nur der Großsignalfall als einzig korrekte Betrachtungsweise übrig. Daher kann mit der Kleinsignalbetrachtung nur die Analyse des Anschwingverhaltens im Oszillator erfolgen. Das wiederum geschieht dagegen aber sehr schnell und akkurat. Eine detaillierte Großsignal-Betrachtung des nichtlinearen Verhaltens und absolute Arbeitspunkte für den eingeschwungenen Zustand werden im Kapitel 4.2.2 aufgeführt.

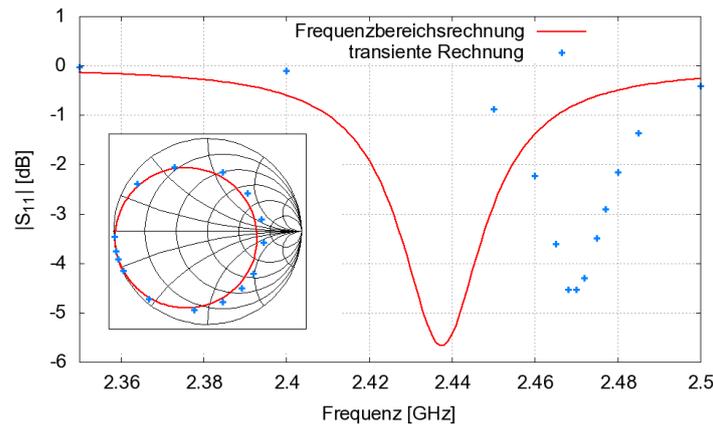
Während des gesamten Simulationsprozesses darf die Realisierbarkeit der betrachteten Schaltung nicht vernachlässigt werden. So müssen alle Leitungen und Elemente zwischen den einzelnen Knotenpunkten des Schaltplanes auch in der Realität physikalisch verbunden werden können und zusammenpassen, ohne dass sie sich gegenseitig berühren, überschneiden oder sich gegenseitig allzu sehr beeinflussen. Bei Anwendung des Auxiliary-Generator-Prinzips sollte ein Mikrowellenport im Layout der Leiterplatte eingeplant werden, um später die gewonnenen Kleinsignalergebnisse aus der Simulation auch messtechnisch verifizieren zu können.

### 4.2.2 Großsignalfall mit Plasmamodell

Auf den Ergebnissen der Kleinsignalsimulation aufbauend folgt die Großsignalsimulation. Nachdem ein Anschwingen der Schaltung sicher prognostiziert wurde, wird der Auxiliary Generator für die folgende Großsignalsimulation von der Oszillatorschaltung getrennt. Ein freies Anschwingen ohne den Einfluss des Hilfsgenerators wird so ermöglicht. Der Prozess des Anschwingens kann durch das “Aufladen” konzentrierter Elemente in Schlüsselpositionen unterstützt werden. So kann zum Beispiel die modellierte Induktivität eines Bonddrahtes oder der Bias-Tee’s-Spule mit einem anfänglichen Strom aufgeladen werden. Dieses Vorgehen hilft dem Konvergenzverhalten und verkürzt die Simulationsdauer. In der nichtlinearen Simulation können Effekte wie Kompression des Transistors, das Einpendeln der Plasmalast in Abhängigkeit der angebotenen Leistung und der Großsignalarbeitspunkt der gesamten Schaltung betrachtet werden. Prinzipiell gibt es zwei Simulationsmethoden für die Entwicklung und Charakterisierung der Oszillatoren. Im Mikrowellenbereich gängig ist die Variante Harmonic-Balance (kurz HB) und weniger häufig genutzt, aber durch die mathematische Nachbehandlung wie in 4.1.2 näher ausgeführt ebenso machtvoll, ist die Zeitbereichsrechnung oder transiente Simulation. Beide Methoden haben Vorzüge und Nachteile. So rechnet die HB-Kalkulation sehr schnell stationäre Endzustände aus. Wobei das “sehr schnell” ein klarer Vorteil ist, das “stationär” aber, wie noch gezeigt wird, auch einen Nachteil bedeuten kann. In der Regel stehen aber bereits nach wenigen Sekunden Ergebnisse fest. Ein weiterer Vorteil der HB-Simulation ist die Nutzung der im Frequenzbereich beschriebenen Modelle für lineare Elemente wie zum Beispiel Leitungen und Leitungsdiskontinuitäten [42]. Ebenfalls sehr gut ist die Dispersivität im

Leitungsmodell beschrieben. Dagegen zeigt die Benutzung des Leitungsmodells im Zeitbereich einige Schwierigkeiten, da mitunter die Zeitbereichsbeschreibung der Dispersion eine komplexe oder nichtkausale Impulsantwort hervorruft. Durch die Annäherung zu realistischen und kausalen Systembeschreibungen weichen transiente Ergebnisse in der Regel von der Frequenzbereichslösung ab. Auch S-Parameterbeschreibungen diverser Bauelemente ergeben im Zeitbereich erhebliche Probleme. Daher muss bei der Nutzung solcher problematischer Bauelemente in der transienten Simulation auf deren Eigenarten geachtet werden. S-Parameterbeschreibungen sollten durch Modelle aus konzentrierten Elementen und Leitungen ersetzt werden. Leicht unterschiedliche Ergebnisse zwischen der HB- und transienter Simulation sind unvermeidlich. Eine Kontrolle der Simulationen in Bezug auf diese Ungenauigkeiten muss erfolgen. Um diese Thematik weiter zu vertiefen, sind in Abbildung 4.10 die Unterschiede zwischen Zeit- und Frequenzbereich am Beispiel des Resonators - wie er in der Oszillatorsimulation Verwendung findet - dargestellt. Dabei ist der Eingangsreflexionsfaktor in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Für die Bestimmung des Reflexionsfaktors im Zeitbereich wurde der Resonator auf mehreren Frequenzpunkten jeweils mit einem konstanten Signal einer 50- $\Omega$ -Quelle stimuliert. In der Referenzebene wurden nach dem Einschwingen des Resonators Strom und Spannung gemessen. Nach dem Heterodyn-Verfahren aus Abschnitt 4.1.2 können die komplexen Phasoren  $\underline{U}$  und  $\underline{I}$  bestimmt werden, sowie dann  $Z$  und  $S_{11}$ . Die Abweichung der Ergebnisse macht sich vorrangig in der Resonanzfrequenz bemerkbar. Die absolute Abweichung von gut einem Prozent mag nicht sehr viel erscheinen, ist aber unter anderem verantwortlich für unterschiedliche Ergebnisse zwischen den beiden Simulationstechniken. Die Abweichung der Resonanzfrequenz ist offensichtlich auf eine unterschiedliche Interpretation der *Länge* einer Leitung zurückzuführen. In der transienten Simulation scheinen die Leitungen alle ein wenig kürzer auszufallen, wodurch die höhere Resonanzfrequenz erklärbar wird. Da gerade die Phasenlage der Signale großen Einfluss auf den Oszillator hat, kam es häufig vor, dass die eine Simulationsmethode Ergebnisse lieferte, die andere im Gegensatz dazu nicht konvergierte oder absolute Stabilität des Oszillators "vortäuschte". Eine virtuelle Verlängerung aller Leitungen um einen kleinen Prozentsatz im Falle der transienten Simulation, minimiert fortan das Problem.

In beiden Simulationstechniken wird das Plasmamodell aus Kapitel 3.2 verwendet. Über einen Schalter wird das Modell mit den Elektroden des Resonators verbunden (siehe dazu Abbildung 4.11). Da das Modell im Zeitbereich beschrieben ist, gibt es in der transienten Simulation keine nennenswerten Probleme. Auch die Nutzung des Modells im Harmonic-Balance-Simulator funktioniert problemlos, da im Fortschritt der Simulation nichtlineare Zusammenhänge im Zeitbereich gelöst und dann per Fouriertransformation zurück in den Frequenzbereich für die weitere Rechnung übertragen werden [42]. Ein im Zeitbereich beschriebenes Modell fügt sich aus diesem Grunde sehr gut in den HB-Simulationsprozess ein. Der große Nutzen, der sich aus der Modellierung des Plasmas ergibt, ist die Tatsache, dass am Ende der Simulation absolute Werte der Wellengrößen,



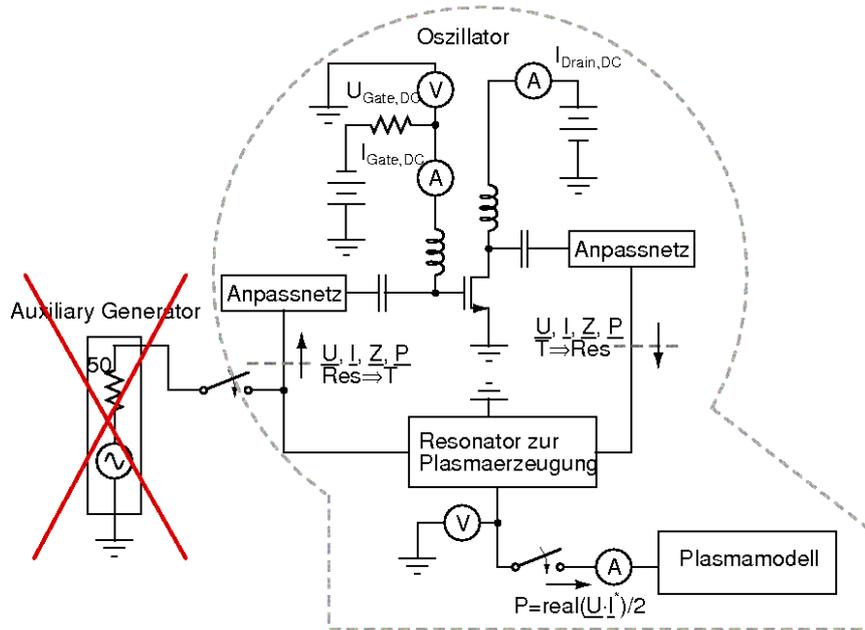
**Abb. 4.10:** Resonatoreigenschaften im Zeit- und Frequenzbereich

Spannungen und Ströme feststehen. Eine Berechnung des Wirkleistungsflusses zwischen Resonator und Plasmamodell ist so möglich. Es ergibt sich eine absolute Plasmaleistung, auf die optimiert werden kann. Ebenfalls kann mit dem Wert der Plasmaleistung auch der Gesamtwirkungsgrad des Oszillators bestimmt werden.

Die HB-Simulation der Oszillatorschaltung berechnet nur stationäre Zustände. Das können zum Beispiel die beiden Fälle “Oszillator ohne Last” oder der “Oszillator mit Plasma” sein. Die transiente Rechnung ist dagegen in der Lage beide Zustände in exakt der gleichen Simulation zu berechnen. Das geschieht natürlich nicht gleichzeitig, sondern sequenziell. So kann in einer einzelnen Simulation das Anschwingen des Oszillators beobachtet werden, das Erreichen eines stationären Zustands ohne Plasma und nach Zuschalten des Plasmamodells auch das Einpendeln auf den stationären Arbeitspunkt im plasmaerzeugenden Betrieb. In einer solchen geschlossenen Rechnung kann also auch das Verhalten der Schaltung bei einer simulierten Plasmazündung beobachtet werden. Wie später gezeigt wird, können daraus wichtige Schlüsse gezogen werden.

### Harmonic Balance Simulation

Wichtig für den Simulationsprozess sind Variablen und Ergebnisse, die Aussagekraft haben. Allerdings gibt es nach Beendigung der Simulation für jeden Knoten und für jede Masche Potentiale sowie Ströme. Die Schwierigkeit besteht also darin, die richtigen Variablen mit wichtigem Inhalt zu betrachten. Im Folgenden werden die Variablen determiniert, die für den Entwicklungsprozess maßgeblich sind. Dazu gehört, wie bei jeder anderen Schaltung auch, die Kenntnis über den Stromverbrauch bzw. die Leistungsaufnahme. Der Hauptstrom wird in diesem Fall über das Bias-Tee dem Drainkreis zugeführt und bildet zusammen mit der Betriebsspannung von 24 V die gesamte Leistungsaufnahme. Zusätzlich werden auch der Gatestrom und die Gatespannung betrachtet. Die dem Gate zugeführte geringe Leistung geht - der Einfachheit halber - nicht in die Rechnung des Wirkungsgrades und der Gesamtleistungsaufnahme ein. In manchen Betriebszuständen wird über die Gate-



**Abb. 4.11:** Symbolischer Schaltplan für die Großsignalsimulation

Seite des Oszillators sogar Leistung an die Umgebung (Gate-Versorgung) abgegeben<sup>5</sup>, was dem Wirkungsgrad sogar zugute käme. Alle weiteren Größen sind Phasoren und beziehen sich auf die Grundfrequenz des Ergebnisses. Wie im Bild 4.11 dargestellt, wurden mehrere Referenzebenen in die Schaltung eingefügt. Zum einen gibt es zwischen dem ausgangsseitigen Anpassnetzwerk des Drains und des Resonators eine Ebene (T→Res). Dort können die Phasoren der Spannung und des Stromes abgegriffen werden. Stellt man diese ins Verhältnis oder bildet das Produkt, so ergibt sich Impedanz  $\underline{Z} = \frac{\underline{U}}{\underline{I}}$  und Leistungsfluss  $\underline{P} = \frac{1}{2} \cdot \underline{U} \cdot \underline{I}^*$  an dieser Stelle. Weiterhin gibt es eine solche Ebene auch zwischen der Resonatorauskopplung und dem Anpassnetz Gate-seitig (Res→T). Ebenfalls können Impedanz und Leistungsflüsse berechnet werden. Die dritte Ebene befindet sich zwischen den Resonatorelektroden und dem Plasmamodell. Die reelle Leistung, die an dieser Stelle übertragen wird, stellt die errechnete Plasmaleistung dar und ist damit eine Figure of Merit im Designprozess der Schaltung. Mit geöffnetem Schalter kann keine Leistung an das Plasmamodell abgegeben werden. Die zweite wichtige Kenngröße im Entwicklungsprozess ist daher die erreichte Spannung. Die Leerlaufspannung, die das Plasma letztlich zünden soll und die Plasmaleistung sind die beiden wichtigen Optimierungsparameter. Eine hohe Mikrowellen-Spannung ist für eine sichere Zündung unabdingbar und eine hohe Plasmaleistung für gute Performance der Plasmaquelle. Abstriche in den Absolutwerten können nur bedingt gemacht werden.

Die Simulation wird mit 4 Oberwellen durchgeführt, d.h. von DC bis  $5f_0$ . Eine höhere Anzahl an Oberwellen ist nicht nötig, wenn man bedenkt, dass der folgende hybride Aufbau sicherlich nicht die Genauigkeit bei Frequenzen über 12 GHz liefert.

<sup>5</sup>Das Phänomen geschieht, wenn der Gatestrom bei negativer Vorspannung positive Werte annimmt

Die erzielten Ergebnisse der Harmonic-Balance-Simulation werden in Abschnitt 4.2.2 dargestellt und mit den Ergebnissen der Zeitbereichsrechnung verglichen. Eine Diskussion zu den Ergebnissen und zu den Unterschieden im Detail werden auch geführt.

### Zeitbereichssimulation

In der transienten Simulation werden - genau wie in der HB-Simulation auch - die Referenzebenen zwischen den drei Teilnetzen: Transistor inklusive Anpassnetzen, Resonator und Plasmamodell genutzt. So können die Spannungen und Ströme im Zeitbereich an diesen Stellen betrachtet werden. Allerdings ergeben sich die Phasoren dieser Spannungen und Ströme nicht direkt daraus. Ein mathematischer Nachbehandlungsschritt - welcher in Abschnitt 4.1.2 eingeführt und hergeleitet wurde - ist dazu nötig. Durch diese Datenverarbeitung gewinnt man die Möglichkeit aus den Zeitbereichsdaten zeitabhängige komplexe Phasoren zu bilden. Auf Grundlage dieser Zeigergrößen können aus den Spannungen und Strömen komplexe Impedanzen, Verhältnisse allgemein und Wirk- und Scheinleistungen berechnet werden. Die Ergebnisse behalten ihre Zeitabhängigkeit<sup>6</sup> und visualisieren somit nicht nur die stationären Zustände sondern auch die dynamischen Vorgänge im Oszillator. Das betrifft den Einschwingvorgang beim Einschalten des Oszillators und ebenso den sehr wichtigen Prozess der Plasmazündung. Ein Wirkleistungsfluss auf der Grundwelle zwischen Transistor und Resonator kann mit dieser Betrachtungsweise einwandfrei determiniert werden. Auch die komplexe Impedanz, die aus Spannung und Strom an dieser Stelle erscheint, wird so bestimmt. Die gegenseitige Anpassung der Teilnetze untereinander und der Leistungsfluss zwischen ihnen ist, wie schon angedeutet, wichtig für das Verständnis der Oszillatorschaltung. So wird ein Hauptaugenmerk auf diese Werte gelegt.

Im Folgenden wird eine transiente Simulation betrachtet. Sie lässt sich in 3 Bereiche unterteilen. Im ersten Teil findet bis 100 ns der Aufschwingvorgang statt. Mit Erreichen eines eingeschwungenen Zustands wird im zweiten Teil der Simulation (100-120 ns) das nichtlineare Plasmamodell weich an die Elektroden des Resonators geschaltet. Das weiche Dazuschalten des Plasmamodells geschieht mit Hilfe eines spannungsgesteuerten Schalters<sup>7</sup>, welcher fester Bestandteil des Advanced Design Systems ist. Im dritten Abschnitt der Simulation ab 120 ns wird der stationäre Endzustand mit Plasmabelastung erreicht.

<sup>6</sup>Die Zeitabhängigkeit bezieht sich auf die Änderungsgeschwindigkeit der Phasoren und ist deutlich langsamer als die Periodendauer der Grundschiwingung. Die Zeitkonstante ergibt sich aus der Bandbreite des Tiefpasses, der in der mathematischen Nachbehandlung die störenden spektralen Anteile eliminiert.

<sup>7</sup>Die Steuerspannung wird von einem Kondensator gebildet, der kontinuierlich von einem DC-Strom durchflossen wird. Die entstehende Spannungsrampe ist so ausgerichtet, dass der Schalter zwischen den Simulationszeitpunkten 100 ns und 120 ns seinen Widerstand von 1 GΩ auf 1 Ω reduziert. Der vom Schalter repräsentierte Widerstand folgt der Bildungsvorschrift [43]:

$$R = e^{9 \cdot \ln(10) - 9 \cdot \ln(10) \cdot 2 \left( \frac{t - 100 \text{ ns}}{20 \text{ ns}} \right)^2} \Omega \text{ mit } 100 \text{ ns} < t < 110 \text{ ns}$$

und

$$R = e^{9 \cdot \ln(10) - 9 \cdot \ln(10) \cdot (1 - 2 \left( \frac{t - 100 \text{ ns}}{20 \text{ ns}} - 1 \right)^2)} \Omega \text{ mit } 110 \text{ ns} < t < 120 \text{ ns}$$

Die Abbildung 4.12 zeigt die Ergebnisse der transienten Simulation zwischen den Zeitpunkten 40 und 200 ns. Die ersten 40 Nanosekunden werden aus Gründen der Übersicht weggelassen. In dieser Darstellung sind 9 Teildiagramme mit 11 Kurven enthalten. Die wichtigsten Eigenschaften des Anschwingvorgangs (bis 100 ns), der simulierten Plasmazündung (100-120 ns) und das Erreichen eines stationären Endzustands sind damit dokumentiert. Die Änderung der Frequenz ist in Diagramm *a* wiedergegeben. Die Frequenz ändert sich von ca. 2,4 auf 2,38 GHz. Die Elektrodenspannung(*b*) erreicht laut Simulation Effektivwerte bis 500 V und somit die nötige Zündspannung. Nach Plasmazündung fällt sie auf die Brennspannung zurück. Die Gesamteffizienz(*b*), d.h. der Wirkungsgrad oder das Verhältnis Plasmaleistung zu DC-Leistung ( $\eta_{Plasmaquelle} = \frac{P_{Plasma}}{P_{DC}}$ ) steigt von 0 % vor der Zündung auf 12,5 % mit brennendem Plasma. Dabei sinkt der DC-Drainstrom(*e*) von 1,8 auf 1,3 Ampere ab und die Wirkleistung des Plasmas(*i*) steigt von 0 auf 3 W an. Auch die Arbeitspunktspannung des Gates(*h*) ändert sich aufgrund der Änderung des am Gate-Schottkykontakts erzeugten Gleichstroms(*h*)<sup>8</sup>.

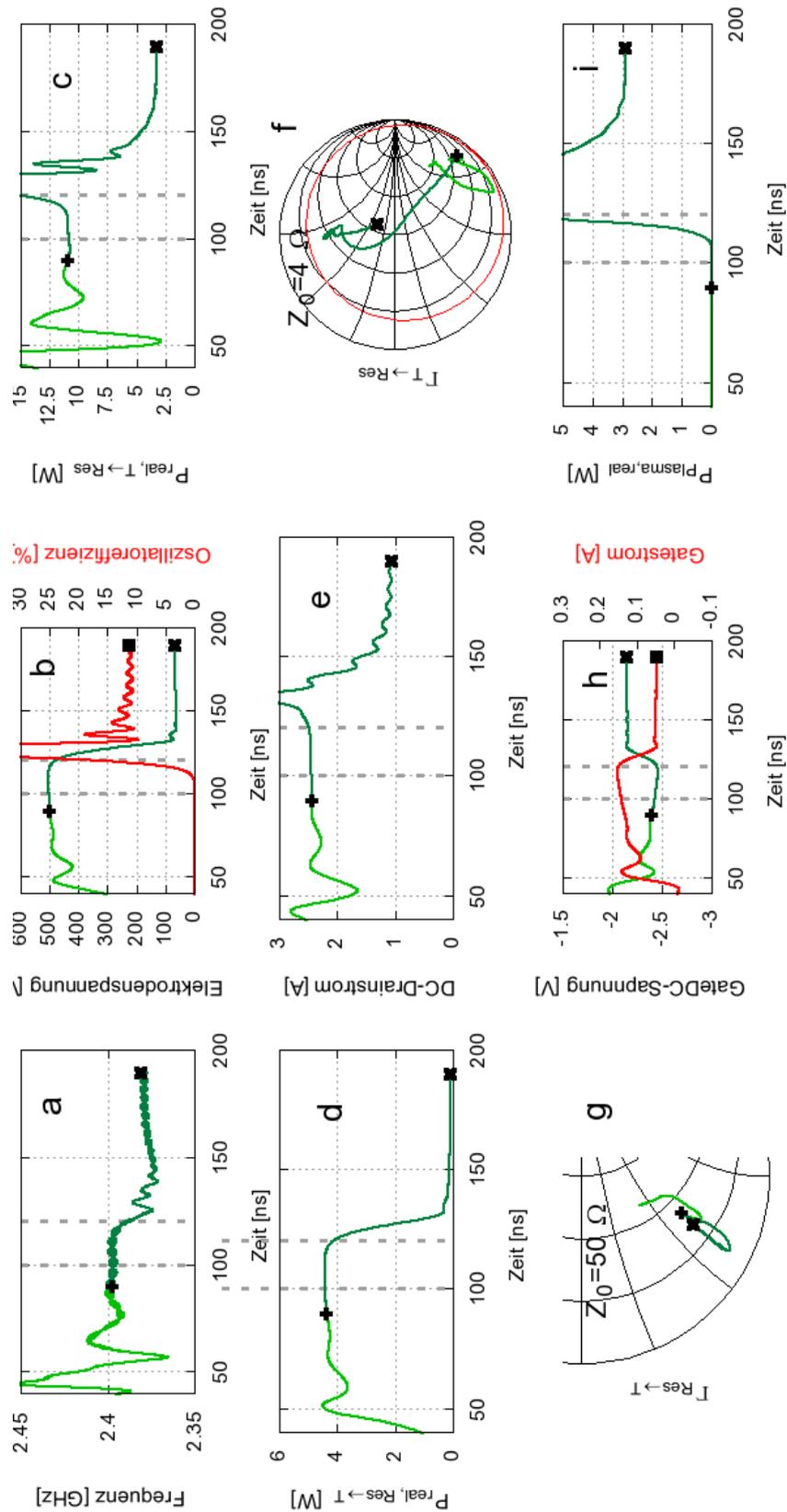
Die Teildiagramme *c, d, f* und *g* zeigen die Wirkleistungsflüsse und Impedanzverhältnisse innerhalb der Schaltung. So zeigt der Wirkleistungsfluss vom Transistor zum Resonator(*c*), dass die Leistung von 11 auf 2.9 Watt während der Zündung abfällt. Von den genannten 11 Watt vor der Zündung werden 4,4 Watt (*d*) dem Eingangsnetz des Transistors wieder zurückgeführt. Die Differenz von ca. 6,5 W bilden zu 100 % Verluste im Resonator, weil noch kein Plasma brennt. Die hohen Verluste sind der Preis für die Erzeugung der hohen Mikrowellenspannung an den Elektroden des Resonators. Mit Plasmazündung fallen die Verluste von 100 % auf Werte um 10 % zurück. Der Wirkungsgrad des Resonators ( $\eta_{Resonator} = \frac{P_{Plasma}}{P_{T \rightarrow Res} - P_{Res \rightarrow T}}$ ) steigt auf Werte um die 90 %. Die Verluste des Resonators mit brennendem Plasma fallen dann nicht mehr stark ins Gewicht. Ein sehr wichtiger Punkt ist der Abfall der Leistung(*d*) zum Transistor hin auf nahezu Null. Eine Rückkopplung findet mit brennendem Plasma eigentlich nicht mehr statt. Die Topologie des rückgekoppelten Verstärkers gilt wohl nur für den Betrieb bis zur Plasmazündung, aber danach nicht mehr bzw. nur teilweise. Der stattfindende Topologiewechsel wird in der Diskussion der Ergebnisse weiter ausgeführt.

Auch interessant für die Funktionsweise der Plasmaquelle sind die Impedanzverhältnisse zwischen Transistor und Resonator(*f*), sowie auf dem Rückkoppelpfad(*g*). Um die Impedanz gut darstellen zu können, wird eine Repräsentation im Smithdiagramm gewählt. Die Referenzimpedanz wird für die Referenzebene zwischen Transistor und Resonator auf 4 Ohm festgelegt<sup>9</sup>. So entspricht die Smithdarstellung wegen des fehlenden Bezugs zum real existierenden Wellenwiderstand der Leitung nicht mehr dem Verhältnis von rücklaufender

---

<sup>8</sup>Bei kräftiger Aussteuerung am Gate wird ein Teil der Mikrowellenleistung durch die Nichtlinearität der Gate-Source-Diode gleichgerichtet. Ein positiver Gatestrom entsteht trotz negativer Spannung des Arbeitspunktes. Der Gatestrom nimmt sogar recht große Werte um 100 mA und mehr an, welcher von den Netzteilen abgefangen werden muss. Siehe dazu auch Abb. 5.5 auf Seite 68.

<sup>9</sup>Die 4 Ohm Referenzimpedanz entspricht einer guten Anpassung für die stationären Endzustände mit brennendem Plasma.



**Abb. 4.12:** Ergebnisse der transienten Simulation. Aufgetragen sind Wirkleistungsflüsse und Anpassung in verschiedenen Ebenen der Schaltung, sowie Momentanfrequenz und DC-Stromverbrauch des Oszillators.

zu hinlaufender Welle, sondern stellt nur die berechnete Impedanz auf der Smith-Skala dar. Dennoch ist die niedrige Referenzimpedanz gerechtfertigt, weil es durchaus möglich ist, den Ausgang des Anpassnetzes auf 4 Ohm abzugleichen, obwohl der Wellenwiderstand der Ausgangsleitung viel höher liegt. Nach Einschwingen des Oszillators - aber noch vor der Plasmazündung - liegt die errechnete Impedanz( $f$ ) recht gut auf der unbelasteten  $S_{11}$ -Kurve des Resonators die auf 4 Ohm umgerechnet wurde. Die Abweichung beider Impedanzen ist durch den fehlangepassten( $g$ ) Abschluss an Port 2 des Resonators erklärbar. Gut erkennbar ist, dass die Anpassung( $f$ ) des Transistornetzes zum Resonator hin unbefriedigend ist und auch nicht die Resonanz trifft. Dennoch wird eine Wirkleistung von 11 W übertragen, was auf eine sehr hohe Blindleistung zurückzuführen ist. Mit der Plasmazündung wandert der Impedanzpunkt von starker Fehlanpassung in eine gute Anpassung hinein. Die Blindleistung sinkt entsprechend.

Die Referenzebene im Rückkoppelpfad nutzt zur Darstellung der Impedanz das Smithdiagramm mit üblicher 50-Ohm-Norm. Vor und nach der Plasmazündung liegt ein ähnliches Impedanzverhalten vor( $g$ ). Die Wirkleistung sinkt während der Zündung auf sehr kleine Werte( $d$ ) nahe Null. Die Erklärung, es würde sich in erster Linie um einen rückgekoppelten Verstärker (Transistor mit äußerer Rückkopplung) handeln, kann nicht mehr gestützt werden. Die fortwährend stabile Oszillation muss auch eine andere Ursache haben.

### Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse beider Simulationsverfahren gegenübergestellt. Die Ergebnisse beziehen sich auf exakt die selbe Schaltung, nur dass die Leitungslängen - wie schon dargelegt - während der Zeitbereichsrechnung um einen kleinen Prozentsatz länger gewählt wurden. In Tabelle 4.1 werden die wichtigsten Merkmale der Oszillatorschaltung aufgeführt. Die Tabelle umfasst die DC-Eigenschaften wie Ströme, Spannungen, Leistungsaufnahme der Schaltung sowie die Mikrowellenmerkmale wie Frequenz, Impedanzen und transportierte Wirkleistungen und die beiden wichtigsten Punkte: Leerlaufspannung und Wirkanteil der Plasmaleistung. Der Gesamtwirkungsgrad ist ebenso angegeben. Alle Ergebnisse stellen stationäre Zustände dar und sind für Zeitbereich und Harmonic-Balance jeweils ohne und mit Plasmabelastung angegeben.

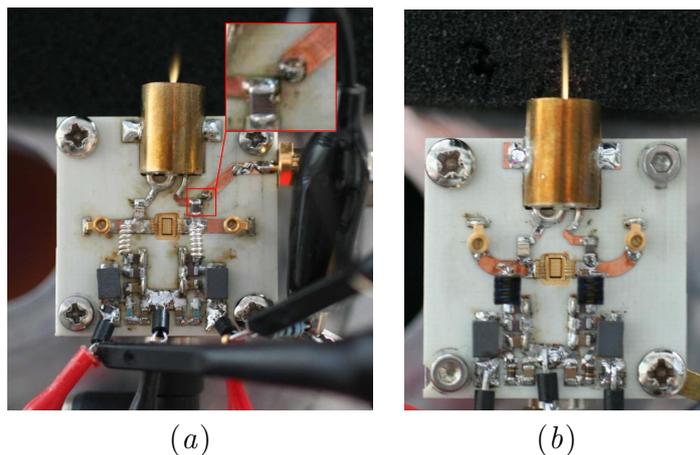
Abgesehen von mehr oder minder großen Abweichungen in den absoluten Werten kann ein generelles Verhalten bei der Plasmazündung beobachtet werden. Durchgängig zeigt sich, dass der DC-Strom und die Oszillationsfrequenz mit Plasmabelastung abnehmen. Beides kann auch in der realisierten Schaltung einfach nachgemessen werden. Interessanterweise ist der Gatestrom im plasmalosen Fall positiv und von großem Absolutwert. Ein nicht unerheblicher Anteil der Mikrowellenenergie wird im Gate gleichgerichtet. Der Oszillator gibt also Gate-seitig über das Bias-Tee-Netz Energie in Form von DC-Leistung an die Umgebung (Netzteil) ab. So etwas muss natürlich während der Realisierung betrachtet werden.

Die Wirkleistung, die an das Plasma abgegeben wird, unterscheidet sich in ihrem Ab-

	HB ohne Last	HB mit Plasma	Transient o. Last	Transient mit Plasma
DC-Strom	3.49 A	0.96 A	1.83 A	1.34 A
$P_{Wirk}$	0 W	7.40 W	0 W	2.88 W
$Z_{Plasma}$	$\infty \Omega$	493.8 $\Omega$ -j 302.6 $\Omega$	$\infty \Omega$	1.13 k $\Omega$ - j 0.69 k $\Omega$
Wirkungsgrad	0 %	32.2 %	0 %	11.04 %
Frequenz	2.423 GHz	2.377 GHz	2.398 GHz	2.380 GHz
Z am Resonator	15.4 $\Omega$ + j 44.4 $\Omega$	3.18 $\Omega$ + j 0.09 $\Omega$	2.47 $\Omega$ - j 11.33 $\Omega$	4.60 $\Omega$ + j 1.41 $\Omega$
$P_{wirk}: T \rightarrow R$	8.52 W	8.68 W	11.02 W	3.25 W
$P_{wirk}: R \rightarrow T$	3.57 W	0.394 W	4.40 W	0.10 W
Gatestrom	+181 mA	-23 mA	+141 mA	+38.4 mA
$U_{Elektrode}$	458 V	70.8 V	502 V	66.88 V

**Tab. 4.1:** Simulationsergebnisse: Zeitbereich und Harmonic Balance

solutwert stark. Das HB-Ergebnis ist ca. 2,5 mal so groß wie die erzielte Leistung der Zeitbereichsrechnung. Das ist das Resultat der unterschiedlichen Simulationsmethoden, der verschiedenen Interpretation von einigen Bauelementen und auch der erreichten abweichenden Arbeitspunkte. Dadurch scheint die Fähigkeit, Leistung an den nichtlinearen Plasma-Widerstand abzugeben, unterschiedlich. Dieser Umstand schlägt auch auf den Wirkungsgrad und die erreichte Plasmaimpedanz durch. Die Brennspannung ist bedingt durch die Kernidee des Plasmamodells nahezu konstant und die erreichte Leerlaufspannung erfüllt die Anforderungen für eine sichere und reproduzierbare Zündung des Plasmas. Damit ist die Plasmaquelle - laut Simulation - in der Lage, ein atmosphärisches Luftplasma sicher zu zünden und effektiv zu treiben. Ein Aufbau kann zuversichtlich realisiert werden. Anhand der berechneten Impedanzverhältnisse und Leistungsflüsse kann auf die Funktionsweise der Plasmaquelle geschlossen werden. Betrachtet man die Leistungsflüsse vor und nach der Plasmazündung, so stellt man fest, dass sich innerhalb der Schaltung einiges verändert. Augenmerk wird auf die Impedanzen und Wirkleistungsflüsse in den Ebenen Transistorausgangnetz/Resonator und auf dem Rückkoppelpfad Resonator/Transistor-eingangnetz gerichtet. In der Harmonic-Balance-Simulation ändert sich die vom Transistor an den Resonator abgegebene Wirkleistung durch die Zündung kaum. In der Zeitbereichsrechnung dagegen wird ein Absinken beobachtet. Mit brennendem Plasma wird ein großer Teil (ca. 90%) dieser Wirkleistung für das Plasma selbst verwendet. So bleibt sehr wenig Leistung für Verluste und den Weitertransport über den Rückkoppelpfad übrig. Betrachtet man mit brennendem Plasma das Verhältnis zwischen der vom Transistor zum Resonator fließenden Leistung und der vom Resonator zum Transistor zurück-transportierten Leistung, so entstehen Werte von 1/20 bis 1/30 also -13 bis -15 dB. Der Transistor in der Funktion als Verstärker kompensiert im eingeschwungenem Zustand exakt diese Verluste und stellt somit einen Gain von ca. 4 dB vor der Plasmazündung bis 13 bis 15 dB nach der Plasmazündung bereit. Wie ist während der Plasmazündung dieser Anstieg in der Verstärkung zu erklären? Generell gibt es 2 Funktionsmechanismen, die großen Einfluss auf den Gain haben. Auf der einen Seite kann der Gain durch mehr oder minder große



**Abb. 4.13:** Realisierte Plasmaquellen

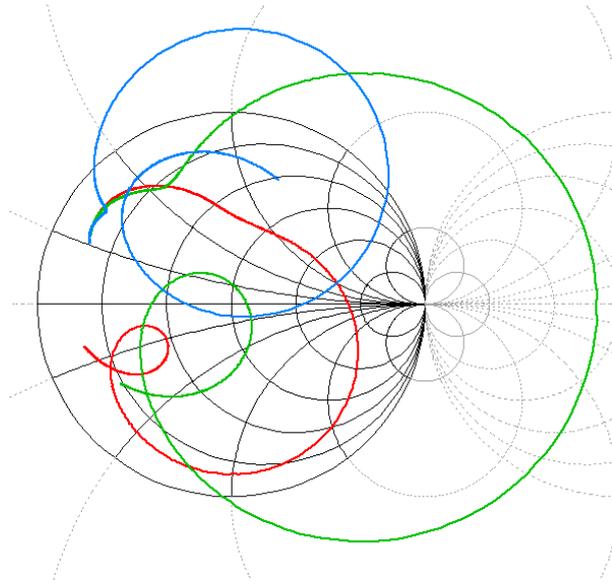
Fehlanpassung reduziert werden. Auf der anderen Seite kann die Verstärkung durch große Aussteuerung des Transistors und dessen Kompression sinken. In der betrachteten Plasmaquelle finden sich beide Wirkprinzipien wieder. Im Zustand, in dem die Verstärkung nur Werte um 4 dB annimmt, ist die ausgangsseitige Anpassung miserabel. Gleichzeitig wird der Transistor stark aufgesteuert. Mit der Plasmazündung, und der damit verbundenen Laständerung, verbessert sich die Drain-seitige Anpassung erheblich und die zur Verfügung gestellte Treiberleistung reduziert sich parallel. Ein großer Vorteil der GaN-Technologie wird hier benutzt: Die Möglichkeit, den Transistor bei großen Fehlanpassungen gefahrlos betreiben zu können, wird in dieser Anwendung ausgenutzt, um den Impedanzsprung bei der Zündung zu kompensieren.

### 4.2.3 Messergebnisse realisierter Oszillatoren

Dieser Abschnitt stellt die Charakterisierungsergebnisse realisierter Aufbauten dar. In Abbildung 4.13 sind zwei untersuchte Plasmaquellen im freischwingenden Betriebszustand gezeigt. Die Oszillatorschaltung in der linken Abbildung enthält den für das Hilfsgeneratorprinzip nötigen Mikrowellenport. Das Ende der Mikrostreifenleitung ist mit der Oszillatorschaltung in diesem Bild aber nicht verbunden. So ist es zum Beispiel möglich, die Leitungslänge auf Grund des bekannten Abschlusses (Open) per Offset-Funktion zu korrigieren.

Beide Oszillatoren nutzen leicht unterschiedliche Layouts, sie sind in der Effizienz aber vergleichbar. Die unterschiedliche Länge und Form der Plasmaflammen sind auf verschiedene Gasflüsse und damit unterschiedliche Strömungsverhältnisse zurückzuführen. Das Prozessgas ist in beiden Fällen Druckluft.

Die Charakterisierung in mikrowellentechnischer Hinsicht umfasst zwei Wege. Der Oszillator kann passiv beobachtet werden, z.B. mit einer in der Nähe befindlichen Antenne und einem Oszilloskop als Empfänger, begleitet von parallelen DC-Messungen. Er kann aber auch aktiv vermessen werden. Dazu wird das vorgestellte Hilfsgeneratorprinzip ver-



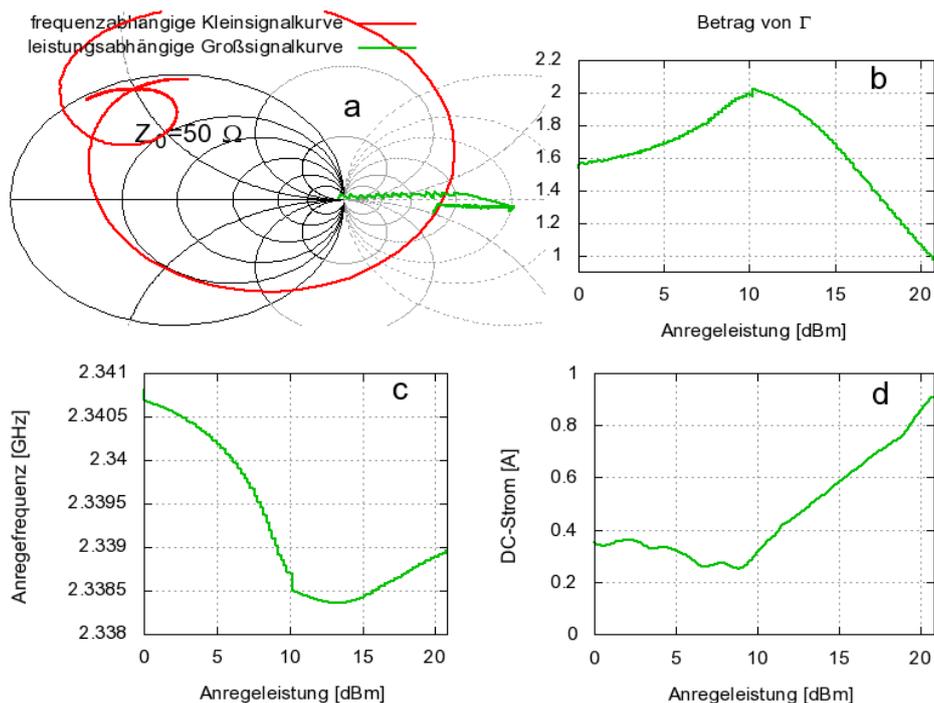
**Abb. 4.14:** Auxiliary-Generator-Messergebnisse einer realisierten Plasmaquelle bei Kleinsignalanregung und 3 verschiedenen Einstellungen der Tuning-Kondensatoren.

wendet. Diese aktive Methode wird zuerst dargelegt, um das Kleinsignalverhalten zu untersuchen und so potentielle Schwingneigung nachzuweisen. Dazu wird das vorgestellte Vektornetzwerkanalysator-basierende Messsystem (siehe Abbildung 3.1 auf Seite 16, jedoch ohne Modulator) verwendet und an den Oszillator angeschlossen. Der Oszillator aus dem Bild 4.13a verfügt über einen Mikrowellenport, der nur zur Anwendung dieser Methode existiert. Mit geöffneter Leitung kann der VNA so justiert<sup>10</sup> werden, dass im untersuchten Frequenzbereich durchgängig ein Open gemessen wird. Danach wird die Verbindung zum Oszillator geschlossen. Der Oszillator ist fortan galvanisch mit dem VNA verbunden und stellt einen Leitungsabschluss dar.

Die Abbildung 4.14 gibt drei Kleinsignal-Messungen am Oszillator (Abb. 4.13) mit gleichem DC-Arbeitspunkt wieder. Der Oszillator ist während der Messung stabil, oszilliert also nicht von selbst. Es wurden mehrere Einstellungen der Trimm-Kondensatoren untersucht und davon drei im Diagramm angegeben. Es zeigt sich der große Nutzen des Hilfsgenerator-Verfahrens. Obwohl nur zwei Trimm-Kondensatoren vorhanden sind, ist eine richtige Justage ohne die Messwerte des AG-Prinzips schwierig. Mit Blick auf den Analysator können die Auswirkungen einer Änderung an den Trimmelementen oder des Arbeitspunktes unmittelbar abgelesen werden. Mit klarer Zielsetzung kann der Operateur die Tuning-Elemente aufgrund der angezeigten Messkurve sehr einfach abgleichen und variiert nicht blind und damit sinnlos die Elemente. Eine Justage der Kondensatoren ist mit dieser Technik sehr einfach möglich. Auch auftretende Probleme werden schnell erkannt.

Mit justierter Oszillatorschaltung (ähnlich grüner Kurve aus 4.14) wird zu den Großsignalmessungen übergegangen. Großsignaleffekte wie Kompression, Änderungen im DC-

<sup>10</sup>Nach SOL-Kalibration wird die Referenzebene rechnerisch über die Offset-Funktion des VNAs an das Ende der zuführenden Leitung verschoben.



**Abb. 4.15:** Messergebnisse der Hilfsgeneratormethode bei Großsignalanregung mit steigendem Anregepegel. Großsignaleffekte wie Kompression und Frequenzverschiebung sind beobachtbar.

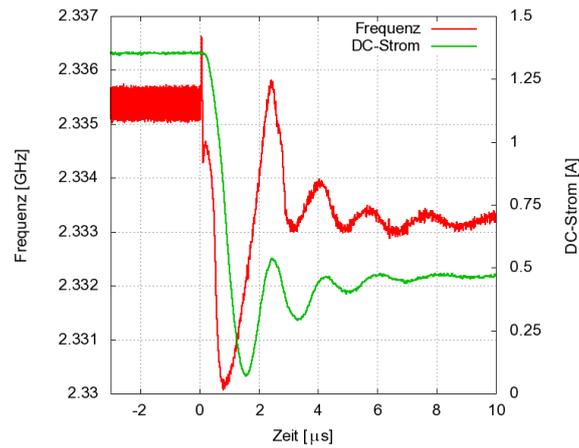
Stromverbrauch und in der Frequenz werden mit steigendem Anregepegel beobachtet. Das Bild 4.15 zeigt mehrere Diagramme, die das Verhalten einer aufgenommenen Einzelmessung zusammenhängend wiedergeben sollen. Der zu untersuchende Oszillator ist mit dem Hilfsgenerator verbunden, dessen Leistung schrittweise erhöht wird. Während des Vorgangs wird darauf geachtet, dass die Phase des komplexen Reflexionsfaktors  $\Gamma$  nahe Null bleibt. Um dies zu erreichen wird über die Stellgröße Anregefrequenz nachgeregelt. Wird die Phase von  $\Gamma$  positiv, so wird die Frequenz umgehend erhöht. Wird die Phase negativ, erfolgt eine Reduzierung der Frequenz. Diese spezielle Phasenregelschleife, deren Phasendetektor der Netzwerkanalysator darstellt und deren Integralregler in Form eines Algorithmus auf dem PC implementiert ist, wertet die Phasenabweichung aus und stellt die Stimulusfrequenz des Analysators entsprechend ein. Die Anregungsleistung wird in der gezeigten Messung von 0 dBm an schrittweise erhöht, bis der Reflexionsfaktor auf einen Wert von 1 gesunken ist, in diesem Fall bei circa 21 dBm. Die Versorgungsspannung des Oszillators ist auf 15 V reduziert, um eine Plasmazündung im Resonator zu vermeiden. Großsignaleffekte sind trotzdem sichtbar. Im Smithdiagramm (a) ist ebenfalls die frequenzabhängige Kleinsignalkurve aufgetragen. Der Frequenzpunkt, an dem die Kurve die reelle Achse schneidet, stellt den Startpunkt für die Großsignalmessung dar. In Bild b ist der Betrag von  $\Gamma$  in Abhängigkeit von der Eingangsleistung aufgetragen. Weiterhin sind in den Diagrammen c und d die resultierende Frequenz und der DC-Stromverbrauch wiedergegeben. Ein interessantes Ergebnis ist die anfängliche Zunahme des Reflexions-

koeffizienten im Bereich von 0 bis 10 dBm und die darauf folgende Abnahme auf den Wert 1. Die Zunahme im ersten Bereich gibt Aufschluss über den Arbeitspunkt. Analog zu der Transmissionscharakteristik von Leistungsverstärkern kann hier eine reine Klasse A und C ausgeschlossen werden. Die Klasse A besitzt einen anfangs flachen Verlauf und Klasse C hat bei sehr kleinen Anregungen gar keine Verstärkung. Die Klasse B besitzt im Leerlauf einen sehr geringen DC-Verbrauch und kommt daher auch nicht in Frage. Eine Mischung aus dem glatten Verlauf von Klasse A mit erst konstantem Stromverbrauch und der Klasse B mit steigender Verstärkung und Stromverbrauch während der Erhöhung der Eingangsleistung ist gegeben. Der Transistor arbeitet demnach in Klasse AB.

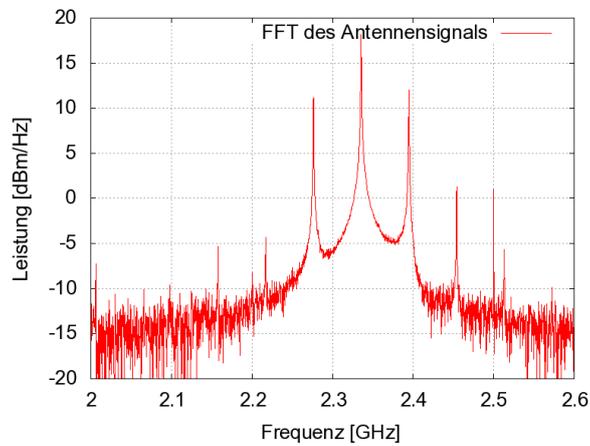
Mit dieser Art Charakterisierung kann ein Oszillator bezüglich des Großsignalarbeitspunkts untersucht werden. Das nichtlineare Verhalten der Reflexion, die Änderung in der Frequenz und der Verlauf des DC-Stromverbrauches sind deutlich erkennbar. Die Ergebnisse werden für die weitere Entwicklung genutzt.

Ein zusätzlicher Aspekt bei der Untersuchung von Oszillatoren dieser Art ist die gewollte Plasmazündung mit der damit verbundenen plötzlichen Laständerung nach dem Einschalten. Es ist die Eigenschaft der Plasmaquelle, ein solches Plasma ohne Hochspannungsunterstützung zu zünden und kontinuierlich zu treiben, die der Plasmaquelle ihre Attraktivität verleiht. Dazu soll der Zündprozess und die Dynamik im Oszillator beobachtet werden. Der Oszillator wird vom Hilfsgenerator getrennt und kann nun folglich ohne äußere Beeinflussung von selbst anschwingen und auch das Plasma zünden. In der folgenden Betrachtung werden der DC-Strom und die Frequenz des Oszillators bei der Plasmazündung aufgezeichnet. Eine in der Nähe des Oszillators befindliche Antenne empfängt einen kleinen Teil der abgestrahlten Mikrowellenenergie und führt sie einem Oszilloskop zu. Eine Stromzange ( $BW > 50$  MHz) erfasst den Stromverbrauch der Quelle und ist ebenfalls mit dem Oszilloskop verbunden. So werden das Mikrowellensignal und der Stromverlauf der Plasmaquelle parallel aufgezeichnet. Mit dem mathematischen Überlagerungsverfahren aus Kapitel 4.1.2 wird aus den Zeitbereichsdaten des Mikrowellensignals der zeitabhängige Frequenzverlauf berechnet.

Die Abbildung 4.16 zeigt das Verhalten der Plasmaquelle im Moment der Plasmazündung. Eine leichte Frequenzminderung ist sichtbar. Der Strom hingegen nimmt deutlich ab. Beide Effekte, die Abnahme der Frequenz und die Reduzierung des Versorgungsstroms, belegen nicht nur die Messungen, sondern spiegeln sich auch in den Simulationsergebnissen wider. Dieses Verhalten wird in der transienten Simulation und auch in der Harmonic Balance Simulation erfasst. Ein Vergleich mit der Simulation ist nun möglich. Die genannte Abbildung zeigt auch noch eine ganz spezielle Eigenschaft des Oszillators. Wie erkennbar ist, schwankt die Frequenz vor der eigentlichen Zündung um ca. 0,5 MHz und ist damit nicht stabil. Dieses Verhalten wird ab und an unter Leerlaufbedingungen und auch nur in einem kleinen Kapazitätsbereich der Trimm-Kondensatoren beobachtet. Es erscheint breitbandig auf dem Spektrenanalysator als Hauptkomponente in Verbindung mit mehreren Nebenlinien, ähnlich einem frequenzmodulierten Signal. Die Abbildung 4.17 zeigt den



**Abb. 4.16:** Frequenz und Stromverbrauch bei Plasmazündung.



**Abb. 4.17:** Spektrum des instabilen Signals bei Leerlauf der Plasmaquelle, das unter speziellen Einstellungen der Tuning-Kondensatoren auftritt.

Betrag der Fouriertransformation des transienten Signals vor der Plasmazündung. Mit der Zündung des Plasmas stabilisiert sich die Oszillation zu einem harmonischen Signal. Mit dem Variationsraum der beiden Trimm-Kondensatoren des Oszillators werden offensichtlich instabile Bereiche tangiert, die teilweise die Plasmazündung erschweren. Aus diesem Grund sind diese chaotischen Oszillationen unerwünscht und müssen im Prozess der Inbetriebnahme vermieden werden.

Der niederfrequente abklingende Anteil aus Abbildung 4.16, der wie eine Sprungantwort ab der Plasmazündung erscheint, wird durch die plötzliche Stromänderung in Verbindung mit den Kondensatoren und Spulen des Bias-Tee's, sowie den Zuleitungsinduktivitäten gebildet und ist für das eigentliche Oszilatorvorhaben irrelevant.

## 5 Kompakte Plasmaquelle

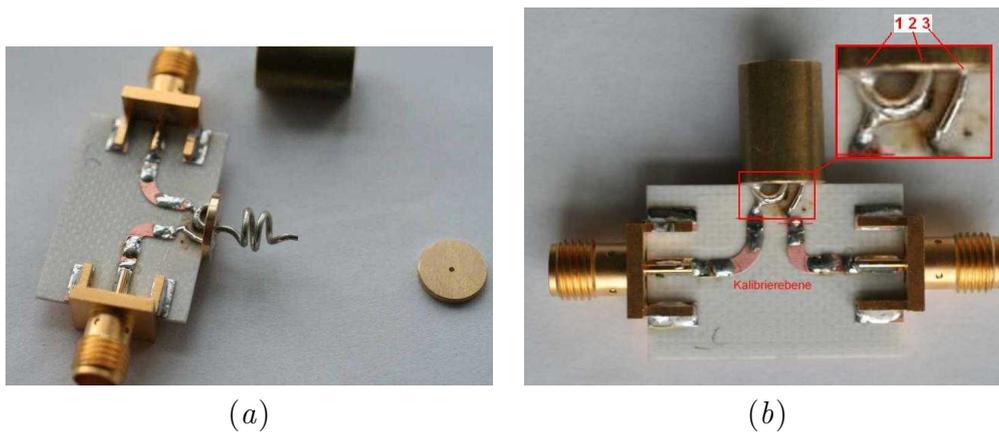
Das vorliegende Kapitel beleuchtet zwei Aspekte des Plasmaquellenprototyps. Es wird die Hardware der Plasmaquelle näher betrachtet. Darauf folgend werden im zweiten Abschnitt einige physikalische Erkenntnisse der plasmatechnischen Untersuchungen vorgestellt. Dieser Absatz beinhaltet in konzentrierter Form die Ergebnisse der Kollegen der Ruhr-Universität Bochum. Das sind im Speziellen die Plasmaexperten Dr. Nikita Bibinov und die Gruppe um und mit Professor Peter Awakowicz. Auch die Kollegen des Instituts für Nieder-temperaturplasma in Greifswald trugen zu den Ergebnissen bei. Schließlich runden die Experimentaldaten der Firma Aurion die plasmatechnische Charakterisierung ab.

### 5.1 Die Hardware der Plasmaquelle

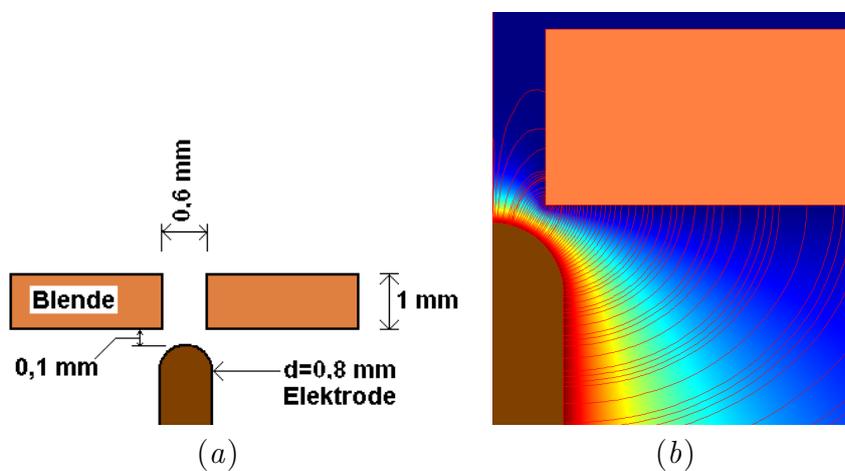
Der Resonator wurde als grundlegender experimenteller Aufbau in Kapitel 2.3 vorgestellt. Aus dieser frühen Idee entstand folgende Weiterentwicklung. In Abbildung 5.1a ist die weiterentwickelte Struktur dargestellt. Das Resonatorgehäuse ist noch nicht montiert, dadurch wird die Spule als verkürzter Innenleiter des koaxialen Systems sichtbar. Die Drahtlänge entspricht ca. einer Viertelwellenlänge und ist auf der Platinenseite gegen Masse kurzgeschlossen. Der Kurzschluss befindet sich außerhalb des Schirmungsgehäuses und ist in 5.1b vergrößert abgebildet. Der halbkreisförmige Leiterzug, auf dem der Spulendraht verlötet ist, führt auf der linken Seite gegen Masse (#1) und mittig in das Schirmungsgehäuse des Resonators (#2) zur Spule hinein. Rechts von der halbkreisförmigen Struktur befindet sich eine Auskoppelschleife (#3). Die Koppelstruktur beginnt an der Resonatormasse und führt später im Oszillator zum Gate des Transistors.

Abbildung 5.1b zeigt außerdem die experimentelle Träger-Leiterplatte mit fertig-montiertem einsatzbereiten Resonator. Die Leiterplatte wurde zum Zweck der Charakterisierung entsprechend ausgelegt. So sind zwei Mikrowellenanschlüsse vorhanden, mit denen der Resonator angeregt werden kann. Der linke Anschluss dient der Leistungseinkopplung und der rechte Anschluss koppelt einen Teil der eingespeisten Energie wieder aus. Das ausgekoppelte Signal enthält die resonatorspezifischen Informationen. Dieser Aufbau wird nicht nur unter Kleinsignalbedingungen betrieben, sondern auch mit hohen Leistungen angeregt, um die Plasmazündung zu provozieren. Die wichtigen Parameter wie Eingangsreflexion ( $S_{11}$ ) und Auskopplung ( $S_{21}$ ) können dann mit brennendem Plasma gemessen werden.

Die Messwerte werden zur Modellierung des Resonators sowie des Plasmas genutzt. Näher ist dieses Vorgehen in den Kapiteln 2 und 3 ausgeführt und soll an dieser Stelle nicht weiter interessieren.



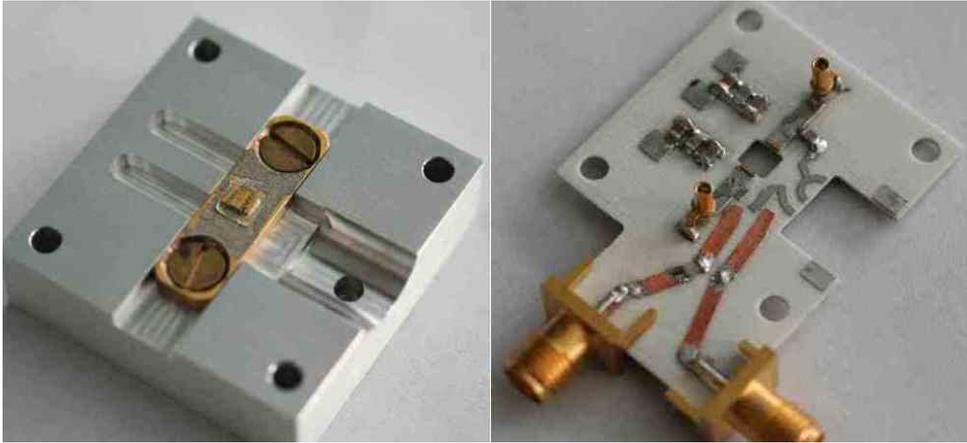
**Abb. 5.1:** Resonator für Plasmaquellenprototyp



**Abb. 5.2:** Düsengeometrie

Der Aufbau des Resonators beinhaltet mehrere wichtige Details, auf die noch weiter eingegangen wird. So muss zum Beispiel das Spulenende recht genau vor dem Loch in der vordersten Blende positioniert werden. Die Spule wird zweckmäßig auf einer speziell dafür vorgesehenen Form gewickelt, um die Toleranzen zwischen mehreren Aufbauten klein zu halten. Dennoch ist die Positionierung des Spulenendes vor dem Loch kritisch. Dieser Schritt besitzt auch das Potential für eine Weiterentwicklung bzw. Verbesserung. Die Zeichnung 5.2a zeigt die Lochblende und das davor positionierte abgerundete Spulenende. Das Plasma brennt zwischen dem Draht und dem Loch bzw. dem Rand des Lochs und wird durch den Gasfluss durch das Loch hindurch nach außen getrieben. Der Abstand zwischen Elektrode und Blendenebene beträgt 0,1 mm und darf keiner großen Variation unterliegen. Der Elektrodenabstand zwischen der scharfen Lochkante und dem runden Drahtende beträgt nach Pythagoras einen knappen Viertelmillimeter.

Weiterhin ist die Verteilung des elektrischen Feldes für den Leerlauf angegeben. Das Bild b zeigt dazu eine 2,5D-Simulation. Das elektrostatische Potential und die elektrischen Feldlinien sind gut erkennbar. Die Kante der Lochelektrode wirkt lokal felderhöhend, allerdings nur in begrenztem Maße. Wichtig für die Wahrung der Geometrie ist die

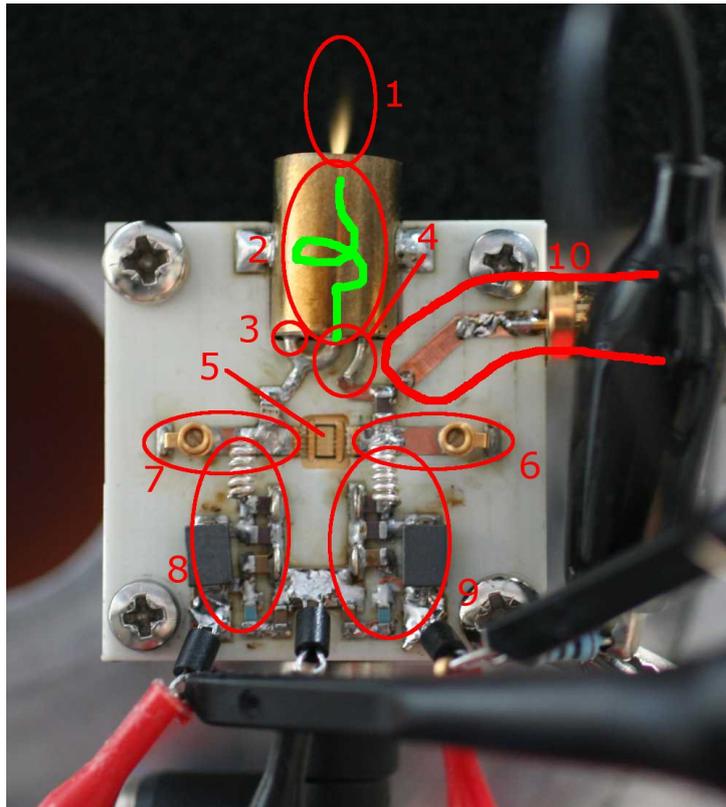


**Abb. 5.3:** Komponenten der Plasmaquelle

Scharfkantigkeit der Bohrung. Es wird bei der Fertigung bewusst auf eine Phase an dieser Kante verzichtet.

Die Plasmaquelle besteht aus verschiedenen Komponenten. Der Resonator wurde in Abb. 5.1 schon vorgestellt. Dazu kommen noch weitere Einzelteile. Auf einem Grundkörper aus Aluminium wird ein Transistorflansch geschraubt, auf dem der GaN-Transistor aufgelötet ist. Auf diesem Trägerkörper wird die Leiterplatte mit leitendem Kleber fixiert und verschraubt. Der Leitkleber schafft eine definierte elektrische Verbindung zwischen der metallisierten Rückseite der Leiterplatte und dem Transistorflansch. In Abbildung 5.3 ist der Grundkörper und eine Experimentierplatine zu sehen. Die Leiterplatte in dieser speziellen Ausführung eignet sich für Messungen der offenen Schleife des Oszillators und für die Messung mit dem Hilfsgenerator (auxiliary generator). Die Leiterplatte besitzt weiterhin eine rechteckige Aussparung, in die der Resonator eingesetzt wird. Mit verlötetem Resonator und montiertem Grundkörper ist das Grundgerüst des Oszillators und somit der Plasmaquelle bereitgestellt.

Nach Aufsetzen der Leiterplatte werden die Gate- und Drain-Kontakte mit der Leiterplatte verbunden. Das geschieht per Golddrahtbondung. Die Kontaktpunkte, also die Pads des Transistors, haben eine vergoldete Oberfläche. Die Voraussetzung für das Bonden Gold auf Gold ist transistorseitig gegeben. Die verzinnte Leiterplatte stellt ohne weitere Nachbehandlung dagegen ein Problem dar, weil Gold auf Kupfer oder Zinn nicht hält, bzw. nicht zuverlässig kontaktiert. Für ein schnelles Rapid-Prototyping, welches auch die Golddrahtbondung umfasst, hat sich folgende Lösung für diesen niedrigen Frequenzbereich etabliert: Auf die Kontaktflächen der Leiterplatte, die für die Bondung in Frage kommen, werden vergoldete "Bond Lands" gelötet. Diese kleinen Metallplättchen mit vergoldeter Oberfläche dienen nur als Haftvermittler zwischen dem Bonddraht und der unvergoldeten Leiterplatte. Sicherlich hat dieser Eingriff auch mikrowellentechnische Folgen, diese halten sich aber in Grenzen und können fast vernachlässigt werden. An dieser Stelle ist das Geschick des Bedieners am Bondautomaten gefragt, um induktivitätsarme Verbindungen zu schaffen.

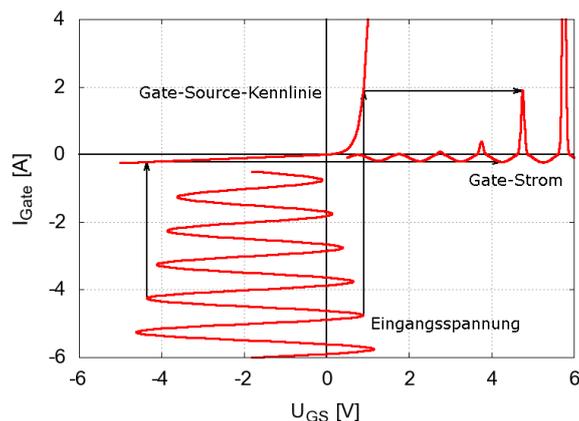


**Abb. 5.4:** Foto des Plasmaquellen-Prototyps

Die Abbildung 5.4 zeigt den Plasmaquellen-Prototyp mit Sicht auf die Leiterplatte. Alle wichtigen Elemente und Teilschaltungen sind nummeriert. Hinter der Ziffer 1 verbirgt sich das eigentliche Ziel der Anordnung. Gemeint ist das atmosphärische Luftplasma. Die 2 benennt die Spule des Resonators und die 3 stellt den Kurzschlusspunkt der Spule außerhalb des Resonators dar. Über die Struktur zur Auskopplung (4) erhält der GaN-Transistor (5) einen Teil der Mikrowellenenergie zurück. Das Gate-seitige Anpassnetz (6) passt dazu unterschiedliche Impedanzen zwischen Resonatorauskopplung und Gate des Transistors an. Das Drain-seitige Anpassnetz (7) transformiert den Ausgangswiderstand des Transistors auf abweichende Werte und dreht die Phase entsprechend der Simulation. 8 und 9 stellen die Bias-Tee-Netze für Gate und Drain dar. Die Mikrostreifenleitung und der SMA-Konnektor, zusammengefasst unter der Nummer 10, dokumentieren die Möglichkeit den Oszillator mit einem Hilfsgenerator nach Abschnitt 4.1.1 vermessen zu können. Für eine Inbetriebnahme des Oszillatorprototyps stellte sich dieses Verfahren als sehr hilfreich heraus.

Für den Betrieb der Plasmaquelle benötigt diese nur zwei DC-Spannungen: Die Gate-Spannung und die Drain-Spannung, also die DC-Potentiale des GaN-Transistors. Für einen einfachen Benutzer der Plasmaquelle ist das Einstellen der Arbeitspunkte natürlich lästig und überfordert den Nicht-Elektrotechniker. Für die komfortable und einfache Benutzung wird daher noch ein elektrisches Vorschaltgerät benötigt, welches die genannten Aufgaben übernimmt. Diese zusätzliche Schaltung stellt die Arbeitspunkte des Oszillators

ein. Mehr noch, die Schaltung erzeugt aus einer üblichen Betriebsspannung von +24 V auch die für den Betrieb des GaN-Transistors notwendige negative Gate-Vorspannung. Ist die Gatespannung stabil und sicher vorhanden, wird erst dann die Drain-Spannung eingeschaltet. Das Vorschaltgerät übernimmt somit auch die Kontrollfunktion über den Arbeitspunkt des Oszillators. Der Schaltplan eines solchen Vorschaltgerätes ist im Anhang zu finden. Da die Schaltung den Arbeitspunkt einstellt und damit erheblichen Einfluss auf die Mikrowelleneigenschaften des Oszillators hat, wird auf sie weiter eingegangen. Ein wichtiger Punkt bei der Versorgung des Gates ist die Tatsache, dass der Oszillator im Betrieb versucht DC-Leistung über das Bias-Tee hindurch an das Gate-Netzteil abzugeben. Das Netzteil bzw. das Vorschaltgerät muss also in 2 Quadranten betriebsfähig sein. Zur Erinnerung: Bei einer negativen Gate-Vorspannung fließt ein kleiner negativer Strom in das Gate. Die Gate-Source-Strecke ist in elektrotechnischer Hinsicht ein Verbraucher. Schwingt der Oszillator nach dem Anlegen der Drainspannung an, so dreht sich die Stromrichtung um. Aus dem kleinen negativen Gate-Strom wird ein nicht unerheblicher positiver Stromfluss. Es hat sich häufig gezeigt, dass der DC-Gate-Strom dann leicht Größenordnungen von 100 mA und mehr erreicht. Das zeigte sich in der Simulation (4.1) und auch in der Realität. Der Oszillator fungiert in diesem Falle Gate-seitig als Energiequelle. Drain-seitig wird natürlich viel mehr Energie verbraucht, als der Oszillator Gate-seitig wieder an das Netzteil (in der Funktion als Last) abgibt. Dennoch muss der positive Strom und die damit verbundene Leistung vom Netzteil aufgenommen werden. Dieser Effekt bietet aber auch die Möglichkeit einer selbsttätigen Arbeitspunktregelung. Eine Veröffentlichung, die dieses Thema in Bezug auf GaN-Verstärker untersucht, ist durch Mitwirken des Autors entstanden[44]. Warum versucht der Oszillator Gate-seitig DC-Leistung abzugeben? Die Erklärung ist im Aufbau des Transistors gegeben. Der HEMT ist eine spezielle Form des JFET bzw. des MeSFET. Die U/I-Kennlinie des Gate-Source-Terminals entspricht also der einer Diode. Der Transistoreingang ist bezüglich der U/I-Charakteristik und bei großer Aussteuerung ein stark nichtlineares Tor. Was nun passiert, ist ein einfacher Effekt. Bei großer Aussteuerung mit einem Mikrowellensignal wird die Gate-Source-Schottky-Diode teilweise in den Durchlassbereich getrieben. Die Skizze 5.5 verdeutlicht diesen Effekt. In dieser Abbildung ist die Eingangskennlinie der Diode, eine anliegende harmonische Wechselspannung und der erzeugte Stromfluss gezeigt. Bei großer Aussteuerung nimmt die Verzerrung der harmonischen Wechselspannung rasch zu und die positive Stromspitzen erhöhen den DC-Anteil des Stromes stark, der dann in den positiven Bereich übergeht. Der Übersichtlichkeit halber wurde auf parasitäre Elemente verzichtet und nur die Diodenkennlinie für den DC-Fall schematisch dargestellt. Der gleiche Effekt kann auch anders interpretiert werden: Dadurch, dass die Diode einfallende Wellen verzerrt, entstehen natürlich auch Frequenzkomponenten, die von der Anregefrequenz abweichen. Zusätzlich zu den erzeugten Oberwellen fällt auch ein Anteil auf die Frequenz Null. Es entsteht ein DC-Anteil, der aus der partiellen Gleichrichtung des Mikrowellensignals resultiert. Dieser erzeugte Gleichanteil findet den Weg durch das



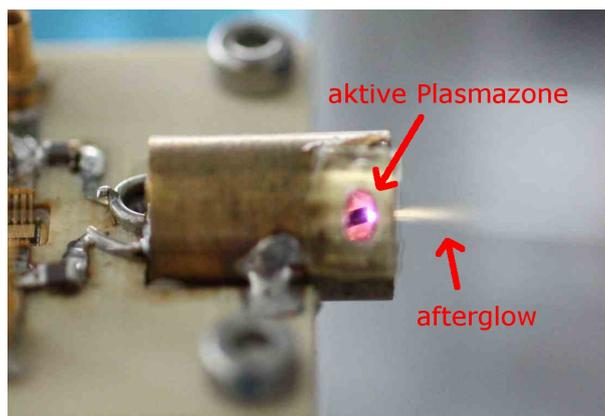
**Abb. 5.5:** Gate-Source-Diode bei Aussteuerung

Bias-Tee der Gate-Seite hindurch zum dahinterliegenden Netzteil bzw. Vorschaltgerät. Aus diesem Grund darf das Netzteil nicht nur Leistung abgeben können, was einem Einquadranten-Betrieb entspräche, es muss zusätzlich auch Leistung aufnehmen können. Im Umkehrschluss kann das Netzteil die eingestellte Spannung nicht halten, wenn es nur für einen Einquadrantenbetrieb ausgelegt ist. Dieses Verhalten der Arbeitspunktänderung durch einen positiven Stromfluss kann sich negativ auf die Schaltung auswirken, eröffnet aber durch diesen “neuen” Freiheitsgrad auch die Möglichkeit einer lastabhängigen bzw. zustandsabhängigen Arbeitspunktregelung. So kann mit Änderung des Eingangspegels am Transistor auch dessen DC-Arbeitspunkt gestellt werden. Die dadurch entstehenden Möglichkeiten werden im Ausblick näher erörtert. Für den gegenwärtigen Aufbau wird die Zweiquadrantenfähigkeit der Gateversorgung angenommen.

## 5.2 Plasmatechnische Eigenschaften

In diesem Unterabschnitt werden verschiedene Eigenschaften des erzeugten Plasmas angegeben. Es wird auf wichtige Plasmacharakteristika eingegangen. Die dazugehörigen Messungen und Auswertungen wurden in Zusammenarbeit mit den Kollegen der Ruhr-Universität-Bochum, dem Institut für Niedertemperaturplasma in Greifswald und dem Industriepartner Aurion Anlagentechnik getätigt. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse wird an dieser Stelle nur in konzentrierter Form gegeben und parallel auf die entstandenen Veröffentlichungen verwiesen.

Der entstandene Plasmaquellenprototyp wurde mit einem Fenster im Resonator versehen, um die Plasmaentladung optisch beobachten und dessen Spektren bestimmen zu können. Die Größe der aktiven Plasmaregion wird per Mikrofotographie bestimmt. Bei einer Steigerung im Stickstofffluss von 100 sccm auf 1000 sccm reduziert sich das Volumen der Region von  $5,35 \cdot 10^{-2} \text{mm}^3$  auf  $1,21 \cdot 10^{-2} \text{mm}^3$ . Gleichzeitig steigt die Elektronendichte von  $10^{11}$  auf  $6 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$  an. Da ebenfalls die Plasmaimpedanz und damit auch die eingetragene Mikrowellenleistung stark vom Gasfluss abhängen, ist die flussabhängige Zonengröße bei



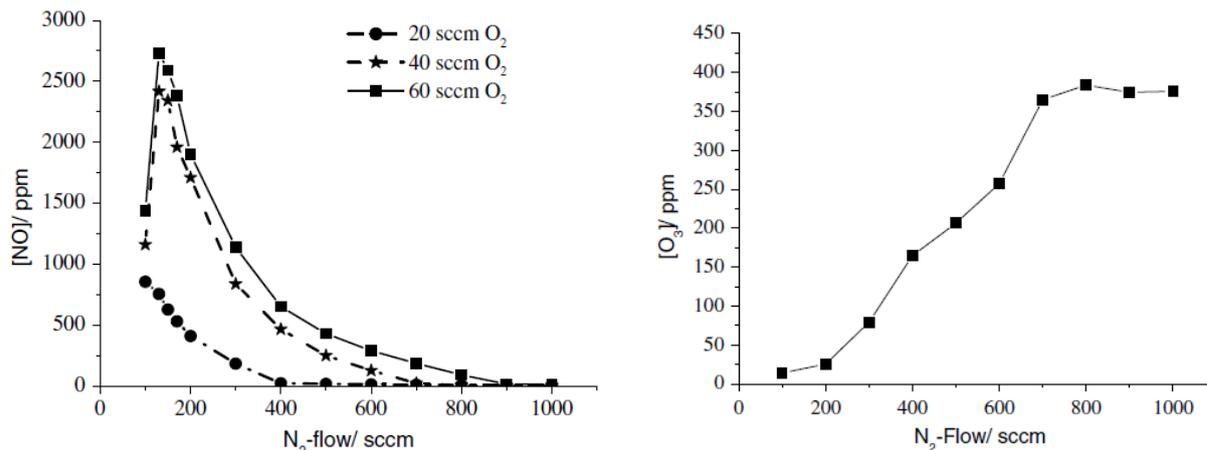
**Abb. 5.6:** Plasmaquelle mit Fenster im Resonator

*konstanter* Mikrowellenleistung nicht direkt zugänglich.

Ein Teil der Mikrowellenleistung wird an das Plasma abgegeben und erhitzt dieses. Die Temperatur der Plasmazone wird mittels optischer Emissionsspektroskopie (OES) bestimmt. Dazu wird die Emission der Stickstofflinie bei 337,1 nm ausgewertet. Die Temperatur beträgt bei 100 sccm Gasfluss ca. 1400 Kelvin und bei 1000 sccm noch rund 1000 K. Es variiert also nicht nur die Größe der Plasmazone, sondern auch dessen Temperatur. Die Elektronentemperatur in der aktiven Plasmazone weicht erheblich von der Gastemperatur ab. Sie ist deutlich höher und wird aus der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bestimmt. Die Temperatur der Elektronen beträgt rund 60.000 Kelvin. Das Plasma ist damit nicht im Thermischen Gleichgewicht. Die hohe Elektronentemperatur ist unter anderem dafür verantwortlich, dass chemische Reaktionen bei niedrigen Temperaturen stark beschleunigt bzw. erst ermöglicht werden. Diese Eigenschaft der hohen Elektronen- und vergleichsweise niedrigen Gastemperatur und die dadurch ermöglichten chemischen Reaktionen macht das Plasma zu einem sehr wichtigen Instrument.

Die Temperatur des Plasmastrahls außerhalb der Plasmaquelle ist dagegen, je nach Abstand zum Resonator, geringer als 100 Grad Celsius. So ist die Behandlung von temperatursensitiven Materialien wie Kunststoffen möglich, aber auch die Anwendung auf biologische Objekte. Gerade die Nutzung der Plasmaquelle im medizinischen Sektor verspricht ein großes Potential. Zum Beispiel erzeugt die Plasmaquelle im Betrieb Ozon und mehrere Stickoxide. In hohen Dosen giftig, sind diese Stoffe in kleinen Mengen nützliche und wichtige Botenstoffe im Mechanismus der Zellteilung. Wird die Plasmaquelle mit einem Gemisch aus Stickstoff und Sauerstoff betrieben, entstehen unter anderem diese beiden Stoffe als Reaktionsprodukte. Die direkte Plasmabehandlung biologischer Objekte wie der menschlichen Haut oder indirekt mit dessen Reaktionsprodukten stellt die ursprüngliche Motivation für diese Arbeit im Rahmen des Verbundprojektes BioLiP<sup>1</sup> dar. Ein zusammen-

<sup>1</sup>BMBF-Verbundprojekt: Desinfektion, Entkeimung und *biologische* Stimulation der menschlichen Haut durch gesundheitsfördernde *Licht-* und *Plasmaquellen* - Teilvorhaben: Grundlegende Untersuchung einer Plasmaquelle auf Basis von Mikrohohlkathodenarrays zur Behandlung von Haut (FKZ: 13N9092) als Unterauftrag der Firma Aurion GmbH im Zeitraum 01. August 2006 - 31. Juli 2009.



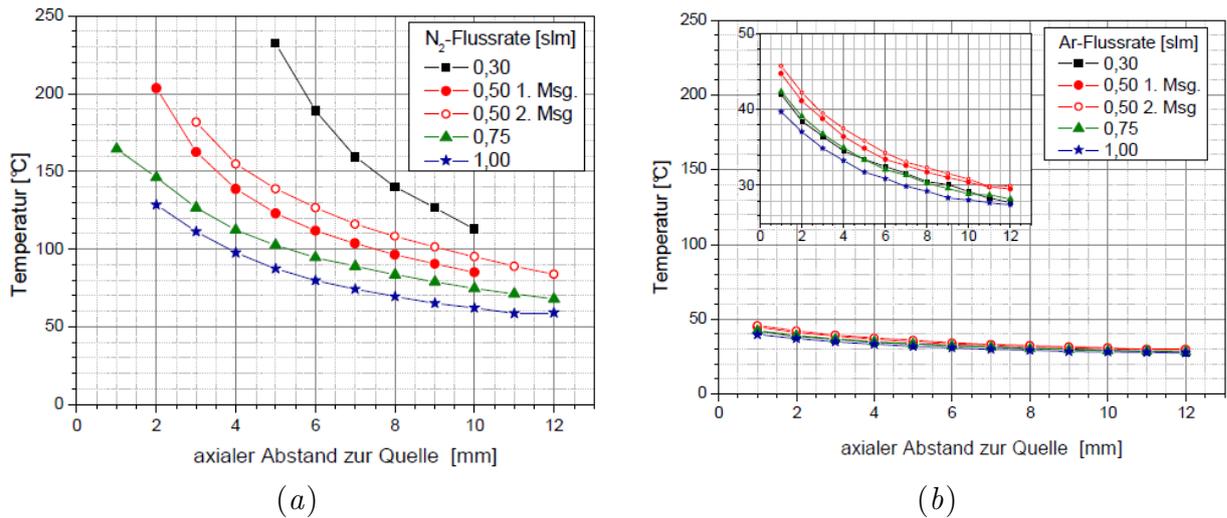
**Abb. 5.7:** Produktion von Stickstoffmonoxid und Ozon in Abhängigkeit vom Gasfluss [46].

fassender Beitrag über die Plasmaquelle dieser Arbeit und den Licht- und Plasmaquellen der Verbundpartner ist in [45] gegeben.

In den Diagrammen 5.7 wird die flussabhängige Stickstoffmonoxidproduktion und die Ozon-Erzeugung angegeben. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Erzeugung der Reaktionsprodukte eine starke Abhängigkeit vom Gasfluss besitzt und dass die Produktionsrate mit steigendem Fluss im Falle des NOs abnimmt, bei Ozon aber zunimmt. Diese Gegenläufigkeit der Raten eröffnet die Möglichkeit, gezielt ein gewünschtes Verhältnis einstellen zu können. Es kann praktisch sogar nur Ozon oder Stickstoffmonoxid(NO) erzeugt werden, und das nur über den Gasfluss als Stellgröße. Ist man an einer reinen Ozonproduktion interessiert, zum Beispiel für Sterilisationszwecke, so wird die Plasmaquelle mit einem Liter pro Minute betrieben. Bei Stickstoffmonoxid als gewünschtem Reaktionsgut ist der Gasfluss bei 200 sccm anzusetzen. In den Veröffentlichungen [46] und [47] wird näher auf die Ergebnisse und auf die Mess- und Auswertemethoden eingegangen.

Weiter oben wurde schon erwähnt, dass die Gastemperatur außerhalb des Resonators schnell abklingt und Werte unter einhundert Grad Celsius erreicht. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Niedertemperaturplasma in Greifswald wurde unter anderem die Temperaturverteilung gemessen. Bei den Untersuchungen wurden auch Gasflüsse und die Gasart variiert. So zeigt sich, dass die Gastemperatur bei Stickstoffbetrieb direkt am Düsenausgang bezogen auf temperatursensitive Oberflächen wie Kunststoffe oder organische/biologische Objekte recht hoch ist. 200 °C Gastemperatur ist für viele Oberflächen zu heiß. Die Temperatur nimmt mit dem Abstand aber schnell ab und ist nach 12 Millimetern in unproblematischen Bereichen. Für Argon als Prozessgas bewegt sich der Temperaturbereich generell in günstigen Größenordnungen. Die Diagramme in Abbildung 5.8 zeigen die Abnahme der Gastemperatur mit dem Abstand für die Prozessgase Stickstoff und Argon bei verschiedenen Flüssen.

Die niedrigen Temperaturen der Argonentladung verwundern nicht, da sich die elektrischen Eigenschaften zwischen Molekularen Gasen wie Sauerstoff, Stickstoff etc. und atomaren

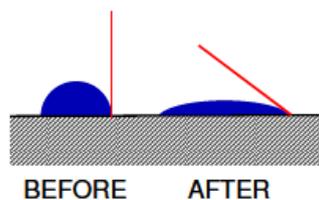


**Abb. 5.8:** Temperaturprofil der Plasmaflamme in Abhängigkeit des Gasflusses und der Gasart.

Gasen wie Helium und Argon sehr stark ändern. Die Diagramme 3.5 und 3.6 auf Seite 22 machen die prinzipiellen Unterschiede im Impedanzverhalten deutlich. Die vorgestellte Plasmaquelle wurde für den Betrieb mit Stickstoff bzw. Luft vorgesehen und die stark abweichende Brennimpedanz der Edelgase bewirkt natürlich auch eine Fehlanpassung und die damit verbundenen Leistungseinbußen. Der Energieeintrag in das Plasma sinkt bei einem Betrieb mit Edelgasen erheblich. Anhand dieser Daten kann auch die thermische Leistung des Plasmas abgeschätzt werden. Aus Gasfluss, Temperaturerhöhung innerhalb der Plasmaquelle und der spezifischen Wärmekapazität des Gases kann in einer kalorimetrischen Rechnung die Leistung abgeschätzt werden.

$$P = Fluss \left[ \frac{cm^3}{s} \right] \cdot Dichte \left[ \frac{g}{cm^3} \right] \cdot Wärmekapazität \left[ \frac{J}{g \cdot K} \right] \cdot \Delta T [K] \quad (5.1)$$

Die Gleichung 5.1 stellt nach dem Einsetzen der spezifischen Werte einen absoluten Leistungswert zur Verfügung. Die Einheiten in dieser Gleichung kürzen sich zu Joule pro Sekunde also zum Watt zusammen. Für die Messwerte mit Stickstoff, sehr kurz hinter der Düse, ergibt sich für 750 sccm und eine Temperaturerhöhung von 150 Kelvin eine Leistung von ca. 2,4 Watt. Damit steht erstmalig ein absoluter Wert für die tatsächliche Plasmaleistung fest. Über die Genauigkeit des errechneten Werts lässt sich viel debattieren, gerade weil ein Teil der Energie in chemischen Reaktions- und physikalischen Dissoziationsprozessen “verbraucht” wird. Die Zahl stellt demnach die Mindestleistung des Plasmas dar. Vergleicht man nun die 2,4 Watt Leistung mit den Ergebnissen der Mikrowellensimulation (Tabelle 4.1: transiente Sim. 2,9 W und HB: 7,4 W), so erscheint der Wert ebenfalls plausibel. Der Wirkungsgrad über alles, also DC-Leistung nach Plasmaleistung liegt nach dieser Betrachtung knapp unter 10 Prozent (Annahme DC-Aufnahme wie in transienter Simulation). Offensichtlich gibt es hier ein Verbesserungspotential. Aus der Tatsache heraus, dass diese Charakterisierungsmethode einen absoluten Leistungswert

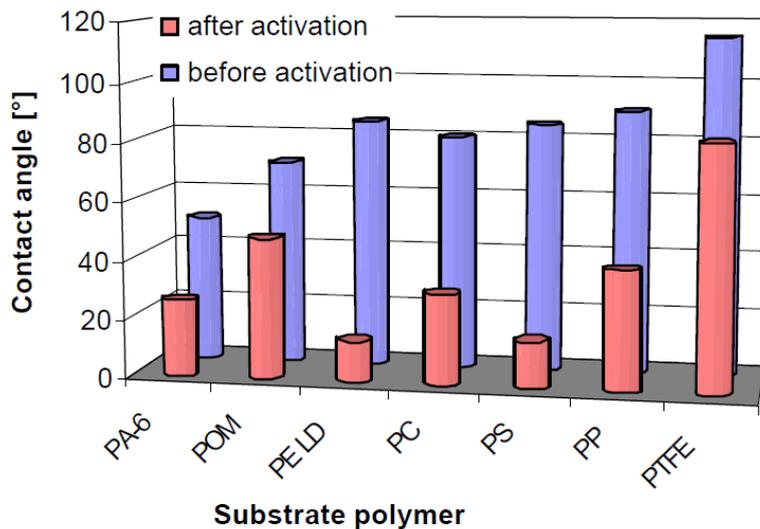


**Abb. 5.9:** Der Kontaktwinkel

liefert, kann eine Plasmaquelle bei der Inbetriebnahme auf das Erreichen einer möglichst hohen Gastemperatur des Plasmas optimiert werden. Die umgesetzte Leistung im Plasma wird dadurch maximiert. Bei gleichbleibender DC-Aufnahme steigt auch der Wirkungsgrad. Eine weitere wichtige Eigenschaft eines Plasmas ist die Fähigkeit Oberflächen zu aktivieren. Das atmosphärische Plasma der integrierten Mikrowellen-Plasmaquelle ist in der Lage die Eigenschaften von Oberflächen zu verändern. Die Untersuchungen des Industriepartners Aurion beziehen sich auf eine Anzahl ausgewählter Kunststoffe, die in der Industrie häufig Verwendung finden. Dabei wurden für die Beurteilung zur Veränderung der Oberflächenenergie Kontaktwinkelmessungen herangezogen. Bei einem solchen Verfahren wird ein Tropfen Wasser unter definierten Bedingungen auf die zu untersuchende Oberfläche getropft. Der dabei entstehende Tropfen ist je nach Benetzungsfähigkeit eher flach und breit oder hoch und schmal. Schneidet eine virtuelle Ebene den Tropfen orthogonal zur Kunststoffoberfläche in zwei Hälften, so entsteht in dieser Ebene die Projektion des Tropfenquerschnitts. In der gedachten Ebene lässt sich der Winkel zwischen Kunststoffoberfläche und der Tangente am Tropfenquerschnitt im Berührungspunkt zur Kunststoffoberfläche nach Abbildung 5.9 bilden.

Für breite, flache Tropfen ist der Winkel sehr spitz, andernfalls weniger spitz bis rechtwinklig oder stumpf. In den Untersuchungen zur Aktivierung ist die Messung der Kontaktwinkel ein wichtiges und aussagekräftiges Instrument und wird häufig herangezogen um Plasmen untereinander zu vergleichen. Für die Kunststoffe Polyamid 6 (PA-6), Polyoxymethylen (POM), Polyethylen-Low Density (PE-LD), Polytetrafluorethylen (Teflon, PTFE), Polycarbonat (PC), Polystyrol (PS) und Polypropylen (PP) wurden solche Kontaktwinkelmessungen gemacht. Im Diagramm 5.10 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Durchweg zeigt die Behandlung der Oberfläche mit dem erzeugten Plasma eine Abnahme des Kontaktwinkels. Das bedeutet einen Aktivierungserfolg. Für Polyethylen und Polystyrol zeigt die Behandlung mit dem erzeugten Luftplasma die größte Änderung. Aber auch für das sehr hydrophobe Teflon (PTFE) ist ein deutlicher Unterschied zur unbehandelten Oberfläche messbar. Das Plasma der Quelle eignet sich also für die Vorbehandlung in Bedruck-, Lackier-, und Klebprozessen.

Die Ergebnisse der Aktivierungsversuche [48] umfassen noch weitere Einflussgrößen. Die Abhängigkeit vom Abstand sowie die radiale Ausdehnung der Aktivierung sind ebenfalls angegeben. Auch der Einfluss durch den Faktor Zeit und die Größe des Gasflusses wurden



**Abb. 5.10:** Der Kontaktwinkel für verschiedene Kunststoffe als Maß für den Aktivierungserfolg der Plasmabehandlung

untersucht. Auf eine detaillierte Wiedergabe dieser Vielzahl an Ergebnissen wird an dieser Stelle verzichtet, da die Ergebnisse nicht Teil dieser Arbeit und öffentlich zugänglich sind.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Mikrowellengeneratoren zur Realisierung kompakter Plasmaquellen. Sie zeigt den Weg von ersten Untersuchungen mit mikrowellengetriebenem Plasma bis hin zur realisierten Plasmaquelle mit integriertem Leistungoszillator. Zunächst wird auf die Resonatoren eingegangen. Der Hauptgrund für deren Einsatz liegt in den Zündbedingungen des Plasmas begründet. So sind im vorliegenden Fall mindestens einige hundert Volt Mikrowellenspannung für eine sichere Plasmazündung erforderlich. Die Größenordnung der Spannungsamplitude ist ohne Resonator und bei geringen Leistungen im 10-Watt-Bereich nicht anders erreichbar. Von den zahlreichen Resonatorarten wurde zunächst der Split-Ring-Resonator der Gruppe um Jeffrey Hopwood untersucht. Es zeigte sich schnell, dass Resonatoren, die auf Leiterplattenmaterial realisiert werden, Lebensdauerprobleme aufweisen. Bedingt durch die hohen Temperaturen des Plasmas und den damit verbundenen thermischen Stress, verbrannten die Leiterplatten regelrecht innerhalb kurzer Zeit. Aus dieser Erfahrung heraus entstand ein Resonator, der eine Kombination aus koaxialer Leitung und konzentrierten Elementen darstellt. In dieser Konstruktion ist der verkürzte Innenleiter freitragend ausgeführt und nicht mit verlustbehaftetem Dielektrikum umgeben. Die verbleibenden Verluste sind praktisch nur ohmscher Natur. Diese erfolgversprechende Resonator konstruktion wurde für die weiteren Aufbauten im Rahmen dieser Arbeit genutzt. Als nächster Schritt wurden systematische Untersuchungen am Resonator und am erzeugten atmosphärischen Mikroplasma durchgeführt. Dazu wurde ein Messplatz eingerichtet, mit dem es möglich ist, das Plasma mittels Netzwerkanalyse zu charakterisieren. Das Verfahren nutzt Anregepegel bis ca. zwanzig Watt und ermittelt so die Eigenschaften des Plasmas. Notwendige Mindestleistungen für die Plasmazündung sowie deren Variation wurden festgestellt. Es zeigte sich, dass das Plasma nicht bei einer exakt definierten Leistungsgrenze sicher zündet, sondern die Zündspannung einer gewissen, nicht unerheblichen Streuung unterliegt. Diese Betrachtung ist unter anderem wichtig für die Betriebssicherheit und für die Dimensionierung der integrierten Plasmaquellen. Den wichtigsten Fakt bei den Untersuchungen stellt dagegen das nichtlineare Verhalten dieser speziellen Last dar. So lässt sich beobachten, dass das Plasma einen stark leistungsabhängigen Brennwiderrstand bildet. Diese komplexe Lastgröße ist für die Entwicklung von Leistungoszillatoren von großer Bedeutung. Mit dem vorgestellten Messsystem werden die leistungsabhängigen Streuparameter des Resonators gemessen und für weitere Betrachtungen im Kapitel 3.1.3 dokumentiert. Mit den gewonnenen Daten und einer Mikrowellenbeschreibung des Resonators ist es möglich, die Referenzebene vom Eingang des Resonators an die eigentlichen Plasmaelektroden zu verschieben. Dadurch werden die

charakteristischen Plasmaeigenschaften isoliert und sind für die weiteren Arbeiten zum Oszillatordesign nutzbar.

Als interessantes Charakteristikum für ein atmosphärisches Luftplasma ist die Konstanz der Brennspannung zu nennen. In einem weiten Bereich der anregenden Leistung bleibt die Elektrodenspannung praktisch unverändert. Der komplexe Widerstand des Plasmas ändert sich also in einer Art und Weise, dass die Brennspannung konstant gehalten wird. Dieses "Regelverhalten" des Plasmas lässt sich in einem Mikrowellenmodell nachbilden und für den weiteren Entwicklungsprozess nutzen. Das vorgestellte Mikrowellenmodell des brennenden Plasmas gibt das gemessene Verhalten gut wieder. So ist es möglich, den Leistungsoszillator, der in der anvisierten integrierten Plasmaquelle Verwendung finden soll, unter Berücksichtigung der dargelegten Zünd- und Brennvoraussetzungen zu entwerfen. In diesem Entwicklungsprozess wird die Methode des Hilfsgenerators bzw. des Auxiliary Generator (AG-Methode) neu eingeführt ([49]). Dieses Verfahren ist nicht nur ein Entwurfs-Hilfsmittel, sondern wird als Strategie in der Entwicklungsphase verfolgt. Mit ihr können Kleinsignalinstabilität und Oszillationsneigung der Schaltung gezielt untersucht werden. Der große Vorteil dieser Methode ist, dass dieses Verfahren auch in realisierten Prototypen angewandt werden kann. Dadurch erhält der Entwickler die Möglichkeit Simulation und Messung gegenüberzustellen und Probleme bei der Inbetriebnahme in einfacher Weise zu identifizieren.

Der Entwicklungsprozess des Leistungsoszillators nutzt drei Simulationsmethoden. Die Kleinsignalsimulation wird unter Verwendung des Auxiliary Generators für grundlegende Untersuchungen bezüglich der Oszillatorsneigung genutzt. Für den Großsignalfall und für die Optimierung auf die wichtigen Betriebsgrößen wie Leerlaufspannung und Plasmaleistung werden die Harmonic-Balance-Methode (HB) und als dritte Simulationstechnik die Zeitbereichsrechnung verwendet. Die transiente Simulation hat generell den Nachteil, dass die wichtigen Größen wie Leistungsfluss auf der Grundwelle und damit auch der Wirkungsgrad nicht direkt sichtbar sind. Ebenfalls ist der Verlauf der Momentanfrequenz, der beim Anschwingen und bei Laständerungen auftritt, nur indirekt erkennbar. Deshalb wird eine mathematische Nachbearbeitung der Zeitbereichsdaten vorgeschlagen (Kapitel 4.1.2), um die aufgezählten Nachteile zu beheben. Im weiteren Entwicklungsverlauf wird diese Methode häufig und erfolgreich angewandt. Sie extrahiert die komplexen Phasorinformationen der transienten Simulation und lässt eine neue Sichtweise auf die Zeitbereichsergebnisse zu. Langsame zeitliche Veränderungen der Wirkleistungsflüsse, Frequenzverläufe und Impedanzbetrachtungen sind dann leicht erkennbar und lassen sich einfach interpretieren. In der transienten Simulation wird auch der Einfluss der Plasmazündung analysiert. Im Gegensatz zur HB-Rechnung können in einer einzigen geschlossenen Simulation Leerlauf, Plasmazündung und eingeschwungener Plasmabetrieb beobachtet werden. Die transiente Simulation stellt in der Arbeit ein wichtiges Mittel dar und ergänzt Kleinsignal- und HB-Rechnung. Die Ergebnisse beider Großsignalbetrachtungen werden gegenübergestellt, verglichen und diskutiert.

---

Im Anschluss daran wird ein Prototyp vorgestellt, der weltweit einen ersten kompakten Mikrowellenplasmagenerator mit integriertem Solid-State-Oszillator darstellt. Für den Plasmabetrieb benötigt der Prototyp lediglich eine Gleichspannung von 24 Volt. Mit einer Kantenlänge von 3 Zentimetern und der Nutzung von Druckluft als Prozessgas wird die Plasmaquelle als Neuheit präsentiert.

Das Kapitel 5.1 beinhaltet den Realisierungsprozess des ersten Prototyps, dessen Inbetriebnahme und die Messergebnisse. Es wird gezeigt, wie aus den Einzelkomponenten die fertige hybride Plasmaquelle entsteht. Der Inbetriebnahmeprozess umfasst unter anderem die AG-Methode und zieht damit Parallelen zur Kleinsignalsimulation. Der Einfluss der Tuning-Kondensatoren auf die Schwingneigung und dessen Justage wird gezeigt. Großsignalmessungen bereiten den freischwingenden Betrieb vor und zeigen anhand der Ergebnisse die Betriebsklasse des Transistors. Nach den Mikrowellenmessungen und der erfolgreichen Inbetriebnahme folgt in Kapitel 5.2 ein Abriss der physikalischen Eigenschaften des erzeugten Plasmas. Die Daten stützen sich dabei auf die Messungen und Ergebnisse unterschiedlicher Kooperationspartner.

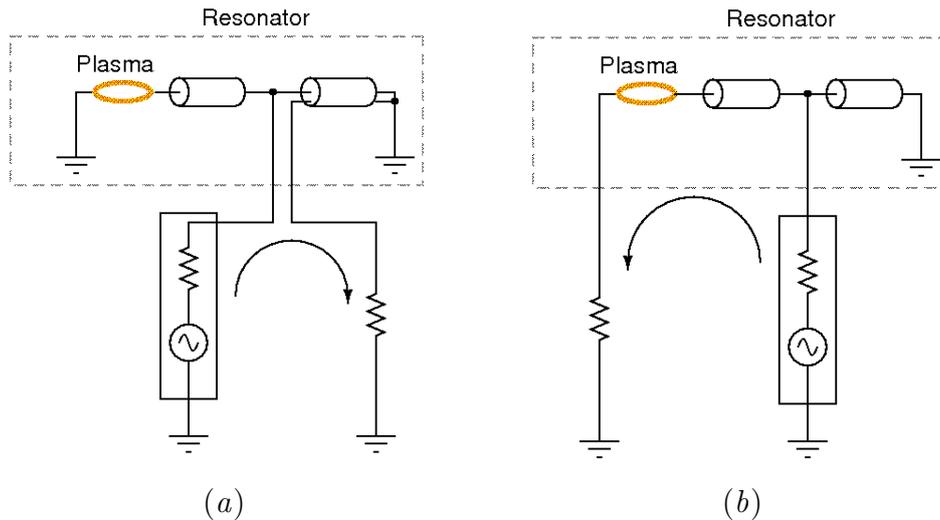
Die im Rahmen dieser Arbeit entstandenen und dargestellten Plasmaquellen sind technisch noch nicht ganz ausgereift. Sie stellen aber eine gute Basis dar, um den Sprung vom Prototypenstatus zum Produkt zu schaffen. Ein Verbesserungsvorschlag bezieht sich daher auf die Geometrie der Elektrodenstruktur und den Elektrodenabstand. So wurde schon am Anfang der Arbeit gezeigt, dass der Elektrodenabstand und das so erzeugte elektrische Feld großen Einfluss auf die Zündfähigkeit und -zuverlässigkeit des Plasmas hat. Die wichtige Bedeutung der Elektrodenstruktur wird durch den starken Einfluss der Geometrie auf die Plasmaimpedanz unterstrichen. Es zeigte sich häufig, dass durch Streuung und Toleranzen der Elektrodengeometrie das Zündverhalten und die Plasmaleistung einer starken Variation unterlagen. Die Elektrodenstruktur und -geometrie ist eine der wichtigen Kernkomponenten, an der sich fortführende Untersuchungen lohnen.

Ein weiterer Aspekt für die Weiterentwicklung sind Untersuchungen am Gleichstrom-Arbeitspunkt des Oszillators. Die Erfahrungen, die während dieser Arbeit mit den vorgestellten Plasmaquellen-Prototypen gesammelt wurden, zeigen, dass der Arbeitspunkt, speziell die Gate-Source-Spannung, einen erheblichen Einfluss auf die Plasmaleistung und auf die Zuverlässigkeit der Plasmazündung besitzt. Systematische Untersuchungen zu den genannten Eigenschaften sollten in Betracht gezogen werden. Des Weiteren besitzt die Gatespannung einen direkten Einfluss auf die Verstärker-Klasse des Transistors und damit auf den Wirkungsgrad der gesamten Schaltung. Das Potential für eine Verbesserung der Plasmaquelleneffizienz ist durch diesen direkten Zusammenhang vorhanden. Weiterhin steuert die Gate-Source-Spannung die nichtlineare Eingangskapazität und somit das Reflexionsverhalten des Transistors. Prinzipiell besteht durch die Variation der Gate-Spannung die Möglichkeit die Umlaufphase der Oszillatorschleife zu ändern. Ein gezieltes Frequenztuning, was ebenfalls Einfluss auf den Wirkungsgrad hätte, wäre die Folge. So könnte eine Frequenzverschiebung der Anpassung des Resonators an den Transistoraus-

gang entgegenkommen. Die vorgestellte Oszillatorschaltung besitzt die Eigenschaft, dass sich der Gate-Bias-Strom des Transistors in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen des Plasmas ändert. Durch ein geeignetes Netzteil kann diese Eigenschaft zur Steuerung der Gate-Spannung ausgenutzt werden und eine automatische Bias-Regelung zum Erreichen der optimalen Betriebsbedingungen und -klassen wäre denkbar.

Eine wichtige Frage ist die nach der Mikrowellenausgangsleistung der Plasmaquelle. Diese Frage ist nicht einfach beantwortbar. Der Leistungsoszillator der Plasmaquelle hat keinen Ausgangsport, an dem die Leistungsmessung trivial wäre. Trotzdem sind verschiedene Zugänge zur Leistungsmessung möglich. Zum einen wird auf die Berechnung der Leistung aus der thermischen Erwärmung des Gases verwiesen, welches beim Durchgang der Plasmazone kräftig erwärmt wird. Die hier gemessenen Werte liegen meist um 3 Watt, teilweise auch höher. Eine Leistungsmessung, auf Mikrowellengrößen basierend, wäre ein nächster Schritt. So wäre es möglich, einen Richtkoppler oder eine Messbrücke in die Oszillatorschaltung mit zu integrieren oder als Aufsatzmodul zu implementieren. Mit einem Messempfänger und einer geeigneten Kalibrations- und Korrekturroutine könnten die absoluten Wellengrößen ermittelt werden. Platziert man die Messbrücke zwischen Transistorausgang und Resonatoreingang, so wie es in den Simulationen in dieser Arbeit geschah, würden zusätzlich zu den Wirkleistungsgrößen auch die Eingangsimpedanzen des Resonators sichtbar. Mit einer solchen Messapparatur könnte man Netzwerkanalyse am laufenden Oszillator in Echtzeit betreiben. Davon sind wichtige Erkenntnisse zu erwarten, da man den direkten Einfluss von Gasfluss und -art auf den Arbeitspunkt und auf die Mikrowellengrößen erfahren würde. Beispielsweise wäre das Oszilloskop ein geeigneter Empfänger um die Mikrowellensignale aufzunehmen. Unter Verwendung des vorgestellten Heterodynverfahrens (Kapitel 4.1.2) und einer PC-Steuerung kann die Funktionalität eines breitbandigen Empfängers für die Netzwerkanalyse gewährleistet werden. In Kapitel 3.1.2 wurden Analysetechniken mit dem Oszilloskop eingeführt und erfolgreich angewandt. Die Netzwerkanalyse am schwingenden Leistungsoszillator mit integrierter Plasmalast beinhaltet noch viel Forschungsbedarf. Sicher können hier viele neue Erkenntnisse zur Interaktion zwischen Plasma und Oszillator erwartet werden.

Ein weiterer wichtiger Vorschlag zur Weiterentwicklung der Plasmaquellen betrifft die grundsätzliche Topologie des Oszillators. In der vorliegenden Arbeit belastet das Plasma den Resonator und reduziert damit die darin gespeicherte Energie. Die Amplitude der Auskopplung sinkt dadurch ebenfalls im gleichen Maße. Der Effekt, dass die Auskopplung mit steigender Plasmabelastung sinkt, kann als Nachteil angesehen werden, weil dadurch in der vorliegenden Topologie die Treiberleistung am Transistor-Gate verringert wird. Eine gute Transistoraussteuerung, bei gleichzeitiger Forderung nach einem energiereichen Plasma, ist aufgrund dieser Gegenläufigkeit sehr schwierig. Der Vorschlag betrifft daher die Verbesserung und Beseitigung dieser negativen Eigenschaft. Der Ansatz setzt daher direkt an der Topologie des Oszillators bzw. des Resonators an und soll das nichtlineare Impedanzverhalten des Plasmas positiv ausnutzen. Folgender Gedankengang liegt dabei zugrunde:



**Abb. 6.1:** Resonatoren in dieser Arbeit (a) und für zukünftige Oszillatoren (b).

Wird der Resonator belastet, sinkt die in ihm gespeicherte Energie und damit die elektromagnetischen Felder in dieser Struktur. Die Leistung im Rückkoppelzweig des Resonators hängt linear und konstant von den Feldern ab. Sie sinkt mit steigender Plasmabelastung entsprechend. Ein neuer Ansatz soll diesen Nachteil beheben: Die Leitfähigkeit des Plasmas nimmt mit steigendem Leistungseintrag zu und stellt demnach einen “weich schließenden Schalter” dar. Ohne Plasma ist die Leitfähigkeit zwischen den Elektroden Null bzw. der Widerstand unendlich groß. Mit brennendem Plasma verringert sich der Widerstand bzw. die Leitfähigkeit nimmt zu. Hier setzt die neue Idee an. Das Plasma in der Funktion als Schalter soll in den Auskopplungsprozess einbezogen werden, um die ursprünglich negative Gegenläufigkeit zwischen Plasmaleistung und Rückkopplungsleistung zu verbessern. So könnte die ausgekoppelte Leistung mit wachsender Plasmabelastung bestensfalls sogar steigen und den Oszillator in einen schaltenden Betrieb verhelfen. Die Auskopplung darf also nicht direkt über die Felder der gespeicherten Blindenergie geschehen, sondern muss einen erheblichen Anteil über die Plasmastrecke selbst erhalten. Abbildung 6.1 zeigt die Gegenüberstellung des in dieser Arbeit verwendeten Resonators mit der ausschließlichen Feldkopplung und den Vorschlag für die direkte Kopplung durch das Plasma selbst. Erste Versuche mit dem weiterentwickelten Resonator bestätigen die Idee und zeigen deren großes Potential. Ohne Belastung koppelt trotz des fehlenden Plasmas erstaunlich viel Leistung auf die zweite Elektrode über. Der Grund liegt am kapazitiven Verschiebungsstrom, der aus den hohen elektrischen E-Feldern zwischen den Elektroden resultiert. Mit Plasma nimmt die kapazitive Komponente der Kopplung ab und die direkte Kopplung durch das Plasma hindurch zu. Eine Betrachtung im 50-Ohm-Messsystem zeigt je nach geometrischer Realisierung zum Teil eine Auskopplung, die unabhängig von der Plasmalast ist. Mit diesem Verhalten wird es möglich sein, effizientere und stabilere Oszillatoren zu entwerfen. Die aufgeführten Optimierungsmöglichkeiten und Topologievorschläge machen deutlich, dass kompakte Mikrowellenplasmaquellen mit integriertem Mikrowellengenerator nicht

allein nach dem erreichten Stand gute Ergebnisse zeigen, sondern auch noch signifikante Verbesserungen erwarten lassen.

# Anhang

## Skript zur Berechnung von zeitabhängigen Phasoren aus äquidistant abgetasteten Zeitbereichsdaten

```
clear ;
cd "c:\in_diesem_Pfad_wird_gearbeitet\";

T=1/44100; // Sampleabstand in Sekunden. Exemplarisch für Daten im akustischen B
fEst= 90; // Schätzfrequenz

//-----Daten einlesen
werte=fscanfMat("data.txt"); // Einlesen der Abtastwerte
[nr,nc]=size(werte); //Bestimmen der Matrixgröße

time=0:T:(nc-1)*T; // Generieren einer Zeitspalte

//-----Erzeugung des Schätzsignals
auxioszi=sqrt(2)*exp(-%i*2*%pi*fEst*time);

//-----Multiplikation
mix=auxioszi.*werte(1,:);

//-----Filtern
filterkoef=iir(4,'lp','butt',[0.001 0],[0 0]);

gefilt=flts(real(mix),filterkoef)+%i*flts(imag(mix),filterkoef); // nach diesem

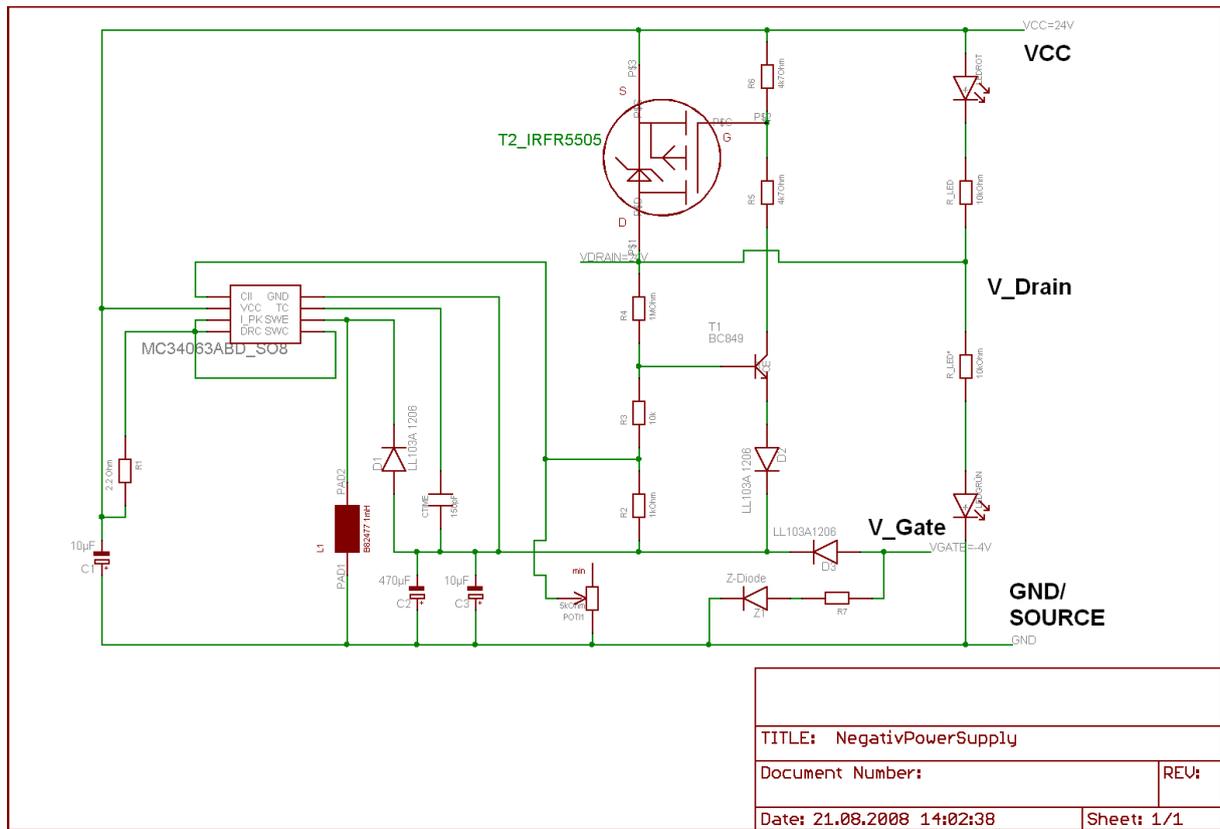
//-----Frequenzbestimmen-----
phase=atan(real(gefilt),imag(gefilt)); // Argument der komplexen Zahl bestimmen
dphase(1,:)=diff(phase(1,:)); // Phase nach Frequenz ableiten

for n=1:nc-1 // Phasensprünge eliminieren
    if dphase(1,n)>6 then dphase(1,n)=dphase(1,n)-2*%pi; end,
    if dphase(1,n)<-6 then dphase(1,n)=dphase(1,n)+2*%pi; end,
end
```

```
deltaF=dphase/(2*%pi*T); //Frequenzdifferenz zum Schätzsignal berechnen  
Frequenz=fEst-deltaF; //Momentanfrequenz berechnen
```

```
//-----  
//in "gefilt(:)" liegt der momentane Phasor komplex vor  
//in Frequenz liegt die Momentanfrequenz vor
```

# Vorschaltgerät



**Abb. 6.2:** Schaltplan eines einfachen Vorschaltgerätes

Das gezeigte Vorschaltgerät erfüllt zwei Aufgaben: Es generiert aus einer positiven Versorgungsspannung, die für den Betrieb eines GaN-Transistors nötige negative Gate-Spannung. Zusätzlich schaltet die Elektronik erst nach Erreichen einer stabilen Gate-Versorgung die Drain-Versorgungsspannung ein, sodass das typische normally-on-Verhalten eines GaN-HEMT bezüglich der Spannungsversorgung keinen Nachteil darstellt. Die Vorschalt-elektronik erzeugt und überwacht die Gate-Arbeitspunkt-Spannung.



# Literaturverzeichnis

- [1] KOTTE, Liliana: Abscheidung von SiO<sub>2</sub>-Schichten mittels PECVD bei Atmosphärendruck. In: *Fraunhofer IWS Jahresbericht* (2005), 61. <http://www.iws.fraunhofer.de/branchen/bra13/bra13-14.pdf>
- [2] JÜRGEN CRUMMENAUER: *TiN-Beschichtungen mittels Plasma-CVD*. Aachen, Diss., 1995. [http://katalog.suub.uni-bremen.de/DB=1/LNG=DU/CMD?ACT=SRCHA&IKT=8000&TRM=16796492\\*](http://katalog.suub.uni-bremen.de/DB=1/LNG=DU/CMD?ACT=SRCHA&IKT=8000&TRM=16796492*). – III, 150 S ; 21 cm : Ill., graph. Darst
- [3] GEMEINSCHAFTEN, DIE KOMMISSION DER E.: *VERORDNUNG (EG) Nr. 244/2009*. online. <http://eur-lex.europa.eu/LexUriServ/LexUriServ.do?uri=OJ:L:2009:076:0003:0016:DE:PDF>. Version: März 2009
- [4] SCHRADER, Christopher: Abschied von der Glühbirne. In: *Süddeutsche Zeitung* (5.9.2009). <http://www.sueddeutsche.de/wissen/abschied-von-der-gluehbirne-das-neue-licht-1.37209>
- [5] STRAHLENSCHUTZ, Bundesamt für: *Informationen zu elektromagnetischen Emissionen von Kompaktleuchtstofflampen (Energiesparlampen)*. online. <http://www.bfs.de/de/elektro/papiere/Energiesparlampen.pdf>. Version: 8 2009
- [6] LOSSAU, Norbert: Auch Energiesparlampen wird es nicht lange geben. In: *Die Welt* (26.8.2009). <http://www.welt.de/wissenschaft/article4403627/Auch-Energiesparlampen-wird-es-nicht-lange-geben.html>
- [7] HAYASHI, N. ; TSUTSUI, S. ; TOMARI, T. ; GUAN, Weimin: Sterilization of Medical Equipment Using Oxygen Radicals Produced by Water Vapor RF Plasma. 36 (2008), Nr. 4, S. 1302–1303. <http://dx.doi.org/10.1109/TPS.2008.924453>. – DOI 10.1109/TPS.2008.924453
- [8] SHEKHTER, Anatoly B. ; SEREZHENKOV, Vladimir A. ; RUDENKO, Tatiana G. ; PEKSHEV, Alexander V. ; VANIN, Anatoly F.: Beneficial effect of gaseous nitric oxide on the healing of skin wounds. In: *Nitric Oxide* 12 (2005), Jun, Nr. 4, 210–219. <http://dx.doi.org/10.1016/j.niox.2005.03.004>. – DOI 10.1016/j.niox.2005.03.004
- [9] ISBARY, G. ; MORFILL, G. ; SCHMIDT, H. U. ; GEORGI, M. ; RAMRATH, K. ; HEINLIN, J. ; KARRER, S. ; LANDTHALER, M. ; SHIMIZU, T. ; STEFFES, B. ; BUNK, W. ; MONETTI, R. ; ZIMMERMANN, J. L. ; POMPL, R. ; STOLZ, W.: A first prospective

- randomized controlled trial to decrease bacterial load using cold atmospheric argon plasma on chronic wounds in patients. In: *British Journal of Dermatology* 163 (2010), Nr. 1, S. 78–82. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2133.2010.09744.x>. – DOI 10.1111/j.1365–2133.2010.09744.x
- [10] *Hohe Auszeichnung für Forschungsleistungen auf dem Gebiet der Wundversorgung: Fondation URGO vergibt Forschungspreis 2010.* online. [http://www.urgo.de/presse/artikel/teaser/hohe\\_auszeichnung\\_fuer\\_forschungsleistungen\\_auf\\_dem\\_gebiet\\_der\\_wundversorgung\\_fondation\\_urgo\\_vergibt.html](http://www.urgo.de/presse/artikel/teaser/hohe_auszeichnung_fuer_forschungsleistungen_auf_dem_gebiet_der_wundversorgung_fondation_urgo_vergibt.html).  
Version: 5 2011
- [11] RAIZER, Yuri P.: *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag, 1991
- [12] PASCHEN, Friedrich: Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlen säure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz. In: *Annalen der Physik* 273 (1889), Nr. 5, S. 69–96
- [13] TORRES, J. W. ; DHARIWAL, R. S.: Electric field breakdown at micrometre separations. In: *Nanotechnology* 10 (1999), Nr. 1, S. 102–107
- [14] GO, D. B. ; POHLMAN, D. A.: A mathematical model of the modified Paschen’s curve for breakdown in microscale gaps. In: *Journal of Applied Physics* 107 (2010), Nr. 10. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3380855>. – DOI 10.1063/1.3380855
- [15] DHARIWAL, R. S. ; TORRES, J. M. ; DESMULLIEZ, M. P. Y.: Electric field breakdown at micrometre separations in air and nitrogen at atmospheric pressure. In: *Iee Proceedings-science Measurement and Technology* 147 (2000), Nr. 5, S. 261–265
- [16] IZA, F. ; HOPWOOD, J.: Split-ring resonator microplasma: microwave model, plasma impedance and power efficiency. In: *Plasma Sources Science & Technology* 14 (2005), Nr. 2, S. 397–406. <http://dx.doi.org/10.1088/0963-0252/14/2/023>. – DOI 10.1088/0963–0252/14/2/023
- [17] KIM, J. H. ; HONG, Y. C. ; KIM, H. S. ; UHM, H. S.: Simple microwave plasma source at atmospheric pressure. In: *Journal of the Korean Physical Society* 42 (2003), S. 876–879
- [18] HOFT, M.: Dielectric TE dual-mode resonator filters. In: *Proc. German Microwave Conf*, 2010, S. 206–209
- [19] C. KAUCZOR, H. G. T. Schulte S. T. Schulte: Piezoelektrische Transformatoren - Schaltungen und Anwendungen. In: *47. Internationales Wissenschaftliches Kolloquium - Technische Universität Ilmenau*, 2002

- [20] IZA, F. ; HOPWOOD, J.: Frequency, pressure, and dimensional scaling of microfabricated inductively coupled plasma sources. In: *IEEE Conference Record - Abstracts. The 29th IEEE International Conference on Plasma Science ICOPS 2002*, 2002, S. 336
- [21] IZA, F. ; HOPWOOD, J. A.: Low-power microwave plasma source based on a microstrip split-ring resonator. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 31 (2003), Nr. 4, S. 782–787. <http://dx.doi.org/10.1109/TPS.2003.815470>. – DOI 10.1109/TPS.2003.815470. – ISSN 0093–3813
- [22] IZA, F. ; HOPWOOD, J.: Low-power microwave plasma source for microsystems. In: *IEEE Conference Record - Abstracts. The 30th International Conference on Plasma Science ICOPS 2003*, 2003. – ISSN 0730–9244, S. 438
- [23] IZA, F. ; HOPWOOD, J. A.: Rotational, vibrational, and excitation temperatures of a microwave-frequency microplasma. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 32 (2004), Nr. 2, S. 498–504. <http://dx.doi.org/10.1109/TPS.2004.826145>. – DOI 10.1109/TPS.2004.826145
- [24] KÜHN, S. ; ANDREI, C. ; GESCHE, R.: On the ignition voltage behavior of microwave microplasmas. In: *Proc. European Microwave Conf*, 2007, S. 616–619
- [25] GESCHE, R ; KÜHN, S ; ANDREI, C: Plasma ignition in a quarter-wavelength microwave slot resonator. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 41 (2008), Nr. 19, 194003. <http://stacks.iop.org/0022-3727/41/i=19/a=194003>
- [26] PORTEANU, H. ; KÜHN, S. ; GESCHE, R.: Ignition delay of microplasmas at atmospheric pressure. In: *IEEE International Conference on Plasma Science - Abstracts ICOPS 2009*, 2009. – ISSN 0730–9244, S. 1
- [27] LINKENHEIL, Klaus: *Grundlegende Untersuchung eines Mikrowellenzündsystems für Motoren mit Benzindirekteinspritzung*, Technische Universität Berlin, Diss., 2007
- [28] ANALOGDEVICES: *AD8302 Datasheet*. [http://www.analog.com/static/imported-files/data\\_sheets/AD8302.pdf](http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/AD8302.pdf). Version: 2002
- [29] BALLO, D.: Applying error correction to network analyzer measurements. In: *Microwave Journal* 41 (1998), März, Nr. 3, S. 64ff
- [30] DASILVA, E. F. ; MCPHUN, M. K.: Calibration of Microwave Network Analyzer For Computer Corrected S-parameter Measurements. In: *Electronics Letters* 9 (1973), Nr. 6, S. 126–128
- [31] FITZPATRICK, J.: Error Models For Systems Measurement. In: *Microwave Journal* 21 (1978), Nr. 5, S. 63–66

- [32] HIEBEL, Michael: *Grundlagen der vektoriellen Netzwerkanalyse*. Rohde & Schwarz, 2006
- [33] PORTEANU, H.-E. ; KÜHN, S. ; GESCHE, R.: Low-Power Microwave Plasma Conductivity. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 37 (2009), Nr. 1, S. 44–49. <http://dx.doi.org/10.1109/TPS.2008.2005833>. – DOI 10.1109/TPS.2008.2005833. – ISSN 0093–3813
- [34] AGILENT: *Advanced Design System - Product Documentation*. [http://edocs.soco.agilent.com/display/ads2009/SDD14P+\(Symbolically+Defined+Devices%2C+1-12+and+14+Ports\)](http://edocs.soco.agilent.com/display/ads2009/SDD14P+(Symbolically+Defined+Devices%2C+1-12+and+14+Ports)). Version: 2009. – Symbolically Defined Devices, 1-12 and 14 Ports)
- [35] BRINSON, Mike: *QUCS - A Tutorial*. <http://qucs.sourceforge.net/docs/equations.pdf>. Version: 2007. – equation defined devices (EDD)
- [36] SPIEGEL, Jan V.: *PSPICE - A brief primer*. <http://www.seas.upenn.edu/~jan/spice/PSPICEPrimer.pdf>. Version: 2006. – Abm Component
- [37] KÜHN, Silvio ; PORTEANU, Horia-Eugen ; GESCHE, Roland: The microplasma as a nonlinear microwave component. In: *Proc. German Microwave Conf*, 2010, S. 262–264
- [38] HOEYE, S. V. ; RAMIREZ, F. ; SUAREZ, A.: Nonlinear optimization tools for the design of high-efficiency microwave oscillators. In: *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE* 14 (2004), Nr. 5, S. 189–191. <http://dx.doi.org/10.1109/LMWC.2004.827869>. – DOI 10.1109/LMWC.2004.827869. – ISSN 1531–1309
- [39] JEON, Sanggeun ; SUAREZ, A. ; RUTLEDGE, D. B.: Nonlinear Design Technique for High-Power Switching-Mode Oscillators. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 54 (2006), Nr. 10, S. 3630–3640. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2006.882406>. – DOI 10.1109/TMTT.2006.882406. – ISSN 0018–9480
- [40] GÜNTER KURZ, Wolfgang M.: *Oszillatoren*. Hüthig Buch Verlag Heidelberg, 1994
- [41] ZINKE, Otto; Brunswig H.: *Hochfrequenztechnik 2, Elektronik und Signalverarbeitung*. Springer-Verlag, 1993
- [42] MAAS, Stephen A.: *Nonlinear Microwave and RF Circuits*. Artech House, 2003
- [43] AGILENT: *Advanced Design System 2008 Update 1 Documentation*. [http://edocs.soco.agilent.com/display/ads2008U1/SwitchV+\(Voltage+Controlled+Switch\)](http://edocs.soco.agilent.com/display/ads2008U1/SwitchV+(Voltage+Controlled+Switch)). Version: 2008. – Voltage Controlled Switch
- [44] KHALIL, I. ; KUHN, S. ; LIERO, A. ; GESCHE, R.: A Novel Self-Pinching Gate Biasing Scheme for Safe Operation and Characterization of GaN HEMTs. In: *Microwave and*

- Wireless Components Letters, IEEE* 19 (2009), Nr. 5, S. 302–304. <http://dx.doi.org/10.1109/LMWC.2009.2017596>. – DOI 10.1109/LMWC.2009.2017596
- [45] AWAKOWICZ, P. ; BIBINOV, N. ; BORN, M. ; BUSSE, B. ; GESCHE, R. ; HELMKE, A. ; KAEMLING, A. ; KOLB-BACHOFEN, V. ; KOVACS, R. ; KUEHN, S. ; LIEBMANN, J. ; MERTENS, N. ; NIEMANN, U. ; OPLAENDER, C. ; PORTEANU, H. E. ; SCHERER, J. ; SUSCHEK, C. ; VIOEL, W. ; WANDKE, D.: Biological Stimulation of the Human Skin Applying Health-Promoting Light and Plasma Sources. In: *Contributions To Plasma Physics* 49 (2009), Nr. 9, S. 641–647. <http://dx.doi.org/10.1002/ctpp.200910068>. – DOI 10.1002/ctpp.200910068
- [46] KÜHN, S. ; BIBINOV, N. ; GESCHE, R. ; AWAKOWICZ, P.: Non-thermal atmospheric pressure HF plasma source: generation of nitric oxide and ozone for biomedical applications. In: *Plasma Sources Science and Technology* 19 (2010), Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1088/0963-0252/19/1/015013>. – DOI 10.1088/0963-0252/19/1/015013
- [47] BIBINOV, Nikita ; KÜHN, S. ; GESCHE, R. ; AWAKOWICZ, Peter: Characterization of HF-microdischarge for biomedical application. In: *Proc. 19th. International Symposium on Plasma Chemistry*, 2009, 523
- [48] KOVACS, R. ; BIBINOV, N. ; AWAKOWICZ, P. ; PORTEANU, H. E. ; KUHN, S. ; GESCHE, R.: An Integrated Atmospheric Microwave Plasma Source. In: *Plasma Processes and Polymers* 6 (2009), S. 233–236. <http://dx.doi.org/10.1002/ppap.200930603>. – DOI 10.1002/ppap.200930603
- [49] KÜHN, Silvio ; HEINRICH, Wolfgang: GaN large-signal oscillator design using Auxiliary Generator measurements. In: *Proc. German Microwave Conf*, 2010, S. 110–113