

Leitfähigkeitsmessungen
an stark gekoppelten
Kohlenstoff- und Zinkplasmen

Dissertation

zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
in der
Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von

Jens Haun

aus Bochum

Bochum 2001

Dissertation eingereicht am:	01.06.2001
Tag der mündlichen Prüfung:	16.07.2001
Referent:	Prof. Dr. H.-J. Kunze
Korreferent:	Prof. Dr. J. Winter

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Nichtideale Plasmen	5
2.1 Definition von nichtidealen Plasmen	5
2.2 Klassifizierung von nichtidealen Plasmen	6
2.3 Anwendungen nichtidealer Plasmen	8
2.4 Die Erzeugung nichtidealer Plasmen	8
3 Experiment und Diagnostik	11
3.1 Die Erzeugung von stark gekoppelten Plasmen	11
3.2 Gedanken zu Drahtentladungen	12
3.3 Der experimentelle Aufbau	13
3.3.1 Die technischen Daten der Versuchsmedien	17
3.3.2 Die elektrischen Detektionselemente	18
3.3.3 Die optischen Detektionselemente	21
3.4 Das Material Kohlenstoff	26
3.4.1 Der Herstellungsprozess von Kohlenstoffdrähten	27
3.4.2 Die elektrische Leitfähigkeit von Kohlenstoffdrähten	27
3.4.3 Das Vorheizsystem für Kohlenstoff	29
3.5 Die Leitfähigkeitsmessung	31
3.6 Wahl des Drahtdurchmessers	32
3.7 Die optimale Leistungseinkopplung	34
4 Die Charakteristika der Entladung	37
4.1 Entladungstypen	37
4.2 Die Entladungsverläufe von Kohlenstoff und Zink	39
4.2.1 Die Signalverläufe von Kohlenstoff	39

4.2.2	Die Signalverläufe von Zink.....	40
4.2.3	Stromanstiegszeiten	42
4.2.4	Unterschiede im Entladungsverlauf.....	43
4.2.5	Homogenitätsabschätzung mit Hilfe der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Metaldampfsäulen	45
4.3	Der makroskopische Verlauf der Entladungen.....	46
4.3.1	Vergleich mit Hilfe der Streak-Kamera.....	46
4.3.2	Verifikation früherer Kohlenstoffentladungen	49
4.3.3	Beeinflussung der Dunkelpause bei Zink	49
4.3.4	Zinkplasma in Luft	50
4.3.5	Framing-Aufnahmen der Kohlenstoffentladungen.....	50
4.3.6	Framing-Aufnahmen der Zink-Entladungen	53
4.3.7	Beobachtungen mit der ICCD-Kamera	53
4.4	Entladungsverläufe anderer Metalle.....	60
4.4.1	Entladungen ohne Kapillaren	60
4.4.2	Entladungen mit Kapillaren.....	66
5	Spektroskopische Temperaturbestimmung.....	67
5.1	Grundlagen	67
5.1.1	Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit	67
5.1.2	Strahlungstransportgleichung	68
5.1.3	Stoßprozesse	71
5.2	Das prinzipielle spektrale Profil	73
5.2.1	Gedanken zur optischen Tiefe	73
5.2.2	Gedanken zur „cut-off-Grenze“	75
5.2.3	Aussehen der Spektren	75
5.2.4	Grenzen der Temperaturbestimmung	75
5.3	Rechtfertigung zur Annahme des LTE.....	77
5.4	Abschätzung der Elektronendichte.....	79
5.4.1	Elektronendichte aus dem SESAME-Datensatz.....	79
5.4.2	Abschätzung mit Hilfe der Saha-Eggert-Gleichung	80

5.5	Temperaturbestimmung mittels Planck-Fit.....	80
5.6	Temperaturverhalten	81
5.7	Verhältnis von Ionen- zu Elektronentemperatur	84
5.8	Druckabschätzung	85
5.9	Der Kopplungsparameter	86
5.10	Strahlungsverluste	88
6	Die elektrische Leitfähigkeit	89
6.1	Grundlagen und Definitionen.....	90
6.1.1	Die Spitzer-Theorie	92
6.1.2	Die Ziman-Theorie	93
6.2	Mott-Übergang	94
6.3	Moderne Ansätze der Leitfähigkeitsmodellierung.....	97
6.4	Diskussion der Leitfähigkeitsmessungen.....	101
6.4.1	Leitfähigkeit des Kohlenstoff-Plasmas	101
6.4.2	Leitfähigkeit des Zink-Plasmas	105
6.5	Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Kopplung	107
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	109
	Literaturverzeichnis	113

1 Einleitung

Neue Anwendungsmöglichkeiten auf der einen Seite und andererseits der Wunsch, die Gesetze der Natur besser verstehen zu können, haben in den letzten Jahrzehnten die Forschung auf dem Gebiet der nichtidealen Plasmen vorangetrieben. Industrielle Anwendungen wie das Design von Plasmalampen, Gasentladungslampen und Lasersystemen fordern das bessere Verständnis der Vorgänge in nichtidealen Plasmen.

Ideale Plasmen sind bereits unter vielen Fragestellungen untersucht und mit Erfolg modelliert worden. In ihnen spielen kinetische Wechselwirkungen die dominante Rolle. Im Gegensatz dazu treten bei nichtidealen Plasmen andere Wechselwirkungen, beispielsweise die langreichweitige Coulomb-Wechselwirkung, in Erscheinung. Aufgrund dessen wird die Modellierung erheblich schwieriger, weshalb dieses Teilgebiet lange Zeit wenig untersucht werden konnte. Erst die Verfügbarkeit von leistungsstarken und kostengünstigen Rechnersystemen hat eine entscheidende Wende gebracht.

Nichtideale Plasmen zeichnen sich durch hohe Teilchendichten und damit verbundene hohe Drücke aus. Ein magnetischer Einschluss, wie er bei dünnen idealen Plasmen häufig angewendet wird, ist bei ihnen nicht möglich. Aufgrund des immensen Druckes sind experimentell erzeugte nichtideale Plasmen meistens kurzlebig (Mikrosekundenbereich) und expandieren mit Schall- oder Überschallgeschwindigkeit. Die große Dynamik begünstigt das Auftreten von störenden Instabilitäten und Inhomogenitäten. Obschon es in den letzten Jahrzehnten viele Experimente mit nichtidealen Plasmen gegeben hat, ist die Zahl der relevanten homogenen Plasmen bis heute erstaunlich übersichtlich geblieben.

Eine Methode der Herstellung nichtidealer Plasmen ist das explosionsartige Verdampfen von dünnen Drähten durch eine starke elektrische Entladung, auch „Drahtexplosions-Experiment“ genannt. Expandiert der Draht frei in Luft, treten Inhomogenitäten und Instabilitäten auf. Verursacht durch periphere Entladungen in der Randschicht des Drahtes wird das vollständige Verdampfen mitunter verhindert. Wird der Draht scheinbar vollständig verdampft, so können sich einzelne Cluster gebildet haben, die in dem sie umgebenden Metall-Dampf oder dem erzeugten Plasma schwimmen. Mit dem Einsatz von dünnen Glaskapillaren, welche den Draht und damit das erzeugte Plasma umschließen, werden die auftretenden Inhomogenitäten und Instabilitäten erfolgreich unterdrückt.

Ziel dieser Arbeit war es zunächst, ein homogenes Plasma zu erzeugen, die Ausbildung von Instabilitäten und Inhomogenitäten zu beobachten und durch geeigneten experimentellen Aufbau zu verhindern. In Bochum wurde bereits mit Erfolg ein Drahtexplosionsexperiment betrieben, in dem Drähte in dünnen Glaskapillaren verdampft werden können. Gut leitende Metalldrähte lassen sich besser verdampfen und ein homogenes Plasma entsteht so leichter, als dies mit anderen, schlecht leitenden Materialien möglich ist. Aus diesem Grund wurden zunächst Messungen an Kupfer von DeSilva und Kunze [DeS94] und an Aluminium von Krisch [Kri97] durchgeführt. Ursprünglich lag das Interesse bei Plasmen aus Kohlenstoff. Es stellte sich damals jedoch schnell heraus, dass es nur mit erheblichem Aufwand möglich ist, ein homogenes Kohlenstoff-Plasma zu erzeugen. Man begnügte sich daher zunächst mit der Untersuchung von reinen Metall-Plasmen.

Kohlenstoff zählt zu den Halbmetallen. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit ist um drei Größenordnungen geringer als die von Metallen. Aufgrund der geringeren und langsameren Energieeinkopplung wird die Ausbildung von Inhomogenitäten begünstigt. Kohlenstoff steht im Periodensystem an sechster Stelle und ist somit das leichteste Element, welches in Drahtform herzustellen und ohne besondere Sicherheitsmaßnahmen handhabbar ist. Aufgrund der einfachen Struktur und der voll besetzten inneren K-Schale sind Transportmechanismen und Wirkungsquerschnitte relativ einfach zu modellieren.

In dieser Arbeit musste daher zunächst die vorliegende Anlage erweitert werden und durch Konstruktion, Bau und Test einer geeigneten Vorheizung die Möglichkeit zur Herstellung homogener nichtidealer Kohlenstoff-Plasmen geschaffen werden. Mögliche Inhomogenitäten wurden mittels mehrerer Framing- und ICCD-Kameras verfolgt. Durch geeignete Wahl der Versuchsparameter konnte deren Ausbildung minimiert bzw. ganz unterdrückt werden.

Um die Vorgänge in nichtidealen Plasmen verstehen zu lernen und Modelle mit Messungen vergleichen zu können, benötigt man messbare Größen, welche fundamentale Aufschlüsse über das thermodynamische System liefern. Die elektrische Leitfähigkeit ist eine gut zugängliche und mit großer Präzision direkt messbare physikalische Größe. Ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist daher die Messung der elektrischen Leitfähigkeit nichtidealer Plasmen.

Es existieren Modelle für die elektrischen Leitungsphänomene in idealen, vollionisierten Plasmen, wie das Spitzer-Modell [Spi62]. Für Metalle sind ebenfalls gute Modelle aufgestellt worden, die hinreichend genau die elektrische Leitfähigkeit von Metallen unter Standardbedingungen erklären können. Die Ziman-Theorie [Zim72] ist ein Beispiel dafür. Nichtideale Plasmen liegen im Übergangsbereich zwischen idealen Plasmen und den Metallen. Ansätze von beiden Seiten zur Aufstellung einer geeigneten Theorie der Leitfähigkeit in nichtidealen Plasmen haben bislang keine befriedigenden Ergebnisse gebracht. Auch Erweiterungsversuche bisheriger Modelle auf den Bereich nichtidealer Plasmen waren nur sehr eingeschränkt brauchbar [Hub94, Iak93]. Der Wunsch nach besseren Leitfähigkeitsvoraussagen und einem grundlegenden Verständnis der

Transportmechanismen steht im Raum. Bislang gibt es nur sehr wenige Messungen zur Verifikation neuer Modelle.

Geht man von idealen, gut leitenden Plasmen aus, stellt man bei Vergrößerung der Dichte zunächst eine Verringerung der Leitfähigkeit fest. Anschließend wird durch die sogenannte „Druckionisation“ die Leitfähigkeit wieder erhöht. Aufgrund der starken Coulomb-Wechselwirkung werden die Bindungsenergien der einzelnen Teilchen im Plasma erniedrigt, was eine Erniedrigung der Ionisationsenergien zur Folge hat. Es kann zu einer vollständigen Aufhebung der Bindungsniveaus kommen. Die anfänglich an die Ionen oder Atome gebundenen Elektronen können sich quasi frei bewegen, wie es die Leitungselektronen im Bild des metallischen Leiters tun. Das Minimum der elektrischen Leitfähigkeit ist auch unter dem Namen „Mott-Übergang“ bekannt. Sein Auftreten bei den Phasenübergängen fest – flüssig – gasförmig – Plasmazustand ist vielfach prognostiziert worden und erweckt starkes Interesse. Hess, Schneidenbach und Kloss [Hes99] prognostizieren für Zink gute Voraussetzungen für das Auftreten dieses Effektes im messbaren Bereich. Sie selber konnten dies jedoch nicht messtechnisch erfassen, da die von ihnen erreichten Plasmadichten nicht ausreichend waren. Bislang ist weder die genaue Lage noch die Schärfe des Minimums bekannt. An der Bochumer Anlage wird daher neben dem Halbmetall Kohlenstoff auch das reine Metall Zink untersucht.

Während Krisch noch im Jahre 1997 für die Modellierung der elektrischen Leitfähigkeit feststellen muss: „Nahezu alle Theorien weisen entweder bezüglich der Absolutwerte oder des Verlaufes Mängel auf“ [Kri97, S. 99], versprechen neueste Theorien von R. Redmer und S. Kuhlbrodt [Red99, Kuh00], sowie M. Schlanges und S. Kosse [Sch95, Kos00] erhebliche Verbesserungen in der Modellierung. In enger Zusammenarbeit mit ihnen stellte sich die spannende Frage nach der Übereinstimmung von experimentell gemessenen Daten und theoretischen Vorhersagen.

Die Leitfähigkeit eines Plasmas wird außer von der Dichte in besonderem Maße von der Temperatur bestimmt, da sie großen Einfluss auf die Verteilung der einzelnen Ionenspezies im Plasma hat. Man spricht in diesem Zusammenhang gerne von „Plasmazusammensetzung“. Die möglichst exakte Temperaturmessung nimmt daher einen großen Teil der Arbeit in Anspruch. Die Optimierung der Messgenauigkeit mit den zur Verfügung stehenden Mitteln stand dabei im Vordergrund.

2 Nichtideale Plasmen

In technischen Anwendungen kommen in zunehmendem Maße nichtideale Plasmen zum Einsatz. In modernen Gasentladungslampen, in gepulsten Gaslasern, beim Verständnis von Leitungsphänomenen in Festkörpern bei hohen Drücken und Temperaturen und bei astrophysikalischen Fragestellungen spielen nichtideale Plasmen eine große Rolle. In diesem Kapitel wird daher auf nichtideale Plasmen, deren Definition und Anwendungsmöglichkeiten eingegangen.

2.1 Definition von nichtidealen Plasmen

Ausgangspunkt bei dem Verständnis von nichtidealen Plasmen sind die idealen Plasmen. Bei niedrigen Teilchendichten kann ein teilionisiertes Plasma als ein Gemisch aus idealen Gasen, bestehend aus Elektronen, Ionen und einem meist überwiegendem Teil Atomen verstanden werden, falls die Temperaturen nicht zu hoch sind. Zu größeren Temperaturen hin nimmt die Atomkonzentration ab. Alle Teilchen bewegen sich mit thermischer Geschwindigkeit und stoßen nur relativ selten aneinander. Dies ist gleichbedeutend mit einer großen mittleren freien Weglänge. Die Wechselwirkungskräfte wie Coulomb-, Polarisations- oder Van-der-Waals-Wechselwirkungen sind vernachlässigbar. Der Zustand des Systems ist nur durch die Temperatur bestimmt. Die kinetischen Wechselwirkungen übertreffen alle anderen Wechselwirkungen.

Mit zunehmender Teilchendichte verringern sich die Abstände der Teilchen untereinander und die Wechselwirkungszeit wird größer. Elektrostatische und elektromagnetische Felder der Teilchen werden gegenseitig spürbar. Die mittlere Wechselwirkungsenergie steigt an. Wird die Summe dieser Wechselwirkungsenergien vergleichbar groß mit der thermischen Energie der Teilchen, dann bekommt das Plasma nichtidealen Charakter. Man spricht auch von „stark gekoppelten“ Plasmen. Eine Beschreibung solcher nichtidealer Gase lediglich mit Modellen der idealen Gastheorie ist nur noch eingeschränkt oder gar nicht mehr möglich.

Ist das Plasma voll ionisiert, so tritt verstärkt die langreichweitige Coulomb-Wechselwirkung auf: Die Teilchen bewegen sich in einem schwachen Feld, erzeugt durch die Teilchen selbst. Im stark gekoppelten Fall spielen die Paar-Wechselwirkungen mitunter eine große Rolle und der Vielteilchenaspekt tritt verstärkt in Erscheinung.

Um ein Maß für die Nichtidealität zu bekommen, wird üblicherweise der Kopplungsparameter Γ eingeführt, welcher das Verhältnis der dominanten Wechselwirkungs- zur thermischen Energie angibt. In den meisten Fällen ist das die Coulomb-Wechselwirkung. Damit ergibt sich Γ zu:

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} \frac{1}{k_B T}, \quad (2.1)$$

mit $r_i = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi n_i}}$: mittlerer Teilchenabstand

und Z : mittlere Ionenladungszahl.

Unschwer ist zu erkennen, dass gilt:

$$\Gamma \propto \frac{\sqrt[3]{n_i}}{T}. \quad (2.2)$$

Aus dieser Proportionalität lässt sich eine grundlegende Eigenschaft vieler nichtidealer Plasmen ableiten: Nichtideale Plasmen zeichnen sich in der Regel durch eine hohe Dichte bei gleichzeitig niedriger Temperatur aus. In dem hier vorgestellten Experiment überwiegt die Coulomb-Wechselwirkung, und der Kopplungsparameter liegt typischerweise bei $\Gamma = 1 \dots 8$.

In der Natur findet man nichtideale Plasmen im Kern von weißen Zwergen, in der Photosphäre der Sonne, im Sonnenkern und in großen Gasplaneten wie Jupiter. Flüssige Elektrolyte, laserkomprimierte Plasmen und Blitzlampen sind Beispiele für künstliche nichtideale Plasmen.

2.2 Klassifizierung von nichtidealen Plasmen

Nichtideale Plasmen lassen sich in verschiedene Klassen einteilen, und zwar nach Fortov und Jakubov [For00] in: Zwei-Komponenten-Plasmen, Metall-Plasmen und Plasmen mit mehrfachgeladenen Ionen.

Zwei-Komponenten-Plasmen

Ist ein Plasma (einfach) vollionisiert, so besteht es lediglich aus zwei Komponenten: Ionen und Elektronen. Die Ionen- und die Elektronenkonzentrationen sind gleich groß. Das Plasma wird durch zwei unabhängige Parameter klassifiziert, zum einen durch den Degenerationsparameter

$$\xi = \frac{\epsilon_F}{k_B T} = \frac{(3\pi^2 n_e)^{\frac{2}{3}} \hbar^2}{m k_B T}, \quad (2.3)$$

welcher das Verhältnis von Fermi-Energie zu thermischer Energie angibt, und zum anderen durch den Kopplungsparameter Γ , wobei in diesem Fall die Ionendichte gleich der Elektronendichte ist.

Nach Kluchnikov und Triger [Klu67] lassen sich in der logarithmischen n_e - T -Ebene folgende Gebiete unterscheiden (Abbildung 2.1):

Gebiet 1: Klassisches Plasma mit schwachen Elektronen-Ionen-Wechselwirkungen.

Gebiet 2: Klassisches Plasma mit starken Elektronen-Ionen-Wechselwirkungen.

Gebiet 3: Degeneriertes Elektronensystem mit starken Wechselwirkungen. Die Ionen befinden sich im klassischen System mit starken Wechselwirkungen.

Gebiet 4: Quantenplasma mit starken Elektronen-Ionen-Wechselwirkungen.

Gebiet 5: Degeneriertes Elektronensystem mit schwachen Wechselwirkungen. Die Ionen befinden sich im klassischen System mit starken Wechselwirkungen.

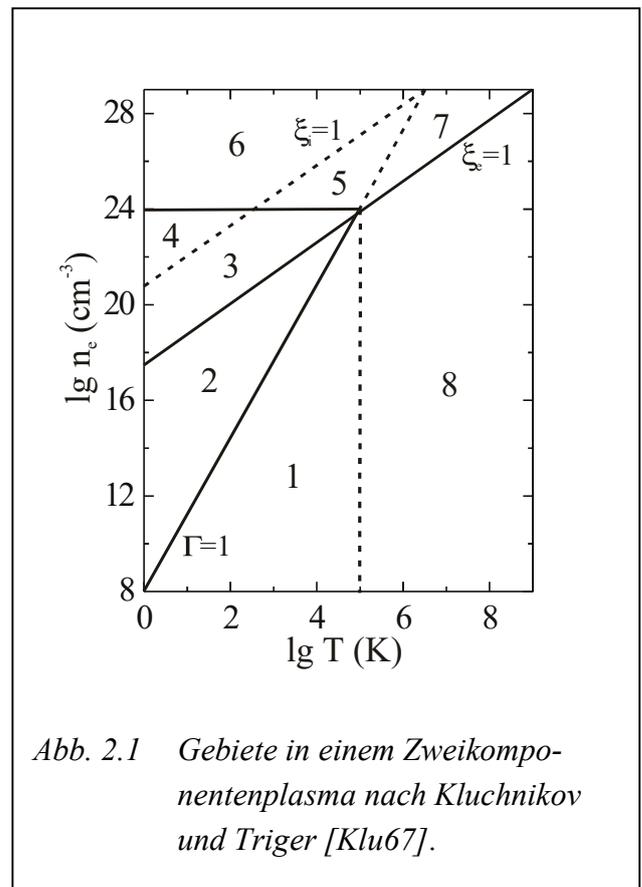


Abb. 2.1 Gebiete in einem Zweikomponentenplasma nach Kluchnikov und Triger [Klu67].

Gebiet 6: Degenerierte Elektronen wechselwirken schwach. Die Ionen sind degeneriert und wechselwirken stark.

Gebiet 7: Ein schwach wechselwirkendes Elektronen-Ionen-Plasma. Die Elektronen sind degeneriert.

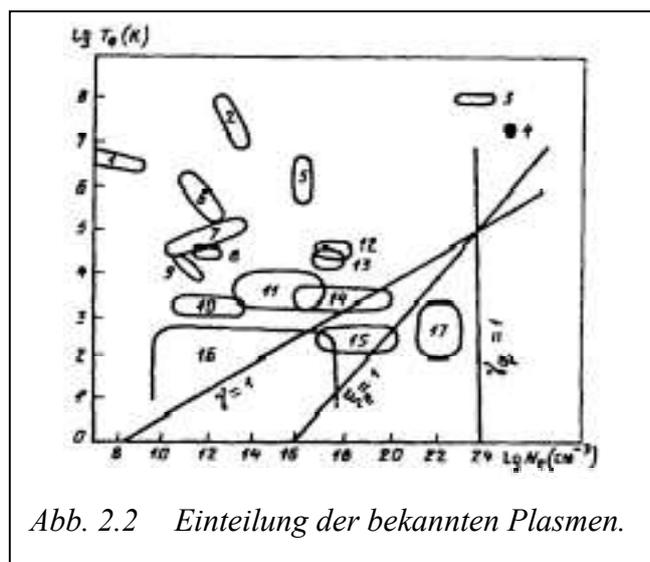


Abb. 2.2 Einteilung der bekannten Plasmen.

Stellt man die bekannten Plasmen, wie sie in der Natur und im Labor vorkommen, in eine T - n_e -Ebene, so ergibt sich das Bild in Abbildung 2.2. Dabei bedeuten: 1: Sonnenkorona, 2: Tokamak, 3: Laser-Induzierte Fusions-Experimente, 4: Sonnenkern, 5: Z- und θ -Pinch, 6: Stellarator, 7: Gaslaser, 8: Plasmotron, 9: Sonnenchromosphäre, 10: Plasma aus Kohlenwasserstoff-Treibstoffen, 11: elektrische Bogenentladungen, 12: Kathodenpunkt, 13: Funken, 15: MHD-Generator mit nichtidealen Plasmen, 16: Halbleitende Plasmen, 17: Metall-Ammonium-Lösungen, 18: Metalle.

Metall-Plasmen

Bei steigender Teilchenwechselwirkung gilt die Saha-Gleichung, welche die Verteilung der Ionisationsniveaus beschreibt, nicht mehr uneingeschränkt. Der entscheidende Effekt ist die Erniedrigung der Bindungsenergien der Teilchen. Dies ist gleichbedeutend mit einer Erniedrigung des Ionisationspotentials. Bei sehr starker Kopplung können die gebundenen Zustände der Elektronen und Ionen sogar vollständig verschwinden. Man spricht von „Druckionisation“. Das Leitungsband im Metall existiert nicht mehr. Die Leitung wird nun durch quasi freie Elektronen übernommen.

Mehrfach geladene Plasmen

Gepulste Hochenergie-Stromtreiber erlauben die Erzeugung von nichtidealen, mehrfachgeladenen Plasmen. Die Dichte ist dabei nahe der Festkörperdichte. Der Druck erreicht Werte von einigen 10^7 bar bei Temperaturen von 10^5 K. Dies wird im Labor mittels Schockwellenexperimenten erreicht. Die Materie ist manchmal entartet.

2.3 Anwendungen nichtidealer Plasmen

Nichtideale Plasmen werden in vielen Sparten von Technik und Forschung genutzt. An dieser Stelle seien nur einige erwähnt:

- Arbeitsmedium in Magneto-Hydrodynamik-Generatoren (MHD Generatoren) [Gry80]
- Raketenantriebe mittels Gasphasen-Reaktor [Tho71]
- Kernexplosionen [Rag77]
- Laserschockexperimente
- Einwirken von starken Elektronenstrahlen auf feste Materie
- Inertial-Fusionsexperimente mittels explodierender kugelförmiger Wasserstoff-Targets
- Blitzlampen
- Zur Beeinflussung von Leitungselektronen in festen und flüssigen Metallen und Halbleitern
- Röntgenlichtquellen
- Starkstrom-Plasma-Schalter
- Leitungsphänomene in Flachbildschirmen

Mittels gleichzeitiger Verdampfung mehrerer hundert Drähte durch eine sehr starke elektrische Entladung erhofft man sich die Herstellung einer sehr intensiven Röntgenlichtquelle (200 TW) als Zündhilfe bei Fusionsexperimenten [Spi98].

2.4 Die Erzeugung nichtidealer Plasmen

Nichtideale Plasmen implizieren hohe Dichten bei vergleichsweise geringen Temperaturen. Aufgrund des häufig auftretenden hohen Druckes ist ein dauerhafter magnetischer oder materieller Einschluss vielfach nicht möglich. Solche Plasmen entwickeln eine enorme Dynamik, welche sich

häufig in einem explosionsartigen Auseinanderfliegen äußert. Um hinreichende Ionisierung zu erreichen, muss die kinetische Energie jedes Teilchens ca. 10 % der Ionisationsenergie betragen.

Nichtideale Plasmen werden mittels Drahtexplosionsexperimenten, Laser-Schockwellen, Zündung von explosiven Stoffen oder (selten) auch Nuklearreaktionen erzeugt. Nichtideale Plasmen in Leitern und Flüssigkeiten können hingegen unter Standard-Bedingungen auch langfristig existieren und bedürfen keines hohen experimentellen Aufwandes bei der Erzeugung.

3 Experiment und Diagnostik

Der experimentelle Aufbau, sowie die einzelnen Messeinrichtungen und Diagnostikverfahren werden in diesem Kapitel beschrieben. Die Wahl der Versuchsmedien und die Auswahlkriterien werden erläutert. Des Weiteren wird auf die speziellen Probleme und deren Bewältigung bei der Erzeugung von nichtidealen Plasmen in Hinblick auf Homogenität eingegangen. Besonders deutlich wird dies beim Material Kohlenstoff, bei dem es bislang nicht möglich war, hinreichend homogene Plasmen im notwendigen Dichte- und Temperaturbereich zu erzeugen. Mit Hilfe einer neu entwickelten und verbesserten Technik ist dies nun möglich.

3.1 Die Erzeugung von stark gekoppelten Plasmen

Stark gekoppelte oder nichtideale Plasmen zeichnen sich durch eine hohe Dichte bei gleichzeitig geringer Temperatur aus. In dem hier vorgestellten Experiment liegen die Dichten im Bereich von $(0.01...1)\text{g cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von $(7...15)\text{kK}$. Dies entspricht rund 2% der Festkörperdichte und ist für ein Plasma ungewöhnlich hoch. Die Dichte von Kohlenstoff als Festkörper beträgt $2,25\text{ g cm}^{-3}$, die von Zink $7,14\text{ g cm}^{-3}$. Der im Plasmazustand resultierende hohe Druck liegt im Bereich von $(10...100)\text{kbar}$. Ein stabiler magnetischer Einschluss solcher Plasmen ist nicht möglich. Man wählt eine andere Technik: Dünne Drähte werden durch eine starke elektrische Entladung explosionsartig verdampft. Die Drähte müssen elektrisch leitfähig sein. Rein äußerlich ist der Vorgang vergleichbar mit dem Durchschmelzen einer Schmelzsicherung im Auto oder im Haushalt. Während die Sicherung jedoch den Stromfluss unterbricht, wird der Draht in unserem Experiment innerhalb von wenigen zehn bis hundert Nanosekunden vollständig geschmolzen, verdampft und anschließend teilionisiert, also in den Plasmazustand gebracht.

Der Widerstand eines metallischen Leiters nimmt beim Schmelzen in der Regel stark zu. Das ist ein Grund dafür, weshalb man gerne Drähte als Sicherungen einsetzt: Der Strom (Kurzschluss) wird zunächst begrenzt und dann, nachdem die Sicherung geschmolzen ist, ganz unterbrochen. Will man einen Draht in den Plasmazustand überführen, benötigt man wesentlich höhere Spannungen und Ströme. Der Stromabbruch findet dann nicht statt und man erhält ein Plasma. Die Vorgänge, die sich beim Schmelzen und Verdampfen abspielen, sind bereits untersucht worden [Tie68, Jäg70]. Je nach Drahtmaterial, Länge, Durchmesser und Ladespannung gibt es unterschiedliche Entladungstypen (Kapitel 4). Das Verfahren, dichte Plasmen mit Hilfe dieser Methode zu erzeugen, ist unter dem Namen „Drahtexplosionen“ oder englisch „exploding wire“ bekannt. Besonders gut lassen sich dabei reine Metalle verdampfen, da aufgrund der hohen elektrischen Leitfähigkeit zu Beginn der Entladung der Stromanstieg groß genug ist, um den Stromabbruch zu verhindern.

3.2 Gedanken zu Drahtentladungen

Drahtentladungen spielen schon lange in den unterschiedlichsten Bereichen der Forschung und Technik eine große Rolle. Es existieren bereits sehr viele Veröffentlichungen, die sich mit Drahtentladungen beschäftigen oder das Verfahren nutzen. Drahtentladungen wurden schon im 18. Jahrhundert, als erste wissenschaftliche Experimente zur Elektrizität gemacht wurden untersucht. Im Jahre 1773 prüfte Nairne mit Hilfe von explodierenden Drähten in einem Serienstromkreis, ob der Strom an jedem Ort des Stromkreises gleich groß ist [Nai74].

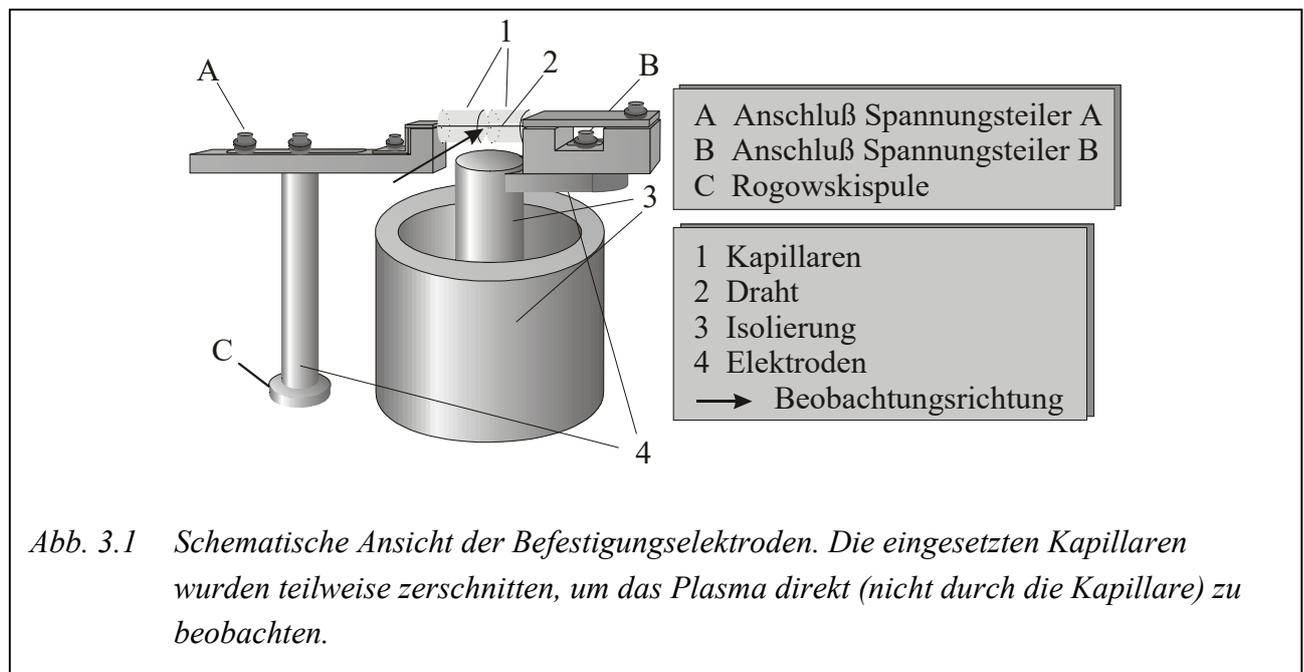
F. Bennett untersuchte zylindersymmetrische Stoßwellen bei Drahtexplosionen [Ben62]. Simulationen von Meteoriteneinschlägen und Sprengstoffexplosionen und deren Folgeschäden durch die Druckwellen konnten so verwirklicht werden [Bun62]. Auch zur exakten Zündung von konventionellen Explosionsstoffen im zivilen wie militärischen Bereich und der Raumfahrt werden nach wie vor explodierende Drähte eingesetzt. Bei der Verspiegelung von Glühlampen wird in einem evakuierten Glaskolben ein Aluminiumdraht verdampft. Bei der Abkühlung schlägt sich der Dampf dann auf dem Kolben nieder [Phi97]. Auch neue umweltgerechte Abbruchtechniken nutzen Hochspannungsentladungstechniken mit Drähten. Es wurde untersucht, in wieweit man beim Abbruch von Gebäuden gezielt mit explodieren Drähten statt mit Sprengstoff arbeiten kann. Besonders im dicht bebauten städtischen Bereich ist das Verfahren vielversprechend [Ger97].

Trotz der zahlreichen Untersuchungen, Veröffentlichungen und Anwendungen sind die physikalischen Vorgänge bei der Explosion von Drähten nicht vollständig verstanden. Dies liegt zum Teil daran, dass beim Übergang vom Festkörper zum Plasma weder die Standardtheorien aus dem Gebiet der Festkörperphysik noch diejenigen der klassischen Plasmaphysik anwendbar sind. Gerade deswegen erwecken Untersuchungen und insbesondere Messungen an nichtidealen, stark gekoppelten Plasmen in einem möglichst weiten thermodynamischen Bereich großes Interesse.

Am Bochumer Experiment sind bereits Untersuchungen mit Kupfer [DeS94, Kri94], Aluminium [Kri97, Kri98] und erste Messungen mit Kohlenstoff [Hau97] gemacht worden. Neuere Messungen wurden von Benage an Aluminium [Ben99] und von DeSilva an Kupfer in Wasser gemacht [DeS98]. In den letzten Jahren hat es große Fortschritte im theoretischen Verständnis der thermodynamischen Prozesse von stark gekoppelten Plasmen gegeben. Besonders hervorzuheben sind die theoretischen Arbeiten von R. Redmer [Red99]. Mit Hilfe einer „linear response theory“ kann die elektrische Leitfähigkeit wesentlich besser berechnet werden als mit der klassischen Theorie von Spitzer, die für Plasmen mit niedriger Dichte gültig ist [Spi53]. Mit der Anwendung des Massenwirkungsgesetzes für die einzelnen Ionen entwickelte Redmer ein Modell des Partiiell Ionisierten Plasmas (PIP-Modell), mit dem die Zusammensetzung solcher Plasmen numerisch berechnet werden kann. Dieses Modell ist von Kuhlbrodt [KUH00] für höhere Ionisierungsstufen angewendet und erweitert worden. Schlanges [Sch95] hat den Phasenübergang für wasserstoff- und helium-ähnliche Plasmen untersucht und daraus die Notwendigkeit der Berücksichtigung der koexistierenden zwei Phasen abgeleitet, um thermodynamische Transportgrößen berechnen zu können. Mit Hilfe und Fortführung der T-Matrix-Approximation durch S. Kosse ist es gelungen, die Plasmazusammensetzung wesentlich besser zu berechnen und damit sehr gute Angaben zur elektrischen Leitfähigkeit und von Transportquerschnitten zu machen [Kos00].

3.3 Der experimentelle Aufbau

Die hier benutzte Anlage stellt im wesentlichen einen gedämpften Schwingkreis dar. Als Energiespeicher dienen zwei parallel geschaltete Kondensatoren mit je einer Kapazität $C = 1,93 \mu\text{F}$. Sie zeichnen sich durch eine sehr geringe Induktivität und hohe Spannungsfestigkeit ($U_{\text{max}} = 60 \text{ kV}$) aus. Die typische Ladespannung ist $U_C \leq 20 \text{ kV}$. Als Schalter dient eine niederinduktive Funkenstrecke (Gasdruck: 0,8 bar), die von einem MARX-Generator mit einer Spannung von $U_{\text{MARX}} = 22 \text{ kV}$ getriggert wird und die den Schaltkreis schließt. Die Anlage ist so konstruiert, dass die Eigeninduktivität möglichst niedrig ist. Die Drähte werden zwischen zwei Elektroden geklemmt bzw. dort eingelötet. Das Klemmen hat sich teilweise als unzureichend erwiesen: Bei sehr dünnen Drähten gibt es Kontaktprobleme, da die Elektroden aufgrund des starken Abbrandes nicht ganz eben sind. Kohlenstoffdrähte hingegen sind sehr spröde und lassen sich nicht fest einklemmen. Durch das Löten werden diese Probleme umgangen und Funken weitgehend vermieden. Die Befestigung ist schematisch in Abbildung 3.1 zu sehen.



Im Gegensatz zu anderen Drahtexplosionsexperimenten, bei denen der Draht in Luft [Fün58, Jäg72, Hes95, Klo96, Klo97, Klo98] oder in Wasser [DeS98, DeS99] expandiert, werden hier Duranglaskapillaren eingesetzt. Die Glaskapillare umschließt den Draht. Bei der Explosion kann die schnelle Expansion des Plasmas durch das Glas für eine gewisse Zeit aufgehalten werden. So erreicht man höhere Dichten und Drücke und verhindert das Ausbilden von Instabilitäten und Inhomogenitäten, da mögliche Instabilitäten an der Kapillarwand egalisiert werden. Die Leitfähigkeit wird zu der Zeit gemessen, zu der das Plasma die Kapillare gerade vollständig ausfüllt. Der Druck in der Kapillare erreicht typischerweise Werte um 15 kbar, bevor die Kapillare bricht. Bei einigen Messungen wurde die Kapillare in zwei Stücke zerschnitten, um das Plasma

dazwischen beobachten zu können. In Abbildung 3.1 ist eine solch zerschnittene Kapillare mit dem darin befindlichen Draht zu sehen.

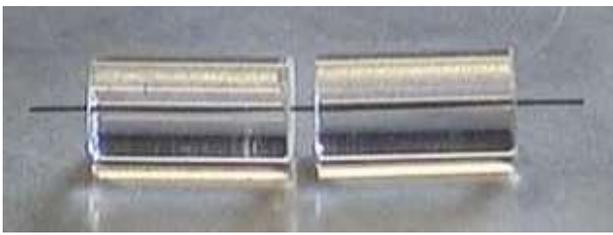


Abb. 3.1 Draht in zerschnittener Kapillaren.

Die Elektroden befinden sich in einem massiven, mit Schrauben verschließbaren Gefäß mit einem Durchmesser von 25 cm. In Abbildung 3.2 ist ein Foto des Inneren des Entladungsgefäßes zu sehen. Man erkennt den eingespannten Draht mit der Kapillaren und die beiden Elektroden. Auf dem Boden der linken Elektrode ist die Messingummantelung der Rogowski-Spule zu sehen. Von den beiden Elektroden nach hinten verlaufend sind

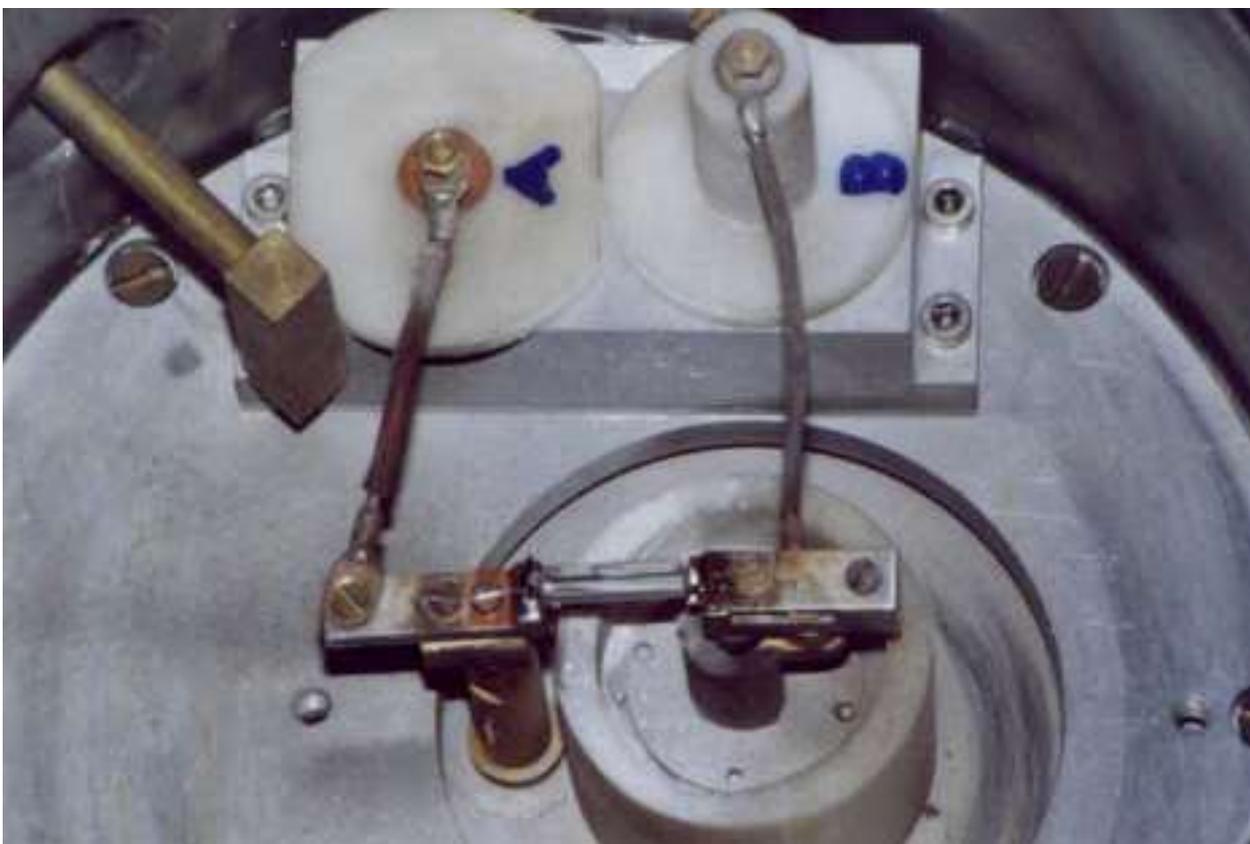


Abb. 3.2 Ansicht des Inneren des Entladungsgefäßes. Im unteren Teil sind die beiden Elektroden und der dazwischen eingelötete Draht mit Glaskapillare vor der Entladung zu sehen. Nach der Entladung ist die Kapillare vollständig pulverisiert. Am oberen Bildrand ist das Gehäuse der beiden Spannungsteiler zu sehen.

die beiden Leitungen zu den Spannungsteilern „A“ und „B“ zu erkennen. Die Messsignale werden in dem Messingröhrchen nach links oben verlaufend aus dem Entladungsgefäß herausgeführt. Alle Messleitungen und Bauelemente sind in Metall gekapselt, um elektrische Störfelder abzuschirmen.

Die Kapillare wird bei der Entladung vollständig pulverisiert und muss daher nach jeder Messung ersetzt werden.

In der Gefäßwand befinden sich insgesamt sechs senkrecht zur Achse orientierte Öffnungen, durch die man das Plasma mit unterschiedlichen Messapparaturen beobachten kann. Ein 1/8-m-Spektrograph mit dahintergeschaltetem Optical Multichannel Analyser (OMA) registriert das emittierte Licht im Spektralbereich $400 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$ zur spektroskopischen Temperaturmessung. Das Plasma wird von der Seite (side on) rechtwinklig zur Plasmalängsachse beobachtet. Ein Teil des Lichtes wird zu einem Monochromator geführt, hinter dem ein Photomultiplier angebracht ist. Das



Abb. 3.3 Gesamtansicht des experimentellen Aufbaus.

emittierte Licht wird als Funktion der Zeit aufgezeichnet, um ein Plasma-Monitoring-Signal zu haben, mit dem Fehlmessungen erkannt werden können. Abbildung 3.3 zeigt eine Totalansicht des Experimentes. In der Mitte rechts ist das offene Entladungsgefäß zu sehen. Die darunter befindliche Funkenstrecke dient als Schalter. Rechts davon ist das Ladegerät für die beiden blauen, liegend angebrachten Kondensatoren. Rechts erkennt man den vorderen Teil der Streak- / Framing-Kamera. An gleicher Stelle wurde auch die ICCD-Kamera installiert. Im Vordergrund links ist der Rubinlaser platziert, mit dessen Lichtpuls die Framingaufnahmen zeitlich justiert werden. Links vom Entladungsgefäß sind die Linsensysteme zu sehen, mit denen das emittierte Licht des Plasmas zum Plasma-Monitor (im Hintergrund) und zum Quarz-Glasfaserkabel geführt wird. Am anderem Ende des Kabels (nicht auf dem Bild) steht innerhalb der Messkabine der 1/8-m Monochromator.

Schema des Versuchsaufbaus

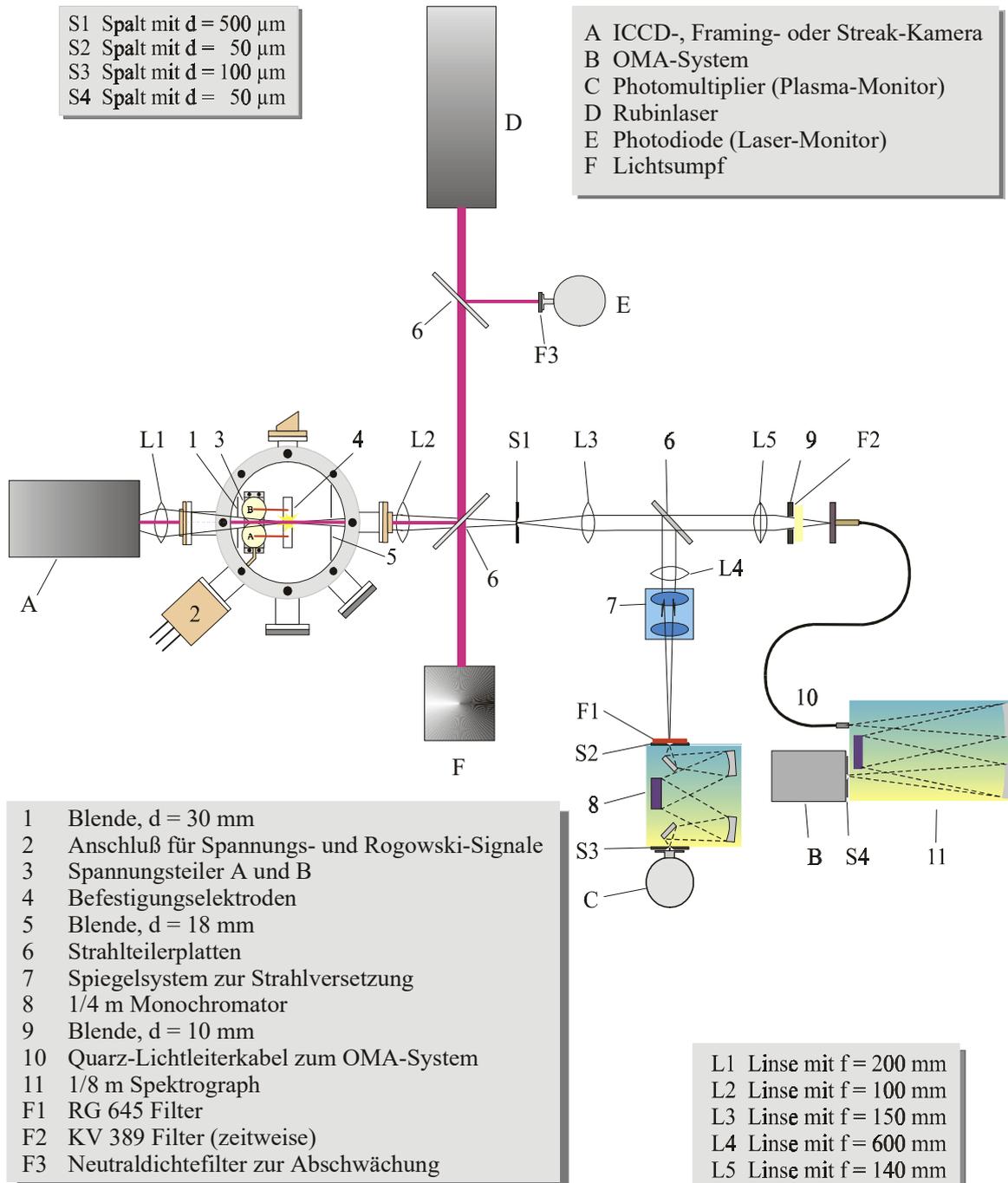


Abb. 3.4 Schematischer Aufbau des Experimentes

In Abbildung 3.4 ist der schematische Aufbau des Experimentes zu sehen. Man erkennt links das Entladungsgefäß und alle optischen Elemente und Messeinrichtungen. Auf der linken Seite befindet sich wahlweise die Streak-, Framing- oder ICCD-Kamera. Zur rechten Seite hin wird das emittierte Licht über einige optische Elemente durch ein Quarzglas-Lichtleiterkabel zum 1/8 m-Spektrographen geführt. Am Ausgang ist das OMA-System angebaut. Weiter erkennt man rot den Strahlengang des Rubinlasers. Ein Teil des Lichtes wird zu einer Photodiode geführt, ein anderer Teil gelangt am Draht vorbei in die Streak-Kamera. Der größte Teil des Laserlichtes wird nicht benötigt und in dem Lichtsumpf in Wärme überführt.

3.3.1 Die technischen Daten der Versuchsmedien

Der Schwingkreis

Induktivität der Anlage ohne Draht:	L_A	= 154 nH
Ohmscher Widerstand ohne Draht:	R_A	= 27 m Ω
Kapazität der Kondensatoren:	C	= 2 · 1,93 μ F
Ladespannung der Kondensatoren:	U_C	= (14...20) kV

Die Drähte

Material	Kohlenstoff	Zink
Reinheit	> 98 %	99,0 %
Hersteller	Philips Lighting Weert / NL	Goodfellow / GB
wirksame Länge	$l_D = (24,0 \pm 0,5)$ mm	$l_D = (24,0 \pm 0,5)$ mm
Durchmesser	$d_D = (0,273 \pm 0,002)$ mm	$d_D = (0,125 \pm 0,005)$ mm
Kaltwiderstand	$R_0 = 19 \Omega$ (gemessen)	$R_0 = 0,12 \Omega$ (nach 3.2)
Induktivität (nach 3.1)	$L_D = 21,2$ nH	$L_D = 25,0$ nH
magnetische Permeabilität [Stö94]	$\mu_r = (1 - 6,0 \cdot 10^{-9})$	$\mu_r = (1 - 11,4 \cdot 10^{-9})$
spezifischer Widerstand (20° C)	$\rho = 5,8 \cdot 10^{-5} \Omega$ m [Phi92]	$\rho = 5,96 \cdot 10^{-8} \Omega$ m

Die Kapillaren

Material:	Duranglas
Äußere Durchmesser:	$D_{Ka} = (6,0...9,0)$ mm
Innerer Durchmesser:	$D_{Ki} = (0,4...1,34)$ mm

Die Induktivität wurde mit Hilfe der Formel für die Induktivität einer Einfachleitung [Jac82] berechnet:

$$L = \frac{1}{2\pi} \mu_0 \mu_r l \left(\ln \left\{ \frac{2l}{r} \right\} - \frac{3}{4} \right) \quad (3.1)$$

Für den Widerstand gilt:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{A} = \rho \cdot \frac{l}{\pi r^2}. \quad (3.2)$$

3.3.2 Die elektrischen Detektionselemente

Die elektrische Leitfähigkeit ist definiert als:

$$\sigma = \frac{1}{R} \frac{l}{A}. \quad (3.3)$$

Um Aussagen über die Leitfähigkeit machen zu können, muss man also neben der Drahtlänge und dem Drahtdurchmesser auch den Widerstand kennen. Es wird folglich die am Plasma anliegende Spannung und der durch das Plasma fließende Strom gemessen.

Spannungsmessung

Die Spannung am Plasma wird über ein System von Spannungsteilern gemessen. Man misst jeweils die Spannung vor und hinter dem Plasma gegen Erdpotential (Spannung A und B). Die Differenz der beiden Spannungen ist die am Plasma abgefallene Spannung U . Die Spannungsteiler sollen die recht hohe Spannung (einige 10 kV) auf einen mit dem Oszilloskop messbaren Bereich teilen. Um induktive Komponenten innerhalb der Spannungsteiler möglichst gering zu halten, wählt man einen coaxialen Aufbau mit möglichst vielen Einzelwiderständen. Ferner wurden Kohleschichtwiderstände mit einer möglichst geringen Induktivität gewählt. Direkt am Plasma sitzen jeweils drei Kohlemassewiderstände („Hot-Molded Fixed Composition Resistors“ der Firma Allen Bradley). Diese können extrem belastet werden. Herkömmliche Widerstände sind bei einigen Entladungen zerstört worden, was jeweils eine aufwendige Neueichung zur Folge hatte.

Direkt an den Elektroden, noch im Entladungsgefäß, wird zunächst mit zwei Spannungsteilern (1:60) ein Spannungssignal abgegriffen. Dieses wird über ein Koaxialkabel, welches zum Schutz vor elektromagnetischen Störfeldern in einem Metallschlauch (Tombak-Schlauch) verlegt ist, zum Oszillographen geführt. Vor dessen Eingang sitzen zwei weitere Spannungsteiler. Insgesamt teilt der Spannungsteiler A das gemessene Signal im Verhältnis 1:1346,9, Spannungsteiler B im Verhältnis 1:904,1. Um sicherzustellen, dass das Teilungsverhältnis frequenzstabil ist,

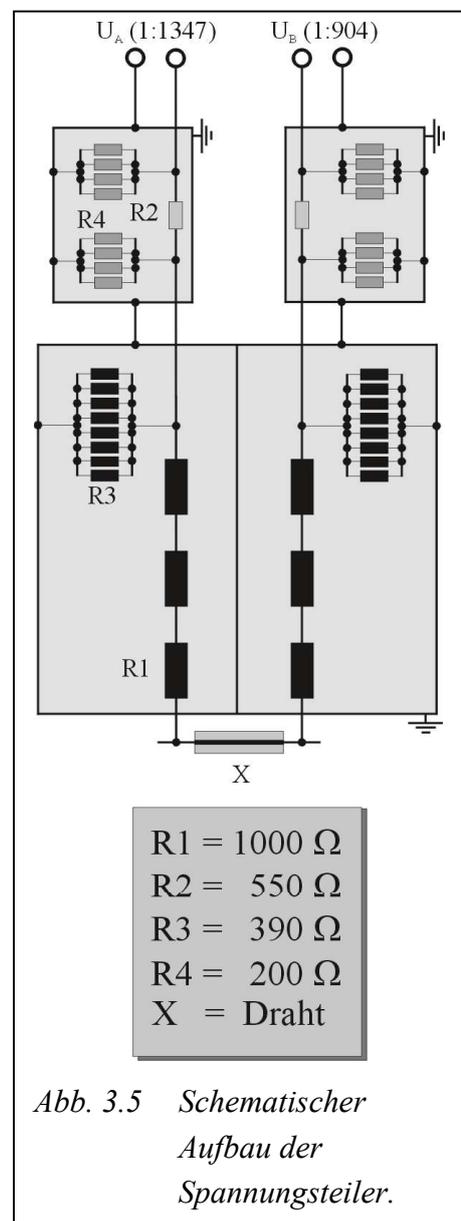


Abb. 3.5 Schematischer Aufbau der Spannungsteiler.

oder mit anderen Worten, dass die Induktivitäten des Spannungsteiler klein genug sind, wurde mit einem Frequenzgenerator ein Spannungssignal am Eingang angelegt und das Teilungsverhältnis am Ausgang als Funktion der Frequenz gemessen. Bis zur maximalen Frequenz des Frequenzgenerators von 20 MHz konnte keine Frequenzabhängigkeit festgestellt werden. Der Spannungsteiler entspricht also den gewünschten Anforderungen sehr gut. Der schematische Aufbau der Spannungsteiler ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Die Messstrecke X entspricht dem Plasma. Die Widerstände darüber

sind innerhalb des Entladungsgefäßes untergebracht. Oben im Bild sind die beiden Spannungsteiler zu sehen, welche am Oszilloskop vorgeschaltet sind. In Abbildung 3.6 erkennt man die geöffneten Spannungsteiler in der Metallabschirmung, die sich im Entladungsgefäß befinden. Man erkennt die jeweils 8 Kohleschichtwiderstände in ihrer coaxialen Anordnung. Die Ansicht ist dabei von unten.

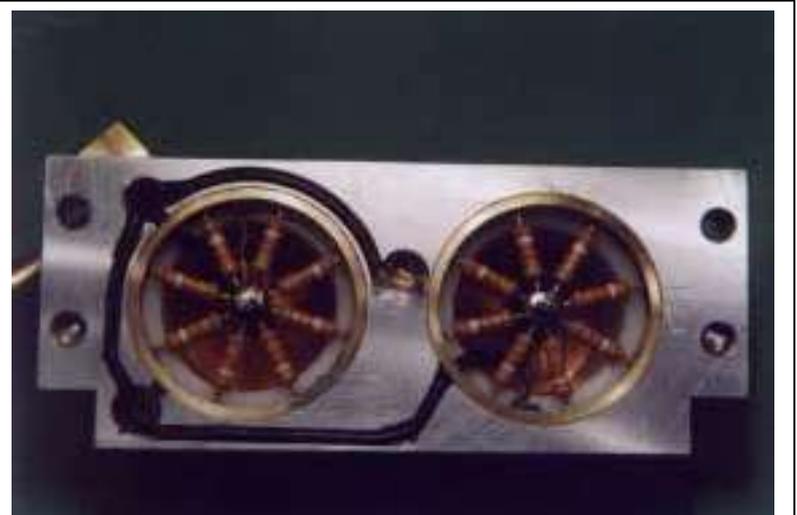


Abb. 3.6 Ansicht der geöffneten Spannungsteiler A und B wie sie im Entladungsgefäß eingebaut sind von unten. Deutlich ist der coaxiale Aufbau zu erkennen.

Strommessung

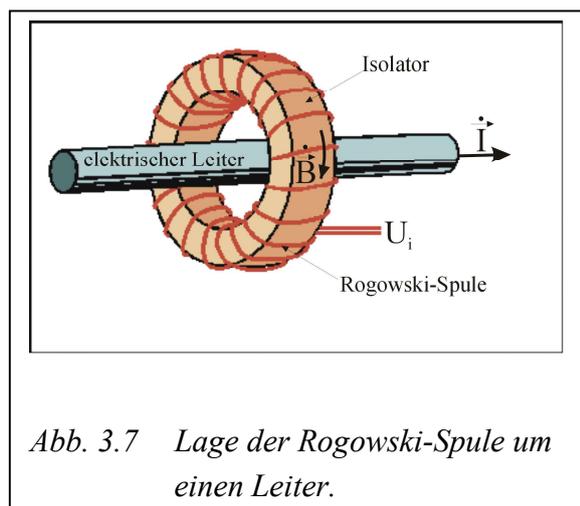


Abb. 3.7 Lage der Rogowski-Spule um einen Leiter.

Um den Strom in starken, zeitlich schnell veränderlichen Entladungen zu messen, verwendet man Rogowski-Spulen. Eine Rogowski-Spule ist eine toroidal um einen Leiter liegende Spule (Abbildung 3.7). Das magnetische Feld des Leiters durchströmt die Windungen der Spule senkrecht zur Windungsfläche. Ein sich ändernder Strom induziert eine Spannung U_i in der Rogowski-Spule. Mit anderen Worten: Das Spannungssignal an der Spule spiegelt die zeitliche Änderung des Stromes im Leiter wieder. Nach Eichung der Spule kann man durch zeitliche Integration des Rogowski-Signales den Strom im Leiter messen. Die Spule ist doppelt gewickelt, einmal im, einmal gegen den

Uhrzeigersinn um den Leiter, wobei die Wickelrichtung beibehalten wird. Durch diese Anordnung ist gewährleistet, dass die induzierte Spannung nicht durch die Stromverteilung im Leiter oder durch die dezentrale Lage des Leiters zur Torusachse beeinflusst wird. Durch eine geeignete,

geschlitzte metallische Ummantelung wird die Spule von elektrischen Störfeldern abgeschirmt. Die in diesem Experiment benutzte Spule wurde von mir gewickelt und geeicht. Neben klassischen Eichmethoden wurde zusätzlich nach jeder Entladung der mit der Rogowski-Spule gemessene Strom zeitlich integriert und die so berechnete geflossene Gesamtladung $Q = I \cdot \Delta t$ mit der anfänglich auf den Kondensatoren gespeicherten Ladung $Q = C \cdot U_L$ verglichen. Die Abweichung ist kleiner 2 %.

Eine gute Beschreibung der Funktionsweise und des Designs von Rogowski-Spulen findet man bei Köppendörfer [Köp61]. Eine Rogowski-Spule zeichnet sich durch folgende Merkmale aus:

- 1) Die Spule hat einen einheitlichen Querschnitt haben.
- 2) Der Windungsabstand ist gleich groß.
- 3) Die Windungszahl ist so groß, dass das Kreisintegral innerhalb der erforderlichen Messgenauigkeit durch eine Summe angenähert werden kann.
- 4) Die einzelnen Windungsflächen sind senkrecht zur Spulenachse orientiert. Da das im allgemeinen wegen der Steigung der Windungen nicht der Fall ist, wird in diesem Experiment durch eine zusätzliche Lage von Windungen dafür gesorgt, dass sich die Beiträge derjenigen Feldkomponenten aufheben, die nicht parallel zum Wegstück Δs verlaufen.

Nach der inhomogenen Maxwell-Gleichung der Magnetostatik und mit Hilfe des Stokesschen Satzes ergibt sich das Ampèresche Durchflutungsgesetz zu:

$$\oint_F \text{rot} \vec{B} \cdot d\vec{f} = \oint_{\partial F} \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 \mu_r \oint_F \vec{j} \cdot d\vec{f} = \mu_0 \mu_r I. \quad (3.4)$$

Mit den oben angegebenen Voraussetzungen kann man das Kurvenintegral als Summe schreiben:

$$\oint_{\partial F} \vec{B} \cdot d\vec{r} = \Delta s \sum_{v=1}^n B_v = \frac{l}{nA} A \sum_{v=1}^n B_v = \mu_0 \mu_r I. \quad (3.5)$$

Für die induzierte Spannung gilt nach dem Induktionsgesetz

$$U_{ind} = -n \frac{d\Phi}{dt} = -n \frac{d\left(\sum_{v=1}^n \vec{B}_v \cdot \Delta \vec{A}_v\right)}{dt} = -n \frac{d\left(A \sum_{v=1}^n B_v\right)}{dt}. \quad (3.6)$$

Differenziert man Gleichung 3.5 nach der Zeit und setzt sie in Gleichung 3.6 ein, so erhält man

$$U_{ind} = -\mu_0 \mu_r n \frac{A}{l} \frac{dI}{dt} = -M \dot{I}. \quad (3.7)$$

mit A : Windungsfläche,

n : Anzahl der Windungen,
 l : Länge der Spule,
 μ_0 : magnetische Feldkonstante,
 μ_r : magnetische Permeabilität
 und M : Gegeninduktivität

Die Gegeninduktivität M ist experimentell in einer Eichmessung zu

$$M = 1,1583 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Vs}}{\text{A}} \quad (3.8)$$

bestimmt worden.

3.3.3 Die optischen Detektionselemente

Das emittierte Licht wird mit verschiedenen optischen Detektoren untersucht.

Photomultiplier

Der Photomultiplier wird als Plasma-Monitor eingesetzt. Mögliche Unregelmäßigkeiten im Entladungsverlauf können so erkannt und die Messung kann dann verworfen werden. Unregelmäßigkeiten werden durch Funkenbildung an den Elektroden aufgrund schlechter Isolierung und Justierfehlern nach dem Einlöten des Drahtes hervorgerufen.

Um Licht zum Photomultiplier zu bekommen, wird ein Teil des emittierten Lichtes mit einem Quarzglasfenster aus dem Strahlengang ausgeblendet. Aus technischen Gründen muss es über ein Spiegelsystem versetzt werden (siehe Modul 7 in Abbildung 3.4). Von dort wird das Licht auf den Eintrittsspalt des 1/4 m-Monochromators fokussiert. Am

Hersteller	JARREL ASH
Eintrittsspalt	50 μm
Austrittsspalt	100 μm
Blazewellenlänge	546 nm
Gitter	1200 Striche / mm

Tab. 3.1 Daten des 1/4 m-Monochromators

Austrittsspalt ist der Photomultiplier (RCA-1P28A) montiert, der ein zeitaufgelöstes Spannungssignal liefert, welches zu einem Kanal der Oszillographen geführt wird. Der Monochromator lässt Licht der Wellenlänge $\lambda = 655 \text{ nm}$ durch. Mögliche Linien des Plasmamaterials oder des Elektrodenmaterials liegen nicht in diesem Bereich. Vor dem Eintrittsspalt des Monochromators befindet sich ein Filter (Schott RG 645), welches die Detektion von Falschlicht in zweiter Ordnung am Ausgang des Monochromators verhindert. Die Betriebsspannung des Photomultipliers liegt im Bereich $U = (-840 \dots -1000) \text{ V}$. Ein RC-Glied mit $\tau = 50 \text{ ns}$ am Eingang des Oszillographen glättet das Signal des Photomultipliers.

ICCD-Kamera

Mit Hilfe einer **I**ntensified **C**harge **C**oupled **D**evice (ICCD)-Kamera kann das Plasma mit der umgebenden Kapillaren unter einem Winkel von 90° „side-on“ beobachtet werden. Die Kamera arbeitet im visuellen Spektralbereich. In Abbildung 3.4 ist die Kameraposition zu sehen (A). Mit Hilfe einer Linse wird ein Bild des Plasmas mit der Kapillare auf das Eintrittsfenster der Kamera projiziert. Die „Intensivierung“ im Namen des Kameratyps bezieht sich auf eine Bildverstärkung. Damit ist es möglich, besonders kurze Aufnahmezeiten bis zu 5 ns zu nutzen. Ohne Bildverstärker

würden nicht genug Photonen auf den CCD-Chip treffen, um ein hinreichend starkes Ladungsbild zu erzeugen. Das Funktionsprinzip des Bildverstärkers wird an dieser Stelle kurz erläutert [PCO97]: In Abbildung 3.8 ist der schematische Aufbau des eingebauten MCP-Bildverstärkers zu sehen. Bildverstärker diesen Typs liefern Verstärkungen bis zu 10^4 . Das vom Objekt kommende Licht löst

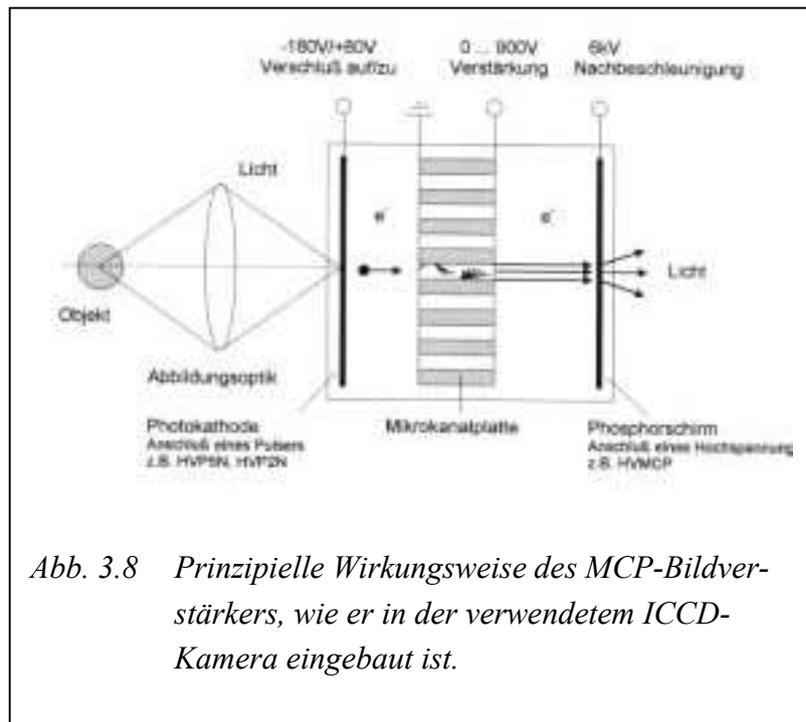


Abb. 3.8 Prinzipielle Wirkungsweise des MCP-Bildverstärkers, wie er in der verwendeten ICCD-Kamera eingebaut ist.

Kamera

Hersteller: Princeton Instruments, Inc.
 CCD-Chip: EEV 578 * 384 Pixel
 Auflösung: 16 bit

Pulser

Typ: PG-200
 Pulszeit: minimal 5 ns

auf der Photokathode Photoelektronen aus. Diese treffen auf eine Mikrokanalplatte (**M**icro **C**hannel **P**late, MCP), in der sie durch Sekundärelektronenvervielfachung vermehrt werden. Schließlich werden sie auf einen Phosphorschirm hin beschleunigt und regen diesen zum Leuchten an. Auf den Phosphorschirm aufgeklebt (nicht mehr auf der Zeichnung zu sehen) ist eine Glasfaserplatte, der sogenannte „Taper“. Er dient als Kopplungsglied zwischen Phosphorschirm und dem eigentlichen CCD-Chip. Taper können auf kleinstem Raum mit

geringsten Verlusten ein verzeichnungsfreies Bild hoher Auflösung übertragen. Man kann ihn sich wie ein Bündel zusammengeklebter Lichtleitfasern, jede mit einem Durchmesser von wenigen μm , vorstellen. Die Transmission liegt bei bis zu 80 %. Die Fiberplatte lässt sich leichter justieren als eine Linsenoptik.

Der Bildverstärker lässt sich als schneller Verschluss verwenden. Er wird an einen Pulser angeschlossen, welcher im geschlossenen Zustand ein Spannungspotential von +80 V liefert. Elektronen, die durch den Photoeffekt aus dem Kathodenmaterial herausgeschlagen werden,

erreichen gegen das elektrische Feld nicht die Mikrokanalplatte aufgrund ihrer niedrigen kinetischen Energie. Somit entsteht keine Verstärkung und folglich kein Bild auf dem CCD-Chip. Zum Öffnen der Kamera wird die Spannung in 1-2 ns auf ca. -180 V gebracht. Es werden Photoelektronen zur MCP hin beschleunigt. Der Vorteil dieses Systems liegt darin, dass nicht die gesamte am Bildverstärker anliegende Spannung von einigen kV geschaltet werden muss, sondern lediglich 200-250 V. Das Öffnungsverhältnis liegt bei $1:10^7$. Mit unserem Kamerasystem können Verschlusszeiten von bis zu 5 ns realisiert werden. Im Experiment waren die Verschlusszeiten typischerweise 20-40 ns. Vom Pulser wird parallel zum Hochspannungspuls (-180 V) für die Photokathode auch ein 5 V-Puls als Monitor-Öffnungssignal erzeugt, welches auf einem Kanal des Oszillographen erfasst wird.

Streak- und Framing-Kamera

Anstelle der ICCD-Kamera wurde zeitweise eine kombinierte Streak- und Framing-Kamera der Firma J. Hadland (P.I) LTD., Modell IMACON eingesetzt. Diese Kamera erlaubt es, Streak- und Framingaufnahmen zu machen. Im Streak-Modus kann das zeitlich radiale Verhalten des Plasmas untersucht werden. Im Framing-Modus werden von einer einzigen Entladung mehrere zweidimensionale Fotos in sehr kurzer Zeit gemacht. Damit kann man das Wachsen von Inhomogenitäten und Instabilitäten beobachten.

Streak-Modus

Im Streak-Modus wird ein Spalt mit Durchmesser $d = 100$ μm auf das Eintrittsfenster der Kamera abgebildet, hinter dem sich eine MCP ähnlich der im Abschnitt „ICCD-Kamera“ beschriebenen befindet. Auf den Spalt wird rechtwinklig der Draht bzw. das Plasma abgebildet. Die Kamera sieht faktisch durch einen vertikalen Spalt das Stückchen eines horizontal dazu orientierten Drahtes. Das in der Kamera mit der MCP erzeugte Elektronenbild wird durch ein sich änderndes elektrisches Feld horizontal abgelenkt und auf einen Phosphorschirm fokussiert, hinter dem sich ein Polaroid-Film befindet. Das Bild des Spaltes wird über das Fotopapier „verschmiert“. Die eine Seite des Bildes repräsentiert die Zeitachse, die andere Seite den Durchmesser des Plasmas. Mit Hilfe von verschiedenen Einschub-Modulen lassen sich verschiedene Streak-Geschwindigkeiten realisieren. In diesem Experiment wurden die Geschwindigkeiten 20...50 ns/mm eingesetzt. Der Begriff „Geschwindigkeit“ ist missverständlich. Günstiger ist der Begriff „Rapidität“. Auf dem Bild werden x Nanosekunden pro Millimeter aufgezeichnet.

Um die Streakbilder zeitlich einzuordnen, wurde der Lichtpuls eines Rubinlasers zusätzlich auf die Streak-Kamera gelenkt, welcher gleichzeitig mit einer schnellen Photodiode beobachtet wurde. Die Anordnung ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Ein Teil des Laserlichtes wird am Draht vorbei in die Streak-Kamera geführt und erzeugt dort auf dem Fotopapier einen hellen Strich. Die Pulslänge beträgt 30...40 ns, was auf dem Bild ungefähr einen bis zwei Millimetern entspricht. Ein anderer Teil des Laserlichtes wird auf eine schnelle Photodiode gelenkt, deren Signal auf einem Kanal des Oszilloskopes aufgezeichnet wird, womit der Zeitpunkt des Laserpulses relativ zu allen anderen Entladungssignalen bis auf 5 ns genau festgelegt werden kann. Die Streakbilder können so mit der

gleichen Genauigkeit kalibriert werden. Der Laser wird vor dem Entladungsbeginn gezündet, um Fehlinterpretationen durch Streulicht auf der Streak-Kamera zu vermeiden.

Spektrograph:

Hersteller:	ORIEL Corp.
Modell:	Multispec 77418
Blazewellenlänge:	200 nm
Gitter:	400 Linien / mm
Lineare Dispersion:	19,9 nm / mm
Spektraler Bereich:	200 – 800 nm
Eintrittsspalt:	25 und 50 μm
Spektrale Dispersion des O-SMA-Systems:	0,49 nm / Diode

O-SMA System:

Controller-Modell:	ST-100
Detektorkopf-Modell:	P/IRY-700
MCP:	$\varnothing = 18 \text{ mm}$
Diodenarray:	$(25,6 * 2,5) \text{ mm}^2$
Photodioden:	500 nutzbar (300...800) wegen MCP-Limitierung
Diodenabmessung:	24,4 μm

Gate Pulser:

Pulsbreite:	(18...2500) ns, verwendet: (20...150) ns
Anstiegszeit:	(8...9) ns
Puls Jitter:	1 ns

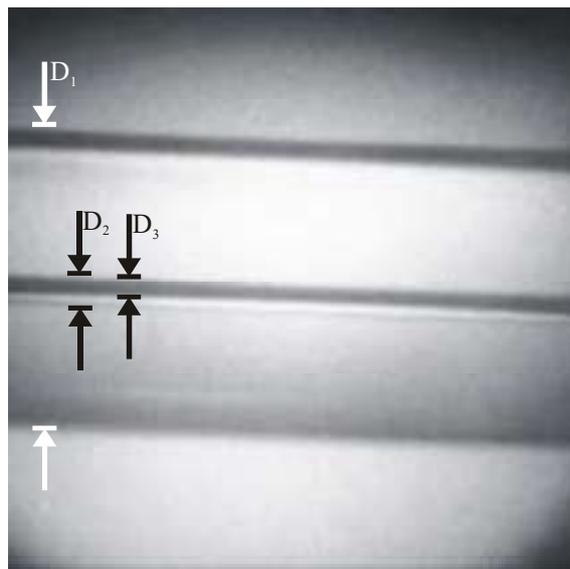
Oszillographen:

Anzahl:	2 Stück (gekoppelt)
Modell:	GOULD 4074
Bandbreite:	400 MHz
Kanäle:	2 * 4

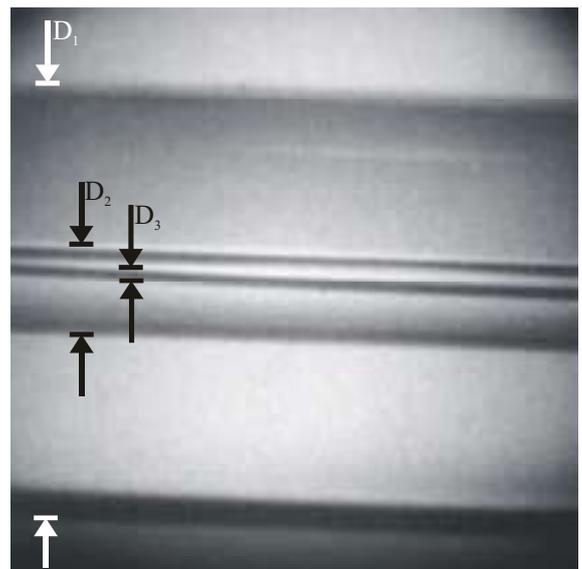
Tab. 3.2 Technische Daten des O-SMA-Systems mit allen Komponenten.

Framing-Modus

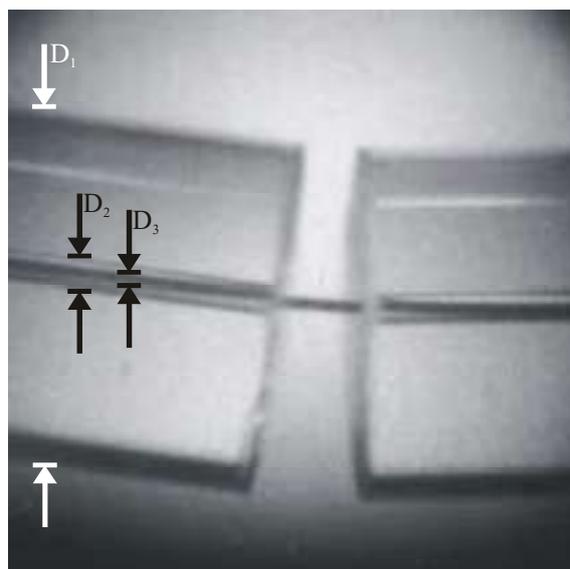
Im Framing-Modus wird der Spalt vor dem Eingang der Kamera entfernt. Die Kamera bildet ein ca. 1,5 mal 1,5 cm großen Bildausschnitt der Kapillaren auf dem Fotopapier ab. Beispiele sind in Abbildung 3.9 dargestellt. In diesem Beispiel ist der sogenannte „Framing-Justiermodus“ eingeschaltet. Dabei findet keine zeitliche Ablenkung statt und man erhält nur ein einziges Bild auf der Mattscheibe. Der Modus erlaubt eine Justage der Anlage und eine Bestimmung des Abbildungsmaßstabs sowie des Bildausschnittes. Das Größenverhältnis von Kapillare und Draht sowie die hohe Bildqualität der Kamera sind erkenntlich. Schaltet man den Justiermodus aus, so wird durch geeignete Ablenkplatten in der Kamera und Spannungen an der MCP dafür gesorgt, dass auf dem Phosphorschirm einzelne kleine Bilder dieses Ausschnittes nebeneinander entstehen. Die Anzahl der Bilder, die Belichtungszeit und die Zeitspanne zwischen den Bildern sind mit verschiedenen Modulen einstellbar. Die Belichtungszeit jedes Bildes betrug 40 ns, die Bildfolgezeit 200 ns. Im Gegensatz zu den ICCD-Aufnahmen, bei denen jeweils nur ein Bild pro Entladung möglich ist, erlaubt es der Framing-Modus, mehrere Bilder der selben Entladung zu machen.



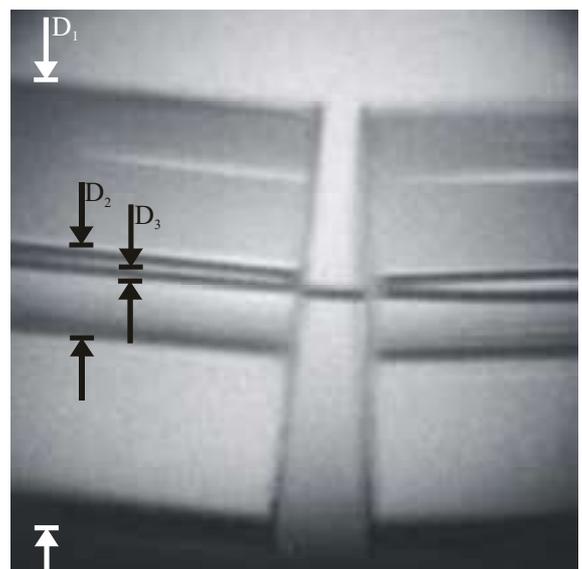
$D_1=6,0$ mm, $D_2=0,4$ mm, $D_3=0,273$ mm



$D_1=9,0$ mm, $D_2=1,3$ mm, $D_3=0,273$ mm



$D_1=7,0$ mm, $D_2=0,45$ mm, $D_3=0,273$ mm



$D_1=9,0$ mm, $D_2=1,3$ mm, $D_3=0,273$ mm

Abb. 3.9 Einzelbilder im Framing-Modus. Die Zeitablenkung ist zu diesem Zweck ausgeschaltet. Man sieht Einzelbilder vor der Entladung, um den Abbildungsmaßstab zu bestimmen, und den Bildausschnitt einzustellen. Die verschiedenen Kapillaren mit dem darin befindlichen Draht sind klar erkennlich. Die Durchmesser bedeuten: D_1 : Außendurchmesser der Kapillaren, D_2 : Innendurchmesser der Kapillaren und D_3 : Drahtdurchmesser. In der oberen Reihe ist eine Kapillare zu sehen, unten zwei Beispiele mit zerschnittener Kapillare. Hier wird das Plasma im Spalt beobachtet, um nicht durch das Glas zu beobachten.

O-SMA-System

Zur spektralen Analyse des Plasmas wird ein **O**ptical **S**imultaneous **M**ultichannel **A**nalyser (O-SMA) System eingesetzt. Hierbei handelt es sich um ein eindimensionales Diodenarray mit 1024 Photodioden hinter einer MCP. Die Anordnung ist in Abbildung 3.4 zu erkennen. Über ein 10 m langes Quarzglas-Lichtleiterkabel gelangt das Licht zum Eintrittsspalt eines 1/8 m-Spektrographen. Dahinter befindet sich das O-SMA-System, dessen Signal über einen Controller auf einer Festplatte gespeichert wird. Die technischen Daten sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Das System wurde mit Hilfe einer Quecksilberlampe (Wellenlängen-Zuordnung) und einer Wolfram-Eichlampe (spektrale Empfindlichkeit des Systems) kalibriert. Die Kalibration wurde von Zeit zu Zeit wiederholt, um Fehler durch zeitliche Veränderungen des Detektors auszuschließen. Die gemessenen Spektren wurden mit dem gewonnenen apparatespezifischen Empfindlichkeitsprofil korrigiert.

Der gemessene spektrale Bereich lag bei (366...612) nm. Zur Temperaturbestimmung wurden an das gemessene Spektrum mit Hilfe eines Fit-Algorithmus Planck-Kurven angepasst. Um den Fehler zu minimieren, wurden viele Messungen unter gleichen Bedingungen gemacht und statistisch gemittelt.

3.4 Das Material Kohlenstoff

Das Element Kohlenstoff stellt in vielerlei Hinsicht besondere Anforderungen an die Planung und die Durchführung des Experimentes, weswegen es in der Vergangenheit nicht möglich war, homogene Kohlenstoff-Plasmen zu erzeugen. Bereits die Herstellung von Kohlenstoffdrähten ist schwierig, weswegen die Verfügbarkeit von geeignetem Drahtmaterial gering und die Beschaffung problematisch ist. Im folgenden wird ein kurzer Einblick in das Material Kohlenstoff und den Herstellungsprozess gegeben.

Kohlenstoff besitzt in vielen Bereichen unseres Lebens eine fundamentale Bedeutung. Kohlenstoff ist bei dem Aufbau von Zellen, DNA und Aminosäuren beteiligt. Die meisten Lebensformen auf unserem Planeten beziehen ihre Energie aus der Umwandlung von Kohlenstoffverbindungen beim Stoffwechsel. In der Chemie kennt man das eigenständige Gebiet der Organik, der sogenannten „Chemie des Kohlenstoffes“. Aufgrund der sp^3 -Hybridisierung ergeben sich eine Vielzahl von Verbindungen, die das Material gerade in der modernen Materialherstellung so interessant macht. Auch modernste Materialien bestehen zum größten Teil aus Kohlenstoff. Erwähnt werden müssen an dieser Stelle die äußerst festen, leichten und stabilen Carbon-Fasern, die an unzähligen Stellen herkömmliche Materialien verdrängen (Automobilbau, Kraftwerkstechnik, Schiffbau, Flugzeugbau, Raumfahrt, Brückenbau...).

Ogleich Kohlenstoff schon sehr lange wissenschaftlich untersucht wird, ist erst 1985 neben den beiden allotropen Formen Graphit und Diamant die Gruppe der Fullerene zunächst theoretisch und dann auch experimentell gefunden worden. Fullerene sind kugelförmige, geschlossene Kohlenstoffstrukturen von $C_{60,70}$ (stabil) und $C_{32,44,50,58,240,540,960}$ (instabil).

3.4.1 Der Herstellungsprozess von Kohlenstoffdrähten

Überlegungen, Kohlenstoff in Drahtentladungen zu verwenden, um ein Plasma zu erzeugen, sind häufig schon an dem Problem der Beschaffung geeigneter Drähte gescheitert. Im Gegensatz zu Metallen ist Kohlenstoff in Drahtform schwierig zu bekommen. Die hier verwendeten Kohlenstoffdrähte stammen von der Firma Philips Lighting aus Weert / NL. Dort werden noch Glühlampen mit Kohlenstoffdrähten als „klassische Effektlampen“ in geringer Stückzahl produziert.

Das Herstellungsverfahren ist dem von Edison ähnlich. Bereits 1879 stellte T. A. Edison durch Verkohlen von Cellulosematerialien erstmalig Kohlenstoffdraht für seine ersten Glühlampen her [Edi79]. Der Prozess gliedert sich in drei Phasen: In der ersten Phase werden Fäden in eine stabile Form gebracht (Cyclisierung oder Dehydratation). In der zweiten Phase wird die Faser ohne Schmelzen oder Zersetzen des Rohstoffs carbonisiert. In der dritten Phase schließlich finden rekristallisationsähnliche Umformungsprozesse bei Temperaturen von bis zu 1700°C statt.

Im einzelnen läuft der Produktionsprozess wie folgt ab:

- 1) Eine Nitrocellulose-Lösung wird mit Essigsäure angesäuert, und die entstehende dickflüssige, leicht gelbliche Flüssigkeit wird durch feine Düsen in einen Behälter aus Wasser gespritzt. Es bildet sich ein weißer, milchig-trüber Faden, dessen Durchmesser mit Hilfe des Düsendurchmessers variiert werden kann.
- 2) Denitrierung in einer Ammoniumsulfidlösung.
- 3) Trocknen des Fadens.
- 4) Schneiden des Fadens in einzelne Stücke. Diese werden um einen Zylinder gewickelt und somit wird die spätere Form definiert.
- 5) Einlegen der Fäden in Graphitpulver.
- 6) Carbonisieren bei ca. 800°C in einem geeigneten Ofen. Der Draht verliert seine Flexibilität. Die Dichte steigt von 1,5 g/cm³ auf 1,8 g/cm³ unter Verringerung des Drahtdurchmessers. Man erhält einen schwarzen, spröden Draht folgender Zusammensetzung: 62-70 % Kohlenstoff, 20-24 % Stickstoff, 5-10 % Sauerstoff, 2-4 % Wasserstoff.
- 7) Nach Abkühlung wird der Draht bei 1700°C gebacken, um den Stickstoff- und den Sauerstoffanteil zu minimieren. Das Endprodukt hat die Zusammensetzung:
≅ 98 % Kohlenstoff, 1-2 % Stickstoff, < 0,5 % Wasserstoff.

Der so hergestellte Draht wird in den Lampen eingesetzt und auch von uns für die Drahtexplosionen verwendet.

3.4.2 Die elektrische Leitfähigkeit von Kohlenstoffdrähten

Die elektrische Leitfähigkeit im Draht wird durch die π -Elektronen bewirkt. Da diese bevorzugt einer einzigen Schicht angehören und selten von einer Schicht zur anderen wechseln, ist die Leitfähigkeit parallel zu den Schichten erheblich größer als diejenige senkrecht dazu. Hierdurch zeigt sich die elektrische Leitfähigkeit von Kohlenstoff grundsätzlich anders als bei Metallen, die

nicht diese Kristallstruktur besitzen und deren Leitfähigkeit nicht von der Orientierung der Kristalle abhängt. Kleine Beimengungen bei Kohlenstoff sorgen aufgrund der dann anderen Kristallstruktur für eine andere Leitfähigkeit. In unterschiedlichen Veröffentlichungen und Tabellenwerken findet man daher differierende Angaben über das Leitungsverhalten von Kohlenstoff. Tabelle 3.3 zeigt den spezifischen Widerstand parallel und senkrecht zur Kristallachse bei verschiedenen Graphiten nach Meyer [Mey68]. Man erkennt die zum Teil erheblichen Unterschiede.

σ_p (Ω m)	σ_s (Ω m)	Stoff
$5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-5}$	natürlicher Graphiteinkristall
$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-3}$	pyrolytischer Graphit
$1 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	Elektrographit mit Petrolkoks als Füllmittel
$6 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	faseriger Naturgraphit

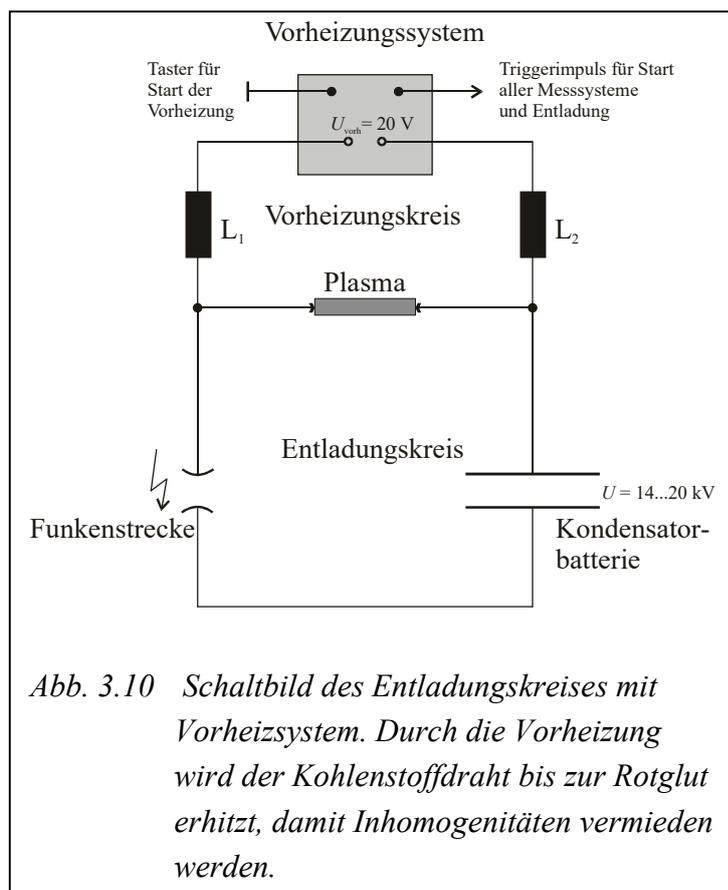
Tab. 3.3 Spezifischer Widerstand von Kohlenstoff als Festkörper in Graphitform parallel und senkrecht zur Schichtachse.

Das Leitfähigkeitsverhalten in Abhängigkeit von der Temperatur ist ähnlich variabel und einheitliche Aussagen können nicht gemacht werden. Der von uns verwendete Kohlenstoff besitzt Heißleitereigenschaften. Der elektrische Widerstand fällt mit steigender Temperatur. Die Ladungsträgerkonzentration bei Raumtemperatur von Graphit liegt mit $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ vier Größenordnungen unter der von Kupfer. Graphit zählt zu den Halbmetallen [Kit93]. Zum Vergleich: die Ladungsträgerkonzentration beim Halbleiter Germanium liegt bei $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, also noch einmal 5 Größenordnungen unter der von Graphit. Dennoch ist die Erzeugung des Kohlenstoffplasmas mit Schwierigkeiten verbunden. Die Energieeinkopplung zu Beginn der Entladung hängt maßgeblich vom Kaltwiderstand des eingesetzten Materials ab. Je höher dieser ist, um so schlechter ist die Energieeinkopplung. Befestigt man beispielsweise anstatt eines Metalldrahtes ein Stück Kohlenstoffdraht an den Elektroden und versucht die Entladung bei gleichen Startparametern zu fahren, so entsteht entweder ein sehr inhomogenes oder gar kein Plasma. Folgende Vorgänge sind dafür verantwortlich, die jeweils separiert werden können:

- 1) Obgleich der Drahtdurchmesser hinreichend dünn gewählt wurde, ist die Stromdichte an der Oberfläche aufgrund des Skin-effektes geringfügig höher. Dadurch ist die Ohmsche Heizung in der Randschicht größer als im Innern des Drahtes. Das stärkere Heizen hat dort ein Fallen des Widerstandes und somit eine weitere Stromdichteerhöhung zur Folge. Ein selbstverstärkender, inhomogener Prozess läuft ab. Als Resultat löst sich die äußere Randschicht während der Entladung ab und der Draht bleibt zum Teil erhalten. Dies erkennt man auf den Framing-Aufnahmen wie in Abbildung 3.12 (a).

- 2) Ein ähnlicher, selbstverstärkender Prozess läuft ab, wenn sich innerhalb des Drahtes zufällige Stromkanäle aufgrund von kleinen Inhomogenitäten des Ausgangsmaterials bilden. Auch in diesem Falle wird in den Stromkanälen aufgrund der steigenden Stromdichte immer stärker geheizt, wie dies z. B. Framing-Aufnahmen (Abbildung 3.12 (b)) belegen.
- 3) Aufgrund des großen Anfangswiderstandes läuft die Entladung langsamer ab. Instabilitäten (Kink- oder Sausage-Instabilitäten) haben mehr Zeit, sich auszubilden. Diese Instabilitäten lassen sich ebenfalls auf den Framing-Aufnahmen erkennen (Abbildung 3.12 (c)).

3.4.3 Das Vorheizsystem für Kohlenstoff



Vorheizstrom:	1 A
Heizzeit:	0,8 s
Gesamtgleichstromwiderstand der Induktionsspulen:	100 nΩ
Induktivität der Spulen:	je 300 μH
Induktiver Widerstand (Impulsdauer T = 1 μs):	je 1,9 kΩ

Abb. 3.11 Technische Daten der Vorheizung

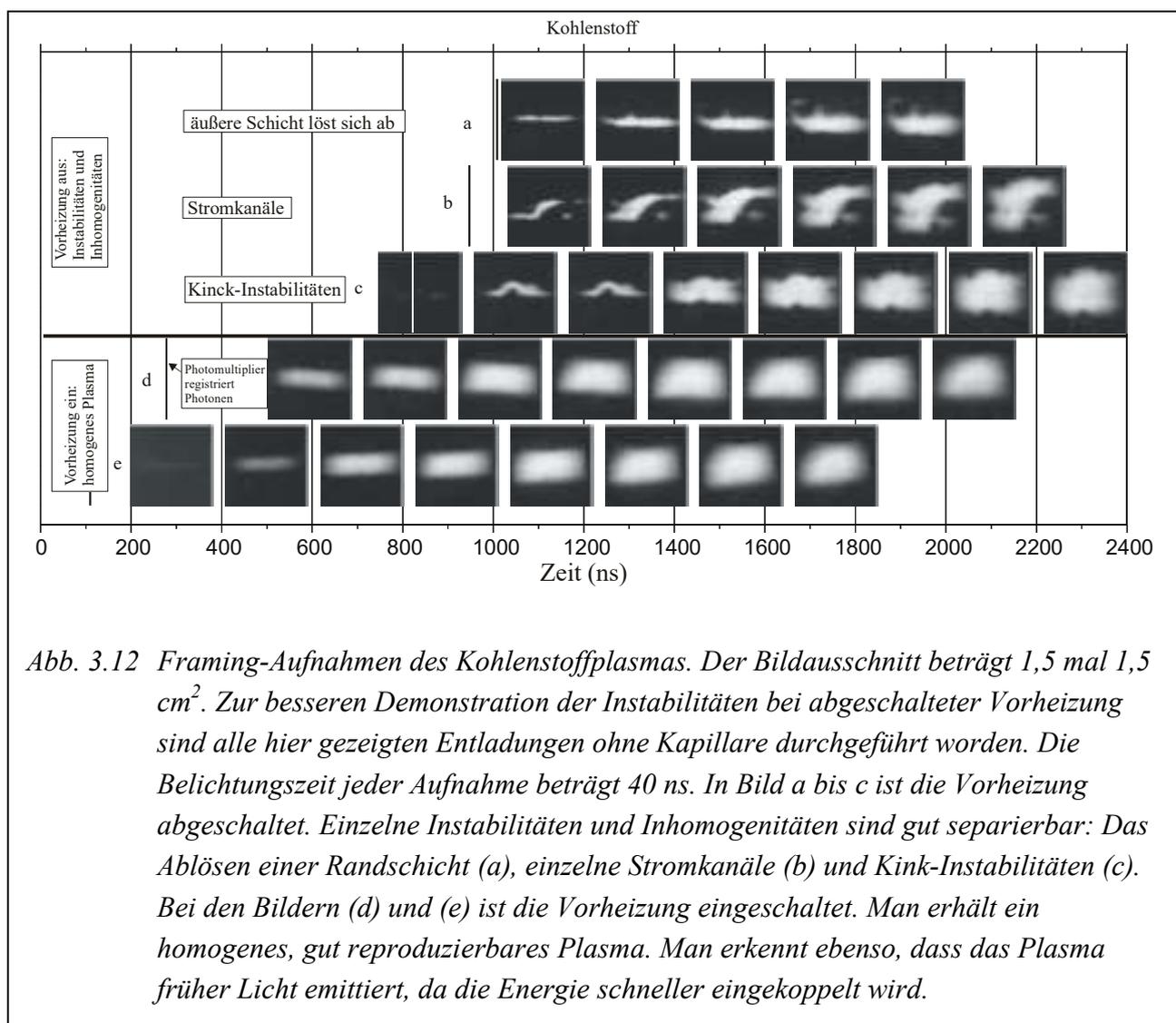
Die Heißeitereigenschaft von Kohlenstoff, welche einerseits für die Inhomogenitäten verantwortlich ist, wird andererseits bei der Erzeugung eines homogenen Plasmas genutzt. Ein Vorheizsystem wurde im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelt. Dabei wird der Draht durch einen Gleichstrom vor dem Entladungsbeginn langsam bis zur Rotglut erhitzt. Es ist darauf zu achten, dass nicht zu viel Drahtmaterial durch Oxidation vor Entladungsbeginn vom Draht entfernt wird. Gleichzeitig muss genug Zeit sein, um den Draht vollständig und gleichmäßig aufzuheizen. Diese Technik hat mehrere Vorteile:

- 1) Der Widerstand des Materials fällt. Man erreicht eine kürzere und effektivere Energieeinkopplung und die oben genannten Probleme treten nicht auf.
- 2) Der Stromfluss hilft, mögliche Kontaktprobleme an den Elektroden zu verringern. Fehlschüsse werden so minimiert.

Durch eine Reihe von Vorversuchen sind die optimalen Parameter für den verwendeten Draht gefunden worden. Die Vorheizung wird nur bei Kohlenstoff verwendet. Das Schaltbild des Experimentes mit Vorheizung ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Der Entladungskreis besteht aus der Kondensatorbatterie, der als Energiespeicher dient. Über die Funkenstrecke wird der Entladungskreis geschlossen. Die Vorheizung ist parallel dazu geschaltet. Mit einem Taster wird die Vorheizung eingeschaltet. Nach der vordefinierten Heizzeit wird automatisch ein Triggerimpuls zu den anderen Steuergeräten des Experimentes gesendet und die Entladung gestartet. Die Vorheizzeit und der Heizstrom sind einstellbar. Um eine Beschädigung des Vorheizgerätes durch die hohen Spannungsspitzen der Hauptentladung zu verhindern, sind zwei hochinduktive Spulen eingebaut. Die technischen Daten der Vorheizung sind in Abbildung 3.11 zu sehen.

Einige Aufnahmen mit der Framing-Kamera sind in Abbildung 3.12 zu sehen.

Man beobachtet im visuellen Spektralbereich ein Fenster von ca. $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$. Um die Bildung der Instabilitäten besser beobachten zu können, sind die Entladungen in dieser Messreihe ohne Glaskapillare durchgeführt worden. Die Instabilitäten zeigen sich in gleicher Weise mit Kapillaren, sind jedoch weniger intensiv ausgeprägt. Die Bilder (d) und (e) zeigen die Entladung mit



eingeschalteter Vorheizung. Man erkennt ein sehr homogenes und reproduzierbares Plasma. Die Homogenität ist besser als bei Metalldrähten. Mit dieser Technik ist es erstmals gelungen, Kohlenstoff-Plasmen mit der „exploding wire“-Methode zu erzeugen.

3.5 Die Leitfähigkeitsmessung

Die elektrische Leitfähigkeit σ ist definiert als:

$$\sigma = \frac{1}{R} \frac{l}{A}, \quad (3.9)$$

mit R : elektrischer Widerstand,
 l : Länge des Leiters
 und A : Querschnittsfläche des Leiters.

Die Länge l des Plasmas ändert sich während der Entladung nicht und wird daher gleich der Anfangslänge des Drahtes gesetzt. Die Fläche wird über den Radius definiert nach $A = \pi r^2$. Das zeitliche Verhalten des Plasmaradius wird mit der Streak-, Framing-, und ICCD-Kamera gemessen. Einige genauere Überlegungen müssen bei der Bestimmung des Widerstandes gemacht werden: Die mit den Spannungsteilern A und B gemessene Spannung am Plasma setzt sich aus einer induktiven und einer rein ohmschen Komponente zusammen:

$$U = I R + \frac{d}{dt}(L I). \quad (3.10)$$

Die induktive Komponente ist ausschließlich zu Beginn der Entladung relevant. Zum Zeitpunkt der Leitfähigkeitsmessung dominiert dagegen die Widerstandskomponente das Spannungssignal. Differenziert man obige Gleichung, so entstehen zwei Teile:

$L \dot{I}$: Dieser Teil spielt zu Beginn der Entladung die größte Rolle. Gleichung 3.10 wäre anfänglich nicht erfüllbar. Die zeitliche Ableitung des Stromes wird direkt mit der Rogowski-Spule gemessen. L ist hier die Induktivität des Plasmas bzw. des Drahtes.

$\dot{L} I$: Dieser Term repräsentiert die Änderung der Draht-Induktivität beim Schmelzen und Verdampfen, also bei den Phasenübergängen. Obgleich die zeitliche Änderung der Induktivität eine schwer zu fassende Größe ist, erlaubt die zeitliche Differentiation von Gleichung 3.1 (Induktivität einer Einfachleitung) eine grobe Abschätzung:

$$\frac{dL}{dt} = \frac{\partial L}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial L}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \mu_0 \mu_r \left\{ \frac{-l}{r} \dot{r} + \left(\ln\left(\frac{2l}{r}\right) + \frac{1}{4} \right) \dot{l} \right\}. \quad (3.11)$$

Da die Länge der Plasmasäule konstant bleibt, verschwindet der zweite Summand und es bleibt stehen:

$$\frac{dL}{dt} = -\frac{1}{2\pi} \mu_0 \mu_r \frac{l}{r} \dot{r}. \quad (3.12)$$

Die Änderung der Induktivität ist also nur vom Radius und seiner zeitlichen Änderung abhängig. Für die resultierende Spannung gilt: $\dot{L}I < 500 \text{ V}$. Auf Grund der schwer zu treffenden exakten Abschätzung, der geringen Auswirkung und da die Leitfähigkeitsmessungen größtenteils außerhalb der Phasenübergänge liegen, wird dieser Term bei der Messung der Leitfähigkeit vernachlässigt. Eine wesentliche Steigerung der Genauigkeit wäre hierdurch nicht erreichbar.

Aufgrund der oben gezeigten Überlegungen erhält man für den Widerstand:

$$R = \frac{U - L_D \dot{I}}{I}, \quad (3.13)$$

wobei die Drahtinduktivität mit L_D bezeichnet wird. Nimmt man die Definition der Leitfähigkeit (Gleichung 3.9) zur Hand, so ergibt sich schließlich:

$$\sigma = \frac{I}{U - L_D \dot{I}} \cdot \frac{l}{\pi r^2}. \quad (3.14)$$

Die größte Messunsicherheit liegt in der Unsicherheit der Bestimmung des Plasmaradius. Trotz erheblich verfeinerter Messmethodik (Streak-, Framing- und ICCD-Kamera) bildet die quadratische Abhängigkeit der Leitfähigkeit vom Radius die größte Fehlerquelle. Die Unsicherheit der Leitfähigkeiten liegt bei 10 bis 15 %. Die Größen Plasmalänge, Spannung und Strom können erheblich genauer gemessen werden.

3.6 Wahl des Drahtdurchmessers

Die Wahl des Drahtdurchmessers ist von großer Bedeutung für die Bildung eines homogenen Plasmas. Dabei müssen drei Faktoren berücksichtigt werden: Um ein homogenes Plasma zu bekommen, muss in möglichst kurzer Zeit (1) die Energie annähernd gleichmäßig (2) eingekoppelt werden. Eine hohe Reproduzierbarkeit ist ebenfalls erwünscht (3).

- zu (1) Ein kurzer Zeitraum ist wichtig, um die Bildung von Instabilitäten zu verhindern, da diese Zeit brauchen, sich zu bilden. Dies erreicht man leichter durch dicke Drähte, da der Stromfluss aufgrund des kleineren Widerstandes eines dicken Drahtes größer ist.

zu (2) Eine homogene Energieeinkopplung korrespondiert mit einer homogenen Stromverteilung während der Entladung. Neben den schon erwähnten Problemen beim Material Kohlenstoff ist der Skineffekt für eine inhomogene Stromverteilung verantwortlich. Skineffekt nennt man die Eigenschaft der Stromdichte, in hochfrequenten Wechselfeldern in Leitern zur Achse hin abzunehmen. In einer Tiefe r_{Skin} ist die Stromdichte auf den $1/e$ -fachen Wert abgesunken:

$$r_{Skin} = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \mu_0 \pi \nu \sigma}}, \quad (3.15)$$

mit ν : Entladungsfrequenz
und σ : elektrischer Leitfähigkeit.

Aufgrund des Skineffektes ist man also geneigt, möglichst dünne Drähte zu verwenden. zu (3) Hohe Reproduzierbarkeit bedeutet, dass jede einzelne Entladung zeitlich möglichst gleich abläuft. Eine zeitliche Verschiebung wird zu Entladungsbeginn durch Funken hervorgerufen oder durch Kontaktprobleme an den Elektroden verursacht. Kontaktschwierigkeiten rühren von unebenen Elektroden her, die ein sicheres Einklemmen der Drähte erschweren. Durch den unvermeidlichen starken Abbrand werden die anfangs planen Elektroden schnell uneben. Besonders dünne Drähte sind in solche Elektroden nicht einwandfrei einzuspannen, was wiederum dicken Drähten den Vorzug gibt.

Die optimalen Ergebnisse erzielt man mit den eingesetzten Drahtdicken (Kohlenstoff: $d = 0,273$ mm, Zink: $d = 0,125$ mm). Bei diesen Durchmessern ist die Energieeinkopplung hinreichend schnell und Kontaktprobleme treten nicht auf. Bei einer Schwingungsdauer des Schwingkreises von $T = 1\mu s$ und einer magnetischen Permeabilität von $\mu_r = (1 - 6,0 \cdot 10^{-9})$ errechnet sich die Skintiefe zu den in Tabelle 3.4 gezeigten Werten.

	Kohlenstoff	Zink
Durchmesser	$d = 0,273$ mm	$d = 0,125$ mm
Leitfähigkeit	$\sigma = 1,72 \cdot 10^4$ S m ⁻¹	$\sigma = 1,68 \cdot 10^7$ S m ⁻¹
Skin-Tiefe	$r_{Skin} = 3,8$ mm	$r_{Skin} = 0,12$ mm

Tab. 3.4 Skintiefen der eingesetzten Materialien. In beiden Fällen ist die Skintiefe hinreichend groß, um eine ausreichend homogene Stromdichteverteilung zu erreichen.

Bei beiden Materialien ist der Stromdichtenabfall aufgrund des Skineffektes hinreichend gering.

3.7 Die optimale Leistungseinkopplung

Die optimale Leistungseinkopplung wird nicht zwingend durch Minimierung der Induktivität des Schwingkreises erreicht, was im folgenden Kapitel erläutert werden soll. „Optimal“ bedeutet in diesem Zusammenhang, möglichst viel Energie in das Plasma einzukoppeln. Bei den folgenden Überlegungen spielen die in Kapitel 3.6 angesprochenen Homogenitätsprobleme aufgrund falsch gewählter Drahtdurchmesser keine Rolle. Es soll lediglich der Einfluss der äußeren Schwingkreisparameter auf die Energieeinkopplung untersucht werden.

Bei Drahtexplosionsexperimenten werden in der Regel kapazitive Energiequellen gewählt. Prinzipiell wären auch induktive Energiespeicher möglich, welche jedoch technisch schwerer realisierbar sind. Das prinzipielle Schaltbild eines Drahtentladungsexperimentes lässt sich durch einen RLC-Schwingkreis darstellen (Abbildung 3.13).

Aus der Maschenregel lässt sich folgern:

$$-(L_A + L_D) \frac{dI}{dt} - I \frac{dL_D}{dt} - I(R_A + R_D) + U_C = 0. \quad (3.16)$$

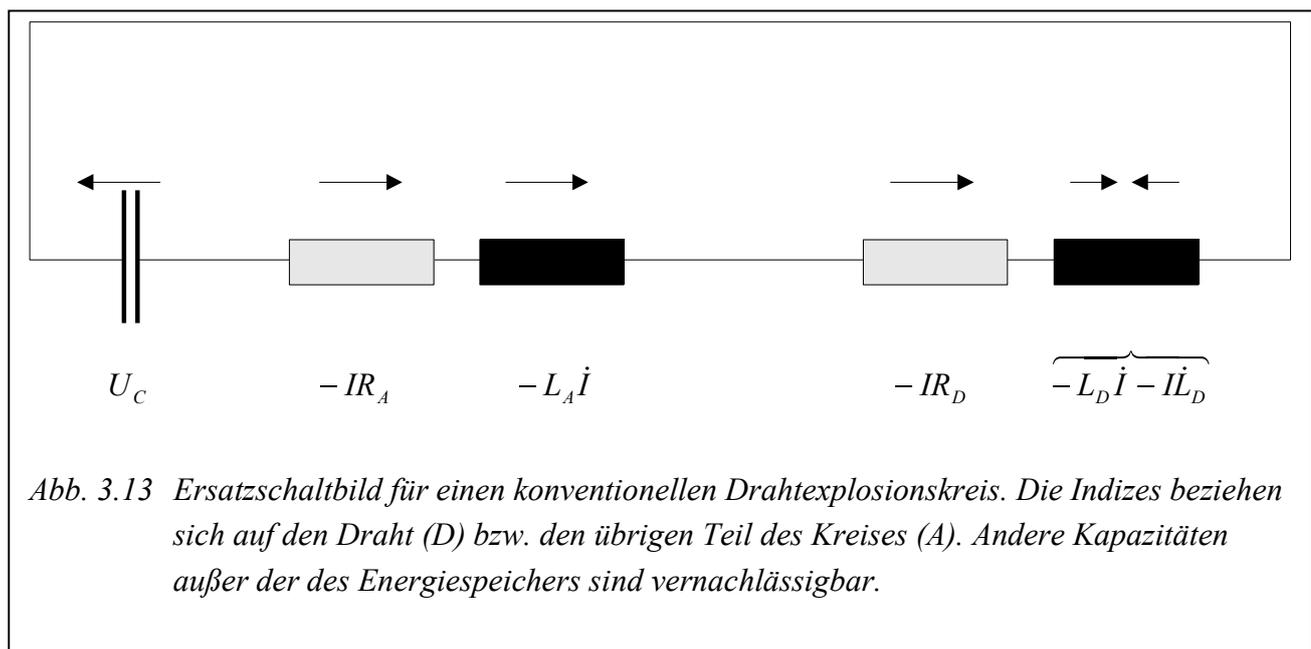


Abb. 3.13 Ersatzschaltbild für einen konventionellen Drahtexplosionskreis. Die Indizes beziehen sich auf den Draht (D) bzw. den übrigen Teil des Kreises (A). Andere Kapazitäten außer der des Energiespeichers sind vernachlässigbar.

Mit $I = -C dU_C / dt$ unter Zusammenfassung von $(R_A + R_D)$ zu R und $(L_A + L_D)$ zu L sowie unter Vernachlässigung von $I dL_D / dt$ für den Spannungsverlauf am Kondensator erhält man die Differentialgleichung einer gedämpften Schwingung, die den zeitlichen Spannungsverlauf am Kondensator beschreibt:

$$\frac{d^2 U_C}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dU_C}{dt} + \frac{1}{LC} U_C = 0. \quad (3.17)$$

In unserem Experiment tritt nur der Fall schwacher Dämpfung $(R^2/4L^2) < (1/LC)$ auf. Die Lösung lautet dann:

$$I(t) = \frac{U_0}{L\omega} e^{-\alpha t} \sin(\omega t), \quad (3.18)$$

mit
$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad \text{und} \quad \alpha = \frac{R}{2L}. \quad (3.19)$$

Die Frage nach der optimalen Energieeinkopplung und damit die Wahl der Versuchsparameter ist von Bennett [Ben58] bereits erläutert worden: Bezogen auf die im Kondensator vorhandene Energie geht bei einem konstanten Widerstand R die Leistungsanpassung sowohl für $R = 0$ als auch für $R \rightarrow \infty$ gegen 0. Beim aperiodischen Grenzfall ($R = 2\Gamma$) ist sie hingegen am größten. Ausgehend von

$$\frac{\partial(I^2 R)}{\partial t} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial(I^2 R)}{\partial R} = 0 \quad (3.20)$$

erhält Bennett zwei optimale Bedingungen für R (Bennett-Kriterium):

Leistungseinkopplung maximal beim ersten Strommaximum: $R = 1,1 \Gamma. \quad (3.21)$

Maximale Energieaufnahme im Zeitraum bis zum ersten Strommaximum: $R = 1,24 \Gamma. \quad (3.22)$

Berücksichtigt man für die Drahtauswahl lediglich die Aussagen von Bennett, so wählt man einen Draht, dessen Anfangswiderstand $R_{D0} < \Gamma$ und dessen Widerstand $R_D(t)$ derart verläuft, dass der gesamte Kreiswiderstand (Anlage plus Draht) beim ersten Strommaximum etwa gerade den optimalen Wert $R = 1,1 \Gamma$ erreicht. In diesem Fall ist dann nicht nur die Leistung $I^2 R$ am größten, sondern auch die im Entladungskreis induktiv gespeicherte Energie. Bei einem Anstieg des Widerstandes während des Entladungsverlaufs kann dies genutzt werden, um einen Stromabbruch zu verhindern, bzw. den Draht weiter zu heizen. Vom dem Anteil induktiv gespeicherter Energie hängt es entscheidend ab, welcher der unten beschriebenen Entladungstypen in einem Experiment auftritt. Bei unserem Experiment betragen die Anfangswiderstände von Kohlenstoff und Zink:

Kohlenstoff: $R = 19 \Omega = 90 \Gamma, \quad (3.23)$

Zink: $R = 0,12 \Omega = 1,8 \Gamma. \quad (3.24)$

Damit war für Zink die Bennett-Bedingung gut erfüllt, für Kohlenstoff nicht. Um sie besser zu erfüllen, wurde durch den Einbau von kleinen Spulen die Induktivität des Schwingkreises erhöht, um so Γ zu erhöhen und das Bennett-Kriterium besser zu erfüllen. Obgleich dies erreicht wurde, konnte eine Verbesserung der Entladung nicht erzielt werden. Im Gegenteil: Es bildeten sich durch

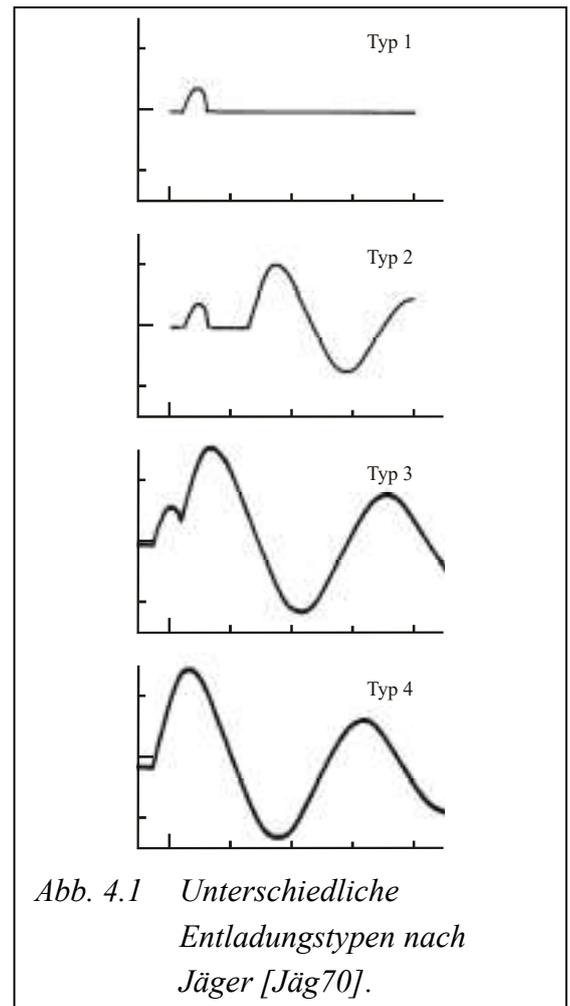
die zwangsläufig langsam ablaufendere Entladung Inhomogenitäten und Instabilitäten aus. Der Plasmazustand wurde nicht sicher erreicht, bevor die Kapillare brach. Das Bennett-Kriterium ist lediglich ein Anhaltspunkt bei dem Design solcher Experimente. Im Falle Kohlenstoff wurden die besten Resultate mit kleiner Kreisinduktivität erzielt. Die Energieeinkopplung war völlig ausreichend.

4 Die Charakteristika der Entladung

In diesem Kapitel werden zunächst die grundsätzlichen Unterschiede des Entladungsverlaufs bei Drahtexplosionsexperimenten aufgezeigt. Es lassen sich verschiedene Entladungstypen definieren, die bei unterschiedlichen experimentellen Bedingungen ablaufen. Die eigenen Messungen werden darin eingeordnet und das unterschiedliche Entladungsverhalten von Kohlenstoff, Zink und anderen Metallen anhand der Strom- und Spannungskurven sowie der Streak- und Framingaufnahmen diskutiert. Die Ergebnisse der ICCD-Kamera werden vorgestellt. Mit Hilfe der gemessenen Strom- und Spannungssignale werden die eingekoppelten Energien miteinander verglichen.

4.1 Entladungstypen

Drahtexplosionen laufen nicht immer gleich ab. Allen gemein ist die Explosion, erkennbar durch ein intensives akustisches Signal und die starke Lichtemission. Eine solche Entladung tritt auf, wenn genügend Energie dem Draht bzw. Plasma in hinreichend kurzer Zeit zugefügt worden ist. Dabei ist es keineswegs notwendig, die gesamte für die Verdampfung des Drahtes notwendige Energie aufzuwenden. Es kann vorkommen, dass nur Teile des Drahtes verdampft werden. Die Entladung ist in diesem Fall natürlich nicht homogen. In Kapitel 3 ist dies am Beispiel „Kohlenstoff ohne Vorheizung“ bereits anhand der Framing-Aufnahmen aufgezeigt worden. In der Arbeit von Jäger [Jäg70] werden bereits unterschiedliche Entladungstypen definiert. Unterscheidungskriterium ist dabei der Stromverlauf einer Entladung. Die vier Grundtypen unterscheiden sich grundsätzlich durch den Zeitpunkt, zu dem die ursprüngliche metallische Stromleitung durch eine strombestimmende Gasentladung abgelöst wird. Zu diesem Zeitpunkt fällt der Widerstand auf $R < 2\Gamma$ und es setzt ein oszillatorischer Stromverlauf ein. Im folgenden werden die vier Typen näher beschrieben:



- Typ 1: Nach dem Schmelzen wird die metallische Leitfähigkeit schnell unterbrochen. Der Widerstand steigt exponentiell an und die Entladung wird aperiodisch. Mögliche Glimmentladungen an den Elektroden spielen keine Rolle bzw. verlöschen rasch durch die Expansion des Drahtes. In der Metaldampfsäule treten teilweise Verdünnungszonen auf. Der Durchmesser der Entladung bleibt häufig längere Zeit konstant, da der Innendruck der Metaldampfsäule nicht wesentlich größer als der des umgebenden Mediums ist.
- Typ 2: Die Entladung verläuft anfänglich wie bei Typ I. Behält die Schaltfunkenstrecke beim Stromabbruch ihre Leitfähigkeit bei, so kommt es in der Verdünnungszone der Metaldampfsäule zu einer Wiederezündung des Plasmas. Dabei sinkt R auf $R < 2\Gamma$ ab. Danach hat der Stromverlauf wieder einen oszillatorischen Verlauf. Die Strompause ist je nach Versuchsbedingungen unterschiedlich lang. In der Strompause ist der Stromfluss nicht gleich null, sondern sehr klein (0,1 – 5 % des Amplitudenwertes). Häufig kommt es während dieser „Niederstromphase“ zu einer starken Abnahme der Lichtemission des Plasmas. Man spricht von einer „Dunkelpause“. Diese muss jedoch nicht genau mit der Niederstromphase korrelieren, da zum einen die Definition der „Dunkelpause“ schwierig ist, zum anderen die Lichtemission von Teilen des Drahtes oder von den Elektroden herrühren kann und daher der Draht zu frühen Zeiten nicht homogen Licht emittiert.
- Typ 3: Durch die im Entladungskreis gespeicherte Energie wird die Drosselung des Stromes durch das Ansteigen des Widerstandes zu verhindern gesucht. Man erkennt im Stromdiagramm lediglich einen kleinen Knick. Die Dunkelpause ist nicht ausgeprägt und meistens sehr kurz. Durch die induktiv gespeicherte Energie kommt es zu einer Erhöhung der Spannung an den Elektroden $U \propto L_A \dot{I}$, die die ursprüngliche Ladespannung der Kondensatoren weit übersteigen kann. Es handelt sich nicht um die induktive Komponente des Drahtes, sondern um die im Schwingkreis (also der Anlage) induktiv gespeicherten Energie. Die induktive Spannungsspitze nimmt ab, wenn die induktive Energie verbraucht ist oder eine strombestimmende Gasentladung einsetzt. Durch die hohen Spannungsspitzen kann es besonderes in den Randschichten des explodierenden Drahtes zu Gasentladungen kommen.
- Typ 4: Dieser Entladungstyp tritt auf, wenn sich schnell ein peripherer Entladungsschlauch bildet, der den wesentlichen Teil der Stromleitung übernimmt. Solch ein Typ ähnelt dem einer Entladung in Luft.

In Abhängigkeit der Versuchsparameter – einerseits der thermodynamischen Eigenschaften des Drahtes, andererseits der Durchschlagfestigkeit des umgebenden Mediums – und den elektrischen Parametern des Kreises leitet sich eine Vielzahl von Varianten der vier Typen ab. Eine exakte Zuordnung zu einem einzigen Entladungstyp ist daher teilweise problematisch.

Ein weiterer Mechanismus für die Wiederezündung ist die Dichteabnahme des Mediums. Nach Tiemann [Tie68] spielt die induktive Spannungsspitze eine untergeordnete Rolle. Einen

entscheidenderen Einfluss haben gasdynamische Vorgänge beim Verdünnungsprozess des expandierenden Plasmas. Durch die Verdünnung wird die mittlere freie Weglänge der Elektronen erhöht. Überschreitet die mittlere freie Weglänge einen kritischen Wert, kann ein zufällig gebildetes Primärelektron genügend Energie aus dem elektrischen Feld aufnehmen, um ein anderes Atom durch Stoßionisation zu ionisieren. Die Wiederzündung beruht auf einer Lawinenverstärkung von Primärelektronen.

4.2 Die Entladungsverläufe von Kohlenstoff und Zink

4.2.1 Die Signalverläufe von Kohlenstoff

In Abbildung 4.2 sind die typischen Signalverläufe der Entladungen mit Kohlenstoff zu sehen. Teil (a) zeigt die Strom- und Spannungskurve. Teil (b) den Widerstand und die eingekoppelte Energie. In Teil (c) ist das zeitliche Verhalten des Radius, gemessen mit der Streak-, Framing- und ICCD-Kamera zu sehen. Die Dichte ist als Funktion des Radius unter der Annahme konstanter Plasmasäulenlänge berechnet worden.

Nach dem Verlauf des Stromes sind die in diesem Experiment auftretenden Entladungen dem Entladungstyp 3 zuzuordnen. Man erkennt den Knick in der Stromkurve zur Zeit $t = 180 \text{ ns}$. Ein vollständiger Stromabbruch findet nicht statt. Da der Draht noch nicht verdampft ist, ändert sich zu diesem Zeitpunkt der Radius des Plasmas noch nicht, und es wird noch keine Lichtemission mit dem Photomultiplier registriert. Der Widerstand nimmt bis zum Zeitpunkt $t = 180 \text{ ns}$ ab, da die Ladungsträgerkonzentration aufgrund der Temperaturerhöhung im Heißleiter Kohlenstoff zunimmt. Der Draht bekommt metallische Eigenschaften. Während der Phasenübergänge „fest-flüssig“ und „flüssig-gasförmig“ steigt der Widerstand kurzzeitig, bis der Plasmazustand erreicht

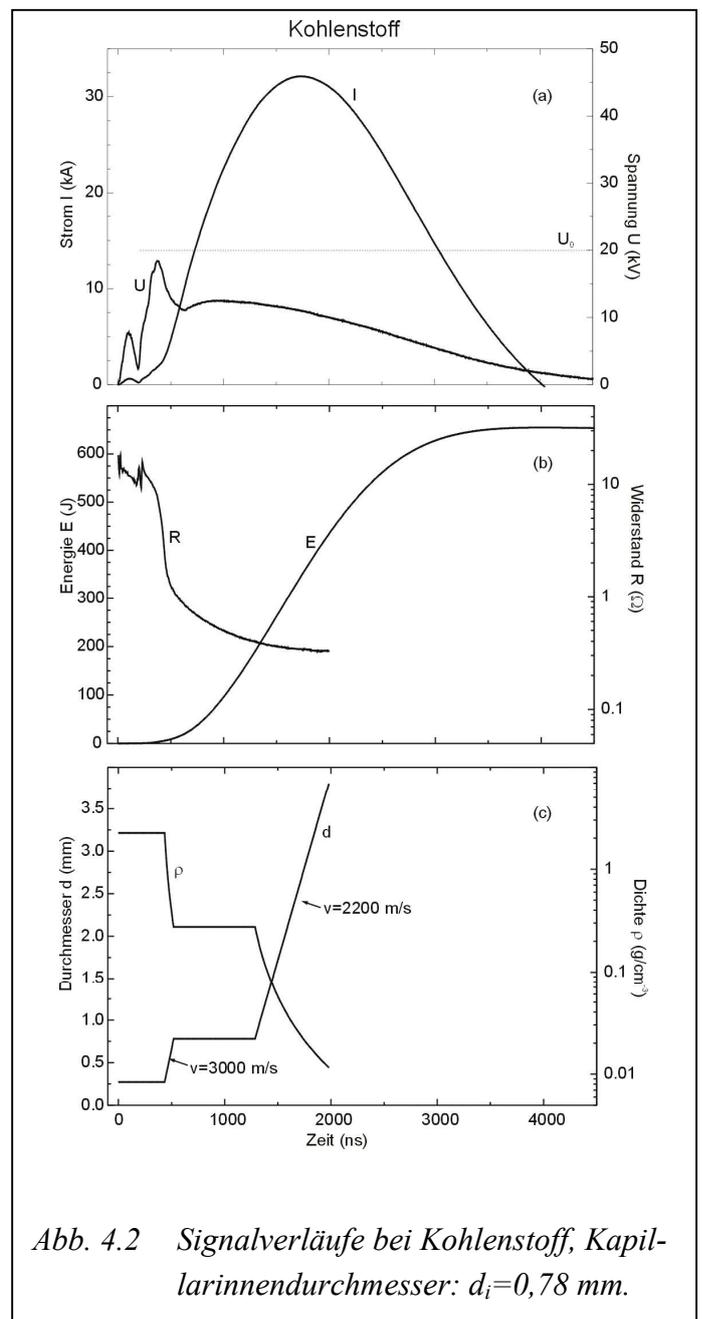


Abb. 4.2 Signalverläufe bei Kohlenstoff, Kapillarendurchmesser: $d_i = 0,78 \text{ mm}$.

ist und die Ladungsträgerkonzentration wieder ansteigt. Die induktive Spannungsspitze übersteigt die ursprüngliche Ladespannung auf den Kondensatoren nicht. Der maximale Spannungsabfall am Draht beträgt mit $U_{\max} = 18 \text{ kV}$ lediglich 90 % der Ladespannung.

Der Plasmazustand ist nach $t = 450 \text{ ns}$ erreicht. Eine drastische Zunahme der Lichtemission wird mit dem Photomultiplier registriert, und der Radius beginnt sich zu vergrößern (c). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt $v_1 = 3000 \text{ m/s}$. Das entspricht 79 % der Schallgeschwindigkeit in Graphit ($v_{s,C} = 3800 \text{ m/s}$). Die expandierende Plasmasäule erreicht nach $t = 85 \text{ ns}$ das Innere der Kapillare. Die Kapillarwand verhindert zunächst eine weitere Expansion. Ist die Kapillare vollständig mit dem Plasma ausgefüllt, liegt das homogene Plasma vor und die Leitfähigkeiten und Temperaturen können gemessen werden. Der Druck steigt mit zunehmender Temperatur rasch an und erreicht Werte um 15 kbar.

Nach 1300 ns, gemessen ab Entladungsbeginn, bricht die Kapillare und der Plasmaradius vergrößert sich (c). Leitfähigkeitsangaben sind nicht mehr sinnvoll, da die Entladung nun in einem Gemisch aus dem Kohlenstoff und dem Glas der Kapillaren stattfindet. Die Entladung lässt sich in folgende Abschnitte einteilen:

- $0 \leq t \leq 450 \text{ ns}$: Aufheizen des Drahtes, Schmelzen und Verdampfen. Durchlaufen der Phasenübergänge „fest-flüssig“ und „flüssig-gasförmig“.
- $450 \leq t \leq 535 \text{ ns}$: Der Plasmaquerschnitt vergrößert sich, bis das Plasma das Innere der Kapillare in 85 ns erreicht hat.
- $535 \leq t \leq 1300 \text{ ns}$: Das homogene Plasma ist im Innern der Kapillare eingeschlossen. Die Leitfähigkeitsmessungen werden in diesem Bereich vollzogen. Der Druck erreicht Werte um 15 kbar.
- $t \geq 1300 \text{ ns}$: Die Kapillare bricht, und das Plasma expandiert mit $v_2 = 2200 \text{ m/s}$. Die Entladung findet in einem Gemisch aus Kohlenstoff, Glasbestandteilen (Silizium) und der Luft statt. Leitfähigkeitsangaben sind nicht mehr sinnvoll.

4.2.2 Die Signalverläufe von Zink

Die Signalverläufe von Zink sind in Abbildung 4.3 zu sehen. In gleicher Anordnung und mit gleichem Maßstab wie bei Kohlenstoff sind die Graphen von Strom und Spannung (a), Widerstand und eingekoppelter Energie (b) sowie der Durchmesser und der daraus berechneten Dichte (c) dargestellt.

Wie aus den Strom- und Spannungssignalen ersichtlich, liegt auch bei Zink der Entladungstyp 3 vor. Es ist ein deutlicher Stromrückgang zu erkennen. Eine Überhöhung der Spannung am Plasma aufgrund der im Entladungskreis induktiv gespeicherten Energie ist bei Zink deutlich ausgeprägt. Der maximale Spannungsabfall beträgt $U_{\max} = 46 \text{ kV}$ (2,3-fache der Ladespannung). Wie beim

Metall zu erwarten, steigt der Widerstand bis zum Ionisierungsprozess an. Von diesem Punkt an fällt er aufgrund der steigenden Ladungsträgerkonzentration. Der verdampfte Draht erreicht genau zu diesem Zeitpunkt das Innere der Kapillare, was in Teilbild (c) zu sehen ist. Der Plasmazustand ist also genau dann erreicht, wenn die Kapillare von dem expandierenden Metaldampf gerade vollständig ausgefüllt ist. Gleichzeitig wird zu dieser Zeit eine starke Lichtemission registriert. Im Vergleich zum Kohlenstoffplasma wird das Zinkplasma eine wesentlich kürzere Zeit in der Kapillare eingeschlossen, bevor die Kapillare zerstört wird. Die Einschusszeit beträgt bei Zink 80 ns. Die Expansionsgeschwindigkeit der Zink-Metaldampfsäule bis zum Erreichen der inneren Kapillarwand beträgt $v_1 = 6000$ m/s. Die Schallgeschwindigkeit in Zink bei Raumtemperatur beträgt nur $v_{S,Zn} = 2700$ m/s. Folglich beträgt die gemessene Ausbreitungsgeschwindigkeit das 2,2-fache der Schallgeschwindigkeit.

Aufgrund der kurzen Einschusszeit ist es bei Zink nicht möglich, eine zeitabhängige Temperaturmessung zu machen, während der Plasmaradius konstant ist. Es werden Kapillaren mit unterschiedlichen Innendurchmessern verwendet, um die Leitfähigkeit als Funktion der Dichte messen zu können. Das Entladungsverhalten bei Zink lässt sich in folgende Abschnitte einteilen:

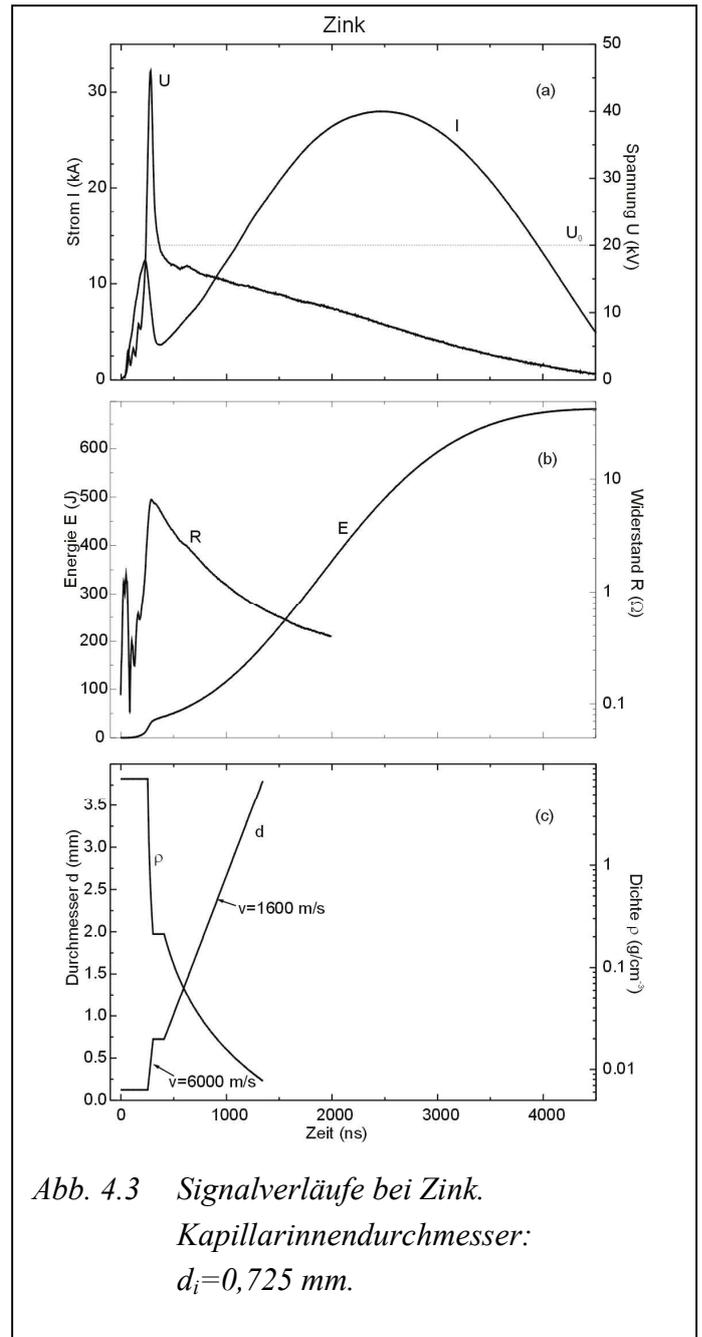


Abb. 4.3 Signalverläufe bei Zink.
Kapillarinnendurchmesser:
 $d_i=0,725$ mm.

Das Entladungsverhalten bei Zink lässt sich in folgende Abschnitte einteilen:

- $0 \leq t \leq 255 \text{ ns}$: Aufheizen des Drahtes und Phasenübergänge bis zum dampfförmigen Zustand. Der Radius des Metaldampfes bleibt noch konstant. Es ist keine intensive Lichtemission zu beobachten.
- $255 \leq t \leq 305 \text{ ns}$: Ionisierung setzt ein und der Plasmazustand wird erreicht. Der Plasmaradius vergrößert sich, bis die Kapillare vollständig ausgefüllt ist. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt mit $v = 6000 \text{ m/s}$ das 2,2-fache der Schallgeschwindigkeit unter Standardbedingungen.
- $305 \leq t \leq 410 \text{ ns}$: Das homogene Plasma liegt vor und die Kapillare ist vollständig ausgefüllt. In diesem Zeitintervall (105 ns) werden die Leitfähigkeitsmessungen gemacht.
- $t > 410 \text{ ns}$: Die Kapillare bricht und ein Gemisch aus dem Zink-Plasma, den Glassplittern und der umgebenden Luft breitet sich mit $v_2 = 1600 \text{ m/s}$ weiter aus. Angaben zur Leitfähigkeit sind nicht mehr sinnvoll.

Bei dem oben erwähnten Einschluss handelt es sich keinesfalls um einen Energieeinschluss, wie er in der Fusionsphysik angestrebt wird, da hier das expandierende Plasma auf eine kalte Wand trifft und demzufolge Energie durch Wärmetransport an die Kapillare abgibt. In dem hier vorgestellten Experiment handelt es sich um einen kurzfristigen Teilcheneinschluss durch die Anwesenheit einer materiellen Barriere.

4.2.3 Stromanstiegszeiten

Ein häufig herangezogenes Kriterium zur Unterscheidung verschiedener Drahtexplosionsexperimente ist die maximale Stromanstiegszeit. Sie ist ein qualitatives Maß für die Geschwindigkeit, mit der die Entladung abläuft. Sie beträgt in diesem Experiment bei einer Ladespannung von $U = 20 \text{ kV}$ bei

$$\text{Kohlenstoff} \quad \left(\frac{\Delta I}{\Delta t} \right)_{\max} = 4,1 \cdot 10^{10} \text{ A s}^{-1}$$

$$\text{und bei Zink} \quad \left(\frac{\Delta I}{\Delta t} \right)_{\max} = 7,9 \cdot 10^{10} \text{ A s}^{-1}.$$

Zum Vergleich sind einige maximale Stromanstiegszeiten anderer Experimente in Tabelle 4.1. aufgeführt.

Veröffentlichung	max. Stromanstieg (10^{10} A s^{-1})
Krisch: Aluminium in Glaskapillaren, Dissertation [Kri97]	6,7
DeSilva: Wolfram- Draht in Wasser [DeS99]	3,0
Kloss: Wolfram-Draht in Luft [Klo98]	9,3
Benage: Aluminium in Glaskapillaren [Ben99]	80,0
Spielman: Ultrahochenergie-Drahtbündel-Explosion [Spi98]	20000

Tab. 4.1 Vergleich einiger Stromanstiegszeiten anderer Experimente.

4.2.4 Unterschiede im Entladungsverlauf

Es zeigen sich einige Unterschiede im Entladungsverlauf von Kohlenstoff und Zink. An dieser Stelle wird zunächst nur auf die unterschiedlichen Signalverläufe eingegangen. Weitere Unterschiede werden anhand der Streak-, Framing- und ICCD-Aufnahmen im folgenden aufgezeigt.

Bei einem direkten Vergleich der Entladungsverläufe muss berücksichtigt werden, dass die Anfangsparameter unterschiedlich sind: Der Durchmesser des Kohlenstoffdrahtes beträgt $273 \mu\text{m}$, der von Zink hingegen $125 \mu\text{m}$. Aufgrund der Überlegungen zum optimalen Drahtdurchmesser (Kapitel 3.6) wären Drähte gleichen Durchmessers nicht geeignet. Die Drahtlängen sind bei beiden Materialien identisch ($l_D = 24,0 \text{ mm}$). Unterschiedlich hingegen ist die zu Beginn der Entladung ausschließlich bei Kohlenstoff verwendeten Vorheizung.

Stromsignal

Beide Entladungen können dem Typ 3 zugeordnet werden. Bei Zink ist jedoch der Stromfluss zu Beginn der Entladung größer, da der Anfangswiderstand beim Metall Zink um drei Größenordnungen kleiner ist als beim Halbmetall Kohlenstoff. In der ersten Phase der Entladung bis zum Stromminimum fließt bei Zink folglich eine größere Ladung. Bei Kohlenstoff ist hingegen der maximale Stromfluss größer (32 kA gegenüber 28 kA bei Zink). Das Strommaximum liegt jedoch bei beiden Entladungen weit nach dem Brechen der Kapillaren und ist daher für die Bildung des Plasmas, dessen Leitfähigkeit gemessen wird, nicht relevant. Wichtig wird die Information lediglich bei der Verifikation der gesamten geflossenen Ladung durch zeitliche Integration des Stromsignals. Der Vergleich der Flächenanteile unter den Stromkurven lässt qualitativ den unterschiedlichen Entladungsverlauf bei beiden Materialien deutlich werden.

Spannungssignal

Während das Spannungssignal bei Kohlenstoff gleichzeitig zum Stromabbruch einen deutlichen Einbruch aufweist, beobachtet man bei Zink ein Maximum kurz vor dem Stromminimum. Bei Zink kann genügend Energie induktiv im Entladungskreis gespeichert werden. Diese wirkt einem Stromabbruch entgegen, was an der Spannungsspitze kurz vor Erreichen des Stromminimums ersichtlich ist.

Widerstandsverlauf

Der Kaltwiderstand des Kohlenstoffdrahtes ist um drei Größenordnungen größer als der von Zink trotz des vierfach größeren Querschnitts. Er fällt zunächst langsam und steigt marginal vor Erreichen des Ionisationsprozesses an. Die Störstellenzahl hat ein Minimum erreicht und so sind wenig Ladungsträger vorhanden, die an der elektrischen Leitfähigkeit beteiligt sein können. Mit Erreichen des Plasmazustandes nimmt die Ladungsträgerdichte aufgrund der Ionenbildung zu und der Widerstand fällt um mehr als eine Größenordnung.

Die Widerstandskurve von Zink weist zu Beginn einige Minima auf. Obgleich eine Zuordnung zu Phasenübergängen nicht sicher möglich ist, liegt die Vermutung nahe, dass Phasenübergänge die Extrema im Widerstandsverhalten erklären könnten. Bis zum Erreichen des Plasmazustandes steigt der Widerstand aufgrund der Kaltleitereigenschaft von Zink. Auch hier nimmt der Widerstand mit einsetzender Ionisierung ab. Zu späten Zeiten der Entladung sind die Widerstände von Zink und Kohlenstoff gleich. Da die Entladung dann aber in einem Gemisch von vielen Elementen stattfindet, ist dies wenig aussagekräftig.

Eingekoppelte Energie

Die eingekoppelte Energie wird berechnet mit

$$E(t) = \int_t U(t) \cdot I(t) dt. \quad (4.1)$$

Die zeitliche Schrittweite der numerischen Integration beträgt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ (Zeitauflösung des Oszillographen). Man erkennt, dass der weitaus größte Teil der kapazitiv gespeicherten Energie zu Entladungsende umgesetzt wird. Bei Zink beträgt zur Zeit $t = 350 \text{ ns}$ (das Plasma hat die Kapillare bereits vollständig ausgefüllt) die eingekoppelte Energie $W_{Zn} = 40 \text{ J}$. Die zur vollständigen Verdampfung notwendige Energie beträgt lediglich 5 J . Die eingekoppelte Energie reicht also aus, um den Metaldampf in ein Plasma zu überführen. Eine quantitative Abschätzung für Kohlenstoff ist mit zu großen Unsicherheiten verbunden, da die Schmelz- und Verdampfungswärme sehr stark von der Struktur des Materials abhängen, welche wiederum nicht genau genug bekannt sind. Anhand der gemessenen Temperatur und der sehr starken Lichtemission sowie der hohen Homogenität wird jedoch auch bei Kohlenstoff der Plasmazustand erreicht.

Radius

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit bis zu dem Zeitpunkt, an dem die Kapillare vollständig ausgefüllt ist, beträgt bei Kohlenstoff $v_{1,C} = 3000$ m/s. Bei Zink ist sie doppelt so groß. Wie bereits oben erwähnt, breitet sich die Metaldampfsäule bei Zink mit rund doppelter Schallgeschwindigkeit, bei Kohlenstoff mit annähernd Schallgeschwindigkeit aus. Eine grundsätzliche phänomenologische Unterscheidung der Entladungsverläufe ist hier nicht sichtbar. Die schnellere Ausbreitung bei Zink ist auf den höheren Druck aufgrund der größeren Energieeinkopplung im Verhältnis zur eingesetzten Masse zurückzuführen.

Die Einschlusszeit bei Kohlenstoff ist erheblich größer als bei Zink. Das Kohlenstoffplasma wird nahezu 800 ns auf konstantem Radius gehalten. Bei Zink hingegen bricht die Kapillare schon nach rund 100 ns. Da die Wärmekapazität des Zink-Plasmas erheblich geringer ist als die von Kohlenstoff, ist der Druck in der Kapillare bei Zink schneller groß genug, um die Kapillare zu zerstören.

Nach Zerstörung der Kapillare am Ende der Entladung breiten sich beide Plasmen mit nahezu gleicher Geschwindigkeit ($v_{2,C} = 2200$ m/s und $v_{2,Zn} = 1600$ m/s) aus.

Dichte

Die Dichte wird berechnet aus

$$\rho(t) = \rho_0 \cdot \frac{r_0^2}{r^2(t)}, \quad (4.2)$$

mit: r_0 = Anfangsradius des Drahtes
und ρ_0 = Anfangsdichte des Materials.

Die Plasmasäulenlänge bleibt während der ganzen Entladung konstant, wie in den ICCD-Aufnahmen zu erkennen ist. Die Dichte verhält sich folglich analog zum Radius.

4.2.5 Homogenitätsabschätzung mit Hilfe der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Metaldampfsäulen

Die Frage der Homogenität der Plasmen ist von großer Bedeutung. Daher wird an geeigneter Stelle wiederholt darauf eingegangen. Bereits in Kapitel 3.4.3 wurde anhand der Framing-Aufnahmen die gute Homogenität des Kohlenstoffplasmas durch das verwendete Vorheizsystem gezeigt. An dieser Stelle wird eine weitere Überlegung aufgezeigt.

Kleine Dichtestörungen im Plasma breiten sich mit lokaler Schallgeschwindigkeit aus. Daher wird in der Regel die Expansion homogen sein, falls gilt

$$v_s \cdot t \leq a, \quad (4.3)$$

mit: $v_s =$ lokale Schallgeschwindigkeit,
 $t =$ charakteristische Zeit des Vorgangs
 und $a =$ Radius des Kanals, in dem die Inhomogenitäten auftreten könnten.

Führt man die Probe für das vorgestellte Experiment durch Einsetzen der vorliegenden Größen in die Gleichung durch, so erhält man für Zink

$$v_{s,Zn} \cdot t = 2700 \text{ m/s} \cdot 50 \text{ ns} = 135 \mu\text{m} \leq a = 300 \mu\text{m} . \quad (4.4)$$

Die Größe a wurde berechnet als Differenz aus dem Kapillarrinnenradius ($r_i = 0,3625 \text{ mm}$) und dem Drahtradius ($r_D = 0,0625 \text{ mm}$). Dieses Stück legt die Metaldampfsäule beim Ionisierungsprozess in $t = 50 \text{ ns}$ zurück, wobei sich Inhomogenitäten ausbilden könnten.

Für Kohlenstoff erhält man entsprechend

$$v_{s,C} = 3800 \text{ m/s} \cdot 85 \text{ ns} = 323 \mu\text{m} \approx a = 254 \mu\text{m} . \quad (4.5)$$

Der Kapillarrinnenradius beträgt in diesem Fall $r_i = 0,39 \text{ mm}$ und der Drahtradius $r_D = 0,1365 \text{ mm}$. Gleichung 4.3 ist nicht ganz erfüllt. Vermutlich ist jedoch die Schallgeschwindigkeit im verwendeten Kohlenstoff aufgrund der vorliegenden Struktur geringer, so dass auch in diesem Fall das Homogenitätskriterium erfüllt wird.

4.3 Der makroskopische Verlauf der Entladungen

Der makroskopische Verlauf der Entladungen wird mit Hilfe der Streak-, Framing- und ICCD-Aufnahmen untersucht. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse vorgestellt und miteinander verglichen.

4.3.1 Vergleich mit Hilfe der Streak-Kamera

In Abbildung 4.4 sind zwei typische Streakbilder von Kohlenstoff und Zink zu sehen. Der

	Kohlenstoff	Zink
Streakgeschwindigkeit	50 ns / mm	50 ns / mm
Kapillarinne Durchmesser	0,78 mm	0,73 mm
Kapillaraußendurchmesser	8,0 mm	8,0 mm
Drahtdurchmesser	0,273 mm	0,125 mm
Ladespannung	20 kV	20 kV

Tab. 4.2 Aufnahmeparameter der Streak-Bilder wie sie in Abbildung 4.4 dargestellt sind.

experimentelle Aufbau der Streak-Kamera ist bereits in Kapitel 3.3.3 erläutert worden. Der Maßstab ist in beiden Bildern gleich. Die Abszisse repräsentiert die Zeitachse, die Ordinate stellt den Durchmesser dar. Der vertikale weiße Strich am linken Ende der Bilder wird durch den Rubinlaser erzeugt, mit dessen Hilfe die Aufnahme zeitlich justiert wird. Der Nullpunkt auf der Zeitachse ist der Zeitpunkt, an dem die Entladung beginnt, also der Stromfluss durch den Draht einsetzt. Die Aufnahmeparameter sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Bei Kohlenstoff sieht man zur Zeit $t_1 = 450$ ns das Einsetzen der Lichtemission. Gleichzeitig nimmt der Durchmesser rasch zu, bis das Innere der Kapillare zur Zeit $t_2 = 535$ ns (in 85 ns) erreicht ist. Die Kapillare hält die Plasmasäule eine relativ lange Zeitspanne (800 ns) auf konstantem Durchmesser zusammen. Eine Vergrößerung des Innendurchmessers aufgrund des Plasmadrucks ist

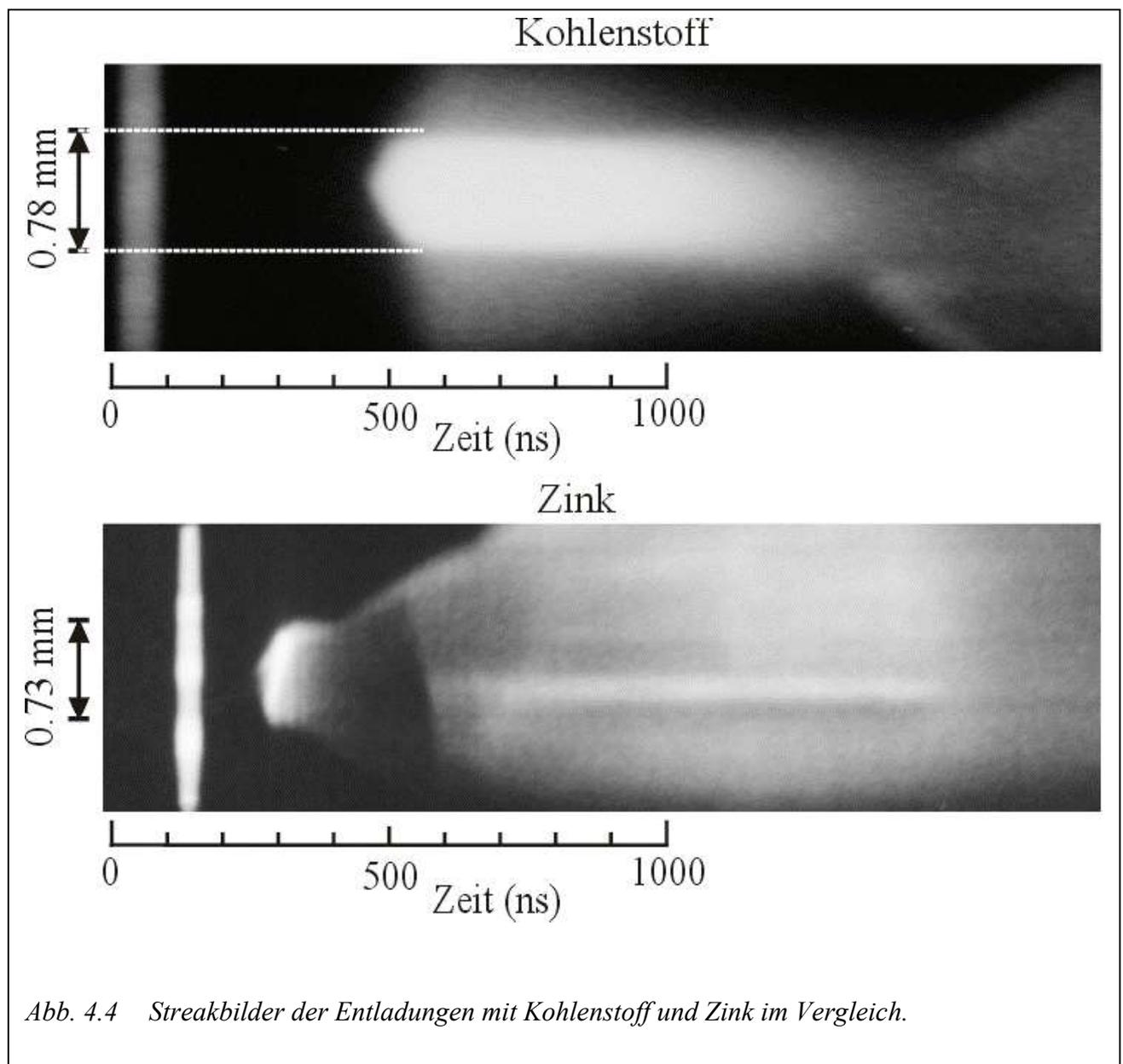


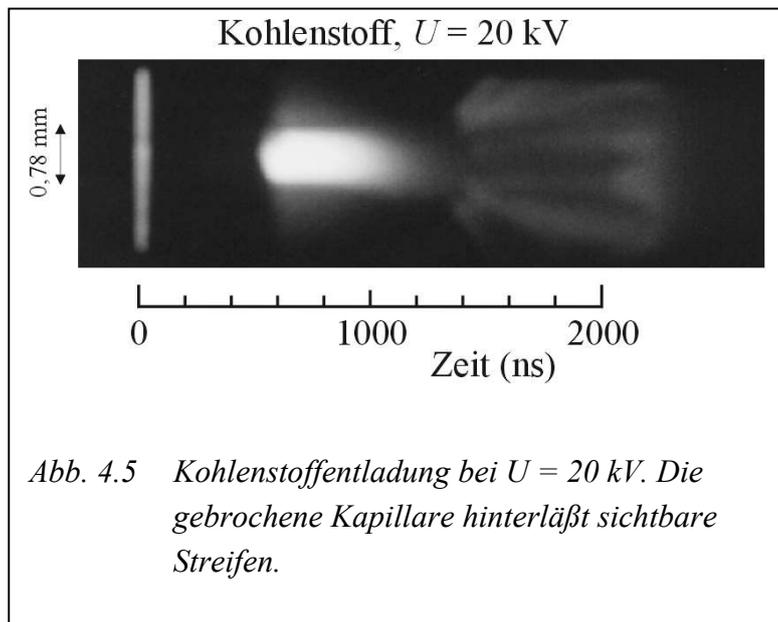
Abb. 4.4 Streakbilder der Entladungen mit Kohlenstoff und Zink im Vergleich.

nicht zu beobachten. Zum Ende nimmt die Lichtintensität ab und die Kapillare bricht, was an der erneuten Vergrößerung des Durchmessers zu erkennen ist. Die Abnahme der Lichtemission könnte durch die Kühlung der äußeren Plasmarandschicht durch die Kapillare hervorgerufen werden. Die Temperaturmessungen kurz vor dem Zerschneiden der Kapillaren bestätigen diese Vermutung. Der leichte Helligkeitsschleier außerhalb der Kapillaren im Zeitintervall $550 \text{ ns} < t < 1000 \text{ ns}$ wird durch Streuung am Phosphorschirm der Streak-Kamera hervorgerufen und rührt nicht vom Plasma her.

Der Stromabbruch findet bei Kohlenstoff zur Zeit $t = 180 \text{ ns}$ statt. Zu dieser Zeit wird noch keine Lichtemission mit der Streak-Kamera registriert. Die Lichtemission findet erst nach dem Stromabbruch statt. Der Strom steigt also zu diesem Zeitpunkt wieder an und nimmt kontinuierlich zu. Eine „Dunkelpause“, wie sie häufig beim Entladungstyp 3 während des Stromabbruchs beobachtet wird, ist daher bei Kohlenstoff in diesem Experiment nicht zu beobachten.

Anders hingegen bei Zink: Hier liegt der Stromabbruch im Intervall $400 \text{ ns} < t < 500 \text{ ns}$ (Abbildung 4.3) und korrespondiert somit sehr gut mit dem Rückgang der Lichtemission, zu sehen in der gezeigten Streakaufnahme. Die Dunkelpause ist in diesem Fall folglich nicht auf einen Kühlungseffekt der Kapillare zurückzuführen. Man kann dies unter Berücksichtigung der Messung mit Kohlenstoff folgern. Hierbei machten sich Kühlungseffekte erst zu wesentlich späteren Zeiten bemerkbar.

Ein weiterer Unterschied bei Zink ist die vergleichsweise kurze Einschusszeit des Plasmas in der

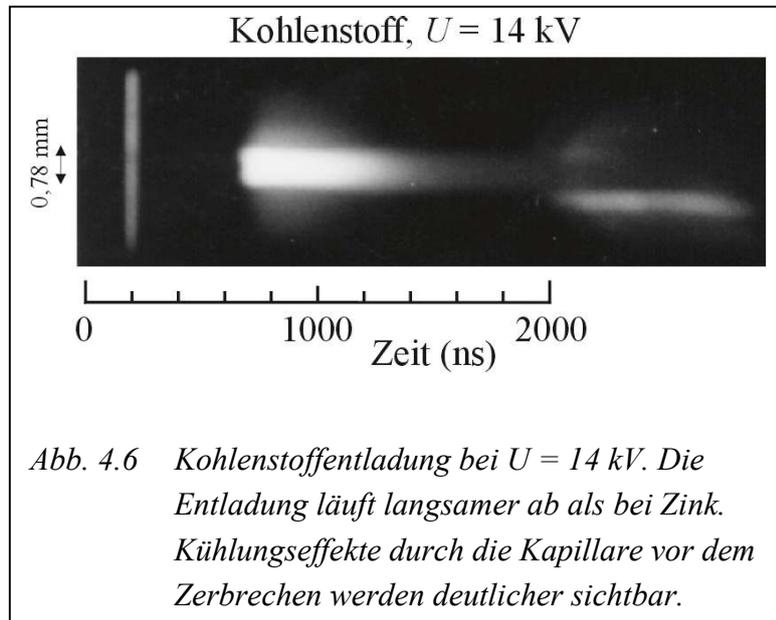


Kapillare (80 ns). Zu dieser Zeit ist lediglich eine Temperaturmessung möglich, da die Öffnungszeit der OMA in der selben Größenordnung liegt. Eine Temperaturmessung als Funktion der Zeit ist bei Zink folglich nicht möglich. Lediglich der Innendurchmesser der Kapillaren und damit die Plasmadichte können variiert werden. Der Plasmazustand wird bei Zink aufgrund des kleineren Kaltwiderstandes und des damit verbundenen größeren Stromanstiegs zu Entladungsbeginn erwartungsgemäß früher erreicht als bei Kohlenstoff. Die Lichtemission beginnt bei Zink bei $t = 305 \text{ ns}$.

Abbildung 4.5 zeigt ein weiteres Streakbild einer Kohlenstoffentladung. Man erkennt die starke Lichtemission nach Erreichen des Plasmazustandes. Die Kapillare ist zu diesem Zeitpunkt vollständig ausgefüllt. Anschließend nimmt die Lichtintensität langsam ab. Der Innendurchmesser der Kapillare bleibt unverändert. Nach ca. 800 ns bricht die Kapillare. Die Glasstückchen und das expandierende Plasma hinterlassen auf der Aufnahme sichtbare Streifen.

4.3.2 Verifikation früherer Kohlenstoffentladungen

Abbildung 4.6 zeigt eine Kohlenstoffentladung bei niedrigerer Ladespannung ($U = 14 \text{ kV}$). Kühlungseffekte durch die Glaskapillare werden deutlicher sichtbar, da mehr Zeit für den

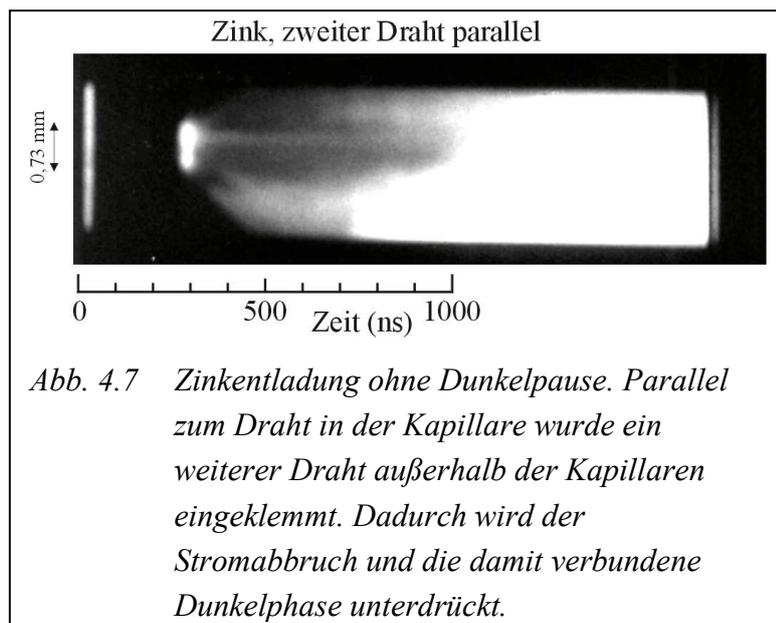


Temperaturausgleich zur Verfügung ist.

Mit dieser Aufnahme konnten die Resultate der Einschusszeit bei früheren Messungen [Hau97] bestätigt werden. Damals wurde der Zeitpunkt der Zerstörung der Kapillare zu $t_1 = 2000 \text{ ns}$ bestimmt. Die Aufnahmeinstrumente besaßen lediglich geringe optische und zeitliche Auflösung sowie geringen Kontrast. Die in dieser Versuchreihe neu eingesetzte Kamera erlaubt wesentlich präzisere Untersuchungen. Der neu bestimmte Zeitpunkt stimmt mit den damaligen gut überein ($t_2 = 2040 \text{ ns}$). Die gute

Reproduzierbarkeit der Entladungsabläufe an dem Experiment in Bochum wird durch diese Messung deutlich.

4.3.3 Beeinflussung der Dunkelpause bei Zink



Die Dunkelpause bei Zink lässt sich durch Verwendung eines zweiten, parallel eingespannten Drahtes weitgehend unterbinden. Der zweite Draht, welcher nicht durch die Kapillare geführt wird, hält den Stromfluss im Schwingkreis aufrecht, da die Niedrigstromphasen in beiden Drähten zeitlich auseinander liegen. Der Stromfluss im Plasma innerhalb der Kapillaren bleibt mit dieser hier verwendeten Anordnung größer und man beobachtet daher keine Dunkelpause (Abbildung 4.7). Leitfähigkeitsmessungen sind mit diesem

Arrangement jedoch nicht sinnvoll. Es wird lediglich der Mechanismus des Stromabbruchs und der damit verbundenen Dunkelpause untermauert und eine Beeinflussungsmethode zur Verhinderung dessen aufgezeigt.

4.3.4 Zinkplasma in Luft

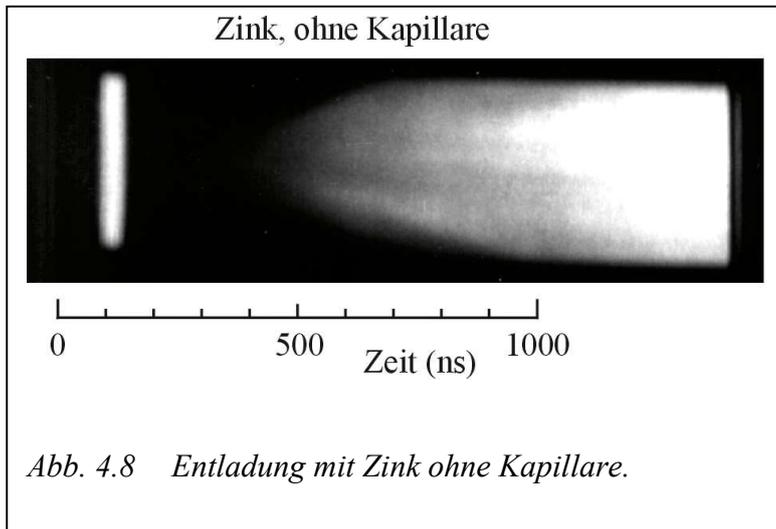


Abb. 4.8 Entladung mit Zink ohne Kapillare.

Abbildung 4.8 zeigt eine Entladung mit Zink ohne Kapillare. Das Plasma kann frei expandieren. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt $v = 4000 \text{ m/s}$. Dies sind 30 % weniger als die gemessene Ausbreitungsgeschwindigkeit mit Zinkdraht in der Kapillare bis zum Erreichen der Kapillarinnenwand. Die Abweichung ist zum einen auf die Streuung der Messungen zurückzuführen. Zum anderen ist die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Metalldampfes innerhalb der Kapillaren unsicher. Das Abbildungsverhältnis, mit dem die Metalldampfsäule auf dem Schirm der Streak-Kamera abgebildet wird, ist aufgrund des radiusabhängigen Linseneffektes der Kapillaren und der damit verbundenen, sich während der Expansion ändernden Vergrößerung nicht fest bestimmbar. Das Plasma expandiert auch bei der hier gezeigten Messung mit Überschallgeschwindigkeit (1,5 mal Schallgeschwindigkeit in Zink bei Zimmertemperatur).

4.3.5 Framing-Aufnahmen der Kohlenstoffentladungen

Der Entladungsverlauf lässt sich auch anhand von Framing-Aufnahmen untersuchen. Hierzu wird der Eintrittsspalt der Streak-Kamera entfernt und die Kamera in den Framing-Modus geschaltet. Beim gegebenen Abbildungsmaßstab wird ein ca. $1,5 \text{ mal } 1,5 \text{ cm}^2$ großes Fenster abgebildet. Die Belichtungszeit eines Bildes beträgt 40 ns. Größere Strukturen lassen sich mit dieser Technik ausmachen.

Abbildung 4.9 zeigt den Vergleich einiger Kohlenstoff-Entladungen. Die erste Messung wurde ohne Kapillare und Vorheizung gemacht. Auf dem Draht bilden sich einzelne heiße Spots aus, während andere Teile des Drahtes kalt bleiben. Es entsteht kein annähernd homogenes Plasma. Bei den anderen Messungen ist die Vorheizung eingeschaltet und es werden Kapillaren mit unterschiedlichen Innendurchmessern verwendet ($0,4 \text{ mm} \leq d \leq 1,21 \text{ mm}$). Bis zum Brechen der Kapillaren ($t = 1000 \dots 1200 \text{ ns}$) ist das Plasma homogen und es sind keine Instabilitäten zu beobachten.

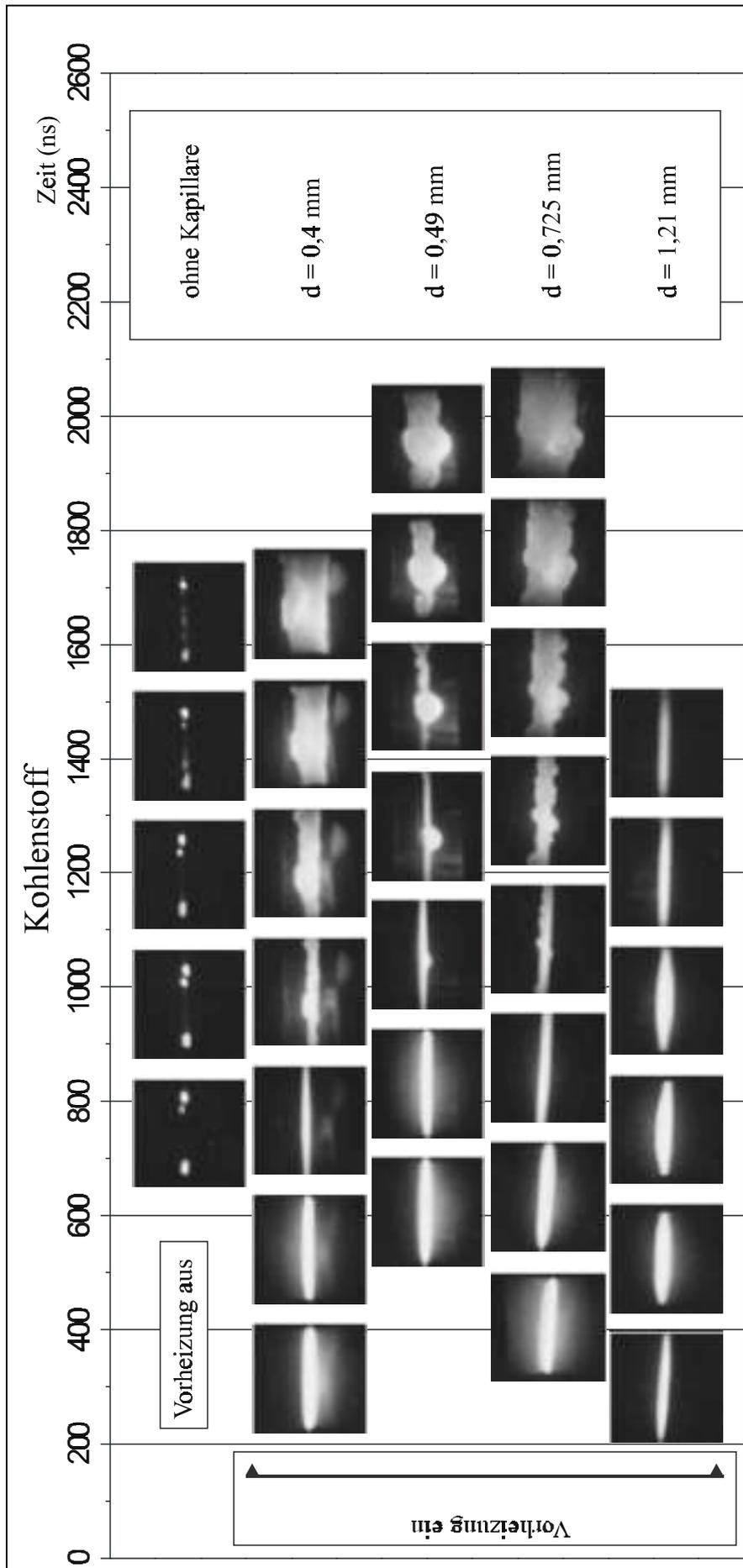


Abb. 4.9 Framing-Aufnahmen mit Kohlenstoff. In der oberen Messung ist die Vorheizung ausgeschaltet: Einzelne heiße Spots sind zu sehen. Bei den übrigen Messungen ist die Vorheizung eingeschaltet und der Kapillarinne Durchmesser variiert: Das Plasma ist bis zum Brechen der Kapillare homogen und der Plasmaradius konstant. An den Bruchstellen tritt das Plasma aus. Ein größerer Kapillarinne Durchmesser hat eine größere Einschusszeit zur Folge.

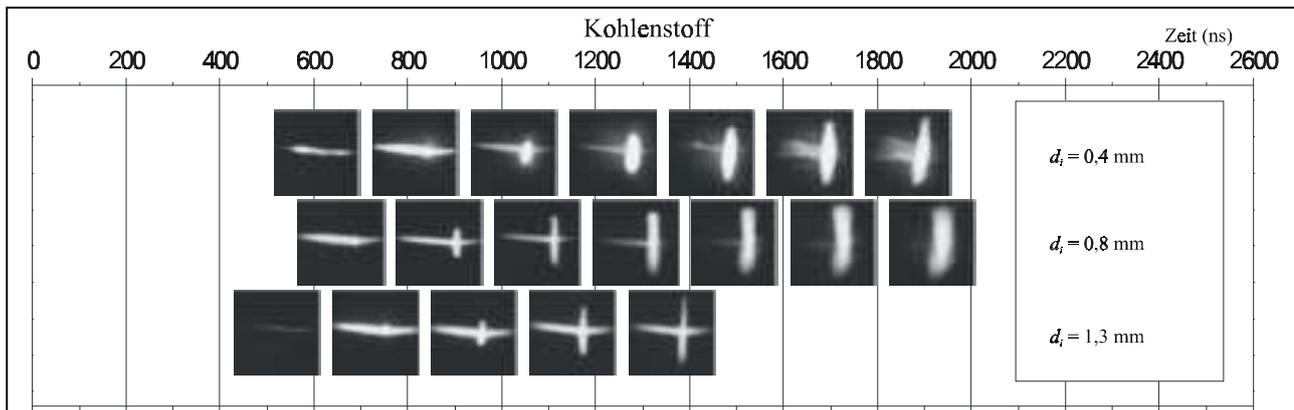


Abb. 4.10 Framing-Aufnahmen mit Kohlenstoff. Die Kapillare ist in zwei Stücke zersägt worden, um Vergleichsmessungen der Temperatur innerhalb und außerhalb der Kapillare machen zu können. Untersucht wurde eine mögliche Temperaturabhängigkeit durch das Glas der Kapillare. Näheres zu den Temperaturmessungen wird im Kapitel 5.1 erklärt.

Das Plasma expandiert zwischen den Kapillaren bei Kohlenstoff erheblich schneller als innerhalb der Kapillaren. Daher lassen Radiusmessungen mit der Streak-Kamera zwischen den Kapillarstücken keine Rückschlüsse auf das radiale Verhalten des Plasmas innerhalb der Kapillaren zu.

Wie bereits mit den Streakaufnahmen gezeigt wurde, bleibt der Radius des Plasmas bis zum Brechen konstant. Nach dem Bruch erkennt man das Austreten des Plasmas an den Bruchstellen. Tendenziell bricht die Kapillare bei dünnen Innendurchmessern früher als bei großen. In der Messung mit $d = 0,4$ mm ist die Kapillare bereits nach $t = 1000$ ns gebrochen, während sie bei $d = 1,21$ mm nach $t = 1400$ ns noch vollständig erhalten ist.

Für die Messungen in Abbildung 4.10 wurden die Kapillaren in zwei Stücke geschnitten. Untersucht wurde eine mögliche Temperaturänderung durch das Glas. Im Kapitel 5.1 wird auf die Resultate der Messung näher eingegangen. An dieser Stelle soll das Augenmerk auf das radiale Verhalten des Plasmas zwischen den Kapillaren gelenkt werden. Während innerhalb der Kapillare der Radius konstant bleibt, dehnt sich das Plasma zwischen den Kapillaren sehr schnell aus. Ohne die Anwesenheit der Kapillaren würde sich das gesamte Plasma mit dieser Geschwindigkeit ausbreiten. Die gute Einschlussfähigkeit der Glaskapillaren wird mit dieser Messung deutlich. Die von einem Detektor (OMA, Photomultiplier, Streak-Kamera,...) registrierte Lichtintensität ist zwischen den Kapillaren größer als durch die Kapillarwand geschaut. Das liegt in der Refraktion des Lichtes an der Kapillare. Die Kapillarwand wirkt wie eine starke Zerstreuungslinse, die die innerhalb der Kapillare erzeugten Photonen beim Austritt aus der Kapillare in einen großen Raumwinkel ablenkt. Wie in dieser Messung gezeigt, ist es jedoch nicht möglich, bei Kohlenstoff

von den Radiusmessungen zwischen den Kapillaren auf den Radius innerhalb der Kapillaren zu schließen.

4.3.6 Framing-Aufnahmen der Zink-Entladungen

Das radiale Verhalten zwischen den Kapillaren ist bei Zink anders als bei Kohlenstoff. Abbildung 4.11 zeigt Aufnahmen mit Zink. In den oberen drei Messungen ist der Kapillarinnendurchmesser variiert worden. Wie bereits in den Streakaufnahmen gezeigt, ist die Einschusszeit bis zum Brechen der Kapillare sehr kurz ($t = 80$ ns). Folglich ist auf den Bildern jeweils nur ein Framing-Bild mit unzerstörter Kapillare am Beginn der Lichtemission zu sehen. Es sind einige Aufnahmen der gebrochenen Kapillare zu sehen.

In den beiden unteren Messungen ist die Kapillare zerschnitten worden. Man erkennt, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit innerhalb und außerhalb der Kapillaren nahezu gleich groß ist. Radiale Messungen zwischen den Kapillaren lassen also durchaus Rückschlüsse auf das Verhalten innerhalb der Kapillare zu. Dies ist besonders bei Zink wichtig, da die Lichtemission geringer ist als bei Kohlenstoff. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis an den Detektoren ist klein bei Beobachtung durch die Kapillare.

Aufgrund der gleichen radialen Veränderung innerhalb und außerhalb der Kapillaren ist eine unterschiedliche Temperaturänderung aufgrund unterschiedlicher adiabatischer Expansion innerhalb und außerhalb der Kapillaren nicht zu erwarten. Die Temperaturmessungen können folglich im Falle Zink zwischen den Kapillaren gemacht werden.

Die scheinbare Kontraktion des Plasmas, zu sehen in den beiden unteren Messungen auf den letzten Bildern, ist nicht real. Es handelt sich viel mehr um einen Übersteuerungseffekt der Framing-Kamera. Das innerhalb der Framing-Kamera erzeugte Elektronenbild wird durch die Ablenkplatten innerhalb der Kamera stärker abgelenkt. Das resultierende Bild ist verzerrt. Dies ist durch Vergleichsmessungen mit vorgeschalteten Neutralsdichtefiltern, welche die Photonenintensität am Eingang der Kamera verringern, nachgewiesen worden.

4.3.7 Beobachtungen mit der ICCD-Kamera

Die ICCD-Kamera besitzt im Gegensatz zu der Framing-Kamera eine höhere Auflösung und erlaubt daher, die volle Plasmalänge mit hoher Auflösung zu beobachten. Die Kamera erlaubt aber nur ein Bild pro Entladung. Somit stammen alle Bilder von verschiedenen Entladungen, wobei die Versuchsparameter möglichst konstant gehalten wurden.

Kohlenstoff

Die Abbildungen 4.12 bis 4.14 zeigen eine solche Serie von Entladungen mit gleichen Ausgangsbedingungen. Die Ladespannung auf den Kondensatoren ist mit $U_C = 25$ kV um 25 % höher als bei den übrigen Messungen. Aufgrund dessen läuft die Entladung schneller ab. Die angegebenen Zeiten korrespondieren folglich nicht mit denen der Streak- und Framing-Aufnahmen.

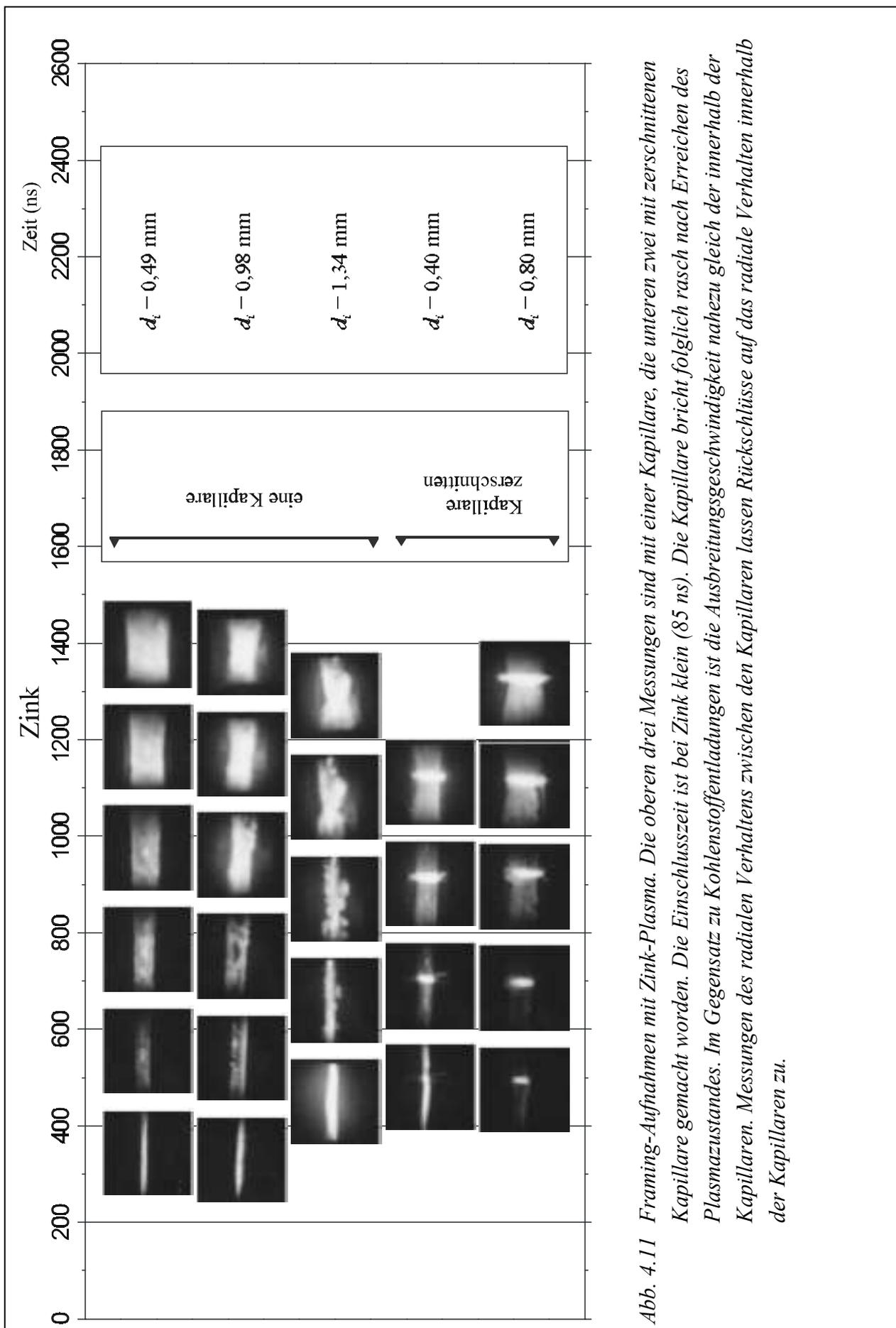


Abb. 4.11 Framing-Aufnahmen mit Zink-Plasma. Die oberen drei Messungen sind mit einer Kapillare, die unten zwei mit zerschnittenen Kapillare gemacht worden. Die Einschusszeit ist bei Zink klein (85 ns). Die Kapillare bricht folglich rasch nach Erreichen des Plasmazustandes. Im Gegensatz zu Kohlenstoffentladungen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit nahezu gleich der innerhalb der Kapillaren. Messungen des radialen Verhaltens zwischen den Kapillaren lassen Rückschlüsse auf das radiale Verhalten innerhalb der Kapillaren zu.

Kohlenstoff

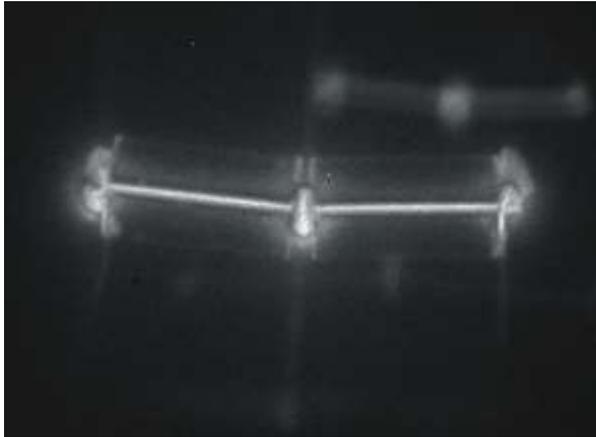
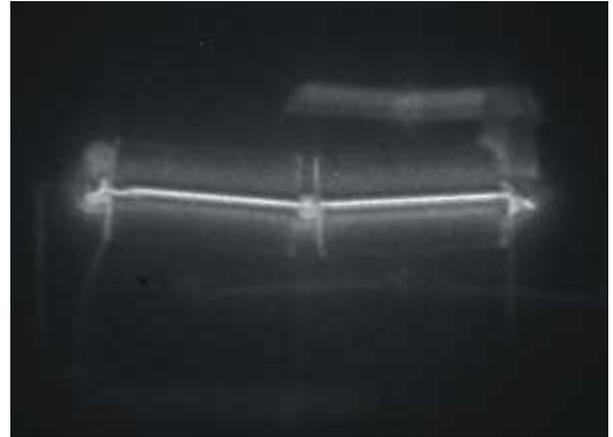
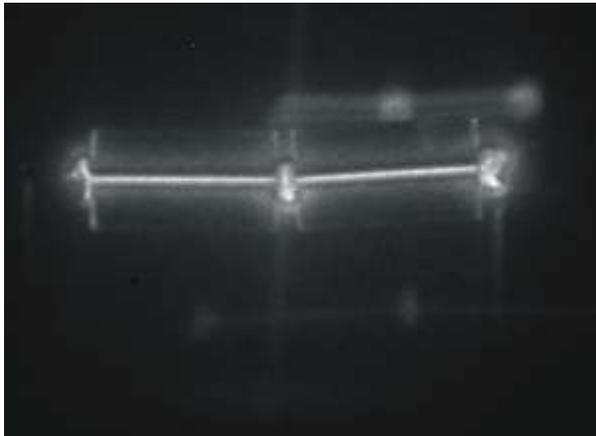
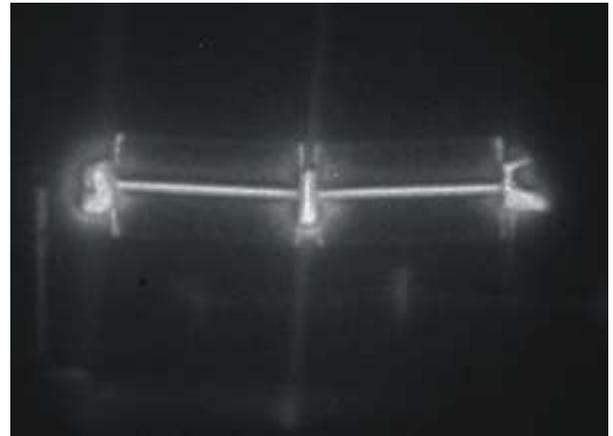
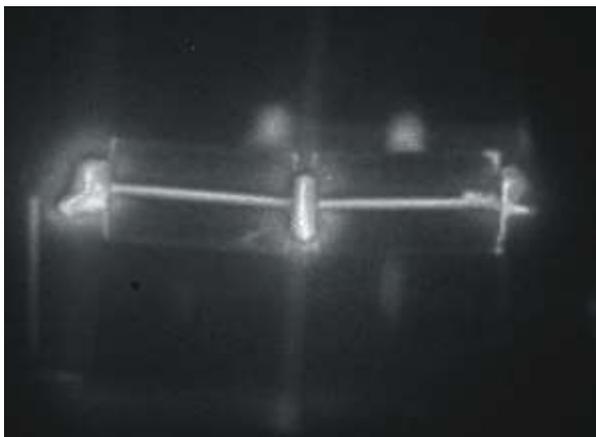
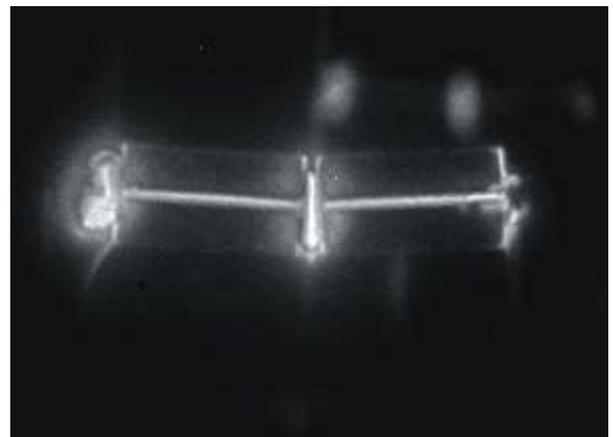
 $t = 500 \text{ ns}$  $t = 550 \text{ ns}$  $t = 560 \text{ ns}$  $t = 570 \text{ ns}$  $t = 595 \text{ ns}$  $t = 630 \text{ ns}$

Abb. 4.12 ICCD-Aufnahmen von Kohlenstoff mit zerschnittener Kapillare. $U_C = 25 \text{ kV}$,
 $d_i = 0,4 \text{ mm}$

Kohlenstoff

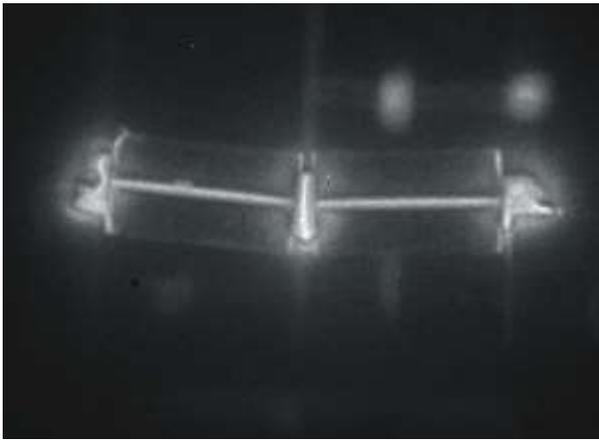
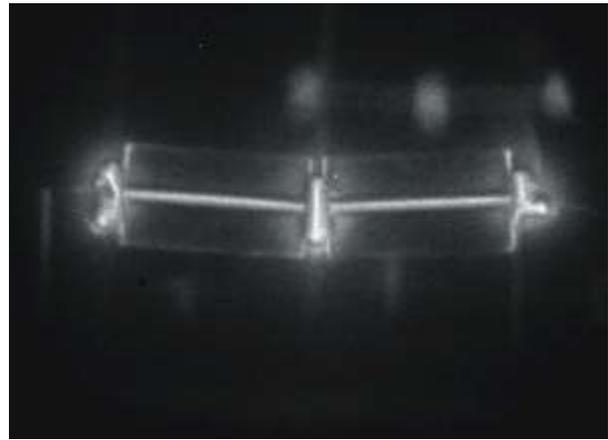
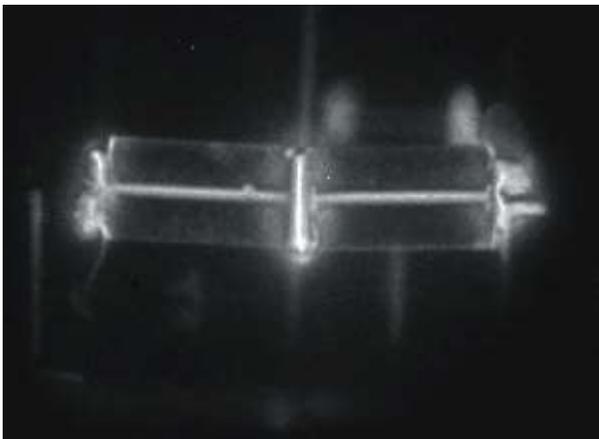
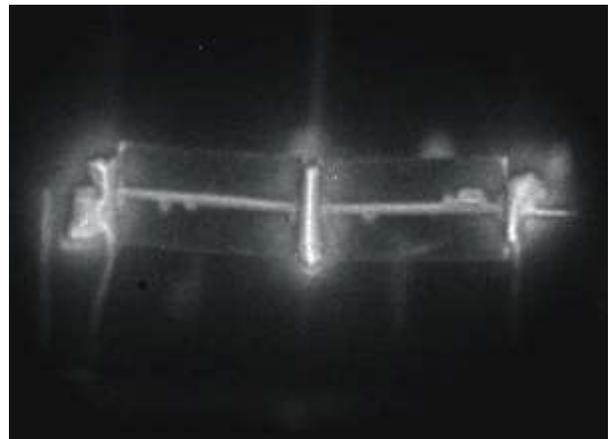
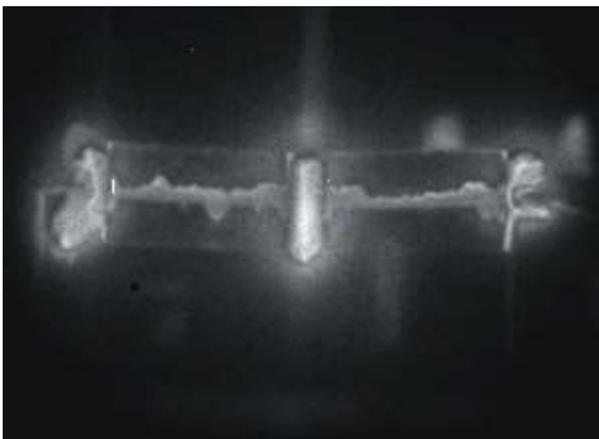
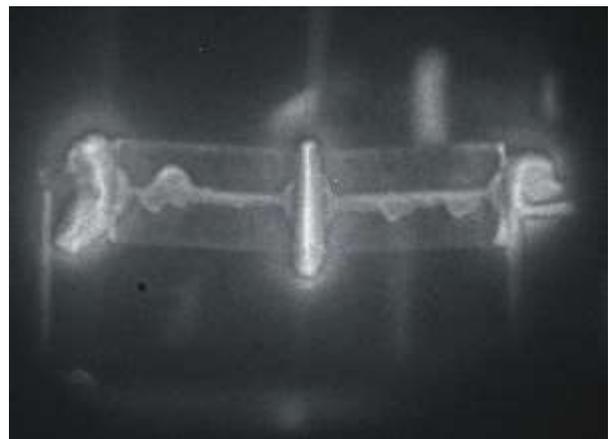
 $t = 615 \text{ ns}$  $t = 695 \text{ ns}$  $t = 710 \text{ ns}$  $t = 770 \text{ ns}$  $t = 795 \text{ ns}$  $t = 905 \text{ ns}$

Abb. 4.13 ICCD-Aufnahmen von Kohlenstoff mit zerschnittener Kapillare. $U_C = 25 \text{ kV}$,
 $d_i = 0,4 \text{ mm}$

Kohlenstoff

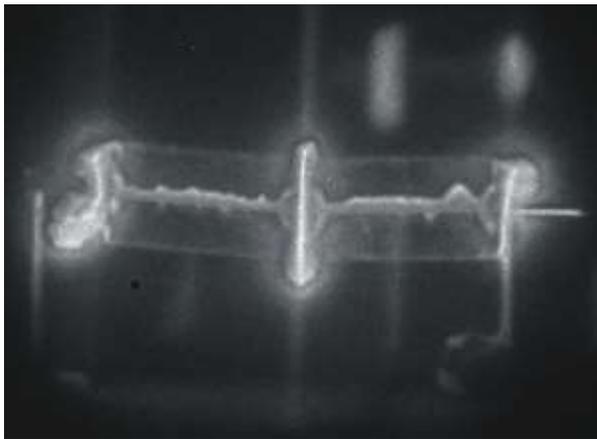
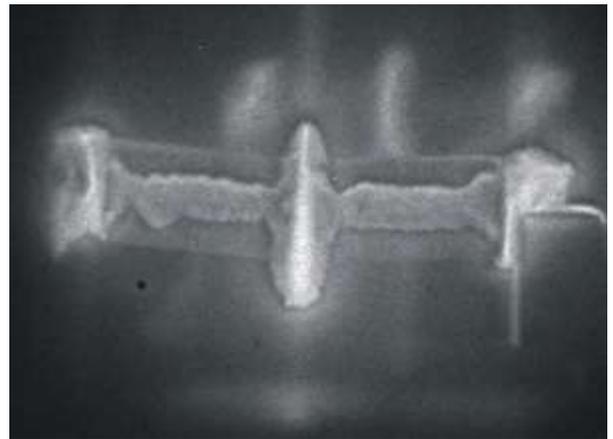
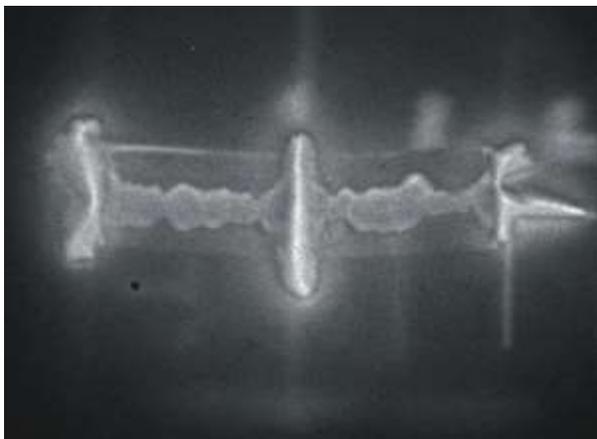
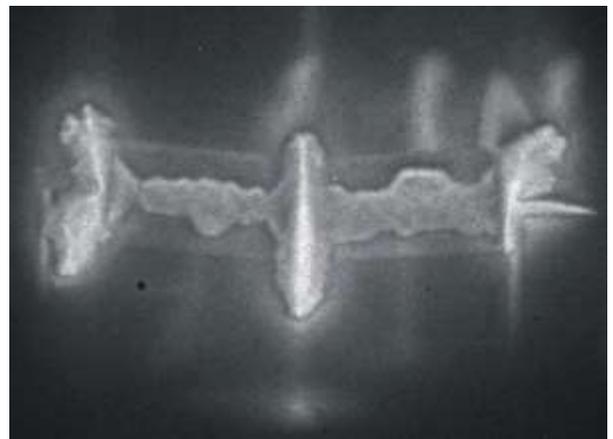
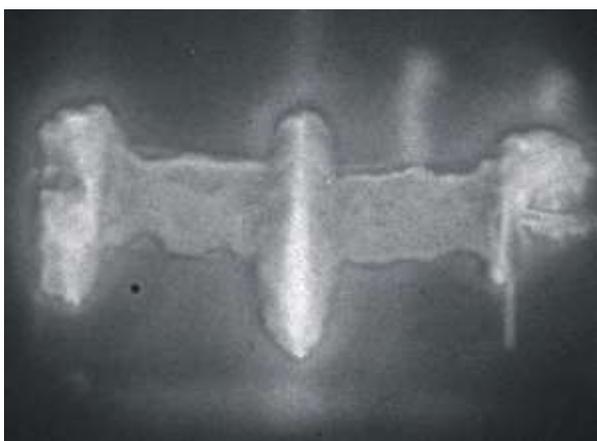
 $t = 910 \text{ ns}$  $t = 1090 \text{ ns}$  $t = 1125 \text{ ns}$  $t = 1210 \text{ ns}$  $t = 1435 \text{ ns}$  $t = 1540 \text{ ns}$

Abb. 4.14 ICCD-Aufnahmen von Kohlenstoff mit zerschnittener Kapillare. $U_C = 25 \text{ kV}$,
 $d_i = 0,4 \text{ mm}$

Der grundsätzliche Ablauf ist hingegen identisch. Zu sehen ist die volle Kapillarlänge. Die Kapillare ist in zwei Stücke geschnitten. Man erkennt den Spalt zwischen den Kapillarahälften und die beiden Enden rechts und links am Bildrand. Zu erkennen sind die Umrisse der Kapillaren und des darin eingeschlossenen Plasmas. Rechts oben im Bild ist eine schwache Reflexion an der Rückseite des Entladungsgefäßes zu sehen. Da der CCD-Chip vertikal ausgelesen wird, entstehen bei großen Intensitäten vertikale Streifen aufgrund des „Smear-Effektes“ beim Auslesen.

Auf allen Bildern in Abbildung 4.12 und den ersten drei Bildern in Abbildung 4.13 erkennt man das homogene Plasma innerhalb der Kapillaren. Auch in dieser Bildserie ist der Radius des Plasmas während der Einschusszeit bis zur Zerstörung der Kapillaren konstant. Im Spalt zwischen den Kapillarstücken breitet sich das Plasma hingegen schnell aus. Mit dieser Geschwindigkeit würde sich das Plasma auf ganzer Länge ohne die Anwesenheit der Kapillaren ausbreiten. Die Einschussfähigkeit der Kapillaren wird sichtbar. Obwohl der Kohlenstoff-Draht an den Elektroden eingelötet wird, bildet sich dort auch ein Plasma aus. Das heiße Plasma brennt gegen Ende der Entladung einen Teil der Elektrode ab. Daher müssen die Elektroden nach jeder Entladung abgeschliffen werden und nach einigen dutzend Entladungen erneuert werden.

Bei der gewählten Ladespannung der Kondensatoren von $U = 25 \text{ kV}$ brechen die Kapillaren nach $t = 700 \text{ ns}$. Im dritten und vierten Bild in Abbildung 4.13 ist dies zu erkennen. Die Kapillare bricht von innen her auf. Das Plasma drückt sich in die freiwerdenden Kanäle hinein. Auch auf den letzten Bildern in Abbildung 4.14 sind die äußeren Umrandungen der Kapillaren nach $t = 1540 \text{ ns}$ noch zu sehen. Der Vorgang lässt sich folgendermaßen erklären: Der Metaldampfdruck produziert in der Kapillare eine Kompressionswelle, die sich mit Schallgeschwindigkeit radial nach außen bewegt, am äußeren Rand reflektiert wird und anschließend wieder nach innen wandert. Das Glas splittert hinter der Schockwelle, die nach außen läuft. Folglich stellt die Geschwindigkeit der Schockwelle eine untere Grenze für die Teilcheneinschusszeit dar.

Die Kompressibilität von Glas bleibt nach Wackerle [Wac62] bis zu einem Druck $p = 10^{10} \text{ Pa}$ konstant bei $\kappa = 1,75 \cdot 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}$, ebenso die Schallgeschwindigkeit bei $c = 5400 \text{ m/s}$. Daraus resultiert für das Plasma eine Mindesteinschusszeit von $t = 520 \text{ ns}$. Aufgrund der Trägheit verharrt das Kapillarmaterial nach Splitterung zunächst an Ort und Stelle, bevor es schließlich radial nach außen bewegt wird. Dieser Vorgang ist in den Aufnahmen sehr gut zu erkennen. Obgleich die einzelnen Splitter nicht zu sehen sind, erkennt man das scheinbare hineinwachsen des Plasmas in die Kapillare. Das Plasma findet hinter der Schockwelle fein gesplittertes Glas vor, welches auseinander gedrückt werden kann bzw. in dessen Zwischenräume es gelangen kann. Dies ist in den Aufnahmen gut zu erkennen.

Zink

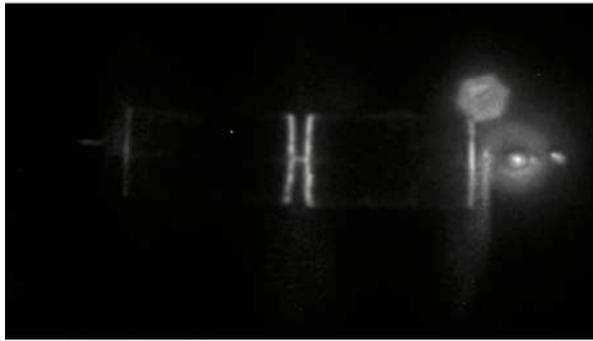
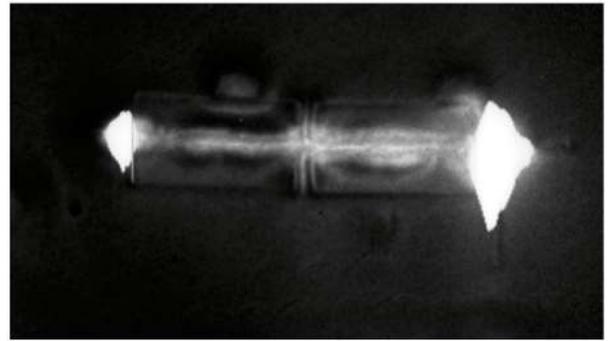
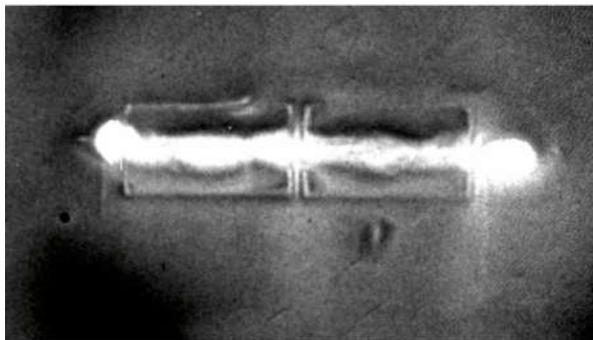
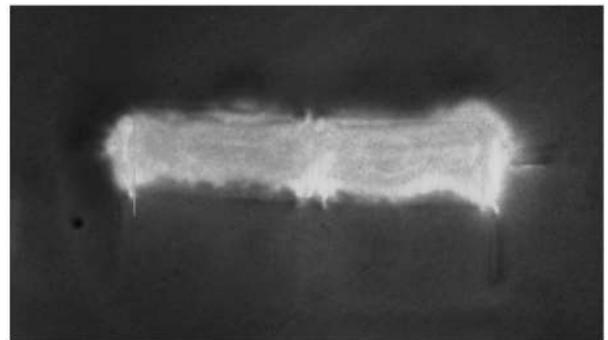
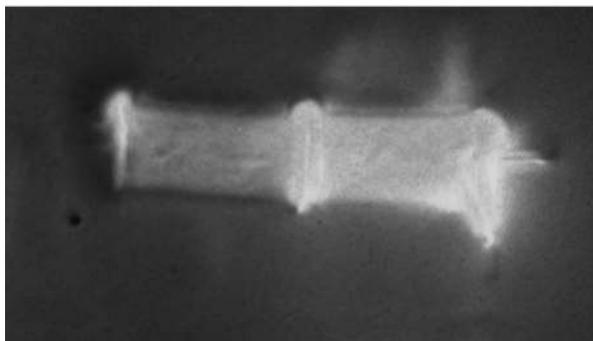
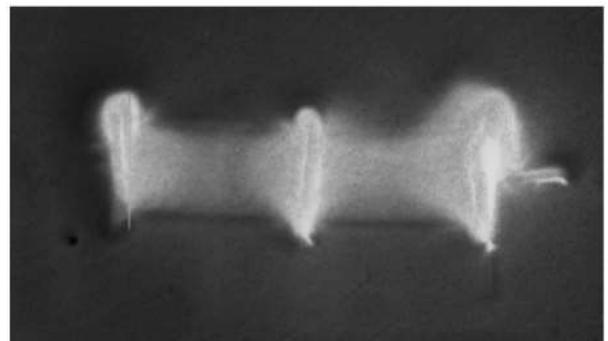
 $t = 690 \text{ ns}$  $t = 990 \text{ ns}$  $t = 1095$  $t = 1405$  $t = 1705 \text{ ns}$  $t = 1950 \text{ ns}$

Abb. 4.15 ICCD-Bilder der Zink-Plasmen, Drahtdurchmesser: 0,38 mm, $d_i = 0,4 \text{ mm}$,
 $U_C = 20 \text{ kV}$.

Zink

Abbildung 4.15 zeigt eine Messreihe mit Zink. Der Drahtdurchmesser beträgt $d = 0,38$ mm. Das Plasma breitet sich zwischen den beiden Kapillarstücken mit annähernd der gleichen Geschwindigkeit aus wie innerhalb der gesplitterten Glaskapillare. Diese Beobachtung wurde wie oben gezeigt auch bei den Framing-Aufnahmen gemacht, dort jedoch mit dünnerem Zink-Draht ($d = 0,125$ mm). Erreicht das Plasma die äußere Kapillaroberfläche, so wird es dort kurzzeitig gebremst, während sich die Plasmasäule im Spalt zwischen den Kapillaren weiter ausdehnt ($t > 1500$ ns).

Das übrige Erscheinungsbild, beobachtet mit der ICCD-Kamera, ähnelt demjenigen mit Kohlenstoff-Draht. Man erkennt die Kapillare und das darin expandierende Plasma nach Brechen bzw. Splittern der Kapillaren.

4.4 Entladungsverläufe anderer Metalle

Nach den umfassenden Untersuchungen der Entladungen von Kohlenstoff und Zink mit der Streak-, Framing- und ICCD-Kamera wurden Entladungen mit anderen Materialien unter gleichen Bedingungen beobachtet. Mit dieser Methode ist es möglich, Vergleiche zwischen Entladungsabläufen anzustellen. Ausgewählt wurden Metalle, die in anderen Drahtexplosionsexperimenten eingesetzt worden sind. Unterschiede im Entladungsverlauf lassen Rückschlüsse auf die relative Güte von Plasmen mit diesen Materialien zu.

Um die auftretenden Instabilitäten und Inhomogenitäten bei einigen Materialien besser beobachten zu können, wurden Entladungen sowohl in Luft (ohne Kapillaren) als auch mit eingesetzten Kapillaren unterschiedlicher Innendurchmesser durchgeführt. Abbildung 4.16 zeigt die Ergebnisse der Framing-Kamera ohne Kapillaren, Abbildung 4.17 mit eingesetzten Kapillaren.

4.4.1 Entladungen ohne Kapillaren

Schaut man sich die Ergebnisse ohne Kapillaren an, so fallen große Unterschiede im Entladungsverhalten auf: Bei den Metallen Aluminium und Eisen bilden sich einzelne Stromkanäle und periphere Entladungen aus, wie sie von den Kohlenstoff-Entladungen ohne eingeschaltete Vorheizung her bekannt sind. Bei Silber und Kupfer bilden sich an der Oberfläche einzelne, punktförmige Spots aus, bevor der Draht vollständig verdampft ist. Die Verzerrung bei Silber in den letzten drei Bildern ist auf den bekannten Übersteuerungseffekt in der Kamera zurückzuführen und zeigt kein Pinchen des Plasmas. Bei Wolfram zeigt sich in dieser Messreihe ein homogenes Plasma.

Um die Vorgänge beim Verdampfen dieser Materialien verstehen zu können, müssen verschiedene Aspekte berücksichtigt werden. In Tabelle 4.3 sind einige thermodynamische Größen der verwendeten Materialien angegeben. Die Tabelle ist sortiert nach der Schmelzenergie, die für den eingesetzten Draht benötigt wird. Diese errechnet sich mit

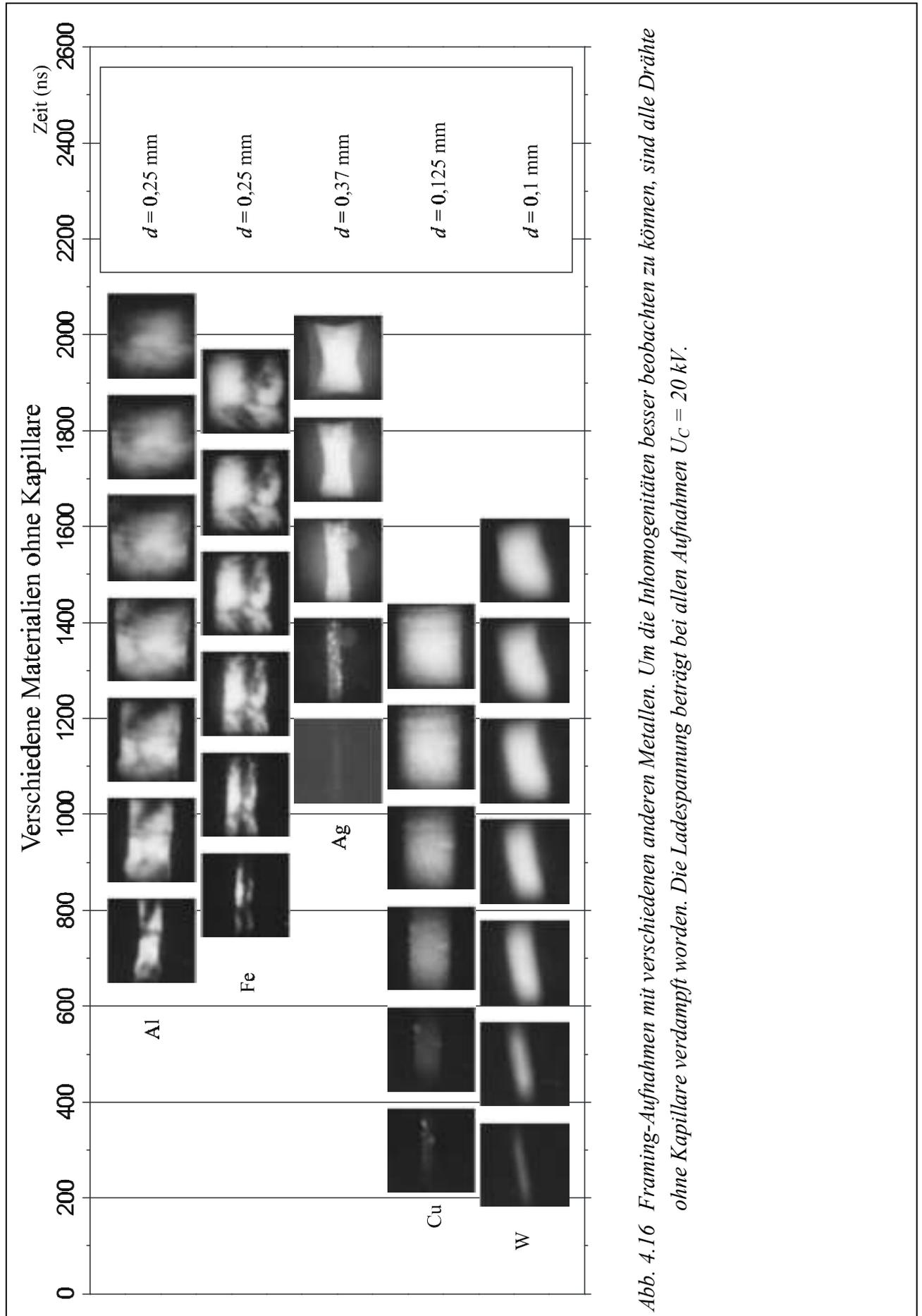
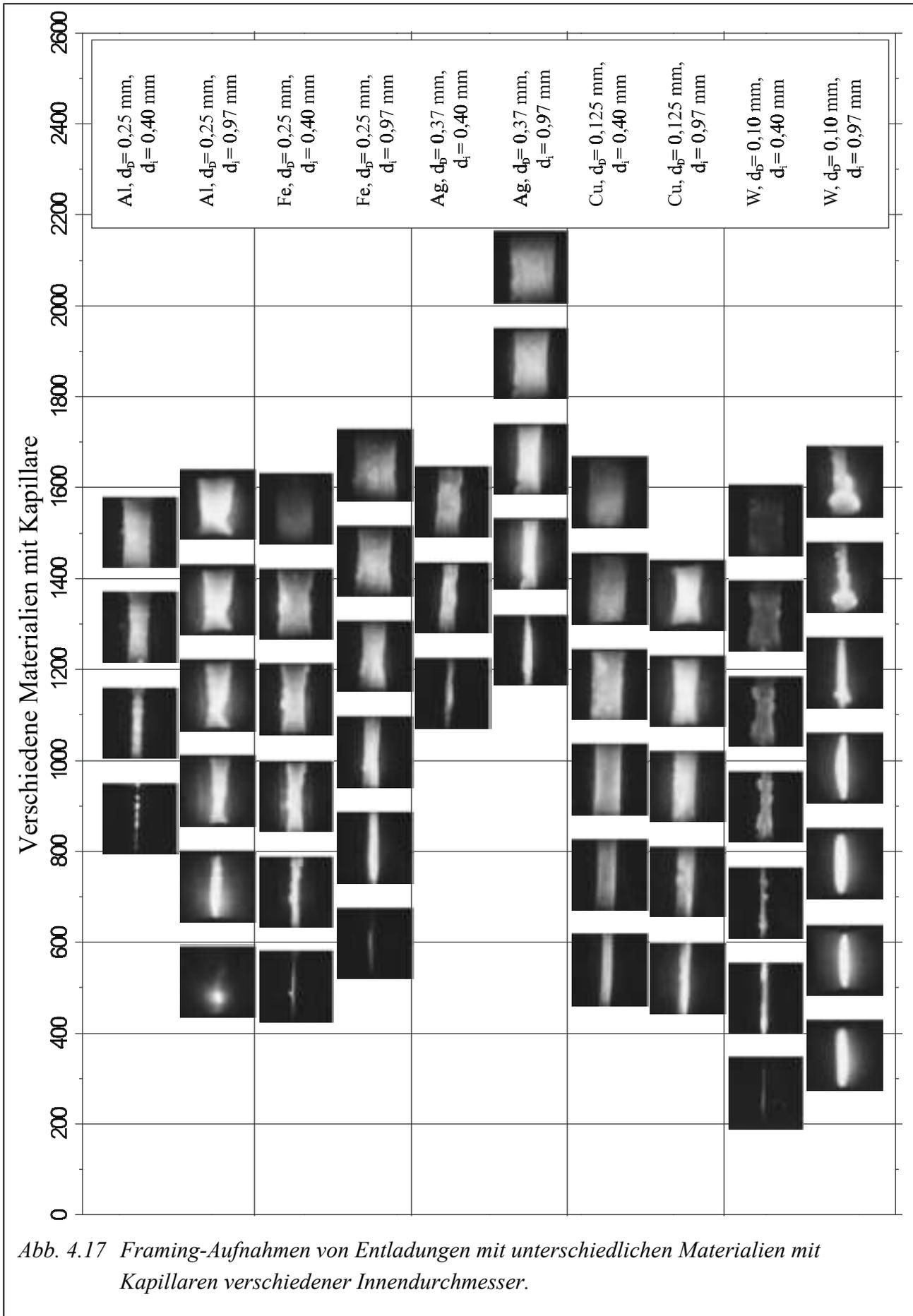
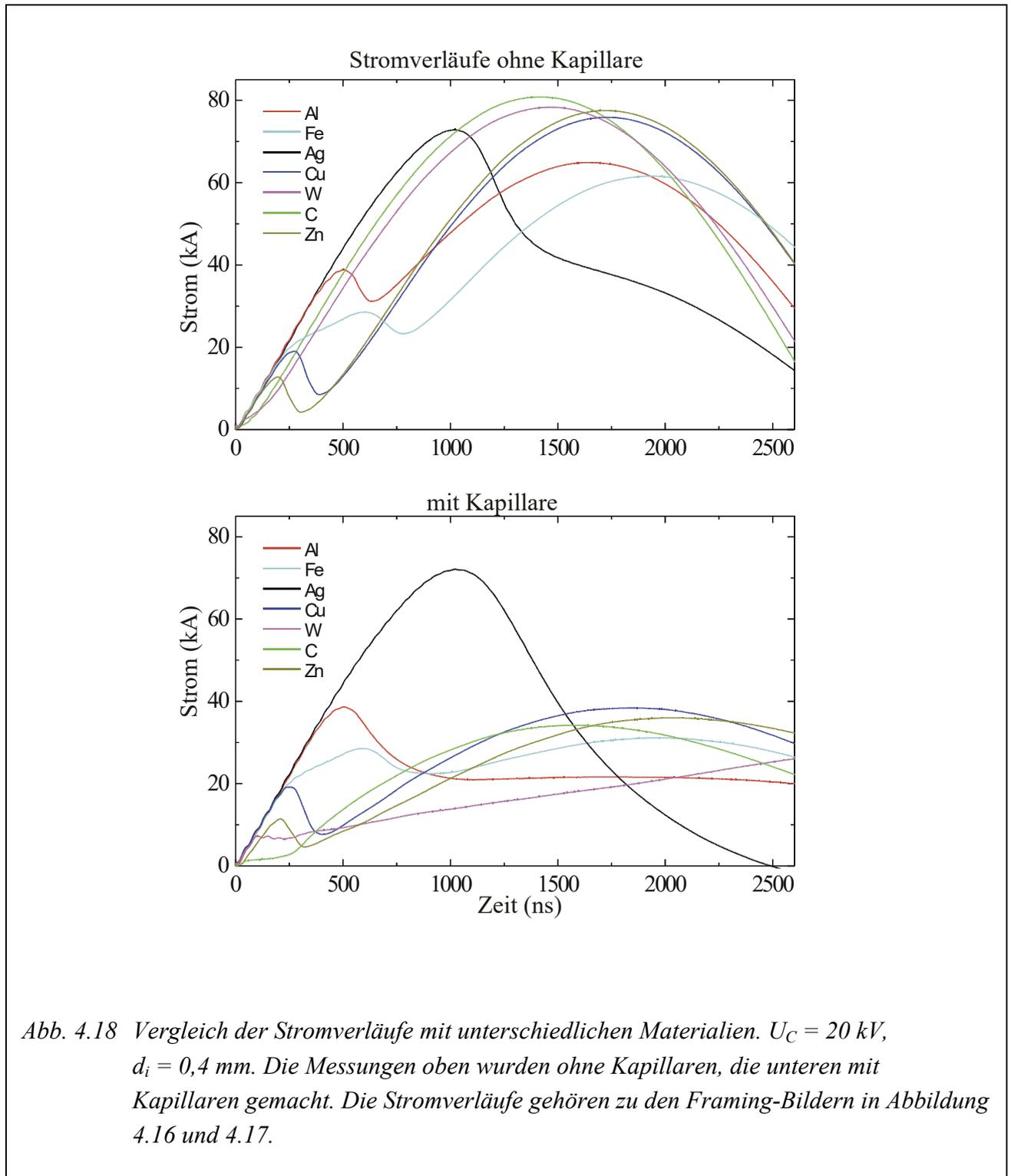


Abb. 4.16 Framing-Aufnahmen mit verschiedenen anderen Metallen. Um die Inhomogenitäten besser beobachten zu können, sind alle Drähte ohne Kapillare verdampft worden. Die Ladespannung beträgt bei allen Aufnahmen $U_C = 20$ kV.





$$W_m = m \cdot \Delta H_m = r^2 \pi l \rho \cdot \Delta H_m, \quad (4.6)$$

mit r : Radius des Drahtes,
 l : Länge des Drahtes,
 ρ : Dichte des Materials
 und ΔH_m : Schmelzenthalpie des Materials.

Material	Oberflächenspannung am Schmelzpunkt σ_{mp} (mN/m)	Schmelztemperatur T_m (K)	Siedetemperatur T_s (K)	Elektronen-Austrittsarbeit W_A (eV)	Schmelzenthalpie ΔH_m (J/g)	Siedenthalpie ΔH_s (J/g)	Schmelzenergie des eingesetzten Drahtes W_m (J)
Zn	756	692	1180	4,33	102	1757	0,22
Cu	1352	1357	2840	4,65	205	4796	0,55
W	590	3680	5933	4,55	192	4009	0,72
Al	865	933	2740	4,28	388	10800	1,28
Fe	1880	1808	3023	4,5	272	6095	2,62
Ag	921	1235	2485	4,26	103	2390	2,90
Hg	475						
H ₂ O	72,75						

Tab. 4.3 Tabelle einiger thermodynamischer Größen der verwendeten Materialien, sortiert nach der nötigen Schmelzenergie. In dieser zeitlichen Reihenfolge beginnen die Elemente zu schmelzen, da der Stromfluß zu Beginn der Entladungen nahezu identisch ist. Zum Vergleich sind die Oberflächenspannungen von Quecksilber und Wasser bei Zimmertemperatur angegeben.

Ein Blick in die Tabelle lässt schnell erkennen, dass der Beginn der Lichtemission gut mit der nötigen Schmelzenergie korrespondiert. Berücksichtigt man die Stromkurven in Abbildung 4.18 ohne Kapillaren, so wird deutlich, dass der Stromfluss in den ersten 100 bis 200 ns nach Entladungsbeginn bei allen Materialien nahezu identisch ist und damit auch die eingekoppelte Energie nahezu gleich ist. Der Schmelzpunkt ist also im wesentlichen durch die nötige Schmelzenergie gegeben. Das erklärt den zeitlichen Beginn der Lichtemission in Abbildung 4.16 (Framing-Aufnahmen ohne Kapillaren).

Bei den Metallen Silber und Kupfer zeigt sich Tröpfchenbildung an der Oberfläche. Diese Tröpfchenbildung ist bereits von Jäger [Jäg70] beim explosionsartigen Schmelzvorgang von Kupferfolie beobachtet worden. Die Tröpfchen bilden sich aufgrund der Oberflächenspannung der Schmelze aus. Die Oberflächenspannungen der Materialien am Schmelzpunkt sind ebenfalls in Tabelle 4.3 angegeben. Die Oberflächenspannungen von Kupfer und Silber sind am Schmelzpunkt

dreimal bzw. doppelt so hoch wie die von Quecksilber bei Raumtemperatur. Läuft die Entladung hinreichend langsam ab und sind die unten aufgeführten Bedingungen günstig, so bilden sich durch die Oberflächenspannung Tröpfchen aus. Wie man bei dem sehr gut leitenden Element Kupfer sieht, kann dies auch bei schnellen Entladungen vorkommen. Bei Drahtentladungen in Luft ohne Kapillaren oder ein anderes Medium ist folglich auch bei sehr guten elektrischen Leitern mit Inhomogenitäten aufgrund der Tröpfchenbildung zu rechnen, falls die Oberflächenspannung im flüssigen Zustand sehr hoch ist, wie beispielsweise bei Kupfer.

Bei Silber ist die Oberflächenspannung zwar niedriger, jedoch läuft die Entladung aufgrund des dickeren Drahtes langsamer ab, weswegen die nötige Schmelzenergie groß ist. Ähnliche Beobachtungen hat Pikuz [Pik99] bei seinen Röntgen-Drahtexplosionen mit dünnen Drähten (2-30 μm) gemacht. In Abhängigkeit von Schmelztemperatur und Schmelzwärme beobachtet er zu unterschiedlichen Zeiten bei Aluminium, Kupfer, Wolfram und anderen Materialien ebenfalls eine Tröpfchenbildung. Auch dort ist die Tröpfchenbildung bei langsam ablaufenden Explosionen stärker. Ihm zufolge bildet sich eine überhitzte Flüssigkeit im Kern aus, die im Innern des Drahtes an Keimen zu kochen beginnt. Die entstehenden Blasen gelangen an die Oberfläche und expandieren nach Außen, nachdem sie die Oberflächenspannung überwunden haben.

Diffiziler sind die Vorgänge bei Aluminium und Eisen in diesem Experiment. Beide sind gute elektrische Leiter und besitzen eine relativ hohe Oberflächenspannung am Schmelzpunkt. Zu peripheren Entladungen, wie sie hier zu beobachten sind, neigen im allgemeinen Drähte aus Metallen, die schon bei niedrigen Temperaturen eine starke thermische Elektronenemission besitzen, wie etwa Alkali- oder Erdalkalimetalle. Auch Metalle, die wegen ihres hohen Siedepunktes unmittelbar vor dem Verdampfen stark Elektronen emittieren und schließlich die Drähte aus schlecht leitendem Material, welches einen niedrigen Siedepunkt hat. Bei diesen bilden sich oft gleitfunkenartige Oberflächenentladungen aus [Jäg70]. Bei Eisen könnte der höhere Schmelzpunkt, bei Aluminium die relativ geringe Elektronenaustrittsarbeit dafür verantwortlich sein. Zur genaueren Klärung müssten jedoch weitergehende Studien gemacht werden, die nicht Bestandteil dieser Arbeit waren.

Weitere mögliche Ursachen sind denkbar, wie Oberflächenverunreinigungen oder Oxidationen, welche die Leitung begünstigen, bzw. beim Erhitzen in der Umgebung des Drahtes mit der Luft eine periphere Entladung begünstigen. Sinars [Sin00] hat erfolgreich die Ausbildung peripherer Entladungen an der äußeren Randschicht des Drahtes durch Bedampfen des Drahtes mit einer isolierenden Schicht aus Si-basiertem Diffusions-Pumpenöl und Polyesterisolierung verringern können. Schließlich können Unebenheiten an der Oberfläche des Drahtes beim Herstellungsprozess Keime für Inhomogenitäten darstellen.

Wichtiges Resultat dieser Messung ist die Feststellung, dass auch sehr gute Leiter in Luft zu Inhomogenitäten neigen und daher die Erzeugung homogener Plasmen bei Drahtexplosionen in Luft stark beeinträchtigt werden kann.

Wolfram zeigt hingegen ein nahezu perfektes Bild: Die Oberflächenspannung am Schmelzpunkt ist sehr niedrig und die Entladung läuft sehr schnell ab.

Wie bereits in Abbildung 3.7 bei Kohlenstoff in Luft gezeigt wurde, ist die Expansion des Kohlenstoffplasmas in dem hier vorgestellten Experiment durch Konstruktion und Verwendung der Vorheizung als sehr gut zu bezeichnen. Es zeigen sich keinerlei Inhomogenitäten. Das erzeugte Plasma ist homogen.

4.4.2 Entladungen mit Kapillaren

In Abbildung 4.17 sind die Framing-Aufnahmen mit Kapillaren zu sehen. Für jedes Material sind zwei typische Framing-Bildreihen gezeigt, jeweils mit kleinem Kapillarinndurchmesser $d_i = 0,40$ mm und großem Kapillarinndurchmesser $d_i = 0,97$ mm. Die dazugehörigen Stromsignale sind in Abbildung 4.18 zu sehen. Zunächst fällt auf, dass sich bis zum Brechen der Kapillaren die Instabilitäten nicht bilden. Das erzeugte Plasma wird durch die Kapillaren homogener, da die Kapillarwand die sich ausbildenden Inhomogenitäten hemmt und somit eine Homogenisierung bewirkt. Ein Beispiel ist in der zweiten Reihe bei Aluminium und $d_i = 0,97$ mm zu sehen: Zu Beginn der Entladung hat sich ein heißer Spot gebildet. Dennoch ist das Plasma in den folgenden Aufnahmen nahezu homogen. Bei Eisen ist ein ähnlicher Fall zu sehen. Aufgrund der nötigen Schmelzenergie beginnt die Lichtemission bei dem eingesetzten Silberdraht zuletzt. Die Einschusszeit bis zum Brechen der Kapillare ist bei allen Metallen, insbesondere bei Wolfram sehr kurz. Bei Zink ist dieses Verhalten mit der Streak-Kamera dokumentiert worden. Die Einschusszeit ist bei Metallen in diesem Experiment $t < 200$ ns. Leitfähigkeitsmessungen sind nur während dieser Zeit sinnvoll, da nur in diesem kurzen Zeitintervall das Plasma homogen ist. Eine Temperaturänderung ist in dieser Zeit kaum messbar (siehe Kapitel 5). Bei allen untersuchten Materialien bleibt der Radius innerhalb der Kapillaren konstant bis zum Brechen der Kapillaren. Leitfähigkeitsmessungen als Funktion der Dichte sind daher nur durch die Verwendung unterschiedlicher Kapillaren oder Drahtdurchmesser möglich. Die einzige Ausnahme bildet Kohlenstoff, bei dem die Einschusszeit wesentlich größer ist ($t \cong 800$ ns).

Der Stromfluss ist bei Verwendung der Kapillaren aufgrund der höheren Dichte des nichtidealen Plasmas kleiner als bei Entladungen in Luft. Der prinzipielle Verlauf ist jedoch unabhängig vom Einsatz der Kapillaren

5 Spektroskopische Temperaturbestimmung

Die Plasmatemperatur hat entscheidenden Einfluss auf die Leitfähigkeit nichtidealer Plasmen. In dem hier vorliegenden Parameterbereich ist der Temperatureinfluss wesentlich größer als der von Teilchendichte oder dem Material selber. Die Temperatur bestimmt den Ionisationsanteil der einzelnen Ionisationsstufen, also die Zusammensetzung des Plasmas. Ferner wird das Verhältnis von Coulomb-Energie zu thermischer Energie, ausgedrückt durch den Gamma-Parameter, wesentlich durch die Temperatur beeinflusst. Um die gewonnenen elektrischen Leitfähigkeiten der erzeugten Plasmen mit theoretischen Voraussagen und Modellen vergleichen und einordnen zu können, ist eine möglichst exakte Temperaturmessung erforderlich.

In dem folgenden Kapitel wird auf die Methodik und die Probleme bei der Temperaturmessung eingegangen und deren Lösung erläutert. Anschließend werden die erzielten Resultate der Temperaturmessungen präsentiert.

5.1 Grundlagen

5.1.1 Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit

Nichtideale Plasmen werden durch das Verhältnis von Coulomb- zu thermischer Energie maßgeblich beeinflusst. Je größer das Verhältnis wird, also je größer der Anteil der Coulomb-Wechselwirkungen wird, um so mehr nimmt das Plasma nichtideale oder stark gekoppelte Eigenschaften an. In Gleichung 2.1 wurde bereits der Gamma-Parameter zu diesem Zweck eingeführt. Nach Gleichung 2.2 gilt:

$$\Gamma \propto \frac{\sqrt[3]{n_i}}{T}. \quad (5.1)$$

Die Kopplung ist folglich wesentlich stärker von der Temperatur als von der Teilchendichte abhängig. Hinzu kommt, dass die mittlere Ionisationsstufe, also die Zusammensetzung des Plasmas ebenfalls von der Temperatur abhängt, was wiederum einen Einfluss auf den Kopplungsparameter und damit auch auf die Leitfähigkeit hat. Eine möglichst exakte Temperaturmessung ist wünschenswert.

5.1.2 Strahlungstransportgleichung

Als Informationsquelle für Temperaturmessungen steht lediglich die emittierte Strahlung zur Verfügung. Aufgrund der optischen Dicke und des vorliegenden Lokalen Thermodynamischen Gleichgewichtes (LTE) gleicht das emittierte Spektrum einem schwarzen Strahler. Einzelne Linien werden nicht beobachtet. Durch Anpassen von Planck-Kurven an das gemessene spektrale Profil kann die Temperatur bestimmt werden.

Die spektrale Strahlungsdichte $L(\nu)$ ist die physikalische Größe, welche die an der Oberfläche des Plasmas austretende Strahlung beschreibt:

$$L(\nu) = \frac{d^3\Phi}{dA \cos\theta d\Omega d\nu} \quad \text{mit} \quad [L(\nu)] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ sr Hz}}, \quad (5.2)$$

wobei $d^3\Phi$ der Strahlungsfluss im Frequenzintervall $d\nu$ ist, der vom Flächenelement dA unter dem Winkel θ gegen die Flächennormale in den Raumwinkel $d\Omega$ emittiert wird (Abbildung 5.1). Die physikalische Information ist im spektralen Emissionskoeffizienten $\varepsilon(x, \nu)$ enthalten, welcher die lokale Emission im Plasma beschreibt:

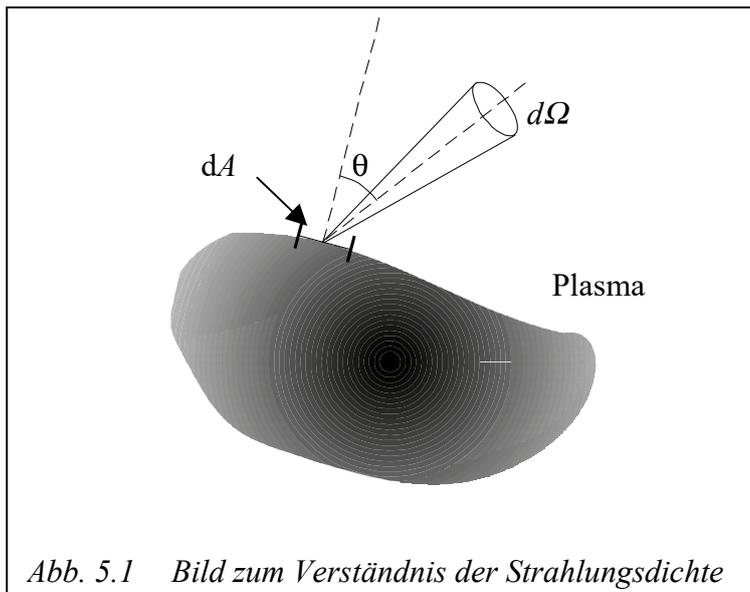


Abb. 5.1 Bild zum Verständnis der Strahlungsdichte

$$\varepsilon(x, \nu) = \frac{d^3\Phi}{dV d\Omega d\nu}, \quad (5.3)$$

$$\text{mit} \quad [\varepsilon(x, \nu)] = \frac{\text{W}}{\text{m}^3 \text{ sr Hz}}.$$

Wird die an einem Ort im Plasma emittierte Strahlung auf dem Weg zum Beobachter nicht wieder absorbiert, so spricht man von einem optisch dünnem Plasma. Die spektrale Strahlungsdichte

ist in diesem Fall das Integral des spektralen Emissionskoeffizienten entlang der Sichtlinie

$$L(\nu) = \int_{x_1}^{x_2} \varepsilon(x, \nu) dx. \quad (5.4)$$

Ist das Plasma räumlich homogen, so ist $\varepsilon = f(x)$ (isotrope Emission) und man erhält den einfachen Ausdruck:

$$L(\nu) = \varepsilon(\nu) |x_2 - x_1|. \quad (5.5)$$

Der Koeffizient $\varepsilon(\nu)$ kann leicht berechnet werden. Im Fall eines inhomogenen Plasmas muss man $L(\nu)$ entlang möglichst vieler Beobachtungsrichtungen messen und dann den lokalen Emissionskoeffizienten mit Hilfe der Computer-Tomographie berechnen. Liegt eine Zylindersymmetrie vor, so genügt es, die spektrale Strahlungsdichte in einer Richtung über den Querschnitt des Plasmas zu bestimmen und mittels einer „Abel-Inversion“ $\varepsilon(r, \nu)$ zu bestimmen.

Ein optisch dickes Plasma liegt vor, wenn die Selbstabsorption im Plasma nicht vernachlässigbar ist. Unter Vernachlässigung von Streuprozessen der Photonen ergibt sich die Strahlungstransportgleichung in der Form

$$dL(x, \nu) = [\varepsilon(x, \nu) - \kappa(x, \nu)L(x, \nu)] dx. \quad (5.6)$$

Sie gibt die Änderung der Strahlungsdichte in einer Plasmaschicht der Dicke dx an. Für den eingeführten effektiven Absorptionskoeffizienten $\kappa(x, \nu)$ gilt:

$$\kappa(x, \nu) = \kappa_{abs}(x, \nu) + \kappa_{stim}(x, \nu), \quad (5.7)$$

mit $\kappa_{abs} > 0$: Absorptionskoeffizient

und $\kappa_{stim} < 0$: Koeffizient der stimulierten Emission.

Man führt die Quellfunktion

$$S(x, \nu) = \frac{\varepsilon(x, \nu)}{\kappa(x, \nu)} \quad (5.8)$$

und die optische Dicke

$$\tau(x, \nu) = \int_0^{x_0} \kappa(x, \nu) dx \quad (5.9)$$

ein. Die optische Dicke ist ein Maß für die Undurchsichtigkeit des Plasmas. Beim Durchgang durch eine Plasmaschicht einer optischen Dicke $\tau = 1$ fällt die Strahlungsdichte auf das $1/e$ -fache ab. Berücksichtigt man die Gleichungen 5.6 bis 5.9, so erhält man eine modifizierte Strahlungstransportgleichung in der Form

$$\frac{dL(x, \nu)}{d\tau(x, \nu)} = L(x, \nu) - S(x, \nu). \quad (5.10)$$

Die Lösung dieser Gleichung liefert die spektrale Strahlungsdichte $L(x_0, \nu)$ an der Plasmaoberfläche $x = 0$, also die ausschließlich messbare Größe

$$L(\nu) = \int_0^{\tau(x_0, \nu)} S(x_0, \nu) e^{-\tau(x_0, \nu)} d\tau. \quad (5.11)$$

Die Integration erfolgt hier über die Sichtlinie, obwohl sie eigentlich entlang der Strahltrajektorie verlaufen müsste.

Da zum einen Emissions- und Absorptionskoeffizient unterschiedliche Frequenzabhängigkeiten aufweisen können und zum anderen die Besetzungsdichten der einzelnen Zustände durch die Absorptionsprozesse beeinflusst werden, ist die zur Lösung von Gleichung 5.11 notwendige Integration über die optische Dichte für ein inhomogenes Plasma nicht direkt ausführbar.

Für ein homogenes Plasma hingegen entfällt die Ortsabhängigkeit in Gleichung 5.11 und die Integration lässt sich ausführen. Als Lösung an der Oberfläche des Plasmas erhält man:

$$L(\nu) = S(\nu) [1 - e^{-\tau(\nu)}]. \quad (5.12)$$

In diesem Fall des homogenen Plasmas ist der Absorptionskoeffizient nicht vom Ort abhängig und die Integration in Gleichung 5.9 ergibt für die optische Dicke:

$$\tau(\nu) = \kappa(\nu) x_0, \quad (5.13)$$

mit x_0 : Durchmesser des Plasmas entlang der Sichtlinie.

Im optisch dünnen Fall ($\tau \ll 1$) führt eine Taylor-Entwicklung der Exponentialfunktion in Gleichung 5.12 konsistent wieder zu Gleichung 5.5. Die spektrale Strahlungsdichte ist also in diesem Fall proportional zur Plasmalänge.

Im optisch dicken Fall muss der Strahlungseinfang berücksichtigt werden. Aus Gleichung 5.12 folgt dann sofort die Gleichheit von spektraler Strahlungsdichte und Quellfunktion. Für die beiden Grenzfälle optisch dick und optisch dünn lässt sich zusammenfassen:

$$\begin{aligned} \tau(\nu) \ll 1: & \quad L(\nu) = S(\nu) \tau(x_0, \nu) = \varepsilon(\nu) x_0, \\ \tau(\nu) \gg 1: & \quad L(\nu) = S(\nu). \end{aligned} \quad (5.14)$$

Ist das Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht, gehorchen also die Besetzungsdichten der Atome und Ionen der Boltzmann-Verteilung, ist die Geschwindigkeits-Verteilung der Elektronen eine Maxwell-Verteilung und wird in $x(\nu)$ die stimulierte Emission berücksichtigt, so ist die Quellfunktion und somit auch die spektrale Strahlungsdichte durch die Planck-Funktion gegeben und das Plasma strahlt wie ein schwarzer Körper. Die Temperatur kann also durch Anpassen von Planck-Funktionen an das gemessene spektrale Strahlprofil bestimmt werden.:

$$L(\nu, T) = S(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{(h\nu)/(k_B T_e)} - 1}. \quad (5.15)$$

Ist das Plasma zwar optisch dick, jedoch inhomogen, folgt aus Gleichung 5.11 nach wiederholter partieller Integration im Grenzfall $\tau(\nu) \rightarrow \infty$:

$$L(\nu) = S(0, \nu) + \frac{d}{d\tau} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \frac{d^2}{d\tau^2} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \dots \quad (5.16)$$

Auf der anderen Seite folgt aus dem MacLaurin-Theorem:

$$S[\tau(x, \nu) = 1, \nu] = S(0, \nu) + \frac{d}{d\tau} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \frac{1}{2} \frac{d^2}{d\tau^2} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \dots \quad (5.17)$$

Kombiniert man Gleichung 5.16 mit 5.17, erhält man:

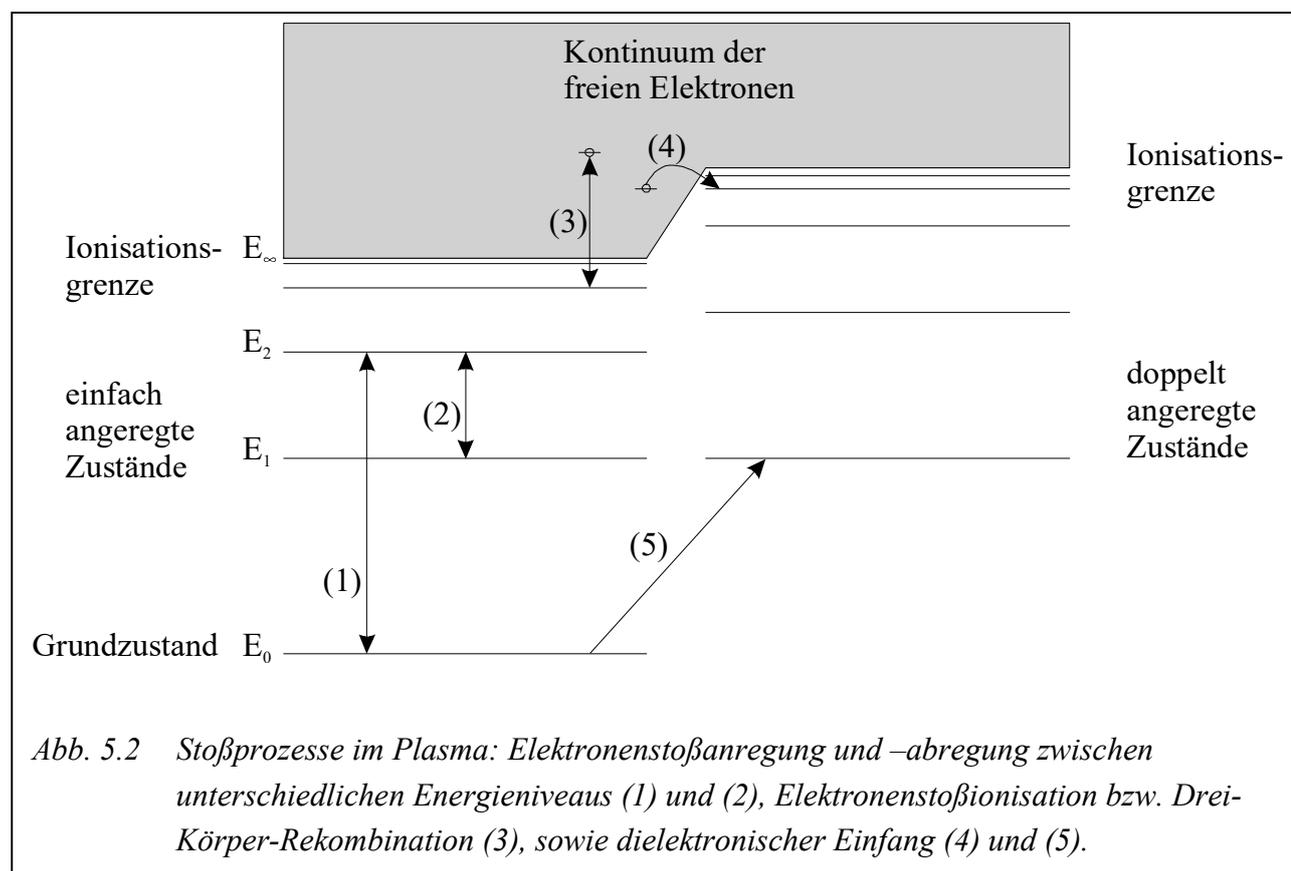
$$L(\nu) = S[\tau(x, \nu) = 1, \nu] + \frac{1}{2} \frac{d^2}{d\tau^2} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \dots \quad (5.18)$$

Die an der Oberfläche eines optisch dicken Plasmas beobachtete spektrale Strahlungsdichte $L(\nu)$ ist also näherungsweise gleich der Quellfunktion an der Stelle im Plasma, an der die optische Dicke $\tau(x, \nu) = 1$ ist, wenn man die Terme höherer Ordnung bei der Berechnung vernachlässigt. Demzufolge ist die in verschiedenen Spektralregionen gemessene Strahlungsdichte $L(\nu)$ ortsabhängig bezüglich der Sichtlinie [Kun94]. Je größer die optische Dicke $\tau(x, \nu)$ wird, desto mehr konzentriert sich der messbare Strahlungsbeitrag auf eine immer dünnere Oberflächenschicht.

5.1.3 Stoßprozesse

Im Gegensatz zur Strahlung von dichten kosmischen Plasmen können dichte Laborplasmen nur in begrenzten Spektralbereichen mit Planck-Kurven verglichen werden, da Stoßprozesse einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss haben. Ansätze für eine Modellierung einer Drahtentladung auf Basis eines Stoßstrahlungsmodells liefern beispielsweise Pöckl et al. [Pöc94].

Besonders wichtig im Zusammenhang mit Stoßprozessen sind die Stöße der Elektronen, da diese aufgrund ihrer kleinen Masse bei einem Stoß mit einem Elektron eines Atoms effizient Energie auf den Stoßpartner übertragen können [Kun89]. In Abbildung 5.2 sind die wichtigsten stoßinduzierten Prozesse dargestellt. Quantenmechanische Auswahlregeln brauchen im Gegensatz zu Strahlungsprozessen nicht berücksichtigt zu werden. Stoßübergänge sind zwischen allen Zuständen möglich: Stoßprozesse sind zwischen dem Grundzustand und einem angeregten Zustand (1) oder zwischen zwei angeregten Zuständen möglich (2). Elektronenstöße können auch eine Ionisation bewirken (3). Dabei ist auch der jeweilige Umkehrprozess zu berücksichtigen, da ein angeregter Zustand durch einen Elektronenstoß sowohl be- als auch entvölkert werden kann. Zur Stoßionisation ist beispielsweise der Drei-Körper-Rekombinationsprozess die Umkehrung. Bei der Rekombination eines Elektrons mit einem Ion nimmt ein drittes Elektron die frei werdende Energie des rekombinierten Elektrons in Form kinetischer Energie auf. Es werden zwei Elektronen benötigt, weshalb dieser Prozess quadratisch von der Elektronendichte abhängt. Der Drei-Körper-Rekombinationsprozess bevölkert vornehmlich hoch angeregte Zustände.



Beim dielektronischen Einfang wird ein freies Elektron in einen doppelt angeregten Zustand eingefangen (4), gleichzeitig wird ein zweites Elektron entsprechend angeregt (5). Dieser Prozess kann in heißen Plasmen niedriger Dichte dominant werden.

Des weiteren können noch Ladungsaustauschstöße vorkommen, an denen Moleküle, Atome oder Ionen teilnehmen können. Der Wirkungsquerschnitt ist nur für Stöße zwischen neutralen und hoch angeregten Zuständen groß. Da im vorliegenden Plasma vornehmlich nur die erste Ionisationsstufe vorhanden ist, treten Ladungsaustauschstöße nicht auf.

5.2 Das prinzipielle spektrale Profil

Die gemessenen spektralen Profile von Kohlenstoff und Zink bestehen im sichtbaren Spektralbereich ausschließlich aus kontinuierlicher Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung. Ein Linienspektrum wird nicht beobachtet. Lediglich gegen Ende der Entladung, nachdem die Kapillare gebrochen ist, sind einige Absorptionslinien aus der kälteren, verdünnten Randschicht des Glas-Plasma-Luftgemisches zu sehen, welche jedoch für Messungen nicht relevant sind, da zu diesen Zeiten keine Leitfähigkeiten mehr gemessen werden.

5.2.1 Gedanken zur optischen Tiefe

Für den Fall eines homogenen Plasmas in LTE und einer optischen Dicke $\tau(x, \nu) \geq 4$ weicht die spektrale Strahlungsdichte um weniger als zwei Prozent von der eines Planckschen Strahlers ab. Da für die optische Dicke

$$\tau(\lambda) \propto \lambda^3 \quad (5.19)$$

gilt, ist das Plasma für kurze Wellenlängen optisch dünn. Die spektrale Strahlungsdichte liegt unter der eines schwarzen Körpers und es sind Linien zu beobachten.

Für Wasserstoff-ähnliche Plasmen kann man nach Drawin [Dra65] folgende Abschätzung für den spektralen Absorptionskoeffizienten der Kontinuumstrahlung machen:

$$\kappa(\lambda, T) = 2,01 \cdot 10^{-63} \cdot \frac{Z^2}{2hc} \frac{n_i n_e}{\sqrt{kT_e}} \cdot \lambda^3, \quad (5.20)$$

mit Z : effektiver Ionisationsgrad ($Z=0$ für neutrales Atom)
und n_i, n_e : Ionen- bzw. Elektronendichte.

Für ein Plasma der Temperatur $T = 10000$ K, einer effektiven Ladung $Z = 1$, einer Dichte $n_i = 5 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3}$ und einer Elektronendichte $n_e = 1 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ als ungünstige Randwerte der untersuchten Plasmen ergibt sich der Absorptionskoeffizient zu

$$\kappa = 6,81 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-4} \lambda^3. \quad (5.21)$$

Berechnet man unter Zuhilfenahme von Gleichung 5.13 für die Wellenlänge $\lambda = 400$ nm den Ort des Plasmas, an dem die optische Tiefe $\tau = 1$ ist, also den Ort, an dem die Temperatur gemessen wird, so erhält man:

$$x_0 = 23 \mu\text{m}. \quad (5.22)$$

Die Temperatur wird folglich an der Oberfläche des Plasmas gemessen. Eine Temperaturmessung im Kern der Plasmasäule wäre hingegen prinzipiell nur im Vakuum-UV- (VUV-) Bereich möglich. Die Methode mittels Planck-fit ist aufgrund des im VUV zu erwartenden Linienspektrums nicht möglich. Linienabsorption, Linienintensitätsvergleiche oder Linienverbreiterungen könnten für die Temperaturbestimmung prinzipiell genutzt werden. Bei Zink und besonders bei Kohlenstoff existieren jedoch Linienbänder, so dass auch diese Methoden äußerst schwierig anwendbar sind.

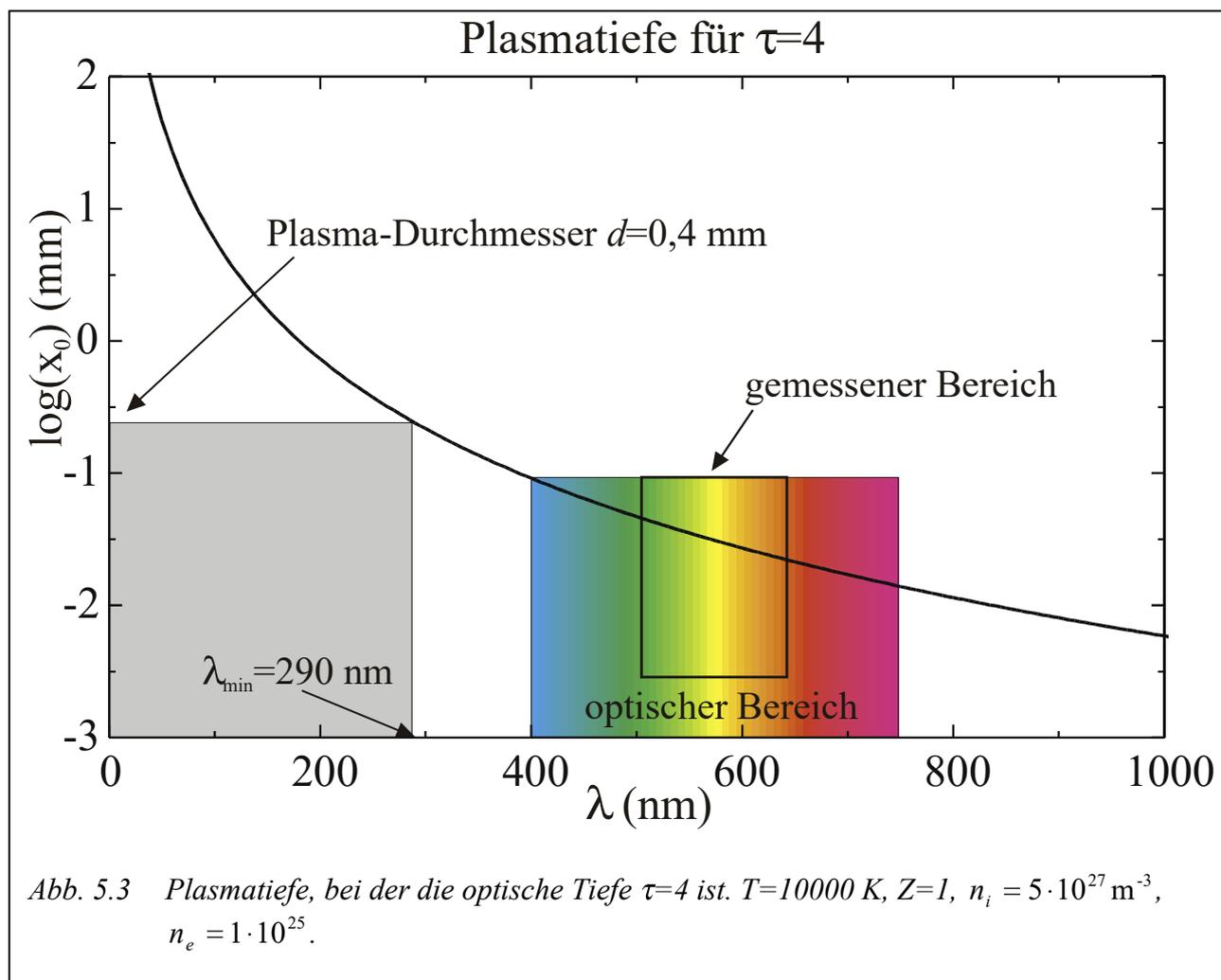


Abbildung 5.3 veranschaulicht den Ort im Plasma, an dem die optische Tiefe $\tau = 4$ ist, also das Plasma optisch dick ist und die spektrale Strahlungsdichte der eines schwarzen Körpers gleicht. Grau markiert ist der kleinste verwendete Kapillar- und damit erzeugte Plasmadurchmesser. Für den Bereich $\lambda > 290$ nm ist das kontinuierliche Spektrum mit dem eines schwarzen Körpers zu vergleichen. Für dickere Kapillardurchmesser und damit Plasmadurchmesser liegt die Grenze noch weiter im VUV-Bereich. In der Abbildung ist der optisch sichtbare und der für die

Temperaturbestimmung benutzte Bereich markiert. Die Bedingung $\tau \geq 4$ ist dort erfüllt und die Messmethodik gerechtfertigt.

5.2.2 Gedanken zur „cut-off-Grenze“

Auf der anderen Seite des Spektrums, im Infraroten Bereich, wird die Gültigkeit der Planckschen Strahlungsformel durch die cut-off-Wellenlänge

$$\lambda_c = 2\pi c \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_e}{n_e e^2}} \quad (5.23)$$

begrenzt, da entweder die Strahlungsdichte sinkt oder aufgrund von Turbulenzen in den Grenzschichten sogar steigt. Bei den gegebenen Versuchsparametern liegt die cut-off-Wellenlänge bei

$$\lambda_c = 10,6 \mu\text{m}. \quad (5.24)$$

5.2.3 Aussehen der Spektren

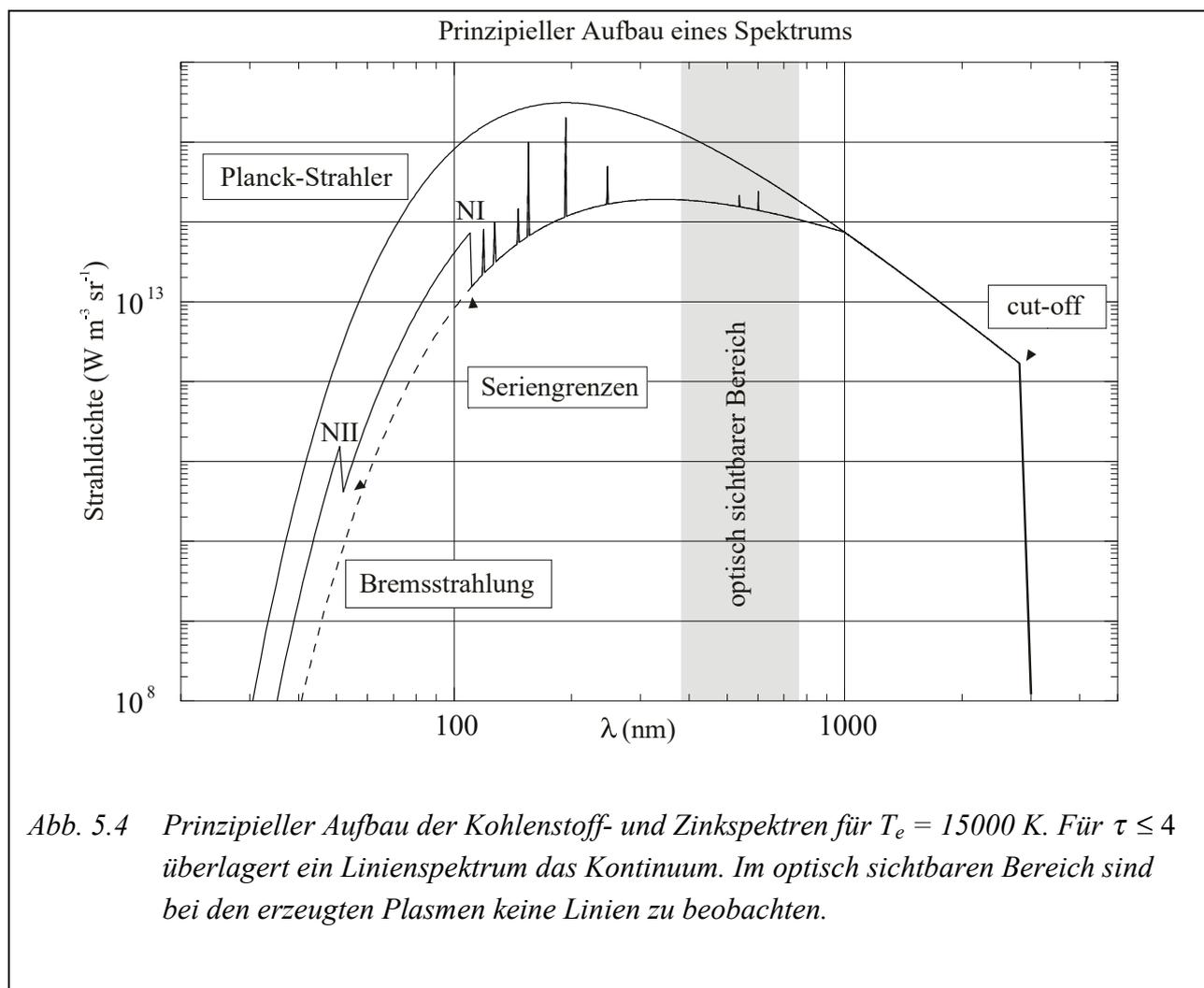
In Abbildung 5.4 ist ein prinzipielles spektrales Strahlprofil abgebildet, wie es unter den gegebenen Versuchsparametern zu erwarten ist. Die Planck-Kurve stellt die maximal mögliche Strahlungsdichte dar. Auf der kurzwelligeren Seite nimmt die optische Dicke ab und das Linienspektrum wird sichtbar ($\lambda \leq 290\text{nm}$), welches über dem kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrum, jedoch unter dem Planck-Spektrum liegt. Es treten Absorptionslinien, im wesentlichen die starken Resonanzlinien und Emissionslinien von ZnII mit niedrigem unterem Niveau auf. Seriengrenzen einiger Ionisationsstufen sind exemplarisch eingezeichnet. Auf der infraroten Seite des Spektrums liegt die cut-off-Grenze (symbolisch eingezeichnet), oberhalb derer die emittierte Strahlung das Plasma nicht verlassen kann, da sie absorbiert wird.

Im Spektrum werden während der relevanten Messzeit keinerlei Linien anderer Elemente oder Moleküle aus der Luft oder dem Elektrodenmaterial beobachtet. Das Plasma wird nicht durch diese beeinflusst. Auf eine Evakuierung des Entladungsgefäßes wurde daher zwecks Beschleunigung des Verfahrens verzichtet.

5.2.4 Grenzen der Temperaturbestimmung

Die Plasmatemperatur wird vornehmlich an der Oberfläche gemessen. Daher sind folgende Probleme denkbar:

- Inhomogene Temperaturverteilung im Plasma wird nicht erkannt
- Kühlungseffekte durch die Kapillare könnten auftreten



Nach Rakhel [Rak96] ist eine Veränderung des anfänglich homogenen Temperaturprofils im Plasma aufgrund der Verdampfung der äußeren Schichten möglich. Die äußeren Schichten des Plasmas wären folglich kälter als der Kern des Plasmas. In dem hier vorgestellten Experiment sorgt die Kapillare jedoch für eine Homogenisierung bzw. verhindert das Abdampfen der äußeren Schichten. Messungen von Krisch [Kri97] an Aluminium widerlegen eine Inhomogenität an den dort verwendeten Aluminium-Plasmen innerhalb der Kapillaren. Mit Hilfe von Absorptionmessungen war es bei Aluminium möglich, die Temperatur innerhalb des Plasmas zu messen.

Um mögliche Kühlungseffekte der Kapillarwand auf das Plasma nachzuweisen, wurden in einigen Messreihen die Kapillaren in zwei Teile zerschnitten und die Temperatur im Spalt zwischen den Kapillarahälften dort gemessen, wo kein Kontakt des Plasmas mit der Kapillarwand stattfindet. Eine Abweichung konnte innerhalb der Messunsicherheit jedoch nicht eindeutig festgestellt werden. Lediglich die Abnahme der Lichtintensität lässt auf einen Kühlungseffekt schließen. Die Kühlung liegt maximal im Bereich von 20 %.

Mit der eingesetzten Meßmethode kann die Temperatur bis auf $\pm 1000\text{ K}$ bestimmt werden. Eine Verbesserung ist trotz umfangreicher, wiederholter Neukalibrationen der gesamten Messapparatur

mit geeichten Wolframbandlampen und Bildung großer Ensembles von Einzelmessungen in jeder Messreihe nicht möglich. Die begrenzte OMA-Sensitivität erzwingt Belichtungszeiten von teilweise über 50 ns, in der sich die Temperatur bereits in diesen Größenordnungen ändert. Auch die Reproduzierbarkeit der Plasmen liegt in diesem zeitlichen Bereich, weswegen eine genauere Messung unmöglich ist.

5.3 Rechtfertigung zur Annahme des LTE

Um die Plasmatemperatur mittels der Planck-fit-Methode messen zu können, muss sich das Plasma im Lokalen Thermischen Gleichgewicht (Local Thermodynamic Equilibrium) LTE befinden. Aufgrund dessen ist eine Überprüfung dieser Voraussetzung erforderlich.

Dominieren in einem Plasma die stoßinduzierten Übergänge, überwiegt also die Elektronenstoßabregungsrate aller Übergänge einschließlich der starken Resonanzübergänge die zugehörigen Strahlungsabregungsrate um mindestens eine Größenordnung, gilt für das vorliegende Plasma das Modell des LTE vollständig. Dies ist in der Regel bei dichten Plasmen der Fall. Trifft diese Bedingung lediglich für Übergänge höherer Quantenzahlen zu, spricht man vom partiellen lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (PLTE). Die Resonanzlinien können im PLTE sichtbar werden. Verschiedene Autoren haben sich ausführlich mathematisch mit der Ableitung von Gültigkeitskriterien für das LTE beschäftigt und sind zu annähernd gleichen Resultaten gekommen [Wil62, Gri63, Whi65].

Das LTE ist eine Erweiterung eines strengeren Modells, dem (vollständigen) thermodynamischen Gleichgewicht (TE). Werden alle Verteilungsfunktionen eines Systems lediglich durch eine einzige Zustandsgröße, nämlich die Temperatur beschrieben, so ist es im thermischen Gleichgewicht (TE). Aufgrund dessen kann man umgekehrt die Temperatur des Systems aus der emittierten Strahlung ableiten. Für ein Plasma im thermischen Gleichgewicht gelten folgende Verteilungsfunktionen:

- Alle Teilchen haben eine orts- und zeitunabhängige Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung
- Die Besetzungsdichten atomarer Zustände gehorchen der Boltzmann-Verteilung
- Die Verteilung von Atomen, Ionen und Elektronen genügt der Saha-Eggert-Gleichung
- Das spektrale Strahlprofil des emittierten Lichtes entspricht der Planckschen Strahlungsformel

Da bei Laborplasmen die Dichten nicht hoch genug sind, um ausschließlich stoßgekoppelte Prozesse ablaufen zu lassen, und aufgrund der Transparenz des Plasmas in einigen Spektralbereichen, verliert das Plasma Energie durch Strahlung. Dieser irreversible Prozess verhindert die Einstellung eines vollständigen thermischen Gleichgewichtes. Man führt das LTE ein, um dissipative Prozesse näherungsweise erfassen zu können.

Die nachfolgende Abschätzung zur Rechtfertigung der Annahme des LTE richtet sich nach Griem [Gri64]:

Aufgrund der transienten Natur des Plasmas müssen sowohl Zeitkonstanten als auch Stoßwahrscheinlichkeiten über die Elektronendichte abgeschätzt werden, um die Existenz des LTE

zu beweisen. Abweichungen vom LTE könnten durch Relaxationseffekte auftreten. Es genügt, die Relaxationszeit über den stärksten möglichen Resonanzübergang abzuschätzen, da dies der begrenzende „Ratenlimitierungsprozess“ ist. Die Relaxationszeit für ein einfach ionisiertes Plasma wird beschrieben durch:

$$\tau_i \leq 0,1 \frac{g_1}{A_{21} g_2} \left(\frac{n_i}{n_a + n_i} \right) e^{E_{21}/k_B T}, \quad (5.25)$$

mit: n_i : Ionendichte,

n_a : Atomdichte

und E_{21} : Energie des Resonanzüberganges.

Diese Abschätzung ist möglich, da im LTE zum einen die Stoßabregungsrate größer ist als die Übergangswahrscheinlichkeit des Strahlungsprozesses, zum anderen Stoßanregung und Stoßabregung dem detaillierten Gleichgewicht unterliegen. Abbildung 5.5 gibt die Relaxationszeiten der

Material	Übergang	λ (nm)	τ_i (ns)	τ_{Plasma} (ns)
Kohlenstoff	2p ² P-3d ² D	68,7	49,2	800
Zink	4s ² S-4p ² P	202,5	2,8	105

Abb. 5.5 Tabelle der Relaxationszeiten τ_i der Resonanzlinien von CII, ZnII und der mittleren Plasmalebensdauer τ_{Plasma} . Da $\tau_{\text{Plasma}} \gg \tau_i$, ist die zeitliche Bedingung für ein LTE-Plasma erfüllt.

starken Resonanzlinien von einfach ionisiertem Kohlenstoff und Zink an und vergleicht diese mit der Plasmalebensdauer. Da die Relaxationszeiten deutlich kleiner sind als die Plasmalebensdauer, sind Abweichungen von LTE aufgrund von Relaxationszeiten nicht zu erwarten.

Um die Bevölkerung aller Zustände der Boltzmann-Verteilung entsprechen zu lassen, muß die Elektronendichte im Plasma hinreichend groß sein. Griem gibt folgende Abschätzung als Kriterium an:

$$n_e \geq 3,9 \cdot 10^{17} z^7 \sqrt{\frac{k_B T}{z^2 E_H}} \text{ cm}^{-3}. \quad (5.26)$$

mit z : Ladungszahl

und E_H Ionisationsenergie des Wasserstoffs.

Bei einer Plasmatemperatur von $T=10000$ K erhält man als Grenzdichte:

$$n_{e,Grenz} = 9,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}. \quad (5.27)$$

Im gesamten Messraum ist die Elektronendichte größer, womit auch diese Bedingung erfüllt ist. Da Reabsorptionsprozesse die Strahlungszerrfallsraten reduzieren, verschiebt sich die Gültigkeitsgrenze für das LTE-Regime weiter zu tiefen Niveaus und damit zu geringeren Elektronendichten, was noch eher die Annahme eines LTE-Plasmas rechtfertigt.

Da beide Bedingungen für die erzeugten Plasmen erfüllt sind, kann das LTE als gültiges Besetzungsmodell vorausgesetzt werden. Das Gleichgewicht wird durch die Elektronen hergestellt, deren Geschwindigkeitsprofil während der gesamten Untersuchungszeit einer Maxwell-Verteilung unterliegt.

5.4 Abschätzung der Elektronendichte

Die in den erzeugten Plasmen vorliegenden Elektronen werden im folgenden mit zwei Modellen abgeschätzt. Messungen an Aluminium von Krisch [Kri97] haben gezeigt, dass die Elektronendichte messtechnisch nur äußerst schwierig und mit großer Messunsicherheit zu bestimmen ist. Die Elektronendichte wurde dort über die Stark-Verbreiterung und mit Hilfe inverser Bremsstrahlung bestimmt. Die Fehlergrenze liegt jedoch trotz erheblicher Anstrengungen bei bis zu zwei Größenordnungen. In dieser Arbeit wurde daher auf die Messung der Elektronendichte verzichtet und stattdessen eine theoretische Abschätzung vorgenommen.

5.4.1 Elektronendichte aus dem SESAME-Datensatz

Der SESAME-Datensatz [SES92] ist ein vom Los Alamos National Laboratory ständig überarbeitetes Tabellenwerk für über 150 Materialien, welches in den USA als Standard-Tabellenwerk angesehen wird.

Die Elektronendichten in der SESAME-Tabelle werden mit dem Rinker-Code berechnet. Dabei wird eine vollständige Partialwellen-Analyse der relativistischen Zustandsdichten aufgestellt und die elastischen Streuquerschnitte in einem selbstkonsistenten Ionenpotential berechnet. Einkomponenten-Plasma-Strukturfaktoren werden für die Ionenkorrelationen berechnet.

Bei einer Temperatur von $T = 10000 \text{ K}$ und einer Teilchendichte von $n_T = 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ findet man in der Tabelle folgende Elektronendichten:

$$\text{Kohlenstoff:} \quad n_{e,C} = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (5.28)$$

$$\text{Zink:} \quad n_{e,Zn} = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (5.29)$$

Für beide Materialien ist die rechnerische Elektronendichte größer als die Grenz-Elektronendichte aus Gleichung 5.27, wie es für die Annahme des LTE-Plasmas gefordert wird.

5.4.2 Abschätzung mit Hilfe der Saha-Eggert-Gleichung

Mit Hilfe der Saha-Eggert-Gleichung lässt sich die Elektronendichte für Plasmen im LTE berechnen:

$$S_i(T) = \frac{n_{i+1} n_e}{n_i} = \frac{2u_{i+1}(T)}{u_i(T)} \cdot \underbrace{\frac{(2\pi m_0 k_B)^{3/2}}{h^3} T^{3/2} e^{-\frac{E_i - \Delta E_i}{k_B T}}}_{=: S^*}, \quad (5.30)$$

mit $n_{i,(i+1)}$: Teilchendichte aller i , $(i+1)$ -fach ionisierten Teilchen,

$u_{i,(i+1)}$: Zustandssumme aller i , $(i+1)$ -fach ionisierten Teilchen,

m_0 : Ruhemasse des Elektrons,

k_B, h : Boltzmann-Konstante und Planck-Konstante,

E_i : Ionisationsenergie,

ΔE_i : Korrekturterm der Ionisationsenergie aufgrund elektrischer Mikrofelder im Plasma, ($\Delta E_i = f(n_e)$). Unsöld [Uns49], Brunner [Bru60] und Griem [Gri62] haben unterschiedliche Formeln zur Berechnung von ΔE_i hergeleitet.)

und S^* : „reduzierte“ Saha-Eggert-Gleichung.

Für die reduzierte Saha-Eggert-Gleichung gilt folglich:

$$S^* = \frac{(2\pi m_0 k_B)^{3/2}}{h^3} T^{3/2} e^{-\frac{E_i - \Delta E_i}{k_B T}}. \quad (5.31)$$

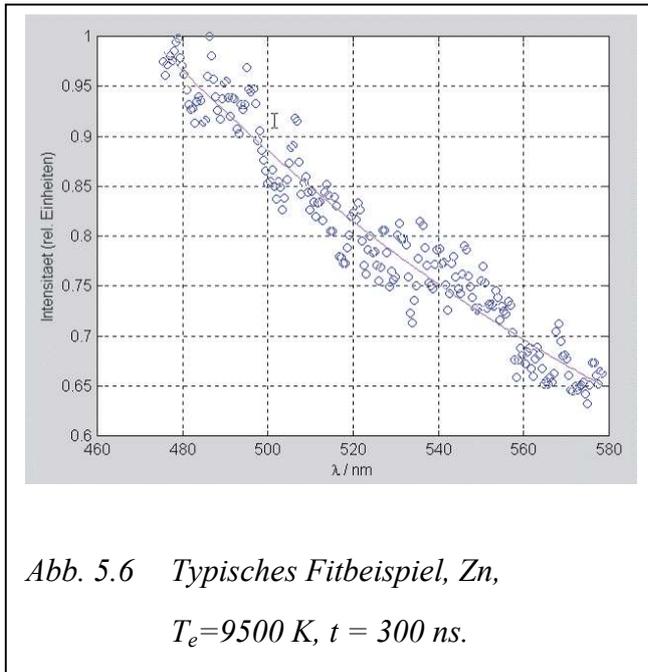
Drawin [Dra65] hat für eine Reihe von Elementen Werte für die „reduzierte“ Saha-Eggert-Gleichung, die Gewichtungsfunktionen und die Korrekturterme nach Unsöld [Uns49] tabellarisch angegeben. Unter Berücksichtigung eines einfach ionisierten Plasmas erhält man je nach eingesetzter Temperatur und Dichte für Kohlenstoff und Zink unter Berücksichtigung einer Ionisationsenergieerniedrigung $\Delta E_i = (0,5 \dots 1,5) \text{ eV}$ einen Bereich der Elektronendichte von

$$n_{e,SE} = (0,5 \dots 1,5) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}. \quad (5.32)$$

Auch mit dieser Abschätzung ist die Elektronendichte im Plasma größer als die Mindestelektronendichte nach Gleichung 5.27.

5.5 Temperaturbestimmung mittels Planck-Fit

Mit den oben aufgezeigten Annahmen eines optisch dicken Plasmas im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht, wird die Plasmatemperatur mittels Planck-Fit an die gemessenen spektralen Strahlungsdichten bestimmt. Abbildung 5.6 zeigt ein typisches Beispiel für einen solchen numerischen Optimierungs-fit. Berücksichtigt wird der optisch sichtbare Spektralbereich von $460 \text{ nm} \leq \lambda \leq 580 \text{ nm}$.

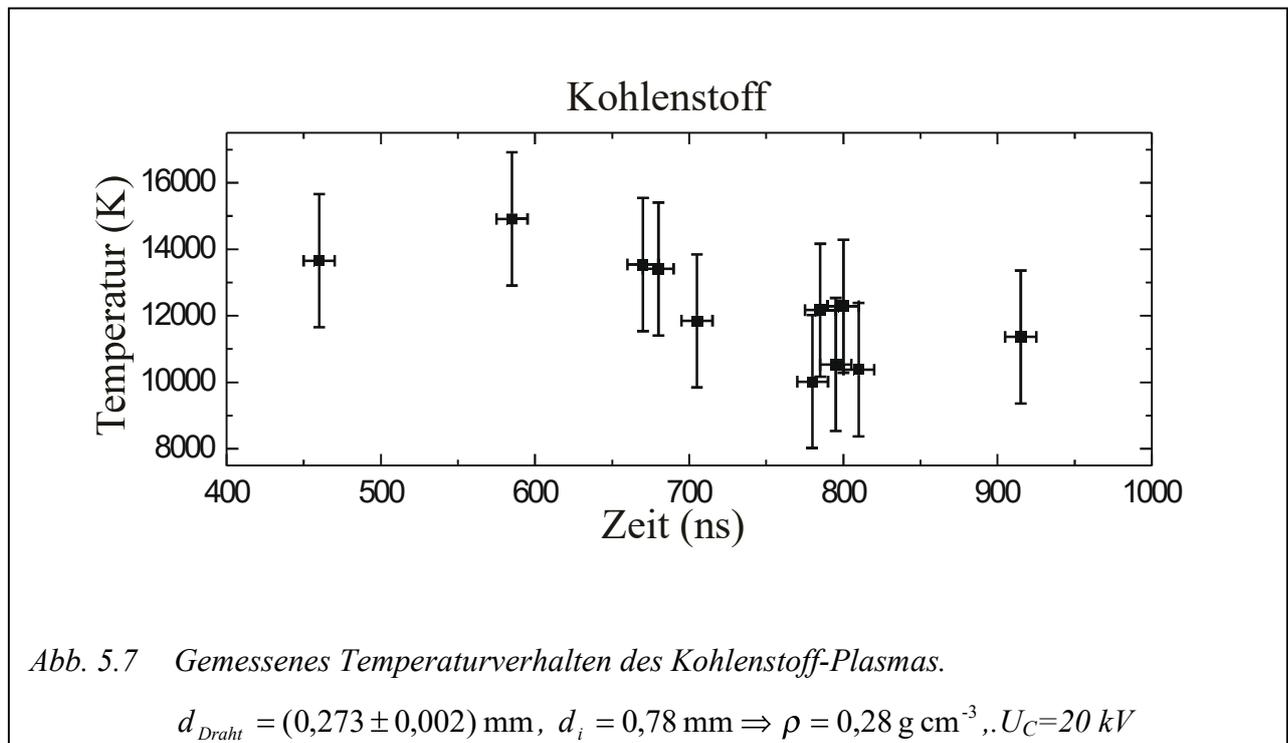


Das gemessene Strahlprofil ist blau zu sehen. Der optimale Fit ist als violette Kurve hindurchgelegt.

Die Temperatur wird an einem Ort im Plasma mit der optischen Tiefe $\tau = 1$ gemessen. Das spektrale Empfindlichkeitsprofil der Apparatur, bestehend aus Linsen, Filtern zur Unterdrückung von höheren Ordnungen, Lichtleitkabel, Spektrometer und O-SMA-System wird durch Eichmessungen mit einer Wolframbandlampe berücksichtigt. Das von einer Wolframbandlampe emittierte Spektrum eines grauen Strahlers wird gemessen und durch Bildung einer Eichfunktion an ein theoretisches Planck-Profil eines grauen Strahlers angepasst. Die späteren spektralen Profile werden dann mit der

apparatespezifischen Eichfunktion multipliziert. Das Fit-Programm passt schließlich die bestmögliche Planck-Kurve an die gemessenen Spektren an.

5.6 Temperaturverhalten



Kohlenstoff

Abbildung 5.7 zeigt das Temperaturverhalten des Kohlenstoffplasmas als Funktion der Zeit. Die zeitliche Messunsicherheit rührt von der Integrationszeit des OMA-Systems und der zeitlichen Reproduzierbarkeit der einzelnen Plasmen her. Die Unsicherheit in der Temperatur ist der statistische Fehler vieler Einzelmessungen.

Es fällt auf, dass die Temperatur nahezu konstant bleibt. Innerhalb der Messunsicherheit ist keine nennenswerte Temperaturänderung zu beobachten. Zu erwarten ist ein Temperaturanstieg aufgrund der Energiezufuhr durch ohmsche Heizung in diesem Zeitintervall. Kühlungseffekte an der Kapillarwand könnten für das beobachtete Verhalten verantwortlich sein. Messungen der Temperatur zwischen den Kapillaren geben jedoch ein ähnliches Bild. In diesem Fall ist eine Temperaturemniedrigung durch adiabatische Expansionsarbeit und kühlen der schnell expandierenden Plasmarandschicht anzunehmen. Eine Verbesserung der Temperaturmessung zwischen den Kapillaren konnte nicht erzielt werden.

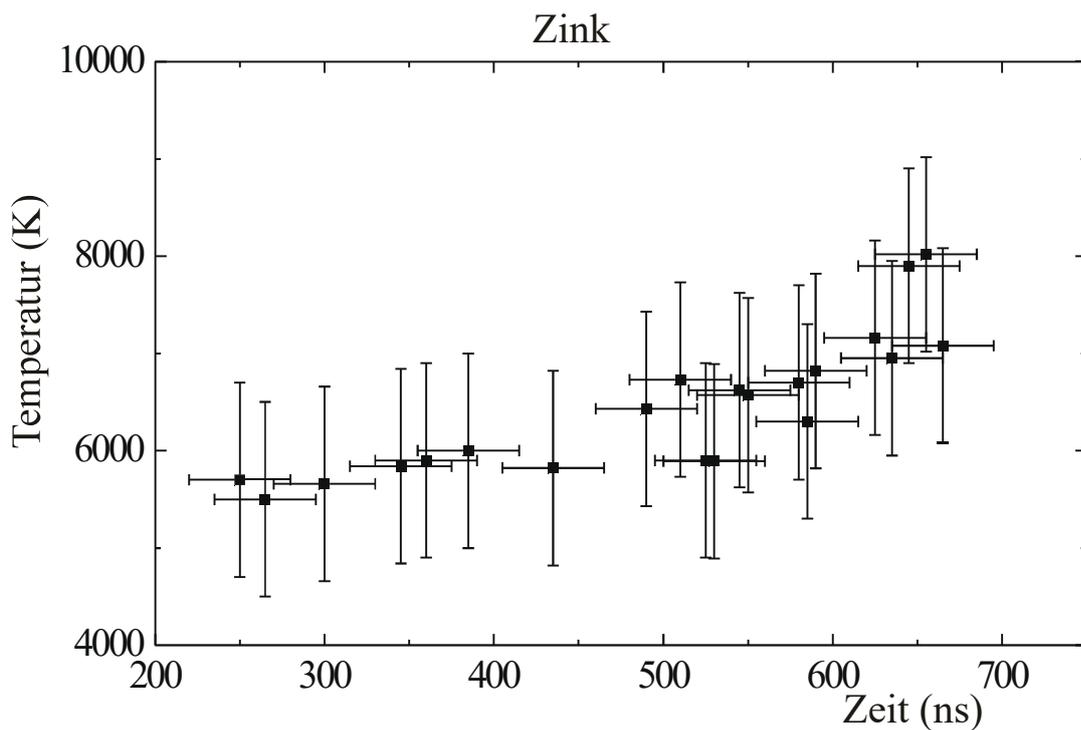


Abb. 5.8 Temperaturverhalten des Zink-Plasmas bei Verwendung von zwei halben Kapillaren. Beobachtet wird im entstehenden Spalt. $d_{\text{Draht}} = 0,38 \text{ mm}$, $d_i = 0,4 \text{ mm}$, $U_C = 20 \text{ kV}$.

Zink

Die Einschusszeit der Zinkplasmen liegt in der gleichen Größenordnung wie die notwendige Integrationszeit des OMA-Systems. Aufgrund dessen ist eine Temperaturmessung als Funktion der Zeit bei Zink messtechnisch nicht möglich, sofern man durch die Kapillare hindurch beobachtet. Es können lediglich Einzelmessungen der Temperatur als Funktion der Dichte bei unterschiedlichen Kapillarinneindurchmessern gemacht werden.

Hingegen ist es möglich, die Temperatur als Funktion der Zeit bei Verwendung von zwei halben Kapillaren zu messen. In diesem Fall beobachtet man im entstehenden Spalt zwischen den Kapillaren. Eine leichte Temperaturerhöhung ist bei dieser Anordnung zu beobachten (Abbildung 5.8). Aufgrund des verwendeten dickeren Drahtes ($d = 0,38 \text{ mm}$) ist der Temperaturanstieg nur mäßig. Die Tendenz ist jedoch deutlich sichtbar.

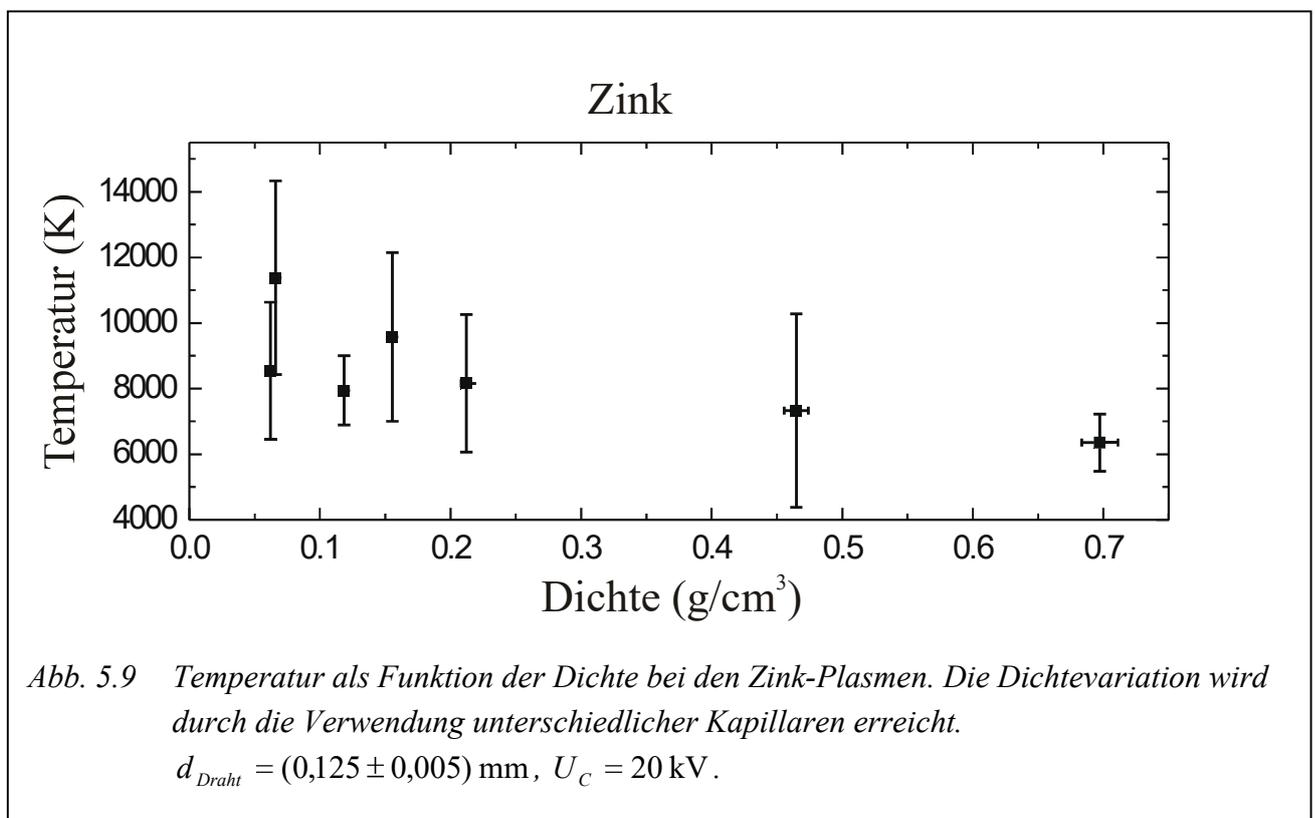


Abbildung 5.9 zeigt die durch unzerschnittene Kapillaren hindurch gemessenen Temperaturen als Funktion der Dichte. Die Dichtevariation ist mit Hilfe unterschiedlicher Kapillarinneindurchmesser erreicht worden. Gemessen wurde jeweils zum Zeitpunkt, an dem das Plasma die Kapillare gerade vollständig ausfüllt. Auch in diesem Fall ist ein eindeutiger Trend nicht zu beobachten. Die Plasmatemperaturen sind innerhalb der Messunsicherheiten nahezu konstant. Dies ist gut verständlich, führt man sich den Ablauf der Entladung noch einmal vor Augen (Kapitel 4.3): Nach dem Verdampfen des Drahtes expandiert das Plasma sehr schnell und erreicht daher in kürzester Zeit ($t < 50 \text{ ns}$) die Kapillarinnenwand. Da die Zeit bis zum Erreichen des Plasmazustandes

unabhängig von der Kapillare ist, ist die gesamte Zeit (Aufheizen und Erreichen des Plasmazustandes + Expansion und Ausfüllen der Kapillaren) nahezu unabhängig von dem Kapillarinnendurchmesser. Folglich beobachtet man zur selben Zeit und es wird bei allen Aufnahmen nahezu die gleiche Energie in das Plasma hineingesteckt. Somit ist es nicht verwunderlich, dass die gemessenen Temperaturen nahezu unabhängig von der Dichte ist.

5.7 Verhältnis von Ionen- zu Elektronentemperatur

Um den Unterschied zwischen Elektronen- und Gesamtemperatur in den Plasmen abschätzen zu können, wird die Beziehung von Finckelnburg und Maecker [Fin56] für stationäre Entladungen herangezogen:

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{m_{Atom}}{m_e} \left(\frac{\lambda_e e E}{3kT_e} \right)^2, \quad (5.33)$$

mit E : angelegtes äußeres elektrisches Feld
und λ_e : mittlere freie Weglänge der Elektronen.

Der Term $\lambda_e e E$ gibt die Energie an, die ein Elektron aus dem elektrischen Feld innerhalb einer mittleren freien Weglänge λ_e bekommt. Die mittlere freie Weglänge wird aus der gemessenen Leitfähigkeit abgeschätzt. Die elektrische Leitfähigkeit ist definiert als:

$$\sigma = e n_e \mu_e, \quad (5.34)$$

mit μ_e : Elektronenbeweglichkeit.

Die Elektronenbeweglichkeit wird mit Hilfe der Boltzmann-Stoß-Gleichung berechnet. Man erhält schließlich für die mittlere freie Weglänge:

$$\lambda_e = \frac{8}{3} \frac{\sigma}{e^2 n_e} \sqrt{\frac{2 m_e k T_e}{\pi}} \cong 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}. \quad (5.35)$$

Mit steigender Ionenzahl wird der Unterschied zwischen Elektronen- und Ionentemperatur klein, da die Temperaturangleichung zunächst von den Elektronen über die Coulomb-Wechselwirkung auf die Ionen erfolgt. Die Ionen geben daraufhin aufgrund des günstigen Massenverhältnisses m_{Ion} / m_{Atom} sehr effektiv die thermische Energie an die Neutralteilchen weiter. Für ein Plasma mit $T_e = 10000 \text{ K}$, $E = 1 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ erhält man:

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} \cong 0,1\%. \quad (5.36)$$

Aus diesem Grund wird bei diesem Experiment nicht zwischen Elektronen-, Ionen- und Neutralteilchentemperatur unterschieden. Die starke Stoßkopplung im nichtidealen Plasma bewirkt eine schnelle thermische Angleichung aller Teilchen im Plasma.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die in diesem Experiment gemessenen Plasmatemperaturen im Bereich $7000 \text{ K} \leq T \leq 15000 \text{ K}$ liegen. Die Temperatur bleibt während des Messintervalls nahezu konstant. Obgleich von einem homogenen Plasma ausgegangen werden kann, können die am Plasmarand gemessenen Temperaturen aufgrund von Kühlungseffekten durch die Kapillaren geringfügig kleiner sein als die Plasma-Kerntemperatur.

5.8 Druckabschätzung

Eine Druckabschätzung mit Hilfe der SESAME-Daten ist nicht möglich, da für die Materialien Kohlenstoff und Zink keine diesbezüglichen Daten existieren. Um eine grobe Abschätzung für den

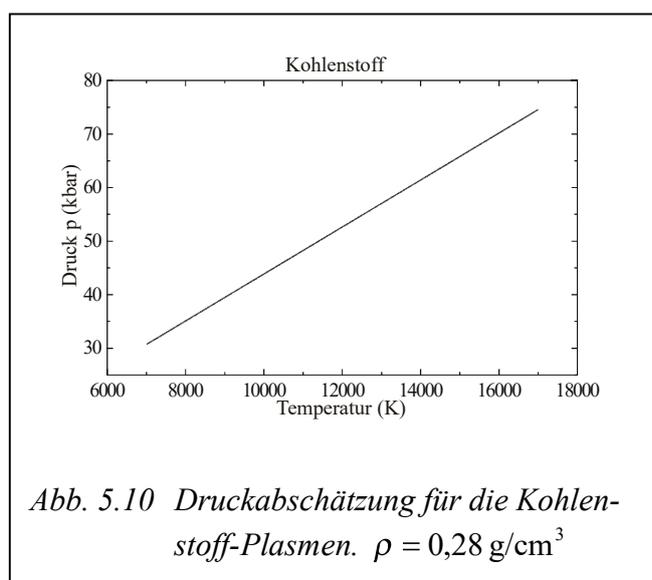


Abb. 5.10 Druckabschätzung für die Kohlenstoff-Plasmen. $\rho = 0,28 \text{ g/cm}^3$

Plasmadruck zu bekommen, wurde mit der idealen Gasgleichung $p \cdot V = NkT = n_T kT$ gerechnet.

Abbildung 5.10 zeigt die Ergebnisse. Bei einer Plasmatemperatur von $T = 1000 \text{ K}$ erwartet man danach einen Druck $p \cong 40 \text{ kbar}$. Ähnliche Werte ergeben sich rechnerisch für Zink.

Da das hier erzeugte nichtideale Plasma nur bedingt mit dem Modell eines idealen Gases verglichen werden kann, ist der angegebene Druck nur als grobe Abschätzung zu verstehen. Bedingt durch Schockwellen im Plasma können erheblich größere Drücke auftreten.

Am Rande einer solchen Schockwelle bei einigen hundert kbar wird der Druck mit Hugoniot-Kurven berechnet. Gryaznov et al. [GRY99] berechnen für Metalle wie Nickel thermodynamische Zustandsgrößen. Das chemische Modell wird von ihnen auf Schock-produzierte Plasmen erweitert. Bei Nickel bekommen sie Drücke von einigen hundert kbar bei Temperaturen von $T=50000 \text{ K}$. Skaliert man die Temperatur auf die mittels Draht-Explosionen produzierten Plasmen herunter, so zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung mit dem Druck, berechnet aus dem idealen Gasgesetz.

5.9 Der Kopplungsparameter

Nichtideale Plasmen werden durch den Kopplungsparameter Γ charakterisiert, welcher durch das Verhältnis von mittlerer potentieller Energie zu mittlerer kinetischer Energie definiert ist (Gleichung 2.1).

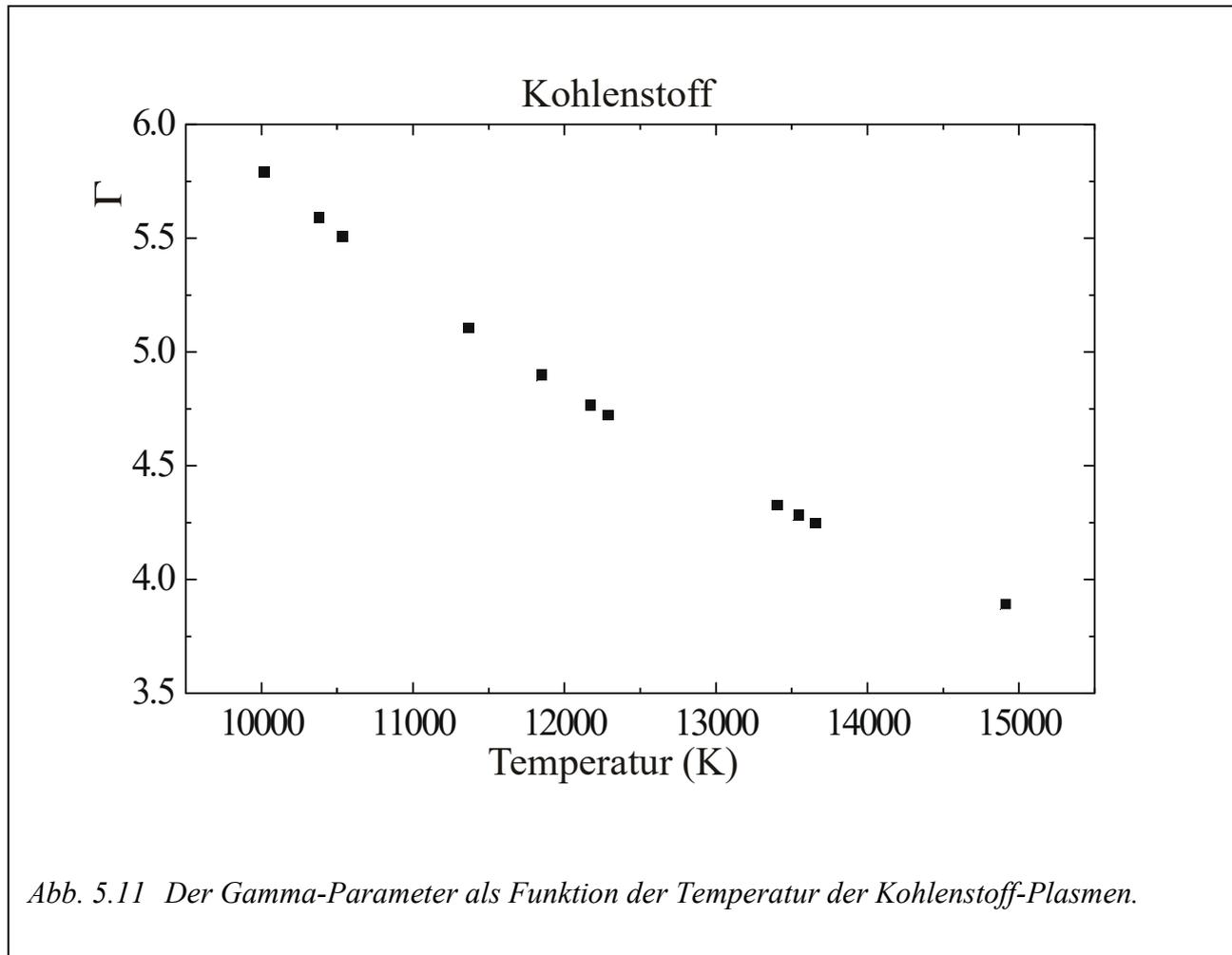
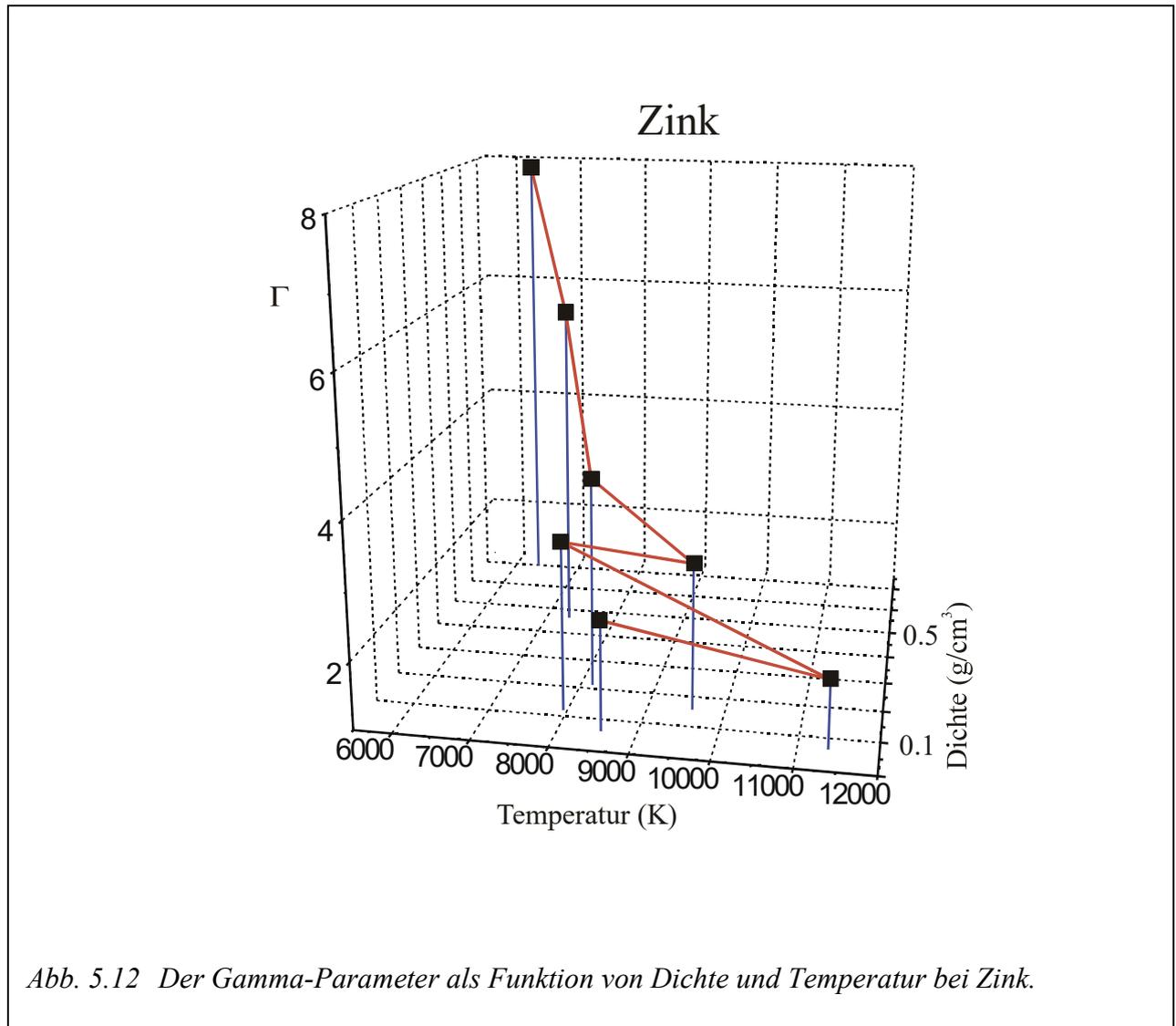


Abb. 5.11 Der Gamma-Parameter als Funktion der Temperatur der Kohlenstoff-Plasmen.

Für ein einfach ionisiertes Plasma ($z=1$) erhält man als Kopplungsparameter die in den Abbildungen 5.11 und 5.12 gezeigten Resultate. Die Elektronendichte ist aus den SESAME-Daten temperatur- und dichteabhängig interpoliert worden. Der Gamma-Parameter liegt bei Kohlenstoff im Bereich



$4 \leq \Gamma \leq 6$. Der Kopplungsparameter ist bei den Kohlenstoff-Plasmen nur eine Funktion der Temperatur, da die Dichte während des Messzeitraumes konstant bleibt.

In Abbildung 5.12 ist Γ als Funktion der Dichte und der Temperatur gemessen worden. Erwartungsgemäß steigt der Kopplungsparameter zu größeren Teilchendichten und kleineren Temperaturen. Bei den erzeugten Zinkplasmen liegt er im Bereich $2 \leq \Gamma \leq 8$. Die erzeugten Plasmen sind folglich nichtideal. Die Coulomb-Wechselwirkungen übersteigen die kinetischen Wechselwirkungen.

5.10 Strahlungsverluste

Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz ist die gesamte abgestrahlte Leistung der vierten Potenz der Temperatur proportional nach:

$$P \propto \sigma T^4, \quad (5.37)$$

mit der Stefan-Boltzmann Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$.

Um zu entscheiden, ob Kühlungsverluste durch Strahlungsverluste erklärt werden können, wird die gesamte im Messzeitraum abgestrahlte Energie mit der im gleichen Zeitraum eingekoppelten Energie verglichen.

Material	T_m (K)	Δt (ns)	A (m ²)	E_{rad} (J)	E_{input} (J)	$\frac{E_{rad}}{E_{input}}$ (%)
Kohlenstoff	12000	765	$1,15 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	180	$5,6 \cdot 10^{-6}$
Zink	10000	105	$3,02 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	9	$2,0 \cdot 10^{-6}$

Tab. 5.1 Vergleich von Strahlungsverlusten und eingekoppelter Energie: Strahlungsverluste brauchen bei energetischen Betrachtungen nicht berücksichtigt zu werden.

In Tabelle 5.1 wurden für die gemessenen durchschnittlichen Temperaturen während der Einschlusszeit der Plasmen die Strahlungsverluste mit den eingekoppelten Energien verglichen. Unschwer ist zu erkennen, dass der Energieverlust des Plasmas durch Strahlung um viele Größenordnungen unter dem Energiegewinn durch ohmsche Heizung im selben Zeitintervall liegt. Bei energetischen Betrachtungen brauchen Strahlungsverluste daher nicht berücksichtigt zu werden. Die erzeugten Plasmen kühlen sich strahlungsbedingt nicht ab.

6 Die elektrische Leitfähigkeit

Die elektrische Leitfähigkeit ist eine gut messbare Größe, welche in starkem Maße von grundlegenden thermodynamischen Größen eines Systems abhängt. Rückschlüsse auf diese sind möglich und die Verifikation von Modellen bietet sich an. Die Leitfähigkeit wird von der Elektronendichte, der Temperatur, dem Druck und der Ionisation eines Plasmas beeinflusst. Besonderes Interesse erweckt der Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung in nichtidealen oder stark gekoppelten Plasmen. Leitfähigkeitsmodelle für ideale Plasmen berücksichtigen lediglich Stöße aufgrund der thermischen Energie des Plasmas. Beim Übergang zu nichtidealen Plasmen, also bei größer werdendem Γ -Parameter, werden die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment größer, da die Coulomb-Wechselwirkungen die Leitfähigkeit zunehmend beeinflussen.

Auf der einen Seite gibt es Leitfähigkeitsmodelle für Metalle, in denen ein freies Elektronengas für die Leitung verantwortlich ist und Coulomb-Wechselwirkungen eine große Rolle spielen. Auf der anderen Seite steht das ideale Plasma, in dem die kinetischen Wechselwirkungen dominieren. Dazwischen liegen stark gekoppelte Plasmen. Leitfähigkeiten können hier nur sehr bedingt mit Modellen eines klassischen Leiters (Metall) oder eines idealen Plasmas erklärt werden. Die Untersuchung der elektrischen Leitfähigkeit in nichtidealen Plasmen ist daher von großem Interesse.

Erwärmt man ein gut leitendes Metall, so nimmt die Leitfähigkeit zunächst stark ab, da die Besetzung des Leitungsbandes bis zur Sättigung zunimmt und die Elektronenbeweglichkeit aufgrund dessen abnimmt. Der metallische Charakter nimmt ab. Während die Leitungselektronen im flüssigen Metall noch nahezu frei beweglich sind, sind die Elektronen in der Gasphase an die Atomrümpfe gebunden. Bei weiterer Erwärmung nimmt die Ionisation zu und die Leitung wird durch Ionen und wieder freie Elektronen getragen. Die Leitfähigkeit sinkt also zunächst und steigt anschließend wieder bei Erreichen des Plasmazustandes.

In diesem Kapitel werden einige Grundlagen über Leitfähigkeitsmodelle und Definitionen zusammengestellt. Verschiedene Ansätze zur Beschreibung der Leitfähigkeit in stark gekoppelten Plasmen werden beschrieben. Das Spitzer-Modell, welches Grundlage einiger Leitfähigkeitsmodelle idealer Plasmen ist, sowie die Ziman-Gleichung, Grundlage der Leitung im Metall, werden erwähnt. Anschließend werden neue Modelle zur Beschreibung nichtidealer Plasmen genannt. Die experimentellen Ergebnisse werden vorgestellt und mit den Modellrechnungen verglichen.

6.1 Grundlagen und Definitionen

Äußere Kräfte, Temperatur- oder Dichtegradienten wirken auf die Ladungsträger in einem Plasma ein und versetzen diese in Bewegung. Es setzt ein makroskopischer Ladungs- und Energietransport ein, messbar in der elektrischen und thermischen Leitung. Aufgrund des kleinen Massenverhältnisses von Elektronen zu Ionen wird die elektrische Leitung durch die Elektronen dominiert. Magnetische Einflüsse spielen in den hier untersuchten Plasmen keine Rolle. Daher wird auf die Erläuterung der galvanomagnetischen und thermomagnetischen Effekte an dieser Stelle verzichtet.

Die elektrische Leitfähigkeit in einem Plasma wird definiert durch

$$\sigma = z e \left(\underbrace{\mu_e n_e}_{\text{Elektronenbeitrag}} + \underbrace{\mu_i n_i}_{\text{Ionenbeitrag}} \right), \quad (6.1)$$

mit z : Ionenladungszahl
und μ : Elektronen- bzw. Ionenbeweglichkeit.

Der Ionenbeitrag wird erst bei hohen Ionisationsstufen relevant, da die Ionen im Vergleich zu den Elektronen schwer und damit träge sind. In diesem Experiment treten keine hohen Ionisationsstufen auf und die Gleichung vereinfacht sich zu

$$\sigma = e \mu_e n_e. \quad (6.2)$$

Spielen Magnetfelder eine Rolle bei der Leitfähigkeit, so wird diese eine vektorielle Größe aufgrund des Einflusses der Lorentz-Kraft und die Gleichung gilt nicht.

Die Elektronenbeweglichkeit ist eine experimentell und theoretisch sehr schwer zu fassende Größe. Sie ist nach dem Ohmschen Gesetz die Proportionalitätskonstante von Driftbewegung v_d und angelegtem elektrischen Feld E :

$$v_d = \mu_e E. \quad (6.3)$$

Die Driftbewegung wird durch vielerlei Wechselwirkungen beeinflusst, wie Polarisation, Interferenz bei Streuung an mehreren Teilchen, Vielteilchenwechselwirkung und Korrelation der Plasmateilchen (bezüglich der Bewegung) [DeS96]. Es lassen sich zwei Grenzfälle herausnehmen, für die die Ladungsträgerbeweglichkeit theoretisch beschreibbar ist.

1. Fall: Metallischer Leiter

Das Elektronengas ist entartet. Alle Fermionen entlang der Fermi-Fläche im k -Raum tragen zur Leitfähigkeit bei. Die Elektronenbeweglichkeit lässt sich schreiben als:

$$\mu_e = \frac{e\tau(k_F)}{m_{eff}}. \quad (6.4)$$

Die Relaxationszeit $\tau(k_F)$ korreliert mit der mittleren freien Weglänge $\bar{\lambda}$ über:

$$\tau = \frac{\bar{\lambda}}{v}. \quad (6.5)$$

Die effektive Masse m_{eff} in Gleichung 5.9 berücksichtigt den Einfluss des Kristallgitters.

2. Fall: Das ideale Plasma

In einem Plasma wird im einfachsten Fall die Ladung nur von Elektronen und Ionen transportiert. Mentel [Men92] gibt für die Stromdichte unter Beachtung der Quasineutralität mit Hilfe der Boltzmannschen Stoßgleichung unter Vernachlässigung eines Temperaturgradienten folgenden Ausdruck an:

$$\vec{j} = \frac{e^2 n_e (\varepsilon_{ea} + \varepsilon_{ei})}{n_i \varepsilon_{ei} (\varepsilon_{ea} + \varepsilon_{ia}) + n_a \varepsilon_{ea} \varepsilon_{ia}} \vec{E}, \quad (6.6)$$

mit der Indizierung i : Ionen,

a : Atome

und e : Elektronen.

Da $\varepsilon_{ea} \ll \varepsilon_{ia}$ und $\varepsilon_{ei} \ll \varepsilon_{ia}$, vereinfacht sich Gleichung 6.6 zu:

$$\vec{j} = e\mu_e n_e \vec{E}. \quad (6.7)$$

Man kann folgern [Men92], dass für die Elektronenbeweglichkeit gilt:

$$\mu_e = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2m_e kT_e}} \frac{e}{n_i q_{ei} + n_a q_{ea}} = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2m_e kT_e}} \bar{\lambda}_e e, \quad (6.8)$$

mit der mittleren freien Weglänge

$$\bar{\lambda}_e = \frac{1}{n_i q_{ei} + n_a q_{ea}}. \quad (6.9)$$

Die Leitfähigkeit hängt also neben der Elektronentemperatur auch von der Elektronenbeweglichkeit und somit von der mittleren freien Weglänge ab. Für die elektrische Leitfähigkeit gilt:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (6.10)$$

Aufgrund der großen Bedeutung für andere Leitfähigkeitsmodelle wird an dieser Stelle noch einmal kurz auf die Spitzer- und die Ziman-Theorie eingegangen:

6.1.1 Die Spitzer-Theorie

Die Spitzer-Theorie wird häufig als Modell für die elektrischen Leitfähigkeit in Plasmen herangezogen. Dabei geht man von einem schwach ionisierten Plasma aus. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkungen und die Ion-Ion-Wechselwirkungen können vernachlässigt werden und die Ionen werden als ruhend betrachtet. Die Leitung erfolgt durch die Elektronen, die mit den Atomen und Molekülen in Wechselwirkung treten. Für den Fall schwacher Kopplung darf die Lorentz-Gas-Approximation angewendet werden. Diffusionsprozesse können in erster Näherung abgeschätzt werden. Man erhält mit diesem Ansatz für die elektrische Leitfähigkeit:

$$\sigma_L = \frac{2(2kT)^{\frac{3}{2}}}{\pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{m_e} z e^2 c^2 \ln \Lambda} = 2,6316 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T^{\frac{3}{2}}}{z \ln \Lambda} \left(\frac{\text{S}}{\text{cm K}^{\frac{3}{2}}} \right), \quad (6.11)$$

mit dem Coulomb-Logarithmus

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{a T^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{n_e}} \right) \quad (6.12)$$

und a : Proportionalitätskonstante.

Für höhere Ionisationsstufen müssen die Ionenstöße berücksichtigt werden. Die Spitzer-Theorie führt dazu den Spitzer-Faktor $\gamma_e(z)$ ein [Spi62]. Die Leitfähigkeit berechnet sich damit zu

$$\kappa_S = \gamma_e(z) \sigma_L. \quad (6.13)$$

Der Faktor liegt zwischen $\gamma_e(1) = 0,582$ und $\gamma_e(z \rightarrow \infty) = 1,0$. Da Elektron-Elektron-Stöße dem Energiegewinn der Elektronen im elektrischen Feld entgegenwirken, wird der Transportkoeffizient reduziert, weshalb γ_e für endliche z kleiner 1 ist.

Im Falle starker Kopplung tritt Vielfachstreuung über kleine Winkel auf, hervorgerufen durch die langreichweitige Coulomb-Wechselwirkung. Dieses Phänomen wird im Coulomb-Logarithmus berücksichtigt. Für Plasmen hoher Nichtidealität (große Γ -Werte) wird $\Lambda_{ei} < 1$, und somit würde der Coulomb-Logarithmus physikalisch unsinnige, negative Werte annehmen. Obwohl für Kopplungsparameter $\Gamma \cong 1$ die Spitzer-Theorie durch Verschiebungen des Coulomb-Logarithmus durch Erniedrigung des Coulomb-Potentials von einigen Autoren erfolgreich erweitert werden konnte, versagt die Spitzer-Theorie für $\Gamma > 1$.

Um die gemessenen Leitfähigkeiten mit der Spitzer-Theorie vergleichen zu können, wurden Leitfähigkeiten nach Gleichung 6.13 für $z = 0,1$ gerechnet. Die Elektronendichte wurde aus den SESAME-Daten bei gegebener Temperatur und Dichte für Kohlenstoff und Zink herausgenommen. Für die quantitative Berechnung des Coulomb-Logarithmus von Elektron-Ion-Stößen wurde der von Huba [Hub94] vorgesehene Ausdruck verwendet:

$$\Lambda_{ei} = 23 - \ln \left(\sqrt{\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}} z \left(\frac{T}{\text{eV}} \right)^{\frac{3}{2}} \right) \quad (6.14)$$

für
$$\frac{T_i}{\text{eV}} \frac{m_e}{m_i} < \frac{T_e}{\text{eV}} < 10z^2. \quad (6.15)$$

6.1.2 Die Ziman-Theorie

Auch die Ziman-Theorie greift auf die Lorentz-Gasapproximation zurück unter der Berücksichtigung, dass Elektronen heftige Streuung an stark korrelierten, nicht entarteten Ionen erfahren. Die Elektronen werden in der NFE-Näherung (nearly free electron) behandelt. Diese Approximation beinhaltet eine örtliche Mittelung über die Streuer, über die Fermi-Dirac-Verteilung $f_{\mu}(\epsilon)$ mit dem chemischen Potential μ zur Beschreibung der Elektronen-Energieverteilung sowie über ein Pseudostreupotential [Iak93].

Ziman erhält für die Leitfähigkeit flüssiger Metalle [Zim72]:

$$\sigma = \frac{4\hbar^2 e^2 v_F^2 k_F^2 n_e}{3\pi \int_0^{2k_F} |w_S(k)|^2 S(k) k^3 dk}, \quad (6.16)$$

mit v_F : Fermi-Geschwindigkeit,

$|w_S(k)|^2$ Pseudoatomfaktor

und k_F : Fermi-Niveau.

Der Strukturfaktor der Flüssigkeit lässt sich schreiben als

$$S(k) = 1 + n_i \int e^{-ikr} (g(r) - 1) d^3r. \quad (6.17)$$

Die Ziman-Gleichung liefert unterhalb der kritischen Dichte keine vernünftigen Leitfähigkeiten mehr, da die Annahme freier Elektronen nicht mehr gemacht werden kann. Obgleich einige Autoren versucht haben, die Ziman-Theorie bezüglich der Dichte und der Temperatur zu erweitern, liefert sie jedoch im Falle nichtidealer Plasmen keine befriedigenden Resultate.

Für eine rechnerische Abschätzung der Leitfähigkeiten nach Ziman wird eine von Ziman selbst vorgeschlagene Näherung für moderate Temperaturen verwendet [Zim72]. Dabei wird ausschließlich die Streuung an den thermischen Schwingungen des Metallgitters berücksichtigt. Die Leitfähigkeit wird nur für ein freies Elektronengas approximiert, indem die mittlere freie Weglänge eines Elektrons und die Fermi-Geschwindigkeit abgeschätzt werden. Nach Ziman erhält man folgende Größengleichung:

$$\sigma_Z = \frac{n_e e^2 \cdot 50 a T_m \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{\frac{1}{3}}}{m_e \cdot 4,20 \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1} \cdot T a_0 \gamma}. \quad (6.18)$$

Nach Einsetzen erhält man den Ausdruck:

$$\sigma_Z = 3,696 \cdot 10^{-9} \frac{n_e^{\frac{2}{3}} \text{ A}^2 \text{ s}^3 \text{ K}}{T \text{ kg m}}. \quad (6.19)$$

Auch in diesem Fall wird die Elektronendichte aus dem SESAME-Datensatz herangezogen.

6.2 Mott-Übergang

Besonderes Interesse erweckt in diesem Zusammenhang der Nichtmetall-Metall-Übergang („Mott-Übergang“). Mott prognostizierte, dass unter Vernachlässigung aller Umordnungseffekte der Übergang vom metallischen zum nichtmetallischen Charakter eines Leiters nicht kontinuierlich, sondern relativ plötzlich stattfindet [Mot85]. Man kann sich das Verhalten beim Mott-Übergang wie folgt vorstellen: Erhöht man bei einem gut leitenden Metall Druck und Temperatur, so nimmt die elektrische Leitfähigkeit zunächst ab, da die Elektronen-Ionen-Wechselwirkung stärker wird und die freien Elektronen die Bindung an die Atomrümpfe stärker spüren. Beim Mott-Übergang findet eine Art „Druckionisation“ statt. Die Bindungsenergie wird verringert und die Zahl der quasi frei beweglichen Elektronen steigt rapide an. Die elektrische Leitfähigkeit steigt wieder.

Mott untersuchte die Abschirmungskonstante q , wenn eine Ladung eines Donators durch ein Leitungselektron abgeschirmt wird. Die potentielle Energie eines Leitungselektrons ist von der Form $(e^2/r)\exp(-qr)$. Mit sinkender Elektronendichte fällt auch die Abschirmungskonstante und ab einem bestimmten Punkt werden gebundene Zustände gebildet. Die kritische Elektronendichte ist nach Ziman in der Größenordnung

$$n_e a_H \cong 0,25. \quad (6.20)$$

Dieser Wert ist jedoch mehr von historischem Interesse. Es hat zahlreiche Versuche gegeben, eine kritische Grenzdichte zu bestimmen.

Einen wichtigen Beitrag liefern Hess et al. [Hes99]. Für die meisten Metalle ist der Phasenübergang „flüssig-gasförmig“ im Bereich des kritischen Punktes metallisch. Eine Ausnahme bildet Quecksilber, bei dem der Phasenübergang bereits in der flüssigen Phase liegt. Es besitzt keine metallischen Eigenschaften mehr am kritischen Punkt. Hess et al. prognostizieren für eine Reihe anderer Metalle (Mg, Zn, Cd, As, Sb, Se, Te) ebenfalls den Nichtmetall-Metall-Übergang innerhalb der flüssigen Phase bei kritischen Parametern. Bereits Likalter [Lik96] hat einige einfache Abschätzungen der kritischen Parameter gemacht, welche lediglich vom Valenz- und Ionisationspotential abhängen. Für Aluminium findet er beispielsweise den Übergang bei einer kritischen Temperatur $T_c = 8860$ K, einem kritischen Druck $p_c = 4680$ bar und einer kritischen Ionendichte $n_{ic} = 6,3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Hess hat nun in einer anderen Arbeit [Hes95b] Likalters' Ansatz mit einer parametrisierten Druckkurve auf Alkalimetalle erweitert. Er folgert weiter, dass einige metallische Elemente (z.B. Metalle der IIB-Gruppe wie Zn, Ca, Hg) am kritischen Punkt plasma-ähnlichen Charakter haben und man daher diesen Übergang durchaus im Plasma beobachten sollte. Die Abschirmungseffekte von Metallatomen können in Clustern mit dem semi-klassischen Valenzelektronen-Modell beschrieben werden. Im klassischen Verständnis hat ein Elektron einen Kugelradius an einem Atom im Grundzustand von $R_a = e^2 / I$, wobei I das erste Ionisationspotential ist. Mit Hilfe des Wigner-Seitz-Radius

$$R_s = \left(\frac{4\pi n_i}{3} \right)^{-1/3} \quad (6.21)$$

bekommt man das klassische Volumenanteilsverhältnis der überlappenden Sphären der Valenzelektronen:

$$\zeta = \left(\frac{R_a}{R_s} \right)^3. \quad (6.22)$$

Man erhält eine kritische Dichte, die nach Likalter [Lik88] mit der kritischen Dichte des Nichtmetall-Metall-Überganges identifiziert werden kann:

$$n_{NM} = \frac{3}{4\pi} \cdot \zeta_c \cdot \left(\frac{I}{e^2} \right)^3 = 7,99 \cdot 10^{19} \zeta_c \cdot \left(\frac{I}{\text{eV}} \right)^3 \text{ cm}^{-3}. \quad (6.23)$$

Hier dominiert die Elektron-Ionen-Wechselwirkung. Die Elektronendichte ist homogen und innerhalb einer atomaren Zelle ist die Wechselwirkung zwischen den Atomen durch die Madelung-Form beschrieben:

$$u = -\gamma n_i \frac{z^2 e^2}{R_s}, \text{ mit } \gamma = \frac{1}{3}. \quad (6.24)$$

Hess gibt für die kritische Dichte, die kritische Temperatur und den kritischen Druck folgende Abschätzungen an:

$$\frac{n_{ic}}{\text{cm}^{-3}} \cong 2,92 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{I}{\text{eV}}\right)^3, \quad T_c \cong 0,0425 \frac{z_c I}{k_B} \quad \text{und} \quad \frac{P_c}{\text{MPa}} \cong 0,0405 \cdot z_c^2 \left(\frac{I}{\text{eV}}\right)^4. \quad (6.25)$$

Für das Verhältnis der Dichte am Nichtmetall-Metall-Übergang ρ_{NM} und kritischer Dichte ρ_c kann man in erster Näherung schreiben:

$$\frac{\rho_{NM}}{\rho_c} = \frac{n_{NM}}{n_c} \cong 2,74 \cdot \zeta < 1. \quad (6.26)$$

Metall	z_c^v	$\rho_{NM} \text{ (g cm}^{-3}\text{)}$	$\frac{\rho_{NM}}{\rho_0}$
Be	1,92	0,280	0,15
Cu	2,00	1,13	0,13
Al	3,08	0,223	0,08
W	3,14	3,59	0,19
Hg	0,25	8,8	0,65
Zn	0,50	2,08	0,29
Cd	0,64	3,14	0,36
Mg	0,77	0,418	0,06

*Tab. 6.1 Mott-Kriterium: Kritische Dichten beim Nichtmetall-Metall-Übergang
 z_c^v : kritische Valenz, ρ_0 : Dichte unter Standardbedingungen.*

In Tabelle 6.1 sind einige gerechnete Dichten angegeben, an denen ein Metall-Nichtmetall-Übergang erwartet wird. Die metallischen Elemente sind an diesem Punkt in einem Plasma-ähnlichen Zustand. Die Dichte ρ_{NM} ist ein Mott-Kriterium.

Bei diesem Phasenübergang erwartet man eine merkliche Änderung der elektrischen Leitfähigkeit. Aufgrund der starken Elektronen-Ionen-Kopplung vor dem Nichtmetall-Metall-Übergang wird eine Abnahme der elektrischen Leitfähigkeit erwartet. Beim Übergang fallen die gebundenen Zustände aufgrund der Erniedrigung der Bindungsenergie weg und die Elektronen bewegen sich quasi frei. Als Folge steigt die

Leitfähigkeit wieder an. Für die Leitfähigkeit kann man schreiben:

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \tau}{m} \cdot \mu. \quad (6.27)$$

Normalisiert man die Elektronenbeweglichkeit mit dem gaskinetischen Limit, erhält man die Form:

$$\mu = k_B T \frac{F_1 - F_2}{\Delta_2 - \Delta_1}. \quad (6.28)$$

Bis heute ist die genaue Abschätzung des Mott-Kriteriums schwierig, und man findet unterschiedliche Bedingungen. Kuhlbrodt und Redmer [Kuh00] geben als kritische Dichte für den Mott-Übergang bei Metallen einen Wert von

$$\rho_{NM} = 0,5 \text{ g cm}^{-3} \quad (6.29)$$

an. Dieser Wert stimmt mit denen von Hess et al. aus Tabelle 6.1 hinreichend gut überein.

6.3 Moderne Ansätze der Leitfähigkeitsmodellierung

In der Vergangenheit zeigte sich, dass Leitfähigkeitsrechnungen nur bedingt oder gar nicht mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang zu bringen sind. Messungen von Krisch [Kri98], DeSilva [DeS98], Haun [Hau99] und Kloss [Klo97] seien nur exemplarisch genannt. Besonders die SESAME-Daten sind mehrfach für Plasmen im nichtidealen Bereich negativ aufgefallen. Derzeit wird am Los Alamos National Laboratory eine Neukalkulation der Tabellen vorbereitet [Kos01].

Für bessere Modelle der Leitfähigkeit ist die Plasmazusammensetzung von entscheidender Bedeutung. Redmer [Red99] hat die Zusammensetzung dichter Metallplasmen unter Berücksichtigung hoher Ionisationsstufen der Atome berechnet. Hierzu wird ein System gekoppelter Massenwirkungsgesetze in einem selbstkonsistenten Modell gelöst, unter Einbeziehung von Druckionisations-Korrekturen bei hohen Dichten. Die Ionisationsprozesse werden in der Form



angenommen. Die partialen Dichten werden im chemischen Gleichgewicht angenommen

$$\mu_0 + E_{ion}^{(n)} = \mu_{n+} + \mu_e, \quad (6.31)$$

wobei die chemischen Potentiale in einen idealen und einen gekoppelten Teil separiert werden. Es wird angenommen, dass das Plasma teilionisiert ist (PIP-Modell), was bei den realen Laborplasmen der Fall ist. Um die Wechselwirkung der einzelnen Teilchen im chemischen Potential zu berücksichtigen, wird mit Hilfe von Vielteilchenmethoden, wie der Green-Funktionsmethode [Rei95, Kra86] die Energie jedes einzelnen Teilchens berechnet. Setzt man die unterschiedlichen Verteilungsfunktionen der chemischen Potentiale in die gekoppelten Massenwirkungsgesetze ein, so erhält man eine Matrix, deren Lösung die Ionisationsdichte in Abhängigkeit von Druck und Dichte ist.

Die meisten klassischen Ansätze für die Leitfähigkeitsmodellierung liefern in einem sehr großen Dichtebereich Leitfähigkeiten. Dabei ist die Ziman-Theorie der Grundstock, welcher mit einigen Korrekturen angepasst wird. Strenggenommen gilt dies jedoch nur im Falle starker Ionenkopplung und entarteter Elektronen. Da die meisten nichtidealen Laborplasmen dieser Einschränkung nicht genügen, sind die Abweichungen von Theorie und Messung groß.

Redmer hat nun die „Linear Response Theorie“ wiedereingeführt bzw. verbessert. Sie ist ursprünglich von Zubarev [Zub74] aufgestellt worden. Unter Einbeziehung von

Transportkoeffizienten, Korrelierungsfunktionen und der thermodynamischen Green's Funktion [Röp83, Röp88] erlaubt diese Methode die Einbeziehung von Vielteilcheneffekten und der Zusammensetzung des Plasmas. Die gegenseitige Wechselwirkung der einzelnen Spezies wird mit einer T-Matrix-Approximation behandelt. Die Linear Response Theorie erlaubt es, exakte Ausdrücke der kinetischen Koeffizienten zu bestimmen.

Die mit diesen Methoden berechneten Leitfähigkeiten stimmen wesentlich besser mit den gemessenen von Aluminium und Kupfer überein [Red99].

Die zunächst nur bis zur 3. Ionisationsstufe berechneten Zusammensetzungen sind von Kuhlbrodt und Redmer später bis zur 5. Ionisationsstufe berechnet worden [Kuh00]. Für eine Reihe weiterer Elemente (Ni, Cu, W, Zn) wurden gute Übereinstimmungen mit den Messungen festgestellt.

Eine weitere wichtige Grundlage legten Schlanges et al. [Sch95]. Sie berechneten zunächst für ein partiell ionisiertes Plasmagemisch aus Wasserstoff und Helium hoher Dichte die Zusammensetzung und die Zustandsgleichung und untersuchten dabei auch die Frage nach der Existenz eines Phasenüberganges.

Kosse und Schlanges [Kos98, Kos00, Hau01] haben darauf aufbauend die Zusammensetzung, Transportquerschnitte und Leitfähigkeiten für weitere Elemente, darunter auch für Kohlenstoff und Zink berechnet. Die Ergebnisse der Kalkulationen werden später mit den eigenen Messungen verglichen. An dieser Stelle werden die Grundlagen der Theorie gezeigt, da sie eines der wichtigen Vergleichsmodelle für Leitfähigkeitsmessungen darstellt.

Ausgangspunkt ist die Boltzmann-Gleichung für ein homogenes Plasma, auf das ein äußeres elektrisches Feld einwirkt:

$$eE \frac{\partial}{\partial p_e} f_e(\vec{p}) = I_{ee} + I_{ei} + I_{eA}, \quad (6.32)$$

mit I : Kollisionsterm (Elektron, Ion, Atom).

Für den Fall schwacher Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht, wie es in den meisten Laborplasmen der Fall ist, kann man für die Elektronenverteilungsfunktion schreiben:

$$f_e(\vec{p}) = f_0(p) \left[1 + \frac{p_z}{m_e} f_1(p) \right]. \quad (6.33)$$

Die Verteilung $f_0(p)$ ist die im stationären Fall gültige Verteilungsfunktion (Boltzmann- oder Fermi-Verteilung). Da die Masse der Ionen viel größer ist als die Elektronenmasse, kann man die adiabatische Näherung machen, in der die Verteilungsfunktionen bekannt sind. Gleichung 6.33 wird nach den Sonine-Polynomen entwickelt [Sch84, Ebe83] und man erhält als Leitfähigkeit für ein partiell ionisiertes Plasma:

$$\sigma_{(n)} = \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \frac{e^2 n_e^*}{\sqrt{2m_e k_B T}} \frac{\begin{vmatrix} I^{11} & \dots & I^{n1} \\ \vdots & & \vdots \\ I^{1n} & \dots & I^{nn} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} I^{00} & \dots & I^{n0} \\ \vdots & & \vdots \\ I^{0n} & \dots & I^{nn} \end{vmatrix}}, \quad (6.34)$$

mit $I^{lm} = I_{ee}^{lm} + I_{ei}^{lm} + I_{eA}^{lm}$: Kollisionsterme
 und n : Ordnung der Approximation.

Die Kollisionsterme lassen sich nach Schirmer und Friedrich [Sch55] berechnen. Der Elektron-Ion-Term hat beispielsweise die Form:

$$I_{ei}^{00} = \frac{n_i}{2m_e k_B T} \int_0^\infty dp Q_{ei}^T(p) p^5 \exp\left(-\frac{p^2}{2m_e k_B T}\right) \quad (6.35)$$

Neben den Transportquerschnitten wird die Plasmazusammensetzung berechnet. Dabei werden alle Ionisationsstufen bis zur Vollionisation mit berücksichtigt. Alle Prozesse sind im Gleichgewicht:



Im chemischen Bild erhält man wiederum ein System gekoppelter Massenwirkungsgesetze der Form:

$$N_{Z-1} = \frac{g_{Z-1}}{g_Z} n_Z \exp\left[\frac{1}{k_B T} (E_{ion}^Z + \mu_e^{id} + \mu_e^{cor} + \mu_Z^{cor} - \mu_{Z-1}^{cor})\right], \quad (6.37)$$

mit n_a : Dichte,
 μ_a : chemisches Potential
 und g_a : statistisches Gewicht aus [Lan60].

Mit Hilfe der Padé-Approximation werden die einzelnen Korrelationen μ^{cor} berechnet.

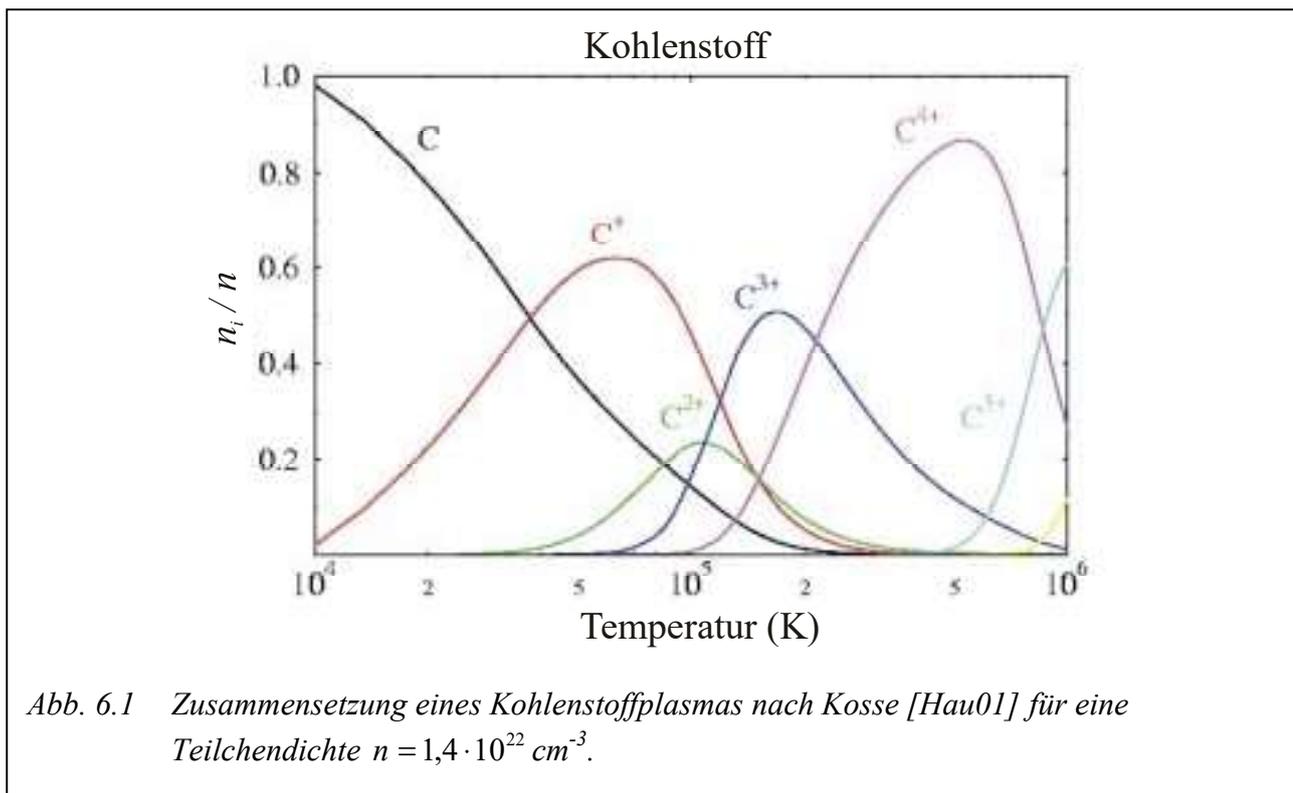
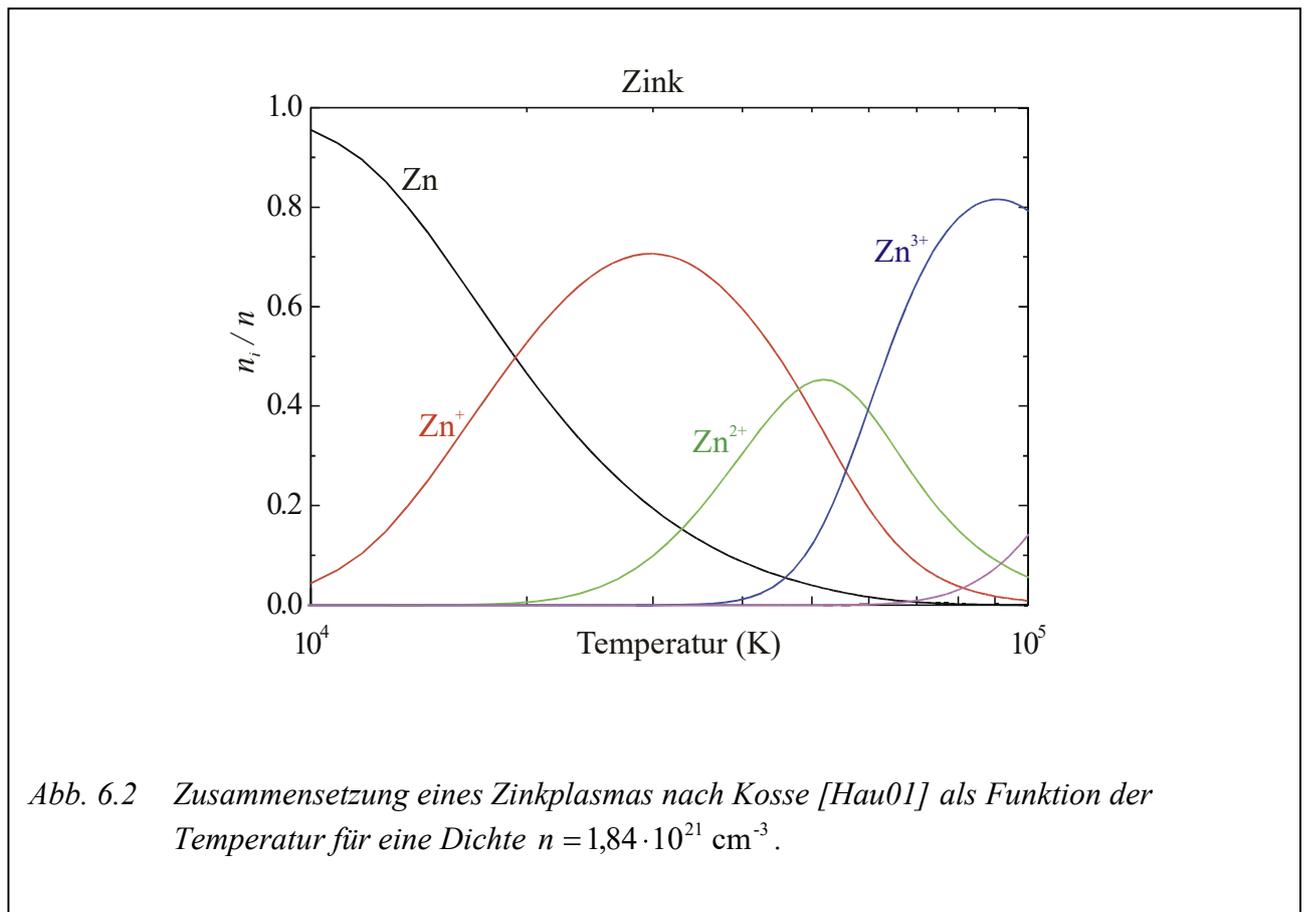


Abbildung 6.1 zeigt die rechnerische Zusammensetzung eines Kohlenstoff-Plasmas der Dichte $n = 1,4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ als Funktion der Temperatur. Bei Temperaturen $T < 30000 \text{ K}$ findet man nur die erste Ionisationsstufe vor. Bei $T = 10^5 \text{ K}$ besteht das Plasma hingegen aus einem bunten Gemisch vieler Ionisationsstufen. Eine Vollionisation tritt erst für hohe Temperaturen $T \gg 10^6 \text{ K}$ auf.

Ein ähnliches Bild zeigt sich bei Zink in Abbildung 6.2. Für Temperaturen $T < 15000 \text{ K}$ findet man nur die erste Ionisationsstufe. Eine Vollionisation findet erst bei $T \gg 10^5 \text{ K}$ statt. Aufgrund der größeren Kernladungszahl treten die höheren Ionisationsstufen erst bei größeren Temperaturen im Vergleich zu Kohlenstoff auf. Auf der anderen Seite ist jedoch die Ionisationsenergie mit $E_{1,Zn} = 9,394 \text{ eV}$ etwas geringer als die von Kohlenstoff ($E_{1,C} = 11,260 \text{ eV}$). Aufgrund dessen ist verständlich, weshalb bei den niedrigeren Temperaturen der Ionenanteil bei Zink größer ist.

Die Verifikation der Zusammensetzung ist in dem hier vorgestellten Experiment nicht möglich, da das Plasma in dem spektral zugänglichen Bereich optisch dick ist und sich im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die Strahlung gleicht der eines schwarzen Strahlers, und daher sind Messungen von Linienintensitäten nicht möglich.



6.4 Diskussion der Leitfähigkeitsmessungen

Leitfähigkeitsmessungen wurden lediglich zu dem Zeitpunkt gemacht, an dem das Plasma die Kapillaren vollständig ausfüllt und die Kapillare noch nicht zersplittert ist. Dadurch ist ein homogenes, nichtideales Plasma garantiert. Alle Temperaturen sind spektroskopisch gemessen worden unter der Annahme eines LTE-Plasmas. Dabei spielt es keine messbare Rolle, ob durch die Kapillare hindurch, oder im Spalt zwischen den Kapillaren gemessen wurde. Die Länge des Plasmas bleibt während der ganzen Entladung hinreichend konstant. Der Radius ändert sich nicht, nachdem das Plasma die Kapillare erreicht hat und diese noch nicht gesplittert ist.

6.4.1 Leitfähigkeit des Kohlenstoff-Plasmas

Abbildung 6.3 zeigt die Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur. Die Kurve ist eine Mittelung aus vielen Einzelmessungen. Die Dichte des Plasmas ist während des Messzeitraumes konstant. Die Temperaturen auf der Abszisse sind entgegen der gewohnten Darstellung aufgetragen, um das Leitfähigkeitsverhalten während der Entladung zu dokumentieren. Im Verlauf der Entladung steigt die Leitfähigkeit an. Die messtechnische Unsicherheit der Temperaturbestimmung liegt bei $\Delta T = 2000 \text{ K}$. Die Unsicherheit der Leitfähigkeit ist mit ca. 15 % wesentlich geringer anzunehmen.

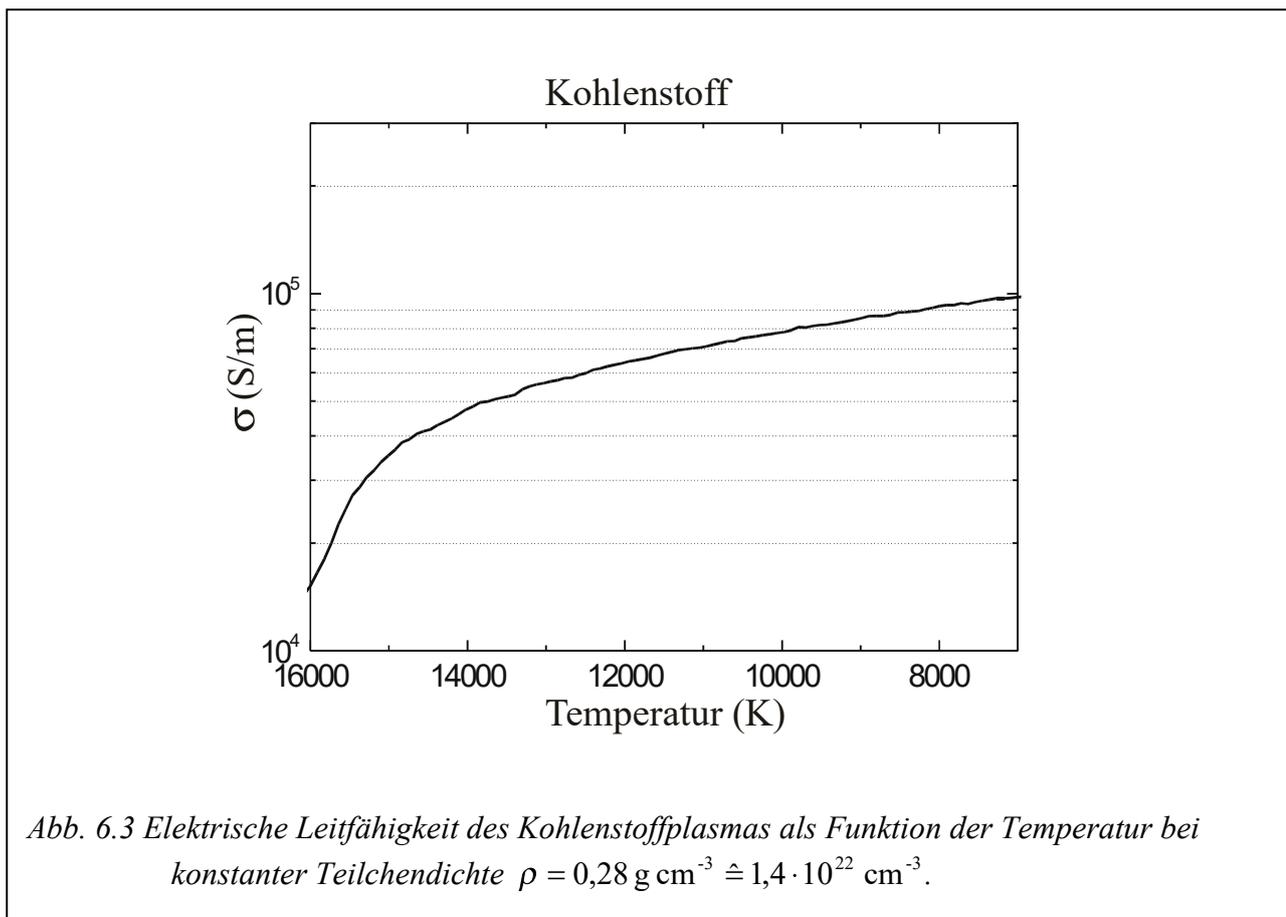


Abbildung 6.4 zeigt die Ergebnisse der Leitfähigkeitsmessungen an den Kohlenstoffplasmen als Funktion der Dichte, aufgetragen als Teilchendichte ($1/\text{cm}^3$) und Massendichte (g/cm^3). Die eingezeichneten Fehlerbalken der Leitfähigkeit entsprechen dem statistischen Fehler, die Fehler in der Dichte folgern aus der Fehlerfortpflanzung der Messungengenauigkeit des Plasmaradius und damit der Bestimmung der Dichte.

In der Abbildung sind die SESAME-Daten, die berechneten Leitfähigkeiten nach Spitzer und Ziman, sowie die Rechnungen von Kosse eingezeichnet. Zunächst stellt man fest, dass im untersuchten Dichtebereich $10^{21} < n < 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ die Leitfähigkeit bei zunehmender Dichte ansteigt. Offensichtlich befindet man sich bereits jenseits der Druckionisation, und die Anzahl der freien Elektronen, welche für die Leitfähigkeit verantwortlich sind, nimmt bereits wieder zu.

Die SESAME-Daten weichen erheblich von den Messungen ab. Die Differenz beträgt bis zu drei Größenordnungen. Diese immense Abweichung hat das Los Alamos-Komitee bereits zum Anlaß genommen, eine Neukalkulation der Daten zu veranlassen [Kos 01]. Nach den SESAME-Daten liegt der Beginn der Druckionisation bei Dichten um $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, was durch die Messung nicht bestätigt werden konnte.

Bei Spitzer liegt dieser Punkt ungefähr eine Größenordnung zu größeren Dichten verschoben. Mit steigender Temperatur wandert der Punkt zu kleineren Dichten, was gut zu verstehen ist, da die größere thermische Energie schon bei kleineren Dichten (kleinere Stoßrate) eine Druckionisation

bewirken kann. Die gemessene Leitfähigkeit für $T = 9 \text{ kK}$ und $n = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ist wohl nur zufällig in Übereinstimmung mit der Spitzer-Leitfähigkeit, da schon der Messwert bei $n = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ weit von dem Spitzer-Wert differiert. Spitzer zeigt kein ausgeprägtes Leitfähigkeitsminimum. Auch unterscheiden sich die Leitfähigkeiten bei Spitzer für $T = 8 \text{ kK}$ und $T = 16 \text{ kK}$ kaum voneinander, was nicht verifiziert werden konnte.

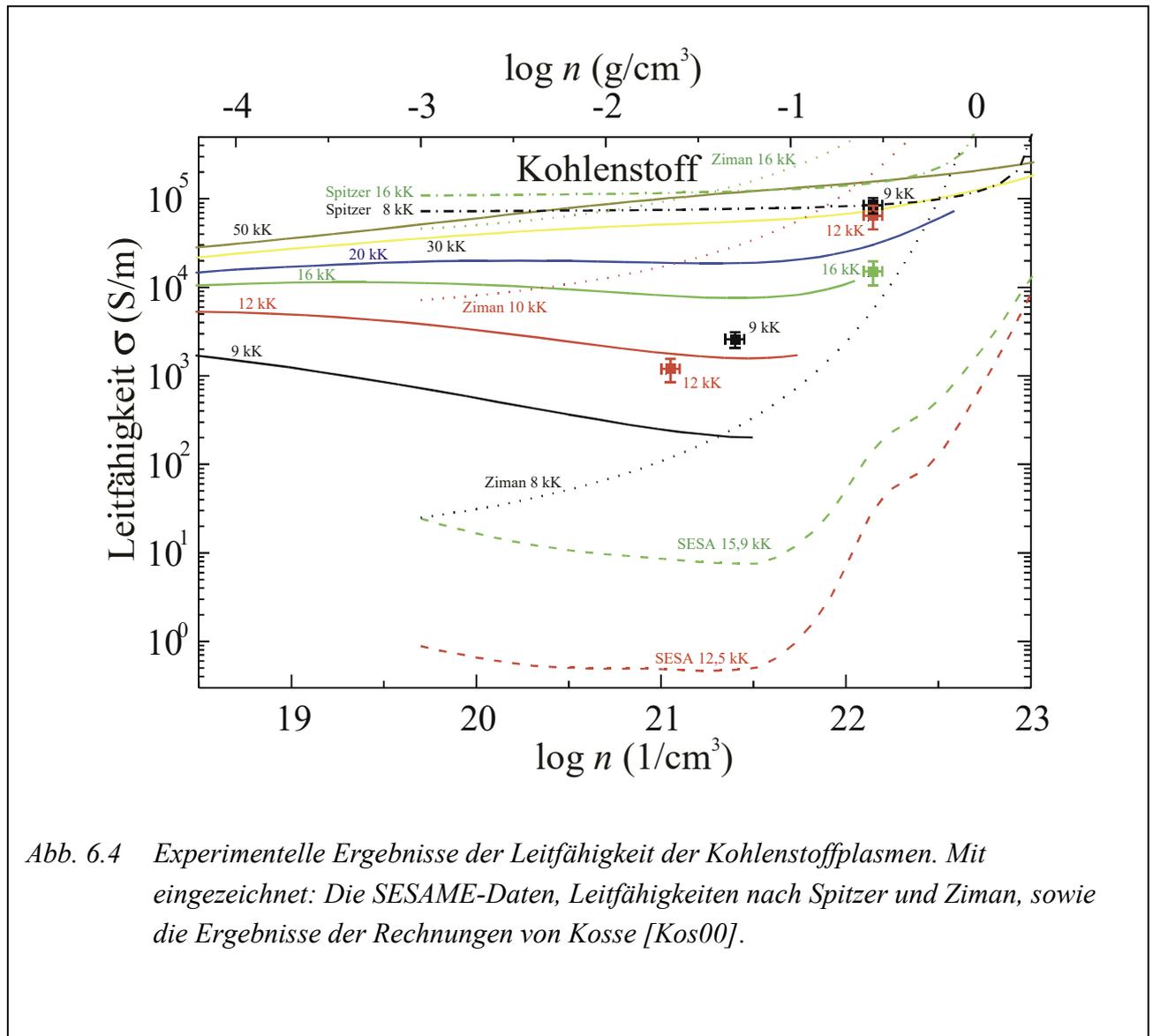


Abb. 6.4 Experimentelle Ergebnisse der Leitfähigkeit der Kohlenstoffplasmen. Mit eingezeichnet: Die SESAME-Daten, Leitfähigkeiten nach Spitzer und Ziman, sowie die Ergebnisse der Rechnungen von Kosse [Kos00].

Im Gegensatz dazu zeigen die Leitfähigkeiten von Ziman eine große Temperaturabhängigkeit: Um bis zu drei Größenordnungen unterscheiden sich die rechnerischen Leitfähigkeiten bei $T = 8 \text{ kK}$ und $T = 16 \text{ kK}$. Auch ein Leitfähigkeitsminimum ist deutlich erkennbar, wenngleich bei sehr kleinen Dichten ($n < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Die Messwerte passen im Gegensatz zu den rechnerischen Leitfähigkeiten nach Spitzer besser mit den rechnerischen Leitfähigkeiten aus der Ziman-Theorie überein. Die Ziman-Leitfähigkeiten für $T = 8 \text{ kK}$ und $T = 10 \text{ kK}$ schließen alle gemessenen Leitfähigkeiten in einer Einhüllenden ein. Da die Messunsicherheit der Temperatur mit $\Delta T = 2000 \text{ K}$ recht groß ist, kann man durchaus von einer Übereinstimmung der Messungen mit der Ziman-

Theorie sprechen. Die Leitfähigkeit des nichtidealen Plasmas lässt sich also in diesem Fall durchaus mit der Ziman-Theorie, welche die Leitfähigkeit im Festkörper gut beschreibt, annähern. Der sehr große Leitfähigkeitsunterschied zwischen den Temperaturen $T = 8$ kK und $T = 10$ kK ist jedoch kaum verständlich bei Ziman.

Noch besser ist die Übereinstimmung der gemessenen Leitfähigkeiten mit den neuen Rechnungen von Kosse. Bei den hohen Temperaturen $T = 16$ kK liegen die Messungen exakt auf der rechnerischen Kurve. Auch die Änderung der Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur liegt in der gleichen Größenordnung wie es im Experiment beobachtet worden ist. Weiter lässt sich feststellen, dass bei niedrigeren Dichten $n = 10^{21}$ cm⁻³ die Messungen mit den Rechnungen ebenfalls recht gut im Vergleich zu Spitzer, Ziman oder den SESAME-Daten übereinstimmen. Die Druckionisation liegt nach den Rechnungen im Bereich $10^{21} < n < 10^{22}$ cm⁻³, was mit dem Mott-Kriterium nach Kuhlbrodt (6.29) und den Abschätzungen von Hess (Tab. 6.1) korreliert.

Die Messungen liegen im prognostizierten Mott-Bereich, in dem die Druckionisation einsetzen sollte. Ein scharfer Einbruch der Leitfähigkeit konnte jedoch nicht gemessen werden. Offenbar ist ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit, dass der Mott-Punkt nicht sehr scharf ist, sondern über ein bis zwei Größenordnungen der Dichte hinweg einsetzt. Dies ist möglicherweise der Grund dafür, dass bislang der Mott-Übergang nicht beobachtet werden konnte. Nur bei zuverlässigen Messungen über einen großen Dichtebereich hinweg ist das Minimum der Leitfähigkeit gut zu verfolgen. Die neuen Rechnungen von Kosse zeigen den gleichen Trend. Ausgehend von kleinen Teilchendichten zu größeren hin steigt zunächst die Anzahl der neutralen Atome aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung. Die Zahl der freien Elektronen nimmt gleichzeitig ab und die Elektronen streuen an den Atomen. Die Leitfähigkeit fällt bis zum allmählichen Einsetzen der Druckionisation bei $n = 10^{21} \dots 10^{22}$ cm⁻³. Das Leitfähigkeitsminimum hängt von der Bildung der Atome ab. Je weniger Atome gebildet werden, um so weniger ausgeprägt ist es, weshalb bei hohen Temperaturen das Minimum nicht mehr zu sehen ist. Andersherum gesagt: Je schwächer die Kopplung des Plasmas ist, desto weniger ausgeprägt ist das Minimum. Bei hohen Temperaturen ist die Kopplung nicht spürbar, folglich bilden sich keine Atome und daher ist auch ein Leitfähigkeitsminimum nach Mott nicht mehr zu beobachten.

Die rechnerischen Leitfähigkeiten nach Kosse zeigen einen deutlichen Leitfähigkeitsanstieg zu großen Dichten hin. Da hier jedoch das einfache Massenwirkungsgesetz, welches Grundlage der Berechnungen ist, an seine Grenzen stößt, werden die Leitfähigkeiten nicht weiter in den dichten Bereich hinein gezeigt. Der Punkt, an dem die Leitfähigkeit steigt, ist folglich von theoretischer Seite unsicher, da die Zusammensetzung des Plasmas schwierig zu berechnen ist. Der Trend im Leitfähigkeitsverhalten ist hingegen klar auszumachen und stimmt mit den Messungen überein.

6.4.2 Leitfähigkeit des Zink-Plasmas

In Abbildung 6.5 sind die Leitfähigkeiten der Zink-Plasmen angegeben. Mit eingezeichnet sind die rechnerischen Werte nach Spitzer, Ziman und die SESAME-Daten. Zusätzlich sind die Rechnungen von Kosse und Kuhlbrodt eingezeichnet.

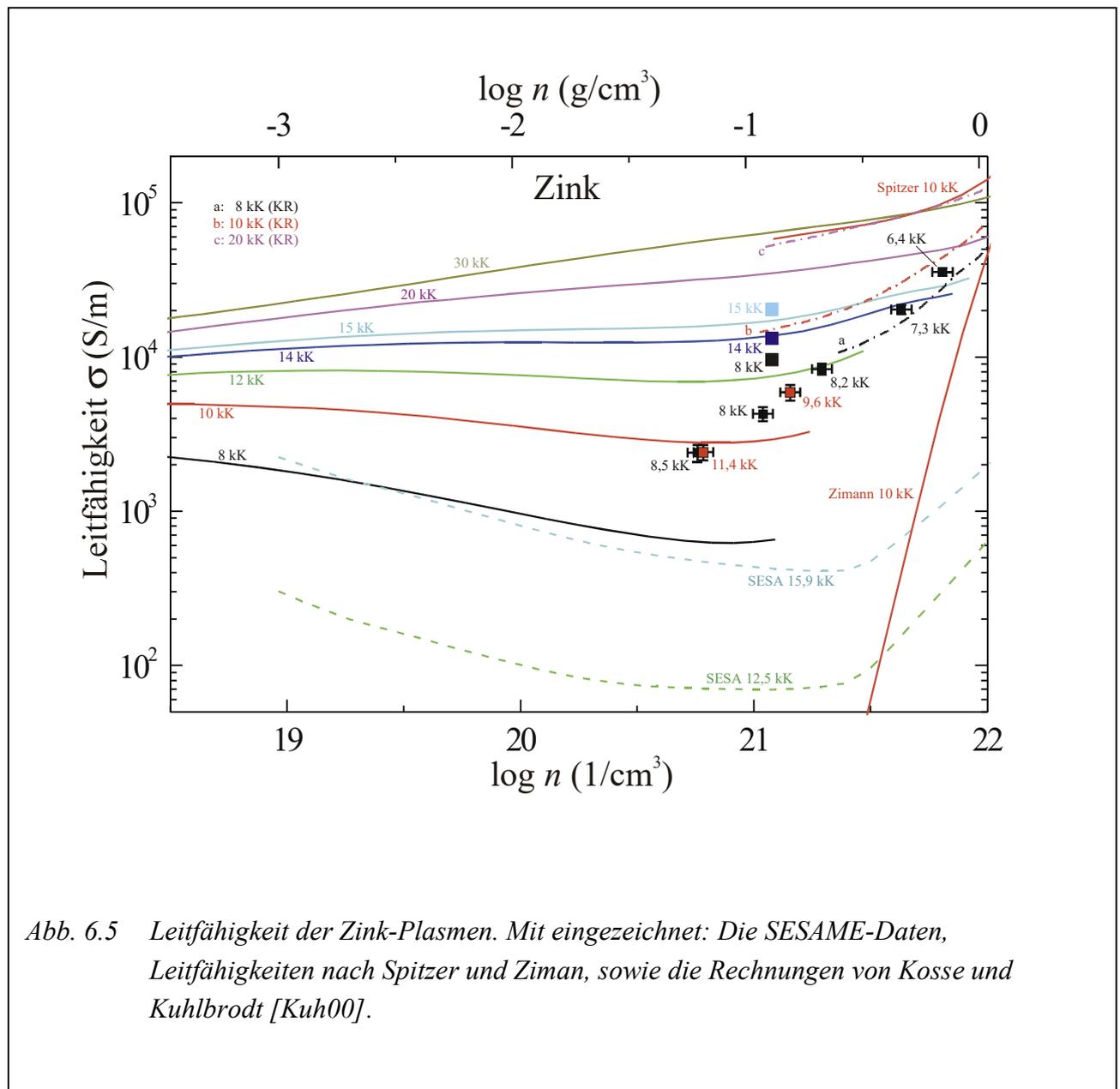


Abb. 6.5 Leitfähigkeit der Zink-Plasmen. Mit eingezeichnet: Die SESAME-Daten, Leitfähigkeiten nach Spitzer und Ziman, sowie die Rechnungen von Kosse und Kuhlbrodt [Kuh00].

Es zeigt sich auf den ersten Blick ein ähnliches Bild wie bei Kohlenstoff. Die SESAME-Daten liegen weit unter den gemessenen Leitfähigkeiten. Der Mott-Punkt liegt ebenfalls bei Dichten $n \cong 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Lediglich der Trend der Leitfähigkeit, zu großen Dichten hin zuzunehmen, lässt sich durch die Messung verifizieren. Auch bei Zink liegen die Spitzer-Leitfähigkeiten über den gemessenen. Auffällig ist das Verhalten der Ziman-Leitfähigkeit, welche zu kleinen Dichten hin sehr stark abnimmt. Dies kann mit der Unsicherheit der Abschätzung der Elektronendichte

zusammenhängen, welche aus den SESAME-Daten gewonnen worden sind. Die Elektronendichte nimmt danach bei Dichten $\rho < 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ stark ab, was nicht unmittelbar verständlich erscheint. Die Ziman-Leitfähigkeiten sollten daher nicht so stark abfallen, wenn die Elektronendichte besser bekannt wäre.

Eine recht gute Übereinstimmung lässt sich mit den gerechneten Werten von Kosse feststellen. Aufgrund der Unsicherheit der Plasmazusammensetzung für große Dichte ist die Angabe von Leitfähigkeiten zu großen Dichten hin begrenzt. Für Temperaturen $T \cong 10 \text{ kK}$ liegen die gemessenen Werte nahe bei den rechnerischen Werten. Die Übereinstimmung ist bei hohen Temperaturen besser als bei tieferen. Die Leitfähigkeit für $T \geq 14 \text{ kK}$ stimmen mit den Messungen überein. Bemerkenswert ist auch die Übereinstimmung der Rechnungen von Kuhlbrodt und Redmer für niedrige Temperaturen. Die gemessenen Leitfähigkeiten für $T < 8 \text{ kK}$ liegen auf der gerechneten Leitfähigkeit für Zink. Offenbar wird für große Dichten die Zusammensetzung der Zink-Plasmen besser abgeschätzt.

Wie bei Kohlenstoff resultieren die angegebenen Fehler in y-Richtung aus der Statistik vieler Einzelmessungen und der Fehler in x-Richtung aus der Fehlerfortpflanzung der Unsicherheit der Radiusmessung und damit der Dichtebestimmung.

Auch bei Zink ist ein scharfer Mott-Übergang nicht zu beobachten. Dies wird jedoch mit den neuen Rechnungen auch nicht erwartet. Die Druckionisation tritt nur für niedrige Temperaturen $T < 12 \text{ kK}$ über einen großen Dichtebereich hin auf. Dies könnte man nur bei Messungen über einen Dichtebereich von drei bis vier Größenordnungen sicher sagen ($10^{19} < n < 10^{22} \text{ cm}^{-3}$).

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die neueren Modelle, die über einen Quantenkinetischen Ansatz die Zusammensetzung und die Leitfähigkeit beschreiben, große Fortschritte im Verständnis der elektrischen Leitfähigkeit gebracht haben. Die Transportquerschnitte werden demzufolge mit einer T-Matrix-Approximation berechnet und damit wiederum die Plasmazusammensetzung und die elektrische Leitfähigkeit berechnet. Die in diesem Experiment gemachten Messungen korrespondieren besser mit diesen rechnerischen Leitfähigkeiten, als dies bei den Spitzer und teilweise mit den reinen Ziman-Rechnungen der Fall ist.

Ogleich im entscheidenden Dichte- und Temperaturbereich gemessen wurde, konnte ein plötzliches, scharfes Einbrechen der Leitfähigkeit aufgrund des Mott-Effektes nicht beobachtet werden. Allen Anschein nach ist dieser Punkt nicht scharf, sondern erstreckt sich über mehrere Dichtegrößenordnungen. Bei den hier gemachten Messungen ist man bereits im Bereich der Druckionisation hinter dem eigentlichen Mott-Punkt. Die Rechnungen lassen keinen scharfen Mott-Einbruch erwarten. Für Temperaturen $T > 15 \text{ kK}$ ist die Atombildung, welche den Rückgang der Leitfähigkeit am Mott-Punkt erklärt, nicht mehr ausgeprägt und daher ist ein Leitfähigkeitsminimum kaum noch erkennbar bzw. gar nicht mehr zu erwarten. Aufgrund der Tatsache, dass die gemessenen Leitfähigkeiten zu größeren Dichten sowohl bei Kohlenstoff als

auch bei Zink hin zunehmen, und man daher im Bereich der Druckionisation ist, lässt sich eine obere Grenze für das Leitfähigkeitsminimum angeben:

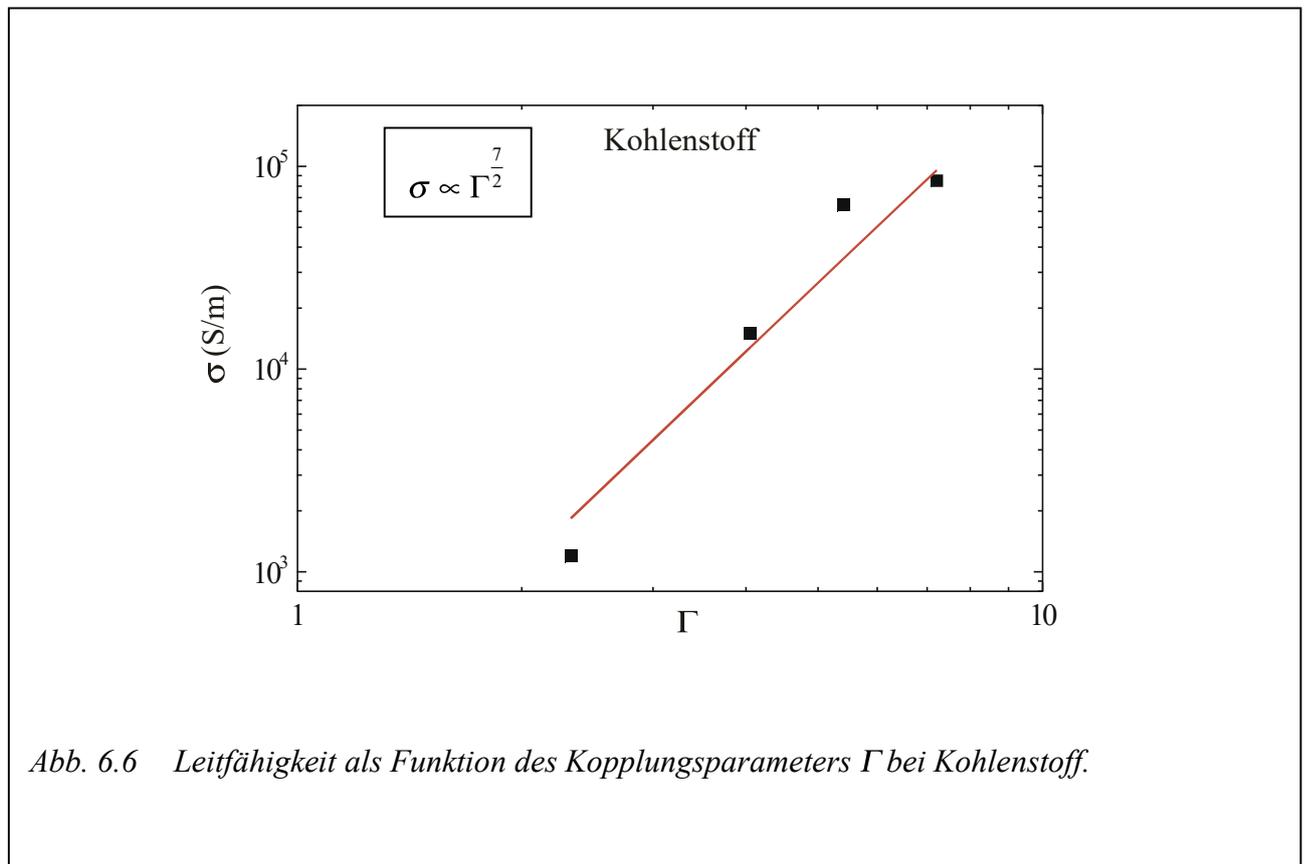
$$n_c \leq 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ (Kohlenstoff)} \quad (6.38)$$

und
$$n_c \leq 8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ (Zink)}. \quad (6.39)$$

6.5 Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Kopplung

Besonderes Interesse erweckt die Leitfähigkeit als Funktion der Kopplung, ausgedrückt durch den Kopplungsparameter Γ . Nach Gleichung 2.1 gilt:

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{1}{k_B T}. \quad (6.40)$$



Der Gamma-Parameter beschreibt das Verhältnis aus Coulomb-Wechselwirkung und kinetischer Wechselwirkung. Das Verhalten nichtidealer Plasmen wird durch dieses Verhältnis beeinflusst.

Abbildung 6.6 zeigt die gemessene Leitfähigkeit als Funktion des Kopplungsparameters Γ des Kohlenstoffplasmas, Abbildung 6.7 entsprechend bei Zink. Bei beiden Materialien ist ein

exponentieller Zusammenhang von Leitfähigkeit und Kopplungsparameter zu erkennen. Numerisch lässt sich mittels eines Fits folgende quantitative Formel finden:

$$\sigma \propto \Gamma^{\frac{7}{2}}. \quad (6.41)$$

Die eingezeichneten Geraden entsprechen den numerisch gefundenen Funktionen mit dem Exponenten $7/2$. Die Proportionalitätskonstante liegt bei 100 bis 130, was sich mit der effektiven Ladungszahl verstehen lässt. Nach der Plasmazusammensetzung aus Abbildung 6.1 und 6.2 beträgt der Anteil einfach ionisierter Teilchen im Plasma rund 10%. Die effektive Ladungszahl Z beträgt demnach $Z_{\text{eff}} = 0,1$. Sie geht quadratisch in den Gamma-Parameter ein (Gleichung 6.40), und so ist

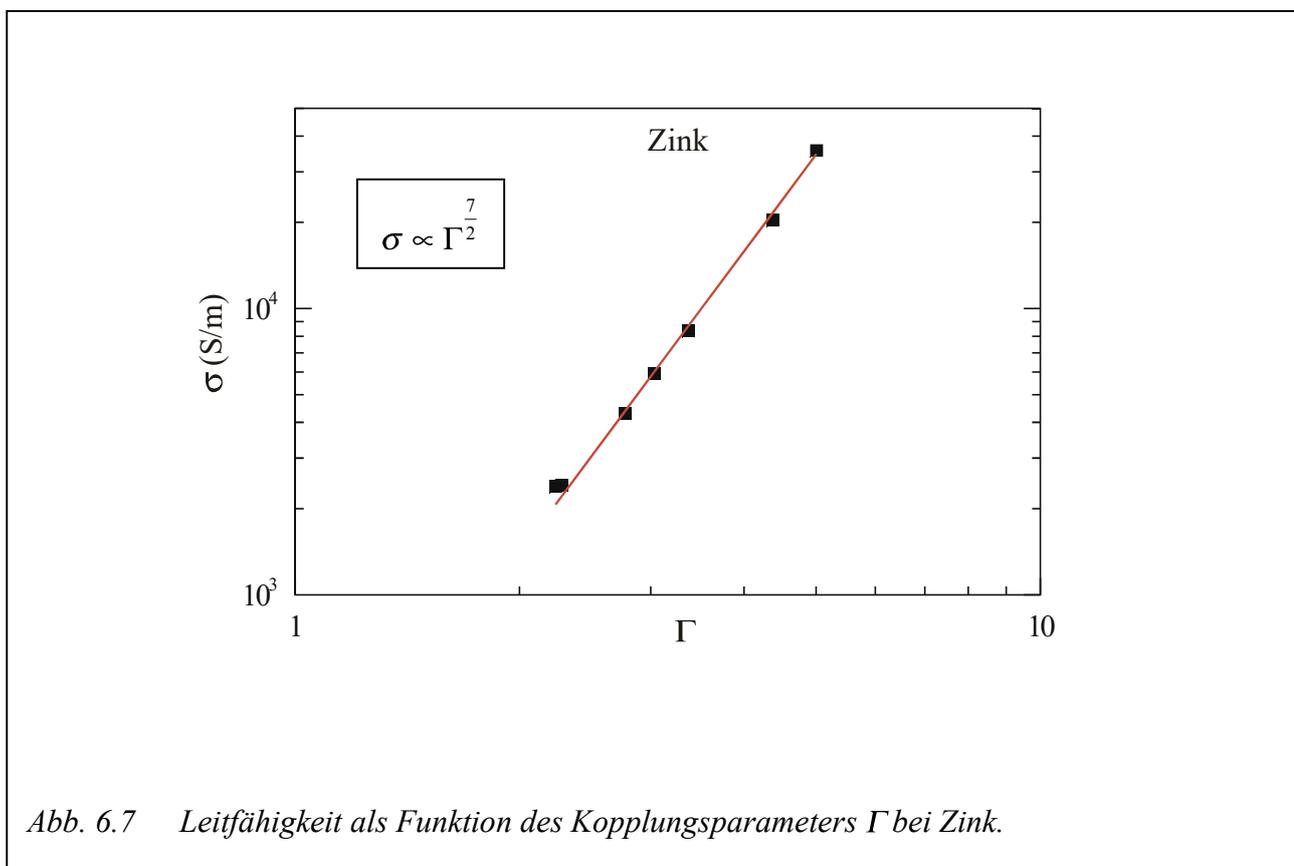


Abb. 6.7 Leitfähigkeit als Funktion des Kopplungsparameters Γ bei Zink.

die Proportionalitätskonstante gerade der Kehrwert von Z^2 .

Ogleich der Exponent bei beiden untersuchten Materialien gleich ist, kann eine elementare Ableitung nicht gefunden werden. Eine Schwierigkeit stellt sicherlich das Verständnis der Plasmazusammensetzung jenseits des Mott-Punktes dar, weswegen eine rechnerische Angabe der Leitfähigkeit kaum möglich ist [Kos00].

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die Erzeugung nichtidealer Kohlenstoff- und Zink-Plasmen und die Messung der elektrischen Leitfähigkeit bildeten die Schwerpunkte dieser Arbeit. Die Plasmen wurden mit der sogenannten „Drahtexplosionsmethode“, also dem explosionsartigen Verdampfen von Drähten durch eine starke gepulste elektrische Entladung erzeugt. Der um drei Größenordnungen größere Kaltwiderstand von Kohlenstoff bei Raumtemperatur hat bislang die Bereitstellung nichtidealer homogener Kohlenstoffplasmen unmöglich gemacht. Mit dem neu entwickelten Vorheizsystem konnten erstmalig in Verbindung mit den eingesetzten Glaskapillaren nichtideale homogene Kohlenstoffplasmen erzeugt werden. Dabei wird die Heißeitereigenschaft von Graphit ausgenutzt und die elektrische Leitfähigkeit vor Beginn der Hauptentladung entscheidend erhöht. Die Homogenität ist anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit Framing- und ICCD-Kameras gezeigt worden. Es lassen sich bei abgeschalteter Vorheizung viele unterschiedliche Inhomogenitäten und Instabilitäten exakt nachweisen und separieren. So wurden das Ablösen äußerer Schichten, die Ausbildung peripherer Entladungen sowie Kink- und Sausage-Instabilitäten nachgewiesen. Die neuen Untersuchungen bilden die Grundlage für ein weiterführendes Verständnis der oft genutzten Drahtentladungsmethode. Bei eingeschalteter Vorheizung ist das Kohlenstoffplasma homogen und es treten keinerlei Inhomogenitäten oder Instabilitäten auf.

Neben Zink wurden zum Vergleich weitere Metalle untersucht. Der Expansionsprozess wurde mit der Framing-Kamera protokolliert. Es zeigen sich unterschiedliche Entladungsverläufe, welche mit Beobachtungen anderer Experimentatoren in Einklang stehen.

Mit Hilfe der ICCD-Kamera konnte der Expansionsprozess des ganzen Drahtes eindrucksvoll dokumentiert werden. Bislang war dies an der Bochumer Anlage wie auch an vielen anderen ähnlichen Experimenten nicht möglich. Die radiale Expansion wurde zusätzlich mit mehreren Streak-Kameras untersucht und die Aufnahmetechnik erheblich verbessert. Die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist präzisiert worden und damit verbunden die Messung des Radius sowie der spezifischen Leitfähigkeit von Kohlenstoff- und Zink-Plasmen.

Die Plasmatemperaturen sind spektroskopisch durch Anfitzen von Planck-Kurven an die gemessenen spektralen Strahlungsdichten der im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindlichen Plasmen gemessen worden. Dabei ist größte Sorgfalt auf die Eichung aller an der Temperaturmessung beteiligten Elemente aufgewendet worden. Frühere Messungen konnten dabei verifiziert und verbessert werden.

Mittels verschiedener Kapillaren und durch den Einsatz verschieden dicker Drähte ist es gelungen, Plasmen unterschiedlicher Temperatur und Dichte zu erzeugen und deren Leitfähigkeiten zu messen. Mit Hilfe der so gewonnenen Daten wurden Vergleiche unterschiedlicher Modelle gemacht. Die Theorien von Spitzer und Ziman liefern erwartungsgemäß keine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten, wenngleich für Kohlenstoff bei hohen Dichten $n \cong 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ und kleinen Temperaturen $T \cong 10 \text{ kK}$ recht gute Übereinstimmungen zwischen Theorie und Experiment feststellbar sind. Bei Zink konnte dies nicht festgestellt werden.

Des Weiteren konnte die unzureichende Übereinstimmung der oft zitierten SESAME-Daten erneut bestätigt werden, was das Los Alamos Institut bereits dazu bewogen hat, die Leitfähigkeiten mit den neuen Theorien rechnen zu lassen. Dabei werden die in den letzten Jahren entwickelten Theorien von Redmer, Kuhlbrodt, Schlanges und Kosse berücksichtigt. In dieser Arbeit konnte die vergleichsweise gute Übereinstimmung dieser Theorien mit dem Experiment gezeigt werden. Es hat sich ferner gezeigt, dass die Plasmazusammensetzung bei der Modellierung eine entscheidende Rolle spielt.

Aufgrund der gewonnenen Messdaten drängt sich die Vermutung auf, dass der prognostizierte Mott-Übergang, also die Aufhebung der gebundenen Zustände nicht sprunghaft, sondern vielmehr über mehrere Größenordnungen stattfindet. Dies könnte der Grund dafür sein, weshalb in der Vergangenheit der erwartete Leitfähigkeitssprung nicht beobachtet worden ist.

Schließlich liefert diese Arbeit einen wichtigen Beitrag zu den bislang noch recht wenigen gemessenen Leitfähigkeiten nichtidealer Plasmen im Dichtebereich $(5 \cdot 10^{20} \dots 10^{22}) \text{ cm}^{-3}$ bei Temperaturen im Bereich $8000 \text{ K} < T < 16000 \text{ K}$.

Ausblick

Das Verständnis des Mott-Punktes ist noch nicht vollständig. Weitere Untersuchungen liegen nahe, wobei der experimentelle Aufbau Messungen über einen großen Dichtebereich von drei Größenordnungen erlauben muss. Die Realisierung mit herkömmlichen Drahtentladungsexperimenten kann wegen gleichzeitig notwendiger Homogenität nicht gelingen.

In dieser Arbeit wurde das Plasma ausschließlich im optisch sichtbaren Spektralbereich untersucht. Aufgrund der dort sehr großen optischen Dicke verhält sich das Plasma wie ein Planckscher Strahler. Linien treten nicht auf, was die spektroskopische Elektronendichtemessung nicht ermöglicht. Es wären daher durchaus weitergehende Messungen im optisch dünnen VUV-Bereich wünschenswert. Bei Kohlenstoff stellt sich hier jedoch das Problem der großen Anzahl von Spektrallinien und das Auftreten ganzer Emissionsbänder, was die Elektronendichtemessung mittels Linienverbreiterungsmechanismen erheblich erschwert. Auch Messungen mittels Thomson-Streuung wären nur im optisch dünnen VUV-Bereich möglich, was wiederum einen hinreichend starken Röntgenlaser erfordern würde.

Die Framing-Aufnahmen mit unterschiedlichen Metallen haben verschiedene Entladungstypen gezeigt. Unterschiedliche Strukturen zeigten sich in der Frühphase der Entladung. Sie sind Ausgangspunkt von Instabilitäten im späteren Verlauf der Entladungen. Weitergehende Untersuchungen mit möglichst vielen Materialien unter gleichen Bedingungen liegen zwecks besseren Verständnisses der Vorgänge beim Verdampfen auf der Hand.

Schockwellenmessungen lassen bei geeignetem Design ebenso wie Piezo-Kristall-Messungen Rückschlüsse auf den Plasmadruck zu, um eine spätere Bilanzierung unabhängig von den SESAME-Daten anstellen zu können. Dies ist hilfreich beim Verständnis der Plasmazusammensetzung.

Sollten die SESAME-Leitfähigkeiten im nichtidealen Bereich mit den neuen Theorien gerechnet werden, wäre es eine dankbare Aufgabe, parallel dazu möglichst viele Messungen zu machen. Für Experimente, wie sie mit der in Bochum stehenden Anlage möglich sind, stellt dies eine interessante Herausforderung dar.

Literaturverzeichnis

- [Ben58] F. D. Bennett, *Phys. Fluids* **1**, 515 (1958).
- [Ben62] F. D. Bennett, *Sci. Am.*, 103 (1962).
- [Ben99] J. F. Benage, W. R. Shanahan und M. S. Murillo, *Phys. Rev. Lett.* **83**(15), 2953 (1999).
- [Bun62] R. R. Buntzen, *Exploding Wires II*, W. G. Chace (Hrsg.), H. K. Moore. Plenum Press, New York, 195 (1962).
- [DeS94] A. W. DeSilva und H.-J. Kunze, *Phys. Rev. E* **49**(5), 4448 (1994).
- [DeS96] A. W. DeSilva, in *Proceedings of the International Conference on the Physics of Strongly Coupled Plasmas*, herausgegeben von W. D. Kraeft und M. Schlanges, World Scientific, Singapoore (1996).
- [DeS98] A. W. DeSilva und J. D. Katsouros, *Phys. Rev. E* **57**(5), 5945 (1998).
- [DeS99] A. W. DeSilva und J. D. Katsouros, *Plenum. Int. J. Thermophys.* **20**(4), 1267 (1999).
- [Dra65] H.-W. Drawin und P. Felenbok, *Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium*, Gauthier-Villars (Ed.), Paris (1965).
- [Ebe83] W. Ebeling et al., *Transport Properties of Dense Plasmas*, Akademie-Verlag, Berlin (1983).
- [Edi79] T. A. Edison, US 2233 898 (1879).
- [Fin91] W. Fincklenburg, H. Maecker, in *Handbuch der Physik Bd. XXII*, Springer-Verlag Berlin (1956).
- [For00] V. E. Fortov und I. T. Iakubov, *The Physics of Non-Ideal Plasmas*, World Scientific, Singapore (2000).

- [Fün58] E. Fünfer, M. Keilhacker und G. Lehner, *Zeitschrift für angewandte Physik* **10**(4), 158 (1958).
- [Ger97] L. Gerlach und E.h. J. Eibel, *Neue umweltfreundliche Abbruchtechniken*, Zwischenbericht des Teilprojektes B/01 im Rahmen des „Baustoffkreislauf im Massivbau“ (1997).
- [Gri63] H. R. Griem, *Phys. Rev.* **131**, 1170 (1963).
- [Gri64] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Publ. Co., New York (1964).
- [Gry80] V. K. Gryaznov, I. L. Iosilevskii, Yu. G. Krasnikov et al. *Thermophysical Properties of Working Media in Nuclear Energy Devices with Gas-Phase Reactors*, ed. V. M. Ievlev, Atomizdat, Moskau (1980).
- [Gry99] V. Gryaznov, I. Iosilevskii and V. E. Fortov, *Contrib. Plasma Phys.* **39**(1-2), 89 (1999).
- [Hau97] J. Haun, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1997).
- [Hau99] J. Haun, *Contrib. Plasma Phys.* **39** (1-2), 169 (1999).
- [Hau01] J. Haun, H.-J. Kunze, S. Kosse, M. Schlanges und R. Redmer, *Phys. Rev E*, *to be published* (2001).
- [Hes95] H. Hess, A. Kloss, G. Babucke, T. Motzke und H. Schneidenbach, *Critical Data of Metals – Tungsten*, on the 4th Asian Thermophysical Properties Conference, Tokyo (1995).
- [Hes95b] H. Hess, *Phys. Chem. Liq.* **30**, 251 (1995).
- [Hes99] H. Hess, H. Schneidenbach und A. Kloss, *Phys. and Chem. of Liquids* **37**, 719 (1999).
- [Hub94] J. D. Huba. *1994 Revised NRL Plasma Formulary. Supported by the Office of Naval Research*, 20375 Washington DC (1994).
- [Iak93] I. T. Iakubov. *Phys. Uspekhi* **36**(5), 365 (1993).
- [Jäg70] H. Jäger, Habilitationsschrift, Universität Kiel (1970).
- [Jäg72] H. Jäger, *Z. Naturforsch.* **27a**, 1586 (1972).

- [Jac82] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter, Berlin (1982).
- [Kit93] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg, München (1993).
- [Klo96] A. Kloss, T. Motzke R. Grossjohann und H. Hess, Phys. Rev. E **54**(5), 5851 (1996).
- [Klo97] A. Kloss, H. Hess und H. Schneidenbach, High Temp. High Press. **29**, 215 (1997).
- [Klo98] A. Kloss, A. D. Rakhel und H. Hess, Int. J. Thermophys. **19**(3), 983 (1998).
- [Klu67] N. I. Kluchnikov und S. A. Triger, Zh. Eksp. Teor. Fiz. (Soviet Physics – JETP) **52**, 276 (1967).
- [Köp61] W. Köppendörfer, *Induktionsspulen als Meßelemente an schnellen stromstarken Gasentladungen*, Report IPP 1/2 des Institutes für Plasmaphysik, Garching (1961).
- [Kos98] S. Kosse, D. O. Gericke, P. Hilse, M. Schlanges, M. Bonitz, *T-matrix scattering rates for dense nonequilibrium plasmas*, Poster auf „9th International Workshop on the Physics of Nonideal Plasmas, Rostock (1998).
- [Kos00] S. Kosse, M. Schlanges, R. Redmer, *Elektrische Leitfähigkeit für dichte Kohlenstoffplasmen*, Vortrag auf der DPG-Frühjahrstagung in Bonn (2000).
- [Kos01] S. Kosse, private Mitteilung von S. Kosse über D. Gericke, Mai (2001).
- [Kra86] W. D. Kraeft, D. Kremp, W. Ebeling und G. Röpke, *Quantum Statistics of Charged Particle Systems*, Plenum, New York (1986).
- [Kri94] I. Krisch, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1994).
- [Kri97] I. Krisch, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1997).
- [Kri98] I. Krisch und H.-J. Kunze, Phys. Rev. E **58**(5), 6557 (1998).
- [Kuh00] S. Kuhlbrodt und R. Redmer, Phys. Rev. E **62**(5), 7191 (2000).
- [Kun94] H.-J. Kunze, *Spectroscopy of Optically Thick Plasmas*, Third Workshop of Plasma and Laser Physics, ed. Ph. Mertens, Forschungszentrum Jülich GmbH, Ismalia (1994).

- [Kun89] H.-J. Kunze, *Moderne Probleme der Plasmaphysik*, 1. IPP-Ferienkurs, Bad Honnef (1989).
- [Lan60] Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik*, Springer-Verlag, Berlin, 6. Auflage (1960).
- [Lik88] A. A. Likalter, Sov. Phys. JETP. **67**, 2478 (1988).
- [Lik96] A. A. Likalter, Phys. Rev. B **53**(8), 4386 (1996).
- [Men92] J. Mentel, Vorlesungsmanuskript *Elektrische Entladungen II*. Ruhr-Universität Bochum (1992).
- [Mey68] R. J. Meyer, *Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie – Kohlenstoff, Teil B2*, Verlag Chemie GmbH, Weinheim (1968).
- [Mot85] N. F. Mott, Adv. in Phys. **34**(3), 329 (1985).
- [Nai74] E. Nairne, Phil. Trans. Roy. Soc. London **64**, 78 (1774).
- [PCO97] Dr. E. Ott, *Wissenswertes über CCD-Kameras*, Firmeninformationsschrift Nr. D-05/97, PCO Computer Optics GmbH (1997).
- [Phi92] Kopie einer firmeninternen Messung des spezifischen Widerstandes der Kohlefäden von Philips Lighting, Weert / NL (1992).
- [Phi97] Vorführung im Rahmen einer Firmenbesichtigung bei Philips Lighting in Weert / NL (1997).
- [Pik99] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, J. B. Greenly, Y. S. Dimant und D. A. Hammer, Phys. Rev. Lett. **83**(21), 4313 (1999) und
S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, A. R. Mingaleev, D. A. Hammer und H. P. Neves, Phys. Plasmas **6**(11), 4272 (1999).
- [Pöc94] M. Pöckl, M. Hebenstreit, T. Neger, F. Aumayr. J. Appl. Phys. **76**(2), 733 (1994).
- [Rag77] C. E. Ragan, M. G. Silbert und B. C. Diven, J. Appl. Phys. **48**, 2860 (1977).
- [Rak96] A. D. Rakhel, Int. J. Thermophys. **17**(5), 1011 (1996).
- [Red99] R. Redmer, Phys. Rev. E **59**(1), 1073 (1999).

- [Rei95] H. Reinholz, R. Redmer und S. Nagel, Phys. Rev. E **52**, 5368 (1995).
- [Röp83] G. Röpke, Physica A **121**, 92 (1983).
- [Röp88] G. Röpke, Phys. Rev. A **38**, 3001 (1988).
- [Sch55] H. Schirmer, Z. Physik **142** (1995), H. Schirmer, J. Friedrich, Z. Physik **151**, 174 (1958).
- [Sch84] M. Schlanges, D. Kremp und H. Keuer, Ann. Phys. **41**, 54 (1984).
- [Sch95] M. Schlanges, M. Bonitz und A. Tschtschjan, Contrib. Plasma Phys. **35**(2), 109 (1995).
- [SES92] SESAME: The Los Alamos National Laboratory Equations of State Database, S. P. Lyon and J. D. Johnson (ed.) (1992).
- [Sin00] D. B. Sinars, T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, Min Hu, V. M. Romanova, K. M. Chandler, J. B. Greenly, D. A. Hammer und B. R. Kusse, Phys. Plasmas **7**(2), 429 (2000).
- [Spi53] L. Spitzer, J. und R. Härm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [Spi62] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*. Wiley & Sons, New York (1962).
- [Spi98] R. B. Spielman, C. Deeney, G. A. Chandler, M. R. Douglas, D. L. Fehl, M. K. Matzen, D. H. McDaniel, T. J. Nash, J. L. Porter, T. W. L. Sanford, J. F. Seamen, W. A. Stygar, K. W. Struve, S. P. Breeze, J. S. McGurn, J. A. Torres, D. M. Zangar, T. L. Gilliland, D. O. Jobe, J. L. McKenney, R. C. Mock, M. Vargas und T. Wagoner, Phys. Plasmas **5**(5), 2105 (1998).
- [Stö94] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, H. Deutsch, Frankfurt/Main (1994).
- [Tho71] *Proc. 2nd Symp. Uranium Plasmas. Atlanta*, NASA, Washington (1971).
- [Tie68] W. Tiemann, Dissertation, Technische Hochschule Hannover (1968).
- [Uns49] A. Unsöld, ZS. Astrophys. **24**, 355 (1949).
- [Wac62] J. Wackerle, J. Appl. Phys. **33**(3), 922 (1962).

- [Whi65] R. W. P. McWhirter, *Plasma Diagnostic Techniques*, R. H. Huddlestone (Hrsg.), S. L. Leonard, Academic Press, New York (1965).
- [Wil62] R. Wilson. *Quant. Spectr. Radiat. Transfer* **2**, 477 (1962).
- [Zim72] J. M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*. Cambridge University Press, London (1972).
- [Zub74] D. N. Zubarev, *Nonequilibrium Statistical Thermodynamics*, Consultants Bureau, New York (1974).

Mein besonderer Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze für seine engagierte Betreuung und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit. Seine Unterstützung und seine freundliche Art haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Für die gute Zusammenarbeit, fruchtbare Diskussionen und die herzliche Gastfreundschaft möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. M. Schlages und Herrn S. Kosse von Institut für Physik der Ernst-Moritz-Arndt-Universität in Greifswald bedanken. Die sehr gute Zusammenarbeit von Theoretikern und Experimentatoren sei an dieser Stelle ausdrücklich erwähnt.

An dieser Stelle gilt mein Dank auch Herrn Prof. Dr. R. Redmer und Frau S. Kuhlbrodt vom Fachbereich Physik der Universität Rostock. Ihre aufschlussreichen und stets freundlichen Diskussionen haben zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Für die Bereitstellung von zwei Streak-Kameras bedanke ich mich bei dem Fraunhofer-Institut für Lasertechnik in Aachen, sowie dem Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.

Bei allen Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen an unserem Institut bedanke ich mich für ihr großes Interesse, ihre Diskussionsbeiträge und ihre Hilfe bei unterschiedlichen Problemen. Das gute Klima am Institut, welches von den meisten geschaffen wurde, sucht seinesgleichen.

Namentlich erwähnen möchte ich die Zimmerkollegen Herrn Dr. C. Busch, Herrn Dr. R. Denkelmann, Frau Dr. P. Drepper, Frau Dr. S. Ferri, Frau Dr. L. Juschkin, Herrn Dr. T. Lokajczyk und Herrn S.V. Singh. Neben Diskussionen über die Physik haben wir das Lachen nie verlernt.

Besonderer Dank geht an Herrn Dr. S. Maurmann, der besonders bei physikalischen Problemen im Labor unterstützend mitgewirkt hat.

Für die schnelle und zuverlässige Durchführung ihrer jeweiligen Aufgaben gilt mein Dank Frau I. Nikas, Herrn B. Becker, Herrn J. Semerad und Herrn N. Gramoschke sowie den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt.

Meinen Eltern möchte ich für die großzügige Unterstützung und Anteilnahme während der ganzen Zeit danken, die damit ein großes Stück zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Nicht zuletzt gilt mein Dank allen Freunden und Bekannten, die mir den nötigen Ausgleich zum Uni-Alltag gegeben haben. Dies geschah nicht nur an Land, sondern auch auf den Wogen der Meere in Stürmen und bei Sonnenschein.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Jens Haun
Anschrift: Schlägelstraße 20
44799 Bochum
Tel.: 0234 – 51 67 846
Geburtstag: 25.07.1971
Geburtsort: Bochum
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Ausbildung

1978 – 1982 Grundschule Hufeland in Bochum
1982 – 1991 Hildegardis-Schule Bochum (Gymnasium), Abitur
1991 – 1992 Wehr-Ersatzdienst beim Arbeiter-Samariter-Bund
1992 Beginn des Studiums an der Ruhr-Universität Bochum (Physik)
1994 Diplom-Vorprüfung in Physik
1997 Diplomarbeit und Diplomprüfung in Physik
1998 Beginn der Promotion an der Ruhr-Universität Bochum

Berufspraxis

1998 - 2000 Stipendiat des Graduiertenkollegs „Hochtemperaturplasmaphysik“
1998 - Lehrbeauftragter an der Technischen-Fachhochschule Georg Agricola in Bochum (Fachbereich Elektrotechnik)
2000 - Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik V der Ruhr-Universität Bochum

