

**Leitfähigkeitsmessungen
an nichtidealen Plasmen
aus Material niedriger Ordnungszahl**

**Diplomarbeit
von
Jens Haun**

**Institut für Experimentalphysik V
Ruhr-Universität Bochum
1997**

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation.....	2
1.2	Zielsetzung und Realisierung.....	3
1.3	Chronologie.....	3
2	Nichtideale Plasmen	5
2.1	Die Definition nichtidealer Plasmen.....	5
2.2	Die verschiedenen Wechselwirkungsenergien.....	6
2.3	Vorkommen nichtidealer Plasmen in der Natur.....	8
2.4	Probleme der Erzeugung nichtidealer Plasmen	9
3	Das Experiment	10
3.1	Das Material.....	10
3.1.1	Die Herstellung von Kohlenstoffdrähten	10
3.1.2	Die elektrischen Eigenschaften von Kohlenstoff.....	11
3.2	Die Erzeugung von nichtidealen Plasmen	13
3.3	Drahtentladungen	14
3.4	Der experimentelle Aufbau.....	14
3.4.1	Die technischen Daten der Versuchsmedien.....	18
3.4.2	Die Vorheizung	19
3.4.3	Die optischen Detektionselemente	19
3.4.4	Die elektrischen Detektionselemente	22
3.5	Die Datenakquisition.....	24

3.6	Der Drahtdurchmesser	26
3.7	Die optimale Leistungseinkopplung	27
4	Die Charakteristika der Entladung	30
4.1	Strom- und Spannungsverlauf.....	30
4.2	Energetische Betrachtungen.....	33
4.3	Der Vergleich mit Metalldrahtentladungen	34
4.4	Die Auswirkungen der Vorheizung	35
4.4.1	Die Änderung des Stromverlaufes	35
4.4.2	Die periphere Entladung.....	36
4.5	Besonderheiten des Widerstandsverlaufes.....	36
4.6	Der makroskopische Verlauf der Entladung.....	38
4.6.1	Diskussion des Pinchverhaltens	38
4.6.2	Theoretische Abschätzung der Elektronendichte.....	41
4.7	Resümee bezüglich des Ablaufes der Entladung.....	45
5	Die Untersuchung der Leitfähigkeit	46
5.1	Grundlagen und Modelle	46
5.1.1	Die Spitzer-Theorie.....	50
5.1.2	Die Ziman-Theorie.....	51
5.2	Der Plasmaradius	53
5.3	Ergebnisse und Diskussion der Leitfähigkeitsmessungen	54
5.3.1	Anmerkungen zu den benutzten Vergleichsmodellen.....	57
5.3.2	Der Vergleich mit einigen Modellrechnungen.....	60
6	Spektroskopische Temperaturbestimmung	64
6.1	Grundlagen.....	64
6.2	Die Strahlungstransportgleichung.....	65
6.3	Stoßprozesse im Plasma.....	69
6.4	Das lokale thermodynamische Gleichgewicht.....	70

6.4.1 Die Rechtfertigung zur Annahme des lokalen thermischen Gleichgewichtes (LTE).....	73
6.5 Das prinzipielle spektrale Kohlenstoffprofil.....	74
6.6 Temperaturbestimmung mittels Planck-Fit.....	75
6.7 Temperaturbestimmung mittels zweier Spektrallinien	77
6.8 Die Diskussion der Temperaturbestimmung.....	78
6.9 Die zeitliche Entwicklung des Kopplungsparameters	80
7 Zusammenfassung und Ausblick	82
8 Literaturverzeichnis	85

Kapitel 1

Einleitung

Nichtideale Plasmen gewinnen in der modernen Physik zunehmendes Interesse. In der Plasma-physik werden traditionell ideale Plasmen untersucht. In idealen Plasmen überwiegen die thermischen Wechselwirkungen der Teilchen alle anderen Wechselwirkungsarten. Die Teilchendichten sind gering ($n_T < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) bei vergleichsweise hohen Temperaturen ($T > 50000 \text{ K}$).

Im Zusammenhang mit modernen Technologien, die auf dem Einsatz von Laser- und Teilchenbestrahlung eines Targets zu Fusionszwecken basieren [Now92, Deu92], beim Bau von Plasmalichtquellen als Arbeitssubstanz in Entladungslampen [Gün92], bei der kontrollierten Kernfusion und bei Bogenentladungen findet man häufig nichtideale Plasmen vor. Nichtideale Plasmen zeichnen sich durch hohe Teilchendichten bei vergleichsweise geringen Temperaturen aus. Während bei mittleren Temperaturen die Coulomb-Wechselwirkung dominiert, spielen bei kleiner werdenden Temperaturen zunächst Polarisations- und schließlich Atom-Atom-Wechselwirkungen die entscheidende Rolle bei den Vorgängen im nichtidealen Plasma. Letzteres findet sich auch in Gebieten der Astrophysik: Große Gasplaneten, die Photosphäre der Sonne und der Kern von weißen Zwergen sind nur einige Beispiele. In der modernen Festkörperphysik bemüht man sich ebenfalls um das Verständnis nichtidealer Plasmen. Indem elektrische und thermische Leitungsphänomene berücksichtigt werden, bilden nichtideale Plasmen die Diskussionsbasis für einfache Modelle dieser Physik.

Das breite Spektrum an Vorkommen nichtidealer Plasmen in unterschiedlichen Bereichen der Wissenschaft und der zunehmende industrielle Einsatz solcher Plasmen fordern grundlegende Theorien für das Verständnis und die Modellierung der Vorgänge in nichtidealen Plasmen.

Durch die Coulomb-Wechselwirkung stark gekoppelte, dichte Plasmen sind aufwendig zu beschreiben. Der Einsatz moderner und schneller Rechnerarchitekturen, wie sie erst in jüngster Zeit ansatzweise erhältlich sind, ist dazu notwendig. Im vergangenen Jahrzehnt hat sich die Kapazität der durchschnittlichen Prozessorleistung, die durchschnittliche Festplattenkapazität und die Größe des standardmäßig eingebauten RAM-Speichers in einem neuen Rechner in 2 Jahren jeweils verdoppelt [Zol97]. Diese Entwicklung läßt hoffen, daß die bis heute unverstandenen

fundamentalen Prozesse in nichtidealen Plasmen, die durch die starke Coulomb-Wechselwirkung hervorgerufen werden, unter Berücksichtigung der gewonnenen Meßdaten mit Erfolg diskutiert werden können [For89]. Dazu gehört insbesondere die starke Veränderung der Transporteigenschaften der Materie im Bereich der Nichtidealität.

1.1 Motivation

Die Messung der Leitfähigkeit eines Plasmas erlaubt Aussagen über dessen Zusammensetzung, den Zustand und über das gegenseitige Verhalten der Teilchen untereinander. In den letzten Jahren ist daher das Interesse an Leitfähigkeitsdaten zur Verifikation und häufig auch zur Falsifikation bzw. zur Einschränkung von Modellen stark gewachsen. Die Forschung steckt noch in den Anfängen. Im Grenzbereich zwischen der traditionellen Plasma- und Festkörperphysik stehen nur wenige theoretische Modelle zur Verfügung. Es existieren auf der einen Seite Theorien zur Beschreibung von idealen Plasmen, die durch zahlreiche Messungen bestätigt worden sind, und auf der anderen Seite Modelle aus der Festkörperphysik zur Beschreibung von Leitungsephänomenen in Festkörpern und Elektrolyten, die ebenfalls durch Experimente überprüft worden sind. Die Formulierung geeigneter Modelle für nichtideale Plasmen ist auch aufgrund der bislang nur sehr kleinen Anzahl vorhandener Messungen schwierig.

Leitfähigkeitsmessungen an Plasmen aus Materialien niedriger Ordnungszahl sind besonders gefragt. In der vorliegenden Arbeit wird Kohlenstoff als ein solcher Vertreter gewählt. In Bochum wurden bereits Anfang der 90er Jahre erste Experimente mit Kohlenstoff gemacht. Aufgrund der Probleme bei der Erzeugung eines homogenen Kohlenstoff-Plasmas konzentrierte man sich schnell auf andere Materialien wie Kupfer und Aluminium. Nachdem an solchen Experimenten Untersuchungen mit Erfolg abgeschlossen werden konnten, ist der ursprüngliche Wunsch nach Messungen an Kohlenstoff wieder verstärkt vorhanden. In dieser Arbeit wurde das vorhandene Equipment genutzt, erweitert und die damaligen Probleme wurden gezielt angegangen und gelöst. Sowohl die Beschaffung bzw. die Herstellung von dünnem Kohlenstoffdraht als Ausgangsmaterial ist mit Schwierigkeiten verbunden, aber auch die Erzeugung eines geeigneten Plasmas bedarf einiger Anstrengungen.

Mögliche Anwendungen dieser Ergebnisse zur Leitfähigkeit könnten sich bei der Konstruktion großer Schleifkontakte aus Kohlenstoff ergeben, die zu Funkenbildung neigen. Auch bei Bogenentladungen mit Kohleelektroden entsteht ein stark gekoppeltes Plasma in Form einer Fußpunktentladung. Beim Durchbrennen von Schmelzsicherungen und beim Einschaltvorgang einer Gasentladungslampe findet man ebenfalls nichtideale Plasmen vor, deren Leitfähigkeit mit der Zündspannung und somit mit dem Zündverhalten korreliert. Schließlich unterstreicht ein Problem der Beleuchtungsindustrie die Notwendigkeit der Untersuchung und schließt die vermeintliche Lücke zwischen bloßem akademischen Interesse und dem Procedere des Alltags. So kann es in seltenen Fällen vorkommen, daß sich beim Durchbrennen einer

Glühbirne der ganze Glaskolben von der Fassung löst und einem Geschloß gleich durch den Raum fliegt [Jak97]: Beim Verdampfen der in dem Glühbirnenfuß eingebauten Schmelzsicherung entsteht ein explosionsartig expandierendes nichtideales Plasma. Da die Gewinnspanne einer Glühbirne im Pfennigbereich liegt, werden kostengünstige Möglichkeiten zur Verhinderung des oben beschriebenen Szenarios gesucht.

1.2 Zielsetzung und Realisierung

Ziel war es, ein homogenes und reproduzierbares Kohlenstoff-Plasma zu erzeugen, dessen Leitfähigkeit zu messen und die Plasmatemperatur durch spektroskopische Messungen zu bestimmen. Eine Abschätzung der Teilchen- und Elektronendichte hilft bei der Einordnung der Ergebnisse.

Die bei der Erzeugung eines Kohlenstoff-Plasmas leicht auftretenden Inhomogenitäten mußten durch den Bau einer geeigneten Vorheizung beseitigt werden. Der optimale Einsatz der Vorheizung erforderte zu Beginn der Arbeit zahlreiche Tests und Vorversuche, um ein möglichst homogenes Plasma zu erzeugen. Da die elektrische Leitfähigkeit von Kohlenstoff im Festkörper um 4 Zehnerpotenzen geringer ist als von Kupfer, ergeben sich bei der notwendigen schnellen Energieeinkopplung in das Plasma Probleme. Mit einer ICCD-Kamera und einer Streak-Kamera wurde das dynamische Verhalten protokolliert. Um an der verwendeten Anlage noch weitere Materialien systematisch untersuchen zu können, mußte die gebaute Vorheizung möglichst flexibel sein.

Das Kohlenstoff-Plasma wird mit Hilfe einer Drahtentladung in einer Glaskapillare erzeugt. Die Glaskapillare hält das schnell expandierende Plasma einige Mikrosekunden zusammen und verhindert zusätzlich eine periphere Entladung. Während dieser Zeit können die Elektronendichte, die Elektronentemperatur, die Teilchendichte und die Leitfähigkeit hinreichend genau bestimmt werden.

Neben der hier verwendeten Technik besteht auch die Möglichkeit, nichtideale Plasmen durch das Auslösen von Stoßwellen durch Laserbeschuß eines Festkörpers zu erzeugen [Löw93].

1.3 Chronologie

An der Anlage wurden 1992 von DeSilva und Kunze Messungen an nichtidealen Kupferplasmen durchgeführt [DeS92]. Elektronendichte und -temperatur resultieren aus der Zustandsgleichung, die unter anderem Daten aus dem SESAME-Datensatz [SES87] verwendet. Angabe zur Teilchendichte machten DeSilva und Kunze, indem sie die Kapillarkompression iterativ und rekursiv in einem Schalenmodell berechneten. Von DeSilva wurden zusätzlich in Maryland Leitfähigkeitsmessungen in Wasser durchgeführt [DeS96].

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurden spektroskopische Untersuchungen an Kupferplasmen von Krisch gewonnen [Kri94]. Die zuvor lediglich theoretisch abgeschätzten Elektronentemperaturen und -dichten konnten durch das Experiment verifiziert werden.

Weitere Messungen an Aluminium wurden ebenfalls von Krisch gemacht [Kri97]. Schwerpunkte der Dissertation waren die Leitfähigkeitsmessung, die spektroskopische Untersuchung des erzeugten Plasmas und die Einordnung in bisherige Modelle.

Wie bereits erwähnt, liegt die Herausforderung dieser Arbeit wegen der Schwierigkeiten, die bei der Erzeugung einer stabilen Kohlenstoff-Entladung entstehen, auf der Modifikation der Anlage. Zur Ermittlung der Plasmaparameter wird auf etablierte, standardisierte Verfahren zurückgegriffen.

Kapitel 2

Nichtideale Plasmen

Im folgenden Kapitel wird eine kurze Einführung in das Themengebiet „nichtideale Plasmen“ gegeben. Neben der Definition nichtidealer Plasmen wird auf die Klassifikation möglicher Wechselwirkungsenergien und auf deren Vorkommen in der Natur eingegangen. Abschließend werden die Probleme der Erzeugung nichtidealer Plasmen im Labor kurz diskutiert.

2.1 Die Definition nichtidealer Plasmen

Um nichtideale Plasmen zu definieren, vergleicht man das Verhältnis der Wechselwirkungsenergie E_{WW} zur thermischen Energie E_{therm} der Teilchen im Plasma. Man führt den Kopplungsparameter

$$\Gamma := \frac{E_{WW}}{E_{therm}} \quad (2.1)$$

ein. Überwiegt im Plasma die thermische Energie im Vergleich zu allen anderen Wechselwirkungsenergien, so spricht man von einem idealen Plasma. Ein derartiges Plasma läßt sich in erster Näherung mit dem Modell des idealen Gases beschreiben. Im Bereich hoher Temperatur und geringer Dichte wird diese Näherung durch ein Modell von Debye mit Korrekturen in bezug auf die Coulomb-Wechselwirkung modifiziert. Sind hingegen andere Wechselwirkungsenergien (Kapitel 2.2) größer oder gleich der thermischen Energie, spricht man von einem nichtidealen Plasma. Ist die Wechselwirkungsenergie zwar kleiner als die thermische Energie, aber für die Beschreibung des Plasmas dennoch relevant, spricht man bereits von schwach nichtidealem Plasma. Daraus folgt für den Kopplungsparameter:

$\Gamma > 1$: nichtideales Plasma,
 $0,1 < \Gamma < 1$: schwach nichtideales Plasma.

Diese Definition ist nur bis zu Teilchendichten $n_T < 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ sinnvoll. Bei höheren Dichten ist das Plasma entartet. Die Fermi-Energie ε_F liegt dann im Bereich der thermischen Energie.

In nichtidealen Plasmen treten verschiedene nichtideale Effekte wie z.B. Anomalien in der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit, Phasenübergänge [Ich93] oder die Verschiebung der Energieniveaus auf. Interessant sind Untersuchungen nichtidealer Plasmen hinsichtlich der Fusionsforschung, da die in fusionsrelevanten Plasmen nötigen hohen Energiekonzentrationen häufig mit starker Nichtidealität korreliert sind [Ich92].

2.2 Die verschiedenen Wechselwirkungsenergien

Ein Plasma besteht aus Atomen, Elektronen, Ionen und möglicherweise aus Molekülen. Es existieren drei verschiedene Typen der Wechselwirkungen E_{WW} : Wechselwirkungen zwischen geladenen (1), zwischen geladenen und ungeladenen (2) sowie zwischen ungeladenen Teilchen (3). Die Bedeutung der Wechselwirkungsenergie hängt zum einen vom Ionisationsgrad und somit von der Temperatur T und zum anderen von der Dichte ab.

Als Maß für E_{therm} wird häufig $k_B \cdot T$ genommen. Liegt der Teilchenabstand in der Größenordnung der thermischen de Broglie Wellenlänge λ_B , ist also $n_T \cdot \lambda_B \geq 1$, müssen mögliche Entartungszustände der Elektronen und Ionen berücksichtigt werden.

1) Wechselwirkungen der Ionen untereinander

Die Ionen unterliegen im Plasma der langreichweitigen Coulomb-Wechselwirkung. Die Wechselwirkung wird mit zunehmendem Ionisationsgrad größer. Für den Kopplungsparameter ergibt sich in klassischer Näherung:

$$\Gamma_C = \frac{z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 d_i} \frac{1}{k_B T} \quad (2.2)$$

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

und z : Ionenladungszahl.

Es gilt also:

$$\Gamma_C \propto \frac{\sqrt[3]{n_i}}{T}. \quad (2.3)$$

Aus dieser Proportionalität läßt sich eine grundlegende Eigenschaft vieler nichtidealer Plasmen ableiten: Nichtideale Plasmen zeichnen sich durch hohe Dichten bei gleichzeitig geringer Temperatur aus. In diesem Experiment überwiegt die Coulomb-Wechselwirkung, und der Kopplungsparameter liegt typischerweise bei $\Gamma = 5 \dots 15$.

Im Falle des entarteten Zustandes
$$\xi = \frac{\varepsilon_F}{k_B T} \geq 1 \quad (2.4)$$

mit
$$\varepsilon_F = \frac{h^2}{2m_{0,e}} \sqrt[3]{\left(\frac{3}{8\pi} n_e\right)^2} \quad (2.5)$$

lautet die Gleichung für den Kopplungsparameter Γ_q :

$$\Gamma_q = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_F d_i} = \frac{2m_{0,e} e^2}{3\varepsilon_0 h^2 \left(\frac{n_e}{2}\right)^{2/3} n_i^{-1/3}} \propto \sqrt[3]{n_i}. \quad (2.6)$$

2) Wechselwirkung von geladenen und ungeladenen Teilchen

Polarisationswechselwirkungen spielen in kalten Plasmen niedriger Elektronenkonzentration und hoher Atomkonzentration eine entscheidende Rolle. Für den Kopplungsparameter ergibt sich:

$$\Gamma_p = \frac{Ne^2\alpha}{2\varepsilon_0 k_B r_a T} \quad (2.7)$$

mit N : Atomdichte,
 α : Polarisationsfaktor
 und r_a : cut-off der Polarisationswechselwirkung.

3) Wechselwirkung zwischen ungeladenen Teilchen

Bei sehr niedriger Temperatur werden Atom-Atom-Wechselwirkungen relevant. Über das Lennard-Jones-Potential

$$\Phi = 4\gamma \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (2.8)$$

lassen sich diese beschreiben. Aus der Van-der-Waals-Zustandsgleichung lassen sich einige Idealitätskriterien ableiten:

$$N_c b \ll 1 \quad \text{und} \quad \frac{N_c a}{k_B T_c} \ll 1 \quad (2.9)$$

$$\text{mit} \quad N_c = \frac{1}{3} b \quad \text{und} \quad T_c = \frac{8a}{27b},$$

wobei a, b, γ und σ materialspezifische Konstanten sind.

2.3 Vorkommen nichtidealer Plasmen in der Natur

In der Natur findet man in Bereichen der Astrophysik häufig schwach nichtideale Plasmen:

Kern von weißen Zwergen:	$n_e = 10^{28} \text{ cm}^{-3}, \Gamma = 0,03.$
Photosphäre der Sonne:	$n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}, T = 5000 \text{ K}, \Gamma = 0,1.$
Sonnenkern:	$n_e = 1,8 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-3}, \Gamma = 0,2.$
große Gasplaneten, z.B. Jupiter:	$n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}, T = 100 \text{ K}, \Gamma = 280.$

Flüssige Elektrolyte, laserkomprimierte Plasmen und Blitzlampen sind Beispiele für künstliche nichtideale Plasmen.

Osram-Blitzlampe:	$n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}, T = 6000 \text{ K}, \Gamma = 0,97.$
-------------------	---

Ein weiteres wichtiges Beispiel findet sich auch in der Festkörperphysik: Die Leitungselektronen eines festen oder flüssigen Metalles lassen sich mit dem Plasmamodell beschreiben. In

Halbleitern verändern sich die Elektronen- und die Defektelektronendichte temperatur- und dotierungsabhängig, so daß sich bei starker Anregung der Elektronen ein nichtideales Plasma bildet.

2.4 Probleme der Erzeugung nichtidealer Plasmen

Nichtideale Plasmen implizieren hohe Dichten bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen. Aufgrund des bei großen Dichten herrschenden hohen Druckes ist in den meisten Fällen ein magnetischer Einschuß nichtidealer Plasmen unmöglich. Wegen des fehlenden Einschlusses entwickeln derartige Plasmen eine enorme Dynamik, die sich häufig durch explosionsartiges Auseinanderfliegen äußert. Das Plasma kühlt aufgrund der adiabatischen Expansion schnell ab; entsprechend vergrößert sich der Teilchenabstand bzw. verkleinert sich die Teilchendichte. Um die Lebensdauer des Plasmas hinreichend zu verlängern bzw. dessen Existenz überhaupt zu garantieren, muß vor und während des Expansionsvorganges ausreichend Energie eingekoppelt werden. Im Rahmen einer guten Näherung sollte die thermische Energie der Plasmateilchen mindestens 10 % der Ionisationsenergie erreichen.

Im sichtbaren Spektralbereich sind nichtideale Plasmen häufig optisch dick. Standardmeßmethoden wie beispielsweise die Thomsonstreuung sind daher nur sehr eingeschränkt unter Verwendung kurzweiliger Laser realisierbar.

Kapitel 3

Das Experiment

In diesem Kapitel ist neben der Beschreibung des apparativen Aufbaus und der Meßeinrichtungen auch eine kurze Abhandlung über die in diesem Experiment erstmalig angewendete spezielle Verfahrenstechnik bei der Erzeugung des Kohlenstoffplasmas zu finden. Die elektrischen Eigenschaften des verwendeten Materials werden aufgezeigt, und das Herstellungsverfahren wird erläutert.

3.1 Das Material

Die fundamentale Bedeutung des Kohlenstoffs gründet unter anderem in seiner Beteiligung an lebenswichtigen Prozessen wie beim Aufbau von Zellen, DNA und Aminosäuren. Wegen der sp^3 -Hybridisierung ergibt sich eine ungeheure Mannigfaltigkeit von Verbindungen, weshalb man aus praktischen Gründen das Sondergebiet „Organik“ in der Chemie eingeführt hat. Während bis 1985 nur zwei allotrope Formen von Kohlenstoff (Graphit und Diamant) bekannt waren, sind nun auch die Fullerene als weitere Modifikation entdeckt worden. Fullerene sind kugelförmige, geschlossene Kohlenstoffstrukturen in Form von $C_{60,70}$ (stabil) und $C_{32,44,50,58,240,540,960}$ (instabil). Industriell ist reiner Kohlenstoff in vielen Konfigurationen erhältlich (Mikroblatt, Folie, Sputtertarget, Gewebe, Faser, Stab, Röhrchen, Pulver, Granulat,...).

Für die Erzeugung von geeigneten Kohlenstoffplasmen durch Drahtexplosionen benötigt man jedoch reinen, dünnen Graphitdraht (Durchmesser $< 0,5$ mm). Dieser Draht ist bei den gängigen Materialanbietern nicht erhältlich. Bislang sind Leitfähigkeitsmessungen an Kohlenstoffplasmen schon aus diesem Grund nicht durchgeführt worden. Der Herstellung von Kohlenstoffdraht von hoher Reinheit und kleinem Durchmesser soll daher ein eigener Abschnitt gewidmet werden.

3.1.1 Die Herstellung von Kohlenstoffdrähten

1879 stellte T. A. Edison durch Verkohlen von Cellulosematerialien erstmalig Kohlenstoffdraht für Glühlampen her [Edi79]. Kohledrähte sublimieren bei ca. 3650 °C. Als Rohstoff verwendet man sowohl naß wie trocken gesponnene Fasern. Die Herstellung erfolgt meistens in drei Stufen:

In der ersten Stufe werden die Fäden in eine stabile Form gebracht (Cyclisierung oder Dehydratation). In der zweiten Stufe wird die Faser ohne Schmelzen oder Zersetzen des Rohstoffs carbonisiert. Bei der dritten Stufe finden rekristallisationsähnliche Umformungsprozesse bei Temperaturen von bis zu 2800 °C statt.

Der bei diesem Experiment verwendete Draht stammt von der Firma Philips Lighting aus Weert / NL, die ihn für ihre Kohlefaden-Glühlampen noch heute in kleiner Menge herstellt. Die Produktion läuft dort in folgenden Schritten ab:

- 1.) Eine Lösung aus Nitrocellulose (Schießbaumwolle) wird mit Essigsäure versetzt. Man erhält eine gelbliche, leicht dickflüssige Lösung. Diese wird durch eine feine Düse in ein Gefäß mit Wasser gespritzt. Es entsteht ein weißer Faden. Durch Variation des Düsendurchmessers hat man Einfluß auf den späteren Drahtdurchmesser.
- 2.) Der Faden wird in einer Ammoniumsulfidlösung denitriert.
- 3.) Das Produkt wird auf eine Trommel gewickelt und einige Stunden an der Luft getrocknet. Man erhält einen flexiblen, weißen Faden ähnlich einem Nylon-Faden.
- 4.) Es werden ca. 30 cm lange Stücke geschnitten. Jedes Stück ergibt hinterher einen Draht für eine Glühlampe.
- 5.) Die Stücke werden um einen geeigneten Zylinder mit einigen Zentimetern Durchmesser gewickelt. Die spätere Form der Glühwendel wird hier definiert (Formen).
- 6.) Die Fäden werden in Graphitpulver vollständig eingelegt.
- 7.) In einem Ofen wird nun der Faden bei ca. 800 °C verkohlt (Carbonisieren). Hierbei verliert der Faden seine Flexibilität. Die Dichte des Materials steigt von 1,5 auf 1,8 g/cm³ unter Verkleinerung des Durchmessers. Man erhält einen schwarzen, spröden Draht folgender Zusammensetzung: 62-70 % Kohlenstoff, 20-24 % Stickstoff, 5-10 % Sauerstoff, 2-4 % Wasserstoff.
- 8.) In einem zweiten Ofen wird nun der Draht bei Temperaturen um 1700 °C gebacken. Nach Angaben von Philips beträgt die Zusammensetzung im Endprodukt: > 98 % Kohlenstoff, 1-2 % Stickstoff, < 0,5 % Wasserstoff.
- 9.) Man entnimmt den fertigen Draht aus dem Graphit. Der übriggebliebene Graphit kann ohne Behandlung weiterverwendet werden. Er ist immer noch pulverförmig.

Der so hergestellte Kohlenstoffdraht wird direkt als Versuchsgegenstand für die Drahtexplosionen eingesetzt.

3.1.2 Die elektrischen Eigenschaften von Kohlenstoff

Kohlenstoff in Graphitform wird zu den Halbmetallen gezählt [Kit93]. Bei Zimmertemperatur liegt die Konzentration von Leitungselektronen mit $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ vier Zehnerpotenzen unter derjenigen von Kupfer. Beim Halbleiter Germanium liegt sie zum Vergleich bei $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Der Widerstand R eines Drahtes ist proportional der Drahtlänge l und umgekehrt proportional dem Drahtquerschnitt A . Die Proportionalitätskonstante ist der spezifische Widerstand ρ .

$$R = \rho \cdot \frac{l}{A} = \rho \cdot \frac{l}{\pi r^2}. \quad (3.1)$$

Die elektrische Leitfähigkeit κ ist definiert als

$$\kappa = \frac{1}{\rho}, \quad (3.2)$$

mit der in der Literatur üblichen Einheit $[\kappa] = (\Omega \text{ m})^{-1}$. Die SI-Einheit ist Siemens / Meter, also $[\kappa] = \text{S m}^{-1}$. Die Leitertypen lassen sich nach Stöcker [Stö94] in drei Klassen kategorisieren:

Leiter:	$\kappa > 10^5 (\Omega \text{ m})^{-1}$	(Cu, Al, Au,...),
Halbleiter:	$10^{-7} (\Omega \text{ m})^{-1} < \kappa < 10^5 (\Omega \text{ m})^{-1}$	(Si, Ge, C,...),
Isolatoren:	$\kappa < 10^{-7} (\Omega \text{ m})^{-1}$	(Bernstein, Glas,...).

Kohlenstoff in Graphitform besitzt mit $7,273 \cdot 10^4 (\Omega \text{ m})^{-1}$ bei 20 °C eine um drei Zehnerpotenzen kleinere Leitfähigkeit als Kupfer. Die Leitfähigkeit von Kohlenstoff in Diamantform liegt mit $10^{-11} (\Omega \text{ m})^{-1}$ noch weit darunter, weshalb Diamant zu den Isolatoren zählt. Die geringe Leitfähigkeit von Kohlenstoff erfordert eine spezielle Technik bei der Erzeugung des Plasmas (Kapitel 3.4.2).

Der spezifische Widerstand ist temperaturabhängig. Für Temperaturen weit unter dem Schmelzpunkt kann man einen linearen Zusammenhang zwischen spezifischem Widerstand und Temperatur annehmen. Die daraus folgende Proportionalitätskonstante nennt man Temperaturkoeffizient oder Temperaturbeiwert α . $[\alpha] = 1/\text{K}$. Der Widerstand errechnet sich dann durch folgende Gleichung:

$$R(T) = R_0(1 + \alpha \Delta T), \quad (3.3)$$

mit $R(T)$: Widerstand bei der Temperatur T ,
 R_0 : Widerstand bei der Temperatur T_0
 und ΔT : Temperaturänderung $T - T_0$.

Da Kohlenstoff zu den Warmleitern zählt, fällt der spezifische Widerstand bei zunehmender Temperatur mit einem Temperaturkoeffizienten $\alpha_C = -0,0013 \text{ K}^{-1}$. Die Leitfähigkeit steigt dementsprechend bei Temperaturerhöhung. In der Literatur [For64] findet man den in Abbildung 3.1 gezeigten Zusammenhang zwischen elektrischer Leitfähigkeit und Temperatur bei Kohlenstoff. Bei einer Temperaturerhöhung von 0 °C auf 2500 °C steigt die Leitfähigkeit um das Vierfache. Diese Eigenschaft wird bei der Erzeugung des Plasmas genutzt (Kapitel 3.4.2).

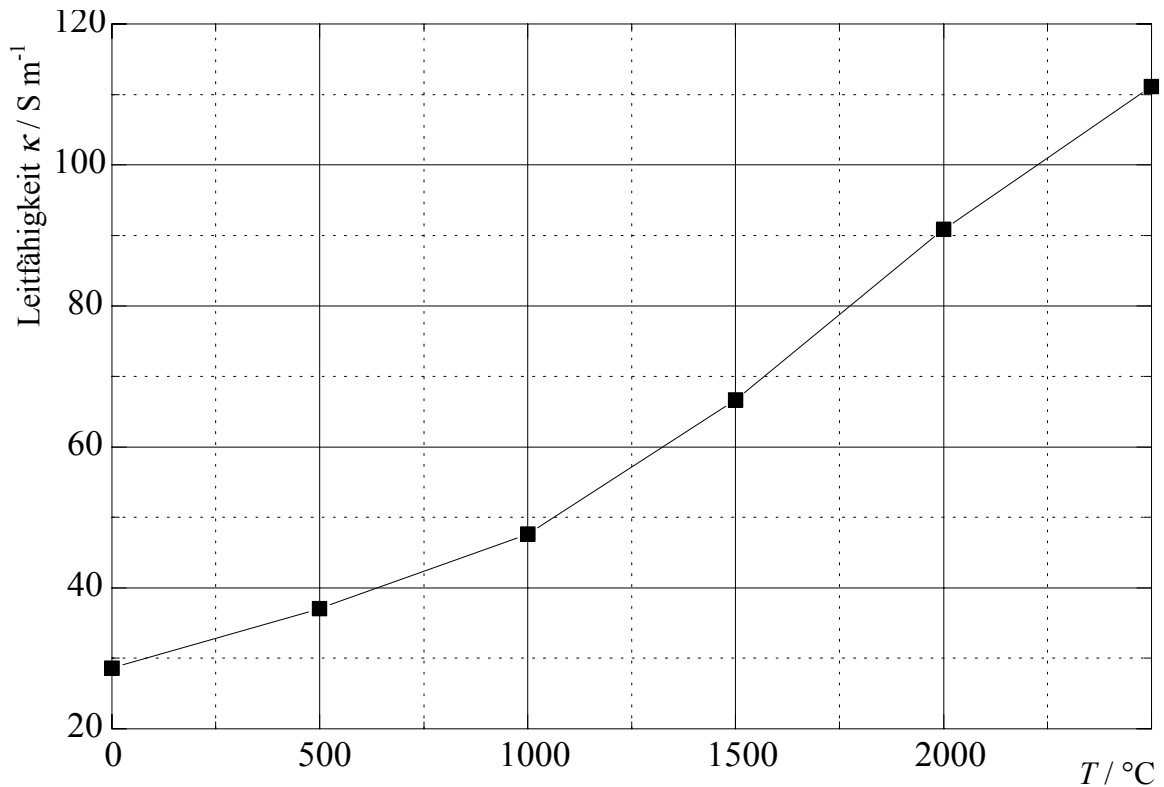


Abb. 3.1 Abhängigkeit der Leitfähigkeit κ von der Temperatur bei Kohlenstoff

3.2 Die Erzeugung von nichtidealen Plasmen

Nichtideale Plasmen zeichnen sich durch eine hohe Dichte bei gleichzeitig geringer Temperatur aus (Kapitel 2.2). In dem hier beschriebenen Experiment liegen die Dichten im Bereich von $10^{-2} \dots 10^0 \text{ g/cm}^3$. Als Festkörper hat Kohlenstoff zum Vergleich eine Dichte von $2,25 \text{ g/cm}^3$. Die Temperaturen des Kohlenstoffplasmas liegen bei $1 \dots 5 \cdot 10^3 \text{ K}$. Weil ein stabiler Einschluß solcher Plasmen mittels Magnetfeld aufgrund der resultierenden sehr hohen Drücke nicht möglich ist, wird eine Erzeugung mittels einer Gasentladung verworfen.

Ausgangsform für Plasmen solcher Dichte und Temperatur ist der Festkörper. Dieser wird innerhalb von einigen hundert Nanosekunden in den Plasmazustand überführt. Ein dünner Draht

wird durch einen Stromstoß explosionsartig verdampft. Für einige Mikrosekunden entsteht dann das gewünschte Plasma, bevor die Dichte durch die Expansion stark abnimmt.

3.3 Drahtentladungen

Bereits im 18. Jahrhundert, als erste wissenschaftliche Experimente zur Elektrizität gemacht wurden, spielten Drahtentladungen eine große Rolle. Im Jahre 1773 untersuchte Nairne mit Hilfe von explodierenden Drähten in einem Serienstromkreis, ob der Strom an jedem Ort des Stromkreises gleich groß ist [Nai74].

Drahtexplosionen sind sowohl in der Wissenschaft als auch in der Industrie von Interesse. So untersuchte F. Bennett zylindersymmetrische Stoßwellen bei Drahtexplosionen [Ben62]. Simulationen von Meteoriteneinschlägen und Sprengstoffexplosionen und deren Folgeschäden durch die Druckwellen konnten so gemacht werden [Bun62]. Aber auch zur exakten Zündung von konventionellen Explosivstoffen sowie Treibstoffen in der Raketentechnologie eignen sich explodierende Drähte, weshalb für die Erforschung dieser Technologie noch heute vom deutschen und französischen Verteidigungsministerium Gelder zur Verfügung gestellt werden [Dar93]. Bei der Verspiegelung von Lampen wird in einem evakuierten Glaskolben ein Aluminiumdraht verdampft. Bei der Abkühlung schlägt sich der Dampf dann auf dem Kolben nieder [Phi97].

Es existieren über 1000 Veröffentlichungen, die sich direkt oder indirekt mit Drahtentladungen beschäftigen. Dennoch ist bis heute der physikalische Ablauf einer Drahtexplosion nicht endgültig verstanden. Dies liegt zum Teil daran, daß beim Übergang vom Festkörper zum Plasma weder die Standardtheorien aus dem Gebiet der Festkörperphysik noch diejenigen aus der Plasmaphysik ohne Einschränkungen anwendbar sind. Gerade deshalb erwecken Untersuchungen und insbesondere Messungen an nichtidealen Plasmen in einem ausgedehnten thermodynamischen Bereich großes Interesse.

Am hiesigen Institut sind bereits Untersuchungen mit Kupfer [Des94, Kri94] und Aluminium [Kri97] gemacht worden. Da bereits Darstellungen zur Theorie und zum Ablauf von typischen Drahtentladungen aus der Vergangenheit existieren [Jäg70, Kri97], soll hier nicht noch einmal darauf eingegangen werden. Vielmehr geht diese Arbeit auf die Unterschiede und die Probleme sowie deren Lösung bei Drahtentladungen mit Kohlenstoffdraht ein.

3.4 Der experimentelle Aufbau

Die hier verwendete Anlage stellt im wesentlichen einen gedämpften Schwingkreis dar. Als Energiespeicher dienen zwei parallel geschaltete Kondensatoren mit je $C = 1,93 \mu\text{F}$. Die Kondensatoren werden typischerweise bis zu einer Spannung von $U_C = 14 \text{ kV}$ aufgeladen. Als Schalter dient eine niederinduktive Funkenstrecke (mit 0,8 bar Gasdruck), die von einem MARX-Generator mit einer Spannung von $U_{MARX} = 22 \text{ kV}$ getriggert wird und den Schaltkreis schließt.

Die Induktivität und der Widerstand der Anlage sind vorher gemessen worden. Der Kohlenstoffdraht ist in einer Glaskapillare zwischen zwei Edelstahlböcken befestigt, die die beiden Elektroden bilden (Abbildung 3.2 und 3.3). Die Elektroden befinden sich in einem massiven, mit Schrauben verschließbaren Gefäß mit einem Durchmesser von 25 cm. In der Gefäßwand sind insgesamt sechs senkrecht zur Achse befindliche Öffnungen. Durch eine Öffnung wird das emittierte Licht des Plasmas zum Spektrographen mit OMA-System geführt. Dabei wird ein Teil des Lichtes zu einem Photomultiplier ausgeblendet. Durch eine andere Öffnung werden die elektrischen Zuleitungen für eine Rogowski-Spule und zwei Spannungsteiler geführt, mit deren Hilfe das Spannungs- und das Stromsignal detektiert werden. Weitere Öffnungen dienen als Eintrittsfenster für einen Justierlaser oder für mögliche weitere Detektionsgeräte. Durch eine Öffnung im Deckel des Entladungsgefäßes wird das Licht wahlweise zu einer Streak-Kamera oder zu einer intensivierten CCD-Kamera geführt (Abbildung 3.6). Mit der Streak-Kamera wird der Plasmadurchmesser zeitlich gemessen. Mit der ICCD-Kamera wird das Plasma in voller Länge fotografiert. Einen Gesamtüberblick über die Anlage zeigen die Abbildungen 3.4 und 3.5. Zwei gekoppelte Oszilloskope nehmen sämtliche Spannungs- und Monitorsignale der Geräte auf.

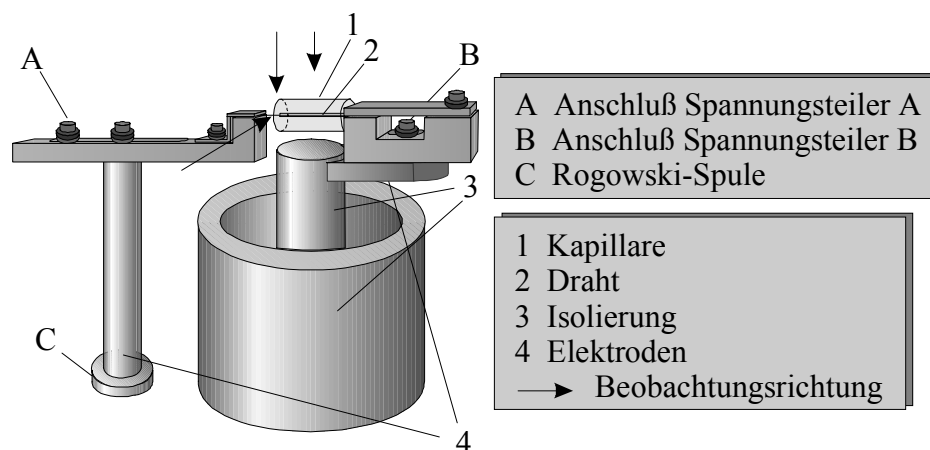


Abb. 3.2 Schematische Ansicht des Inneren des Entladungsgefäßes

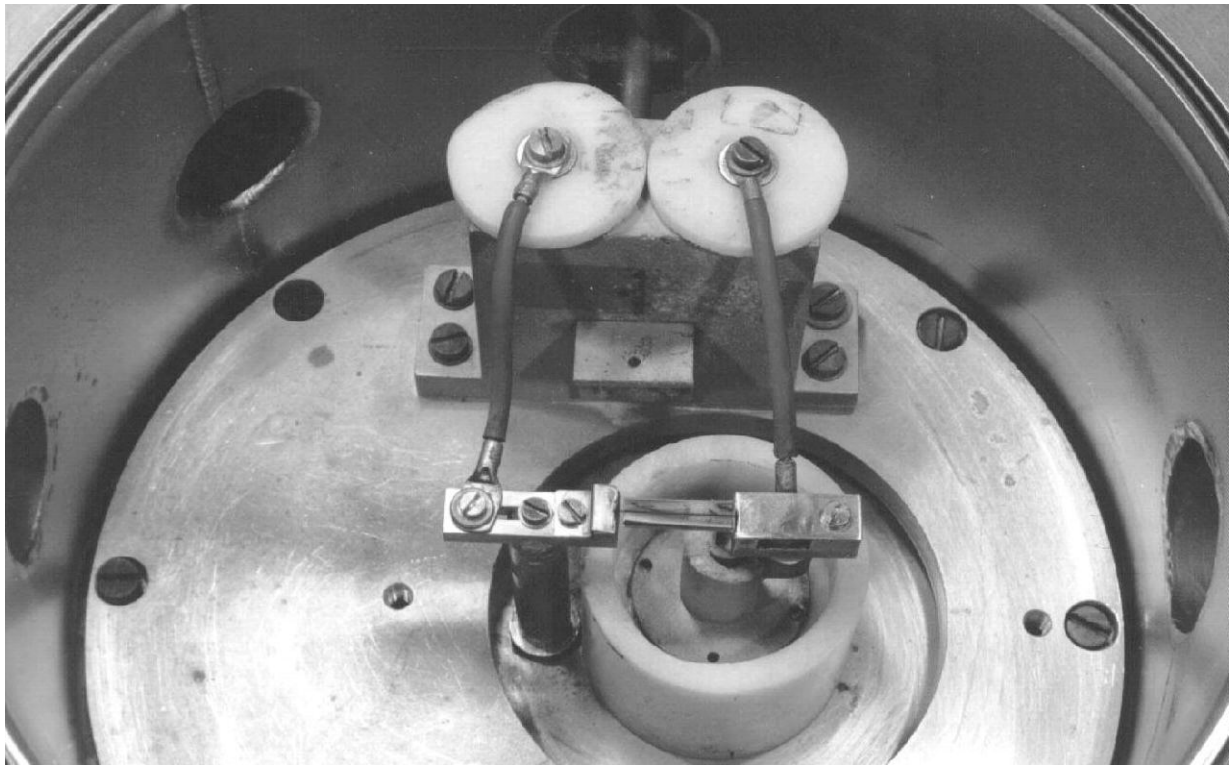


Abb. 3.3 Foto des Inneren des Entladungsgefäßes

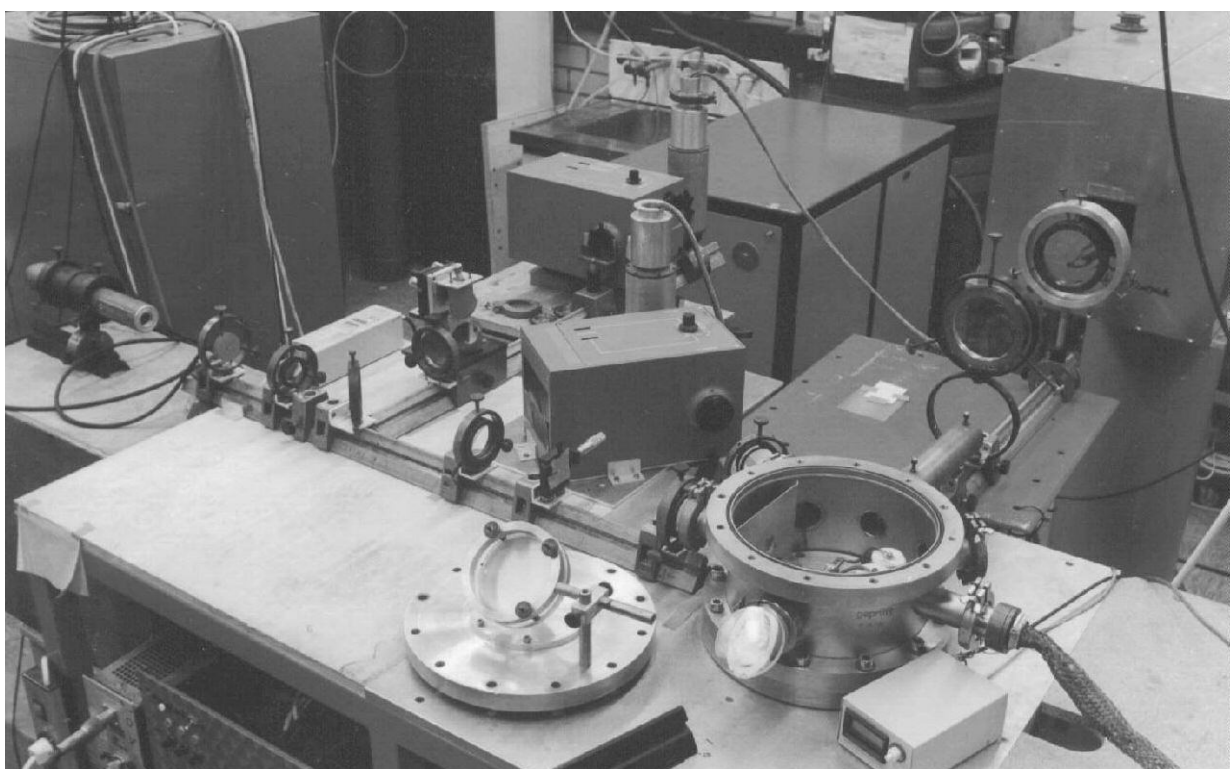


Abb. 3.4 Foto der Anlage

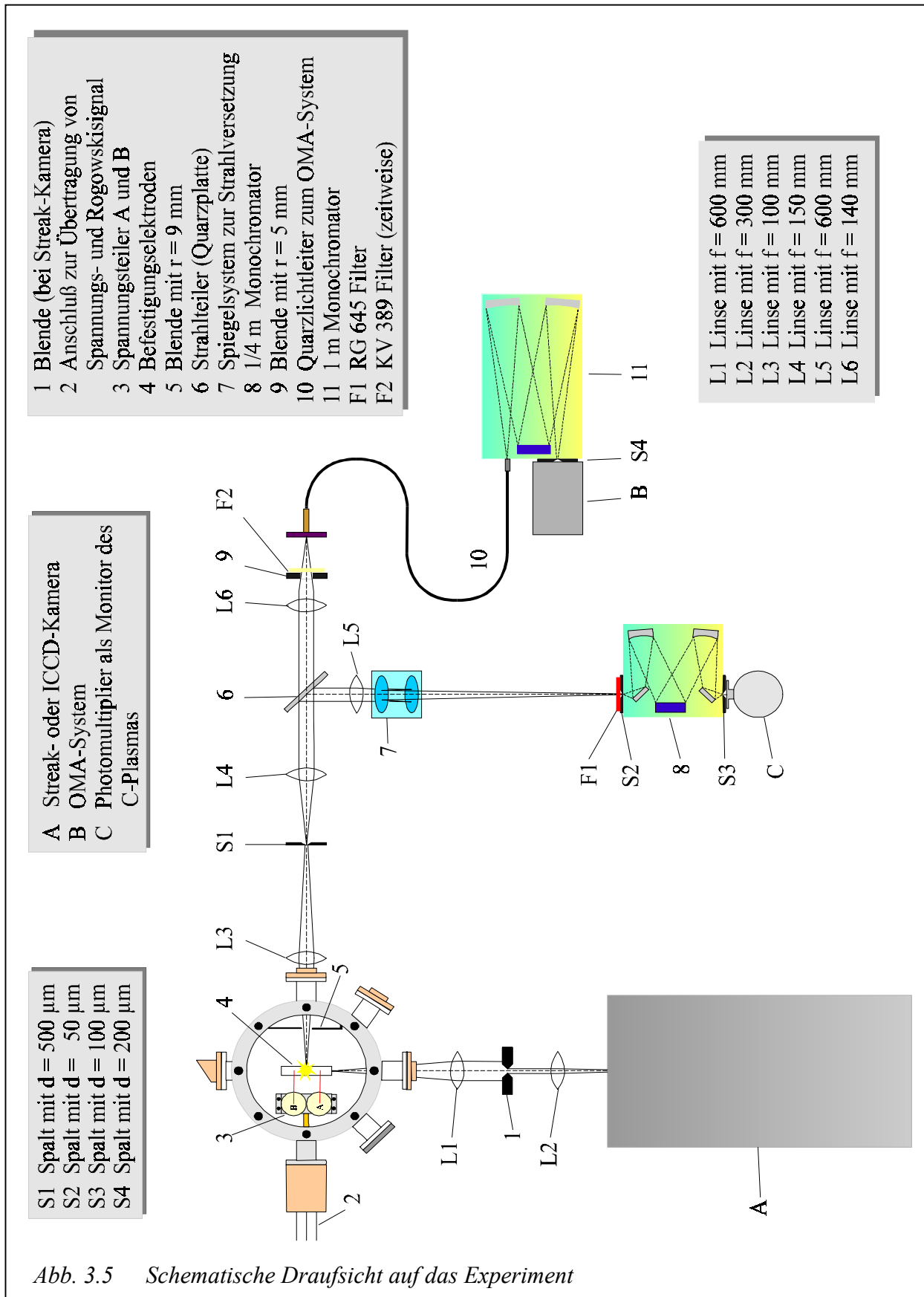


Abb. 3.5 Schematische Draufsicht auf das Experiment

3.4.1 Die technischen Daten der Versuchsmedien

Die technischen Daten resultieren zum einen aus früheren Arbeiten [Kri97], zum anderen aus theoretischen Überlegungen und Messungen zu Beginn dieser Arbeit.

Der Schwingkreis

Induktivität ohne Draht:	$L_A = 154 \text{ nH}$
ohmscher Widerstand ohne Draht:	$R_A = 27 \text{ m}\Omega$
Kapazität der energiespeichernden Kondensatoren:	$C = 2 \cdot 1,93 \text{ }\mu\text{F}$
Ladespannung der Kondensatoren:	$U_C = 14 \text{ kV}$

Der Draht

Reinheit:	$> 98 \text{ \% Kohlenstoff}$
Hersteller:	Philips Lighting Weert / NL
wirksame Länge:	$l_D = (24,5 \pm 0,5) \text{ mm}$
Radius:	$r_D = (0,135 \pm 0,005) \text{ mm}$
Kaltwiderstand (nach 2.1):	$R_{D0} \approx 25 \text{ }\Omega$
Induktivität (nach 3.4):	$L_{D0} = 25,0 \text{ nH}$

Die Kapillare

Material:	Duranglas
äußerer Radius:	$r_{Ka} = (3,1 \pm 0,1) \text{ mm}$
innerer Radius:	$r_{Ki} = (0,145 \pm 0,005) \text{ mm}$

Für die Berechnung von R_{D0} und L_{D0} wurden folgende Materialkonstanten benutzt:

spezifischer Widerstand bei Zimmertemperatur:	$\rho = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ }\Omega \text{ m}$	[Phi92]
magnetische Permeabilität:	$\mu_r = (1 - 6,0 \cdot 10^{-9})$	[Stö94]

Für die Berechnung der Induktivität wurde folgende Gleichung [Jac82] benutzt:

$$L = \frac{1}{2\pi} \mu_0 \mu_r l \left(\ln \left\{ \frac{2l}{r} \right\} - 0,75 \right). \quad (3.4)$$

3.4.2 Die Vorheizung

Um ein homogenes Plasma zu erzeugen, ist es notwendig, den Kohlenstoffdraht durch einen Gleichstrom unmittelbar vor der Hauptentladung vorzuheizen. Dadurch gewinnt man zwei Vorteile:

- 1.) Der ohmsche Widerstand wird aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten kleiner. Eine höhere Leistungseinkopplung ist die Folge.
- 2.) Mögliche Kontaktprobleme werden deutlich verringert.

Zur Vorheizung dient eine selbst konstruierte Gleichstromquelle. Nach einem Triggerimpuls läßt sie einen Gleichstrom durch den Draht fließen. Stromstärke und Heizdauer sind frei wählbar.

Da einerseits unterschiedliche Verzögerungen des Heizstromflusses durch mögliche anfängliche Kontaktschwierigkeiten berücksichtigt werden müssen, andererseits bei zu großer Heizdauer der Draht seinen Durchmesser durch Abbrand und Oxidation ungleichmäßig verkleinert, muß die optimale Heizdauer empirisch gefunden werden. Im Rahmen einer Voruntersuchung werden Strom und Heizzeit mittels rein optischer Kontrolle so eingestellt, daß der Draht rot glüht.

Nach Ablauf der eingestellten Zeit wird ein Triggerimpuls ausgesandt, mit dem die Hauptentladung und die anderen Geräte des Experimentes getriggert werden. Um zu verhindern, daß der Spannungsimpuls der Hauptentladung ($U_C = 14$ kV) die Elektronik des Vorheizgerätes beschädigt, ist vor jeden der beiden Eingänge des Gerätes eine Induktivität in Reihe geschaltet. Der ohmsche Widerstand ist klein genug, um einen genügend großen Strom fließen zu lassen.

Technische Daten der Vorheizeinrichtung

Vorheizstrom:	1 A
Vorheizdauer:	0,8 s
Gesamtgleichstromwiderstand der Induktionsspulen:	100 n Ω
Induktivität der Spulen:	je 300 μ H
Induktiver Widerstand (Impulsdauer $T = 1$ μ s):	je 1,9 k Ω

3.4.3 Die optischen Detektionselemente

Das emittierte Licht des Plasmas wird mit verschiedenen optischen Detektoren untersucht. Ein Photomultiplier wird als Plasmamonitor eingesetzt. Mit einem OMA-System in Verbindung mit zwei verschiedenen Monochromatoren wird die spektrale Emission ermittelt. Eine Streak-Kamera dient zur Bestimmung des Plasmaradius während der Explosion. Mit einer ICCD-Kamera können Gesamtbilder des Plasmas gewonnen werden. Damit lassen sich zum einen die Ergebnisse der Streak-Kamera verifizieren, zum anderen kann das Plasma in Bezug auf mögliche Instabilitäten oder Inhomogenitäten untersucht werden.

Photomultiplier

Ein Teil des Lichtes wird mit einem Quarzglasfenster aus dem Strahlengang ausgeblendet. Aus technischen Gründen muß es über ein Spiegelsystem versetzt werden, um die Fokussierung auf den Eintrittsspalt des 1/4 m-Monochromators zu garantieren. Der am Austrittsspalt montierte Photomultiplier (RCA-1P28A) liefert dann ein zeitaufgelöstes Spannungssignal bei fest

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

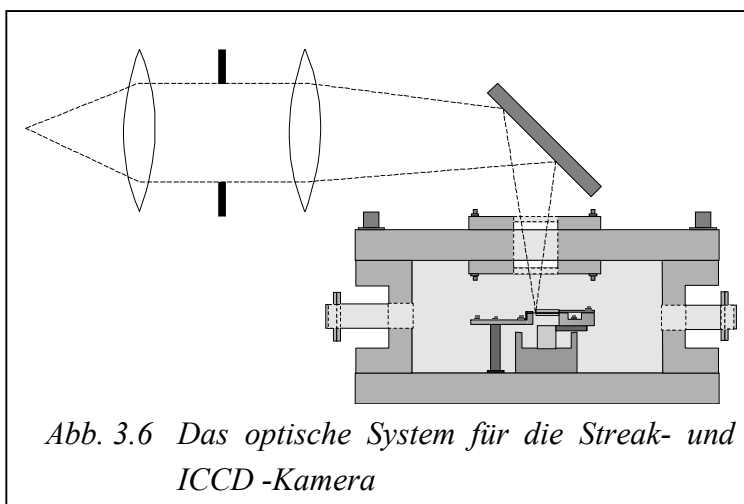
eingestellter Wellenlänge $\lambda = 655 \text{ nm}$. Ein vor den Eintrittsspalt des Monochromators gestelltes Filter (Schott RG 645) verhindert die Detektion von Falschlicht zweiter Ordnung. Die Betriebsspannung des Photomultipliers liegt typischerweise bei $U = -840 \text{ V}$. Das Signal des Photomultipliers wird mit einem RC-Glied von $\tau = 50 \text{ ns}$ geglättet, bevor es einem Oszilloskop (GOULD 4074, 100 MHz) zugeführt wird.

Streak-Kamera

Die Plasmadynamik wird mit einer Streak-Kamera der Firma HAMAMATSU erfaßt. Diese Kamera besteht aus mehreren Modulen: Temporal Analyser C 1330, Temporal Disperser C 979 und Camera Control C 1000. Die kürzeste Streakzeit beträgt 100 ns. Da die gesamte Plasmalebensdauer bis zu 2 μs dauert, müssen mehrere Bilder gemacht werden, um Aussagen über die gesamte Plasmadynamik machen zu können. Der Dynamikbereich der Kamera ist sehr klein. Bei einer Über- oder Unterbelichtung entstehen leicht Bilder, die zu Fehlinterpretationen führen können. Daher ist eine Verifikation mit den Ergebnissen der ICCD-Kamera unbedingt erforderlich. Ein Monitorsignal der Streak-Zeit wird dem Oszilloskop zugeführt, um die Pulsdauer und die zeitliche Korrelation zu den anderen Geräten und Signalen zu überprüfen.

ICCD-Kamera

Eine Gesamtansicht des Plasmas wird mit einer „Intensified Charge Coupled Device“-Kamera (ICCD) gewonnen. Die Kamera der Firma Princeton Instruments, Inc. hat eine Fläche mit 578 * 384 Pixeln. Jedes Pixel hat eine Auflösung von 16 bit. Mit Hilfe des PG-200-Pulsers sind minimale Integrationszeiten von 5 ns realisierbar. Während der Messungen liegen sie bei 20 ns.



Neben dem Vergleich der Ergebnisse der Plasmadynamik mit denen der Streak-Aufnahmen können auch mögliche Instabilitäten oder Inhomogenitäten aufgezeichnet werden. Die in dieser Arbeit präsentierten Bilder sind im Falschfarben-Modus dargestellt. Dabei wird jedem Grauwert eine Farbe zugeordnet. Die Pulsdauer und zeitliche Lage wird durch ein Monitorsignal auf dem Oszilloskop angezeigt.

O-SMA-System mit Monochromatoren

Eine spektrale Analyse des emittierten Lichtes erlaubt eine Bestimmung der Plasmaparameter (hier: Plasmatemperatur). Das Licht gelangt durch einen 10 m langen Quarzlichtleiter zum Eintrittsspalt von wahlweise zwei verschiedenen Monochromatoren: einen 1/8 m-Monochromator oder einen 1 m-Monochromator (Tabelle 3.2).

	1/8 m-Monochromator	1 m-Monochromator
Herstellungsfirma	ORIEL Corporation	Spectroscopy Instruments
Modell	Multispec (Gittertyp 1704)	SPEX 1704
Blazewellenlänge	200 nm	500 nm
Gitter	400 Striche / mm	1200 Striche / mm
lineare Dispersion	20 nm / mm	0,83 nm / mm
Eintrittsspalt	25 μm	20 μm
spektrale Auflösung des O-SMA-Systems	$(0,5023 \pm 0,0005) \text{ nm / Diode}$	$(0,0208 \pm 0,0004) \text{ nm / Diode}$

Tab. 3.2 Daten der mit dem O-SMA-System verwendeten Monochromatoren

O-SMA Detektor Controller	Modell:	ST-100
Detektorkopf	Modell:	P/IRY-700
	MCP:	$\varnothing = 18 \text{ mm}$
	Diodenarray:	$(25,6 * 2,5) \text{ mm}^2$
	Photodioden:	703 Dioden (164.-867.) nutzbar wegen MCP-Limitierung
Gate-Pulser	Pulsbreite:	(18 - 2500) ns
	Anstiegszeit:	(8 - 9) ns
	Puls Jitter:	1 ns
Oszillographen (2 Stück)	Modell:	GOULD 4074
	Bandbreite:	100 MHz
	Kanäle:	4

Tab. 3.3 Daten des O-SMA-Systems einschließlich der verwendeten Oszillographen

Am Austrittsspalt ist ein „Optical Spectrometric Multichannel Analyser“ (O-SMA) der Firma „Spectroscopy Instruments“ angeflanscht (Tabelle 3.3). Der Kopf dieser Kamera hat 1024

Dioden von je $24,4 \mu\text{m}$ Durchmesser. Die Pulsbreite liegt im Experiment zwischen 20 und 80 ns und wird ebenfalls mit einem Oszilloskop aufgenommen. Durch die Verwendung von Quarzlinsen und dem Quarzlichtleiter ist eine spektroskopische Untersuchung bis zu einer Wellenlänge von $\lambda = 180 \text{ nm}$ möglich. Mit dem $1/8 \text{ m}$ -Monochromator kann man einen spektralen Bereich von $\Delta\lambda = 350 \text{ nm}$ erfassen. Die so gewonnenen Spektren lassen sich gut an eine Planck-Kurve anfitzen. Durch Messung der Schwarzkörperstrahlung kann die Temperatur des Plasmas bestimmt werden. Mit dem 1 m -Monochromator kann man einen spektralen Bereich von $\Delta\lambda = 14 \text{ nm}$ registrieren. Die hierbei vorhandene hohe spektrale Auflösung von $0,02 \text{ nm / Diode}$ läßt eine genaue Analyse der Linienprofile zu.

Zur Wellenlängenkalibrierung des Systems sind bekannte Spektrallinien verschiedener Spektrallampen herangezogen worden (Hg-Cd, He, Ne, Zn, Hg-Ar). Das Apparateprofil ist in früheren Messungen [Kri97] bestimmt worden. Die aus einer Anpassung an ein Voigt-Profil resultierende Halbwertsbreite (FWHM) des Profils einer Linie liegt bei ca. 4 Pixeln.

Für die Anpassung des gemessenen Spektrums an eine Planck-Kurve wird ein größerer spektraler Bereich benötigt. Die unterschiedliche spektrale Empfindlichkeit des Systems kann nicht mehr vernachlässigt werden. Daher wurde eine apparatespezifische spektrale Empfindlichkeitskurve mit Hilfe einer Wolframbandlampe aufgenommen. Alle Spektren mit dem $1/8 \text{ m}$ -Monochromator wurden damit korrigiert. Beim 1 m -Monochromator muß die spektrale Empfindlichkeitskurve aufgrund des kleinen sichtbaren spektralen Bereiches nicht berücksichtigt werden.

3.4.4 Die elektrischen Detektionselemente

Um Aussagen über die Leitfähigkeit machen zu können, muß man sowohl die am Plasma anliegende Spannung als auch den durch das Plasma fließenden Strom als Funktion der Zeit messen.

Spannungsmessung

Die Spannung am Plasma wird über ein System von Spannungsteilern gemessen. Um induktive Streufelder abzuschirmen, die bei kurzen, starken Entladungen besonders Einfluß nehmen, wurde ein koaxialer Aufbau des Spannungsteilers (Abbildung 3.7) gewählt.

Direkt an den Elektroden, noch im Entladungsgefäß, wird zunächst mit den Spannungsteilern A (1:60,83) und B (1:62,4)

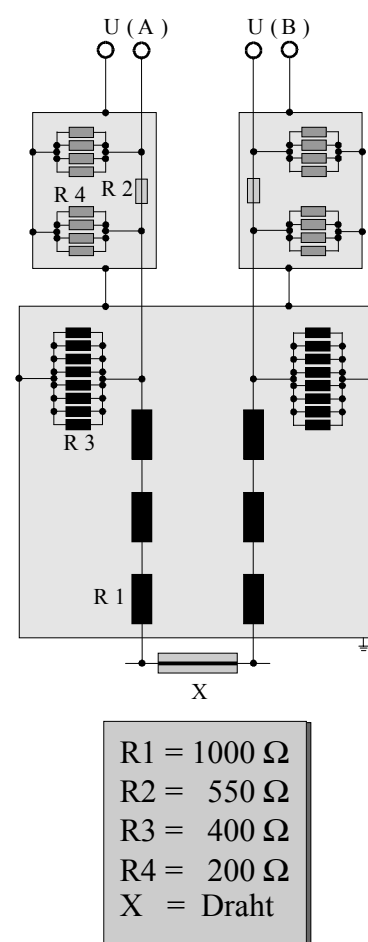


Abb. 3.7 Die Spannungsteilung

ein Spannungssignal abgegriffen. Dieses wird dann über ein Koaxialkabel zum Oszillographen geführt. Vor dem Eingang des Oszillographen sind zwei weitere Spannungsteiler C (1:12,1) angebracht, um das Signal darstellen zu können. Die Spannungsteiler A und B sind in einer Aluminiumbox abgeschirmt. Um eine verzerrungsfreie Übertragung des Signals zu gewährleisten, wurden Kohleschichtwiderstände benutzt, die eine besonders niedrige Induktivität aufweisen.

Strommessung

Um den Strom in dieser starken, zeitlich schnell veränderlichen Entladung zu messen, verwendet man eine Rogowski-Spule. Mit der Spule wird zunächst die zeitliche Ableitung des Stromes gemessen. Durch eine zeitliche Integration erhält man dann den Strom. Die Integrationskonstanten wurden vorher bestimmt. Bei Köppendörfer [Köp61] kann man die Eigenschaften einer Rogowski-Spule im einzelnen nachlesen. Im folgenden werden die für dieses Experiment wichtigsten Zusammenhänge kurz erläutert. Eine Rogowski-Spule zeichnet sich durch folgende Merkmale aus:

1. Die Spule muß einen einheitlichen Querschnitt haben.
2. Der Windungsabstand muß gleich groß sein.
3. Die Windungszahl muß so groß sein, daß das Kreisintegral innerhalb der erforderlichen Meßgenauigkeit durch eine Summe angenähert werden kann.
4. Die einzelnen Windungsflächen müssen senkrecht zur Spulenachse orientiert sein. 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 von den Feldkomponenten aufheben, die nicht parallel zum Wegstück Δs sind.

Bei einer solchen Spule ist das induzierte Spannungssignal unabhängig von der Kurvenlage, mit der die Spule den Strom umschließt und unabhängig von der Stromverteilung. Nach der inhomogenen Maxwell-Gleichung der Magnetostatik und mit Hilfe des Stokesschen Satzes ergibt sich das Ampèresche Durchflutungsgesetz zu

$$\oint_F \text{rot} \vec{B} \cdot d\vec{f} = \oint_{\partial F} \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 \mu_r \oint_F \vec{j} \cdot d\vec{f} = \mu_0 \mu_r I. \quad (3.5)$$

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

$$\oint_{\partial F} \vec{B} \cdot d\vec{r} = \Delta s \sum_{v=1}^n B_v = \frac{l}{nA} A \sum_{v=1}^n B_v = \mu_0 \mu_r I. \quad (3.6)$$

Für die induzierte Spannung gilt nach dem Induktionsgesetz

$$U_{ind} = -n \frac{d\Phi}{dt} = -n \frac{d\left(\sum_{v=1}^n \vec{B}_v \cdot \Delta \vec{A}_v\right)}{dt} = -n \frac{d\left(A \sum_{v=1}^n B_v\right)}{dt}. \quad (3.7)$$

Differenziert man Gleichung 3.6 nach der Zeit und setzt sie in Gleichung 3.7 ein, so erhält man

$$U_{ind} = -\mu_0 \mu_r A \frac{n}{l} \frac{dI}{dt} = -CI \quad (3.8)$$

mit A : Windungsfläche,
 n : Anzahl der Windungen,
 l : Länge der Spule,
 μ_0 : magnetische Feldkonstante,
 μ_r : magnetische Permeabilität
 und C : Konstante.

Das induzierte Spannungssignal wird mit einem Oszilloskop gemessen. Um elektrische Störungen abzuschirmen, ist die Rogowski-Spule vor dem Einbau mit Kupferblech umwickelt worden. Sie liegt toroidal um eine der beiden zylinderförmigen Messingelektrodenzuführungen (Abbildung 3.2 und 3.3). Die Konstante C ist früher [Kri97] zu

$$C = 1,059 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Vs}}{\text{A}} \quad (3.9)$$

bestimmt worden.

Um die zeitliche Korrelation aller Einheiten variieren zu können, wurden Zeitverzögerungsgeräte eingesetzt. Alle Monitorsignale, Spannungs- und Stromsignale wurden auf zwei zusammengeschalteten Oszilloskopen aufgezeichnet und somit aufeinander abgestimmt.

3.5 Die Datenakquisition

Die mit den Spannungsteilern A und B gemessene Spannung setzt sich aus einer induktiven und einer rein ohmschen Komponente zusammen:

$$U = IR + \frac{d}{dt}(LI). \quad (3.10)$$

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

- $L\dot{I}$: Dieser Teil ist wichtig, da sonst Gleichung 3.10 zu Beginn der Entladung nicht erfüllt würde. L spiegelt die Gesamtinduktivität der Anlage wider. Die zeitliche Ableitung des Stromes wird mit der Rogowski-Spule gemessen.
- $\dot{L}I$: Beim Phasenübergang des Festkörpers ändert sich die Induktivität. Der Draht geht in eine Plasmasäule über. Als grobe Abschätzung der Änderung der Induktivität kann man Gleichung 3.4 zeitlich ableiten:

$$\frac{dL}{dt} = \frac{dL}{dr} \frac{dr}{dt} + \frac{dL}{dl} \frac{dl}{dt} = -\frac{1}{2\pi r} \mu_0 \mu_r l \frac{dr}{dt}. \quad (3.11)$$

Unschwer zu erkennen ist, daß der Radius die einzige relevante Änderung darstellt. Die resultierende Spannung ist kleiner 500 V. Da die Phasenübergänge außerhalb des interessierenden Bereichs liegen, wird dieser Term vernachlässigt. Eine Verbesserung der Genauigkeit wäre nicht erzielbar.

Aufgrund der oben gemachten Überlegungen erhält man für den Widerstand:

$$R = \frac{U - (L_A + L_D)\dot{I}}{I}. \quad (3.12)$$

Mit der Definition der Leitfähigkeit (Gleichung 3.2) und der Definition des spezifischen Widerstandes (Gleichung 3.1) erhält man

$$\kappa = \frac{1}{R} \frac{l}{A} = \frac{I}{U - (L_A + L_D)\dot{I}} \cdot \frac{l}{\pi r^2} \quad (3.13)$$

mit U : Spannungsabfall am Plasma,
 $L_{A,D}$: Induktivität der Anlage und des Drahtes,
 r : Plasmaradius
 und l : Plasmalänge.

Der größte Meßfehler der Leitfähigkeit dürfte aus dem nur schwer bestimmbaren Plasmaradius herrühren. Da man nur eine Aufnahme mit der ICCD bzw. Streak-Kamera pro Entladung machen kann und der Plasmaquerschnitt nicht immer gleich verläuft, liegen hier nach Ablauf einer bestimmten Zeitspanne die maßgeblichen Unsicherheiten begründet.

3.6 Der Drahtdurchmesser

Die Auswahl des günstigsten Drahtdurchmessers verlangt einige Überlegungen. Um ein homogenes Plasma zu erzeugen, muß der Draht gleichmäßig verdampfen. Hierzu muß die Stromdichte im Draht während der Entladung möglichst radial gleichmäßig sein. Eine ungleichmäßige Verteilung rührt beispielsweise vom Skineffekt her. Die Stromdichte nimmt bei hochfrequenten Wechselfeldern in Leitern zur Achse hin ab. In einer Tiefe d ist die Stromdichte auf den $1/e$ -fachen Wert abgesunken:

$$d = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \mu_0 \pi \kappa \nu}} \quad (3.14)$$

mit κ : Leitfähigkeit
 und ν : Entladungsfrequenz.

Für eine Schwingungsdauer von $T = 1 \mu\text{s}$, eine Leitfähigkeit von $\kappa = 1,724 \cdot 10^4 (\Omega \text{ m})^{-1}$, und eine magnetische Permeabilität $\mu_r = (1 - 6,0 \cdot 10^{-9})$ errechnet sich die Eindringtiefe zu $d = 3,8 \text{ mm}$. Also ist die Stromdichte bei einem Drahtdurchmesser $D = 0,27 \text{ mm}$ sehr homogen.

Ein wesentlich wichtigeres Auswahlkriterium liegt in der Befestigungsmöglichkeit des Drahtes begründet. Der verwendete Draht ist spröde. Bei zu dünnem Draht bricht das Drahtende, bevor ein guter Kontakt gewährleistet ist. Das Problem verschärft sich durch den starken Abbrand der Elektroden bei jeder Entladung noch. So sind die anfangs planen Auflageflächen bereits nach wenigen Messungen konkav ausgeformt. Ebenso kann ein zu dünner Draht nicht das Gewicht der Glaskapillare halten. Bei Vorversuchen hat sich ein Drahtdurchmesser $D > 0,25 \text{ mm}$ als sinnvoll herausgestellt.

3.7 Die optimale Leistungseinkopplung

Die Schwingkreisparameter sollten so gewählt werden, daß eine optimale Leistungseinkopplung der in den Kondensatoren gespeicherten Energie in das Kohlenstoffplasma erreicht wird. Für Drahtexplosionen sind in der Vergangenheit meistens kapazitive Energiequellen gewählt worden, obwohl auch ein induktiver Speicher denkbar ist.

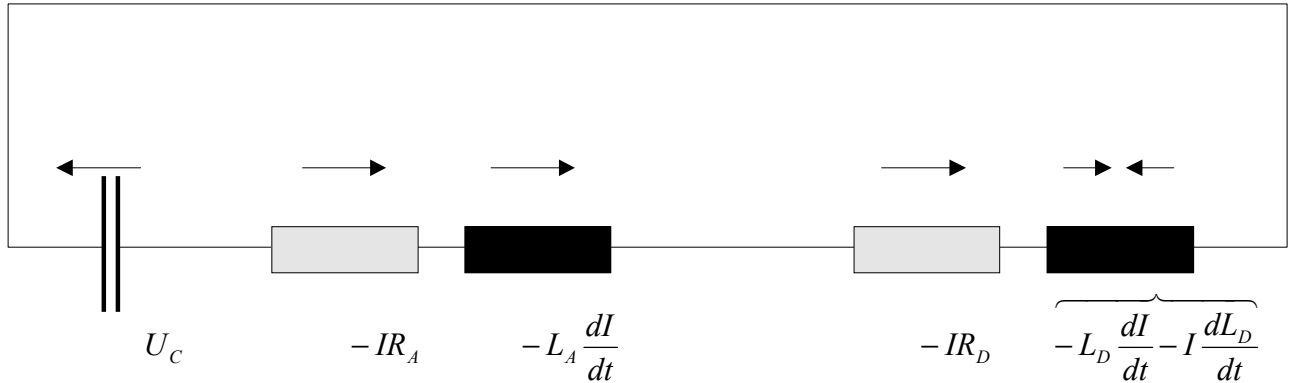


Abb. 3.8 Ersatzschaltbild für einen konventionellen Drahtexplosionskreis. Die eingezeichneten Stromrichtungen beziehen sich auf das Anfangsstadium.

Das Ersatzschaltbild für den verwendeten Aufbau ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Aus der üblichen Maschenregel folgt:

$$-(L_A + L_D) \frac{dI}{dt} - I \frac{dL_D}{dt} - I(R_A + R_D) + U_C = 0. \quad (3.15)$$

Mit

$$I = -C \frac{dU_C}{dt} \quad (3.16)$$

und der Zusammenfassung von $(R_A + R_D)$ zu R und $(L_A + L_D)$ zu L sowie Vernachlässigung des zweiten Summanden in Gleichung 3.15 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 diesem Experiment tritt nur der Fall schwacher Dämpfung ($R^2/4L^2 < 1/LC$) in Erscheinung. 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 der optimalen Leistungseinkopplung ist von Bennett [Ben58] eingehend diskutiert worden. Die Leistungseinkopplung verschwindet für einen ohmschen Widerstand $R = 0$ und $R = \infty$. Beim aperiodischen Grenzfall

$$R = 2\Gamma = 2\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.20)$$

ist die Leistungseinkopplung am größten. Besteht die Entladung hauptsächlich aus einer Gasentladung, so ist $R < 2\Gamma$, und es tritt ein Oszillieren des Stromes auf. Bennett erhält ausgehend von

$$\frac{\partial(I^2 R)}{\partial t} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial(I^2 R)}{\partial R} = 0 \quad (3.21)$$

die optimale Leistungseinkopplung beim ersten Strommaximum bei $R = 1,1 \Gamma$
und die größte Energieaufnahme in diesem Zeitraum für $R = 1,24 \Gamma$.

Bei diesem Experiment wird der ohmsche Widerstand durch den Widerstand des Drahtes dominiert und man erhält:

$$R = 25 \, \Omega = 540 \, \Gamma. \quad (3.22)$$

Im Experiment werden tatsächlich mehrere Schwingungen beobachtet. Da der Widerstand aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten zu Beginn der Entladung schnell kleiner wird, ist die tatsächliche Energieaufnahme günstiger als in Gleichung 3.22 errechnet. Um eine bessere Leistungseinkopplung zu erzielen, wäre eine Vergrößerung der Induktivität ratsam. Dies würde jedoch eine Vergrößerung der Einkopplungszeit bewirken. Instabilitäten und Inhomogenitäten könnten sich dann ausbilden. Die von Bennett aufgestellten Kriterien sind daher nur Anhaltspunkte bei der Suche nach den optimalen Anfangsbedingungen der Versuchsmedien. Bei diesem Experiment war die erzielte Energieeinkopplung völlig ausreichend.

Kapitel 4

Die Charakteristika der Entladung

In diesem Kapitel wird der typische Verlauf der Drahtentladung anhand des Strom- und Spannungsverlaufes gezeigt und die am Draht verrichtete Arbeit berechnet. Anhand der Stromverläufe werden sowohl der Unterschied zwischen Entladungen mit Kohlenstoff und mit einigen Metallen als auch die Auswirkungen der Vorheizung dargestellt. Anschließend werden die Besonderheiten des gemessenen Widerstandes der Kohlenstoffentladung im Vergleich zu einigen früheren Messungen mit Aluminium diskutiert und die Ergebnisse der ICCD- und Streak-Aufnahmen gezeigt. Ein Resümee bezüglich des Ablaufes der typischen Entladung am Ende des Kapitels führt die einzelnen Ergebnisse noch einmal zusammen.

4.1 Strom- und Spannungsverlauf

In Abbildung 4.1 sind insgesamt 40 typische Strom- und Spannungsverläufe gezeigt. Es sind zwei verschiedene Entladungstypen zu erkennen. Beim ersten Typ (rot gekennzeichnet) steigt der Strom nach zwei Mikrosekunden auf nahezu 12 kA an. Beim zweiten Typ (blau gekennzeichnet) steigt er im gleichen Zeitraum lediglich auf 7,5 kA.

Zur Verifikation der gemessenen Stromverläufe wird die transportierte Ladung Q aus dem gemessenen Stromsignal berechnet und mit der zu Beginn auf den Kondensatoren befindlichen Ladung verglichen. Es gilt:

$$Q = \int I \, dt. \quad (4.1)$$

Die anfangs auf den Kondensatoren gespeicherte Ladung errechnet man mit

$$Q = CU = 2 \cdot 1,93 \mu\text{F} \cdot 14 \text{ kV} = 54,04 \text{ mC}. \quad (4.2)$$

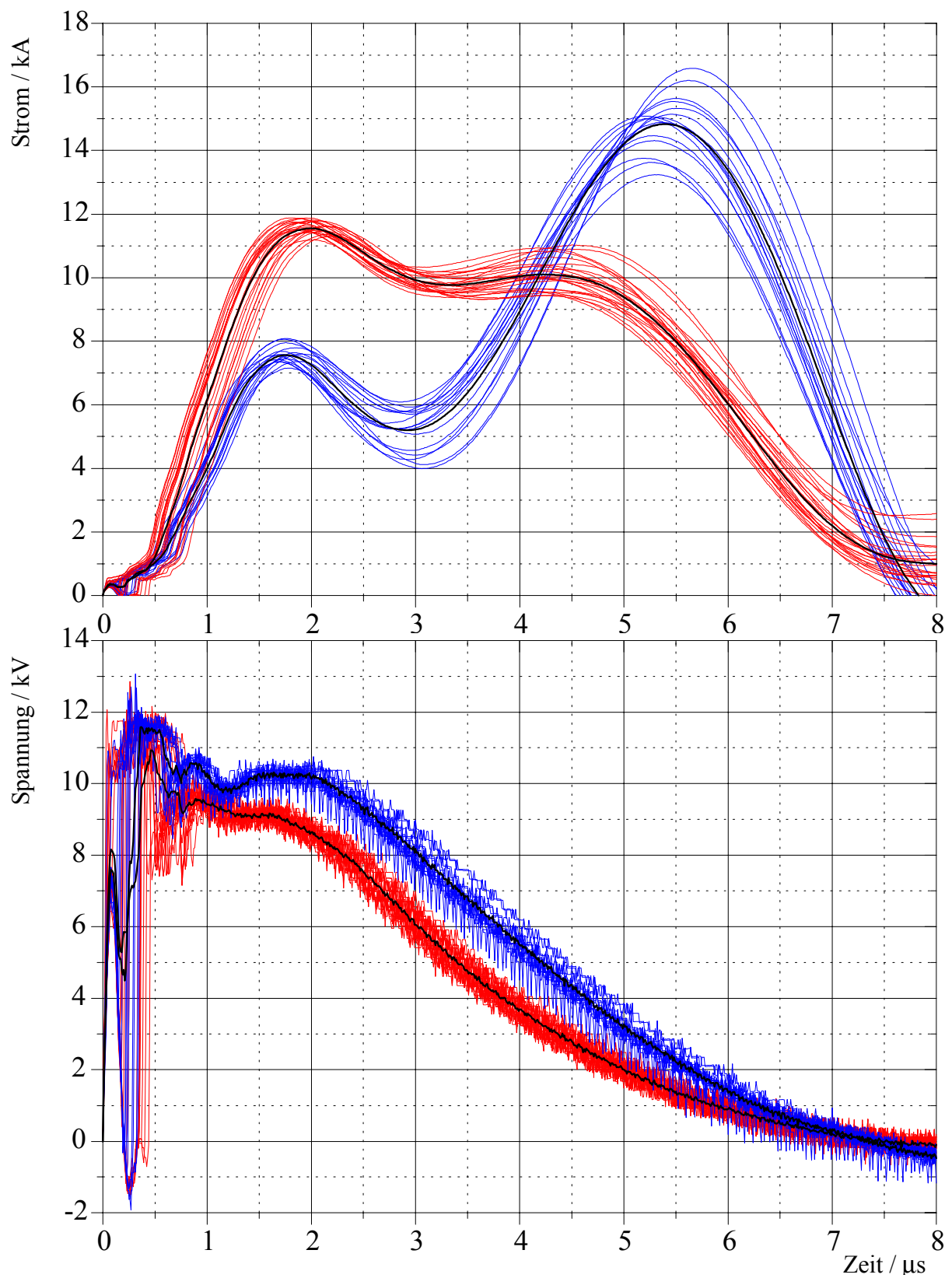


Abb. 4.1 Strom- und Spannungskurven der Kohlenstoff-Entladung. Typ 1 ist rot, Typ 2 blau eingezeichnet. Die jeweiligen Mittelungen sind schwarz dargestellt.

Bei Typ 1 wird die Ladung von 54,04 mC nach 6,89 μs und bei Typ 2 nach 6,64 μs registriert. Im Rahmen der Meßgenauigkeit wird also bei beiden Typen die gesamte ursprünglich auf den Kondensatoren befindliche Ladung mit Hilfe der Rogowski-Spule registriert.

Eine Korrelation zwischen dem Entladungstyp und der gemessenen Temperatur oder irgendwelchen Auffälligkeiten, die bestimmte ICCD- und Streak-Aufnahmen offenbaren, ist nicht zu finden. Mit Hilfe der ICCD- und Streak-Aufnahmen ist die Plasmalebensdauer zu maximal 1,8 μs bestimmt worden. Bereits nach 1,2 μs bilden sich Inhomogenitäten aus. Eine Angabe der Leitfähigkeit für größere Zeiten ist also nicht sinnvoll. Für Zeiten kleiner 1,2 μs verlaufen die Stromkurven im Rahmen der Meßunsicherheiten gleich. Auch eine Abschätzung

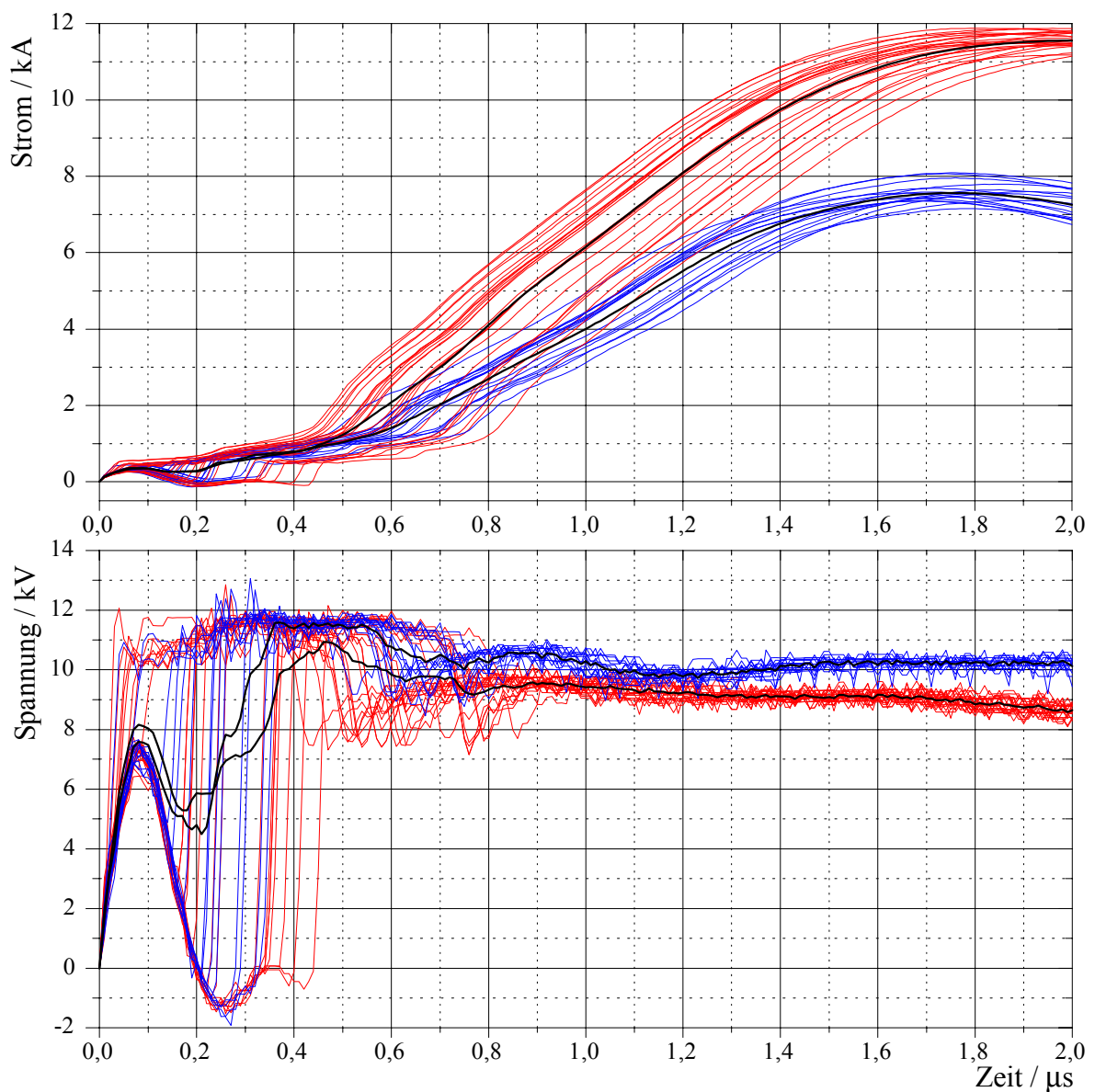


Abb. 4.2 Ausschnitt aus Abb. 4.1: Strom- und Spannungskurven zu Beginn der Kohlenstoff-Entladung. Typ 1 ist rot, Typ 2 blau, Mittelungen schwarz gekennzeichnet.

der bei der Entladung verrichteten Arbeit (Kapitel 4.2) in diesem Zeitraum zeigt keine relevanten Unterschiede beider Typen. Eine Mittelung über beide Typen ist somit gerechtfertigt.

Da eine Zuordnung eines charakteristischen Strom- und Spannungsverlaufs zu Beginn der Entladung (siehe Abbildung 4.2) zu einem bestimmten Typ ebenfalls nicht möglich ist, kann man folgern, daß der zeitliche Verlauf der Entladung nicht durch sein Anfangsstadium definiert wird.

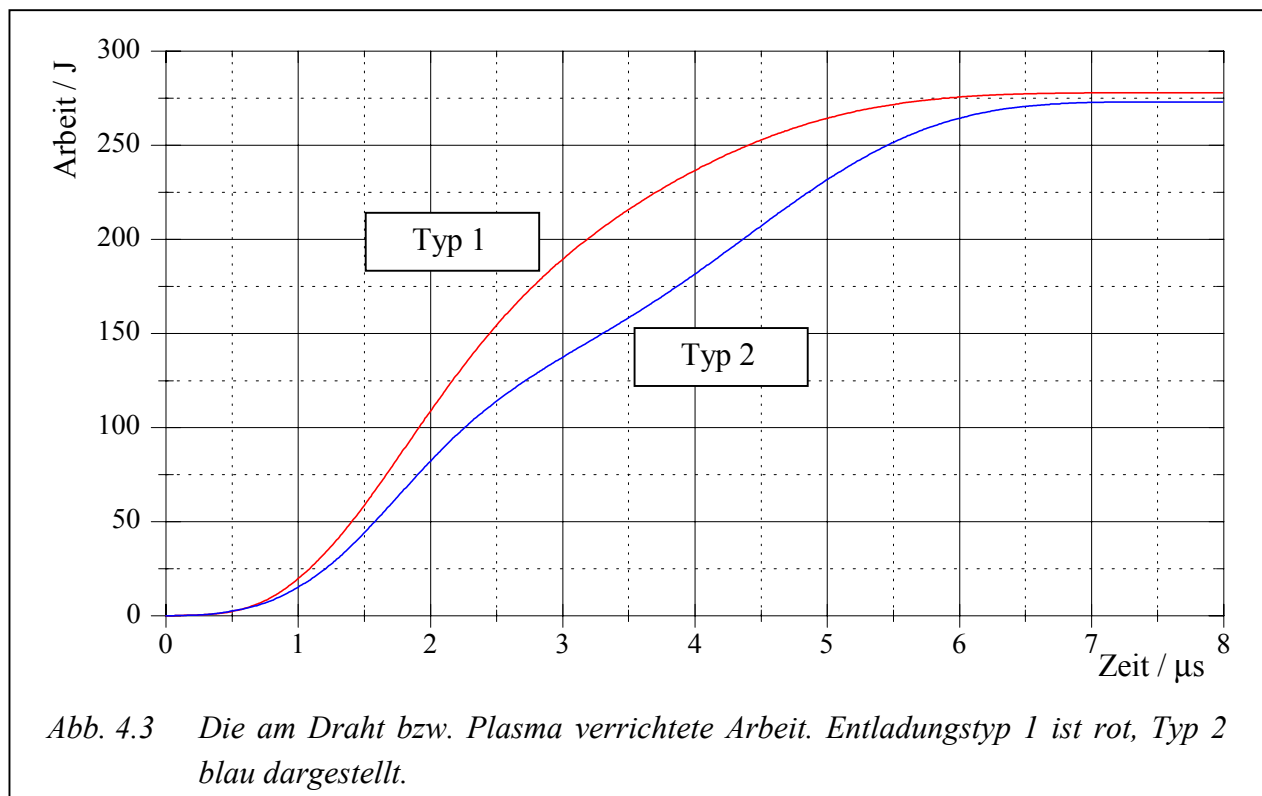
Für Zeiten größer $1,2 \mu\text{s}$ sind Inhomogenitäten vorhanden. Für Zeiten größer $2,0 \mu\text{s}$ findet die Entladung in einem unbestimmten Gemisch aus Kohlenstoff, Silizium aus der Glaskapillare und der umgebenden Luft statt.

4.2 Energetische Betrachtungen

Um die beiden Entladungstypen miteinander zu vergleichen, kann man die am Draht und später am Plasma verrichtete Arbeit heranziehen. Für die zum Zeitpunkt t_i verrichtete elektrische Arbeit W_{el} gilt:

$$W_{el}(t_i) = \int_0^{t_i} U(t)I(t)dt. \quad (4.3)$$

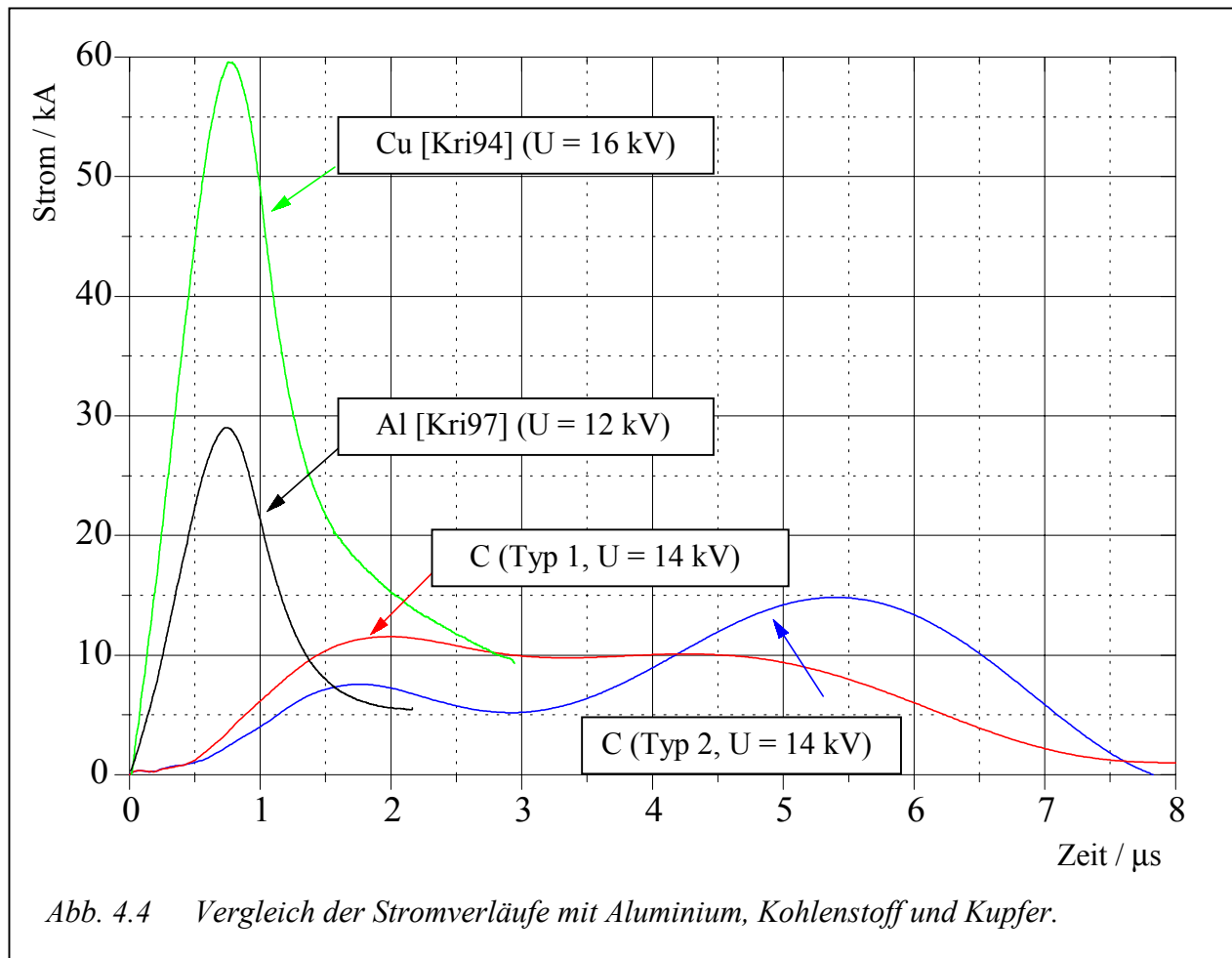
In der folgenden Abbildung 4.3 ist das Resultat für beide Entladungstypen dargestellt.



Bei Entladungstyp 2 ist ein linearer Verlauf der am Plasma verrichteten Arbeit für das Zeitintervall $1,5 \mu\text{s} < t < 5,5 \mu\text{s}$ erkennbar. Obwohl auf den ICCD- und Streak-Aufnahmen nicht zu erkennen, läßt dies eine homogenere Energieeinkopplung und somit ein homogeneres Plasma vermuten. Die Leitfähigkeitsmessungen liegen jedoch zeitlich vor dem Linearitätsbereich des Entladungstypes 2. Daher ist hier eine genauere Studie nicht erforderlich.

4.3 Der Vergleich mit Metalledrahtentladungen

Zum Vergleich zwischen Kohlenstoff- und Metallentladungen betrachtet man den Stromverlauf, da die eingekoppelte Energie und die Plasmadynamik direkt mit dem Stromfluß korrelieren. In Abbildung 4.4 sind die gemittelten Stromverläufe von Entladungen mit Kupfer [Kri94],



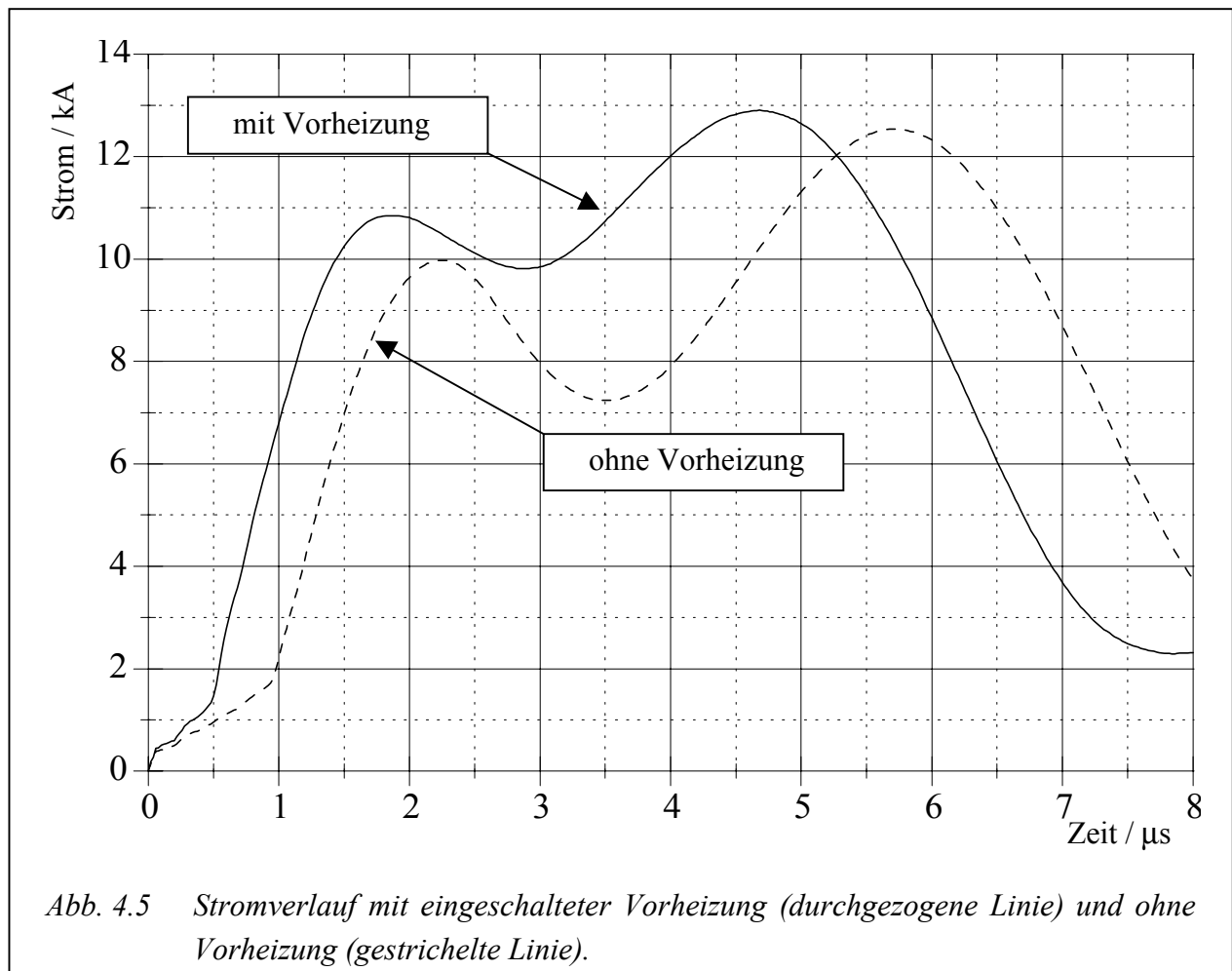
Aluminium [Kri97] und Kohlenstoff zu sehen. Erkennbar ist der größere Stromfluß zu Beginn der Entladung aufgrund der um drei Größenordnungen höheren Leitfähigkeit von Metall zu Kohlenstoff. Auch die wesentlich größere Steigung der Stromkurven der Metalle ist auffällig. Für die Leitfähigkeitsmessungen sind nur die ersten $2 \mu\text{s}$ relevant. Abbildung 4.4 zeigt den vollen

Zeitraum der Kohlenstoffentladung von 8 μs , um dem Leser eine Abschätzung der Äquivalenz der gesamten geflossenen Ladungsmengen gemäß Gleichung 4.1 zu ermöglichen.

4.4 Die Auswirkungen der Vorheizung

4.4.1 Die Änderung des Stromverlaufes

Abbildung 4.5 zeigt einen Vergleich der Stromverläufe von Kohlenstoff mit und ohne Vorheizung. Beim Übergang zum Plasmazustand steigt der Strom stark an, was man an einem



Knick in der Stromkurve erkennen kann. Dieser Zeitpunkt ist ohne Vorheizung nach einer Mikrosekunde, mit Vorheizung bereits nach 500 Nanosekunden erreicht. Der übrige Verlauf der Entladung ist mit und ohne eingeschalteter Vorheizung ähnlich. Ein wesentlich höherer Stromfluß in der ersten Schwingungsperiode wird beispielsweise nicht erzielt. Aufgrund der schnelleren Energieeinkopplung mit Vorheizung ist das erzeugte Plasma jedoch homogen, und die Plasmalebensdauer wird entsprechend verlängert. Auch die Reproduzierbarkeit des Plasmas wird verbessert, da der Zeitpunkt bis zum Phasenübergang ohne Vorheizung stark schwankt.

4.4.2 Die periphere Entladung

Zündet man die Entladung ohne Vorheizung, so bildet sich eine radial nach außen ansteigende Stromdichteverteilung im Draht. Ohne Verwendung der Glaskapillare entsteht eine so große Diskrepanz, daß der Draht bei der Entladung nahezu vollständig erhalten bleibt. Man spricht von einer peripheren Entladung, die im Experiment mehrfach beobachtet wurde.

Die Inhomogenität der Stromdichteverteilung resultiert aus einem selbstverstärkenden, inhomogenen Heizprozeß: Zu Beginn der gepulsten Entladung ist die Stromdichte in den Randschichten des Leiters (Skineffekt) größer als in der Mitte. Aufgrund der schlechten Wärmeleitfähigkeit von Luft heizen sich diese schnell auf. Dadurch steigt die Dichte der freien Elektronen an der Drahtoberfläche und der angrenzenden Luft, was wiederum eine Erhöhung der Leitfähigkeit und somit vom Stromfluß zur Folge hat.

Die Kapillare und die Vorheizung wirken diesem Mechanismus entgegen: Die Kapillare bewirkt zum einen eine Kühlung der Randschichten. Zum anderen wird das Luftvolumen um den Draht entscheidend verkleinert, da der radiale Abstand zwischen Draht und Kapillarinnenwand nur 10 μm beträgt. Durch die Vorheizung wird das Drahtinnere zu Anfang gleichmäßig stark geheizt, wodurch sich die Leitfähigkeit bereits zu Beginn der Entladung auch im Inneren des Drahtes entscheidend erhöht und eine wesentlich homogenere Stromdichteverteilung erreicht wird.

4.5 Besonderheiten des Widerstandsverlaufes

Der Verlauf des Widerstandes bei einer Kohlenstoffentladung unterscheidet sich erheblich von dem Verlauf bei Entladungen von Metallen wie Aluminium und Kupfer. In Abbildung 4.6 sind die gemittelten Widerstandskurven von Kohlenstoff, Aluminium [Kri97] und Kupfer [DeS94] zu sehen. Der Widerstand des Kohlenstoffplasmas differiert um zwei Größenordnungen. Auffallend ist der unterschiedliche Verlauf zu Beginn der Entladung. Während der Kohlenstoffentladung ist im Gegensatz zur Aluminium- und Kupferentladung bei beiden Entladungstypen eine Absenkung des Widerstandes innerhalb der ersten 300 ns zu beobachten. Strom und Spannungssignal weisen dort eine Singularität auf.

Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 4.7 ein typischer Einzelschuß dargestellt. Im Bereich der grau gekennzeichneten Strom- und Spannungssingularität ist die Berechnung des Widerstandes nicht möglich. Diese Singularität ist bei allen Entladungen zu beobachten. Dauer und zeitliche Lage schwanken jedoch um bis zu 100 ns zwischen den Einzelentladungen. Daraus resultieren die auffallenden Schwankungen im Widerstandssignal, die bei der Mittelung in Abbildung 4.6 für Zeiten kleiner 300 ns zu sehen sind. Zur Zeit $t = 750$ ns ist ein Sprung im Widerstandssignal zu beobachten. Der Abfall des Widerstandssignales rührt vermutlich von der hier stattfindenden Ionisation des Kohlenstoffplasmas her.

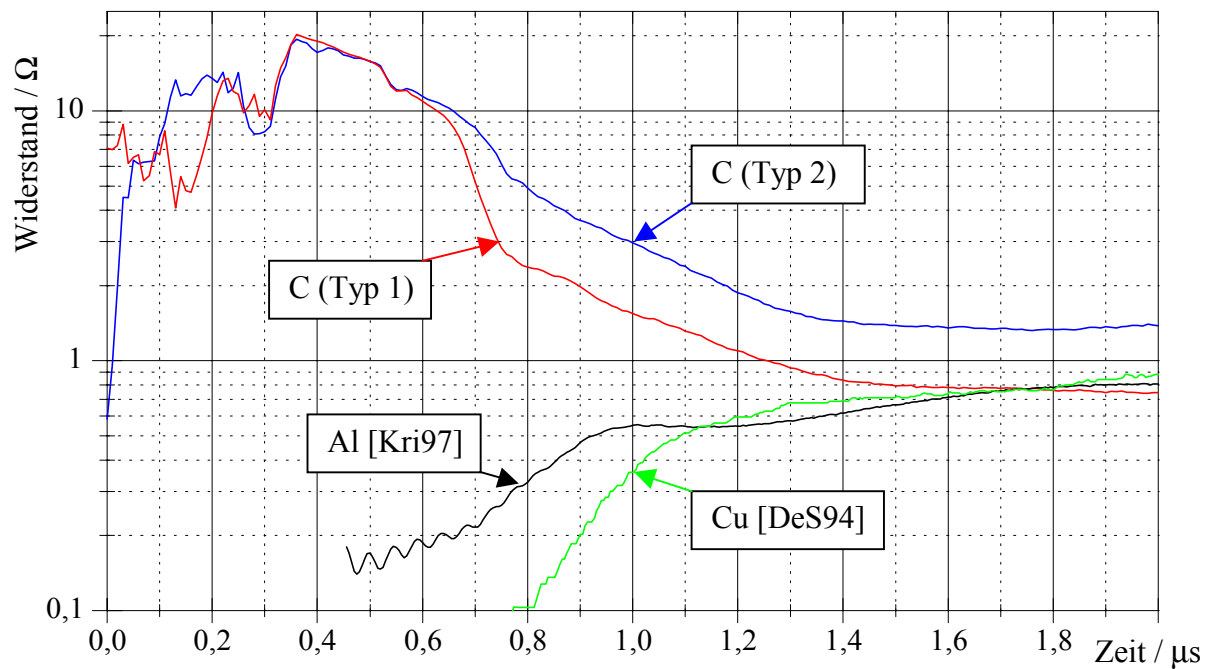


Abb. 4.6 Gemittelte Widerstandskurven der Kohlenstoffentladung im Vergleich zu Entladungen mit Aluminium und Kupfer.

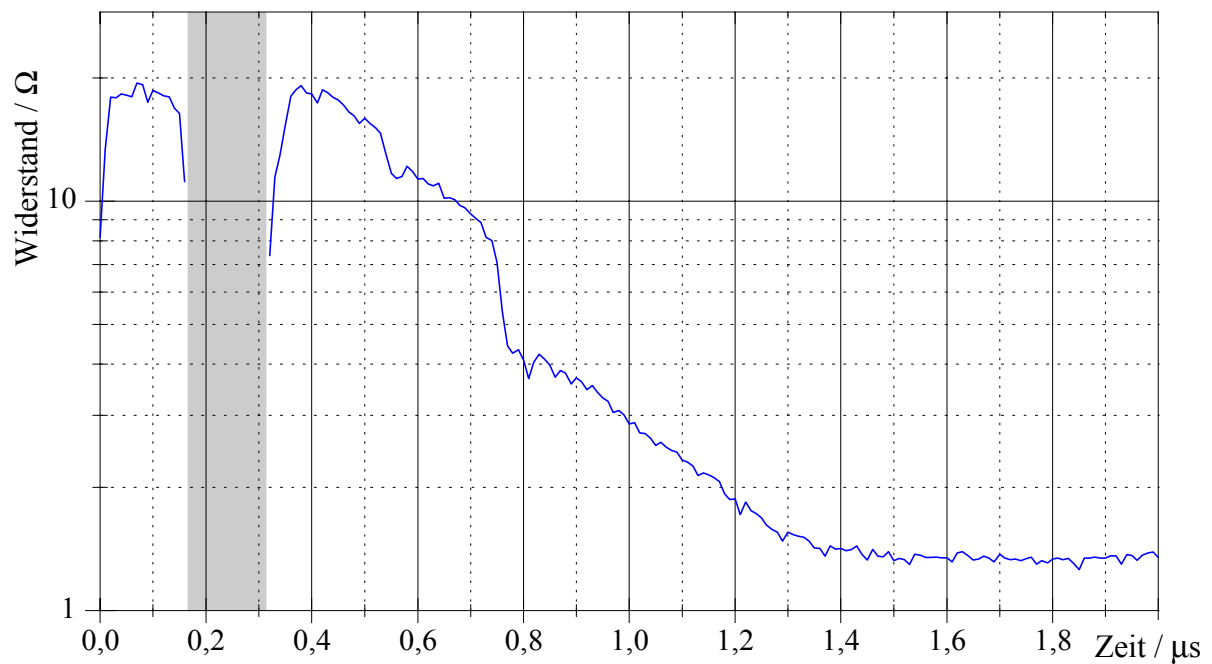


Abb. 4.7 Repräsentative Widerstandskurve einer einzelnen Kohlenstoffentladung. Im grau gekennzeichneten Bereich ist eine Widerstandsangabe aufgrund der Singularitäten von Strom- und Spannungssignal nicht möglich.

4.6 Der makroskopische Verlauf der Entladung

In den Abbildungen 4.8 und 4.9 sind einige ICCD-Aufnahmen in Falschfarben-Darstellung zu sehen. Ein homogenes Plasma existiert zwischen 400 und 1200 ns nach Beginn der Entladung. Der Plasmaradius verkleinert sich zwar im Zeitraum $800 \text{ ns} < t < 1200 \text{ ns}$; das Plasma ist jedoch noch homogen. Nach 1200 ns bilden sich rasch Instabilitäten aus (Abbildung 4.9). Es handelt sich um sogenannte Sausage-Instabilitäten ($m = 0$), die auch z- und θ -Pinche stören. Der zeitliche Ablauf schwankt von Schuß zu Schuß um wenige hundert Nanosekunden. Kink-Instabilitäten ($m = 1$) konnten sich wegen der Glaskapillare nicht ausbilden. Die gemessene Pinchgeschwindigkeit liegt mit $4,5 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}$ um eine Zehnerpotenz unter der typischen Pinchgeschwindigkeit eines gasbetriebenen z-Pinches. Eine Angabe der Leitfähigkeit für Zeiten größer 1200 ns ist also nicht mehr sinnvoll. Die Inhomogenitäten nach dem Pinchen lösen sich nach 2000 ns auf. Die Entladung findet dann in der Luft, dem Gemisch aus dem Silizium der Kapillare und dem restlichen Kohlenstoff statt.

4.6.1 Diskussion des Pinchverhaltens

Mit Hilfe folgender Abschätzung wird die Existenz eines langsamen Pinchens bewiesen: Setzt man eine homogene Stromverteilung im Plasma voraus, so liefert die Bennett-Gleichung

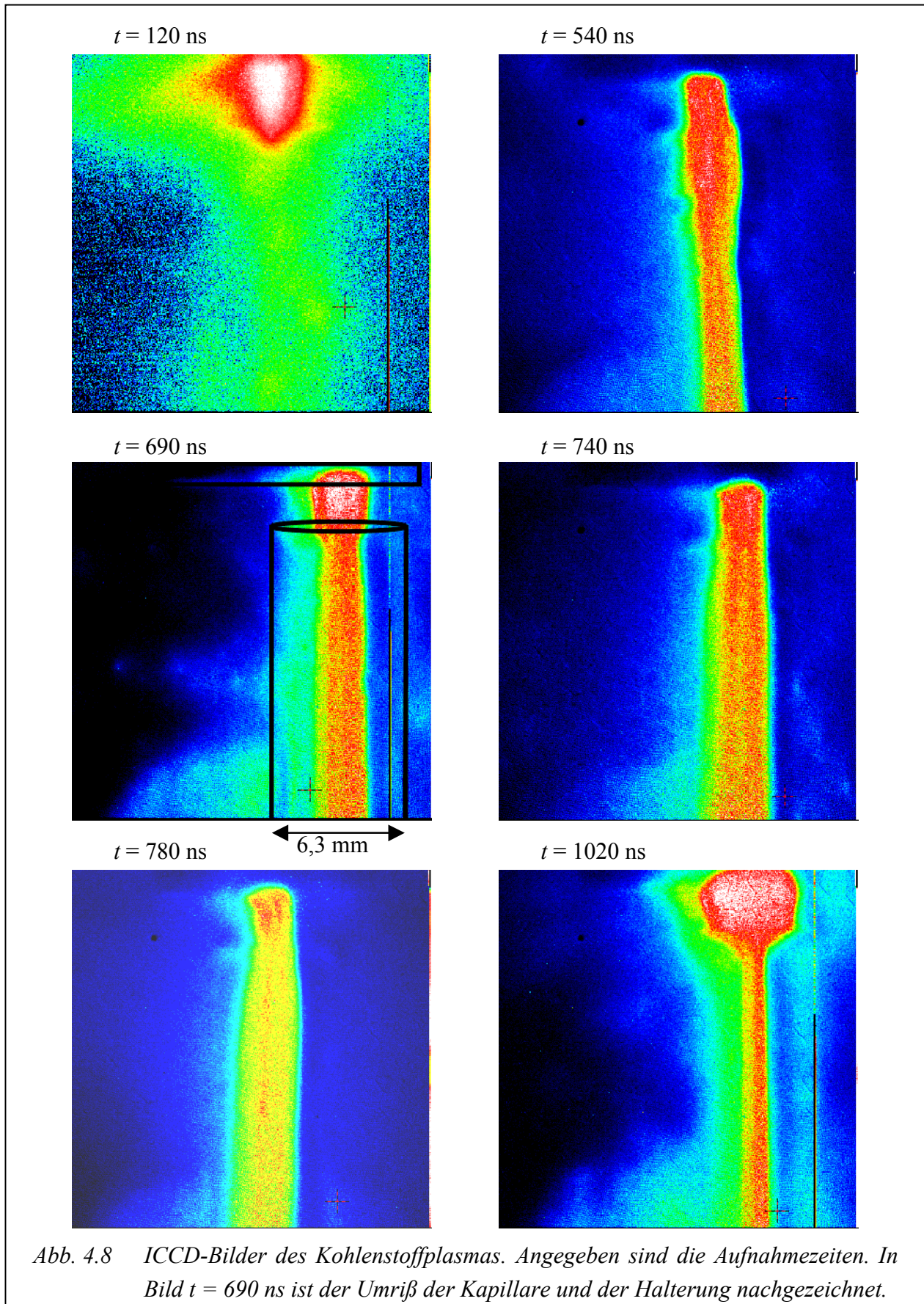
$$I^2 \geq \frac{8\pi}{\mu_0} N k_B T, \quad (4.4)$$

mit N : Anzahl der Ladungsträger in der Plasmasäule pro Längeneinheit,
 k_B : Boltzmann-Konstante
 und T : Plasmatemperatur (Iontemperatur = Elektronentemperatur),

den zur Kompression einer Plasmasäule nötigen Strom. Eine weitere Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Bennett-Gleichung ist die Konstanz der Temperatur während des Pinchvorganges, die in diesem Plasma angenommen werden kann. Für die längenbezogene Ladungsträgerdichte N gilt:

$$N = \int_0^R 2\pi r n_e(r) dr \quad (4.5)$$

mit $n_e(r)$: Elektronendichte am Ort r (hier: $n_e(r) = \text{konst.}$).



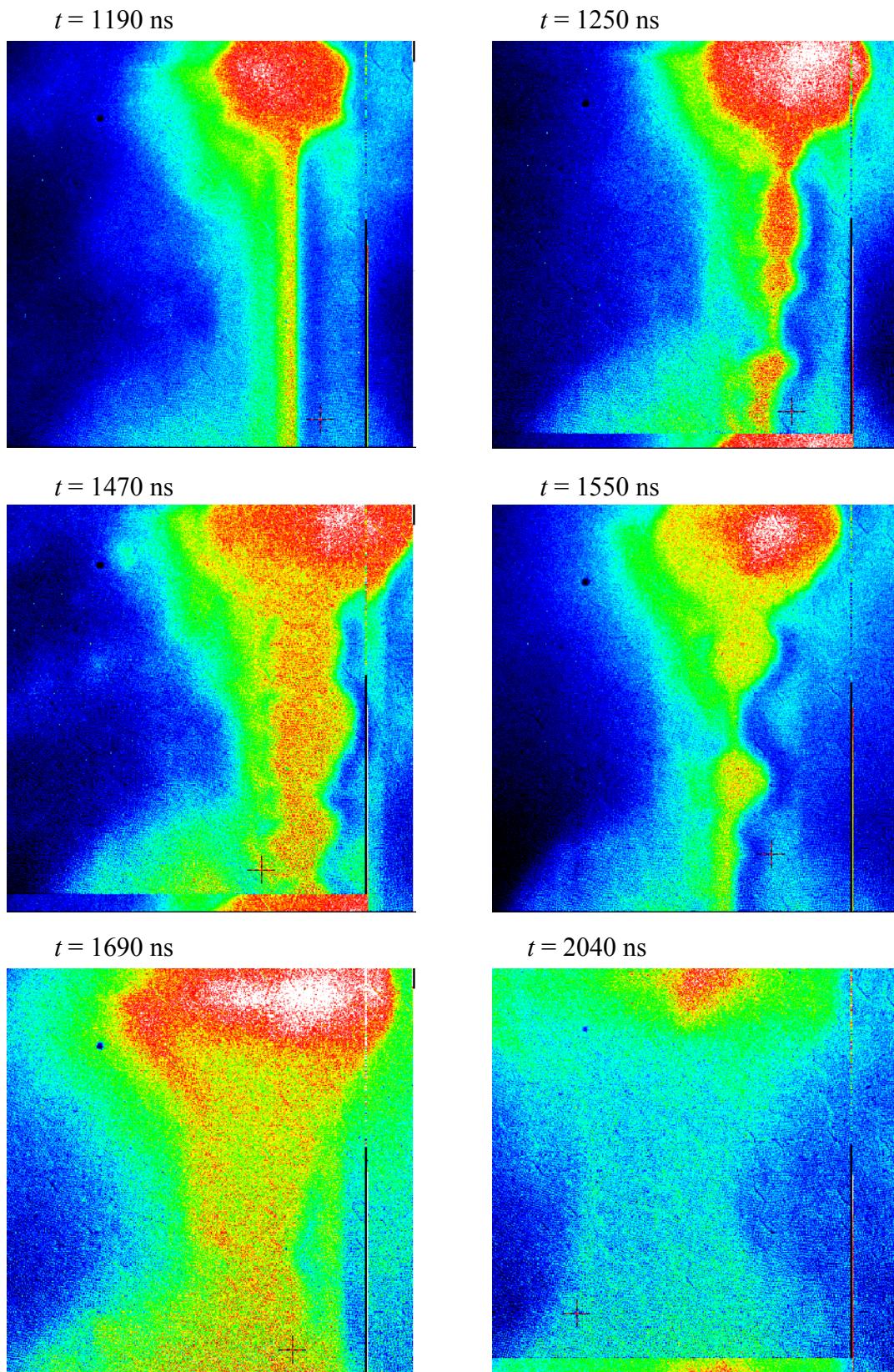


Abb. 4.9 ICCD-Bilder des Kohlenstoffplasmas mit Inhomogenitäten. Der Bildausschnitt beträgt bei allen Aufnahmen 18,1 mm * 18,1 mm.

Im Zeitraum $1000 \text{ ns} < t < 1300 \text{ ns}$ beträgt die Stromstärke $I \cong 8 \text{ kA}$ (vgl. Abbildung 4.2). Für das Produkt $N \cdot T$ folgt somit:

$$N \cdot T \leq \frac{\mu_0 I^2}{8\pi k_B} = 2,32 \cdot 10^{23} \frac{\text{K}}{\text{m}}. \quad (4.6)$$

Für die Abschätzung der Elektronendichte sollen im folgenden Abschnitt drei unterschiedliche Ansätze miteinander verglichen werden.

4.6.2 Theoretische Abschätzung der Elektronendichte

1. Die Elektronendichte in Graphit bei Standardbedingungen

Nach Kittel [Kit93] beträgt die Elektronendichte $n_{e,Kit}$ in Graphit unter Standardbedingungen:

$$n_{e,Kit} = 2,72 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}. \quad (4.7)$$

Da die Teilchenzahl bei der Expansion erhalten bleibt, verringert sich die Elektronendichte durch die Expansion wie folgt:

$$\frac{r_0^2}{r^2} \cdot n_{e0} = n_e, \quad (4.8)$$

mit r_0 : Radius vor der Expansion,
 r : Radius nach der Expansion,
 n_{e0} : Elektronendichte vor der Expansion
 und n_e : Elektronendichte nach der Expansion.

Für $r_0 = 0,135 \text{ mm}$, einem angenommenen Plasmaradius $r = 1,5 \text{ mm}$ und der in Gleichung 4.7 angegebenen Dichte erhält man eine Elektronendichte nach der Expansion von $n_e = 2,20 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Die Ladungsträgerdichte bestimmt sich nach Gleichung 4.5 zu $N = 1,56 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Nach Gleichung 4.6 ist dann für Temperaturen $T < 1,49 \cdot 10^6 \text{ K}$ ein Pinchen des Plasmas zu erwarten. Die gemessenen Plasmatemperaturen sind, wie später gezeigt wird, erheblich kleiner. Da die Elektronendichte im Plasma aufgrund der

Temperatur nicht derjenigen unter Standardbedingungen entspricht, ist diese Abschätzung bestenfalls als obere Schranke für die Pinchtemperatur anzusehen. Unter Zuhilfenahme der Saha-Eggert-Gleichung wird eine wesentlich bessere Abschätzung der Elektronendichte erzielt.

2. Die Elektronendichte für $T \cong 8000$ K mit Hilfe der Saha-Eggert-Gleichung

Für Plasmen im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) gibt die Saha-Eggert-Gleichung das Verhältnis der Teilchendichten aller (i+1)-fach ionisierten Teilchen multipliziert mit der Elektronendichte n_e zur Teilchendichte aller i-fach ionisierten Teilchen einer Spezies an. Die Güte des lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes des produzierten Plasmas wird in Kapitel 6.4.1 abgeschätzt. Es gilt:

$$S_i(T) = \frac{n_{i+1} n_e}{n_i} = \frac{2u_{i+1}(T)}{u_i(T)} \cdot \underbrace{\frac{(2\pi m_0 k_B)^{3/2}}{h^3} T^{3/2} e^{-\frac{E_i - \Delta E_i}{k_B T}}}_{=: S^*} \quad (4.9)$$

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

$$S^* = \frac{(2\pi m_0 k_B)^{3/2}}{h^3} T^{3/2} e^{-\frac{E_i - \Delta E_i}{k_B T}} \quad (4.10)$$

mit den in Gleichung 4.9 angegebenen Parametern.

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. Da die Ionisationsenergie von CII bei $E_{i,CII} = 11,256$ eV und diejenige von CIII bei $E_{i,CIII} = 24,376$ eV liegt, tritt im erzeugten Kohlenstoffplasma nur die

erste Ionisationsstufe in Erscheinung. Unter dieser Voraussetzung kann man die Äquivalenz von Ionen- und Elektronendichte annehmen:

$$n_{Ion} = n_{i+1} = n_e . \quad (4.11)$$

Setzt man Gleichung 4.11 in Gleichung 4.9 mit $i = 0$ ein und benutzt Gleichung 4.10, so ergibt sich für die Elektronendichte folgender Ausdruck:

$$n_e = \sqrt{n_0 \frac{2u_1(T)}{u_0(T)} S^*} \quad (4.12)$$

mit n_0 : Teilchendichte der Kohlenstoffatome
und $u_{0,1}$: Gewichtungsfunktionen von CI bzw. CII.

Mit den entsprechenden Werten aus dem Tabellenwerk von Drawin [Dra65] erhält man je nach angenommener Ionisationsenergieniedrigung $\Delta E_i = 0,5 \dots 1,5$ eV bei einer Atomteilchendichte $n_0 = 9,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ –Expansion nach Gleichung 4.8 ist berücksichtigt– und einer Temperatur $T = 8126 \text{ K}$ folgende Werte für die Elektronendichte:

$$n_{e,SE} = (0,65 \dots 1,33) \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3} . \quad (4.13)$$

Nimmt man auch hier einen Plasmaradius $r = 1,5 \text{ mm}$ an, errechnet sich mit Gleichung 4.5 die Ladungsträgerdichte zu $N = (0,46 \dots 0,94) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-1}$. Nach Gleichung 4.6 ist dann für Temperaturen $T < 25000 \text{ K}$ ein Pinchen des Plasmas zu erwarten. Obwohl sich das Plasma nicht vollständig im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet, liefert die Berechnung der Elektronendichte mit Hilfe der Saha-Eggert-Gleichung eine gute Abschätzung.

3. Die mit Hilfe der SESAME-Daten ermittelte Elektronendichte für $T \cong 8000 \text{ K}$

Der SESAME-Datensatz ist ein vom Los Alamos National Laboratory ständig überarbeitetes Tabellenwerk für über 150 Materialien, in dem zahlreiche thermodynamische Parameter berechnet sind. Dieses Werk wird vor allem in den USA als Vergleichsbasis für moderne theoretische Modelle herangezogen. Die Elektronendichten

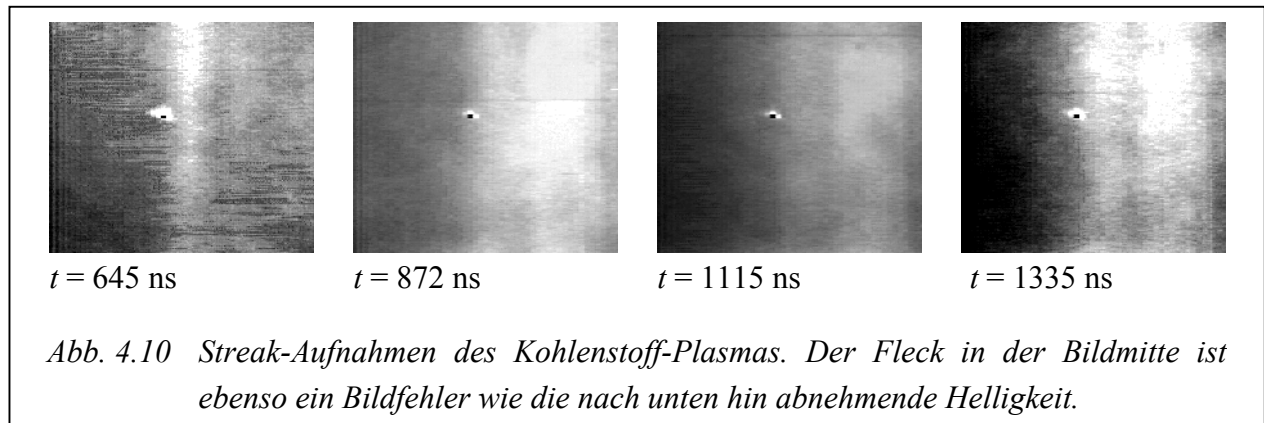
für Kohlenstoff werden mit einem erweiterten Ziman-Code berechnet, wobei die relativistische Teilchengeschwindigkeit für hohe Temperaturen und der eindimensionale Strukturfaktor zur Berücksichtigung der Wechselwirkung der Ionen untereinander mit in die Rechnungen eingehen. Einige Grundlagen der Ziman-Theorie findet man in Kapitel 5.1.2.

Bei einer Plasmatemperatur $T = 7851$ K liest man eine Elektronendichte $n_e = 2,84 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ab. Unter den selben Voraussetzungen ergibt sich die längsbezogene Ladungsträgerdichte zu $N = 1,63 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-1}$. Als obere Grenze folgt dann aus Gleichung 4.6 für die Pinchtemperatur $T < 1,42 \cdot 10^5$ K.

Die durch Verwendung der Saha-Eggert-Gleichung und des SESAME-Datensatzes, der auf der Ziman-Theorie basiert, erhaltenen Ergebnisse für die maximal zum Pinchen zulässige Temperatur T differieren um lediglich den Faktor 5,7. Die unter Standardbedingungen angegebene Elektronendichte ist erwartungsgemäß deutlich kleiner als die tatsächlich im Plasma vorherrschende.

Weil die gemessenen Plasmatemperaturen unterhalb der drei abgeschätzten liegen, wird die Existenz des Pinchprozesses auch mittels theoretischer Überlegungen (Bennett-Gleichung) untermauert.

Einige Resultate der Streak-Kamera sind in Abbildung 4.10 gezeigt. Die Streakzeit beträgt



100 ns. Der Elektronenstrahl in der Kamera, der das Bild aufbaut, wird von oben nach unten abgelenkt. Die Zeiten unter den Bildern geben die Startzeit der Streak-Kamera an. Aufgrund des sehr kleinen Dynamikumfangs der Streak-Kamera werden die Aufnahmen sehr leicht über- oder unterbelichtet. Daraus und aus Gründen der Elektronik sind die Bilder im unteren Bereich dunkler. Es handelt sich hierbei nicht um ein Phänomen des Plasmas. Der Fleck in den Bildern ist ein Bildfehler der Kamera und ebenfalls kein Plasmaeffekt. Man erkennt die zeitliche

Entwicklung der Entladung. Das Pinch-Verhalten konnte jedoch mit der in dieser Versuchsanordnung erstmalig eingesetzten ICCD-Kamera besser dargestellt werden (Abbildung 4.8 und 4.9). Die mit Hilfe der ICCD- und Streak-Aufnahmen gemessenen Plasmaquerschnitte sind in Kapitel 5.2 angegeben.

4.7 Resümee bezüglich des Ablaufes der Entladung

Insgesamt, aufgrund der Resultate der ICCD- und der Streak-Aufnahmen (Kapitel 4.6) und unter Berücksichtigung der Stromkurven (Kapitel 4.1) und des Widerstandsverlaufes (Abbildung 4.7) läßt sich der typische Verlauf der Entladung in folgende Zeitintervalle einteilen:

- 0 ns < t < 400 ns: Aus dem vorgeheizten Draht entwickelt sich nach stetiger Energiezuführung das Kohlenstoffplasma. Dabei treten Phasenübergänge und eine Singularität im Widerstandsverhalten auf. Das Erscheinen der Singularität schwankt um bis zu 100 ns.
- 400 ns < t < 800 ns: Das homogene Kohlenstoffplasma liegt vor. Der Radius vergrößert sich. In diesem Bereich sind Angaben über die Leitfähigkeit sinnvoll.
- 800 ns < t < 1200 ns: Der Plasmaquerschnitt verkleinert sich durch den Pinch-Effekt. Die Pinch-Dauer schwankt ebenfalls um bis zu 100 ns. Das Plasma ist jedoch noch homogen. Daher ist eine Angabe der Leitfähigkeit noch sinnvoll.
- 1200 ns < t < 2000 ns: Es bilden sich Sausage-Instabilitäten ($m = 0$) aus. Eine Angabe der Leitfähigkeit ist nicht mehr möglich.
- 2000 ns < t < 8000 ns: Die Instabilitäten sind nicht mehr zu sehen. Die Kapillare ist vollständig gesplittet. Die Entladung findet in einem Gemisch aus Kohlenstoff, Silizium aus der Glaskapillare und der umgebenden Luft statt. Dieser Teil der Entladung ist ausschließlich für die Verifikation der geflossenen Ladung interessant. Es dominieren zwei anfangs erwähnte Entladungstypen.

Kapitel 5

Die Untersuchung der Leitfähigkeit

Elektronendichte und Temperatur beeinflussen in hohem Maße die elektrophysikalischen Eigenschaften eines Plasmas. Somit kann man durch Messung der Leitfähigkeit grundlegende Aussagen über dessen Eigenschaften machen. Geht ein Metall oder ein Halbmetall wie Kohlenstoff vom Festkörperzustand über die flüssige in die Plasmaphase über, so ändert sich die Leitfähigkeit um Größenordnungen. Im metallischen Festkörper können sich die Elektronen im Elektronengas nahezu frei bewegen. Im Gas oder Plasma mit sehr geringem Ionisationsgrad (T_e klein) sind sie an einzelne Atomrümpfe oder Ionen gebunden. Man erwartet eine Abnahme der Leitfähigkeit [Kri97]. Beim Phasenübergang verliert das Metall seinen metallischen Charakter unter Verringerung der Dichte. Da die Wechselwirkungsenergie der Teilchen (meist Coulomb-Wechselwirkung) dabei nahezu gleich der thermischen Energie ist, liegt ein nichtideales Plasma vor. Der Kopplungsparameter ist ungefähr $\Gamma = 1$. Die Elektronenbeweglichkeit, die Ionisationsenergie und die Bindungsenergie hängen von der Stärke des Kopplungsparameters ab. Beim hier verwendeten Halbmetall ist die Elektronenbeweglichkeit im Festkörper gering. Beim Übergang zum Plasma nimmt sie zu, und die Leitfähigkeit erhöht sich entsprechend.

In diesem Kapitel werden zunächst einige Grundlagen und Modelle der Leitfähigkeitsmechanismen zusammengefaßt. Anschließend werden die Ergebnisse der Leitfähigkeitsmessungen präsentiert und in einem eigenen Kapitel diskutiert sowie in den Kontext bisheriger wissenschaftlicher Untersuchungen der Leitfähigkeit von Metaldampfplasmen eingeordnet.

5.1 Grundlagen und Modelle

Wirken auf die Ladungsträger im Plasma äußere Kräfte ein, so werden durch deren Bewegung makroskopisch Ladungen und Energie transportiert. Aufgrund der im Vergleich zu Ionen kleinen Masse sind in schwach ionisierten Plasmen meist die Elektronen für Leitungsphänomene verantwortlich. Neben elektrischen und magnetischen Feldern sorgen auch Temperatur- und

Dichtegradienten für eine Bewegung der Elektronen. Leitfähigkeits- und Wärmeleitfähigkeitseigenschaften, galvanomagnetische und thermomagnetische Effekte sind Beispiele für entsprechende Transport- oder Leitfähigkeitsphänomene.

Die elektrische Leitfähigkeit κ eines Plasmas bestimmt sich im allgemeinen durch die Elektronendichte n_e , die Ionendichte n_i , die Elektronen- und Ionenbeweglichkeit μ_e und μ_i nach

$$\kappa = ze(\mu_e \cdot n_e + \mu_i \cdot n_i) \quad (5.1)$$

mit z : Ionenladungszahl.

Die Ionen treten jedoch nur bei hohem Ionisationszustand aufgrund ihrer im Vergleich zu den Elektronen großen Masse bzw. kleinen Beweglichkeit als Leitungsträger in Erscheinung. In dem hier erzeugten Plasma kann man die Ionen als Ladungsträger vollständig vernachlässigen, und Gleichung 5.1 vereinfacht sich zu

$$\kappa = e\mu_e n_e. \quad (5.2)$$

Dies gilt nur für isotrope Plasmen, da genau dann die Leitfähigkeit eine skalare Größe ist.

Im Experiment ist die Elektronenbeweglichkeit μ_e eine schwer zu fassende Größe, da zusätzlich bestimmte Arten entgegengesetzter Wechselwirkungen berücksichtigt werden müssen [DeS96]: Polarisierung, Interferenz bei Streuung an mehreren Teilchen, Vielteilchenwechselwirkung und Korrelation der Plasmateilchen (bezüglich der Bewegung). Es lassen sich jedoch zwei Grenzfälle der Ladungsträgerbeweglichkeit einfach darstellen:

1. Fall: Das entartete Elektronengas in metallischen Festkörpern

Im entarteten Elektronengas tragen alle Elektronen entlang der Fermi-Fläche im k -Raum zur Leitfähigkeit bei. Die Elektronenbeweglichkeit

$$\mu_e = \frac{e\tau(k_F)}{m_{eff}} \quad (5.3)$$

hängt einerseits von der Relaxationszeit $\tau(k_F)$ ab, die mit der mittleren freien Flugzeit

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{v}, \quad (5.4)$$

also auch mit der mittleren freien Weglänge $\bar{\lambda}$ korreliert, außerdem von der effektiven Masse m_{eff} . Die effektive Masse berücksichtigt den Einfluß des Kristallgitters, falls zur Beschreibung der Dynamik der Leitungselektronen die klassische Newtonsche Bewegungsgleichung beibehalten wird. Die mittlere freie Weglänge in Kupfer beträgt beispielsweise $\bar{\lambda} = 0,3$ cm bei einer Temperatur von $T = 4$ K und $\bar{\lambda} = 3 \cdot 10^{-6}$ cm bei einer Temperatur von $T = 300$ K.

2. Fall: Das ideale Plasma

Für den einfachsten Fall, daß die Ladung im Plasma nur von Elektronen und Ionen transportiert wird, soll im folgenden eine Gleichung für die Leitfähigkeit κ angegeben werden. Die Stromdichte $\vec{j}$ ist mit der elektrischen Leitfähigkeit κ über das elektrische Feld $\vec{E}$ wie folgt verknüpft:

$$\vec{j} = \kappa \vec{E}. \quad (5.5)$$

Mit Hilfe der Boltzmannschen Stoßgleichung unter Vernachlässigung eines Temperaturgradienten ∇T kann man die Bewegungsgleichung für Elektronen und Ionen herleiten. Unter Beachtung der Quasineutralität folgt dann für die Stromdichte im Plasma [Men92]:

$$\vec{j} = \frac{e^2 n_e (\epsilon_{ea} + \epsilon_{ei})}{n_i \epsilon_{ei} (\epsilon_{ea} + \epsilon_{ia}) + n_a \epsilon_{ea} \epsilon_{ia}} \vec{E} \quad (5.6)$$

mit der Indizierung i : Ionen,

a : Atome

und

e : Elektronen

mit ϵ als Reibungskoeffizienten; für die unter Einbeziehung der Relationen $m_e \ll m_i$ und $m_a \cong m_i$ gilt:

$$\epsilon_{ea} = \frac{8}{3} q_{ea} \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi} \frac{m_e m_a}{m_e + m_a}} \cong \frac{8}{3} q_{ea} \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi} m_e}, \quad (5.7)$$

$$\varepsilon_{ei} = \frac{8}{3} q_{ei} \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi} \frac{m_e m_i}{m_e + m_i}} \cong \frac{8}{3} q_{ei} \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi} m_e} \quad (5.8)$$

und

$$\varepsilon_{ia} = \frac{8}{3} q_{ia} \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi} \frac{m_i m_a}{m_i + m_a}} \cong \frac{8}{3} q_{ia} \sqrt{\frac{kT_e}{\pi} m_i} \quad (5.9)$$

mit q_{ea} : Stoßquerschnitt für Elektron-Atom-Wechselwirkung,
 q_{ei} : Stoßquerschnitt für Elektron-Ion-Wechselwirkung
 und q_{ia} : Stoßquerschnitt für Ion-Atom-Wechselwirkung.

Da $\varepsilon_{ea} \ll \varepsilon_{ia}$ und $\varepsilon_{ei} \cong \varepsilon_{ia}$ ist, vereinfacht sich Gleichung 5.6 zu

$$\vec{j} = \frac{e^2 n_e}{n_i \varepsilon_{ei} + n_a \varepsilon_{ea}} \vec{E} \stackrel{(5.5)}{=} \kappa \vec{E} \stackrel{(5.2)}{=} e \mu_e n_e \vec{E}. \quad (5.10)$$

Somit folgt für die Elektronenbeweglichkeit

$$\mu_e = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2m_e kT_e}} \frac{e}{n_i q_{ei} + n_a q_{ea}} = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2m_e kT_e}} \lambda_e e \quad (5.11)$$

mit der mittleren freien Weglänge

$$\bar{\lambda}_e = \frac{1}{n_i q_{ei} + n_a q_{ea}}. \quad (5.12)$$

Aus den Gleichungen 5.10, 5.11 und 5.12 folgt, daß Leitfähigkeit κ außer von der Elektronentemperatur T_e und der Elektronenbeweglichkeit μ_e auch von der mittleren freien Weglänge $\bar{\lambda}_e$ abhängt.

In den folgenden Kapiteln werden einige Modelle zur Leitfähigkeitsbeschreibung kurz zusammengefaßt.

5.1.1 Die Spitzer-Theorie

Die Spitzer-Theorie geht von der elektrischen Leitfähigkeit κ_L des Lorentz-Gas-Modelles aus

$$\kappa_L = \frac{2(2kT)^{\frac{3}{2}}}{\pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{m_e} z e^2 c^2 \ln \Lambda} = 2,6316 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T^{\frac{3}{2}}}{z \ln \Lambda} \left(\frac{\text{S}}{\text{cm K}^{\frac{3}{2}}} \right), \quad (5.13)$$

die mit der Leitfähigkeit eines nichtentarteten, schwach ionisierten Plasmas identisch ist und von der Elektronenmasse m_e , der Ionenladung z , der Gastemperatur T und dem Coulomb-Logarithmus

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{a T^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{n_e}} \right) \quad (5.14)$$

mit a : Proportionalitätskonstante

abhängt.

In einem stark ionisierten Plasma dominieren dagegen die Ionenstöße. Die Spitzer-Theorie führt dazu den Spitzer-Faktor $\gamma_e(z)$ ein [Spi62], mit dem sich die Leitfähigkeit κ_S wie folgt errechnet:

$$\kappa_S = \gamma_e(z) \kappa_L. \quad (5.15)$$

Der Faktor liegt zwischen $\gamma_e(1) = 0,582$ und $\gamma_e(z \rightarrow \infty) = 1,0$. Nach Iakubov [Iak93] kann man bei Plasmen, die durch Elektron-Ion-Stöße dominiert werden, Λ_{ei} in Relation zum Kopplungsparameter Γ (vgl. Gleichung 2.1) setzen:

$$\Lambda_{ei} = \ln \left(\frac{3}{\Gamma} \right). \quad (5.16)$$

Für Plasmen hoher Nichtidealität (große Γ -Werte) wird $\Lambda_{ei} < 1$, und somit würde der Coulomb-Logarithmus physikalisch unsinnige, negative Werte annehmen. Die Spitzer-Theorie versagt folglich bei der Beschreibung nichtidealer Plasmen. Verschiedene Autoren schlagen deshalb vor, den Coulomb-Logarithmus geeignet zu verschieben, indem sie eine niedrigere endliche Grenze

für die Wirkung des Coulomb-Potentials festlegen. Für Kopplungsparameter $\Gamma > 1$ versagen jedoch auch diese Ansätze.

5.1.2 Die Ziman-Theorie

Grundlage der Ziman-Theorie [Zim72] ist die Lorentz-Gas-Approximation unter der Berücksichtigung, daß Elektronen heftige Streuung an stark korrelierten, nicht entarteten Ionen erfahren ($\Gamma_i > 1$). Dabei werden die Elektronen mit der NFE-Näherung (nearly free electrons) behandelt, obgleich der Elektronenkopplungsparameter Γ_{ee} in der Größenordnung 1 liegt. 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 Elektronenenergieverteilung sowie über ein Pseudostreupotential [Iak93].

Für entartete Elektronenenergiezustände geht die Lorentz-Gas-Approximation unter Annahme obiger Randbedingungen in die allgemeine Ziman-Formel für die elektrische Leitfähigkeit flüssiger Metalle über [Zim72]:

$$\kappa = \frac{4\hbar^2 e^2 v_F^2 k_F^2 n_e}{3\pi \int_0^{2k_F} |w_S(k)|^2 S(k) k^3 dk} \quad (5.17)$$

mit v_F : Fermi-Geschwindigkeit,

$|w_S(k)|^2$: Pseudoatomfaktor

und k_F : Fermi-Niveau,

die als Lösung der Boltzmann-Gleichung abgeleitet werden kann. In die Gleichung geht auch der Strukturfaktor der Flüssigkeit

$$S(k) = 1 + n_i \int e^{-ikr} (g(r) - 1) d^3r \quad (5.18)$$

ein, der direkt mit der Korrelationsfunktion der binären Ionenstöße $g(r)$ in Verbindung steht. Der Strukturfaktor kann experimentell durch Neutronen- und Röntgenstreuung, andererseits theoretisch für klassische Coulomb-Systeme mit Hilfe thermodynamischer Modellierung eines einkomponentigen Plasmas (OCP) bestimmt werden.

Die Ziman-Gleichung liefert am kritischen Punkt und unterhalb der kritischen Dichte keine vernünftigen Leitfähigkeiten mehr, da die Annahme freier Elektronen nicht mehr gemacht

werden kann. Im Experiment mit Metall sieht man dies an einem Metall-Isolator-Übergang am kritischen Punkt (Mott-Übergang). Nach Likal'ter [Lik92] existieren zwischen dem Metallgitter und dem schwach ionisierten Gas intermediäre Zustände: Elektronen bewegen sich weder frei, noch sind sie gebunden. Vielmehr überlappen sich die Valenzschalen einiger Atome des „Gases“, so daß sich Cluster formieren. Aufgrund der gegenseitigen Durchseihung (percolation) können die Ionen klassisch Elektronen austauschen. Dabei schirmen die Elektronen des Nachbaratoms virtuell auch das zentrale Ion ab. Nach Mott hängt der metallische Zustand von der Abschirmung der Ionen durch das Elektronengas ab. Tatsächlich weisen bei schwächer werdender Abschirmung immer mehr atomartige Zustände auf einen Metall-Isolator-Übergang hin. Auch in diesem Experiment wird zu Beginn der Entladung ein auffälliger Widerstands- bzw. Leitfähigkeitsverlauf (Kapitel 4.1 bzw. 5.3) aufgrund der in Kapitel 4.1 gezeigten Singularitäten von Strom- und Spannungssignalen beobachtet.

Nach Evans [Eva73] kann man auch den Gültigkeitsbereich der Ziman-Theorie bezüglich der Dichte und der Temperatur erweitern:

$$\kappa = \frac{3\pi n_i Z_i^2 T}{4 \int_0^\infty \epsilon^2 f_\mu(\epsilon)(1 - f_\mu(\epsilon)) \tilde{\chi}_\epsilon d\epsilon}. \quad (5.19)$$

Die Größe

$$\tilde{\chi}_\epsilon = \int_0^1 \chi_\epsilon(k) S(k) k^3 dk \quad (5.20)$$

beschreibt den Transportquerschnitt, der unter anderem die Ionenstruktur berücksichtigt. Der differentielle Querschnitt $\chi_\epsilon(k)$ für die (anfängliche) Elektronenenergie ϵ beschreibt die Stöße bei der Bewegung von Elektronen und Ionen, während der Strukturfaktor $S(k)$ die Ionenverteilung spezifiziert.

Neben der Spitzer- und der Ziman-Theorie existieren noch eine Reihe anderer Theorien und Erklärungsansätze für das Verständnis der Abläufe in nichtidealen Plasmen, wie sie bei Drahtexplosionen typischerweise erzeugt werden. Bisher ist jedoch kein Modell in der Lage, die Leitfähigkeit ausreichend genau zu beschreiben [Kri97]. Aus diesem Grund sind Messungen der Leitfähigkeit an nichtidealen Plasmen verschiedener Elemente von großem Interesse.

5.2 Der Plasmaradius

Die Messung der Leitfähigkeit erfordert grundsätzlich genaue Kenntnisse über den Plasmaradius. Nach Gleichung 3.13 ist die Leitfähigkeit κ umgekehrt proportional zum Quadrat des Plasmaradius. Weil die quadratische Abhängigkeit der Leitfähigkeit vom Radius eine große Genauigkeit der Messung fordert, ist eine detaillierte Analyse der Meßdaten erforderlich.

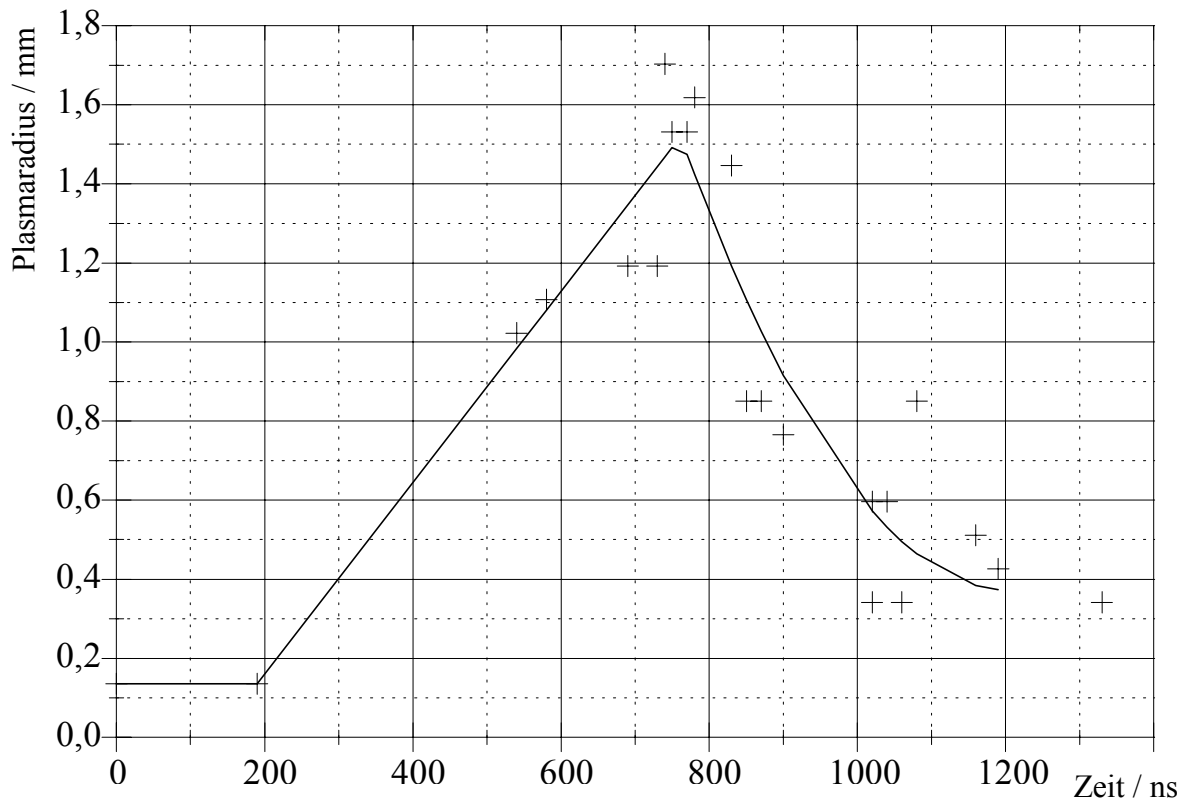


Abb. 5.1 Der Plasmaradius mit den drei Fitfunktionen in den drei Intervallen $0 \text{ ns} \leq t \leq 190 \text{ ns}$, $190 \text{ ns} < t \leq 760 \text{ ns}$ und $760 \text{ ns} < t \leq 1200 \text{ ns}$.

Der Plasmaradius wird mit Hilfe der Aufnahmen der ICCD- und Streak-Kamera gemessen (Kapitel 4.6). Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.1 gezeigt. Die Dynamik des Radius wird durch unterschiedliche physikalische Vorgänge bestimmt. Um die zeitliche Entwicklung des Radius möglichst gut durch eine Fitfunktion zu beschreiben, teilt man sinnvoller Weise die Entladung in drei Intervalle und wählt jeweils eine separate Fitfunktion aus, die nach den physikalischen Vorgängen in dem entsprechenden Zeitintervall ausgewählt wird. Folgende Einteilung wird benutzt:

- 1) Zu Beginn der Entladung wird der vorgeheizte Draht weiter geheizt. Beim Schmelzen und anschließenden Verdampfen ändert sich der Radius des Stoffes nicht wesentlich. Der Radius wird als konstant angenommen.
- 2) Die Plasmaexpansion wird durch ein lineares Anwachsen des Radius beschrieben.
- 3) Die Kontraktion durch den Pinch-Effekt setzt ein. Geht man von einer konstanten beschleunigenden Kraft aus, wird die Dynamik durch eine quadratische Funktion der Zeit beschrieben.

Die Fitalgorithmen ergaben folgende Funktionen für den Radius in Millimetern unter der Randbedingung des stetigen Anschlusses an den Intervallgrenzen:

$$0 \text{ ns} \leq t \leq 190 \text{ ns} : \quad r(t) = \text{konst.} = 0,135$$

$$190 \text{ ns} < t \leq 760 \text{ ns} : \quad r(t) = 0,00242 t / \text{ns} - 0,3227$$

$$760 \text{ ns} < t \leq 1200 \text{ ns} : \quad r(t) = 5,81037 \cdot 10^{-6} (t / \text{ns})^2 - 0,01401 t / \text{ns} + 8,81717$$

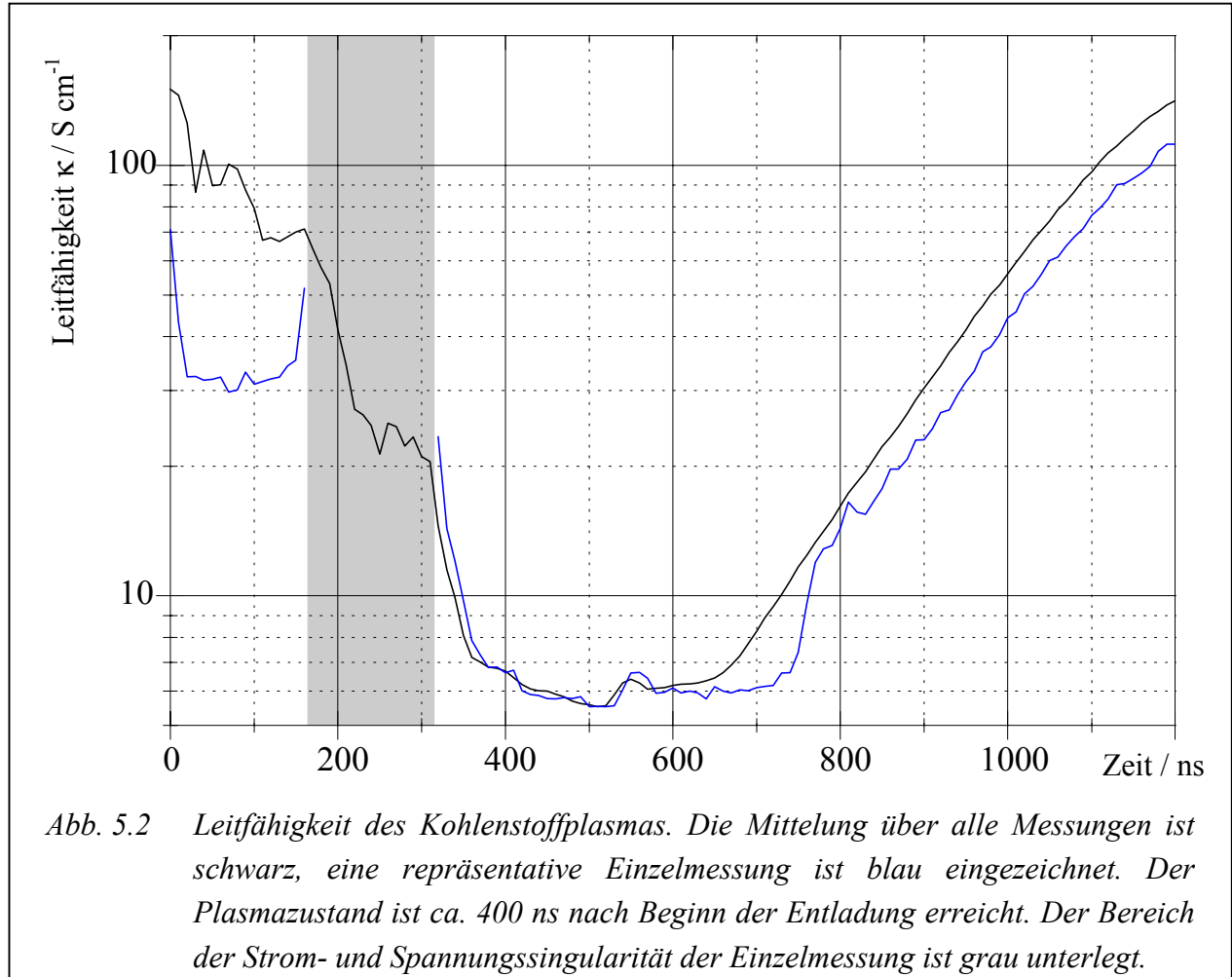
Die mit diesen Annahmen für drei Intervalle definierten Fitfunktionen lassen eine Bestimmung des Radius auf weniger als 0,2 mm zu. Während der Expansionsphase liegt die erzielbare Genauigkeit sogar bei $\Delta r = 0,1 \text{ mm}$.

5.3 Ergebnisse und Diskussion der Leitfähigkeitsmessungen

Setzt man die gewonnenen Resultate der Widerstands- und Radiusmessungen in Gleichung 3.13 ein, so erhält man die Leitfähigkeit κ des Plasmas (Abbildung 5.2). Die Länge des Plasmas bleibt während der gesamten Entladung nahezu konstant. Um Besonderheiten bei den Phasenübergängen sehen zu können (vgl. Kapitel 5.1.2: „Metall-Isolator-Übergang“), wird die Leitfähigkeit auch im Frühstadium der Entladung, also vor dem Vorhandensein des Plasmas ($t < 400 \text{ ns}$) angegeben. Bei der Mittelung über alle Entladungen verschwindet die bei jedem Schuß auftretende, zeitlich jedoch in Länge und Lage schwankende Singularität des Strom- und Spannungssignales und damit auch der in diesem Zeitintervall charakteristische Verlauf der Leitfähigkeit. Um sinnvolle Ergebnisse zu erhalten und die Veränderungen der Leitfähigkeit auch hier sichtbar zu machen, wird zusätzlich eine repräsentative Einzelentladung gezeigt.

Mit Hilfe der Standardabweichung des Mittelwertes der Widerstandssignale, der Unsicherheit der Längenbestimmung des Plasmas und der Abschätzung der Unsicherheit des Plasmaradius wird der Fehler der Leitfähigkeitsmessung zu 10 % bestimmt. Die zeitlich von Messung zu Messung schwankenden Plasmaradien haben den größten Einfluß auf den Fehler, da der Plasmaradius r nach Gleichung 3.13 quadratisch in die Berechnung der Leitfähigkeit eingeht. Eine Verbesserung wäre nur durch eine wesentlich größere Anzahl von Messungen zu erreichen, da die Standardabweichung des Mittelwertes bekanntlich umgekehrt proportional zur Wurzel der

Anzahl der Messungen ist. Die Repetitionsrate der Anlage ist aufgrund der nach jedem Schuß neu in die Gefäßwand einzusetzenden Fenster klein. Eine wesentliche Verbesserung durch ein



größeres Ensemble von Messungen in einem kürzeren Zeitraum ist nicht zu erzielen. Der hier errechnete Fehler von 15 % ist danach akzeptabel.

Die Leitfähigkeit des Kohlenstoff-Plasmas ($t > 400$ ns) ist mit $\kappa_C = 6 \text{ S cm}^{-1}$ im gleichen Bereich wie die gemessene Leitfähigkeit des Aluminium-Plasmas ($3,0 \text{ S cm}^{-1} < \kappa_{Al} < 9,0 \text{ S cm}^{-1}$) bei vergleichbaren Temperaturen $T_C = T_{Al} = 8000 \text{ K}$ [Kri97].

Nach $t = 730$ ns steigt die Leitfähigkeit des erzeugten Kohlenstoffplasmas. Bei der Einzelentladung sieht man zu diesem Zeitpunkt einen Knick in der Leitfähigkeitskurve. Aufgrund der einsetzenden Ionisation nimmt die Dichte der freien Elektronen rapide zu, und demzufolge steigt die Leitfähigkeit. Am Ende des Meßintervalles bei $t = 1200$ ns beträgt die Leitfähigkeit $\kappa = 150 \text{ S cm}^{-1}$. Die sinnvolle Festlegung des Meßzeitraumes bis zum Zeitpunkt $t = 1200$ ns wird durch einen gleichmäßigen Verlauf der gemessenen Leitfähigkeit nochmals bestätigt.

Mit Hilfe der in Kapitel 5.2 gefundenen, in drei Intervallen definierten Gesamtfunktion für den Plasmaradius kann man die Teilchendichte n_T als Funktion der Zeit ausrechnen:

$$n_T(t) = n_T(t=0) \frac{r^2(t=0)}{r^2(t)} \quad (5.21)$$

mit $r(t=0) = 0,135 \text{ mm}$: Radius des Drahtes zu Beginn der Entladung
 und $n_T(t=0) = 2,25 \text{ g cm}^{-3}$: Dichte von Graphit bei Standardbedingungen.

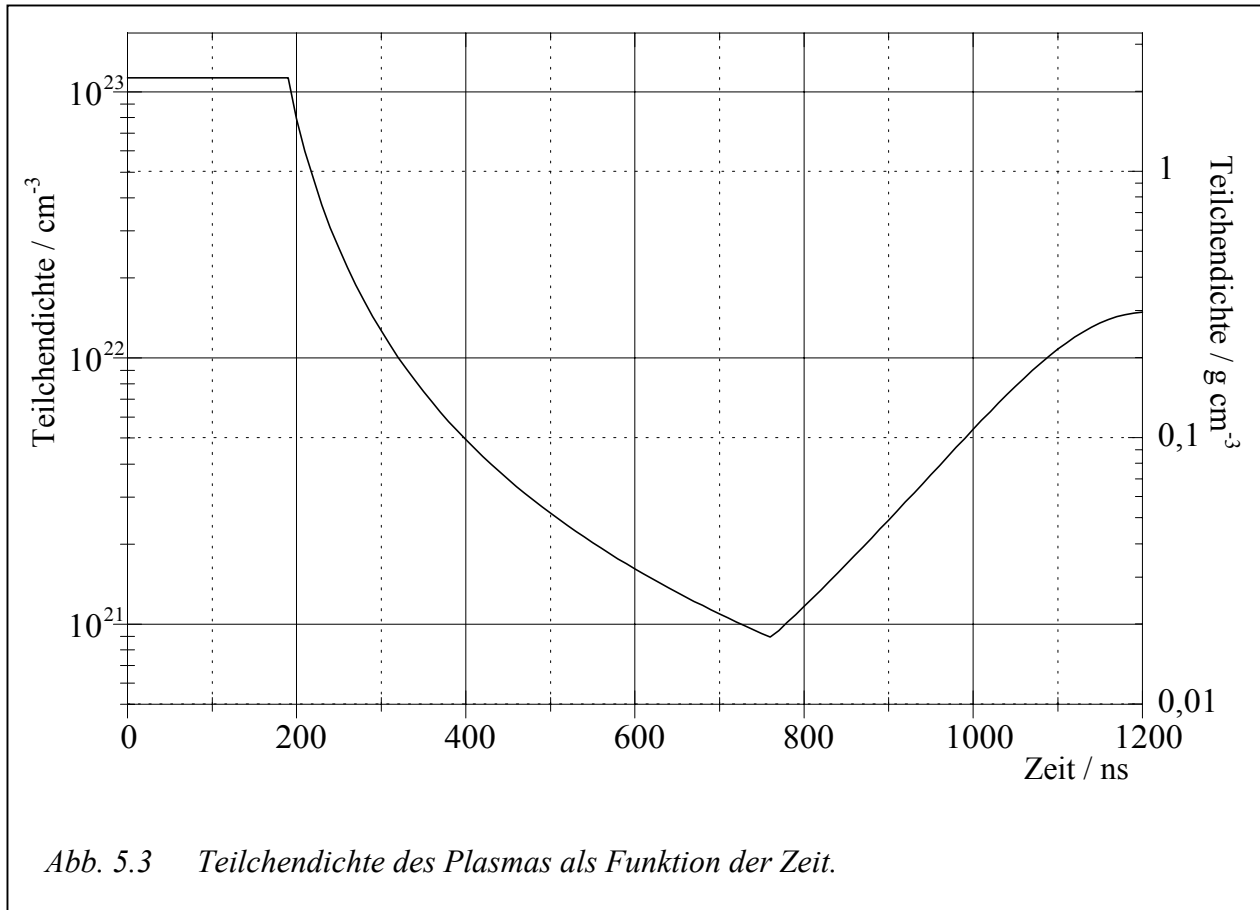
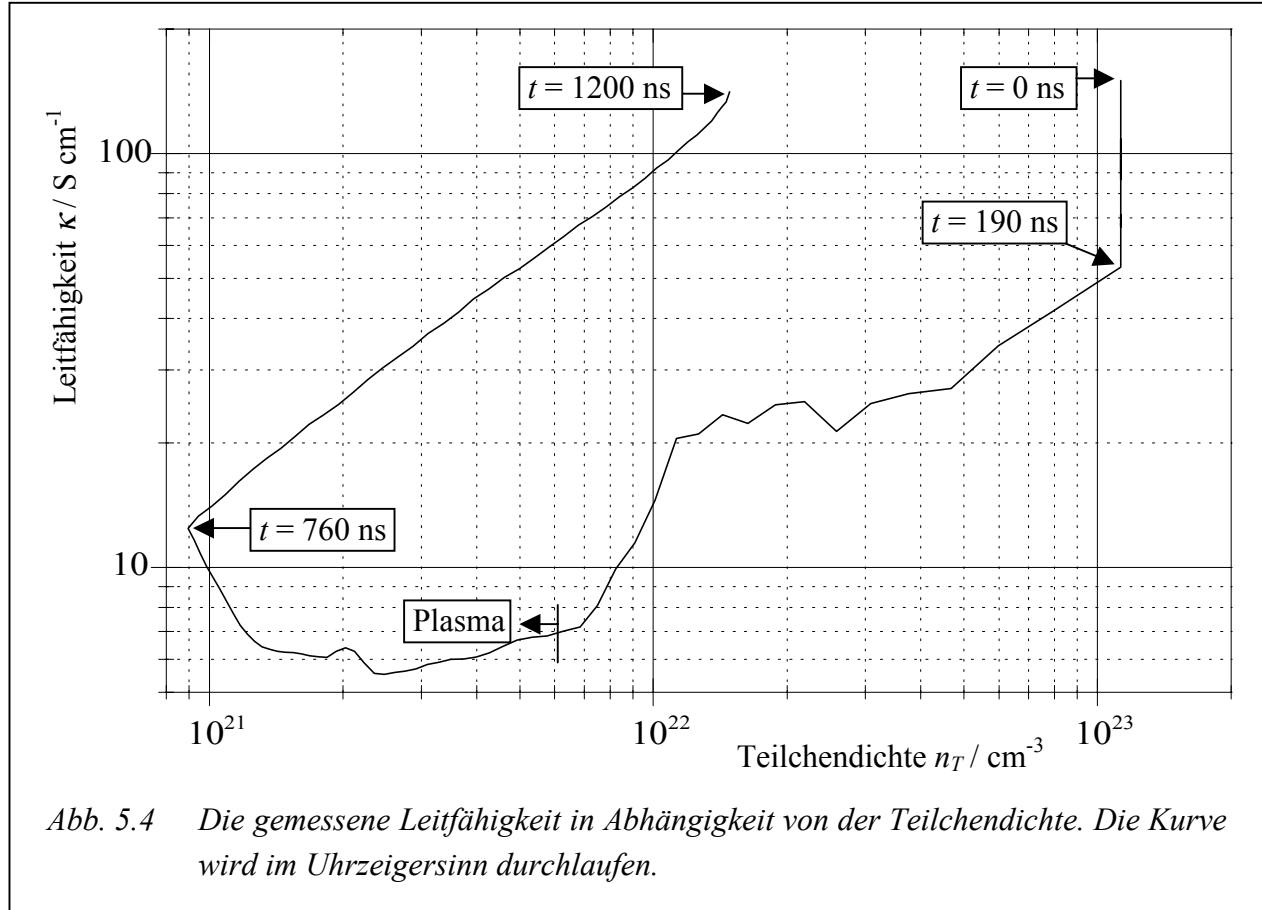


Abb. 5.3 Teilchendichte des Plasmas als Funktion der Zeit.

Das Ergebnis ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Nach einer Abnahme der Teilchendichte aufgrund der linearen Expansion des Plasmas nimmt die Dichte beim Pinchen für $t > 760 \text{ ns}$ wieder zu. Zur Zeit $t = 760 \text{ ns}$ hat die Dichte um 2 Größenordnungen abgenommen.

In Abbildung 5.4 ist die Leitfähigkeit über der Dichte aufgetragen. Die Kurve wird im Uhrzeigersinn durchlaufen. Aufgrund der stetig anhaltenden Energieeinkopplung während des gesamten Meßintervalles ist die Temperatur vor und nach dem Pinchen bei gleicher Dichte bzw. Radius unterschiedlich. Die Expansion bzw. die Kompression verlaufen also nicht adiabatisch.

Wegen der Annahme des konstanten Radius für Zeiten $t < 190$ ns können in dieser Darstellung Schwankungen der Leitfähigkeit nicht gezeigt werden. In der Abbildung sind die Intervallgrenzen und der Beginn der Plasmaphase eingezeichnet ($t > 400$ ns).



5.3.1 Anmerkungen zu den benutzten Vergleichsmodellen

Um eine Einordnung der gemessenen Leitfähigkeitskurve zu ermöglichen, sind die Ergebnisse der konventionellen Spitzer-Theorie bzw. der vereinfachten Ziman-Theorie in Abbildung 5.5 und 5.6 in Kapitel 5.3.2 mit eingetragen. Ebenso werden die SESAME-Daten gezeigt. Eine Diskussion folgt in Kapitel 5.3.2. Hier werden die notwendigen Vorüberlegungen für die Rechnungen der Spitzer- und der vereinfachten Ziman-Theorie erläutert.

Die Werte der Spitzer-Theorie folgen aus Gleichung 5.15 unter Annahme von $z = 1$. Die Elektronendichte n_e wird mit Hilfe der tabellarisch ausgerechneten Saha-Eggert-Gleichung von Drawin [Dra65] und mit Gleichung 4.11 für die einzelnen Temperaturen T abgeschätzt. Für die quantitative Berechnung des Coulomb-Logarithmus von Elektron-Ion-Stößen wurde der von Huba [Hub94] vorgeschlagene Ausdruck verwendet:

$$\Lambda_{ei} = 23 - \ln \left(\sqrt{\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}} z \left(\frac{T}{\text{eV}} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (5.22)$$

für
$$\frac{T_i}{\text{eV}} \frac{m_e}{m_i} < \frac{T_e}{\text{eV}} < 10 z^2. \quad (5.23)$$

Um eine Abschätzung der Leitfähigkeit nach Ziman rechnerisch zu gewinnen, wird eine von Ziman selbst als grobe funktionale Relation für moderate Temperaturen bezeichnete Näherung verwendet [Zim72]. Die Größe

$$\kappa_Z = \frac{n_e e^2 \Lambda_e}{m_e v_F} \quad (5.24)$$

beinhaltet ausschließlich die Streuung an den thermischen Schwingungen des Metallgitters und approximiert nur die Leitfähigkeit eines freien Elektronengases, indem sie die mittlere freie Weglänge eines Elektrons Λ_e und die Fermi-Geschwindigkeit v_F berücksichtigt. Die Fermi-Geschwindigkeit hängt von der gemessenen Elektronendichte ab. Sie ist nach folgenden Überlegungen berechnet worden:

Die Fermi-Geschwindigkeit v_F ist die Geschwindigkeit der Teilchen (Elektronen) mit der Masse m_e an der Oberfläche der Fermikugel. Für sie gilt:

$$v_F = \left(\frac{\hbar}{m_e} \right) k_F = \frac{4,20}{r_s / a_0} \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1} \quad (5.25)$$

mit k_F : Radius der Fermi-Kugel im k-Raum (auch Fermi-Impuls genannt, wegen $\vec{p} = \hbar \vec{k}$)
und a_0 : Bohr-Radius ($a_0 = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m e^2 = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$).

Der Radius r_s ist definiert als der Radius der Kugel, in der genau ein Leitungselektron ist. Es gilt:

$$r_s = \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (5.26)$$

Falls der effektive differentielle Wirkungsquerschnitt jedes Ions in der Näherung freier Atome berechnet und anschließend über alle Ionen summiert wird, ohne jedoch deren Wechselwirkungen untereinander einzubeziehen, darf Λ_e in Gleichung 5.24 mit Hilfe des Lindemannschen Schmelzkriteriums in der Näherung

$$\Lambda = 50 a \frac{T_m}{T} \frac{1}{\gamma} \quad (5.27)$$

mit a : Abstand der Ionen untereinander,
 T_m : Schmelztemperatur ($T_m = 3923$ K)
 und γ : Konstante ($\gamma=1$ für $T < T_m$)

berechnet werden. Jedoch wird der interionische Abstand durch den Radius des Volumens der Elementarzelle ersetzt ($a = 0,2395$ nm).

Setzt man Gleichung 5.27 in 5.24 ein und benutzt für die Fermi-Geschwindigkeit Gleichung 5.25 und 5.26, erhält man schließlich folgenden Ausdruck für die Berechnung der Leitfähigkeit nach Ziman:

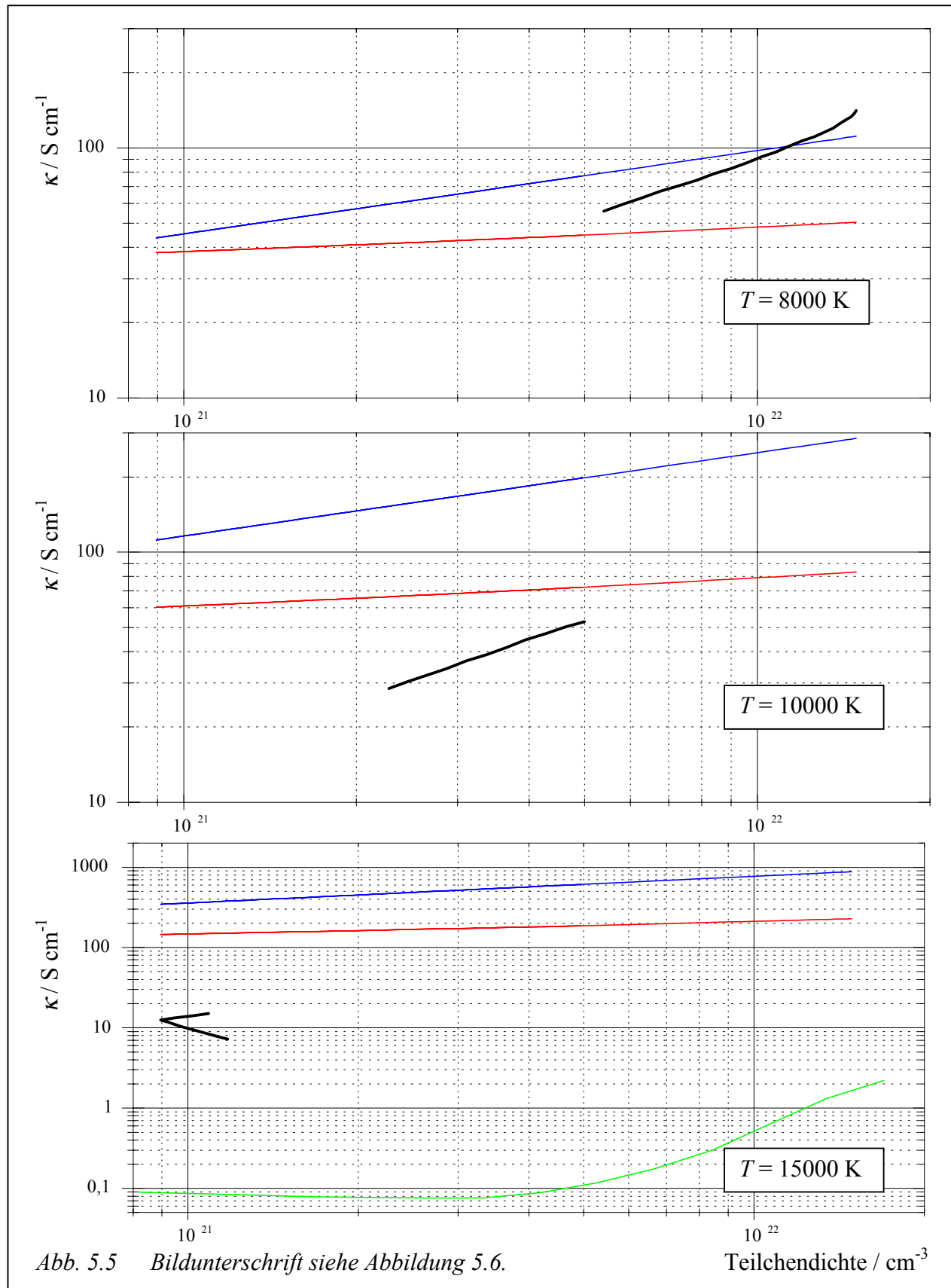
$$\kappa_Z = \frac{n_e e^2 \cdot 50 a T_m \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{\frac{1}{3}}}{m_e \cdot 4,20 \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1} \cdot T a_0 \gamma}. \quad (5.28)$$

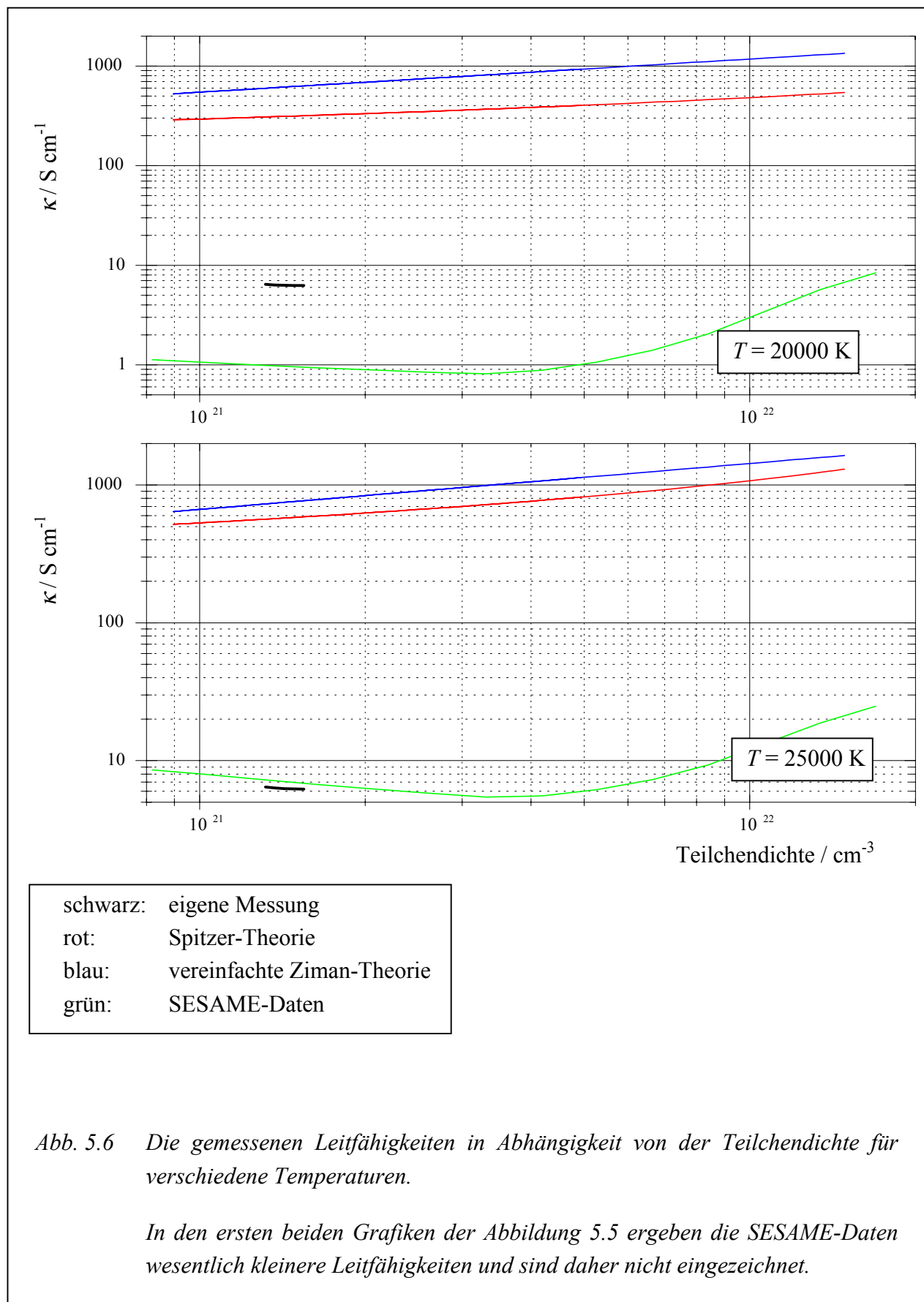
Setzt man die entsprechenden Werte ein, so resultiert die verwendete Gleichung:

$$\kappa_Z = 3,696 \cdot 10^{-9} \frac{n_e^{\frac{2}{3}}}{T} \frac{\text{A}^2 \text{s}^3 \text{K}}{\text{kg m}}. \quad (5.29)$$

Die Teilchendichte n_e wird äquivalent zur Spitzer-Theorie auch hier mit Hilfe der tabellarisch ausgerechneten Saha-Eggert-Gleichung von Drawin [Dra65] und mit Gleichung 4.11 für die einzelnen Temperaturen T abgeschätzt.

5.3.2 Der Vergleich mit einigen Modellrechnungen





Keine derzeitige Theorie darf den Anspruch erheben, die Leitfähigkeiten für Plasmen dieser Dichte und Temperatur richtig zu beschreiben. Eine Übereinstimmung von Messung und Theorie ist daher eher Zufall. Die verwendeten Modelle nach Ziman und Spitzer können nicht in den interessierenden Dichtebereich extrapoliert werden und so nicht den Verlauf der Leitfähigkeit über den gesamten Dichtebereich richtig vorhersagen.

Die Ziman-Theorie gilt streng nur für Metalle in der NFE- (nearly free electron) Näherung. Kohlenstoff ist kein Metall, sondern ein Halbmetall. Die Elektronen bewegen sich im Gegensatz zum idealen Metall nicht frei. Auch die näherungsweise Berechnung der mittleren freien Weglänge der Elektronen mit Hilfe des Lindemannschen Schmelzkriteriums (Gleichung 5.24) ist nur bedingt gerechtfertigt.

Bei der Spitzer-Theorie spielt der Coulomb-Logarithmus eine entscheidende Rolle. Einige Autoren haben hierfür unterschiedliche Ansätze geliefert [Iak93, Zol62]. Diese gelten jedoch jeweils nur für einen ausgewählten thermodynamischen Bereich.

Die Plasmatemperaturen sind durch Anpassung an eine Planck-Kurve gewonnen worden. Der dabei auftretende Fehler liegt bei 20 %. Eine detaillierte Beschreibung des Temperaturmeßverfahrens wird in Kapitel 6 gegeben.

Charakterisierung der Messung in Relation zu den Theorien

Bei einer Temperatur von 8000 K und einer Teilchendichte von $\rho = 1,2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ stimmt die Messung mit der vereinfachten Ziman-Theorie überein. Bei einer Extrapolation der gemessenen Leitfähigkeit zu kleinen Dichten unter Berücksichtigung der Temperatur findet man bei $\rho = 4,0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ eine Übereinstimmung mit der Spitzer-Theorie. Die SESAME-Daten sind hier um Größenordnungen zu klein und deshalb nicht eingezeichnet. Im Temperaturintervall $8000 \text{ K} < T < 30000 \text{ K}$ steigen die angegebenen Leitfähigkeiten nach SESAME um 8 Größenordnungen. Die Ziman- und die Spitzer-Theorie zeigen diese Auffälligkeit nicht. Es drängt sich die Vermutung auf, daß die erweiterte Ziman-Theorie der SESAME-Daten hier ungünstig ist, auch weil sich ähnlich große Abweichungen der gemessenen Leitfähigkeiten zu den SESAME-Daten für niedrige Temperaturen in Untersuchungen mit Aluminium zeigten, bei denen n_e und T zusammen gemessen wurden [Kri97].

Bei steigender Temperatur wachsen die Leitfähigkeiten nach allen Vergleichstheorien aufgrund der steigenden Elektronendichte erwartungsgemäß an. Für $T > 10000 \text{ K}$ liefern Spitzer- und Ziman-Theorie durchweg zu große Leitfähigkeiten. Die höchste gemessene Temperatur beträgt 22000 K. Vergleicht man die hierbei gemessene Leitfähigkeit mit der für $T = 25000 \text{ K}$ und $\rho = 1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ aus den SESAME-Daten, findet man eine gute Übereinstimmung. Offensichtlich beschreibt die erweiterte Ziman-Formel die Leitfähigkeit bei dieser Temperatur und Dichte besser.

Insgesamt wird die Eingangsthese bestätigt, daß eine Modellierung der Leitfähigkeit in diesem thermodynamischen Bereich mit derzeitigen Modellen große Schwierigkeiten bereitet, was an noch unberücksichtigten physikalischen Vorgängen liegen mag. Klassische Näherungsansätze und makroskopische Sichtweisen liefern unbefriedigende Ergebnisse. Lediglich die Einschränkung auf einen bestimmten Gültigkeitsbereich einer Theorie liefert richtige Aussagen. Sicher resultiert auch aus dem immens hohen Rechenaufwand eines Vielteilchensystems das Fehlen einer umfassenden Theorie. Ähnliche Schlüsse drängen sich auch nach Leitfähigkeitsmessungen an Kupfer und Aluminium auf [DeS94, Kri94 und Kri97]. Experimentell bestimmte Leitfähigkeiten wie in der vorliegenden Arbeit sind deshalb besonders wichtig.

Kapitel 6

Spektroskopische Temperaturbestimmung

Voraussetzung für eine sinnvolle Einordnung der gewonnenen Leitfähigkeitsdaten in die Ergebnisse von Messungen an anderen Materialien ist die Kenntnis der Plasmatemperatur. Ein Vergleich mit den derzeitigen Modellen, wie sie in Kapitel 5 beschrieben sind, ist ebenfalls nur mit einer gemessenen Temperatur möglich. Auch lassen sich Aussagen über den Grad der erreichten Nichtidealität des Plasmas nur nach einer Temperaturbestimmung machen, da dieser nach Gleichung 2.2 temperaturabhängig ist.

In diesem Kapitel werden einige Methoden zur Temperaturbestimmung vorgestellt. Die Meßmethodik optisch dicker Plasmen steht dabei im Vordergrund, da das erzeugte Kohlenstoffplasma im optisch sichtbaren Wellenlängenbereich weitgehend diesen Charakter hat. Anschließend werden die Meßergebnisse präsentiert und diskutiert.

6.1 Grundlagen

Für den Experimentator ist lediglich das emittierte Licht des Plasmas als unmittelbare Meßgröße erfaßbar. Die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung kann sich dabei über viele Größenordnungen erstrecken. Da der Informationsgehalt des Lichtes bezüglich der Beschaffenheit des Plasmas sowie der inhärenten Prozesse sehr hoch ist, erlaubt die spektroskopische Untersuchung zahlreiche Aussagen über das untersuchte Medium. Spektroskopische Untersuchungen haben den Vorteil, das Plasma während des Meßprozesses nicht zu beeinflussen. Es sind zahlreiche unterschiedliche Verfahren entwickelt worden, um die gesuchten Informationen zu gewinnen. Dabei wird zum einen das direkt emittierte Licht registriert und zum anderen das Streu- oder das Absorptionsverhalten von Photonen gemessen, die zusätzlich in das Plasma eingekoppelt werden. Obwohl die zusätzlich in das Plasma eingebrachten Lichtquanten in der Regel das Plasma nicht wesentlich beeinflussen, muß man

mögliche Veränderungen durch die absorbierte Energie abschätzen. In diesem Experiment wird die Elektronentemperatur durch die spektrale Analyse des emittierten Lichtes bestimmt.

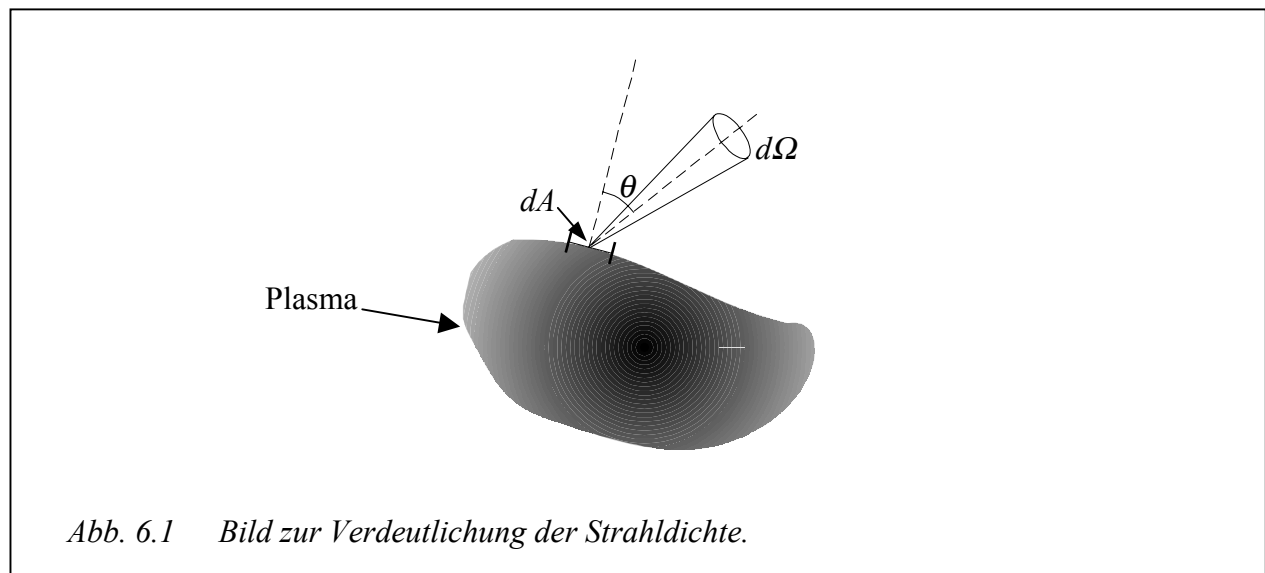
6.2 Die Strahlungstransportgleichung

Um aus den spektroskopischen Meßgrößen wie Linienverbreiterung, -verschiebung sowie Linien- und Kontinuumsintensität zu den interessierenden Plasmaparametern Elektronentemperatur und gegebenenfalls Elektronendichte zu gelangen, bedarf es einiger grundsätzlicher Überlegungen. Es werden einige wichtige spektroskopische Größen eingeführt, die zur Beschreibung der Strahlung im Plasma benötigt werden:

Die an der Oberfläche eines Plasmas austretende Strahlung wird durch die spektrale Strahldichte $L(\nu)$ beschrieben:

$$L(\nu) = \frac{d^3\Phi}{dA \cos\theta d\Omega d\nu} \quad \text{mit} \quad [L(\nu)] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ sr Hz}}, \quad (6.1)$$

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 6.1).



Die spektrale Strahldichte bestimmt sich durch die lokale Emission und Absorption von Photonen entlang des Beobachtungsweges x im Plasma. Man führt den spektralen Emissionskoeffizienten $\epsilon(x, \nu)$ ein, der die physikalischen Informationen trägt:

$$\varepsilon(x, \nu) = \frac{d^3 \Phi}{dV d\Omega d\nu} \quad \text{mit} \quad [\varepsilon(x, \nu)] = \frac{\text{W}}{\text{m}^3 \text{ sr Hz}}. \quad (6.2)$$

Man unterscheidet zwei Fälle:

1. Fall: Optisch dünnes Plasma

Im Fall eines optisch dünnen Plasmas wird die an einem Ort im Plasma emittierte Strahlung nicht wieder durch das Plasma absorbiert. Integriert man den spektralen Emissionskoeffizienten entlang der Sichtlinie auf, so erhält man die spektrale Dichte

$$L(\nu) = \int_{x_1}^{x_2} \varepsilon(x, \nu) dx. \quad (6.3)$$

Die Integrationsgrenzen x_1 und x_2 werden durch den Anfang bzw. das Ende des Plasmas entlang der Sichtlinie bestimmt. Für ein räumlich homogenes Plasma (isotrope Emission, $\varepsilon(x, \nu) = \varepsilon(\nu)$) vereinfacht sich Gleichung 6.3 zu

$$L(\nu) = \varepsilon(\nu) |x_2 - x_1|. \quad (6.4)$$

2. Fall: Optisch dickes Plasma

In diesem Fall kann die Selbstabsorption nicht vernachlässigt werden. Vernachlässigt man die Streuung der Photonen, so wird die Änderung der Strahldichte in einer Plasmaschicht der Dicke dx durch folgende Strahlungstransportgleichung beschrieben:

$$dL(x, \nu) = [\varepsilon(x, \nu) - \kappa(x, \nu)L(x, \nu)] dx. \quad (6.5)$$

Für den eingeführten effektiven Absorptionskoeffizienten gilt:

$$\kappa(x, \nu) = \kappa_{abs}(x, \nu) + \kappa_{stim}(x, \nu), \quad (6.6)$$

mit $\kappa_{abs} > 0$: Absorptionskoeffizient
 und $\kappa_{stim} < 0$: Koeffizient der stimulierten Emission.

Die optische Dichte τ gibt die Undurchsichtigkeit des Plasmas für Strahlung an. Sie wird durch das Integral über den effektiven Absorptionskoeffizienten längs der Sichtlinie definiert:

$$\tau(x, \nu) = \int_0^{x_0} \kappa(x, \nu) dx. \quad (6.7)$$

Beim Durchgang durch eine Plasmaschicht einer optischen Dichte $\tau = 1$ fällt die Strahlungsdichte auf das 1/e-fache ab. Mit Einführung der Quellfunktion

$$S(x, \nu) = \frac{\varepsilon(x, \nu)}{\kappa(x, \nu)} \quad (6.8)$$

läßt sich die Strahlungstransportgleichung 6.5 in folgender Form schreiben:

$$\frac{dL(x, \nu)}{d\tau(x, \nu)} = L(x, \nu) - S(x, \nu). \quad (6.9)$$

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

$$L(\nu) = \int_0^{\tau(x_0, \nu)} S(x_0, \nu) e^{-\tau(x_0, \nu)} d\tau. \quad (6.10)$$

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 6.10 notwendige Integration über die optische Dichte für ein inhomogenes Plasma nicht direkt ausführbar.

Für ein homogenes Plasma hingegen entfällt die Ortsabhängigkeit in Gleichung 6.10 und die Integration läßt sich ausführen. Als Lösung an der Oberfläche des Plasmas erhält man:

$$L(\nu) = S(\nu) [1 - e^{-\tau(\nu)}], \quad (6.11)$$

mit $\tau(\nu) = \kappa(\nu) x_0$ (x_0 : Dicke des Plasmas).

Im optisch dünnen Fall ($\tau \ll 1$) führt eine Taylor-Entwicklung der Exponentialfunktion in Gleichung 6.11 konsistent wieder zu Gleichung 6.4:

$$L(\nu) \approx S(\nu) \tau(\nu) = \frac{\varepsilon(\nu)}{\kappa(\nu)} \kappa(\nu) x_0 = \varepsilon(\nu) |x_2 - x_1|. \quad (6.12)$$

Die spektrale Strahldichte ist also im Falle eines homogenen optisch dünnen Plasmas proportional zur Plasmalänge x_0 .

Ist das Plasma bei einer Frequenz ν optisch dick ($\tau \gg 1$), so ist nach Gleichung 6.11 die spektrale Strahldichte gleich der Quellfunktion:

$$L(\nu) = S(\nu) = \frac{\varepsilon(\nu)}{\kappa(\nu)}. \quad (6.13)$$

Ist das Plasma zusätzlich im lokalen thermischen Gleichgewicht (siehe Kapitel 6.4), so sind die Quellfunktion und die spektrale Dichte durch die Planck-Funktion gegeben. Da die Planck-Funktion von der Temperatur abhängig ist, hat man damit eine Möglichkeit, die Temperatur des Plasmas durch Anpassung der gemessenen spektralen Dichte an ein Planck-Profil zu bestimmen:

$$L(\nu, T) = S(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{(h\nu)/(k_B T_e)} - 1}. \quad (6.14)$$

Ist das Plasma zwar optisch dick, jedoch inhomogen, folgt aus Gleichung 6.10 nach wiederholter partieller Integration im Grenzfall $\tau(\nu) \rightarrow \infty$:

$$L(\nu) = S(0, \nu) + \frac{d}{d\tau} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \frac{d^2}{d\tau^2} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \dots \quad (6.15)$$

Auf der anderen Seite folgt aus dem MacLaurin-Theorem:

$$S[\tau(x, \nu) = 1, \nu] = S(0, \nu) + \frac{d}{d\tau} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \frac{1}{2} \frac{d^2}{d\tau^2} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \dots \quad (6.16)$$

Kombiniert man Gleichung 6.15 mit 6.16, erhält man:

$$L(\nu) = S[\tau(x, \nu) = 1, \nu] + \frac{1}{2} \frac{d^2}{d\tau^2} S[\tau(x, \nu), \nu] \Big|_{\tau(x, \nu)=0} + \dots \quad (6.17)$$

Die an der Oberfläche eines optisch dicken Plasmas beobachtete spektrale Strahldichte $L(\nu)$ 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 Strahldichte $L(\nu)$ 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.

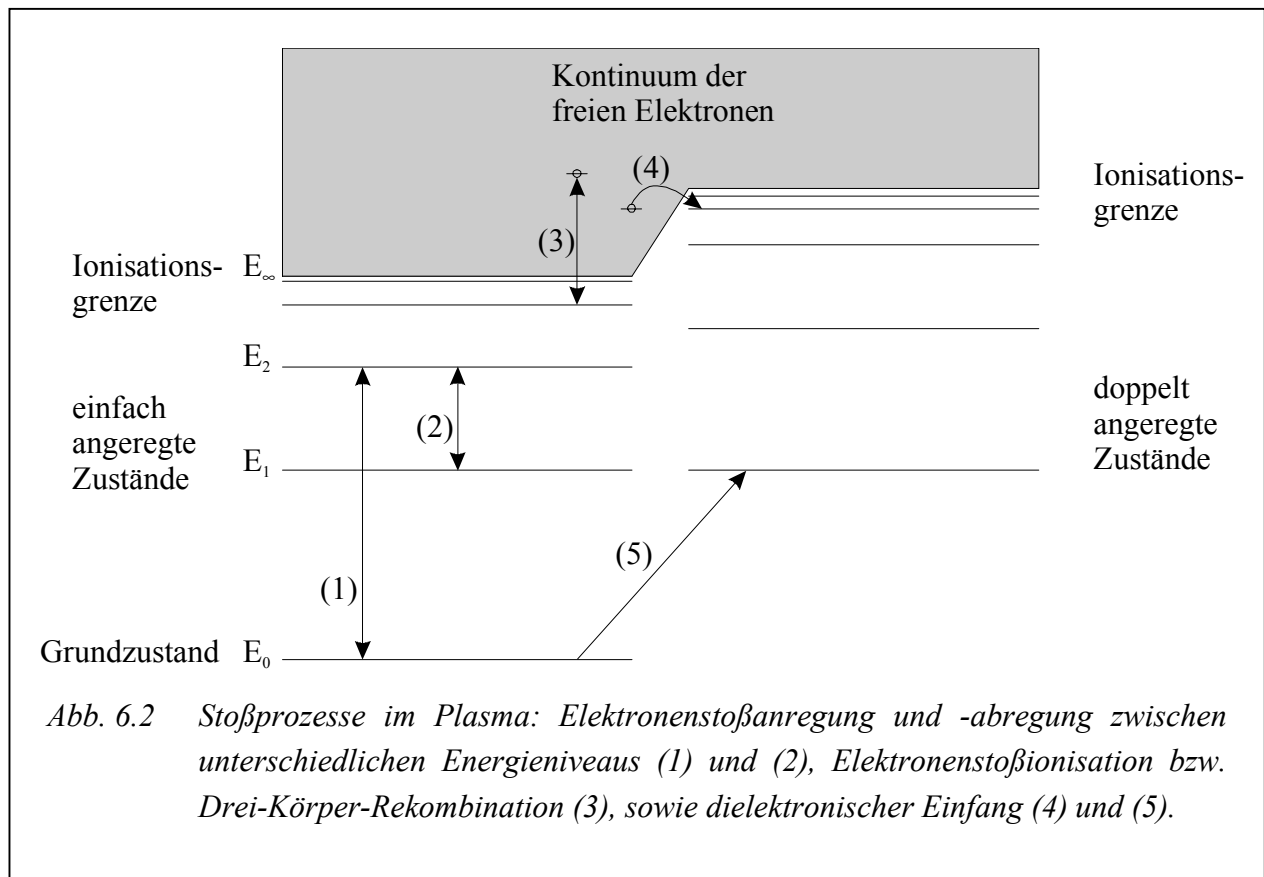
In dichten Laborplasmen kann man nur in begrenzten Spektralbereichen die gemessene spektrale Dichte an eine Planck-Kurve anpassen. Damit ein transientes stoßdominiertes Plasma, wie es hier vorliegt, zeitabhängig beschrieben werden kann, müssen sämtliche möglichen Strahlprozesse berücksichtigt werden. Im folgenden Kapitel wird auf sie gesondert eingegangen.

6.3 Stoßprozesse im Plasma

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. In Abbildung 6.2 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 [Kun89].



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.

6.4 Das lokale thermodynamische Gleichgewicht

Bei hohen Dichten können die Prozesse im Plasma recht gut durch das LTE (Local Thermodynamic Equilibrium) beschrieben werden. Es dominieren die stoßinduzierten Prozesse. Das LTE leitet sich als Erweiterung aus einem strengeren Modell, dem (vollständigen) thermodynamischen Gleichgewicht (TE), ab.

Ist ein System im thermischen Gleichgewicht, so werden alle Verteilungsfunktionen durch eine einzige Zustandsgröße, die Temperatur T , beschrieben. Aufgrund dessen kann man umgekehrt unter Annahme des TE die Temperatur des Plasmas aus der emittierten Strahlung ableiten. Es gilt das Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes, nach dem jeder Prozeß mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auftritt wie sein Umkehrprozeß. Ist ein Plasma im thermischen Gleichgewicht, so gelten folgende Verteilungsfunktionen:

1. Alle Teilchen haben eine orts- und zeitunabhängige Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung:

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v^2 \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{3/2} e^{-(mv^2)/(2k_B T)} \quad (6.18)$$

mit f : Teilchenzahl im Geschwindigkeitsbereich $v, v+dv$,
 v : Teilchengeschwindigkeit,
 m : Teilchenmasse,
 k_B : Boltzmann-Konstante
 und T : Temperatur der Teilchen.

Aufgrund ihrer unterschiedlichen Masse besitzen unterschiedliche Teilchen bei gleicher Temperatur eine unterschiedliche Geschwindigkeitsverteilung.

2. Die Besetzungsdichten atomarer Zustände gehorchen der Boltzmann-Verteilung:

$$\frac{n_j}{n} = \frac{g_j}{U(T)} e^{-E_j/(k_B T)} \quad (6.19)$$

mit n_j : Teilchenzahl im j -ten angeregten Zustand,
 n : Gesamtteilchenzahl,
 $g_{j,0}$: statistisches Gewicht des angeregten Zustandes bzw. des Grundzustandes,
 E_j : Anregungsenergie des j -ten angeregten Zustandes,
 k_B : Boltzmann-Konstante
 und T : Plasmatemperatur.

Für die Zustandssumme $U(T)$ gilt:

$$U(T) = \sum_j g_j e^{-E_j/(k_B T)}. \quad (6.20)$$

3. Die Verteilung von Atomen, Ionen und Elektronen genügt der Saha-Eggert-Gleichung (Gleichung 4.9). Bei hohen Dichten muß eine dichte- und temperaturabhängige Erniedrigung der Ionisationsenergie berücksichtigt werden, die sich als Korrekturterm in der Zustandssumme wiederfindet (vgl. Kapitel 4.6, Punkt 2).
4. Die spektrale Verteilung des emittierten Lichtes $L(T, \lambda)$ entspricht der Planckschen Strahlungsformel:

$$L(T, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{(hc)/(\lambda k_B T)} - 1} \quad (6.21)$$

mit h : Plancksches Wirkungsquantum,
 λ : Wellenlänge der Strahlung,
 k_B : Boltzmann-Konstante,
 T : Plasmatemperatur
 und c : Lichtgeschwindigkeit.

In Laborplasmen ist die Dichte nicht hoch genug, um ausschließlich stoßgekoppelte Prozesse ablaufen zu lassen. Wegen der Transparenz des Plasmas in einigen Spektralbereichen verliert das Plasma stetig Energie durch Strahlung. Dieser irreversible Prozeß verhindert die Einstellung eines vollständigen thermischen Gleichgewichtes. Um dissipative Prozesse zumindest näherungsweise erfassen zu können, wird das lokale thermische Gleichgewicht (LTE) eingeführt. Die Saha-Eggert-Gleichung bleibt uneingeschränkt gültig. Die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung und die Boltzmann-Verteilung werden möglicherweise orts- und zeitabhängig. Die Plancksche Strahlungsformel gilt nur noch eingeschränkt, was man am Auftreten von Spektrallinien erkennen kann.

Die energetischen Abstände der einzelnen Zustände rücken mit wachsender Hauptquantenzahl n immer dichter zusammen und die Stoßraten nehmen mit der vierten Potenz von n zu. Für die höheren Zustände dominieren daher eher Stoßprozesse, während die Besetzungsdichten der unteren Niveaus im wesentlichen durch Strahlungsprozesse beherrscht werden.

Es läßt sich eine ganzzahlige Hauptquantenzahl $\bar{n}$ als Grenze festlegen, oberhalb derer die Zustände entsprechend der Boltzmann-Verteilung besetzt sind. Man spricht von einem partiellen lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (PLTE). Die thermische Grenze kann definiert werden durch die Bedingung $C_{\bar{n} \rightarrow \bar{n}+1} \geq 10 A_{\bar{n} \rightarrow}$ [Gri64], d.h. für alle Zustände oberhalb von $\bar{n}$ ist

die Stoßanregung in den nächsthöheren Zustand mindestens zehnmal wahrscheinlicher als der Strahlungszzerfall in alle tiefer liegenden Zustände. Für den Gültigkeitsbereich des PLTE findet sich bei Griem [Gri64] folgendes Kriterium für die minimale Elektronendichte

$$n_e \geq 7 \cdot 10^{17} \frac{(z+1)^6}{n^{17/2}} \sqrt{\frac{k_B T_e}{E_H}}, \quad (6.22)$$

wobei $E_H = 13,6$ eV die Ionisationsenergie des atomaren Wasserstoffs und z die Kernladungszahl ist. Die niedrigste noch am PLTE beteiligte Hauptquantenzahl ist mit n bezeichnet.

6.4.1 Die Rechtfertigung zur Annahme des lokalen thermischen Gleichgewichtes (LTE)

Ein Plasma läßt sich vollständig mit dem Modell des LTE beschreiben, falls die Elektronenstoßabregung aller Übergänge einschließlich der starken Resonanzübergänge die zugehörige Strahlungsrate um mindestens eine Größenordnung übertrifft. Verschiedene Autoren geben annähernd gleiche Gültigkeitskriterien für das LTE an [Wil62, Gri63, Whi65]. Die nachfolgende Abschätzung lehnt sich an die Darstellung von Griem [Gri64] an.

Um die Existenz des LTE zu beweisen, müssen sowohl Zeitkonstanten überprüft als auch Stoßwahrscheinlichkeiten über die Elektronendichte abgeschätzt werden, da das vorliegende Plasma transients Natur ist. Relaxationseffekte können Abweichungen vom LTE bewirken. Für ihre Berechnung reicht es aus, die Relaxationszeit über den stärksten Resonanzübergang als Limitierungsprozeß abzuschätzen. Weil im LTE zum einen die Stoßabregungsrate größer ist als die Übergangswahrscheinlichkeit des Strahlungsprozesses, zum anderen Stoßanregung und Stoßabregung dem detaillierten Gleichgewicht unterliegen, beschreibt

$$\tau_i \leq 0,1 \frac{g_1}{A_{21} g_2} \left(\frac{n_i}{n_a + n_i} \right) e^{E_{21}/k_B T} \quad (6.23)$$

mit n_i : Ionendichte,

n_a : Atomdichte

und E_{21} : Energie des Resonanzüberganges

die Relaxationszeit für ein einfach ionisiertes Kohlenstoff-Plasma. Für den 2p-(1S)3d - Übergang bei einer Wellenlänge $\lambda = 68,72$ nm folgt $\tau_i \leq 49,2$ ns. Die Lebensdauer des Plasmas ist mit $t = 1200$ ns also erheblich größer. Die zweite Bedingung

$$n_e \geq 6,16 \cdot 10^{14} z^6 \sqrt{\frac{k_B T}{E_H}} \text{ cm}^{-3} \quad (6.24)$$

mit z : Kernladungszahl
 und E_H : Ionisationsenergie des Wasserstoffs,

garantiert eine Bevölkerung aller Zustände gemäß der Boltzmann-Verteilung. Für $n_e \geq 8,9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ist diese Bedingung ebenfalls erfüllt. Die theoretisch abgeschätzte Elektronendichte ist außerhalb des Zeitintervalles $700 \text{ ns} < t < 850 \text{ ns}$ größer. Da die Gleichung 6.24 nur eine grobe Abschätzung für die Gültigkeit des LTE liefert und die Elektronendichte im oben angegebenen Bereich nur marginal unter dem geforderten Wert liegt, kann das LTE als gültiges Besetzungsmodell vorausgesetzt werden. Das Gleichgewicht wird hauptsächlich durch die Elektronen hergestellt, deren Geschwindigkeitsprofil während der gesamten Untersuchungszeit einer Maxwell-Verteilung genügt.

6.5 Das prinzipielle spektrale Kohlenstoffprofil

In Abbildung 6.3 wird das prinzipielle spektrale Kohlenstoffprofil gezeigt. Es besteht aus kontinuierlicher Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung, überlagert von einigen Emissionslinien. Für eine optische Dicke $\tau(x, \nu) = 4$ gleicht das Bremsstrahlkontinuum der Strahlung eines schwarzen Körpers. Da für die optische Dicke

$$\tau(\lambda) \propto \lambda^3 \quad (6.25)$$

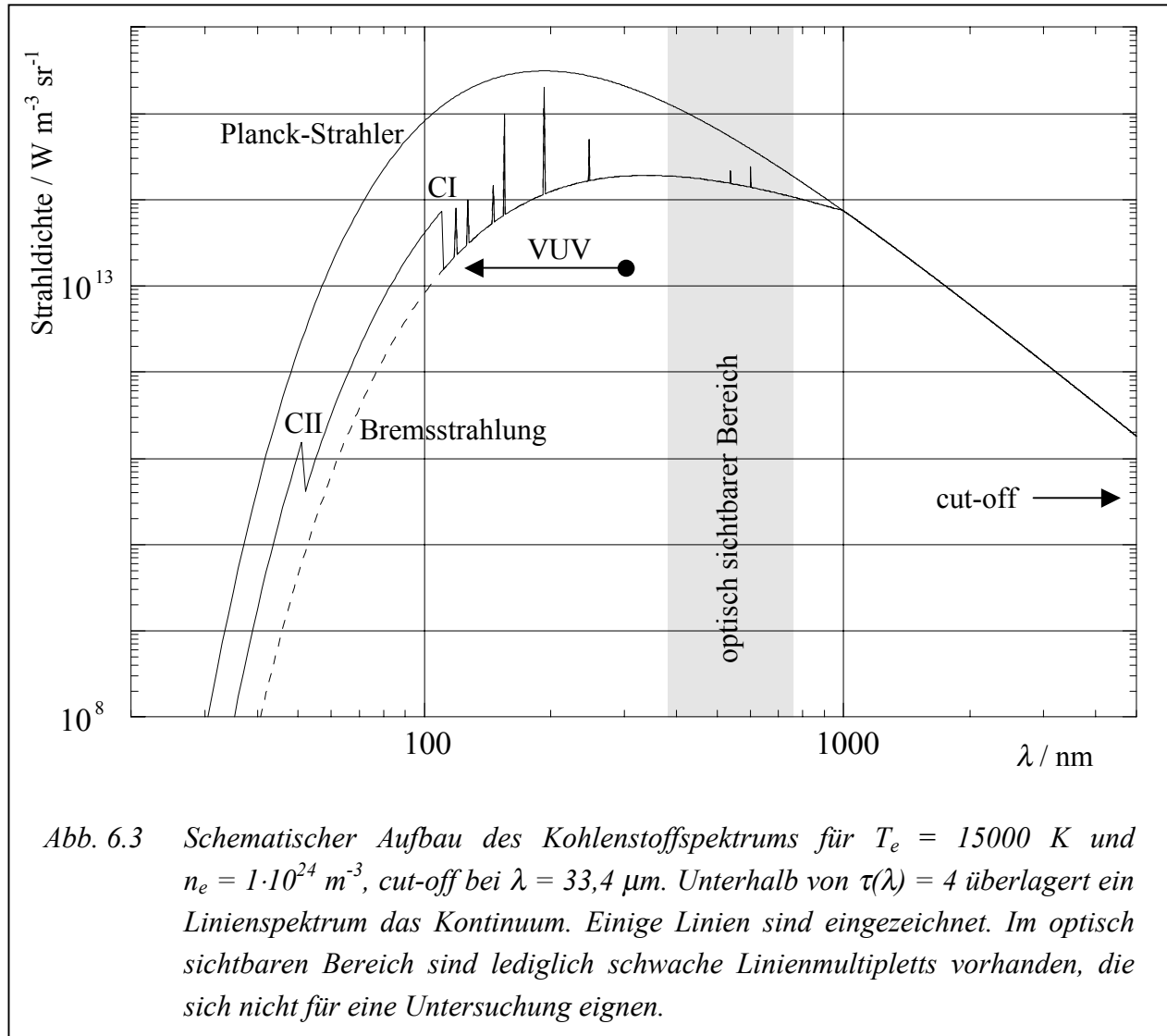
gilt, ist das Plasma für kurze Wellenlängen eher optisch dünn, und daher liegt die spektrale Strahldichte hier unter der eines schwarzen Körpers.

Im Infraroten wird die Gültigkeit der Planckschen Strahlungsformel durch die cut-off-Wellenlänge

$$\lambda_c = 2\pi c \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_e}{n_e e^2}} \quad (6.26)$$

begrenzt, da die Strahldichte entweder sinkt oder aber wegen Turbulenzen in den Grenzschichten steigt. Nur für den Fall eines homogenen Plasmas im LTE und einer optischen Dicke $\tau(x, \nu) > 4$ weicht die Strahldichte um weniger als zwei Prozent von der eines Planckschen Strahlers ab

(vgl. Gleichung 6.11). In die Grafik sind einige wichtige Linien eingezeichnet. Auffällig ist das Fehlen von starken Resonanzlinien des Kohlenstoffs im optisch sichtbaren Bereich. Kohlenstoff besitzt hier nur schwache Linienmultipletts, die sich für eine Untersuchung nicht eignen. Intensivere Linien sind im UV- und vor allem im VUV-Bereich zu suchen, die jedoch mit der derzeitigen Meßeinrichtung nicht nachgewiesen werden können.



Das erzeugte Plasma ist aufgrund der beschränkten Reproduzierbarkeit nicht immer optisch dick, was am sehr vereinzelt Auftreten von Linien erkennbar ist.

6.6 Temperaturbestimmung mittels Planck-Fit

Für ein homogenes, optisch dickes Plasma im lokalen thermischen Gleichgewicht kann man die Elektronentemperatur aus einem Vergleich des spektralen Verlaufes mit der Planckschen

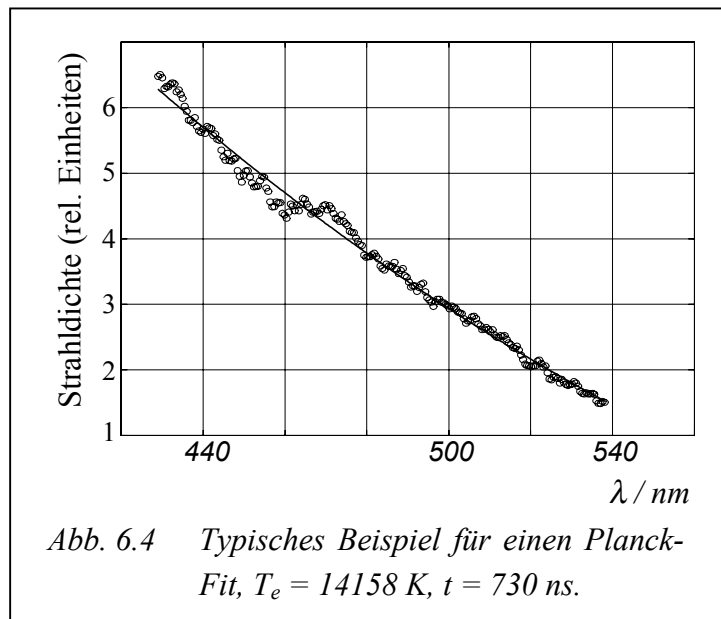
Strahlungsformel 6.21 bestimmen. Jeder Wert der spektralen Dichte $L(\lambda)$ liefert die Temperatur an dem Ort im Plasma, an dem die optische Dichte identisch 1 ist (Gleichung 6.17).

Zwischen $\lambda = 440$ nm und $\lambda = 540$ nm werden die gemessenen spektralen Dichten an die eines Planckschen Strahlers angepaßt. Nach Tsintsadze et al. [Tsi96] muß diese bei hohen Temperaturen und insbesondere bei hohen Dichten korrigiert werden, indem die Photonenenergie in Abhängigkeit vom Brechungsindex N und damit von der Elektronenplasmafrequenz ω_p dargestellt wird

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (6.27)$$

Analogien zur relativistischen Energiedarstellung von Teilchen werden hierbei erkennbar. Beim erzeugten Kohlenstoff-Plasma ist der Strahlungsanstieg mit weniger als einem Prozent jedoch vernachlässigbar.

Um einen möglichst großen spektralen Bereich zur Verbesserung der Meßgenauigkeit zu erfassen, wurden alle Messungen mit dem 1/8m-Spektrometer und dahintergeschaltetem O-SMA-System bei einer Gate-Zeit von 20 bis 40 ns durchgeführt. Das spektrale Intervall beträgt $\Delta\lambda = 400$ nm. Der tatsächlich nutzbare Bereich ist jedoch aufgrund von Sättigungseffekten im kurzwelligen und der Rauschgrenze im langwelligen Bereich nur $\Delta\lambda = 120$ nm. Das spektrale Empfindlichkeitsprofil der Apparatur, bestehend



aus Linsen, Filter zur Unterdrückung von höheren Beugungs-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. Bei der Auswahl geeigneter Spektren zum Anfitten ist darauf zu achten, daß keine Linien sichtbar sind, da diese bestenfalls in

der Peak-Strahldichte die Plancksche Strahlungsformel erreichen. Ein Ensemble von Messungen ermöglicht Aussagen über den zeitlichen Temperaturverlauf des Plasmas.

6.7 Temperaturbestimmung mittels zweier Spektrallinien

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Elektronentemperatur liefert der Vergleich der Intensitäten zweier geeigneter Spektrallinien einer Spezies. Aufgrund des Fehlens geeigneter Kohlenstoff-Linien kann sie jedoch nicht im sichtbaren Spektralbereich angewendet werden. Sie wird an dieser Stelle nur der Vollständigkeit halber erwähnt. Nach Lochte-Holtgreven [Loc68] kann man schreiben:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2 U_2 n_1}{A_2 g_2 \lambda_1 U_1 n_2} e^{-(E_1 - E_2)/(k_B T_e)} \quad (6.28)$$

mit A : Übergangswahrscheinlichkeit,
 g : statistisches Gewicht,
 U : Zustandsfunktion,
 n : Teilchendichte der relevanten Ionen im Grundzustand
 und E : oberes Energieniveau.

Falls beide Strahlungsübergänge demselben Ionisationszustand angehören, sind beide Zustandsfunktionen U_1 und U_2 sowie beide Teilchendichten n_1 und n_2 gleich, und Gleichung 6.28 vereinfacht sich erheblich. Für die Elektronentemperatur ergibt sich:

$$T_e = \frac{-(E_1 - E_2)}{k_B \ln \left\{ \frac{I_1 \lambda_1 A_2 g_2}{I_2 \lambda_2 A_1 g_1} \right\}}. \quad (6.29)$$

Die Elektronentemperatur läßt sich also ohne Kenntnis der Besetzungsdichten bestimmen. Für die Auswahl geeigneter Linien ist folgende Überlegung hilfreich: Je größer der Energieunterschied der oberen Niveaus beider Linien ist, desto exakter und vertrauenswürdiger wird die ermittelte Temperatur, was folgendes Differential zeigt:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{k_B T_e}{E_1 - E_2} \frac{\Delta(I_1 / I_2)}{I_1 / I_2}. \quad (6.30)$$

Für die Auswertung muß also mit Hilfe eines Fitprogramms ein Voigt-Profil durch die gemessenen Linienprofile gelegt werden, wobei Linienintensität, Kontinuumsintensität, Linienverschiebung und volle Halbwertsbreite als Fitparameter offen sein müssen.

Kohlenstoff besitzt im sichtbaren Spektralbereich keine geeigneten Linien, da nur schwache Multipletts aus vielen Linien existieren, die oftmals im Rauschen untergehen. Beispielsweise wurde der $^4\text{P}^0$ - ^4P -Multiplett-Übergang aus 8 Linien bei $\lambda = 513,3 \dots 514,5$ nm nachgewiesen. Eine Temperaturbestimmung am erzeugten Plasma kann mit dieser Methode trotz intensiver Linienuche auch im blauen und nahen ultravioletten Spektralbereich nicht durchgeführt werden. Bei weitergehenden Messungen könnte man folgende, prinzipiell geeignete Linien im VUV-Bereich suchen:

λ / nm	oberer Zustand		unterer Zustand		
	E / eV	g_2	E / eV	g_1	A / 10^8 s^{-1}
165,811	7,483	3	0,0054	5	1,8
165,789	7,480	1	0,0020	3	4,1
165,737	7,482	3	0,0020	3	1,0
165,700	7,488	5	0,0054	5	3,1
165,692	7,482	3	0,0000	1	1,4
165,626	7,488	5	0,0020	3	1,1
94,5566	13,117	3	0,0055	5	34
94,5336	13,117	3	0,0020	3	20
94,5193	13,117	3	0,0000	1	6,7

Tab. 6.1 Übergangswahrscheinlichkeiten möglicher CI-Linien.

λ / nm	oberer Zustand		unterer Zustand		
	E / eV	g_2	E / eV	g_1	A / 10^8 s^{-1}
90,4480	13,715	2	0,0080	4	14
90,4142	13,720	4	0,0080	4	35
90,3962	13,715	2	0,0000	2	27
90,3624	13,720	4	0,0000	2	6,9
68,7355	18,045	6	0,0080	4	22
68,7059	18,045	4	0,0000	2	19

Tab. 6.2 Übergangswahrscheinlichkeiten möglicher CII-Linien.

Aufgrund der vielen Linien eines Multipletts ist der Fitprozeß jedoch auch hier erheblich erschwert.

6.8 Die Diskussion der Temperaturbestimmung

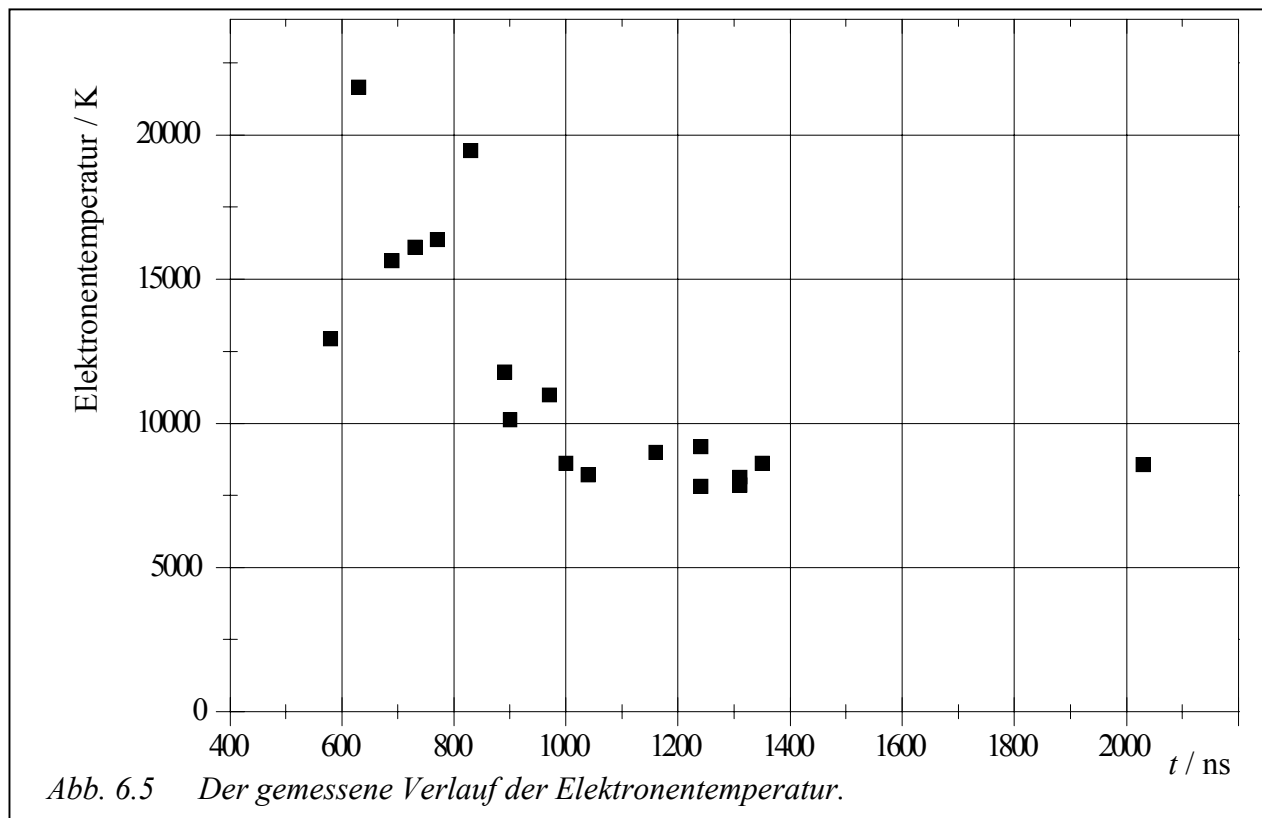
In Abbildung 6.5 ist der zeitlich gemessene Elektronentemperaturverlauf zu sehen. Die durch Anfitzen an eine Planck-Kurve gewonnenen Temperaturen liegen zwischen $T = 8000$ K und $T = 22000$ K. Aufgrund des kleinen beobachteten spektralen Bereiches von 100 nm bis 150 nm liegt der Fehler bei 20%. Nach 600 ns liegt die Elektronentemperatur bei $T = 15000$ K. Trotz einsetzender Kompression des Plasmas für Zeiten $t > 850$ ns und des noch ansteigenden Stromflusses nimmt die Temperatur stetig bis auf 8000 K ab. Es gibt zwei Erklärungsansätze:

1) Ort der Messung

Die Temperatur wird nicht in der Kapillare selbst, sondern am Ausgang gemessen, um mögliche Kühlungseffekte durch die Kapillare und Verfälschungen durch Streulicht des splitternden Glases zu vermeiden. Auf den ICCD-Aufnahmen in Abbildung 4.8 und 4.9 läßt sich gut erkennen, daß das Plasma am Ausgang der Kapillare am oberen Bildrand nicht komprimiert, sondern für $t > 850$ ns expandiert. Dies ist genau der Zeitpunkt der gemessenen Temperaturerniedrigung. Diese adiabatische Abkühlung für $t > 850$ ns ist jedoch nur für das Plasma außerhalb der Kapillare gültig. Innerhalb der Kapillare könnte die Temperatur noch steigen. Für Zeiten $t < 750$ ns lassen sich die Temperaturmessungen in die Kapillare extrapolieren, da der Plasmaradius innerhalb und außerhalb der Kapillare gleich ist. Aufgrund der am Ende der Kapillaren ausströmenden Materie ist die Temperaturangabe auch noch für $t > 750$ ns eingeschränkt gerechtfertigt.

2) Inhomogene Heizung

Nach 1200 ns bilden sich schnell Instabilitäten und Inhomogenitäten. Der Stromfluß und die eingekoppelte Energie sind nicht mehr homogen. Ein Großteil der Energie wird nicht eingekoppelt, da der Strom durch das Gemisch aus den Resten der explodierenden Kapillare und der umgebenden Luft fließt. Eine Temperaturerhöhung ist daher für Zeiten $t > 1200$ ns nicht mehr zwingend zu erwarten.



Rückblickend läßt sich feststellen, daß die gemessene Temperatur weit unterhalb der oberen Grenztemperatur liegt, die die Bennett-Gleichung (Kapitel 4.6.1, Gleichung 4.4) für das Auftreten eines Pinch-Verhaltens liefert. Auch die in Kapitel 4.6.2 angenommene Temperatur von $T = 8000$ K zur Berechnung der Elektronendichte wird durch die Messung bestätigt.

6.9 Die zeitliche Entwicklung des Kopplungsparameters

Die Nichtidealität eines Plasmas läßt sich mit dem in Kapitel 2 eingeführten Kopplungsparameter Γ beschreiben. Im erzeugten Plasma wird sie durch die Coulomb-Wechselwirkung hervorgerufen. Mit Gleichung 2.2 kann man aus der Kenntnis der Elektronendichte aus der Saha-Eggert-Gleichung, der gemessenen Elektronentemperatur und der Annahme von $z = 1$, also eines einfach ionisierten Kohlenstoffplasmas, das zeitliche Verhalten des Kopplungsparameters ausrechnen. Es ergibt sich folgendes Bild (Abbildung 6.6):

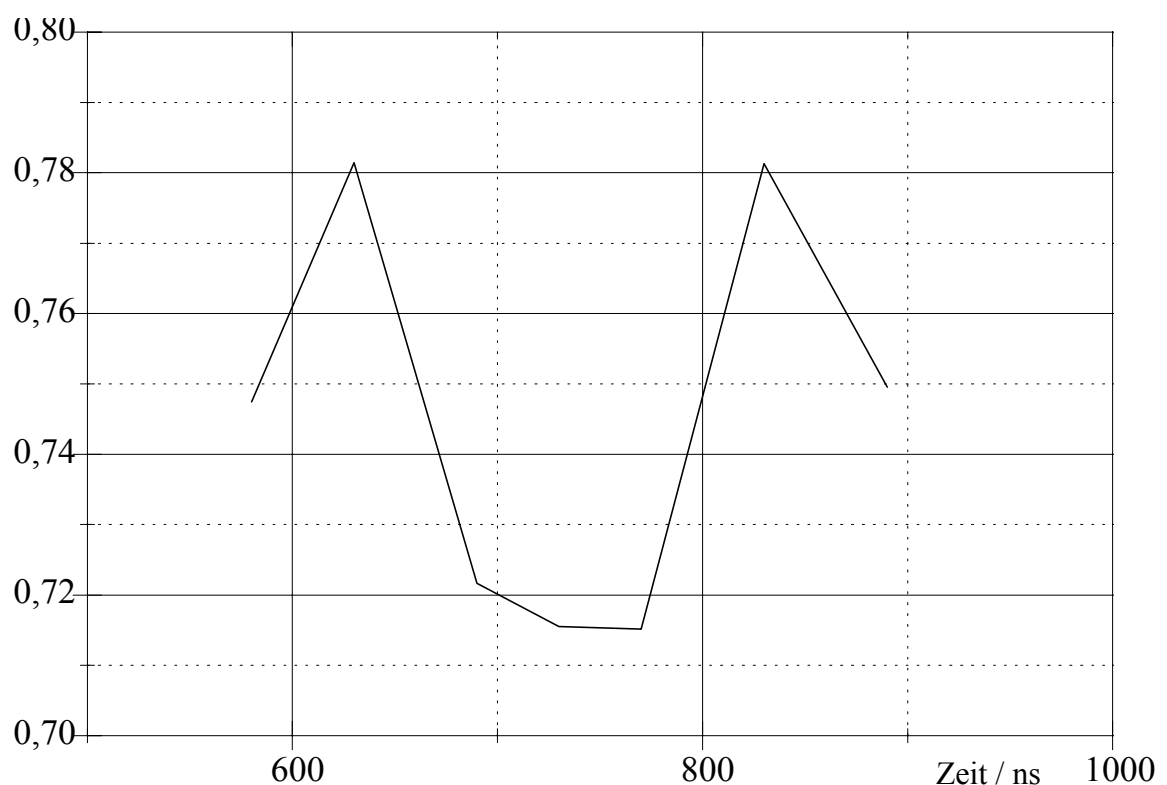


Abb. 6.6 Die zeitliche Entwicklung des Kopplungsparameters Γ .

Der Kopplungsparameter Γ schwankt zwischen 0,72 und 0,78 während der ganzen Messung. Die Coulomb-Wechselwirkung liegt also im Bereich der thermischen Wechselwirkung der Teilchen. Aufgrund der hohen Ionisationsenergie des einfach ionisierten Kohlenstoffs ($E_{i,CII} = 11,26$ eV) bzw. des zweifach ionisierten Kohlenstoffs ($E_{i,CIII} = 24,38$ eV) liegt bei den erzeugten Plasmatemperaturen $T < 2$ eV maximal einfach ionisierter Kohlenstoff vor. Eine merkliche Ionisation liegt vor, falls die Temperatur mindestens 10 % der Ionisationsenergie beträgt. Da nach Gleichung 2.2 der Kopplungsparameter quadratisch mit der Ionenladungszahl zunimmt, wäre der Kopplungsparameter bei Annahme eines doppelt ionisierten Kohlenstoffplasmas bereits viermal so groß.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnten Leitfähigkeitsmessungen an einem nichtidealen Kohlenstoffplasma, also einem Material niedriger Ordnungszahl, gemacht werden. Dabei war zunächst die Hauptaufgabe, ein reproduzierbares und hinreichend homogenes Plasma zu erzeugen. Bisherige Versuche in dieser Richtung waren gescheitert.

Kohlenstoff besitzt als Warmleiter die Eigenschaft, den elektrischen Widerstand bei einer Temperaturerhöhung zu verkleinern. Durch Ausnutzen dieses negativen Temperaturkoeffizienten beim Bau einer speziellen Vorheizung konnte nach umfangreichen Tests der Draht vor dem Zünden der Hauptentladung so erhitzt werden, daß das erzeugte Plasma die geforderten Eigenschaften besaß. Zusätzlich konnte mit der Vorheizung eine schnellere Energieeinkopplung erzielt und im Zusammenspiel mit der verwendeten Glaskapillaren eine periphere Entladung verhindert werden.

Beim Vergleich der gemessenen Strom- und Spannungssignale zeigen sich zwei leicht unterschiedliche Verläufe. Da sich jedoch die Unterschiede und insbesondere die am Plasma verrichtete Arbeit lediglich außerhalb des interessierenden Zeitintervalles bemerkbar machen, kann auf eine Unterscheidung beider Typen verzichtet werden.

Erwartungsgemäß zeigt sich bei der Entladung mit Kohlenstoff ein wesentlich kleinerer Stromfluß als bei Metallen, da die Leitfähigkeit von Graphit um drei Zehnerpotenzen unter der von Metallen liegt. Interessant ist eine bei den Widerstandsmessungen auftretende Singularität zu Anfang. Sie deutet auf einen Metall-Isolator-Übergang bei der Phasenänderung hin.

Des weiteren konnten erstmals an diesem Experiment ICCD-Aufnahmen der Drahtentladung gemacht werden. Dabei wurde die Homogenität des Plasmas verifiziert. Ebenso wurde ein Pinchen des Plasmas zwischen 800 ns und 1200 ns beobachtet. Mit Hilfe der Bennett-Gleichung wurde dies auch bewiesen. Instabilitäten zeigten sich für Zeiten $t > 1200$ ns. Verifiziert wurden diese Ergebnisse durch den Einsatz einer Streak-Kamera.

Durch spektroskopische Untersuchungen im sichtbaren Spektralbereich wurde die Elektronentemperatur des Plasmas bestimmt. Die durch Planck-Fits gewonnenen Werte liegen zwischen 8000 K und 22000 K. Ein Linienspektrum wurde hingegen nicht beobachtet.

Die Elektronendichte wird mit drei unterschiedlichen Ansätzen abgeschätzt: Neben den Angaben der Elektronendichte für Graphit unter Standardbedingungen ermöglicht die gemessene Temperatur auch eine rechnerische Abschätzung mit Hilfe der Saha-Eggert-Gleichung sowie des SESAME-Datensatzes. Voraussetzung dafür ist zusätzlich die Kenntnis der Gesamteilchendichte, die aus dem dynamischen Verhalten des Plasmas mittels der ICCD-Aufnahmen abgeleitet wird.

Das nichtideale Kohlenstoffplasma befindet sich während des gesamten Untersuchungszeitraumes nahezu im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE). Der Kopplungsparameter Γ liegt bei 0,72. Die erzeugten Temperaturen des Plasmas reichen von $T = 8000$ K bis $T = 22000$ K. Die zugehörigen Teilchendichten betragen zwischen $0,9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ und $15,0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Da keine Theorie den Anspruch erhebt, die Leitfähigkeit nichtidealer Plasmen in diesem Temperatur- und Dichtebereich richtig zu beschreiben, sind Übereinstimmungen von Messungen und Theorie nicht zu erwarten. Bei einer Temperatur von 8000 K und einer Teilchendichte von $\rho = 4,0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ trifft die Spitzer-Theorie, bei gleicher Temperatur und einer Teilchendichte $\rho = 1,2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ trifft die vereinfachte Ziman-Theorie die Meßwerte. Diese Übereinstimmungen sind jedoch eher als Zufall einzustufen, da schon bei geringfügig anderen Dichten beide Theorien völlig abweichende Leitfähigkeiten liefern. Noch dramatischer zeigt sich die Diskrepanz von Theorie und Messung bei den SESAME-Daten, die sich auf eine erweiterte Ziman-Theorie stützen. Die SESAME-Daten liefern bei einer Temperatur $T = 8000$ K eine um bis zu 8 Zehnerpotenzen zu kleine Leitfähigkeit. Für höhere Temperaturen gibt sich ein völlig anderes Bild: Für $T = 20000$ K stimmen die SESAME-Daten mit den gemessenen Leitfähigkeiten überein. Insgesamt muß man jedoch feststellen, daß keine Theorie die Messungen vollständig beschreiben kann.

Wichtiges Ergebnis dieser Messung ist die Feststellung, daß die Leitfähigkeit des Kohlenstoff-Plasmas bei vergleichbarer Dichte und Temperatur in der gleichen Größenordnung wie die eines Kupfer- und Aluminium-Plasmas liegt. Die Leitfähigkeit im Plasmazustand ist also offenbar bei den bisher untersuchten Metallen und dem hier neu untersuchten Halbmetall nicht mehr wesentlich vom Material abhängig.

Die Messung der Elektronendichte wäre für weiterreichende Studien von Interesse. Da das Plasma im optischen Spektralbereich optisch dick ist, müßten Lichtstreuexperimente oder Messungen der Linienverbreiterungen im UV- und VUV-Bereich gemacht werden. Dies würde einen erheblich größeren Aufwand aufgrund der dann notwendigen Umbauarbeiten und der sehr viel geringeren Repetitionsrate erfordern.

Eine Verifikation der bisherigen Temperaturmessungen anhand von Linienintensitätsverhältnissen ist ebenso von Interesse, da die Temperatur bisher nur durch den Vergleich der spektralen Dichteverteilung mit einer Planck-Kurve gemessen wird. Auch für diese Messung müßte man aufgrund der optischen Dicke des Plasmas im sichtbaren Spektralbereich die Linien

im VUV-Bereich suchen. Schwierigkeiten ergeben sich aufgrund der Linienmultipletts des Kohlenstoffs, durch die ein Anfitten erschwert wird.

Großes Interesse weckt der Metall-Isolator-Übergang beim Phasenübergang des Festkörpers über einen flüssigen zum Plasmazustand. Interessant ist in diesem Zusammenhang das Verhalten verschiedener Materialien untereinander. Umfangreiche Messungen wären hier denkbar.

Um neue Theorien aufzustellen bzw. zu verifizieren, sind Leitfähigkeitsmessungen an Lithium besonders interessant, da Lithium als nächster Verwandter zum Wasserstoff eine Überprüfung von Leitfähigkeitsmodellen ermöglicht, wie sie für dieses einfache Element bereits existieren.

Der Pinch-Effekt kann möglicherweise durch eine Vergrößerung der Induktivität der Anlage verhindert werden, da so der maximale Stromfluß verkleinert würde. Die Instabilitäten könnten sich möglicherweise nicht mehr ausbilden und der Meßzeitraum dementsprechend verlängert werden.

Literaturverzeichnis

- [Ben58] F. D. Bennett, Phys. Fluids **1**, 515 (1958)
- [Ben62] F. D. Bennett, Sci. Am., 103 (1962)
- [Bru60] J. Brunner, ZS. Physik **159**, 288 (1960)
- [Bun62] R. R. Buntzen, *Exploding Wires II*, W. G. Chace (hrsg.), H. K. Moore. Plenum Press, New York, 195 (1962)
- [Dar93] I. Darée, Poster bei *VII. International Workshop on the Physics of the Nonideal Plasma*, Rostock-Markgrafenheide (1993)
- [DeS92] A. W. DeSilva, H.-J. Kunze, in *Physics of Nonideal Plasmas* herausgegeben von W. Ebeling, A. Förster, R. Radtke. Teubner-Texte, 200 (1992)
- [DeS94] A. W. DeSilva, H.-J. Kunze, Phys Rev. **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, M. Schlanges. World Scientific, Singapore 1996
- [Deu92] C. Deutsch, N. A. Tahir, in *Physics of Nonideal Plasmas* herausgegeben von W. Ebeling, A. Förster, R. Radtke. Teubner-Texte, 296 (1992)
- [Dra65] H.-W. Drawin, P. Felenbok, *Data for Plasmas in Lokal Thermodynamic Equilibrium*, Gauthier-Villars, Paris 1965
- [Edi79] T. A. Edison, US 2233 898 (1879)

- [Eva73] R. Evans, B. L. Gyorffy, N. Szabao, J. M. Ziman, *The Properties of Liquid Metal*. Wiley & Sons, New York 1973
- [For64] W. E. Forsythe, *Smithsonian Physical Tables*, Smithsonian Institution, Washington 1964
- [For89] V. E. Fortov, I. T. Iakubov, *Physics of Nonideal Plasmas*, Hemisphere Publishing Company, New York 1989
- [Gri62] H. R. Griem, Phys. Rev. **128**, 997 (1962)
- [Gri63] H. R. Griem, Phys. Rev. **131**, 1170 (1963)
- [Gri64] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Publ. Co., New York 1964
- [Gün92] K. Günther, in *Physics of Nonideal Plasmas* herausgegeben von W. Ebeling, A. Förster, R. Radtke. Teubner-Texte, 250 (1992)
- [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)
- [Ich92] S. Ichimaru, in *Physics of Nonideal Plasmas*, herausgegeben von W. Ebeling, A. Förster, R. Radtke, Teubner-Texte, 269 (1992)
- [Ich93] S. Ichimaru, in *Contributions to Plasma Physics Vol. 33*, Akademie Verlag, 345, Berlin 1993
- [Jäg70] H. Jäger, *Habilitationsschrift*, Kiel 1970
- [Jac82] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter, Berlin 1982
- [Jak97] P. Jakobs, private Mitteilung bei einem Besuch der Firma Philips Lighting in Weert / NL 1997
- [Kit93] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg, München 1993

- [Köp61] W. Köppendörfer, *Induktionsspulen als Meßelemente an schnellen, stromstarken Gasentladungen*, Report IPP 1/2 des Institutes für Plasmaphysik, Garching 1961
- [Kri94] I. Krisch, *Spektroskopie an dichten Kupferplasmen - Diplomarbeit*, Ruhr-Universität Bochum 1994
- [Kri97] I. Krisch, *Leitfähigkeitsmessungen an nichtidealen Aluminiumplasmen - Dissertation*, Ruhr-Universität Bochum 1997
- [Kun89] H.-J. Kunze, *Moderne Probleme der Plasmaphysik*, 1. IPP-Ferienkurs, Bad Honnef 1989
- [Kun94] H.-J. Kunze, *Spectroscopy of Optically Thick Plasmas*, Third Workshop of Plasma and Laser Physics, ed. Ph. Mertens, Forschungszentrum Jülich GmbH, Ismalia 1994
- [Lik92] A. A. Likal'ter, J. Phys.: Condens. Matter **4**, 10125 (1992)
- [Loc68] W. Lochte-Holtgreven, in *Plasma Diagnostics* herausgegeben von W. Lochte-Holtgreven, 135, North-Holland 1968
- [Löw93] Th. Löwer, R. Siegel, Contrib. Plasma Phys. **33** (5/6), 355 (1993)
T. Aoki, S. Hüller, J. Meyer-ter-Vehn, Contrib. Plasma Phys. **33** (5/6), 553 (1993)
- [Men92] J. Mentel, Vorlesungsmanuskript *Elektrische Entladungen II*. Ruhr-Universität Bochum 1992
- [Nai74] E. Nairne, Phil. Trans. Roy. Soc. **64**, 78, London 1774
- [Now92] A. Nowak-Goroszcenko, W. Mróz, J. Wolowski, E. Woryna, in *Physics of Nonideal Plasmas* herausgegeben von W. Ebeling, A. Förster, R. Radtke. Teubner-Texte, 303, Leipzig 1992
- [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

- [SES87] SESAME-Datensatz, *The Los Alamos National Laboratory Equation of State Database*, Los Alamos 1987
- [Spi62] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*. Wiley & Sons, New York 1962
- [Stö94] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, H. Deutsch, Frankfurt/Main 1994
- [Tsi96] L. N. Tsintsadse, D. K. Callebaut, N. L. Tsintsadze, *J. Plasm. Phys* **55** (3), 407 (1996)
- [Uns49] A. Unsöld, *ZS. Astrophys.* **24**, 355 (1949)
- [Whi65] R. W. P. McWhirter, in *Plasma Diagnostic Techniques*, herausgegeben von R. H. Huddlestone, 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*. Camebridge University Press, London 1972
- [Zol62] R. J. Zollweg, R. W. Libermann, *J. Appl. Phys.* **62** (9), 3621 (1987)
- [Zol97] H.-P. Zoller, Private Mitteilung am Rande eines Vortrages, Ruhr-Universität Bochum 1997

Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze für die interessante Themenstellung, seine engagierte Betreuung, seine stetige Diskussionsbereitschaft und das Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt meinem Mentor Herrn Dr. Ingo Krisch. Seine weitreichenden Kenntnisse nicht nur auf physikalischem Gebiet und seine Hilfsbereitschaft waren in jeder Phase dieser Arbeit eine wichtige Unterstützung.

Des weiteren bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern des Institutes für Experimentalphysik V, die mit ihrem Interesse und der guten Arbeitsatmosphäre zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders gedankt sei an dieser Stelle Herrn R. Denkelmann für seine Anregungen und seine unermüdliche Diskussionsbereitschaft auch bei fachübergreifenden Themen. Die Herren I. Ahmed, S. Büscher, T. Lokajczyk, Dr. M. Schlüter, T. Wrubel und Frau P. Drepper seien in dieser Hinsicht ebenfalls erwähnt.

Bei Frau Nikas bedanke ich mich für die jederzeit gewährte schnelle und zuverlässige Hilfe.

Den technischen Mitarbeitern des Institutes Herrn B. Becker, N. Gramoschke, J. Semerad, den Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt und dem Leiter der Glaswerkstatt Herrn K.-P. Nitsche danke ich für ihre Hilfe bei der Instandhaltung und Weiterentwicklung der Experimentiergeräte.

Mein Dank gilt ebenso allen Freunden und Bekannten, die zum Gelingen der Diplomarbeit beigetragen haben, indem sie mir den nötigen Ausgleich gegeben haben.

Abschließend danke ich meinen Eltern, daß sie mir das Studium ermöglicht und durch ihre Anteilnahme bei der Vollendung dieser Arbeit geholfen haben.