

**GSi**

**GSi-93-10  
REPORT  
FEBRUAR 1993  
ISSN 0171-4546**

**UNTERSUCHUNG DER SICHTBAREN LICHTEMISSION  
EINES z-PINCH-HELIUMPLASMAS**

H. WETZLER

(Diplomarbeit, TH Darmstadt)

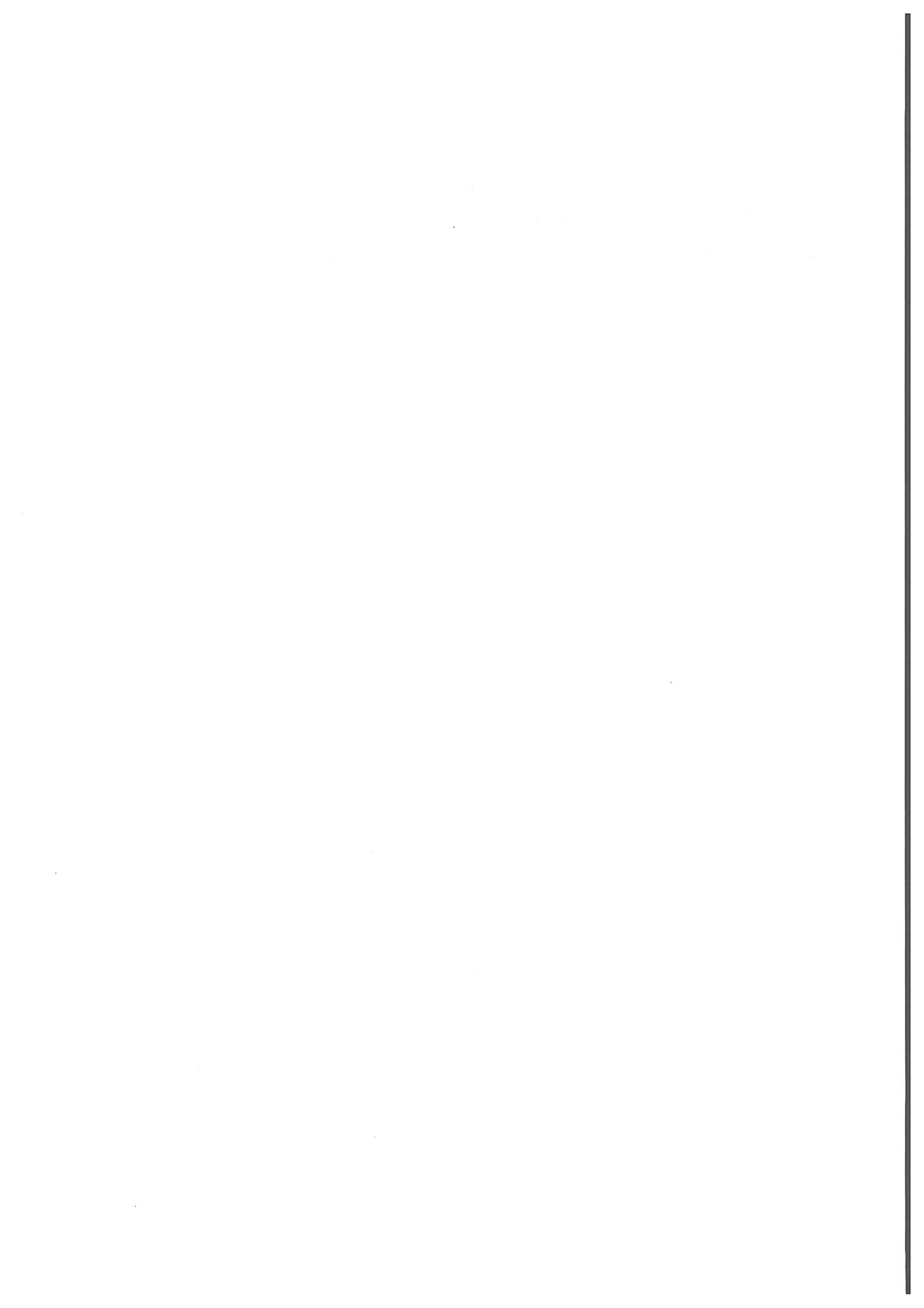
**Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH**  
Planckstr. 1 · Postfach 11 05 52 · D-6100 Darmstadt 11 · Germany



# Untersuchung der sichtbaren Lichtemission eines z-Pinch-Heliumplasmas

Diplomarbeit  
von  
Harald Wetzler

Institut für Angewandte Physik  
Technische Hochschule Darmstadt  
Februar 1993



## Zusammenfassung

Die Bestimmung des Energieverlustes und damit der Energiedeposition von Schwerionen in einem Plasma hat grundlegende Bedeutung für die Erzeugung hoher Energiedichte in Materie durch Schwerionenstrahlen. Voraussetzung ist dabei die Kenntnis aller wesentlichen Parameter des Plasmas. Durch räumlich, zeitlich und spektral aufgelöste Messung der sichtbaren Lichtemission eines z-Pinch-Heliumplasmas konnten in dieser Arbeit Informationen über seine Dynamik, Dichte und Temperatur gewonnen werden.

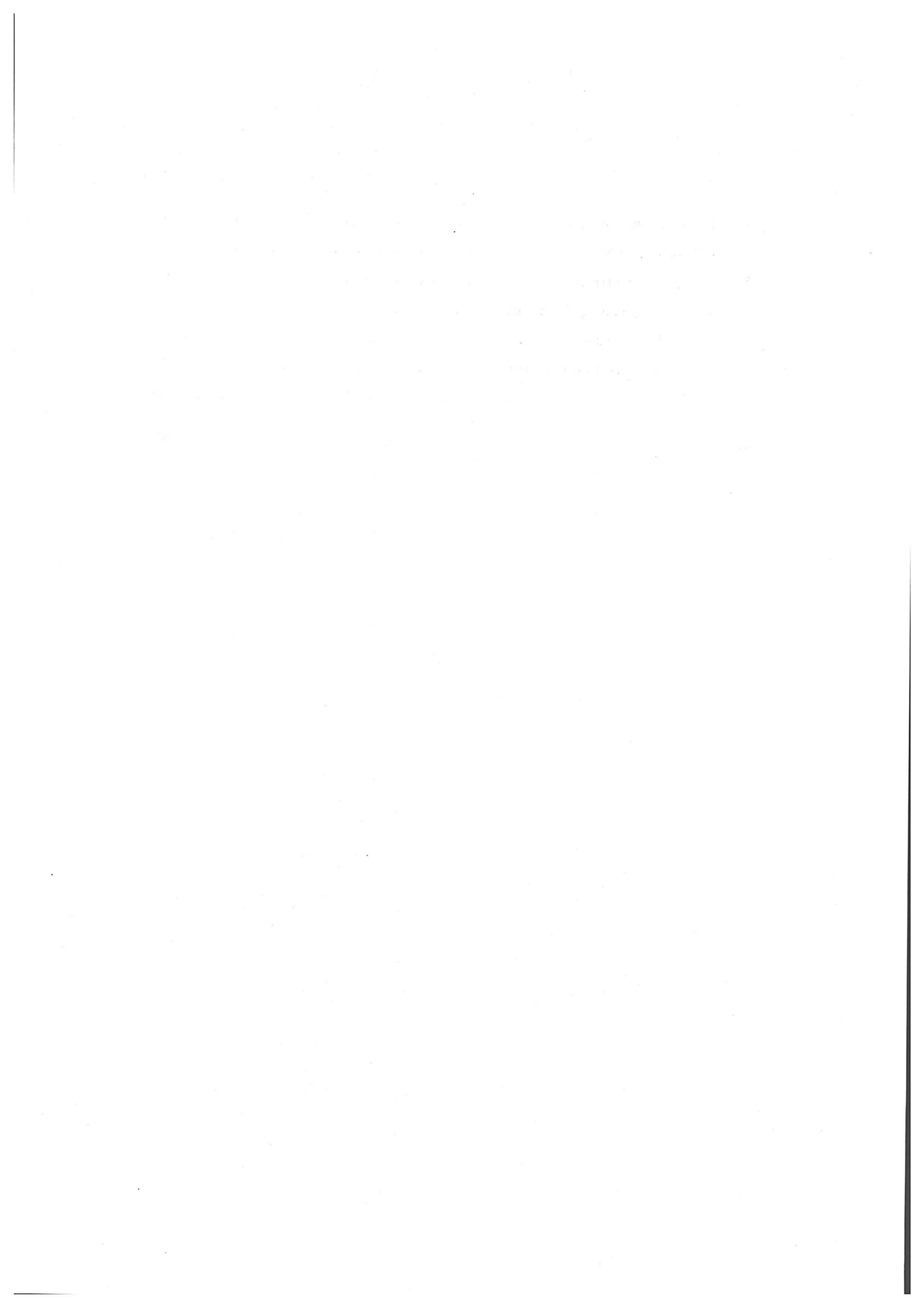
Die zweidimensional orts- bzw. orts- und zeitaufgelöste Aufnahme des Plasmaeigenleuchtens ergab während der Kompressions-, Pinch- und Expansionsphase eine reproduzierbare, zylindersymmetrische und von makroskopischen Instabilitäten freie Plasmadynamik. Aussagen über die radiale Position der Schockwelle, mit einer maximalen Geschwindigkeit von  $5.3 \cdot 10^4$  m/s, und der stromführenden Schicht waren möglich.

Aus der mit Hilfe optischer Emissionsspektroskopie gemessenen Stark-Verbreiterung der beiden HeII-Linien bei 320.2 nm und 468.6 nm konnte die freie Elektronendichte  $n_e$  bestimmt werden. Das Intensitätsverhältnis dieser Linien zu dem darunterliegenden Kontinuum lieferte die Temperatur  $T_e$ . Beides war auch während der Phase stärkster Plasmakompression möglich, und es ergaben sich die maximalen Werte  $n_e = 1.14 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bei  $T_e = 23$  eV. Der Einfluß der optischen Dichte des Plasmas wurde dabei berücksichtigt. Während der Expansionsphase konnte für  $n_e \leq 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , soweit bekannt, erstmals die HeI-Linie bei 447.15 nm zur Dichtebestimmung herangezogen werden. Hierzu mußte zunächst eine empirische Beziehung  $n_e = f(\Delta\lambda_{\text{Stark}})$  abgeleitet werden, die sich durch den Vergleich mit anderen HeI-Linien bestätigen ließ. Als ergänzende  $n_e$ -Diagnostik-Methode wurde die Rotverschiebung der HeII-Linie bei 468.6 nm gemessen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen zur Strahlungsemission des <math>z</math>-Pinch</b>	<b>3</b>
2.1	Der dynamische $z$ -Pinch . . . . .	3
2.1.1	$z$ -Pinch-Effekt . . . . .	3
2.1.2	Dynamik des $z$ -Pinchs . . . . .	5
2.1.3	$z$ -Pinch-Modelle . . . . .	8
2.2	Emissionsspektroskopie des Heliumplasmas . . . . .	9
2.2.1	Lokales thermisches Gleichgewicht (LTE) . . . . .	9
2.2.2	Plasmaemission . . . . .	15
2.2.3	Bestimmung der Elektronentemperatur . . . . .	17
2.2.4	Verbreiterungsmechanismen . . . . .	20
2.2.5	Elektronendichte . . . . .	26
2.2.6	Optische Dichte . . . . .	29
2.2.7	Linienverschiebung . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>34</b>
3.1	Die $z$ -Pinch-Apparatur . . . . .	34
3.2	Plasmadiagnostik . . . . .	38
3.2.1	Strommessung . . . . .	38
3.2.2	Messung des Plasmaeigenleuchtens . . . . .	39
3.2.3	Räumlich aufgelöste Messung der Strahlungsemission . . . . .	39
3.2.4	Optische Spektroskopie . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Messergebnisse, Auswertung und Diskussion</b>	<b>44</b>
4.1	Plasmaeigenleuchten und Entladestrom . . . . .	44

4.2	Plasmageometrie . . . . .	51
4.3	Plasmadynamik . . . . .	55
4.4	Plasmaparameter . . . . .	61
4.4.1	Auswertung der Spektren . . . . .	62
4.4.2	Elektronendichte . . . . .	64
4.4.3	Elektronentemperatur . . . . .	75
4.5	Ausblick . . . . .	80
	<b>Literatur</b>	<b>82</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Selbstkompression eines stromdurchflossenen Plasmas in einer zylindersymmetrischen Anordnung bezeichnet man als z-Pinch-Effekt. Er wurde erstmals 1934 von Bennett /Ben34/ theoretisch behandelt. Der erste experimentelle Nachweis gelang 1947 und 1951 am Imperial College in London durch Cousins und Ware /Cou51, War51/. Seither wurden z-Pinch-Plasmen in vielen ganz unterschiedlichen Forschungsbereichen verwendet (Kernfusion, Röntgenlaser, Strahlungsquellen hoher spektraler Leuchtdichte u.a.). Eine umfangreiche Übersicht findet sich in /Fin83/.

Bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt wird ein z-Pinch zur Untersuchung der Schwerionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung eingesetzt. Von besonderem Interesse ist dabei der Energieverlust und damit die Energiedeposition der Schwerionen im Plasma. Diese hat fundamentale Bedeutung für die Erzeugung hoher Energiedichte in Materie durch Schwerionenstrahlen mit dem Ziel einer thermonuklearen Fusion mittels Trägheitseinschluß /Hof92/. Im Rahmen dieser Experimente ist die Kenntnis aller wesentlichen Plasmaparameter erforderlich, da der Energieverlust des Ionenstrahls stark von der Dichte des Plasmatargets und seinem Ionisationsgrad bzw. seiner Temperatur abhängt /Die91/.

Für ein Wasserstoffplasma sind Energieverlustmessungen /Die91/ und Diagnostik /Kun90, Elf92/ inzwischen abgeschlossen. Allerdings war die zuverlässige Bestimmung der Elektronendichte mittels spektroskopischer und interferometrischer Methoden nur bis  $n_e \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  möglich. Abschätzungen mit Hilfe des Energieverlustes ergaben dagegen eine Maximaldichte von etwa  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Das zu diesem Zeitpunkt vollständig ionisierte Wasserstoffplasma emittierte keine Linienstrahlung, so daß eine spektroskopische Bestimmung von Dichte und Temperatur nicht möglich war. Interferometrische Meßverfahren erfordern einen Objektstrahl, der das Plasma durchläuft und mit einem Referenzstrahl zur Interferenz gebracht wird. Der aus dem Interferenzmuster ermittelte Brechungsindex des Plasmas läßt Rückschlüsse auf dessen Dichte zu. Absorption des Laserstrahls und Brechung an optischen Grenzflächen führten aber bei hohen Dichten zu einer wesentlichen Verringerung des Kontrastes im Interferenzmuster. Auch wurde die Interferenzstreifen-dichte so groß, daß sie vom optischen System nicht mehr aufgelöst werden konnte.

Als alternative Diagnostikmethode (siehe z.B. /Hut87/) stünden beispielsweise Laserabsorptionsmessungen zur Verfügung, doch durch Brechung des Laserstrahls werden auch sie im Bereich hoher Dichten zu keinem Ergebnis führen. Messung des Elektronendichtegradienten des Plasmas mittels Schlieren-Diagnostik ist ebenfalls nicht möglich, da das Entladevolumen von einem perforierten Aluminium-Rückleiter umgeben und daher nur eingeschränkt optisch zugänglich ist. Eine für alle Dichtebereiche nützliche und im vorliegenden Fall auch praktisch realisierbare Methode stellt dagegen die Messung der Streuung elektromagnetischer Wellen an geladenen Plasmateilchen (Thomson-Streuung) dar /Gri70/. Sie erfordert allerdings einen relativ hohen experimentellen Aufwand.

Mit Ausnahme der optischen Spektroskopie sind die vorgestellten Verfahren auch bei einem Heliumplasma, mit dem die Energieverlustexperimente nun fortgesetzt werden, nur eingeschränkt anwendbar. Im Gegensatz zu Wasserstoff emittiert Helium allerdings auch im einfach ionisierten Zustand und damit bei wesentlich höheren Dichten und Temperaturen noch Linienstrahlung. Für die Untersuchung des Entladungsplasmas sollte daher erneut auf spektroskopische Meßmethoden zurückgegriffen werden.

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung von Dichte und Temperatur des Heliumplasmas durch spektral aufgelöste Messung der emittierten elektromagnetischen Strahlung. Da das Entladevolumen von einem Quarzglaszylinder mit einem Transmissionsbereich zwischen 200 und 2500 nm /Koh86/ umschlossen wird, und ein möglichst geringer experimenteller Aufwand wünschenswert ist, sollte sich diese auf den sichtbaren Spektralbereich beschränken. Die Diagnostik des Wasserstoffplasmas läßt Dichten  $n_e = 10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen  $T_e > 4 \text{ eV}$  erwarten. Umfangreiche experimentelle Daten zur sichtbaren Emissionsspektroskopie von Helium liegen bisher jedoch lediglich bis zu Dichten von etwa  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  vor /Fin83, Gaw90/. Somit geht es in dieser Arbeit auch darum, die oberen Grenzen der angewandten Methoden abzuschätzen. Daneben sollen durch zeitlich und räumlich aufgelöste Aufnahme des Plasmaeigenleuchtens Informationen über die Dynamik des z-Pinch-Plasmas gewonnen werden.

## Kapitel 2

# Grundlagen zur Strahlungsemission des z-Pinch

### 2.1 Der dynamische z-Pinch

#### 2.1.1 z-Pinch-Effekt

Üblicherweise werden zur theoretischen Beschreibung des z-Pinch-Effekts die Gleichungen der Magnetohydrodynamik (MHD) herangezogen. Es ist jedoch auch (in Anlehnung an /Sal89/) mit Hilfe elementarer Argumente die im Folgenden vorgestellte exakte Formulierung möglich.

Betrachtet werde eine zylindrische Plasmasäule mit Radius  $R$  und homogener Stromdichte  $\vec{j} = j\vec{e}_z$ ,  $j = \text{const.}$  Das durch den Strom  $\vec{j}$  erzeugte Magnetfeld ist in Zylinderkoordinaten mit den Einheitsvektoren  $\vec{e}_r$ ,  $\vec{e}_\varphi$ ,  $\vec{e}_z$  gegeben durch

$$\vec{B} = \frac{1}{2}\mu_0 j r \vec{e}_\varphi \quad \text{für } r \leq R \quad (2.1)$$

$$\vec{B} = \frac{1}{2}\mu_0 j \frac{R^2}{r} \vec{e}_\varphi \quad \text{für } r > R. \quad (2.2)$$

Dabei kann für das Plasma die Vakuum-Permeabilität angenommen /Hüb82/ und außerdem der Verschiebungsstrom bei ausreichender Leitfähigkeit gegen  $\vec{j}$  vernachlässigt werden /Ger86/. Die Stromdichte läßt sich mathematisch aufteilen in parallele Stromfäden mit infinitesimalem Querschnitt  $dA$ , von denen jeder den Strom  $j dA$  trägt. Dann wirkt eine anziehende Kraft auf einen Stromfaden bei Radius  $r$ , zu der nur der Strom  $j\pi r^2$  innerhalb und auf Radius  $r$  beiträgt, kein Strom außerhalb von  $r$ . Damit ergibt sich für die Kraftdichte (Lorentz-Kraft) auf ein Plasmaelement innerhalb der Plasmasäule bei Radius  $r \leq R$

$$\vec{f} = \frac{\vec{F}}{dz dA} = -\frac{\mu_0}{2\pi r} j dA j\pi r^2 \vec{e}_r \frac{1}{dA} = -\frac{1}{2}\mu_0 j^2 r \vec{e}_r. \quad (2.3)$$

Für  $r > R$  gilt natürlich  $\vec{f} = 0$ , da sich kein Strom außerhalb des Plasmas befindet, so daß die Plasmasäule durch das äußere Magnetfeld nicht beeinflusst wird. Die durch das Eigenmagnetfeld erzeugte Zentralkraft führt also zu einer radialsymmetrischen Kompression der Plasmasäule. Dies gilt unabhängig von der Stromdichteverteilung z.B. auch für einen reinen Oberflächenstrom.

Unberücksichtigt blieb bisher der kinetische Druck  $p$  innerhalb der Plasmasäule, durch den der magnetischen Kraft in jedem Volumenelement des Plasmas eine Kraft  $\vec{f}^i = -\nabla p$  entgegenwirkt. Wenn nun innerhalb der Plasmasäule gilt

$$\vec{f} + \vec{f}^i = 0 \quad (2.4)$$

und damit für  $p = p(r)$

$$-\frac{1}{2}\mu_0 j^2 r = \frac{dp(r)}{dr}, \quad (2.5)$$

liegt ein stationärer Gleichgewichtszustand vor (Gleichgewichtspinch). Außerhalb des Plasmas ist die magnetische Kraft Null und damit gilt auch  $p = 0$  für  $r \geq R$ . Aus

$$-\int_r^R \frac{1}{2}\mu_0 j^2 r dr = -p(r) \quad (2.6)$$

ergibt sich dann

$$p(r) = \frac{1}{4}\mu_0 j^2 (R^2 - r^2) \quad \text{für } r \leq R \quad (2.7)$$

$$p(r) = 0 \quad \text{für } r > R. \quad (2.8)$$

Es bildet sich also ein Gleichgewichtspinch mit homogener Stromdichte in der Plasmasäule und einem Maximum des kinetischen Drucks auf der  $z$ -Achse. Ein weiterer möglicher stationärer Gleichgewichtszustand ergibt sich für ein homogenes Druckprofil innerhalb der Säule mit einem reinen Oberflächenstrom /Hüb82/.

Neben diesen speziellen Lösungen läßt sich auch eine allgemeine Gleichgewichtsbedingung für den stationären Pinch ableiten. Aus Gleichung (2.5) erhält man wegen  $p(R) = 0$  und mit  $I = R^2 \pi j$

$$\int_0^R 2rp(r)dr = \frac{\mu_0}{8\pi^2} I^2. \quad (2.9)$$

Unter der Annahme einer homogenen Temperatur  $T = \text{const}$  folgt mit  $p(r) = n(r)k_B T$  und der Teilchenanzahl pro axialer Längeneinheit  $N_{ax} = 2\pi \int_0^R r n(r)dr$  (Liniendichte) die Gleichung:

$$I^2 = \frac{8\pi}{\mu_0} k_B T N_{ax}. \quad (2.10)$$

Dies ist die bekannte Bennett-Relation /Ben34/. Nur wenn  $I$ ,  $T$  und  $N_{ax}$  in dem angegebenen Verhältnis stehen, existiert ein stationäres Gleichgewicht. Diese Beziehung gilt auch für beliebige Stromdichteverteilungen und Druckprofile und setzt lediglich eine homogene Temperatur voraus /Hüb82/. Zwar ist die Bennett-Relation selten exakt auf ein Experiment anwendbar, doch läßt sich bei vorgegebener Plasmakonfiguration abschätzen, ob die Plasmasäule abhängig von der Größe des Pinchstroms kontrahiert oder expandiert.

### 2.1.2 Dynamik des z-Pinchs

Den schematischen Aufbau eines z-Pinch-Experiments zeigt Abbildung 2.1. Eine Orts-Zeit-Darstellung des dynamischen Verlaufs der z-Pinch-Entladung findet sich in Abbildung 2.2. Die dabei im Einzelnen ablaufenden, experimentell bestätigten /Zwi64, Pau65/ physikalischen Prozesse sollen nun kurz beschrieben werden.

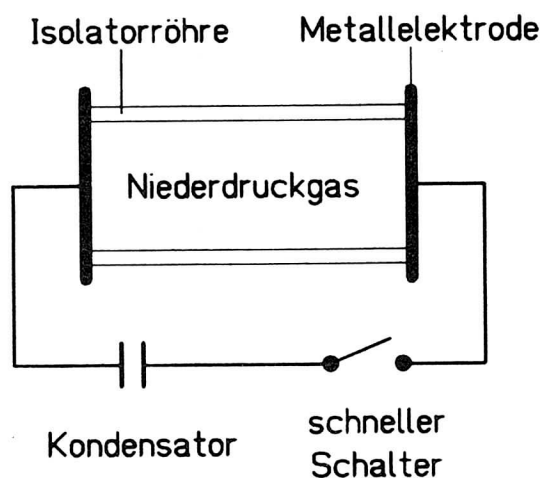


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau eines z-Pinch-Experiments.

Zur Erzeugung eines z-Pinchs wird ein Kondensator mit Schließen eines schnellen Schalters durch ein mit Gas gefülltes zylindersymmetrisches Gefäß entladen. Nach Schließen des Schalters baut sich zwischen den Elektroden eine Spannung auf, die weit über der statischen Durchbruchspannung des Füllgases liegt und zur Zündung der Entladung führt. Diese ist mit einem über die gesamte Querschnittsfläche einsetzenden Stromfluß verbunden. Mit zunehmender Ionisation des Entladegases und damit steigender Leitfähigkeit des sich bildenden Plasmas wird der Strom durch die innere Selbstinduktion (Skineffekt) an den inneren Rand des Isolatorrohres verdrängt /Zwi64/. Für die Dicke dieses stromführenden Hohlzylinders (Skintiefe) gilt mit der Grundfrequenz des Strompulses  $\nu$  /Spi56/

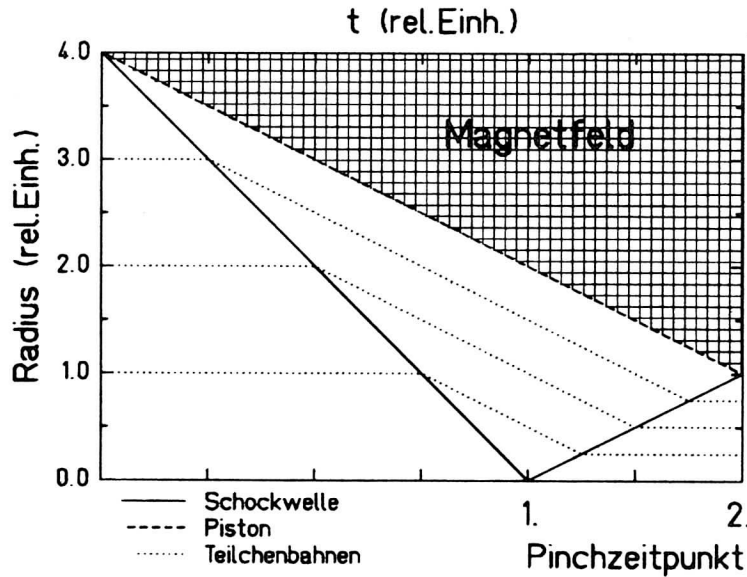


Abb. 2.2: Dynamischer Verlauf einer z-Pinch-Entladung.

$$d = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0 \sigma \nu}}. \quad (2.11)$$

Die Leitfähigkeit  $\sigma$  lässt sich für ein vollionisiertes Plasma berechnen nach /Miy80/

$$\sigma = \frac{\sqrt{3} 12 \pi \epsilon_0^2 (k_B T)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{m_e} z_k e^2 \ln \Lambda} \quad (2.12)$$

(Temperatur  $T$ , Plasmaionenkernladungszahl  $z_k$  und Coulomb-Logarithmus  $\ln \Lambda \approx 10$ ).

Für ein z-Pinch-Heliumplasma mit  $z_k=2$ ,  $T \approx 1$  eV und die Stromfrequenz der verwendeten Hochspannungsanlage  $\nu=4 \cdot 10^6$  Hz ergibt sich  $\sigma \approx 680 (\Omega m)^{-1}$  und  $d \approx 1$  cm.

Da beim dynamischen z-Pinch die Skintiefe klein gegen den Radius des Entladegerätes ist, löst sich die stromführende Schicht durch die Kraft des Eigenmagnetfeldes von der Wand ab und bewegt sich mit annähernd konstanter Geschwindigkeit /Zwi64/ radial nach innen auf die Achse zu. Dabei sammelt sie geladene und durch Stöße auch neutrale Teilchen mehr oder weniger vollständig auf. Man spricht daher von einem magnetischen Kolben (Piston). Liegt die Pistongeschwindigkeit über der lokalen Schallgeschwindigkeit /Ger86/

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}} \quad (2.13)$$

(Masse des Gasteilchens  $m$ , Adiabatenkoeffizient  $\gamma$ ; für 1 mbar He bei  $T = 293$  K folgt unter Annahme eines einatomigen idealen Gases  $c_s \approx 1000$  m/s), bildet sich eine Schockwelle

aus, die sich bei ausreichend hoher Gasdichte vom Piston löst und diesem vorausläuft. Ihre Geschwindigkeit nimmt dann im Gegensatz zu der des Piston in Achsennähe zu /Zwi64/. Der Durchgang dieser schnellen kontinuierlichen Änderung von Dichte und Temperatur durch das zunächst kalte Gas führt zur Aufheizung, Beschleunigung und Kompression und außerdem bei starken Schockwellen ( $v_{Schockwelle} \gg c_S$ ) zur Ionisation /Chu69/. Die auf das Gas übertragene Energie ist also teilweise mit gerichteter, teilweise mit ungerichteter, also thermischer Bewegung verbunden. Hinter einer starken Schockwelle hat das Plasma etwa  $3/4$  der Schockwellengeschwindigkeit /Gri70/. Trifft die Schockfront auf die Achse (*1. Pinchzeitpunkt*), wird ein großer Teil ihrer kinetischen Energie thermalisiert und es bildet sich ein hell leuchtender Plasmafaden hoher Temperatur und Dichte. Der Rest der gerichteten Energie wird auf die reflektierte Schockwelle übertragen, die nun der sich weiter kontrahierenden Stromschicht entgegenläuft und das hinter der Schockfront einströmende Plasma zur Ruhe bringt. Dessen kinetische Energie wird also ebenfalls weitgehend in thermische umgewandelt, was zu einem weiteren Anstieg der Temperatur um etwa einen Faktor 2.5 /Gri70/ führt. Die Stromschicht wird abgebremst und erreicht ihren kleinsten Radius (*2. Pinchzeitpunkt*), wenn ihr rückwärtiger Teil mit der reflektierten Schockfront zusammentrifft. Deren Expansionsgeschwindigkeit nimmt danach wieder zu, da sie gegen keine einwärts gerichtete Strömung mehr anlaufen muß /Her64/. Löst sich die Schockwelle bei kleineren Gasdichten /Zwi64/ nicht vom Piston, so fallen 1. und 2. Pinchzeitpunkt zusammen. Fehlt die Schockwelle ganz, weil  $v_{Piston} < c_S$ , so wird nur der 2. Pinchzeitpunkt beobachtet. Nach dem Abbremsen des Piston kann es theoretisch zu einem Gleichgewichtspinch kommen, wenn die magnetische Kraft den kinetischen Druck des Plasmas kompensiert. In der Realität wird dieser idealisierte Gleichgewichtspinch allerdings von verschiedenen zeitlich anwachsenden makroskopischen Instabilitäten begleitet, die zu einem Einschnüren und Zerfall oder einem Verbiegen der Plasmasäule führen können /Hüb82/. In beiden Fällen erzeugt eine zunächst geringfügige Störung der Zylinderform eine lokale Verstärkung des Magnetfeldes, was diese Störung ihrerseits vergrößert. In der Regel wird außerdem der kinetische Druck überwiegen und die Expansion der Plasmasäule folgen, die mit einer raschen Abnahme von Dichte und Temperatur verbunden ist. In der Expansionsphase sind die mit der Zeit zunehmenden makroskopischen Instabilitäten meist stark ausgeprägt.

Die erreichbaren Teilchendichten und -temperaturen hängen im wesentlichen von Radius und Länge des Entladungsgefäßes, dem Anfangsdruck  $p(0)$ , der Atommasse  $m$  des Gases, der gespeicherten Entladungsenergie und der anfänglichen Stromanstiegsrate  $\dot{I}(0)$  ab /Her64/. Für die Pistongeschwindigkeit gilt beispielsweise die Proportionalität /Art83/

$$v_{Piston} \propto \frac{\sqrt{\dot{I}(0)}}{\sqrt[4]{p(0)m}}. \quad (2.14)$$

An dieser Stelle sei noch erwähnt, daß die Bezeichnung Pinchzeitpunkt in der Literatur keine einheitliche Bedeutung hat. In dieser Arbeit wird der Eindeutigkeit wegen die zuvor eingeführte Definition von 1. und 2. Pinchzeitpunkt verwendet.

### 2.1.3 z-Pinch-Modelle

Um den zuvor beschriebenen Verlauf einer z-Pinch-Entladung auch kinematisch beschreiben zu können und damit beispielsweise Aussagen über den 1. und 2. Pinchzeitpunkt zu gewinnen, wurden einige einfache eindimensionale Modelle entwickelt. Die Schneeflugmodelle von Rosenbluth /Ros54/, Leontovitsch /Leo57/ und T. Miyamoto /Miy84/ enthalten keine Schockwellen, sind also nur auf z-Pinche mit kleinen Kompressionsgeschwindigkeiten anwendbar. Berücksichtigt wird eine Schockfront dagegen in dem Schockwellenmodell von Allen und Jukes /All57, Juk58/, dessen qualitative Beschreibung des dynamischen Verlaufs der Entladung gut mit den in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen experimentellen Erkenntnissen übereinstimmt. Das Slug-Modell von Potter /Pot78/ geht zwar ebenfalls vom Auftreten einer Schockwelle aus, nimmt jedoch für konstanten Strom den minimalen Pistonradius zum Zeitpunkt des Auftreffens der Schockfront auf der Achse an. Dementsprechend tritt keine reflektierte Schockwelle auf.

Aufgrund der zumindest qualitativ guten Aussagen soll das Modell von Allen und Jukes hier kurz skizziert werden. Es geht von einigen idealisierenden Annahmen aus:

- Unendliche elektrische Leitfähigkeit und damit Oberflächenstrom mit Skintiefe  $d \approx 0$ .
- Der Strom steigt in infinitesimaler Zeit auf den Endwert  $I_0$  und bleibt zeitlich konstant.
- Der Piston ist undurchlässig, d.h. alle Teilchen werden aufgesammelt.
- Die Dicke der Schockwelle ist klein gegen den Entladegefäßradius  $R_0$ .
- Es treten keine Energieverlustprozesse auf.

Unter Anwendung der Rankine-Hugoniot-Bedingungen /Cou48/ gelangt man im Grenzfall starker Schockwellen zu folgenden Ergebnissen:

- Geschwindigkeit:  $v_S = 1.33 \cdot v_P$ ,  $v_S^* = 0.5 \cdot v_S$
- Dichte:  $\rho_b = 4 \cdot \rho_a$ ,  $\rho_c = 10 \cdot \rho_a$
- Temperatur:  $T_b = 0.25 \cdot (p_b/p_a)T_a$ ,  $T_c = 2.4 \cdot T_b$
- Druck:  $p_b = \mu_0 I_0^2 / 8\pi^2 R_0^2$ ,  $p_c = 6 \cdot p_b$

$v_P$ ,  $v_S$ ,  $v_S^*$  sind die Geschwindigkeit von Piston, Schockwelle und reflektierter Schockwelle. Index  $a$  bezeichnet das kalte Entladegas, Index  $b$  den Bereich zwischen einlaufender Schockwelle und Piston und Index  $c$  den Raum zwischen reflektierter Schockfront und Achse, wobei jeweils eine räumlich homogene Dichte-, Temperatur- und Druckverteilung angenommen wird. Für den 1. Pinchzeitpunkt ergibt sich die Zeit

$$t_1 = 2\pi \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{R_0^2}{I_0} \sqrt{\frac{\rho_a}{\mu_0}}, \quad (2.15)$$

für den 2. Pinchzeitpunkt  $t_2 = 1.2 \cdot t_1$ . Helium mit einem Anfangsdruck von 2 mbar hat eine Dichte  $\rho_a = 3.28 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ . Werden außerdem mit  $R_0 = 0.052 \text{ m}$  und  $I_0 \approx \overline{I(t)} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ A}$  charakteristische Werte der verwendeten z-Pinch-Anlage eingesetzt, so erhält man  $t_1 = 1.7 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $t_2 = 2.0 \text{ } \mu\text{s}$ . Die gemessenen Werte betragen  $t_1 = 1.74 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $t_2 = 2.11 \text{ } \mu\text{s}$ . Auch wenn in diesem Fall das Schockwellenmodell eine erstaunlich gute Näherung der experimentellen Werte liefert, sind quantitative Aussagen der Modelle im allgemeinen nur sehr eingeschränkt verwendbar. Keines der genannten einfachen Modelle berücksichtigt nämlich den Energieverlust durch Dissoziation, Ionisation, Anregung und Strahlung des Entladegases, die endliche Leitfähigkeit des Plasmas oder die endliche Dicke von Schockfront und Piston. Darum sagen sie zwangsläufig eine zu große Piston- und Schockwellengeschwindigkeit voraus. Darüberhinaus werden in keinem Modell Aussagen über die Phase nach dem minimalen Pistonradius gemacht. Eine der wichtigsten Anwendungen von Modellrechnungen liegt in der Dimensionierung neu zu entwickelnder z-Pinch-Experimente. Um hierfür exaktere Vorhersagen zu erhalten, werden die Modelle meist modifiziert und z.B. Dissoziation und Ionisation /Bau86/, oder die unvollständige Teilchenmitnahme im Piston /Kun90/ berücksichtigt. Teilweise werden umfangreiche Computercodes eingesetzt, die einen kompletten Satz von partiellen Differentialgleichungen der MHD lösen oder das Plasma durch Berechnung der Bewegung vieler Teilchen eines Ensembles simulieren. Dabei können auch Verlustprozesse berücksichtigt werden. Doch auch hier ist eine erhebliche Abweichung zwischen Simulation und Experiment möglich /Bau86/.

## 2.2 Emissionsspektroskopie des Heliumplasmas

Bisher stand das dynamische Verhalten des Plasmas im Mittelpunkt, sein Zustand wurde keiner expliziten Betrachtung unterzogen. Für die Untersuchung der Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung ist es jedoch nicht nur wichtig zu wissen, daß ein Plasma bei Durchgang des Ionenstrahls auf der Achse des Entladegerätes vorliegt, sondern vor allem auch, welche Dichte und Temperatur es besitzt. Es wird sich zeigen, daß die Lichtemission des Plasmas eine Möglichkeit bietet, diese Größen zu bestimmen. Zunächst müssen sie aber genauer definiert werden.

### 2.2.1 Lokales thermisches Gleichgewicht (LTE)

Neben der makroskopischen Plasmabewegung laufen zahllose mikroskopische Prozesse unter den Atomen, Ionen und freien Elektronen des Plasmas ab. Einige werden von Emission oder Absorption elektromagnetischer Strahlung begleitet, andere dagegen erfolgen ohne Beteiligung von Photonen. Bei strahlenden Prozessen kann sich das mit einem Photon wechselwirkende Elektron in einem gebundenen oder freien Zustand befinden. Dementsprechend unterscheidet man gebunden-gebunden- (spontane, strahlungs- oder stoßindu-

zierte Emission, Photoabsorption), frei-gebunden- (Photoionisation, Strahlungsrekombination) und frei-frei-Übergänge (Bremsstrahlung durch Coulomb-Streuung des Elektrons an einem Ion, inverse Bremsstrahlung). Die Streuung von Elektron an Elektron oder Ion an Ion liefert keinen nennenswerten Beitrag zur Bremsstrahlung /Lan89/. Elastische und inelastische Teilchenstöße gehören zu den strahlungslosen Prozessen. Inelastische Stöße führen zu Stoßan- und Stoßabregung, Stoßionisation und Dreikörper-Rekombination, bei der ein dritter Stoßpartner (ein Elektron) überschüssige Energie aufnimmt. Die Ionisierung von Atomen durch inelastische Elektronenstöße ist der effizienteste Prozess zur Erzeugung von Ionen im Plasma /Ele83/.

Sind die Reaktionsraten aller Paare zueinander inverser Prozesse (z.B. Emission und Absorption von Photonen) gleich, so liegt ein vollständiges thermisches Gleichgewicht (TE) vor /Ric68/. Dieser Zustand ist aber nur bei Einschluß des Plasmas in einen Hohlraum mit konstanter Wandtemperatur  $T$  möglich. Das Plasma ist dann homogen und alle freien und gebundenen Energieniveaus sind entsprechend einer Gleichgewichtsverteilung (Boltzmann-Verteilung) mit der Temperatur  $T$  besetzt. Ein Entfernen der begrenzenden Wände führt zur Energiedissipation vor allem durch Strahlung, denn die Reabsorption der Strahlung ist in Laborplasmen im allgemeinen vernachlässigbar /Gri64/. Die nicht mehr durch ihre inversen ausgeglichenen Emissionsprozesse verhindern dann den Aufbau eines Gleichgewichtszustandes des realen Plasmas. In speziellen Fällen sind ihre Reaktionsraten jedoch klein gegen die der Stoßprozesse, unter denen gewöhnlich die freien Elektronen aufgrund ihrer größeren Geschwindigkeit eine dominierende Rolle spielen /Gri70/. Wenn also die Besetzung der freien und gebundenen Elektronenenergieniveaus praktisch ausschließlich durch Stoßprozesse bestimmt ist und zu jedem dieser Prozesse ein inverser mit gleicher Reaktionsrate vorliegt, befindet sich das Plasma im sogenannten lokalen thermischen Gleichgewicht (LTE) /Whi65/. Die Besetzung der Energieniveaus der Elektronen entspricht dann der im vollständigen thermischen Gleichgewicht /Ric68/. Ohne Kenntnis der für die einzelnen Prozesse wichtigen Wirkungsquerschnitte sind daher einige wesentliche Aussagen über den Zustand des Plasmas möglich:

- Die thermische Geschwindigkeit der freien Elektronen (Dichte  $n_e$ ) genügt einer Maxwell-Verteilung mit der Elektronentemperatur  $T_e$ , so daß für die Anzahldichte der Elektronen mit einer thermischen Geschwindigkeit zwischen  $v$  und  $v+dv$  gilt:

$$dn_v = 4\pi n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( - \frac{m_e v^2}{2k_B T_e} \right) v^2 dv \quad (2.16)$$

- Die gebundenen Elektronen besetzen die diskreten Energieniveaus entsprechend einer Boltzmann-Verteilung mit der gleichen Temperatur  $T_e$ :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp \left( - \frac{E_2 - E_1}{k_B T_e} \right) \quad (2.17)$$

$$\frac{n_1}{n} = g_1 \frac{1}{Z(T_e)} \exp\left(-\frac{E_1}{k_B T_e}\right) \quad (2.18)$$

$$\text{mit } Z(T_e) = \sum_j g_j \exp\left(-\frac{E_j}{k_B T_e}\right) \quad (2.19)$$

- $n$  = totale Anzahldichte der Atome/Ionen einer chemischen Art und eines Ionisationszustandes  
 $n_1, n_2$  = Anzahldichte der betreffenden Teilchen im Anregungszustand 1,2  
 $E_1, E_2$  = Anregungsenergie der Zustände 1,2  
 $g_1, g_2$  = statistisches Gewicht der Zustände 1,2  
 $Z(T_e)$  = Zustandssumme

- Die Anzahldichten der Atome und Ionen folgen der Saha-Gleichung /Gri64/:

$$\frac{n^{z+1} n_e}{n^z} = 2 \frac{Z^{z+1}(T_e)}{Z^z(T_e)} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_\infty^z}{k_B T_e}\right) \quad (2.20)$$

- $z$  = Ionisationszustand ( $z=0$  für Atome,  $z \geq 1$  für Ionen)  
 $n^z, n^{z+1}$  = totale Anzahldichte der Atome/Ionen einer chemischen Art in zwei aufeinanderfolgenden Ionisationszuständen  
 $E_\infty^z$  = Ionisationsenergie des Zustandes  $z$  für isolierte Teilchen

Die einzige Abweichung von TE besteht in der Verdünnung des Strahlungsfeldes gegenüber der zur Temperatur  $T_e$  gehörenden Hohlraumstrahlung. Für die spektrale Verteilung der emittierten Intensität gilt darum /Whi65/

$$I_\nu \leq B_\nu(T_e) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (2.21)$$

Für ein zeitunabhängiges und homogenes Plasma lassen sich einige notwendige, aber nicht unbedingt hinreichende Kriterien für das Vorliegen von LTE ableiten. In typischen Plasmen ausreichend hoher Dichte und Temperatur unterliegt die Geschwindigkeit der freien Elektronen in der Regel einer Maxwell-Verteilung /Gri70/, da bei ausreichender Stoßrate die pro mittlerer freier Weglänge von einem Elektron aus dem elektrischen Feld aufgenommene Energie klein gegen seine mittlere thermische Energie ist. Die Besetzung der gebundenen Niveaus entsprechend einer Boltzmann-Verteilung ist näherungsweise gegeben, wenn die Stoßrate die der Strahlungszерfälle für alle Niveaus um mindestens eine Größenordnung übersteigen. Daraus folgt die Bedingung

$$n_e \geq 1.4 \cdot 10^{14} \sqrt{T_e/\text{eV}} (\Delta E/\text{eV})^3 \text{ cm}^{-3}. \quad (2.22)$$

Der Vorfaktor ergibt sich durch Mittelung der von /Wil62/, /Gri63/ und /Whi65/ angegebenen Werte, die um annähernd 50% voneinander abweichen. Die größte Energiedifferenz  $\Delta E$  zweier aufeinanderfolgender Niveaus beträgt für  $\text{He}^+$ -Ionen ( $\text{HeII}$ ) 40.8 eV /Bas75/, woraus mit  $T_e = 10$  eV die Bedingung  $n_e \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  folgt. Danach ist ein komplettes, stoßdominiertes Gleichgewicht für alle Niveaus in der Regel nicht gegeben und die niedrigen Zustände sind relativ zur thermischen Besetzung überbesetzt. Je kleiner die Hauptquantenzahl, umso größer ist die spontane Zerfallswahrscheinlichkeit, umso kleiner der Wirkungsquerschnitt für Elektronenstöße /Gri64/. In vielen Fällen kann allerdings die Absorption der Resonanzlinien im Plasma nicht vernachlässigt werden /Gri64/, so daß diese Strahlungsenergie Teil der Gleichgewichtsprozesse wird. Bei vollständiger Absorption verringert sich die minimal erforderliche Dichte um etwa eine Größenordnung /Gri70/. Sind die unteren Niveaus für das physikalische Problem nicht von Interesse, so reicht darüber hinaus ein partielles lokales thermisches Gleichgewicht (PLTE) aus. In diesem Plasmazustand sind nur die Niveaus mit einer Hauptquantenzahl  $n \geq n_0$  thermisch besetzt. Für die Elektronendichte muß dann gelten /Bek78/:

$$n_e \geq 2 \cdot 10^{18} \frac{z_k^6 \sqrt{T_e/eV}}{n_0^{\frac{17}{2}}} \text{ cm}^{-3} \quad (2.23)$$

Für  $\text{HeII}$  ergibt sich mit der Kernladungszahl  $z_k = 2$ ,  $T_e = 10$  eV und  $n_0 = 3$  die Bedingung  $n_e \geq 3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , was ohne größere Schwierigkeiten erfüllbar ist. Wenn  $\text{HeII}$ -Resonanzstrahlung im Plasma vollständig absorbiert wird, gilt die Saha-Gleichung in guter Näherung für den in Abbildung 2.3 angegebenen Temperatur-Dichte-Bereich /Mew67/. Hierzu wurden die Ionenkonzentrationen eines Heliumplasmas unter Berücksichtigung aller wesentlichen strahlenden und strahlungslosen Prozesse berechnet und mit den Ergebnissen der allein Stoßvorgänge berücksichtigenden Saha-Gleichung verglichen.

Weitere Bedingungen ergeben sich durch eine mögliche Zeitabhängigkeit des Plasmas. Die Relaxationszeiten (= inverse Reaktionszeiten) der langsamsten wichtigen Prozesse müssen um etwa eine Größenordnung kleiner sein, als die charakteristische Zeit für wesentliche Änderungen der Plasmamparameter. Für die Zeiten, nach denen durch eine ausreichende Anzahl von Stößen eine thermische Geschwindigkeits-Verteilung der Elektronen (Index  $ee$ ), der Ionen (Index  $ii$ ) und eine gemeinsame von Elektronen und Ionen (Index  $ie$ ) vorliegt, gilt /Gri64, Gri70/:

$$t_{ee} = 3.3 \cdot 10^4 (T_e/eV)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{n_e/\text{cm}^{-3}} \text{ s} \quad (2.24)$$

$$t_{ii} = t_{ee} \sqrt{\frac{m_{ion}}{m_e}} \frac{1}{z^4} \quad (2.25)$$

$$t_{ie} = 4.55 t_{ee} \frac{m_{ion}}{m_e} \frac{1}{z} \quad (2.26)$$

Für  $\text{HeII}$  erhält man mit der Ionenladung  $z = 1$ ,  $m_{ion} \approx 7300 m_e$ ,  $T_e = 10$  eV und  $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  die Zeiten  $t_{ee} = 10^{-6} \mu\text{s}$ ,  $t_{ii} = 9 \cdot 10^{-5} \mu\text{s}$  und  $t_{ie} = 0.03 \mu\text{s}$ . Solange also nennenswerte

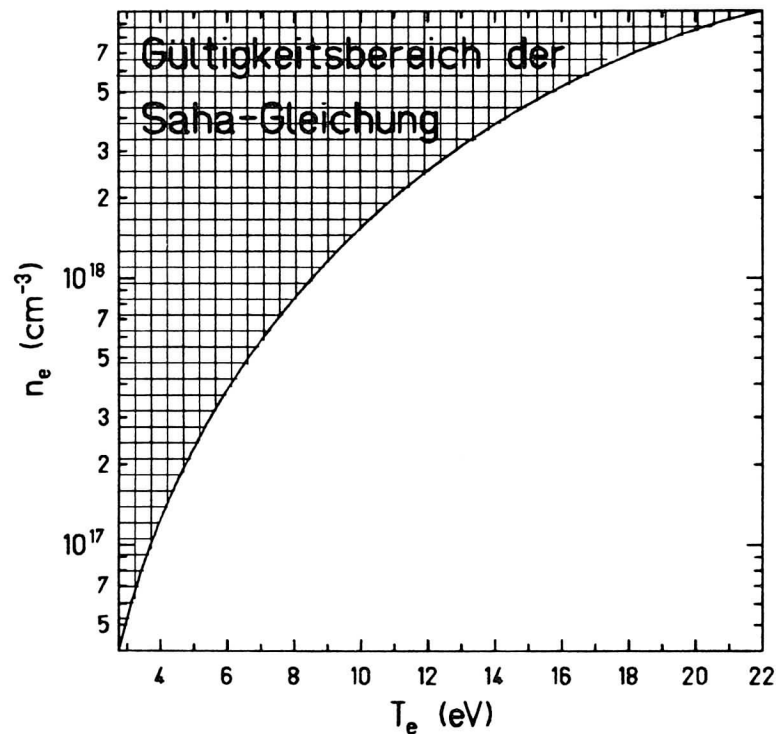


Abb. 2.3: Temperatur-Dichte-Bereich, in dem die Saha-Gleichung in guter Näherung anwendbar ist /Mew67/.

Änderungen der Plasmaparameter nur in charakteristischen Zeiten  $t \geq 0.15 \mu\text{s}$  erfolgen, kann man von einer Maxwell-Verteilung der Elektronen- und Ionengeschwindigkeiten mit einer gemeinsamen Temperatur  $T = T_e = T_{ion}$  ausgehen. Eine Boltzmann-Verteilung aller gebundenen Elektronen stellt sich auch bei Erfüllung der Bedingung für zeitunabhängige Plasmen erst nach Zeiten  $t > 0.5 \mu\text{s}$  ein /Gri64/, ist also meist nicht zu erwarten. Für alle Niveaus  $n \geq 2$  gilt sie jedoch praktisch sofort /Gri64/.

In zeitunabhängigen Plasmen ausreichend hoher Dichte liegt also in der Regel ein zumindest LTE-ähnlicher Zustand vor. Ist das Plasma jedoch wie im Fall eines  $z$ -Pinches nicht zeitlich konstant, läßt sich diese Aussage nicht ohne weiteres treffen. Man nimmt aber auch in diesen Fällen üblicherweise einen LTE-Zustand an, um beispielsweise die sich daraus ergebenden Möglichkeiten der Bestimmung von Ionenkonzentrationen und Elektronentemperatur nutzen zu können. Allerdings muß deutlich darauf hingewiesen werden, daß die erhaltenen Ergebnisse auf einer nicht unbedingt zutreffenden Theorie beruhen und damit unter Umständen fehlerbehaftet sein können.

Maxwell-, Boltzmann- und Saha-Gleichung gelten darüberhinaus nur unter der Annahme, daß außer Stößen keine Wechselwirkung zwischen Atomen, Ionen und freien Elektronen

stattfindet, das Plasma somit als mehrkomponentiges ideales Gas betrachtet werden kann. Tatsächlich aber ist eine Ladung des einen Vorzeichens im Mittel von einer Überschussladung des anderen Vorzeichens umgeben (Debye-Abschirmung). Dies ist das Ergebnis der Coulomb-Wechselwirkung, deren ordnenden Einfluß die thermische Bewegung nicht vollständig aufhebt. Die Reichweite der elektrischen Kräfte wird durch den Debye-Radius  $\lambda_D$  beschrieben /Hüb82/, der in einem Heliumplasma näherungsweise gegeben ist durch

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{2e^2 n_e}}. \quad (2.27)$$

Wird die Zahl der Elektronen im Debye-Volumen  $n_e \lambda_D^3 \gg 1$ , dann kann die mittlere aus der Coulomb-Wechselwirkung resultierende potentielle in guter Näherung gegen die thermische Energie vernachlässigt werden, was die Annahme eines idealen Gases rechtfertigt /Hüb82/. In jedem Fall ergibt sich im Plasma aber eine nicht zu vernachlässigende Erniedrigung der Ionisationsenergie gegenüber der des isolierten Teilchens, da bei der Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares jedes Teilchen im Mittel durch die bereits vorhandenen Ladungen etwas angezogen wird. Energieniveaus des isolierten Atoms, die oberhalb der erniedrigten Ionisationsgrenze liegen, gehen dadurch im Plasma in freie Zustände über. Für die Erniedrigung der Ionisationsenergie  $\Delta E_\infty^z$  eines Atoms oder Ions im Ionisationszustand  $z$  gilt /Gri64/:

$$\Delta E_\infty^z = \frac{e^2(z+1)}{4\pi\varepsilon_0\lambda_D} \quad (2.28)$$

Dieser Effekt kann in erster Ordnung durch Multiplikation der rechten Seite der Saha-Gleichung (2.20) mit dem Faktor

$$\exp\left(\frac{\Delta E_\infty^z}{k_B T_e}\right)$$

berücksichtigt werden /Gri64/.

Für ein Heliumplasma ergeben sich aus der korrigierten Saha-Gleichung unter Berücksichtigung der Quasineutralitätsbedingung

$$n_e = n_{He^+} + 2n_{He^{++}} \quad (2.29)$$

die in Abbildung 2.4 in Abhängigkeit von  $T_e$  und mit  $n_e$  als Parameter dargestellten Konzentrationen für HeI, HeII und HeIII. Die Zustandssummen wurden einer Tabelle in /Dra65/ entnommen, die Ionisationsenergie beträgt 24.58 eV für HeI und 54.42 eV für HeII /Bas75/. Deren Reduktion läßt sich für Dichten  $n_e \geq 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  in ausreichender Genauigkeit durch die Näherung

$$\Delta E_\infty^z \approx 6.96 \cdot 10^{-7} (z+1)^{\frac{2}{3}} \sqrt[3]{n_e/\text{cm}^{-3}} \text{ eV} \quad (2.30)$$

berechnen /Dra65/.

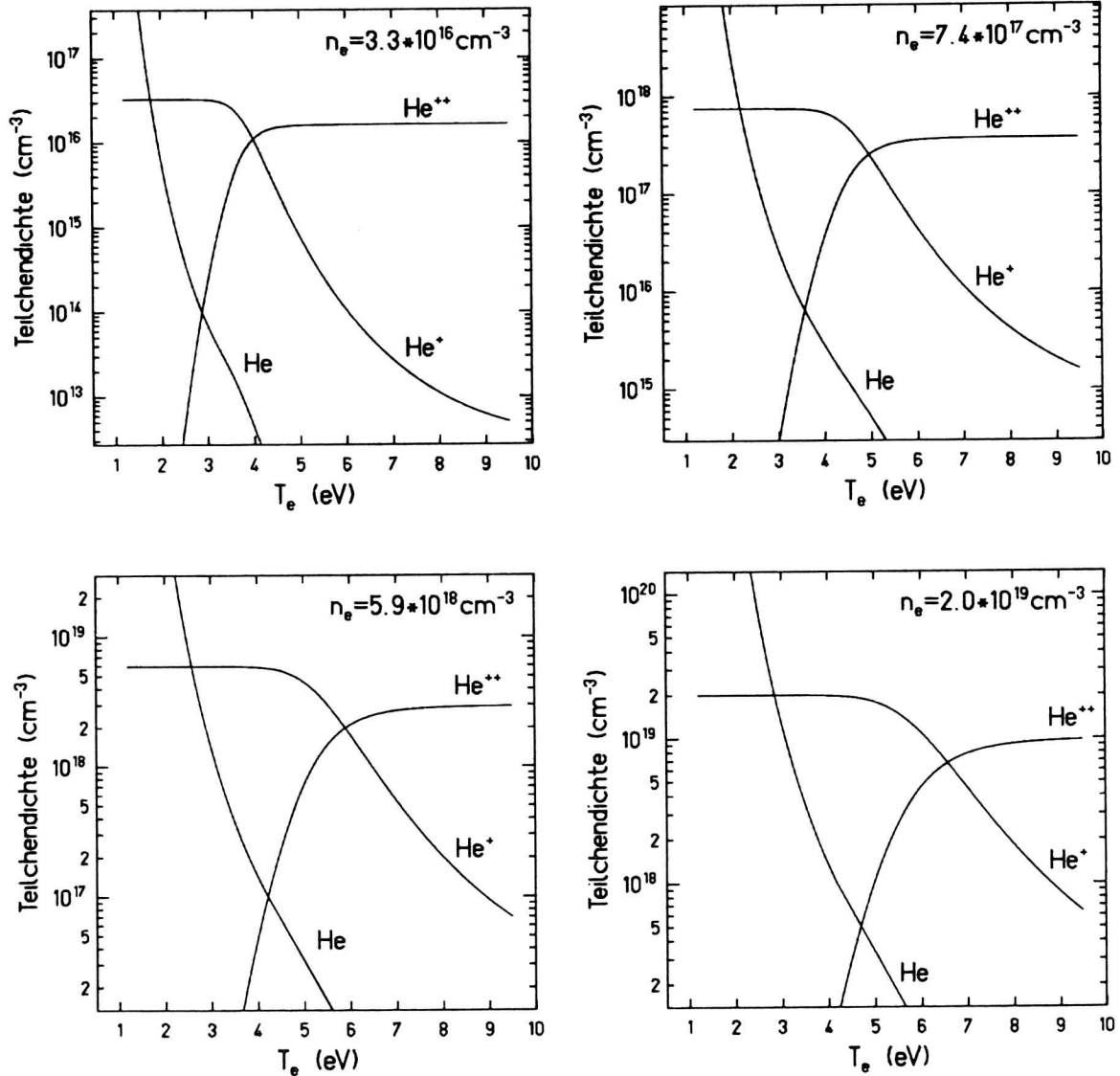


Abb. 2.4: Anzahldichte der Atome und Ionen in einem Heliumplasma.

### 2.2.2 Plasmaemission

Während Stoßvorgänge wichtig für den Aufbau eines Gleichgewichtszustandes sind, der die einfache Beschreibung des Plasmas durch eine lokale Temperatur und Dichte ermöglicht, liefert die Untersuchung der durch strahlende Prozesse erzeugten Plasmaemission die Möglichkeit, diese Größen experimentell zu bestimmen. Allerdings wird elektromagnetische Strahlung mit einer Frequenz unterhalb der Plasmafrequenz

$$\nu_P = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{2\pi\epsilon_0 m_e}} \quad (2.31)$$

im Plasma praktisch vollständig absorbiert /Jac62/, so daß für Dichten  $n_e \geq 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  keine sichtbare Emissionsspektroskopie mehr möglich ist.

Die Plasmaemission setzt sich zusammen aus einem kontinuierlichen Anteil (Bremsstrahlungs- und Rekombinationskontinuum) und der diskreten Linienstrahlung (Übergänge von Elektronen zwischen gebundenen Energieniveaus). Für ein vollständig zweifach ionisiertes Heliumplasma ergibt die klassische Ableitung des Emissionskoeffizienten (= die pro Volumen-, Raumwinkel- und Frequenzeinheit emittierte Leistung) der Kontinuumsstrahlung  $\epsilon_\nu^K = \epsilon_\nu^{ff} + \epsilon_\nu^{fb}$  unter Annahme von LTE /Bek76, Gri83/:

$$\epsilon_\nu^{ff} = 1.73 \cdot 10^{-52} \frac{(n_e/\text{m}^{-3})^2}{\sqrt{T_e/\text{K}}} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) \frac{\text{J}}{\text{m}^3 \text{sr}} \quad (2.32)$$

$$\epsilon_\nu^{fb} \approx \sum_n 1.2 \cdot 10^{-44} \frac{1}{n^3} \frac{(n_e/\text{m}^{-3})^2}{(T_e/\text{K})^{\frac{3}{2}}} \exp\left[-\frac{1}{k_B T_e} \left(h\nu - \frac{1}{n^2} 2.18 \cdot 10^{-18} \text{ J}\right)\right] \frac{\text{J}}{\text{m}^3 \text{sr}} \quad (2.33)$$

Index  $ff$  steht für frei-frei- (Bremsstrahlung),  $fb$  für frei-gebunden-Übergänge (Strahlungsrekombination). Die Summation erfolgt über die Hauptquantenzahlen  $n$  der Niveaus, deren Rekombinationsstrahlung einen Beitrag zum Rekombinationskontinuum bei Frequenz  $\nu$  liefert. Für ein Heliumplasma wird im sichtbaren Spektralbereich über alle  $n \geq 5$  summiert /Gri64/. Dabei ist allerdings zu beachten, daß die obersten Niveaus nahe der ungestörten Ionisationsgrenze durch die Erniedrigung der Ionisationsenergie dem Bereich des Kontinuums zugerechnet werden müssen. Übergänge von Elektronen zwischen zwei gebundenen Niveaus mit den Energien  $E_2$  und  $E_1 < E_2$  führen zur Emission elektromagnetischer Linienstrahlung der Frequenz

$$\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (2.34)$$

Die Leistungsdichte der Linienstrahlung hängt ab von der Anzahldichte  $n_2$  der Atome oder Ionen im oberen Zustand und dessen spontaner Zerfallsrate  $A_{21}$  (Einstein-Koeffizient für spontane Emission). Für den totalen Linienemissionskoeffizienten (= die spontan pro Volumen- und Raumwinkeleinheit emittierte Leistung) gilt /Gri83/:

$$\epsilon^L = \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{21} n_2 \quad (2.35)$$

In einem LTE-Plasma läßt sich  $n_2$  mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung aus der totalen Anzahldichte  $n$  des betreffenden Ionisationszustandes berechnen. Damit ergibt sich:

$$\epsilon^L = \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{21} n g_2 \frac{1}{Z(T_e)} \exp\left(-\frac{E_2}{k_B T_e}\right), \quad (2.36)$$

$n$  bestimmt sich seinerseits aus der Saha-Gleichung. Zur sichtbaren Linienstrahlung eines Heliumplasmas tragen im wesentlichen die Heliumatome im Triplett-Zustand /Hak90/ und die wasserstoffähnlichen einfach ionisierten HeII-Ionen bei. Eine Auflistung der sichtbaren HeI-Linien mit den größten spontanen Zerfallsraten zeigt Tabelle 2.1 /Wie66, Bas75, Wea84/. Für alle übrigen Linien ist  $A_{21} < 0.05 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ . Trotz des annähernd glei-

Tab. 2.1: Sichtbare HeI-Linien mit großer spontaner Zerfallsrate  $A_{21}$ .

$\lambda_0 = c/\nu_0$ (nm)	Übergang	$A_{21}$ ( $10^8 \text{ s}^{-1}$ )
388.86	$2^3\text{S} - 3^3\text{P}$	0.09478
402.62	$2^3\text{P} - 5^3\text{D}$	0.117
447.15	$2^3\text{P} - 4^3\text{D}$	0.251
471.32	$2^3\text{P} - 4^3\text{S}$	0.106
587.56	$2^3\text{P} - 3^3\text{D}$	0.706

chen Einsteinkoeffizienten sollte die Linie 388.9 nm eine höhere Intensität als die Linien bei 402.6 nm und 471.3 nm besitzen, da ihr niedrigeres oberes Niveau eine höhere Besetzungsdichte aufweist und außerdem die Wellenlänge geringer ist. Die einzigen sichtbaren HeII-Linien liegen bei 320.2 nm ( $n' = 5, n = 3$ ) mit  $A_{21} = 0.353 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  und 468.6 nm ( $n' = 4, n = 3$ ) mit  $A_{21} = 1.439 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ .

### 2.2.3 Bestimmung der Elektronentemperatur

Die Temperaturabhängigkeit von Linien- und Kontinuumsstrahlung läßt sich zur Bestimmung der Elektronentemperatur  $T_e$  im Plasma nutzen. Alle Linien mit einer spontanen Zerfallsrate  $A_{21} \geq 0.3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  und damit einer Lebensdauer des oberen Zustandes bezüglich eines spontanen Zerfalls in das untere Linienniveau von  $\tau_{21} = A_{21}^{-1} \leq 30 \text{ ns}$  sind als sensitives Element für die Intensitätsmessung auch bei schnell veränderlichen Plasmen gut geeignet. Für die Linie bei 388.9 nm mit  $\tau_{21} = 106 \text{ ns}$  gilt dies nicht unbedingt. Werden, wegen des experimentellen Aufwandes, keine absoluten Messungen durchgeführt, so bietet sich die Bestimmung relativer Intensitäten an, beispielsweise des Intensitätsverhältnisses zweier Linien. Für zwei verschiedene Linien desselben Ionisationszustandes eines Elements gilt in einem LTE- oder PLTE-Plasma:

$$\frac{I}{I'} = \frac{\epsilon^L}{(\epsilon^L)'} = \frac{\nu_0 A_{21} g_2}{\nu_0' A_{21}' g_2'} \exp\left(-\frac{E_2 - E_2'}{k_B T_e}\right) \quad (2.37)$$

Aus der Ableitung nach  $T_e$  erhält man

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{k_B T_e}{E_2 - E_2'} \frac{\Delta(I/I')}{I/I'} \quad (2.38)$$

Daraus wird deutlich, daß für den Fall  $k_B T_e > E_2 - E'_2$  ein kleiner Fehler in  $I/I'$  einen unter Umständen weitaus größeren in  $T_e$  erzeugt. Für diese Methode sind somit nur Übergänge geeignet, deren obere Energieniveaus sich genügend stark voneinander unterscheiden, so daß die Beziehung  $E_2 - E'_2 \gg k_B T_e$  nach Möglichkeit für alle auftretenden Temperaturen  $T_e$  erfüllt ist.

Diese Bedingung ist in den meisten Fällen nicht erfüllbar. Daher wird oft die Intensität einer Linie des nächsthöheren Ionisationszustandes betrachtet. Unter Verwendung der Saha-Gleichung ergibt sich dann für das Verhältnis der Linienintensitäten:

$$\frac{I^{z+1}}{I^z} = \frac{\nu_0^{z+1} A_{21}^{z+1} g_2^{z+1}}{\nu_0^z A_{21}^z g_2^z} 2 \left( \frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2 n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left( - \frac{E_2^{z+1} - E_2^z + E_\infty^z - \Delta E_\infty^z}{k_B T_e} \right) \quad (2.39)$$

Nun wird in der Exponentialfunktion der Abstand der oberen Niveaus um die Ionisationsenergie vergrößert und eine zumindest näherungsweise Temperaturbestimmung sollte in der Regel möglich sein. Allerdings ist die Kenntnis der freien Elektronendichte Voraussetzung. Bei einem Heliumplasma ist diese Methode außerdem nur für einen sehr beschränkten Temperaturbereich anwendbar, da HeI-Linien nur bis  $T_e \approx 6.5$  eV sichtbar sind /Gri64/. Eine Berechnung des Intensitätsverhältnisses der Linien HeII 468.6 nm zu HeI 587.6 nm unter Berücksichtigung aller wesentlichen Strahlungs- und Stoßprozesse findet sich in /Mew67/. Wie zu erwarten ergibt sich im Gültigkeitsbereich der Saha-Gleichung eine gute Übereinstimmung mit Gleichung (2.39). Natürlich ist diese nicht anwendbar, wenn aufgrund von Plasmainhomogenitäten HeI- und HeII-Linien aus unterschiedlichen Plasmabereichen kommen.

Bei reinen einkomponentigen Gasen, für die der Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung eindeutig bestimmbar ist, kann auch das Intensitätsverhältnis einer Linie zu dem im selben Frequenzbereich gelegenen Kontinuum bestimmt werden. Für Temperaturen  $T_e < 3$  eV werden HeI-Linien verwendet, da Linien des ionisierten Heliums aufgrund ihrer noch zu geringen Intensität nicht genau meßbar sind. Die Kontinuumsstrahlung ist in diesem Fall hauptsächlich Brems- und Rekombinationsstrahlung in HeII-Niveaus mit einer Hauptquantenzahl  $n \geq 3$  /Gri64/. Für höhere Temperaturen gilt diese Annahme nicht mehr, da Brems- und Rekombinationsstrahlung durch zweifach ionisiertes Helium zunehmend wichtiger werden, bis sie für  $T_e > 6.5$  eV die Kontinuumsstrahlung dominieren. Für das Intensitätsverhältnis einer Linie bei  $\lambda_0 = c/\nu$  zu dem über den Wellenlängenbereich  $\lambda_0 - \Delta\lambda/2$  bis  $\lambda_0 + \Delta\lambda/2$  integrierten Kontinuum gilt /Gri64/:

$$\frac{I^L}{I^K} = \frac{4.23 \cdot 10^{-15} f_{12} g_1 g^{-1} \exp \left( - \frac{E_1 - E_\infty^z}{k_B T_e} \right) 16^{-p}}{(\lambda_0/m)(\Delta\lambda/m) \left[ \frac{g_{ff}}{2} \frac{k_B T_e}{q E_H} \exp \left( \frac{q E_H}{49 k_B T_e} \right) + \sum_{n=n_0}^6 \frac{g_{fb}}{n^3} \exp \left( \frac{q E_H}{n^2 k_B T_e} \right) \right]} \quad (2.40)$$

Diese Beziehung ist mit  $n_e > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei HeI-Linien für  $T_e = 1 - 3$  eV und bei HeII-Linien für  $T_e = 6.5 - 40$  eV anwendbar. Während für HeII-Linien praktisch kein

theoretischer Fehler vorliegt, muß bei Verwendung von neutralen Heliumlinien ein Fehler in der Temperatur von etwa 5% erwartet werden /Gri64/. Dabei ist  $p = 0$ ,  $q = 1$  für HeI und  $p = 1$ ,  $q = 4$  für HeII. Die Ionisationsenergien betragen  $E_H = 13.6$  eV für Wasserstoff /Dra65/ und  $E_\infty^0 = 24.58$  eV bzw.  $E_\infty^1 = 54.42$  eV für HeI bzw. HeII /Bas75/. Das statistische Gewicht des Grundzustandes der nächsthöheren Ionisationsstufe ist für HeI-Linien gegeben durch  $g = 2$ , für HeII-Linien durch  $g = 1$  /Dra65/. Die Gaunt-Faktoren  $g_{ff}$  für frei-frei- und  $g_{fb}$  für frei-gebunden-Kontinuumsstrahlung berücksichtigen quantenmechanische Korrekturen und lassen sich abschätzen durch  $g_{ff} \approx 1.2$  (HeI) bzw.  $g_{ff} \approx 1.4$  (HeII) und  $g_{fb} \approx 1$  /Gri64/. Die Werte für die Energie  $E_1$  und das statistische Gewicht  $g_1$  des unteren Linienzustandes /Wie66, Bas75/, die Linienabsorptionsoszillatorstärken  $f_{12} \sim \lambda_0^2(g_2/g_1)A_{21}$  /Gri64, Wie66/ und die untere Grenze  $n_0$  der Hauptquantenzahlen, die für das Rekombinationskontinuum wichtig sind /Gri64/, werden für die in dieser Arbeit relevanten Linien in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Niveaus mit

Tab. 2.2: Konstanten für Formel (2.40).

$\lambda_0$ (nm)	$E_1$ (eV)	$g_1$	$f_{12}$	$n_0$
388.86	19.82	3	0.06446	3
587.56	20.96	9	0.6090	3
320.20	48.34	18	0.1506	4
468.60	48.34	18	0.8421	5

einer Hauptquantenzahl  $n \geq 7$  können den ungebundenen Zuständen zugerechnet werden, tragen also zu frei-frei-Übergängen bei.

Berücksichtigt man bei der Bestimmung von Rekombinations- und Bremsstrahlung nicht nur zweifach, sondern auch einfach ionisiertes Helium, so läßt sich für die HeII-Linien das Verhältnis der Linienintensität zu der des darunterliegenden Kontinuums auch für Temperaturen unterhalb von 6.5 eV berechnen /Del73/. In diesem Bereich ist das Verhältnis allerdings nicht mehr dichteunabhängig. Das Ergebnis ist zusammen mit den aus Formel (2.40) berechneten Intensitätsverhältnissen für ein  $\Delta\lambda = 10$  nm breites Wellenlängenintervall der Kontinuumsstrahlung in Abbildung 2.5 wiedergegeben.

Die Bestimmung der Temperatur aus dem Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsintensität ist unter Umständen auch dann möglich, wenn das Plasma Inhomogenitäten aufweist. Wird beispielsweise bei einem z-Pinch in dem in grober Näherung als homogen zu betrachtenden inneren Bereich hoher Temperatur und Dichte im wesentlichen HeII-, in den äußeren kälteren Randbereichen dagegen praktisch nur HeI-Linienstrahlung emittiert, dann kann die Temperatur auf der Achse ermittelt werden. Von dort stammt nämlich aufgrund der im Vergleich zum Randbereich höheren Temperatur und Dichte praktisch das gesamte emittierte Kontinuum. Wird dagegen die Intensität einer HeI-Linie verwendet,

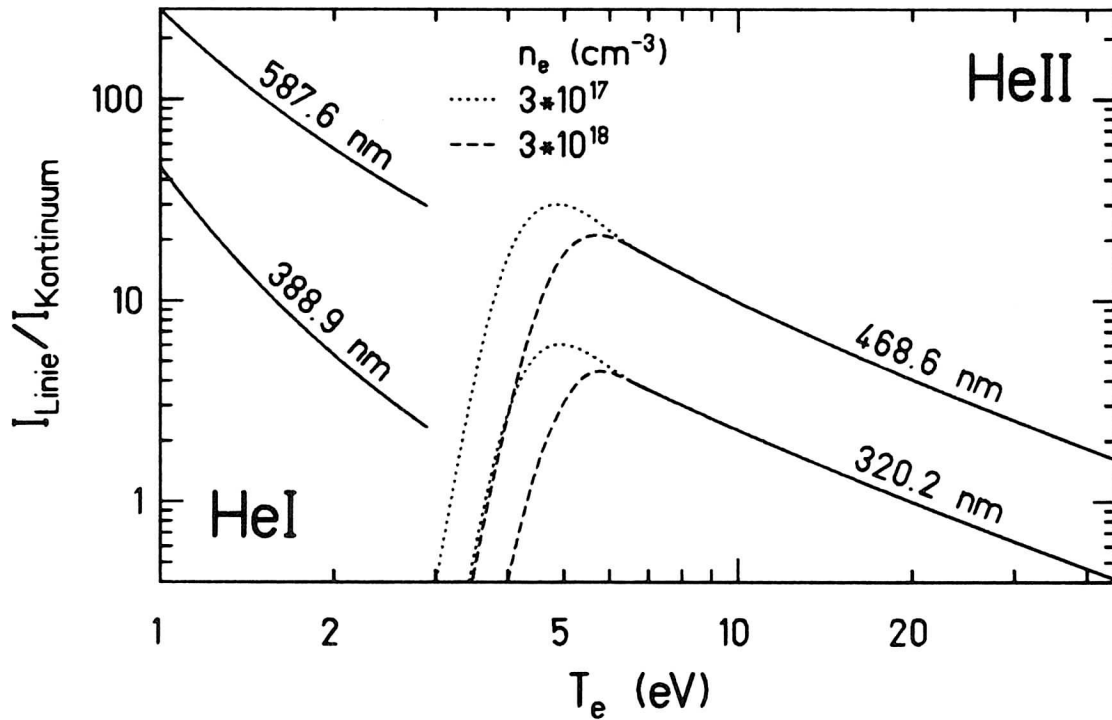


Abb. 2.5: Verhältnis der Intensität einiger Heliumlinien zu der des jeweils darunterliegenden und über ein 10 nm breites Wellenlängenintervall integrierten Kontinuums.

kommt das gemessene Kontinuum nicht aus dem Bereich der Linienemission. Dadurch ergibt sich ein zu kleines Intensitätsverhältnis und damit eine Temperatur, die gegenüber der in den Randschichten zu hoch ist.

Wird die Temperatur  $T_e$  mit einer der angegebenen Methoden bestimmt, darf nie vergessen werden, daß die Gültigkeit der verwendeten Beziehungen die Existenz eines LTE- oder zumindest PLTE-Plasmas voraussetzen. Eine Abweichung des tatsächlichen Plasmazustandes von diesem idealisierten Modell kann zu erheblichen Fehlern in den ermittelten Temperaturen führen.

#### 2.2.4 Verbreiterungsmechanismen

Aufgrund unterschiedlicher Effekte, auf die im Folgenden näher eingegangen werden soll, wird Linienstrahlung nicht streng monochromatisch bei der Frequenz  $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$  emittiert. Für den totalen Linienemissionskoeffizienten gilt:

$$\epsilon^L = \int_0^{\infty} \epsilon_{\nu}^L d\nu \quad (2.41)$$

mit dem Linienemissionskoeffizienten

$$\epsilon_{\nu}^L = \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{21} n_2 P(\nu). \quad (2.42)$$

Das normierte Linienprofil  $P(\nu)$  ( $\int P(\nu) d\nu = 1$ ) gibt die spektrale Verteilung der Linienstrahlungsemission und damit die Form der Spektrallinien wieder.

Die Linienform weist immer eine endliche Halbwertsbreite auf, die bei ruhendem isolierten Emittier der natürlichen Linienbreite entspricht. Jeder Zustand  $i$  oberhalb des Grundniveaus besitzt eine endliche mittlere Lebensdauer

$$\tau_i = \left( \sum_{k < i} A_{ik} \right)^{-1}. \quad (2.43)$$

Aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation ist die Niveauenergie  $E_i$  daher nur bis auf  $\Delta E_i = \hbar/\tau_i$  bestimmbar. Gleiches gilt für den zweiten Linienzustand  $j$ , so daß das emittierte Photon eine Frequenzunschärfe

$$\Delta\nu_{ij} = \frac{\Delta E_i}{h} + \frac{\Delta E_j}{h} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j} \right) \quad (2.44)$$

besitzt. Klassisch läßt sich der Emissionsvorgang auch als gedämpfte Schwingung eines Hertzchen Dipols beschreiben. Das Frequenzspektrum des endlichen Wellenzuges führt dann zum Lorentzförmigen Linienprofil /Kne88/

$$P(\lambda) = \frac{\nu^2}{c} P(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\lambda/2}{(\lambda_0 - \lambda)^2 + (\Delta\lambda/2)^2} \quad (2.45)$$

mit der Halbwertsbreite (FWHM)

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu_0^2} \Delta\nu_{ij}.$$

Für eine typische Lebensdauer um  $10^{-8}$  s erhält man im sichtbaren Spektrum eine natürliche Linienbreite  $\Delta\lambda \approx 10^{-5}$  nm.

Ist das strahlende Teilchen mit Masse  $m$  nicht in Ruhe, sondern liegt beispielsweise thermische Bewegung bei der Temperatur  $T$  vor, führt dies zu einer Doppler-Verbreiterung der Spektrallinie, die dann (/Kne88/) ein Gauss-Profil

$$P(\lambda) = \sqrt{\pi \ln 2} \frac{2}{\pi \Delta\lambda} \exp \left[ - \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda/2} \right)^2 \ln 2 \right] \quad (2.46)$$

besitzt, mit der Halbwertsbreite

$$\Delta\lambda = \sqrt{8 \ln 2} \sqrt{\frac{k_B T}{mc^2}} \lambda_0.$$

Für ein Heliumatom mit der Ruheenergie  $mc^2 \approx 4 \text{ GeV}$  ergibt sich bei  $k_B T \approx 5 \text{ eV}$  und  $\lambda_0 = 587.6 \text{ nm}$  eine Doppler-Verbreiterung von  $\Delta\lambda \approx 0.05 \text{ nm}$ . Ist die gerichtete Geschwindigkeit des Plasmas größer als die thermische Teilchengeschwindigkeit, gilt also  $v_{\text{Drift}} \geq \sqrt{3k_B T/m}$ , dann beobachtet man auch eine Doppler-Verschiebung der Linien /Gri64/.

Zu einer weiteren Linienverbreiterung kann die Aufspaltung der Energieterme in einem äußeren Magnetfeld führen (Zeeman-Effekt). Eine konstante magnetische Feldstärke  $B$  führt zu einer Halbwertsbreite von /Hak90/

$$\Delta\lambda = \frac{e}{4\pi m_e c} B \lambda_0^2. \quad (2.47)$$

Für  $B = 0.5 \text{ T}$  beträgt  $\Delta\lambda$  bei  $\lambda_0 = 587.6 \text{ nm}$  etwa  $0.01 \text{ nm}$ .

In dichten Plasmen liefern auch die ein emittierendes Atom oder Ion umgebenden Teilchen Beiträge zur Linienverbreiterung, die allgemein unter dem Begriff Druck-Verbreiterung zusammengefaßt werden. Bei neutralen Störteilchen unterscheidet man zwischen Resonanz-Verbreiterung, wenn Emittier und Störer gleich und Van-der-Waals-Verbreiterung, wenn sie verschieden sind. Beide lassen sich in einem Heliumplasma für  $n_{\text{He}} \leq 10^2 n_e$  vernachlässigen /Wie65/. Den wichtigsten und für ausreichend hohe Ionen- und Elektronendichten dominierenden Verbreiterungsmechanismus bildet die Wechselwirkung zwischen den strahlenden Teilchen und Plasmaionen oder freien Elektronen (Stark-Verbreiterung) /Gri64, Wie65, Tra68, Gri74, Bek76/. Das System aus Emittier und umgebenden Störteilchen stellt ein kompliziertes Vielteilchenproblem dar. Daher ist die geschlossene quantenmechanische Berechnung der Profile von Stark-verbreiterten Linien nicht möglich und jede praktische Lösung erfordert einige vereinfachende Approximationen. Zunächst wird angenommen, das inneratomare Feld sei groß gegen die Summe aller äußeren Felder. Diese können dann als Störung des inneren Atomfeldes behandelt werden und erlaubte Linien lassen sich wie üblich auf einen elektrischen Dipolübergang zurückführen. Eine weitere Grundlage aller Stark-Verbreiterungsberechnungen ist die 'classical path approximation', die alle Ladungsträger des Plasmas als klassische Teilchen betrachtet und Rückwirkungen des Strahlers auf die Störer mit Ausnahme der Coulomb-Wechselwirkung zwischen einem emittierenden und einem störenden Ion vernachlässigt. Handelt es sich also um ein strahlendes Atom, bewegen sich die wechselwirkenden Ladungsträger entlang einer Geraden, bei einem Ion entlang einer Hyperbelbahn. Das Plasma besteht aus mehreren Komponenten mit einem großen Massenverhältnis und daher verschiedener Zeitabhängigkeit der Wechselwirkung. Bei der Reaktion eines strahlenden Teilchens auf das umgebende Mikrofeld der störenden Ionen und freien Elektronen werden abhängig von der Frequenz  $\Omega$  der

Feldschwankungen relativ zur Lebensdauer  $\tau$  des Teilchens im oberen Linienniveau zwei Grenzfälle unterschieden.

(i) *Quasistatische Theorie* ( $\Omega\tau \ll 1$ ):

Man kann annehmen, der Strahler sei während des gesamten Emissionsprozesses unter dem Einfluß eines quasistatischen elektrischen Feldes, was vor allem für die Mikrofelder der langsamen Ionen anwendbar ist. Dies führt bei  $\ell$ -entarteten Wasserstoffatomen oder wasserstoffähnlichen Ionen (HeII), bei denen die Entartung der Zustände mit gleicher Hauptquanten- und verschiedener Bahndrehimpulsquantenzahl nicht durch inneratomare, sondern erst durch die äußeren elektrischen Felder aufgehoben wird, zu einer scheinbar statischen Aufspaltung der Energieniveaus, die proportional zur Feldstärke ist (linearer Starkeffekt) /Hak90/. Eine beobachtete Linie besteht also aus einer Gruppe von Stark-Komponenten unterschiedlicher Intensität, die symmetrisch mehr oder weniger aus der ungestörten Linienposition  $\lambda_0$  verschoben sind. In grober Näherung gilt für diese Verschiebung durch das elektrische Feld  $E(r)$ :

$$\Delta\lambda_j \sim jE(r)\lambda_0^2 \sim \frac{j\lambda_0^2}{r^2} \sim j\lambda_0^2 n_i^{\frac{2}{3}} \quad (2.48)$$

Dabei gibt  $r$  den mittleren Abstand zwischen Strahler und störendem Ion an, der durch die Ionenanzahldichte  $n_i$  entsprechend  $(4\pi/3)r^3 n_i = 1$  abgeschätzt werden kann. Mit  $j$  werden die verschiedenen Stark-Komponenten gekennzeichnet, die jeweils einer bestimmten Kombination der beiden Bahndrehimpulsquantenzahlen von oberem und unterem Linienzustand zuzuordnen sind. Bei allen nicht wasserstoffartigen Atomen (HeI) und Ionen induziert das scheinbar statische elektrische Feld im strahlenden Teilchen mit der Polarisierbarkeit  $\alpha$  ein elektrisches Dipolmoment  $\alpha E(r)$ , an dem das Feld dann angreift (quadratischer Starkeffekt) /Hak90/. Für die zu  $E^2(r)$  proportionale Aufspaltung der Linie gilt:

$$\Delta\lambda_j \sim j\alpha E^2(r)\lambda_0^2 \sim \frac{j\alpha\lambda_0^2}{r^4} \sim j\alpha\lambda_0^2 n_i^{\frac{4}{3}} \quad (2.49)$$

Die Ionenverbreiterung ist also in beiden Fällen scheinbar temperaturunabhängig.

(ii) *Stoßdämpfungstheorie* ( $\Omega\tau \gg 1$ ):

Diese Näherung gilt vor allem für die Mikrofelder der schnellen Elektronen. Ihr Störvorgang kann als Stoß behandelt werden, der abhängig von seiner Stärke eine Phasenänderung der Lichtabstrahlung bewirkt oder den emittierten Lichtwellenzug in vernachlässigbar kurzer Zeit vollständig unterbricht und ihn in eine Anzahl kürzerer unabhängiger Wellenzüge aufteilt. Dies läßt sich auch als Verkürzung der natürlichen mittleren Lebensdauer des oberen Linienniveaus interpretieren. Die reduzierte Lebensdauer ist dann näherungsweise mit der gaskinetischen Stoßzeit gleichzusetzen:

$$\tau \approx \frac{1}{n_e v \sigma} \quad (2.50)$$

Dabei gibt  $\sigma$  den Wirkungsquerschnitt für einen elastischen Stoß zwischen Elektron und ruhendem He-Atom an. Für die mittlere Elektronengeschwindigkeit kann man setzen  $v \approx \sqrt{3k_B T_e / m_e}$ . Analog zur natürlichen Linienverbreiterung ergibt sich damit ein Lorentz-Profil der stoßverbreiterten Linie mit der Halbwertsbreite

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_0^2}{2\pi\tau c} = \frac{\lambda_0^2 \sigma n_e}{2\pi c} \sqrt{\frac{3k_B T_e}{m_e}}. \quad (2.51)$$

Für  $\sigma \approx 3.8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  /Bro67/,  $\lambda_0 = 587.6 \text{ nm}$ ,  $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und  $T_e = 5 \text{ eV}$  ergibt sich  $\Delta\lambda \approx 0.02 \text{ nm}$ . Im Gegensatz zum Beitrag der Ionen zeigt die Elektronenstoß-Verbreiterung eine Temperaturabhängigkeit.

Das insgesamt resultierende Linienprofil setzt sich zusammen aus einer Überlagerung aller möglicher durch die Ionenfelder erzeugter Stark-Komponenten, die ihrerseits Elektronenstoß-verbreitert sind. Während die quasistatische Theorie also besonders die Flanken einer Stark-verbreiterten Linie gut wiedergibt, beschreibt die Stoßdämpfungstheorie vor allem das Linienzentrum. Abhängig von der Art des Strahlers und der emittierten Linie haben diese beiden Beiträge jedoch unterschiedliches Gewicht.

Das wasserstoffähnliche HeII-Ion zeigt eine lineare Stark-Aufspaltung in dem quasistatischen Mikrofeld der störenden Ionen. Für Linien ohne starke zentrale unverschobene Stark-Komponente (HeII, 320.2 nm) ist die Verbreiterung praktisch nur von diesem Ionenbeitrag abhängig und läßt sich mit der quasistatischen Näherung bestimmen. Die detaillierte Linienform allerdings hängt vom Elektronenbeitrag ab und kann zur Bestimmung der Linienbreite mit ausreichender Genauigkeit durch ein Lorentz-Profil angenähert. Die Verbreiterung von Linien mit starker zentraler unverschobener Komponente (HeII, 468.6 nm) ist meist vollständig bestimmt durch die Elektronenstoß-Verbreiterung dieser zentralen Komponente. Die Halbwertsbreite des Lorentzförmigen Linienprofils kann daher mit der Stoßdämpfungstheorie berechnet werden.

Die Stark-Verbreiterung von HeI-Atomen wird im wesentlichen durch Elektronenstöße bestimmt und kann ebenfalls mit der Stoßnäherung berechnet werden. Die Ionenfelder machen sich lediglich durch den vergleichsweise unwichtigen quadratischen Starkeffekt im Linienprofil bemerkbar. Auch hier ist das Linienprofil somit Lorentzförmig.

Neuere quantenmechanische Berechnungen der Stark-Verbreiterung, die über die beschriebenen Näherungsmethoden hinausgehen, werden in /Gri74/ diskutiert.

Ein spezieller Fall ergibt sich bei einem oberen HeI-Linienniveau, das energetisch nahe bei einem Zustand gleicher Haupt- aber anderer Drehimpulsquantenzahl liegt. Nur etwa  $10^{-3} \text{ eV}$  trennen beispielsweise den oberen Zustand  $4^3D$  der Linie 447.15 nm mit einer Energie  $E_2 = 23.7296 \text{ eV}$  /Bas75/ von dem darüberliegenden Zustand  $4^3F$ . Der Übergang  $4^3F - 2^3P$  mit einer Änderung der Bahndrehimpulsquantenzahl um  $|\Delta\ell| = 2$  verstößt allerdings gegen die Drehimpulsauswahlregel  $|\Delta\ell| = 1$ , ist also kein optisch erlaubter Dipolübergang. Das durch Ionen erzeugte Mikrofeld vermischt jedoch die ungestörten Wellenfunktionen dieser beiden atomaren Zustände und hebt das Verbot teilweise auf /Bar61/. Dadurch

erscheint bei 446.99 nm eine sogenannte verbotene Linie, deren Intensität mit steigender Plasmadichte relativ zur erlaubten Linie zunimmt. Gleichzeitig wächst der Abstand der Linienzentren, die nur im Grenzfall verschwindender Störerdichte bei den angegebenen Wellenlängen zu finden sind. Wird die Elektronenstoß-Verbreiterung von erlaubter und verbotener Linie wesentlich größer als dieser Abstand, dann können die beiden Zustände bezüglich ihres Bahndrehimpulses als vollständig entartet gelten. Dies ist für  $n_e \geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  der Fall /Gre74/. Beide Linien haben in diesem Dichtebereich bereits annähernd gleiche Intensität /Bar75/, so daß sich das resultierende annähernd symmetrische und temperaturunabhängige Linienprofil mit seinem Zentrum bei  $\lambda_0 \approx 447.07 \text{ nm}$  unter Verwendung der quasistatischen Theorie analog der entsprechenden in der Form ähnlichen Wasserstofflinie  $H_\beta$  ( $n'=4, n=2$ ) berechnen läßt /Wul58/. Diese Linie besitzt ebenfalls keine starke zentrale unverschobene Stark-Komponente. Da die Frequenzabhängigkeit ihres Profils qualitativ der HeII-Linie bei 320.2 nm entspricht, müßte in grober Näherung die Halbwertsbreite aller drei Linien proportional ein und derselben Funktion  $f(n_e)$  sein /Hey75/ und sich durch das Anpassen eines Lorentz-Profiles bestimmen lassen. Eine befriedigende allgemeine theoretische Beschreibung der Starkverbreiterung der Linie bei 447.15/446.99 nm wurde bisher allerdings noch nicht gefunden. Lediglich für jeweils eine Dichte berechnete Linienprofile zeigen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Er-

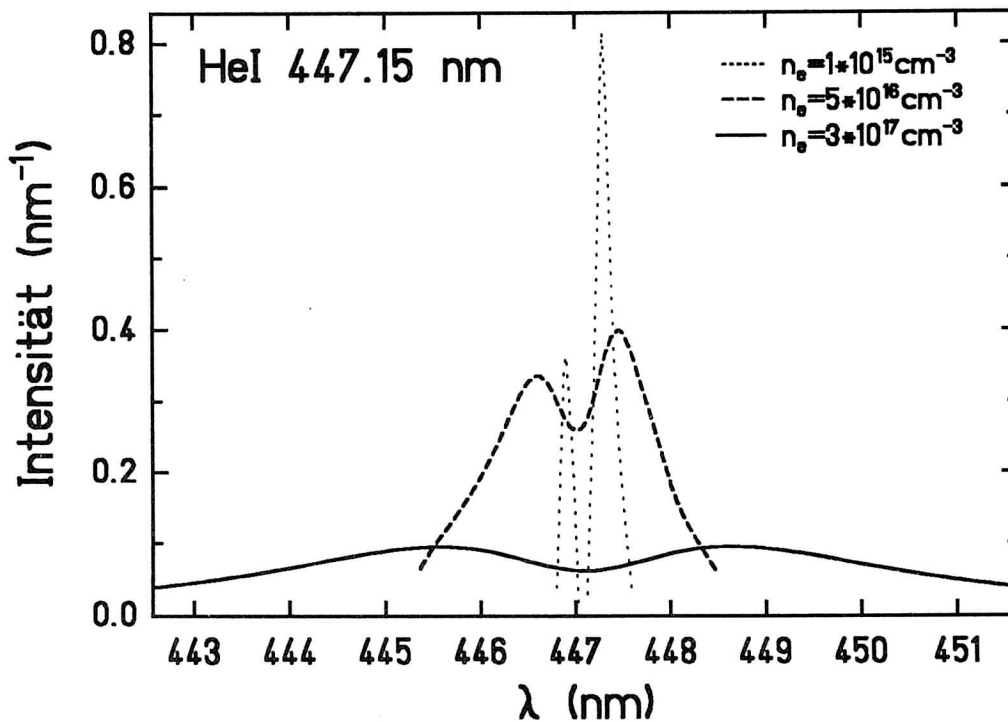


Abb. 2.6: Linienprofil der erlaubten und der verbotenen HeI-Linie bei 447.15 nm.

gebissen. In Abbildung 2.6 sind gemessene und auf die Fläche 1 normierte Linienprofile für Elektronendichten von  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  /Böt63/,  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  /Haw74/ und  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  /Gre74/ dargestellt. Entsprechende theoretische Linienprofile von /Sas75/, /Dev74/ und /Gri64/ zeigen nur unwesentliche Abweichungen.

### 2.2.5 Elektronendichte

Unter Anwendung von quasistatischer und Stoßnäherung ergibt sich für HeI-Linien mit einem Fehler von etwa 20% /Wie65/ eine theoretische Stark-Verbreiterung /Gri64/.

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} \approx 2 \cdot 10^{-17} \left[ 1 + 1.75 \cdot 10^{-4} A \sqrt[4]{n_e/\text{cm}^{-3}} \right] W (n_e/\text{cm}^{-3}) \text{ nm} \quad (2.52)$$

$$\text{für } n_e \leq 5.44 \cdot 10^{17} (T_e/\text{eV})^3 \text{ cm}^{-3}.$$

Die temperaturabhängigen Parameter  $A$  und  $W$  sind für Temperaturen  $1 \text{ eV} < T_e < 7 \text{ eV}$  mit einem Fehler unter 15% in Tabelle 2.3 angegeben /Gri64, Gri74/.

Tab. 2.3: Konstanten für Formel (2.52).

$\lambda_0$ (nm)	$A$	$W$
388.9	0.0680	0.1150
447.2	0.7320	0.1092
587.6	0.0597	0.1740

Für die Linien bei 388.9 nm und 587.6 nm werden experimentelle Halbwertsbreiten im Rahmen der angegebenen Fehlergrenzen gut wiedergegeben /Wie65/. Durch das Auftreten der verbotenen Komponente kann dies auf die Linie bei 447.2 nm allerdings kaum zutreffen. Mangels einer geeigneten theoretischen Berechnung wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Sichtung des verfügbaren experimentellen Materials vorgenommen. Die gemessenen Linienbreiten sind als Funktion der Elektronendichte in Abbildung 2.7 zusammengefaßt. Ergänzt werden sie durch die für  $n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und  $T_e = 1.7 \text{ eV}$  geltende theoretische Beziehung /Gri64/

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = 1.797 \cdot 10^{-11} (n_e/\text{cm}^{-3})^{\frac{2}{3}} \text{ nm}. \quad (2.53)$$

Nach /Wie65/ ist sie auch bei leicht abweichender Dichte und Temperatur anwendbar. Ebenfalls angegeben ist Formel (2.52), die erwartungsgemäß von den experimentellen Werten abweicht. Eine bis auf einen konstanten Faktor gute Übereinstimmung zeigt dagegen die für die Wasserstofflinie  $H_\beta$  geltende Gleichung /Wey88/

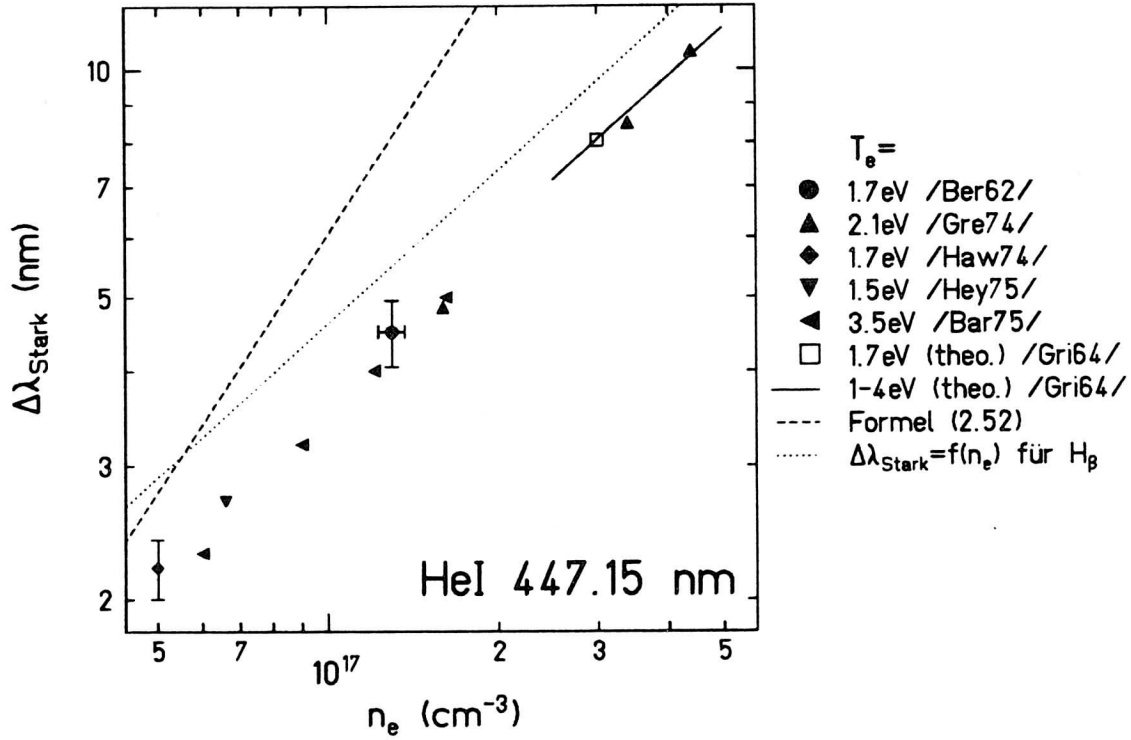


Abb. 2.7: Stark-Halbwertsbreiten der HeI-Linie bei 447.15 nm.

$$n_e = 1.03 \cdot 10^{16} (\Delta\lambda_{Stark}/\text{nm})^{1.488} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.54)$$

Naheliegender ist daher eine Näherung der Messwerte durch eine Funktion der Form  $\Delta\lambda_{Stark} = a n_e^b$  womit sich schließlich für die HeI-Linie bei 447.2 nm für  $n_e \geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und  $1 \text{ eV} \leq T_e \leq 5 \text{ eV}$  ergibt:

$$n_e = 1.784 \cdot 10^{16} (\Delta\lambda_{Stark}/\text{nm})^{1.366} \text{ cm}^{-3} \quad (2.55)$$

Dabei muß mit einem Fehler von 15% gerechnet werden.

Für die beiden HeII-Linien liegen empirische Formeln für die Berechnung der freien Elektronendichte mit Hilfe der Stark-Verbreiterung bereits vor.

Mit den Daten aus /Ber81/ ergibt sich für die 468.6 nm-Linie mit einem Fehler von 10 – 15% /Pit83/:

$$n_e = 3.308 \cdot 10^{17} (\Delta\lambda_{Stark}/\text{nm})^{1.21} \text{ cm}^{-3} \quad (2.56)$$

$$\text{für } 5 \cdot 10^{16} \leq n_e \leq 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Mit Hilfe weiterer Messungen konnte diese Beziehung bestätigt und ihr Gültigkeitsbereich bis  $n_e = 2.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  erweitert werden /Pit86, Gaw88/. Die Temperaturabhängigkeit verursacht in dem in dieser Arbeit betrachteten Dichte- und Temperaturbereich einen Fehler von weniger als 5% und ist damit vernachlässigbar /Ack85/. Darüberhinaus besteht eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Beziehungen in /Gri61/ und /Gri64/, die bis  $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ausgeführt sind.

Die entsprechende Beziehung für die 320.2 nm-Linie lautet mit einer Genauigkeit von etwa 15% /Ack85, Pit86/:

$$n_e = 9.179 \cdot 10^{16} (\Delta\lambda_{\text{Stark}}/\text{nm})^{1.35} \text{ cm}^{-3} \quad (2.57)$$

$$\text{für } 1 \cdot 10^{16} \leq n_e \leq 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Auch sie wird gut durch theoretische Ergebnisse /Gri61, Gri64/ wiedergegeben.

Abbildung 2.8 zeigt die mit Hilfe der angegebenen Formeln berechnete Stark-Verbreiterung aller in dieser Arbeit verwendeten Linien in Abhängigkeit von der freien Elektronendichte. Vergleicht man diese mit der natürlichen, der Doppler- und der Zeemann-Verbreiterung wird deutlich, daß die Messung der Halbwertsbreite einer von einem Heliumplasma der

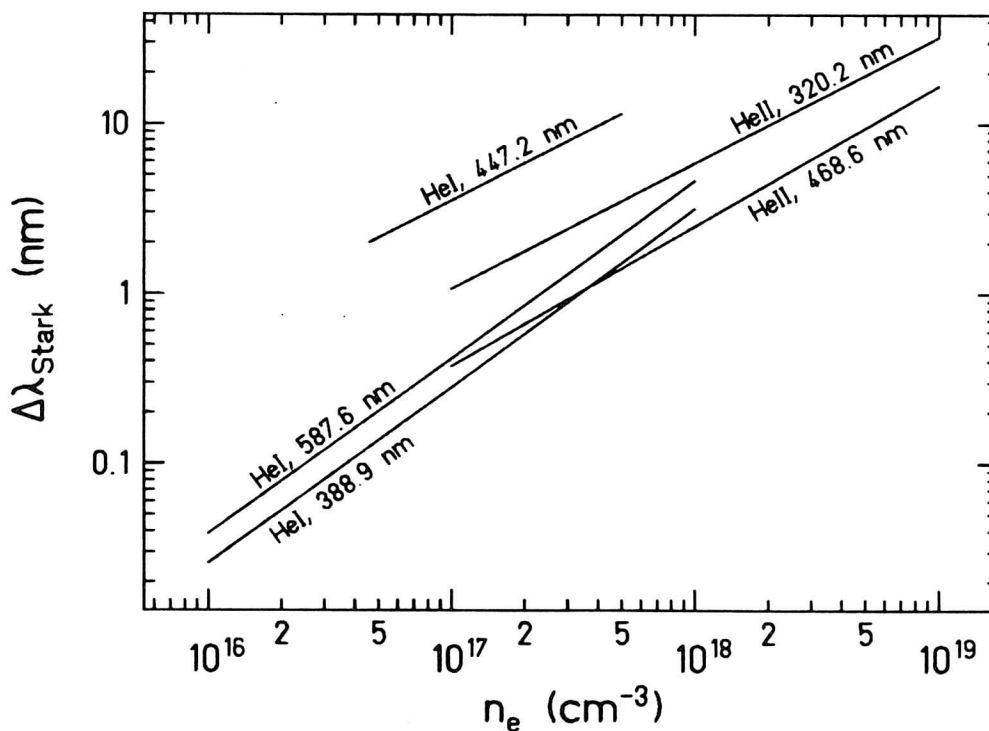


Abb. 2.8: Stark-Verbreiterung einiger Heliumlinien.

Dichte  $n_e \geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  emittierten Spektrallinie ohne nennenswerten Fehler die Stark-Verbreiterung angibt.

Wesentlich ist dabei, daß diese Stark-Verbreiterung im Prinzip ein Dichteeffekt ist und nicht empfindlich von Temperatur oder Elektronengeschwindigkeitsverteilung abhängt. Damit ist sie aber im wesentlichen unabhängig von einer LTE-Annahme und liefert auch dann zuverlässige Aussagen über die Elektronendichte, wenn ein Vorliegen von TE, LTE oder PLTE zweifelhaft oder sogar ausgeschlossen ist.

### 2.2.6 Optische Dichte

Vollkommen unberücksichtigt blieb bisher außer in Bezug auf die Resonanzlinien eine mögliche Reabsorption der im Plasmainternen produzierten Linien- und Kontinuumsstrahlung auf dem Weg zum Plasmarand durch Photoanregung, Photoionisation oder inverse Bremsstrahlung /Gri64, Wie65, Ric68, Zwi68, Bek76, Gri83/. Wichtig ist dies vor allem für Linienstrahlung, da die Form der Linienprofile beeinflußt und damit Dichte- und Temperaturmessungen verfälscht werden können. Vernachlässigt man Absorptionsprozesse, so ergibt sich die vom Plasma entlang der Sichtlinie durch seine Randpunkte  $a$ ,  $b$  emittierte Intensität

$$I_\nu = \int_a^b [\varepsilon_\nu^K(x) + \varepsilon_\nu^L(x)] dx = \int_a^b \varepsilon_\nu(x) dx. \quad (2.58)$$

Für ein TE- oder LTE-Plasma gilt jedoch für das Verhältnis von emittierter und effektiv absorbiertem Strahlung in jedem Volumenelement das Kirchhoff'sche Strahlungsgesetz

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\kappa'_\nu} = B_\nu(T_e). \quad (2.59)$$

Demnach verschwindet der effektive und damit die induzierte Emission berücksichtigende Absorptionskoeffizient  $\kappa'_\nu$  des Plasmas für  $\varepsilon_\nu \neq 0$  im allgemeinen nicht, was bedeutet, daß ein Lichtstrahl mit der Anfangsintensität  $I_\nu$  bei der endlichen Eindringtiefe  $x$  in einem homogenen Plasma die im Regelfall verminderte Intensität  $I' = I \exp(-\kappa'_\nu x)$  besitzt. Für die vom Plasma entlang der Sichtlinie  $a$ ,  $b$  abgestrahlte Intensität gilt dann allgemein:

$$I_\nu = \int_a^b \varepsilon_\nu(x) \exp \left[ - \int_x^b \kappa'_\nu(x) dx \right] dx \quad (2.60)$$

$$\text{mit } \varepsilon_\nu(x) = \kappa'_\nu(x) B_\nu(T_e)$$

Für ein homogenes Plasma ergibt sich daraus:

$$I_\nu = B_\nu(T_e) [1 - \exp(-\tau'_\nu)] \quad (2.61)$$

Dabei gibt  $\tau'_\nu = \kappa'_\nu(b-a)$  die optische Dichte des homogenen Plasmas entlang der Sichtlinie an. Für  $\tau'_\nu \ll 1$  (optisch dünnes Plasma) ist  $I_\nu \sim (b-a)$  und damit die emittierte Linienintensität proportional zur Anzahl der strahlenden Atome, Strahlungsabsorption kann daher vernachlässigt werden. Ist dagegen  $\tau'_\nu \gg 1$  (optisch dichtes Plasma), dann gilt  $I_\nu \approx B_\nu(T_e)$  und Strahlung aus dem Inneren des Plasmas kann nicht mehr nach außen entweichen. Lediglich eine dünne Schicht an der Plasmaoberfläche strahlt Planck'sche Strahlung der Temperatur  $T_e$  ab. Das Plasma befindet sich also annähernd im Zustand des totalen thermischen Gleichgewichts.

Im Frequenzbereich einer Spektrallinie  $\nu_0$  besteht der effektive Absorptionskoeffizient aus einem Linien- und einem Kontinuumsanteil. Im sichtbaren Spektralbereich ist der Beitrag der Photoionisation gering. Auch die inverse Bremsstrahlung läßt sich für die zu erwartenden Plasmaparameter gegenüber der Photoanregung vernachlässigen /Bek76/, so daß im wesentlichen der Linienanteil zu berücksichtigen bleibt:

$$\kappa'_\nu(x) = \frac{h\nu_0}{c} [n_1 B_{12} L_{12}(\nu) - n_2 B_{21} L_{21}(\nu)] \quad (2.62)$$

- $n_1, n_2$  = Anzahldichte der Atome/Ionen im unteren bzw. oberen Niveau  
 $B_{12}, B_{21}$  = Einsteinkoeffizient für Absorption bzw. induzierte Emission  
 $L_{12}, L_{21}$  = Linienprofil für Absorption bzw. induzierte Emission.

Mit  $g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$ , Absorptionsoszillatorstärke  $f_{12} = 4m_e h \nu_0 \epsilon_0 B_{12} / e^2$  und  $L_{12}(\nu) = L_{21}(\nu) = L(\nu)$  (gilt für LTE-Plasmen) /Hüb82/ folgt:

$$\kappa'_\nu = \frac{e^2}{4m_e \epsilon_0 c} f_{12} \left[ n_1 - n_2 \frac{g_1}{g_2} \right] L(\nu) \quad (2.63)$$

Die Absorption  $\kappa'_\nu \sim L(\nu)$  ist also im Linienzentrum  $\nu_0$  maximal. Bei wachsender optischer Dichte des homogenen Plasmas wird daher die Planck-Intensität zuerst im und danach in einem an Breite zunehmenden Bereich um das Linienzentrum erreicht. Dadurch verliert die Linie ihre charakteristische Form und bildet um ihr Zentrum ein Plateau, dessen Intensität gleich der eines thermischen Strahlers entsprechender Temperatur ist. Für eine optische Dichte im Linienzentrum  $\tau'_{Peak} \leq 0.1$  ist noch keine nennenswerte Auswirkung auf die Linienprofile zu erwarten und das Plasma kann als optisch dünn betrachtet werden. Linien mit  $\tau'_{Peak} \leq 0.5$  lassen sich noch für eine hinreichend genaue Halbwertsbreitenbestimmung nutzen, wenn dabei nur die Linienflanken verwendet werden. Bei größerer optischer Dichte ist eine Linie allerdings für spektroskopische Untersuchungen nicht mehr geeignet. Anzumerken bliebe noch, daß bei starker Absorption einer Emissionslinie in ausgedehnten kälteren Randschichten eines inhomogenen Plasmas eine Vertiefung ('Absorptionsdip') in der Mitte des Linienplateaus erscheint, das darüberhinaus die Planck-Intensität nicht mehr ganz erreicht.

Im Zentrum einer Lorentz-Linie mit der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda$  ergibt sich für den effektiven Absorptionskoeffizienten des homogenen Plasmas mit

$$L(\nu) = \frac{\lambda^2}{c} L(\lambda) \quad (2.64)$$

und

$$\int L(\lambda) d\lambda = \frac{\pi}{2} \Delta\lambda L(\lambda_0) = 1 \quad (2.65)$$

unter Berücksichtigung einer Boltzmann-Verteilung die Beziehung

$$\kappa'_{Peak} = \frac{e^2}{2\pi m_e \epsilon_0 c^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} f_{12} \left[ \exp\left(-\frac{E_1}{k_B T_e}\right) - \exp\left(-\frac{E_2}{k_B T_e}\right) \right] \frac{g_1}{Z(T_e)} n. \quad (2.66)$$

Die totale Anzahldichte  $n$  der Teilchen eines Ionisationszustandes läßt sich aus der Saha-Gleichung berechnen. Im Falle einer Stark-verbreiterten Linie kann man außerdem  $\Delta\lambda \approx \Delta\lambda_{Stark}(n_e)$  annehmen. Abbildung 2.9 zeigt den effektiven Absorptionskoeffizienten  $\kappa'_{Peak}$  im Linienzentrum für alle verwendeten Linien bei drei verschiedenen Elektronendichten in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Berechnung der Anzahldichten wurde aus Abschnitt 2.2.1 übernommen und unter Verwendung einer Näherungsformel für die Zustandssummen (/Gri64/, Gl. 6-43) auf  $T_e > 9.5$  eV erweitert. Alle übrigen erforderlichen Werte zeigt Tabelle 2.4 /Gri64, Wie66, Bas75/.

Tab. 2.4: Konstanten für Formel (2.66).

$\lambda_0$ (nm)	$E_1$ (eV)	$E_2$ (eV)	$g_1$	$f_{12}$
388.9	19.82	23.00	3	0.06446
447.2	20.96	23.73	9	0.1250
587.6	20.96	23.07	9	0.6090
320.2	48.34	52.21	18	0.1506
468.6	48.34	50.99	18	0.8421

Betrachtet man die Ergebnisse in Abbildung 2.9, so werden vor allem zwei Dinge deutlich. Unter den HeI-Linien ist die bei 587.6 nm für die Temperatur- und Dichtebestimmung in den betrachteten Bereichen praktisch ungeeignet, denn für typische minimale Plasmaabmessungen von  $(b-a) \approx 1$  cm ist  $\tau'_{Peak} = (b-a)\kappa'_{Peak} \geq 0.8$ . Keine besonderen Einschränkungen ergeben sich in dieser Hinsicht bei den beiden übrigen HeI-Linien für  $n_e \leq 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> und  $T_e \geq 2$  eV. Allerdings wird die Linie bei 388.9 nm aufgrund ihrer erheblich geringeren Stark-Verbreiterung nur ungenauere Dichtewerte liefern, wohingegen die Formel für die Temperaturbestimmung durch das Auftreten der verbotenen Komponenten nicht auf die 447.2 nm-Linie anwendbar ist.

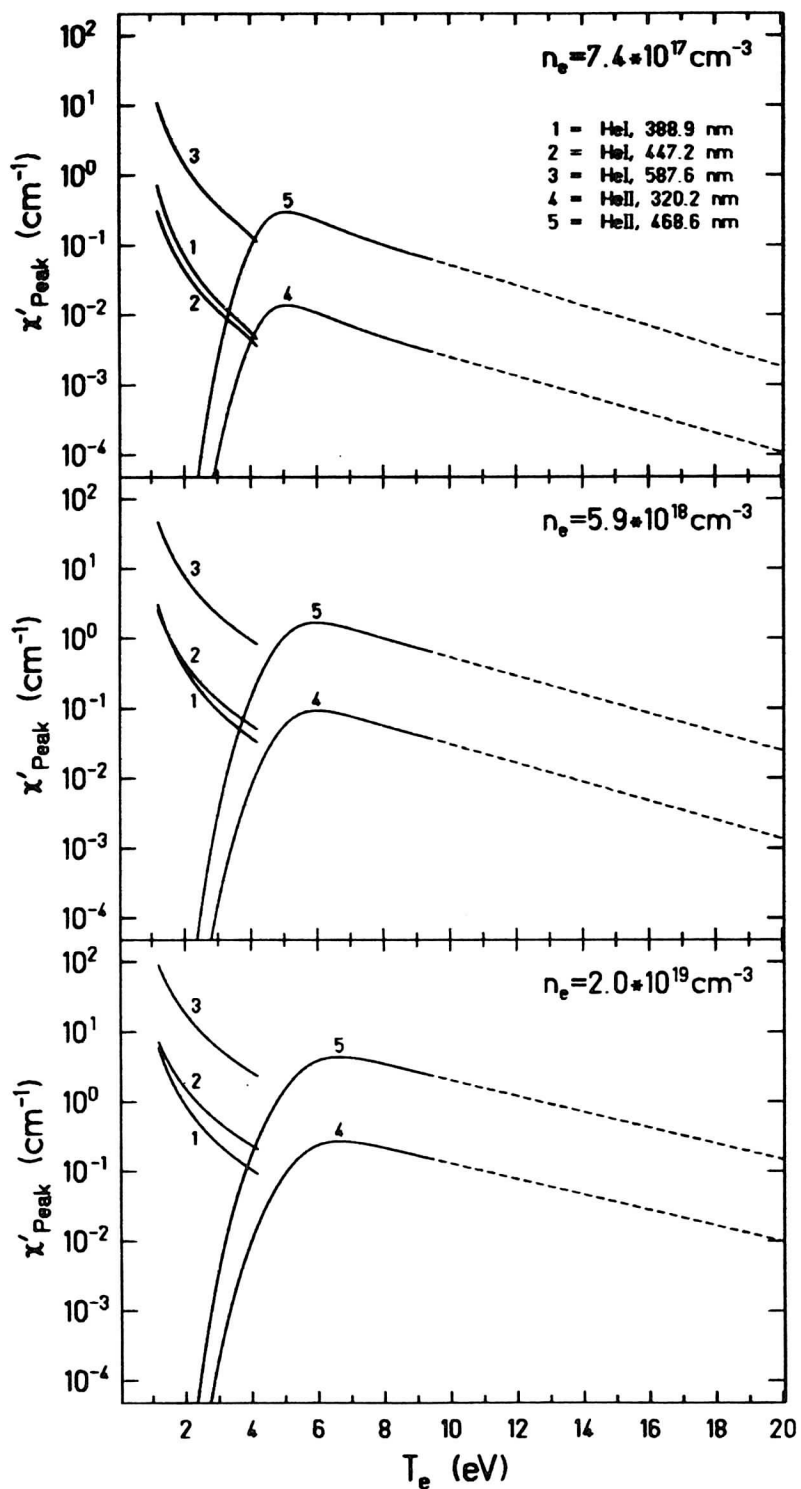


Abb. 2.9: Effektiver Absorptionskoeffizient im Zentrum einiger Heliumlinien.

Desweiteren liegt der effektive Absorptionskoeffizient der 320.2 nm-Linie um mehr als eine Größenordnung unter dem der 468.6 nm-Linie, so daß diese Linie unter allen Umständen ein unverfälschteres Linienprofil aufweisen wird. Dies ist vor allem dann wichtig, wenn räumlich ausgedehntere Plasmen untersucht werden sollen, bei denen die 468.6 nm-Linie nicht mehr zur Bestimmung der Plasmaparameter herangezogen werden kann. Allerdings hat die Linie bei 320.2 nm durch ihre kleinere spontane Zerfallsrate und die größere Stark-Verbreiterung eine geringere Intensität  $I_\nu$ , was bei hohen Dichten die Bestimmung der Linienbreite erschweren kann. Darüberhinaus wird sie nur bis zu einer Dichte von etwa  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  emittiert, da danach ihr oberes Niveau  $n = 5$  durch die Erniedrigung der Ionisationsenergie im Bereich der freien Zustände liegt.

### 2.2.7 Linienverschiebung

Die Wechselwirkung des strahlenden Atoms oder Ions mit umgebenden Plasmateilchen führt nicht nur zu einer Verbreiterung, sondern auch zu einer meßbaren Verschiebung der emittierten Spektrallinie relativ zu der im ungestörten Zustand beobachteten zentralen Wellenlänge. Die Form des verbreiterten Linienprofils bleibt dabei unverändert /Gri74/.

Für die Verschiebung zahlreicher HeI-Linien liegt eine bedingt mit empirischen Daten übereinstimmende theoretische Formel vor /Gri64, Gri74/. Dagegen herrscht in der Literatur bisher Uneinigkeit darüber, welcher der zahlreich vorgeschlagenen theoretischen Mechanismen die erheblich größere Linienverschiebung der ionisierten Heliumlinien wesentlich beeinflusst (siehe umfangreiche Literaturangabe in /Gaw90/). Aussagen hierzu kann bisher nur das Experiment liefern. In /Gaw89, Gaw90/ wird daher die Rot-Verschiebung der 468.6 nm-Linie bei freien Elektronendichte um  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  untersucht und mit den vorliegenden Theorien verglichen. Damit konnte die bisher bei vergleichbaren Messungen /Pit80/ erreichte maximale Dichte wesentlich erhöht werden. Es ergab sich, daß die Verschiebung allein auf den Energieaustausch zwischen strahlenden HeII-Ionen und störenden Elektronen zurückgeführt werden kann, der die Lage der Ionenenergieniveaus beeinflusst. Die Elektronenstoßnäherung stellt demnach ein geeignetes Verfahren zur Berechnung von Linienverschiebungen der HeII-Ionen dar. Die so berechneten Resultate wurden in einer kompakten Gleichung zusammengefaßt /Gaw89, Gaw90/, die zudem die experimentellen Ergebnisse sehr gut wiedergibt. Für die Rotverschiebung der HeII-Linien gilt:

$$\delta\lambda = 10^{-19} \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \left[ \frac{1}{(T_e/\text{eV})^2} + \frac{(T_e/\text{eV})}{16} + \frac{5}{4} \right] \text{ nm} \quad (2.67)$$

$$\text{für } 5 \cdot 10^{17} \leq n_e \leq 2.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ und } 4 \leq T_e \leq 9 \text{ eV}$$

Da nur eine schwache Temperaturabhängigkeit besteht, kann die Verschiebung der HeII-Linie bei 468.6 nm als zweite  $n_e$ -Diagnostik-Methode verwendet werden und die Stark-Verbreiterungs-Messungen ergänzen.

## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau

### 3.1 Die z-Pinch-Apparatur

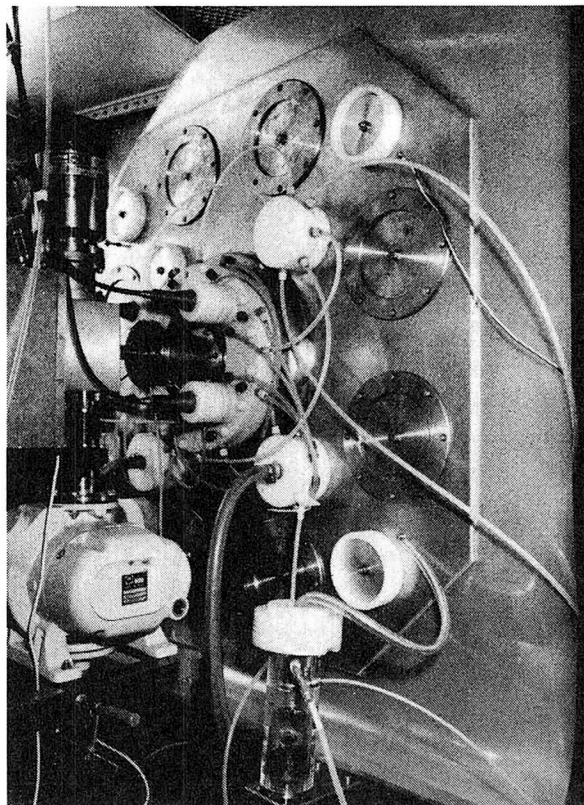


Abb. 3.1: Fotografie des z-Pinchs während der Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkungsexperimente /Die91/. Die Höhe der Kollektorplatten beträgt etwa 1.6 m. (Foto: Zschau, GSI)

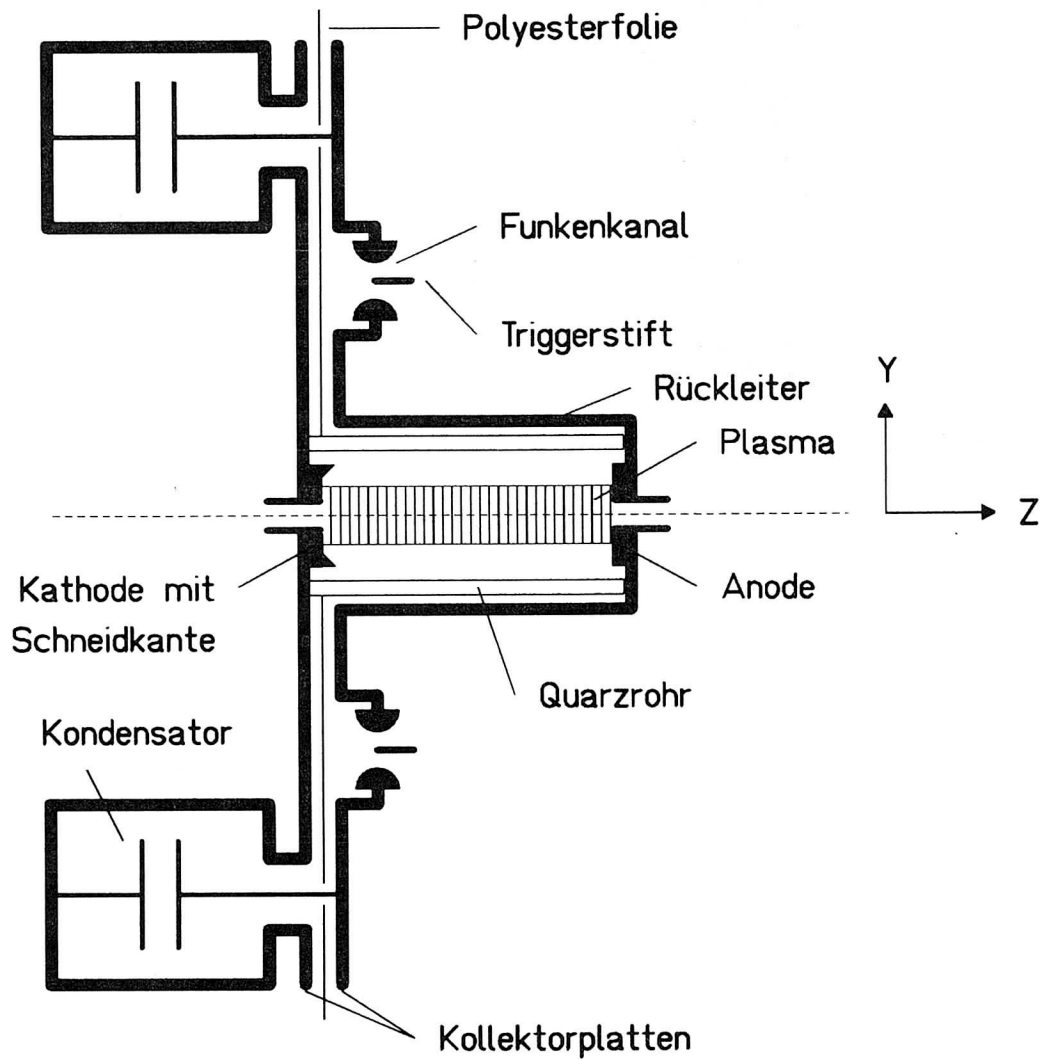
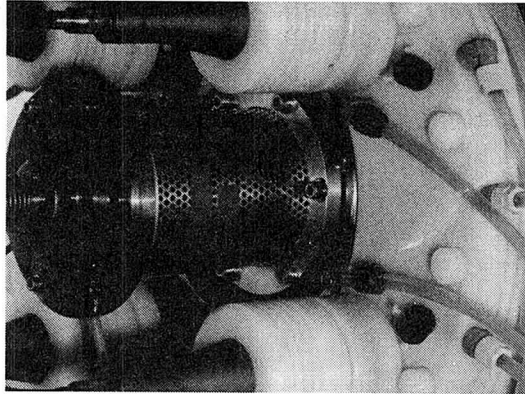


Abb. 3.2: Schematischer Aufbau der z-Pinch-Anlage.

Die in dieser Arbeit untersuchte z-Pinch-Apparatur wurde am Fraunhofer-Institut für Lasertechnik eigens für die Experimente zur Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung entwickelt und gebaut. Abbildung 3.1 zeigt ein Foto der Anlage, ihr Aufbau wird in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in /Nol89, Kun90, Kun90a/, daher sollen hier nur die wesentlichen Merkmale kurz diskutiert werden.

Prinzipiell besteht das Entladungsexperiment aus einem Energiespeicher, einem Schalter, einem Entladungsvolumen und einem alles verbindenden Stromleiter. Zur Energiespeicherung werden in der Regel Kondensatorbänke verwendet, hier bestehend aus acht parallel geschalteten Kondensatoren mit einer Gesamtkapazität von  $4 \mu\text{F}$ . Um eine möglichst



**Abb. 3.3:** Fotografie des Entladefäßes mit dem perforierten Rückleiter. (Foto: Zschau, GSI)

symmetrische z-Pinch-Entladung zu erreichen, sind diese symmetrisch um das Plasmaentladungsgefäß angeordnet. Die elektrisch leitende und gleichzeitig mechanisch tragende Verbindung aller Systemkomponenten stellen zwei parallele, gegeneinander isolierte und damit als Bandleiter wirkende Kollektorplatten her.

Als Schalter dient eine mit Stickstoff gefüllte Hochdruck-Funkenstrecke, die aus acht ebenfalls kreisförmig um den Entladungsrezipienten angeordneten Elektrodenpaaren besteht. Durch eine jeweils dazwischen liegende Triggerelektrode ist eine aktive Triggerung der Funkenstrecke nach dem Prinzip der Feldverzerrungsmethode möglich. Nach Aufladen der Kondensatoren wird dazu an diese Schaltelektroden über abgeschirmte Kabel der in der Größenordnung der Ladespannung liegende Hochspannungspuls eines zweistufigen Marx-Generators angelegt. Dieser führt zu einem Überschlag zwischen den Trigger- und den auf Hochspannung liegenden Hauptelektroden. Die dabei entstehende Überspannung zwischen den Schalt- und den anderen Hauptelektroden führt zur Ausbildung von acht niederohmigen Plasmakanälen, die die Funkenstreckenelektroden elektrisch leitend verbinden und damit den Schalter schließen. Bei einer Anstiegsrate des Hochspannungspulses von etwa 40 kV/ns erfolgt dies nach weniger als 2 ns. Nach jeder Entladung wird das Funkenstreckenvolumen mit Stickstoff gespült, um Verbrennungsprodukte zu entfernen und Ablagerungen zu verhindern. Hier ist der gravierendste Nachteil dieses Hochleistungsschalters erkennbar, nämlich seine nur sehr begrenzte Lebensdauer /Fra91/. Starke Elektrodenerosion und in den Isolator eingebrannte Entladungskanäle, über die der Stromfluß bevorzugt einsetzt, machen eine stetige Erhöhung des Funkenstreckendrucks erforderlich, wenn eine vorzeitige Zündung noch vor Erreichen der maximalen Ladespannung vermieden werden soll (Paschen-Regel /Ger86/). Mit steigendem Druck wird allerdings die mittlere Zündverzugszeit und damit auch der mittlere zeitliche Abstand zwischen der Zündung verschiedener Funkenkanäle größer. Um eine symmetrische z-Pinch-Entladung zu erzielen, ist aber gerade ein möglichst gleichzeitiges Zünden aller acht Kanäle notwendig. Nach

fast dreijährigem experimentellen Einsatz und bei einem erforderlichen Stickstoffdruck von über 5 bar konnte die Anlage dieser wichtigen Anforderung nicht mehr genügen. Darum wurden vor Beginn der Messungen Funkenstrecken- und Triggerelektroden und der diese als Isolator umhüllende Kunststoffkörper ausgetauscht. Daraufhin konnte mit einem Druck von unter 2 bar gearbeitet werden. Der mit Hilfe einer in /Kun90/ beschriebenen Methode gemessene zeitliche Abstand zwischen dem zuerst und dem zuletzt zündenden Funkenkanal lag unter 15 ns.

Den Kern der Anlage bildet das zylinderförmige Entladegefäß (Abbildung 3.3). An den Stirnflächen schließen es eine Kupfer- (Anode) und eine Messingelektrode (Kathode) im Abstand von 20.3 cm ab. Begrenzt wird das Entladungsvolumen durch einen Quarzglaszylinder mit einem Innendurchmesser von 10.4 cm und 0.3 cm Wandstärke. Seine spektrale Transparenz reicht herab bis zu einer Wellenlänge von etwa 200 nm /Koh86/, was die Beobachtung der HeII-Linie bei 320.2 nm ermöglichte. Die Rückführung des im Plasma fließenden Stroms erfolgt über einen mit einem mittleren Durchmesser von 11.8 cm koaxial um den Glaskolben liegenden zylinderförmigen Leiter aus perforiertem 0.44 cm dicken Aluminiumblech. Der Durchmesser der Löcher im Rückleiter beträgt 0.39 cm. Das Entladegas wird über ein regelbares Feindosierventil zugeführt. Gleichzeitig wird permanent abgepumpt, so daß sich ein Flußgleichgewicht im Niederdruckbereich von einigen Millibar einstellt. Dieser stetige Gasaustausch soll eine Beeinflussung der Entladung durch dabei abgelöstes gasförmiges Wand- und Elektrodenmaterial verhindern. Um bei

Tab. 3.1: Daten der z-Pinch-Anlage.

Entladungskreis:		
Kapazität	$C_0$	= 4 $\mu$ F
Ohmscher Widerstand	$R_0$	= 10 m $\Omega$
Induktivität	$L_0$	= 15.4 nH
Ladespannung	$U$	= 30 bzw. 32.5 kV
Gespeicherte Energie	$E$	= 1.8 bzw. 2.1 kJ
Entladungsgefäß:		
Länge	$l$	= 20.3 cm
Durchmesser	$d$	= 10.4 cm
Füllgas	He	
Druck	$p_0$	= 2 bzw. 1 mbar
Schußfrequenz	0.5/min	

der Zündung einen symmetrischen Plasmahohlzylinder zu erzeugen, besitzt die Kathode an ihrem Rand eine Schneidkante, die durch das Quarzglas isoliert dem Anodenrückleiter gegenüber steht. Durch die Überhöhung des elektrischen Feldes bricht zuerst eine Gleitentladung an der Glaszylinderinnenseite von der Schneidkante zur Anode durch, die in typischerweise etwa 10 ns eine leitfähige Plasmaschicht in unmittelbarer Nähe der Glasoberfläche erzeugt. Deren weiteres dynamisches Verhalten wird durch den in Abschnitt 2.1.1 vorgestellten Pinch-Effekt bestimmt. Um einen Ionenstrahl in das Plasma injizieren zu können, blieb die Symmetriachse der Entladung optisch frei und besitzen Anode und Kathode Blendenöffnungen mit einem Durchmesser von 0.3 cm.

Während der Experimente wird die z-Pinch-Apparatur in einer HF-dichten Meßkabine aufgebaut, die die optischen Diagnosesysteme gegen den mit der Entladung verknüpften hohen Pegel an elektromagnetischer Störstrahlung abschirmt.

Insgesamt erlaubt die Anlage eine aktiv triggerbare, symmetrische und reproduzierbare Zündung der z-Pinch-Entladung. Dabei wurde sie für Spannungen von bis zu 50 kV und 500 kA Maximalstrom ausgelegt. Zudem ist der Entladekreis mit einer Induktivität von 15.4 nH sehr niederinduktiv, was eine für die schnelle Kompression des Piston wesentliche hohe Stromanstiegsrate gewährleistet. Die wichtigsten Daten der z-Pinch-Anlage sind in Tabelle 3.1 nochmals zusammengefaßt.

## 3.2 Plasmadiagnostik

Die räumlich, zeitlich und spektral aufgelöste Messung der sichtbaren Lichtemission eines Heliumplasmas der beschriebenen z-Pinch-Anlage soll Informationen über seine Dynamik, Dichte und Temperatur liefern. Nachdem Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen eingehend behandelte, werden nun ohne auf Ergebnisse der Messungen einzugehen (siehe Kapitel 4) die rein experimentellen Aspekte der angewandten Diagnostikmethoden diskutiert.

### 3.2.1 Strommessung

Der wichtigste Parameter des elektrischen Entladekreises ist der zeitabhängige Entladestrom, dessen Messung über einen induktiven Stromsensor erfolgte. Hierzu ist in der Kathode eine Ringnut angebracht, in der durch den Entladestrom ein azimuthales Magnetfeld und durch dessen Änderung wiederum eine Spannung induziert wird. Mit der Induktivität des Sensors  $L_S = 190$  pH gilt für diese zeitvariable Sensorspannung

$$U_S = L_S \frac{dI}{dt}.$$

Sie wurde mit Hilfe eines Mehrkanaloszillographen (Tektronix, DSA, Bandbreite 1 GHz) aufgezeichnet. Durch numerische Integration des gemessenen  $(dI/dt)$ -Signals ergab sich der Entladestrom  $I(t)$  als Funktion der Zeit.

### 3.2.2 Messung des Plasmaeigenleuchtens

Das zeitabhängige Plasmaeigenleuchten wurde über den sichtbaren Spektralbereich wellenlängenintegriert mit zwei PIN-Photodioden (Hamamatsu PIN-Diode C1083), die eine Anstiegszeit von 0.5 ns besitzen /Ham89/, und dem auch für die Strommessung verwendeten Oszillographen registriert. Die Lichtübertragung vom Plasma zur außerhalb der Abschirmkabine aufgebauten Meßapparatur erfolgte über zwei Fiberoptikkabel. Diese wurden etwa in der Mitte zwischen den Elektroden in ein Loch des Rückleiters (SIDE ON-Messung) und in etwa 13 cm Abstand axial vor die durch ein Quarzglasfenster vakuumdicht abgeschlossene Anodenblende (END ON-Messung) montiert und mit Hilfe eines He-Ne-Lasers justiert. Durch den geringen Blendendurchmesser von 0.3 cm und den großen Abstand zwischen Anode und Lichtwellenleiter ist gewährleistet, daß END ON nur Licht aus einem kleinen axialen Raumwinkelbereich registriert wird (siehe Abbildung 3.4A).

### 3.2.3 Räumlich aufgelöste Messung der Strahlungsemission

Für alle weiteren Untersuchungen des Plasmas wurde eine Streak-Einheit (Hamamatsu, Slow Speed Streak Unit M2548 und Temporal Disperser C2830) mit angeschlossener CCD-Kamera (Hamamatsu, CCD-Camera Head C3140) verwendet. Das durch den schmalen horizontalen Eintrittsschlitz der Streakereinheit einfallende Licht löst Elektronen aus einer Photokathode aus, die beschleunigt und über ein nach dem Prinzip der Sekundärelektronenvervielfachung verstärkendes Micro Channel Plate (MCP) auf einen Phosphorschirm abgebildet werden. Mit Hilfe einer zeitabhängigen Ablenkspannung wird dabei das in einer Dimension ortsaufgelöste streifenförmige Elektronenbild senkrecht zur Schlitzenebene über die MCP bewegt (Streakmode) und man erhält auf dem Phosphorschirm ein zweidimensionales Bild der einfallenden Lichtintensität, bei dem die horizontale Achse den Ort, die vertikale die Zeit angibt. Dieses Bild wird mit der CCD-Kamera aufgenommen und liegt dann in digitalisierter Form als 511 (Orts-)  $\times$  480 (Zeitachse) Matrix vor. Die spektrale Empfindlichkeit des Gesamtsystems überdeckt den Bereich von 200 nm – 850 nm. Bei allen zeitaufgelösten Messungen wurde die Ablenkgeschwindigkeit der Elektronen so gewählt, daß die gesamte Zeitachse 1.17  $\mu$ s, 2.86  $\mu$ s oder 5.76  $\mu$ s entsprach. Die dazu erforderliche Zeiteichung lieferten Aufnahmen eines Schwerionenstrahls, dessen Mikropulse einen konstanten zeitlichen Abstand haben, und Skalierungsfaktoren im Datenblatt zur Streak-Kamera /Ham89/. Da Abbildungsfehler in der Licht- und Elektronenoptik von Streakereinheit und CCD-Kamera, mögliche Abweichungen von einer konstanten Ablenkgeschwindigkeit und Fehler in der Zeiteichung vernachlässigbar sind, beschränkt im wesentlichen die für eine ausreichende Intensität nötige endliche Breite des Eintrittsschlitzes der Streakereinheit die erreichbare Zeitauflösung. Mit der für alle Aufnahmen eingestellten Schlitzbreite von 50  $\mu$ m beträgt die Zeitunschärfe für die drei Streakgeschwindigkeiten 6 ns, 15 ns und 30 ns. Bei vollständiger Öffnung des Eintrittsspalts bis zu einer Breite von 0.5 cm und Verzicht auf die Elektronenablenkung sind auch zweidimensional ortsaufgelöste Aufnahmen mit einer maximalen Belichtungszeit von 100 ns möglich (Framingmode). Die Streakereinheit hat dabei allein verstärkende Funktion.

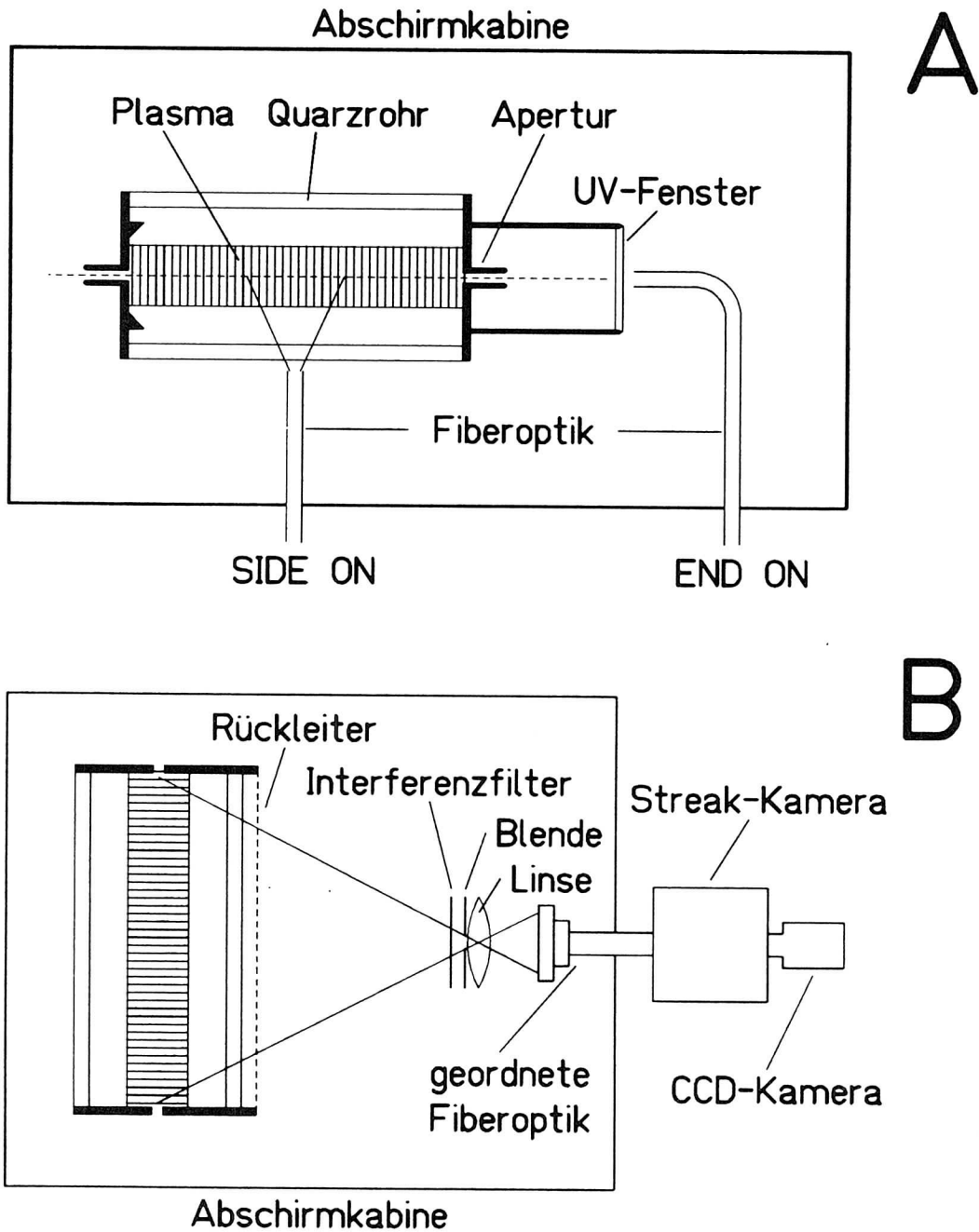


Abb. 3.4: Experimenteller Aufbau zur Plasmadiagnostik.

Zur zweidimensional orts aufgelösten Aufnahme der Entladung wurde das Plasma innerhalb der Abschirmkabine mit Hilfe einer konvexen Linse (Brennweite 25 cm, Apertur 3.8 cm) im Abbildungsmaßstab 1.5:1 auf einen  $8 \times 8$  cm messenden faseroptischen Querschnittswandler (Taper) der Firma Schott abgebildet. Damit waren 60% der Entladungslänge erfaßt, wobei konstruktiv bedingt ohnehin nur 75% der Distanz zwischen den beiden Elektroden sichtbar ist. Das mit dem ersten und einem weiteren Taper um den Faktor 10 verkleinerte Bild übertrug ein Bildleiter (geordnete Fiberoptik, Fa. Schott, Querschnitt  $0.8 \times 1$  cm, Länge 91 cm) und ein drehbares Anschlußobjektiv (Abbildungsmaßstab 1:1) auf den Eintrittsschlitz der außerhalb der Kabine stehenden Streakeinheit. Diese wurde im Fokusbereich mit einer Belichtungszeit von 100 ns betrieben. Die Genauigkeit der Ortskoordinaten beschränken im wesentlichen die unzureichenden Abbildungseigenschaften der einfachen Linse und vor allem in der Kompressionsphase des Plasmas die Belichtungszeit. Sie dürfte in der Größenordnung einiger Millimeter liegen.

Durch Drehen des Anschlußobjektivs um 90 Grad, Schließen des Eintrittsspalt bis auf eine Breite von  $50 \mu\text{m}$  und Betrieb der Streakeinheit im Streakmode wurde das bei einer bestimmten z-Position der Entladung in einem senkrecht zur horizontalen Symmetrieachse liegenden schmalen Streifen emittierte Licht zeitaufgelöst registriert.

Zur Minderung der einfallenden Lichtintensität und Vergrößerung der Tiefenschärfe diente eine vor die Linse gesetzte Aperturblende mit variablem Durchmesser zwischen 0.5 und 1 cm. Außerdem wurden Interferenzfilter für 470 nm oder 588 nm mit Halbwertsbreiten von jeweils 9 nm verwendet, um nur die Linien- und Kontinuumsstrahlung im Bereich der entsprechenden HeII- oder HeI-Linie zu erhalten (siehe Abbildung 3.4 B).

Die gleichzeitige Aufzeichnung des SIDE ON- und END ON-Plasmaeigenleuchtens und des Stromsignals der Entladung ermöglichte eine zeitliche Zuordnung der Framing- und eine Bestimmung des Zeitnullpunkts der Streak-Bilder. Als Nullpunkt der Zeitachse wurde immer das Einsetzen des Entladestroms gewählt. Der dabei zu erwartende Fehler ist sicher kleiner als 15 ns.

### 3.2.4 Optische Spektroskopie

Zur spektral aufgelösten SIDE ON- und END ON-Aufnahme des Plasmaeigenleuchtens wurde es über ein analog zu Aufbau A in Abbildung 3.4 montiertes Lichtwellenleiterbündel (Glas-LWL, Fa. Schott, Länge 3 m, Durchmesser 0.3 cm) zum senkrechten Eintrittsspalt eines Spektrometers übertragen. Sein Transmissionsbereich reicht von etwa 250 nm bis 1000 nm. Das Czerny-Turner-Spektrometer (Jarrel-Ash Monospec 27, Brennweite 27.5 cm, Eingangsapertur  $f/3.8$ ) verfügt über ein Gitter mit 150 Strich/mm, Blazewellenlänge 450 nm (Gitter A) und eines mit 1200 Strich/mm, Blazewellenlänge 400 nm (Gitter B) /Jar82/. Der Eintrittsschlitz der Streakeinheit wurde in der Fokalebene des Spektrographen positioniert, so daß im Streakmode eine zeitaufgelöste Messung der spektralen Verteilung der Plasmalichtintensität möglich war.

Die Dispersion auf den digitalisierten Aufnahmen ließ sich mit Hilfe einer vor den Lichtwellenleiter montierten Quecksilber-Kadmium-Niederdruckdampfampe bestimmen, deren

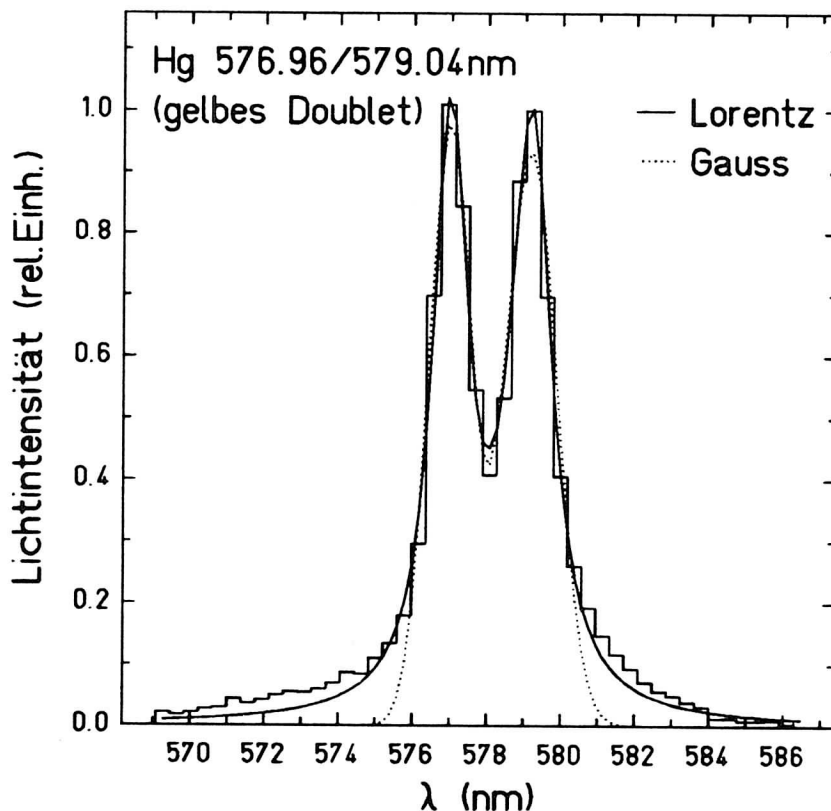


Abb. 3.5: Spektral aufgelöste Aufnahme des Lichts einer HgCd-Niederdruckdampfampe mit Gitter A (150 Strich/mm).

Linienstrahlung im Fokusmode spektral aufgelöst registriert wurde. Für Gitter A ergab sich eine im betrachteten Bereich von der Wellenlänge unabhängige spektrale Bildbreite von etwa 195 nm. Die Bildbreite für Gitter B betrug 23.2 nm bei einer zentralen Wellenlänge von 320 nm und 21.4 nm bei 587 nm. Diese Eichung mußte vor jeder Meßserie wiederholt werden, da je nach der Ausrichtung von Spektrometer und Streakeinheit geringfügige Änderungen der Dispersion auftraten.

Wesentlich für die Messung von Linienhalbwertsbreiten ist, daß alle spektroskopischen Meßgeräte durch Gitter, Beugung an Instrumentenspalten und Aperturen und Linsenfehler im optischen Strahlengang eine zusätzliche Verbreiterung des wahren Linienprofils erzeugen /Bek76/. Die Messung dieser Instrumentenverbreiterung ist ebenfalls mit Hilfe der annähernd ideal scharfen Linien der HgCd-Lampe möglich. Eine entsprechende Aufnahme des gelben Doublets von Quecksilber mit Gitter A zeigt Abbildung 3.5. Für Breiten des Spektrometereingangsspalt über 20  $\mu\text{m}$  konnte eine Abhängigkeit der Linienverbreiterung von der Spaltbreite beobachtet werden. Demnach stellt dieser Spalt dann das die

Wellenlängenauflösung begrenzende Element dar, während für geringere Breiten eine andere Komponente des optischen Detektorsystems dafür verantwortlich ist. Eine Breite des Eingangsspaltens von  $20 \mu\text{m}$  erwies sich daher als optimale Wahl. Dies ergab eine Instrumentenverbreiterung von  $1.3 \text{ nm}$  für Gitter A und  $0.17 \text{ nm}$  für Gitter B. Das instrumentelle Linienprofil kann Gauss- oder Lorentz-Form besitzen /Bek76/, wobei letzteres im vorliegenden Fall gegeben ist (siehe Abbildung 3.5). Die Faltung des Lorentz-Profiles der Starkmit dem der Geräteverbreiterung ergibt erneut ein Lorentz-Profil, dessen Halbwertsbreite die Summe der beiden einzelnen Verbreiterungen ist /Loc68/. Dementsprechend erhält man die Stark-Verbreiterung durch Anpassen eines Lorentz-Profiles an die gemessene Linie, Bestimmung der Halbwertsbreite und Abzug der Instrumentenbreite.

Dabei ist allerdings noch ein spezieller Effekt zu berücksichtigen. Ein Spektrograph liefert nur für die jeweils zentrale Wellenlänge eine scharfe Abbildung des Eingangsspaltens in der Fokusebene des Spektrographenaustritts. Man erkennt dies beispielsweise an einer zu den Bildrändern hin zunehmenden Geräteverbreiterung. Der horizontale Eintrittsschlitz der Streakeinheit blendet aber umso mehr Intensität aus, je unschärfer diese Abbildung ist. Daher wird die Aufnahme von Licht mit konstanter spektraler Intensitätsverteilung eine für die mittlere Wellenlänge maximale und zu den Rändern hin abnehmende Intensität ergeben. Für Gitter A ist der Einfluß dieser unscharfen Spektrometerabbildung auf die Linienprofile vernachlässigbar. Für Gitter B entspricht die Stark-Verbreiterung der  $320.2 \text{ nm}$ -Linie aber bereits bei einer Elektronendichte von  $6.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  der spektralen Bildbreite. Abgesehen davon, daß dieses Gitter nur für niedrige Dichten anwendbar ist, müssen die aufgezeichneten Spektren also vor der Auswertung korrigiert werden. Die hierfür nötige Korrekturfunktion ergab sich aus den Aufnahmen einer handelsüblichen Halogenlampe, deren spektrale Intensitätsverteilung /Mar92/ entnommen werden konnte.

## Kapitel 4

# Messergebnisse, Auswertung und Diskussion

### 4.1 Plasmaeigenleuchten und Entladestrom

Die Gesamtintensität der vom Plasma emittierten Linien- und Kontinuumsstrahlung hängt entsprechend

$$I = I^L + I^K \sim n_e^2 \quad (4.1)$$

mit der freien Elektronendichte zusammen (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die Messung des sichtbaren Eigenleuchtens mit einer Photodiode ist daher als äußerst einfache Methode zur Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Plasmaparameter geeignet. Abbildung 4.1 zeigt die SIDE ON und END ON aufgenommene und auf den jeweiligen Maximalwert normierte Plasmalichtintensität als Funktion der Zeit für eine Ladespannung von 30 kV und verschiedene Fülldrücke. Der Zeitnullpunkt fällt mit dem Einsetzen des Stromflusses zusammen, wobei diese Festlegung auch für alle folgenden Zeitangaben gilt.

Ein lokales Maximum des Plasmalichts korrespondiert mit einer entsprechenden maximalen Dichte, so daß sich aus dem Radius von 5.2 cm eine Plasmakompressionsgeschwindigkeit von etwa  $3 - 5 \cdot 10^4$  m/s ergibt. Da dies weit über der jeweiligen Schallgeschwindigkeit liegt, treten sicherlich dem Piston vorauslaufende Schockwellen auf.

Bei der genauen Interpretation der Lichtsignale müssen allerdings auch geometrische Einflußfaktoren berücksichtigt werden. Das END ON-Licht entstammt ausschließlich einem schmalen Bereich um die z-Achse der Entladung und zeigt daher bei Auftreffen der Schockwelle einen steilen Intensitätsanstieg. Die SIDE ON-Messung registriert dagegen auch die in der Kollapsphase emittierte Strahlung und damit eine schon kurz nach Entladungsbeginn langsam zunehmende Lichtintensität. Da im Gegensatz zur END ON-Beobachtung die leuchtende Fläche nicht durch eine Apertur konstant gehalten wird, gibt das erste SIDE ON-Intensitätsmaximum keinen Zeitpunkt maximaler Elektronendichte an. Vielmehr ist das Produkt aus Strahlungsintensität und emittierender Fläche maximal. Somit

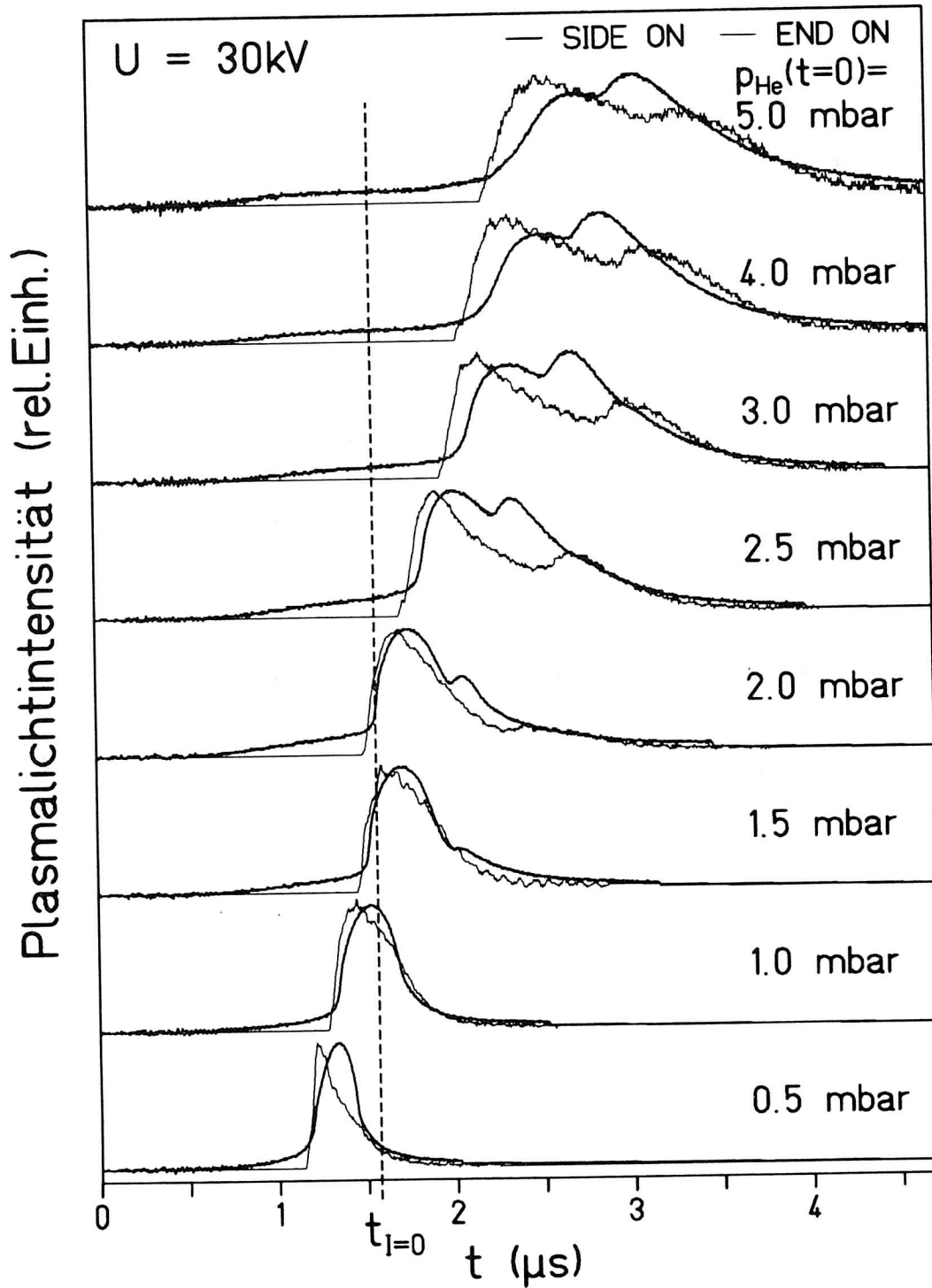


Abb. 4.1: Normierte Intensität des Plasmaeigenleuchtens.

koinzidiert nur das END ON-Maximum mit dem 1. Pinchzeitpunkt. Aus entsprechenden Gründen sind übrigens auch vergleichbare Aussagen über die relativen Lichtintensitäten bei verschiedenen Anfangsdrücken nicht möglich, weshalb in Abbildung 4.1 eine normierte Darstellung gewählt wurde.

Der Zeitpunkt des ersten END ON-Maximums und damit der 1. Pinchzeitpunkt ist in Abbildung 4.2 als Funktion des Anfangsdrucks  $p$  dargestellt. Er erweist sich als proportional zu  $p^{0.33}$ , was qualitativ mit der bei zunehmendem Druck erwarteten Abnahme der Kom-

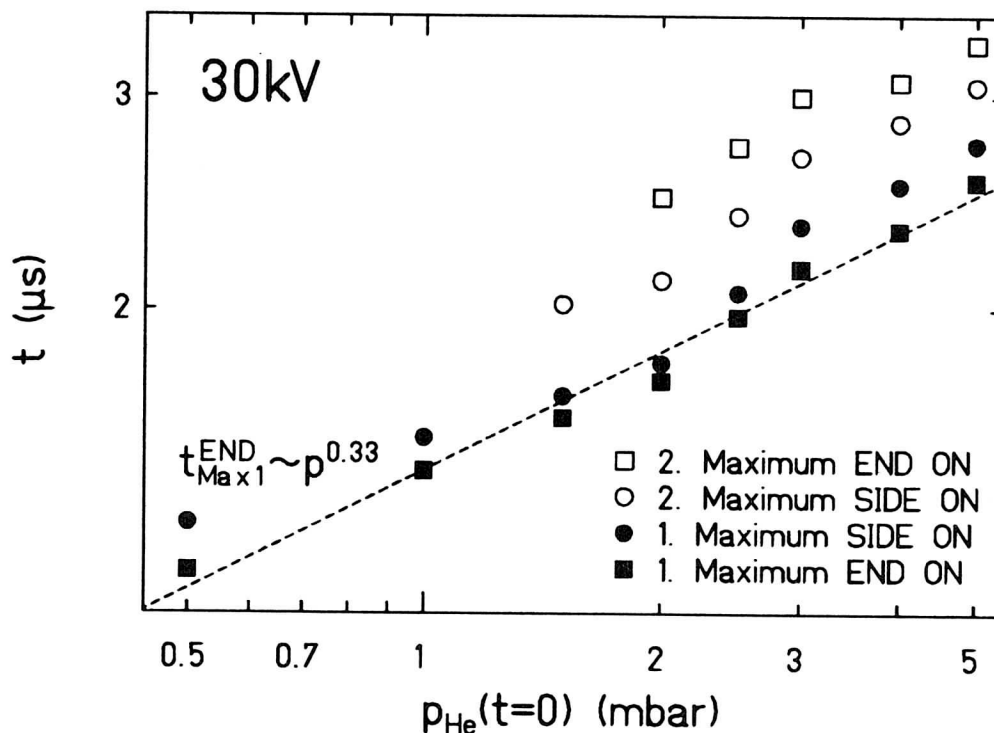


Abb. 4.2: Zeitliche Lage der Maxima des Plasmaeigenleuchtens.

pressionsgeschwindigkeit übereinstimmt. Gleichzeitig bildet sich jeweils bei END ON- und SIDE ON-Licht ab etwa 1.5 mbar ein immer stärker ausgeprägtes zweites Intensitätsmaximum. Da ihre stark voneinander abweichende zeitliche Lage kaum auf Geometrieeffekte zurückgeführt werden kann, müssen ihnen unterschiedliche Ursachen zugrunde liegen. Allein mit der Lichtmessung ist darüber jedoch noch keine Aussage möglich. Im Vorgriff auf die im Folgenden diskutierten Untersuchungen sei an dieser Stelle schon erwähnt, daß das zweite SIDE ON-Maximum den 2. Pinchzeitpunkt angibt. Für Heliumdrücke  $p \leq 1$  mbar fallen 1. und 2. Pinchzeitpunkt praktisch zusammen, die Schockfront löst sich also nicht vom Piston ab. Eine entsprechende Messung mit 32.5 kV Ladespannung bringt keine neuen Erkenntnisse. Allerdings liegt der 1. Pinchzeitpunkt etwa 250 ns früher, und das

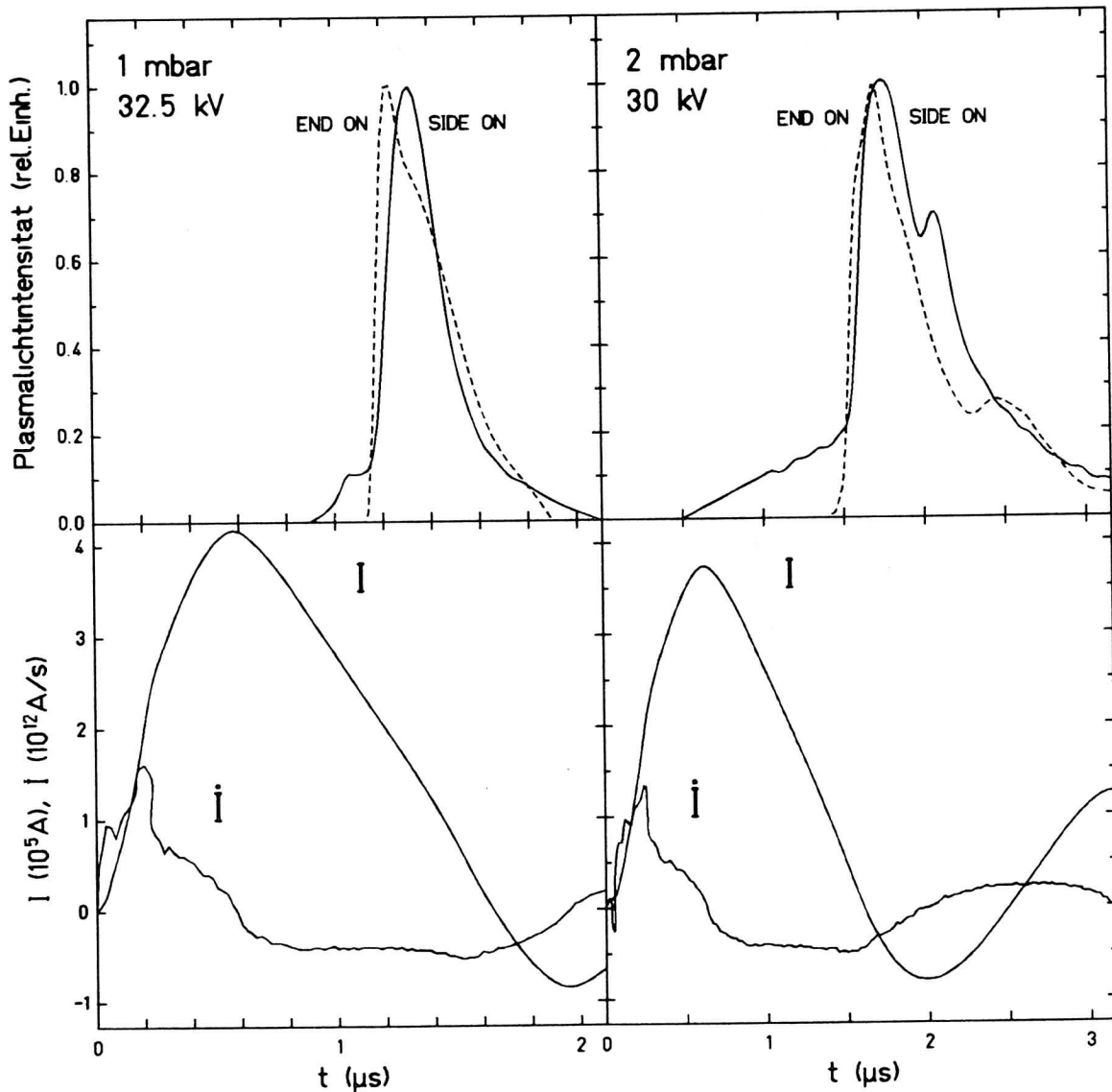


Abb. 4.3: Plasmaeigenleuchten, Entladestrom und zeitliche Stromänderung.

Auftreten der zweiten Maxima verschiebt sich zu etwas höheren Drücken. Beides ist auf die etwas größere anfängliche Stromanstiegsrate zurückzuführen, die zu einer Steigerung der Pistongeschwindigkeit führt (vgl. Abschnitt 2.1.2).

Für die räumlich, zeitlich und spektral aufgelösten Messungen der sichtbaren Plasmalichtemission wurden zwei Parametersätze ausgewählt. Bei einem Heliumdruck von 2 mbar und 30 kV Ladespannung fallen 1. Pinchzeitpunkt und erster Stromnulldurchgang annähernd zusammen. Damit ist eine wichtige Voraussetzung für die Untersuchung des Ionenenergie-

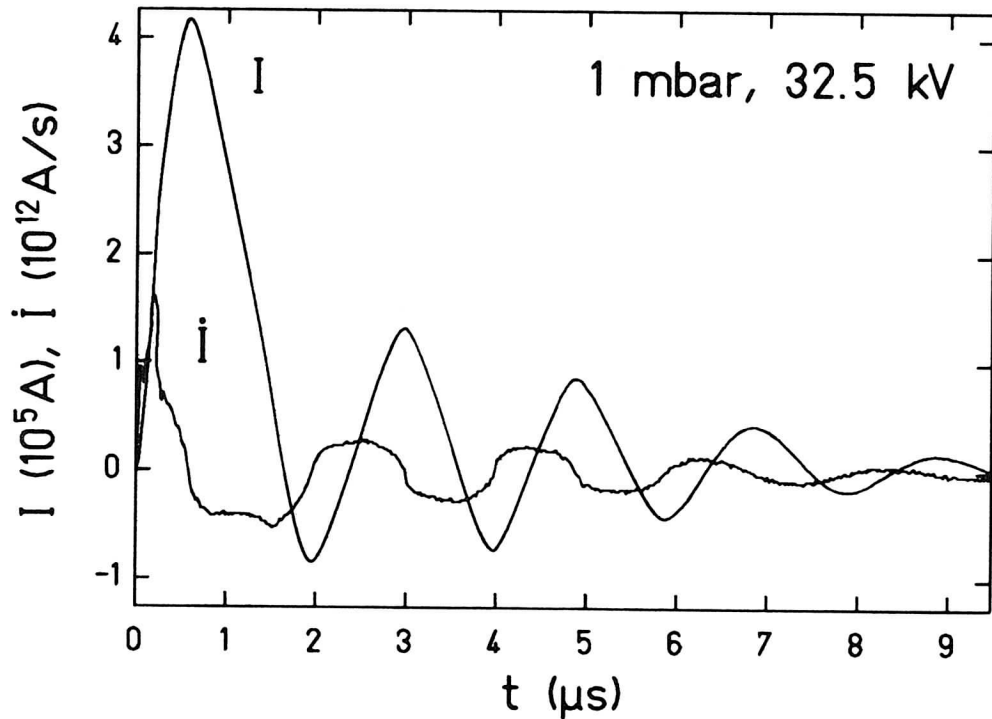


Abb. 4.4: Entladestrom und zeitliche Stromänderung.

verlustes im Plasma erfüllt. Das Magnetfeld sollte nämlich während der Durchgangszeit des Ionenstrahls verschwinden, da es zu einer unerwünschten Ablenkung der Ionen führt. Darüberhinaus zeigt das zweite SIDE ON-Maximum eine genügend starke Ausprägung, was eine Untersuchung erleichtert. Im Unterschied dazu ist mit der aus Sicherheitsgründen maximal möglichen Spannung von 32.5 kV bei 1 mbar Helium dieses zweite Maximum nicht erkennbar. Den zeitlichen Verlauf des Plasmaeigenleuchtens zusammen mit der von Entladestrom und zeitlicher Stromänderung zeigt Abbildung 4.3. Tabelle 4.1 enthält die charakteristischen Entladungsgrößen für beide Parametersätze, die sich aus einer Mit-

Tab. 4.1: Charakteristische Entladungsgrößen.

$U$ (kV)	$p_{\text{He}}(t=0)$ (mbar)	$t_{\text{Max1}}^{\text{END}}$ ( $\mu\text{s}$ )	$t_{\text{Max2}}^{\text{END}}$ ( $\mu\text{s}$ )	$t_{\text{Max1}}^{\text{SIDE}}$ ( $\mu\text{s}$ )	$t_{\text{Max2}}^{\text{SIDE}}$ ( $\mu\text{s}$ )	$t_{I=0}$ ( $\mu\text{s}$ )	$I_{\text{max}}$ (kA)	$\dot{I}_{\text{max}}$ ( $10^{12} \text{ A/s}$ )
32.5	1	1.218	–	1.300	–	1.63	420	1.6
30.0	2	1.740	2.515	1.798	2.112	1.57	380	1.3

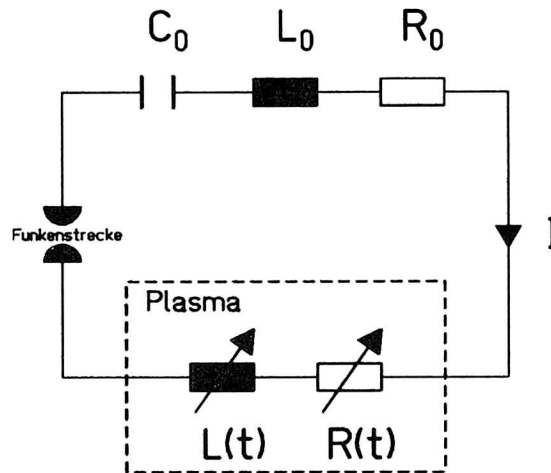


Abb. 4.5: Elektrisches Ersatzschaltbild für Stromgenerator und Entladungsplasma.

lung aller Messungen ergaben.

Der Entladestrom  $I$  und seine zeitliche Änderung  $dI/dt$  für 1 mbar und 32.5 kV sind in Abbildung 4.4 über einen längeren Zeitraum dargestellt. Es zeigt sich annähernd das für einen gedämpften Schwingkreis typische Zeitverhalten. Ursachen dieser Dämpfung sind Ohmsche Verluste im Entladekreis und vor allem Strahlungsverluste des Plasmas. Bis zu  $1/3$  der Energie werden vor allem im UV-Bereich abgestrahlt /Fin83/. Besonders in den ersten  $2 \mu\text{s}$  treten stärkere Abweichungen von einer gedämpften Schwingung auf, die durch zeitliche Änderungen der Plasmainduktivität erzeugt werden. Nach dem Einsetzen des Stromflusses stellt die Entladung nämlich eine zeitveränderliche Induktivität  $L(t)$  und einen zeitabhängigen Ohmschen Widerstand  $R(t)$  dar, so daß sich zusammen mit den Stromgeneratorgrößen  $C_0$ ,  $L_0$  und  $R_0$  das elektrische Ersatzschaltbild für Generator und Entladungsplasma entsprechend Abbildung 4.5 aufstellen läßt. Vor allem für  $L_0 \approx L(t)$  hängt der Entladestrom stark von der Plasmainduktivität ab.

Dies eröffnet eine Möglichkeit, allein durch Messung des Stroms Angaben über die räumliche Stromdichteverteilung und damit die radiale Position des Piston zu erhalten. Für die Plasmainduktivität  $L(t)$  gilt die inhomogene lineare Differentialgleichung 2. Ordnung:

$$\ddot{L}(t)I + 2\dot{L}(t)\dot{I} + L(t)\ddot{I} = \frac{d^2}{dt^2}(LI) = -L_0\ddot{I} - [R(t) + R_0]\dot{I} - [C_0^{-1} + \dot{R}(t)]I \quad (4.2)$$

Für ein Heliumplasma kann während der Kompressionsphase ein Widerstand von etwa  $2 - 10 \text{ m}\Omega$  angenommen werden /Spi56/. Damit läßt sich in guter Näherung  $\dot{R}(t)$  gegen  $1/C_0$  vernachlässigen und  $R_{\text{Plasma}} \approx R(t)$  als konstant annehmen. Als allgemeine Lösung der Differentialgleichung ergibt sich dann

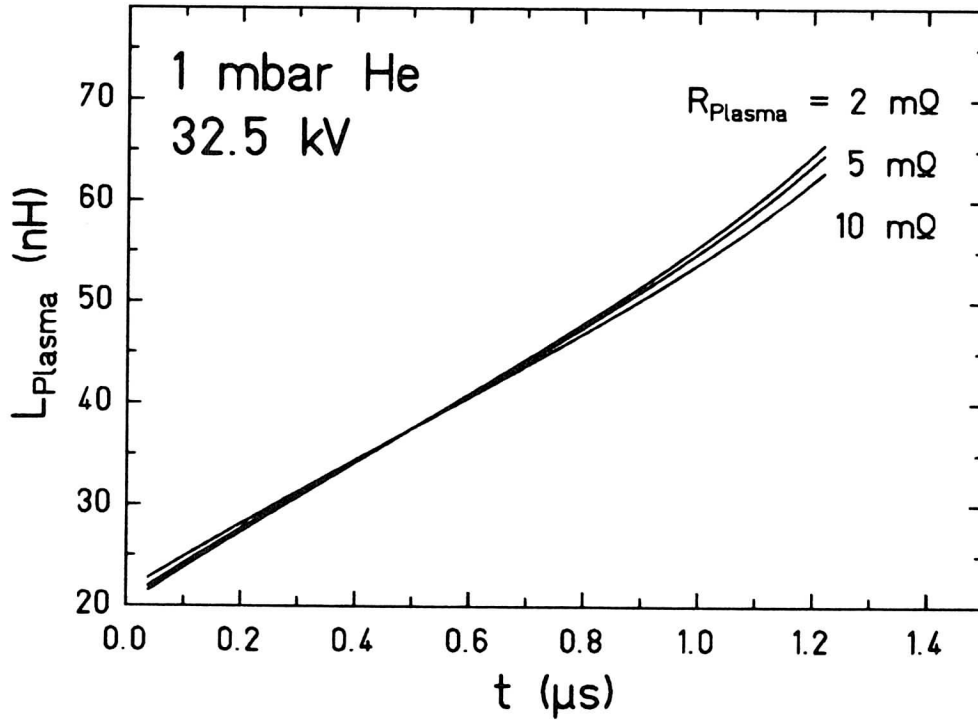


Abb. 4.6: Induktivität des Entladungsplasmas.

$$L(t) = \frac{c_1 + c_2 t - L_0 I - (R_0 + R_{\text{Plasma}}) \int I dt - C_0^{-1} \int (\int I dt) dt}{I}, \quad I \neq 0. \quad (4.3)$$

Eine Lösung  $L(t)$  hat nur dann einen physikalischen Sinn, wenn sie für alle betrachteten Zeiten  $t$  stetig, endlich und positiv ist. Dementsprechend muß der Zähler die gleichen Nullstellen und das gleiche Vorzeichen besitzen, wie der Strom  $I$ . Da jedoch nur zwei frei wählbare Integrationskonstanten  $c_1, c_2$  zur Erfüllung dieser Randbedingung zur Verfügung stehen, kann  $L_{\text{Plasma}}(t)$  nur abschnittsweise zwischen je zwei Nullstellen von  $I$  bestimmt werden. Um eine analytische Lösung zu ermöglichen, wurde der Entladestrom  $I$  durch ein Polynom 5. Ordnung angenähert. Das Ergebnis für 1 mbar, 32.5 kV und die Zeit zwischen Entladungsbeginn und 1. Pinchzeitpunkt zeigt Abbildung 4.6.

Um daraus nun Angaben über die zeitabhängige radiale Position des Piston zu erhalten, muß deren Einfluß auf die Plasmainduktivität untersucht werden. Dabei kann man während der Kontraktionsphase annehmen, daß der Strom im Plasma räumlich homogen in einem Hohlzylinder mit einem Außenradius  $r_{\text{Piston}}$  und einer Dicke  $d$  fließt, die gleich der anfänglichen Skintiefe von etwa 1 cm ist. Der Stromrückfluß erfolgt über den koaxialen Rückleiter bei  $r = 6.1 \text{ cm}$ . Mit der Entladungslänge  $l = 20.3 \text{ cm}$  läßt sich die Induktivität dann berechnen zu:

$$L_{Plasma} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left[ \frac{1}{4} + \ln \left( \frac{r}{r_{Piston}} \right) - \frac{A}{2} + A^2 \ln \left( 1 - \frac{d}{r_{Piston}} \right)^{-1} \right] \quad (4.4)$$

$$\text{mit } \frac{1}{A} = \left( 1 - \frac{d}{r_{Piston}} \right)^{-2} - 1.$$

Bei einem Plasmawiderstand  $R_{Plasma} = 5 \text{ m}\Omega$  erhält man mit den Ergebnissen aus Abbildung 4.6 für den Start der Entladung einen Pistonradius von 4 cm, für den 1./2. Pinchzeitpunkt bei  $t = 1.218 \text{ }\mu\text{s}$  einen Radius von 1.5 cm. Es ergeben sich somit zwar nur sehr grobe Näherungswerte für die radiale Position des Piston, doch wird ganz offensichtlich die Vorstellung einer sich auf die Achse zu bewegendem zylindersymmetrischen Stromschicht qualitativ bestätigt.

## 4.2 Plasmageometrie

Vor der genaueren Beobachtung der Pinchdynamik sind zur Beurteilung der Entladungssymmetrie zweidimensional orts aufgelöste kurzzeitphotographische Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens erforderlich. Abbildung 4.7 zeigt drei solche Aufnahmen für einen Heliumdruck von 1 mbar mit den Aufnahmezeitpunkten  $t_A = 0.56 \text{ }\mu\text{s}$  (Kompression),  $t_B = 1.27 \text{ }\mu\text{s}$  (Pinch) und  $t_C = 1.92 \text{ }\mu\text{s}$  (Expansion). Das Plasma wird dabei durch den deutlich erkennbaren perforierten Rückleiter aufgenommen. Die z-Koordinate gibt den Abstand zur Kathode an. Ein Vergleich der Intensitäten ist aufgrund unterschiedlicher Blendendurchmesser und Kameraverstärkungsfaktoren nicht möglich. Die auffälligen hellen und dunklen Flecken sind kein Plasmaeffekt, sondern auf unterschiedliche Transmissionseigenschaften des Glaskolbens zurückzuführen. Eine z-Abhängigkeit der Lichtemission besteht daher nicht. In keiner Phase der Entladung treten darüberhinaus Störungen der Zylindersymmetrie oder makroskopische Instabilitäten auf. Dies ist insbesondere in Bezug auf die Expansionsphase bemerkenswert. Man kann also davon ausgehen, daß zu keiner Zeit ein Gleichgewichtspinch vorliegt, was entsprechend der Bennet-Relation bei der zum 1. Pinchzeitpunkt zu erwartenden maximalen Dichte und Temperatur und gleichzeitig abnehmendem Plasmastrom auch nicht zu erwarten ist. Für die Beobachtung kleinskaliger Instabilitäten, die im Inneren des Plasmas immer auftreten /Fin83/, ist die Belichtungszeit nicht kurz genug.

Bei der Aufnahme der gezeigten Bilder wird unter Annahme eines optisch dünnen Plasmas der Emissionskoeffizient über die Sichtlinie integriert. Durch die im Vergleich zur Brennweite kleinen Blendöffnungen und Plasmadimensionen ist die Intensität gegeben durch die Abel-Gleichung:

$$I(x, y) \sim \int_{-x_0}^{x_0} \varepsilon(x, y, z) dx \quad (4.5)$$

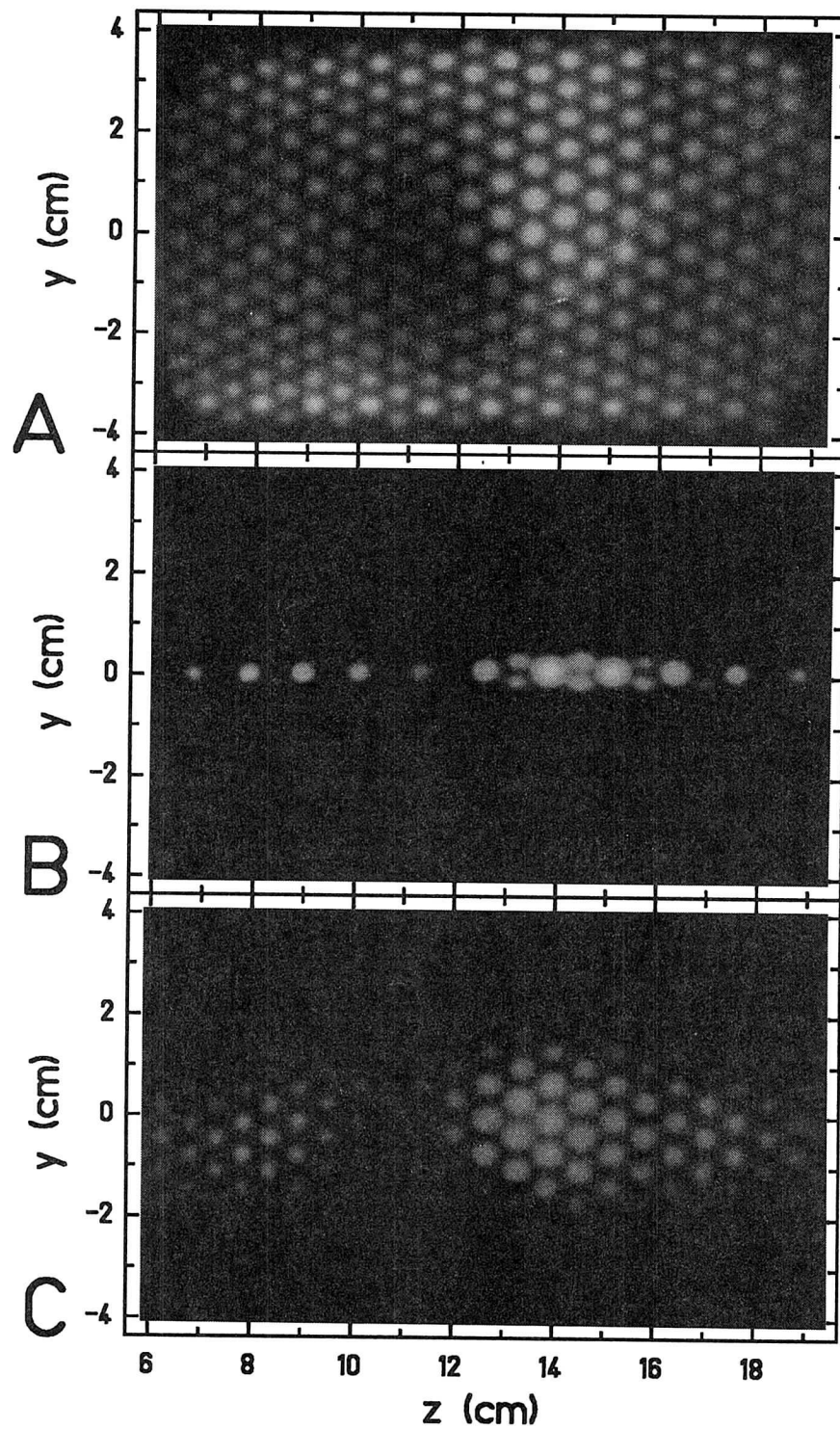


Abb. 4.7: Zweidimensional ortsaufgelöste Aufnahme des Plasmaeigenleuchtens für 1 mbar He und die Zeiten  $t_A = 0.56 \mu\text{s}$ ,  $t_B = 1.27 \mu\text{s}$ ,  $t_C = 1.92 \mu\text{s}$ .

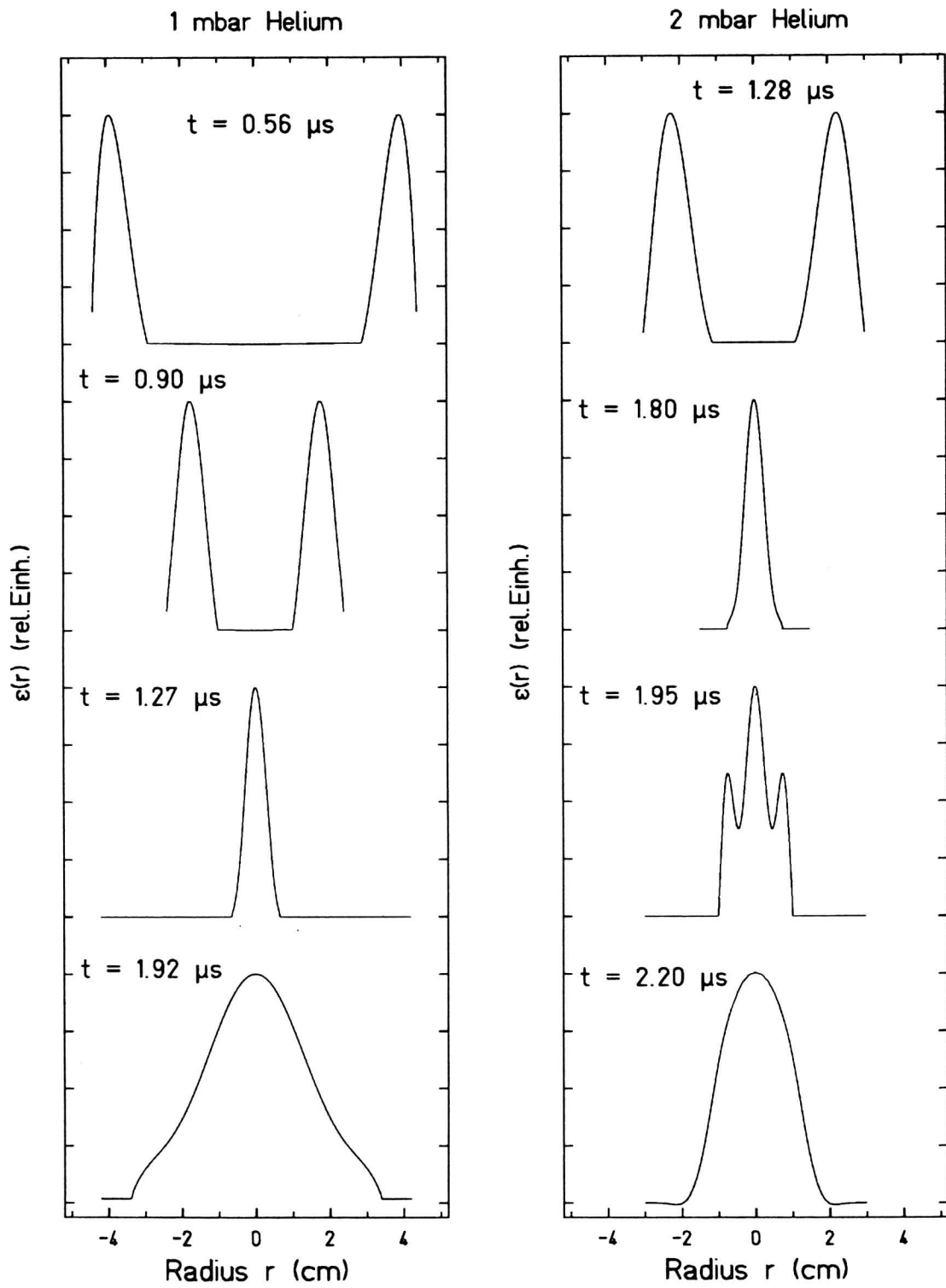


Abb. 4.8: Radiale Verteilung des Emissionskoeffizienten.

Die  $x$ -Achse liegt in und die  $y$ -Richtung senkrecht zur Achse des optischen Systems. Wegen der ausgesprochen guten Zylindersymmetrie und der fehlenden  $z$ -Abhängigkeit der Entladung folgt daraus die radiale Verteilung des Emissionskoeffizienten (Abel-Inversion) /Loc68/

$$\varepsilon(r) \sim - \int_r^R \frac{dI(y)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (4.6)$$

Dabei gibt  $x_0$  den Rand des Plasmazylinders entlang der Sichtlinie und  $R$  seinen Radius an.

Ein umfangreicher Überblick über numerische Lösungsmethoden dieser Gleichung ist in /Ber80/ und /Koz90/ enthalten. Für ein gerades Polynom

$$I(y) = \sum_{k=0}^n a_{2k} y^{2k}$$

läßt sich Gleichung (4.6) allerdings leicht analytisch lösen. Die über den Bereich  $z_1 = 6.8$  cm bis  $z_2 = 12.2$  cm gemittelte Intensität konnte in allen Fällen gut durch ein gerades Polynom 10. Ordnung angenähert und analytisch einer Abel-Inversion unterzogen werden. Die Wahl des Bereichs  $z_1, z_2$  mußte so erfolgen, daß bei Mittelung über die  $z$ -Richtung für alle  $y$ -Positionen das gleiche Verhältnis zwischen freien und durch den Rückleiter verdeckten Bereichen vorlag. Andernfalls wäre die ermittelte Intensität durch die Lochstruktur des Rückleiters beeinflusst worden.

Die sich ergebende radiale Verteilung des Emissionskoeffizienten für 1 mbar und 2 mbar zeigt Abbildung 4.8. Deutlich erkennbar ist in beiden Fällen ein Plasmahohlzylinder in der Kontraktionsphase und ein expandierender Plasmavollzylinder nach der maximalen Kompression. Durch die 100 ns lange Belichtungszeit entsteht eine Bewegungsunschärfe in der  $y$ - und damit auch in der  $r$ -Koordinate, die für eine angenommene Geschwindigkeit von  $5 \cdot 10^4$  m/s etwa 0.5 cm beträgt. Damit läßt sich die wahre Dicke des kollabierenden Hohlzylinders auf etwa 0.3 cm abschätzen. Bei 1 mbar Heliumdruck erkennt man vor dem Auftreffen des Hohlzylinders keine Lichtemission auf der Achse, was die Vermutung zuläßt, daß es sich hierbei um die einlaufende Schockwelle handelt. Darüberhinaus ist keine Störung des expandierenden Vollzylinders zu beobachten, wie sie das Zusammenreffen von reflektierter Schockwelle und Piston erzeugen müßte. Dementsprechend läuft die Schockwelle unmittelbar vor dem Piston auf die Achse zu, löst sich also nicht von der stromführenden Schicht. Genau diese Störung zeigt sich allerdings für 2 mbar bei  $t = 1.95$   $\mu$ s. Hier scheint eine dem Piston vorauslaufende Schockwelle zu existieren, die reflektiert wird und die Einwärtsbewegung des Piston stoppt. Die Lichtemission des Piston selbst ist offensichtlich sehr gering und wurde auf keiner Aufnahme sichtbar.

### 4.3 Plasmadynamik

Die bisher recht ungenauen Angaben zur Dynamik des z-Pinches müssen nun durch zeit-aufgelöste Aufnahmen des Plasmas präzisiert werden. Die fehlende z-Abhängigkeit des Plasmaeigenleuchtens rechtfertigt die Wahl einer beliebigen z-Koordinate des Entladevolumens, bei der die Lichtemission in Abhängigkeit von der y-Koordinate und der Zeit registriert wird. Zwei typische Aufnahmen für 1 mbar (Bild A) und 2 mbar (Bild B) zeigt Abbildung 4.9. Die dunklen zur Zeitachse parallelen Streifen werden durch die Stege zwischen den Löchern des Rückleiters erzeugt. Sie erschweren die quantitative Auswertung erheblich. Zum 1. Pinchzeitpunkt erkennt man Lichtemission aus dem gesamten Entladevolumen. Reflexionen des vom Plasma auf der Achse emittierten Lichts an der dem Beobachter gegenüberliegenden Glaskolben- und Rückleiterinnenseite scheiden aufgrund der Brennweite dieser Zylinderspiegel als Ursache aus. Vielmehr ist es ein deutlicher Hinweis darauf, daß der Piston durchlässig ist und nicht 100% der Heliumatome mit sich führt. Das Maximum der zum 1. Pinchzeitpunkt besonders intensiv abgestrahlten Brems- und Rekombinationsstrahlung liegt im UV- und VUV-Bereich. Diese Strahlung führt nicht nur zum Abdampfen von Glaskolbenmaterial, sondern vor allem zur Anregung und Ionisierung des vom Piston nicht mitgerissenen Heliumgases und damit zu einem Plasma sehr geringer Dichte um das eigentliche Pinchplasma herum. Spektroskopische Untersuchungen werden dadurch allerdings aufgrund der vergleichsweise vernachlässigbaren Intensität nicht beeinflusst.

Die Streak-Bilder bestätigen ganz offensichtlich die zuvor geäußerten Vermutungen. Bei einem Heliumdruck von 1 mbar ist deutlich die einlaufende Schockwelle, der zusammenfallende 1. und 2. Pinchzeitpunkt und der expandierende Plasmavollzylinder sichtbar. Anzeichen für eine getrennt von der Schockwelle kollabierende Stromschicht bestehen nicht. Die aus mehreren Aufnahmen mit teilweise unterschiedlicher Streakzeit ermittelten radialen Positionen von Schockwelle und Zylinderrand sind als Funktion der Zeit in Abbildung 4.10 dargestellt. Daraus ergibt sich eine Schockfrontgeschwindigkeit von  $5.3 \cdot 10^4$  m/s. Demnach geht der Ausbildung der Schockwelle eine Beschleunigungsphase der stromführenden Schicht von etwa 250 ns voraus. Die Elektronendichte und -temperatur, die hinter der durch 1 mbar Helium bei 293 K laufenden starken Stoßfront herrschen, berechnen sich mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen /Cou48/ zu  $n_e \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und  $T_e \approx 4 \text{ eV}$  /Böt65/. Diese Abschätzungen werden durch die spektroskopischen Messungen (siehe Abschnitt 4.4) bestätigt. Zur Zeit  $t = 1.218 \mu\text{s}$  treffen Schockwelle und Piston auf die Symmetrieachse des Entladegefäßes (1./2. Pinchzeitpunkt). Die nachfolgende Phase maximaler Kompression mit einem Plasmadurchmesser von etwa 0.6 cm bleibt für annähernd 100 ns bestehen. Damit sind die Voraussetzungen für Wechselwirkungsexperimente mit einem Schwerionenstrahl erfüllt, der einen in jedem Fall kleineren durch die Eintrittsblende begrenzten Durchmesser von 0.3 cm und eine kürzere Durchflugszeit durch das Plasmatarget von typischerweise weniger als 20 ns besitzt. Der Plasmavollzylinder expandiert dann mit einer mit der Zeit abnehmenden Geschwindigkeit von  $4.2 \cdot 10^4$  m/s bei  $t = 1.4 \mu\text{s}$  und  $1.7 \cdot 10^4$  m/s bei  $t = 2.3 \mu\text{s}$ . Dabei kühlt das Plasma durch adiabatische Expansion,

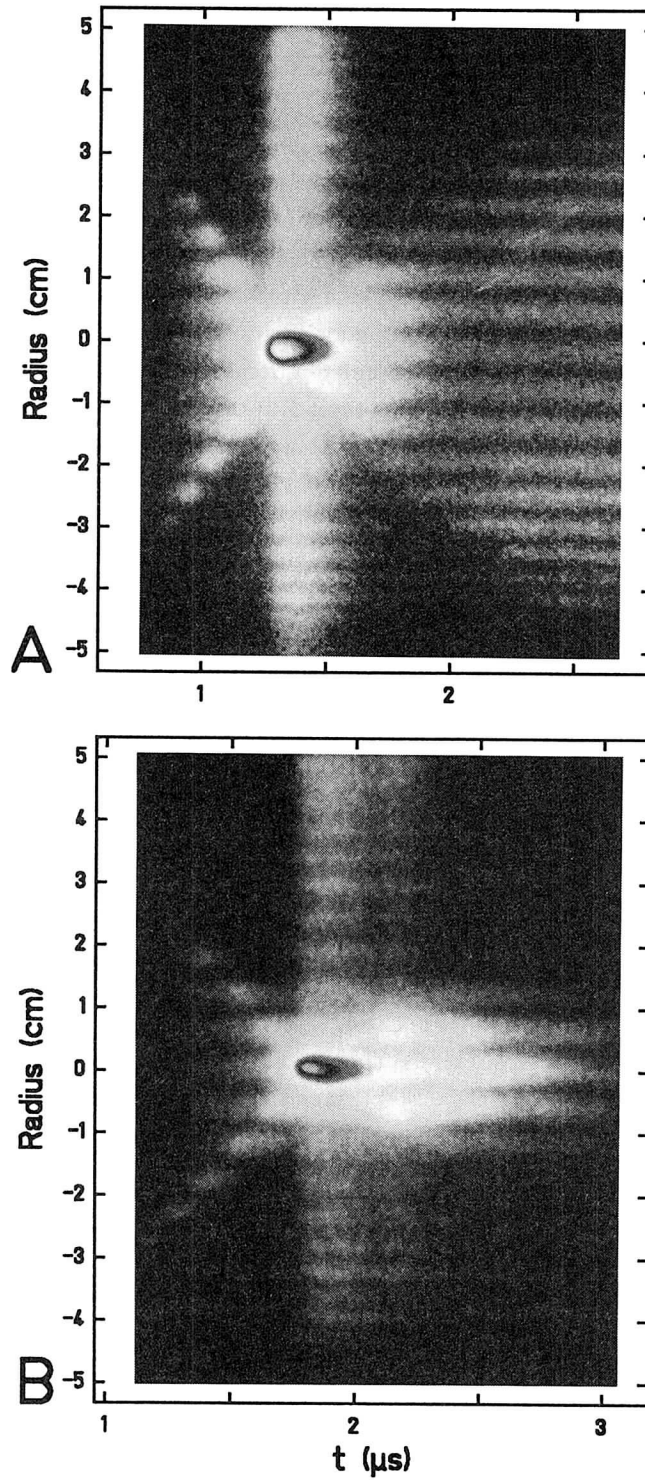


Abb. 4.9: Orts- und zeitaufgelöste Aufnahme des Plasmaeigenleuchtens für 1 mbar (A) und 2 mbar Helium (B).

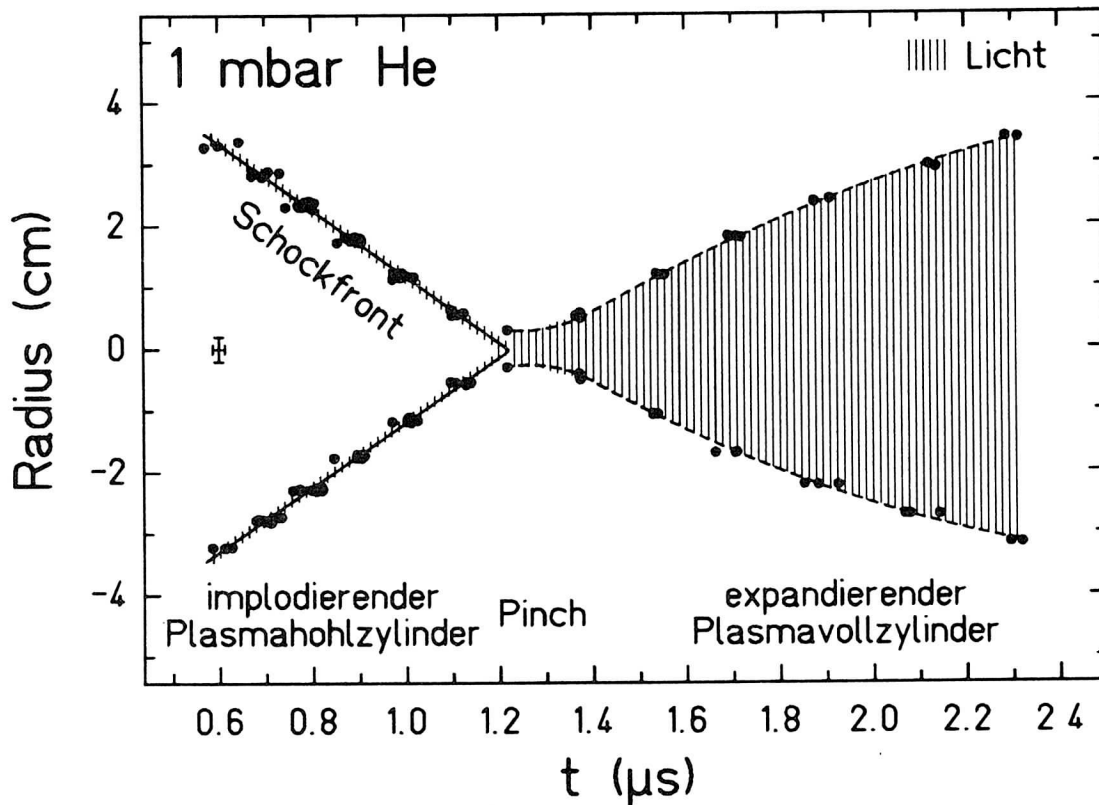


Abb. 4.10: Dynamischer Verlauf der z-Pinch-Entladung für 1 mbar Helium.

Strahlungskühlung und elektronische Wärmeleitung schnell ab, und die freie Elektronendichte geht durch die Zunahme des Plasmavolumens und Rekombination stetig zurück. Dies führt zu einer Verminderung der Intensität des Plasmaeigenleuchtens.

Bei einem Fülldruck von 2 mbar Helium zeigt sich wie bereits angedeutet ein ganz wesentlicher Unterschied. Die Schockfront löst sich nach etwa 400 ns vom Piston ab und läuft diesem mit zunehmendem Abstand voraus. Sie besitzt eine Geschwindigkeit von  $3.9 \cdot 10^4$  m/s und erzeugt hinter sich ein Plasma der Dichte  $n_e \approx 4 \cdot 10^{17}$  und Temperatur  $T_e \approx 3$  eV /Böt65/. Beim Auftreffen auf der Achse zur Zeit  $t = 1.74 \mu\text{s}$  (1. Pinchzeitpunkt) wird ein hell leuchtender Plasmafaden mit etwa 0.5 cm Durchmesser gebildet, der 200 ns Bestand hat. Währenddessen läuft die reflektierte Schockwelle mit einer Geschwindigkeit von  $1.3 \cdot 10^4$  m/s nach außen. Dies ist in grober Näherung die Hälfte der Einlaufgeschwindigkeit, was die Aussagen des Schockwellenmodells von Allen und Jukes (siehe Abschnitt 2.1.3) bestätigt. Bei  $t = 2.112 \mu\text{s}$  und einem Radius von etwa 0.4 cm trifft sie auf den Piston und stoppt dessen Einwärtsbewegung (2. Pinchzeitpunkt). Nimmt man dabei eine teilweise Reflektion der Schockfront an der Stromschicht und eine annähernd gleichbleibende Ge-

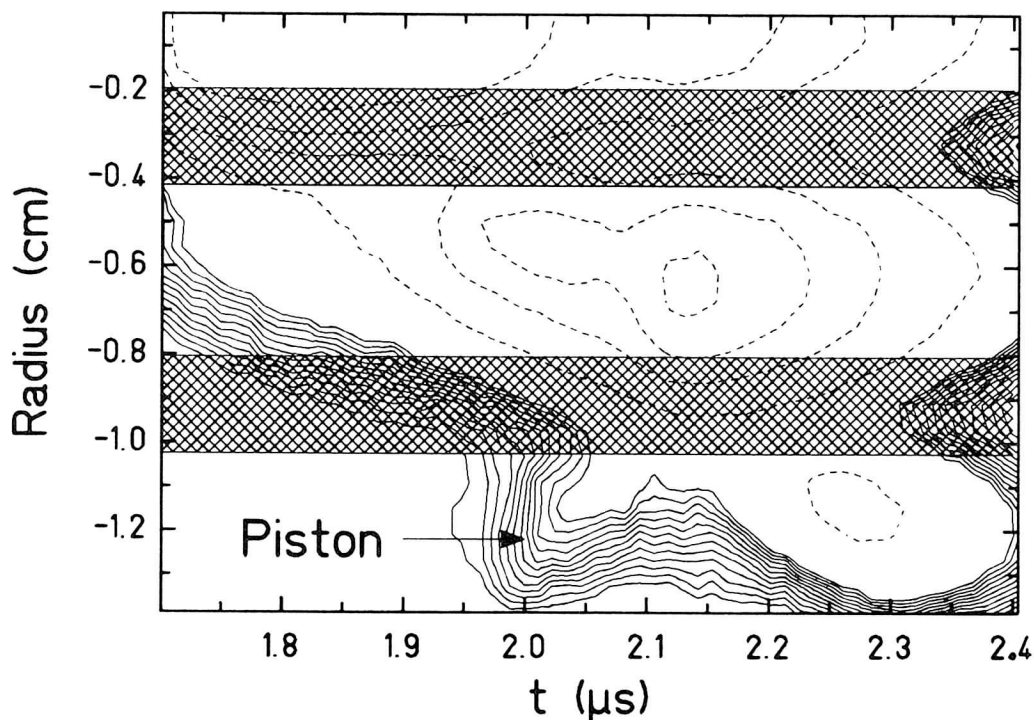


Abb. 4.11: Lichtemission des einlaufenden Piston während des Zusammentreffens mit der reflektierten Schockfront bei 2 mbar Helium. Die schraffierten Bereiche markieren Stege zwischen den Löchern des Rückleiters. Die Höhenlinien verbinden Punkte gleicher Lichtintensität.

schwindigkeit an, so findet das erneute Auftreffen auf der Achse zur Zeit  $t \approx 2.5 \mu\text{s}$  statt. Das aber ist genau der Zeitpunkt des zweiten END ON-Maximums bei der Messung des Plasmaeigenleuchtens (vgl. Abschnitt 4.1). Im SIDE ON-Licht wird diese geringfügige vorübergehende Erhöhung der Lichtemission auf der Achse durch die Abstrahlung der umliegenden Plasmabereiche überlagert und macht sich daher nicht bemerkbar. War die stromführende Schicht zuvor optisch nicht zu beobachten, so erkennt man ihre Lichtemission während des Zusammentreffens mit der reflektierten Schockfront relativ deutlich (siehe Abbildung 4.11). Direkt anschließend setzt die Expansion des Plasmavollzylinders ein.

Bei Verwendung der Interferenzfilter für die HeI-Linie bei 587.6 nm und die HeII-Linie bei 468.6 nm, was in allen vorausgehenden Messungen keine abweichenden Resultate brachte, zeigte sich ein zunächst überraschendes Ergebnis. Während die radiale Position des Plasmasäulenrandes ohne Filter und mit HeII-Filter übereinstimmt und mit einer scheinbar konstanten Geschwindigkeit von  $3.3 \cdot 10^4 \text{ m/s}$  expandiert, mißt man mit dem HeI-Filter

eine weiter innen liegende Position mit einer Expansionsgeschwindigkeit von  $2.7 \cdot 10^4$  m/s (Abbildung 4.12). Desweiteren ergab sich nach einer Abel-Transformation für die radiale

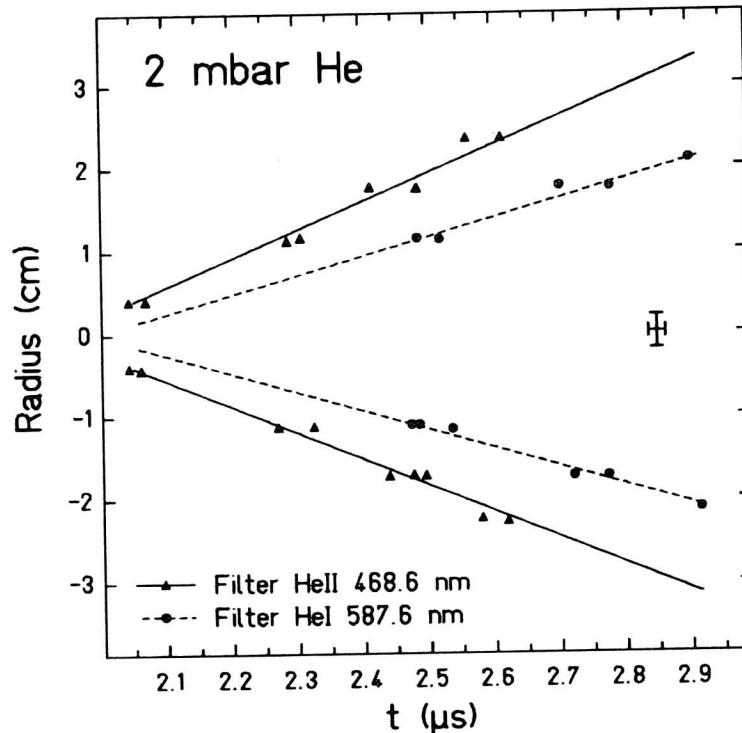


Abb. 4.12: Radiale Position des Randes der expandierenden Plasmasäule.

Verteilung des Emissionskoeffizienten zum 2. Pinchzeitpunkt der in Abbildung 4.13 dargestellte Verlauf, der auch für spätere Zeiten zutrifft. Die Darstellung hat allerdings rein qualitativen Charakter, da aufgrund der Lochstruktur des Rückleiters jeweils nur zwischen drei und sieben Datenpunkte vorlagen. Insgesamt läßt sich jedoch eine eindeutige Aussage treffen. Der expandierende Vollzylinder emittiert in seinem Randbereich im wesentlichen HeII-, in seinem Inneren dagegen praktisch nur HeI-Strahlung. Eine mögliche Erklärung könnte eine spezielle Stromdichteverteilung liefern. Beim Zusammentreffen des Piston mit der reflektierten Schockwelle bleibt der stromführende Bereich auf die Oberfläche des Plasmas beschränkt und dringt auch während der Expansion der Plasmasäule nur ein Stück in deren Inneres ein. In dieser stromführenden Schicht wird das Plasma durch Ohmsche Verluste geheizt und ionisiert, was die HeII-Lichtemission gegenüber dem nicht von Strom durchflossenen Plasma erhöht. Erklärt werden könnte damit auch die im Gegensatz zu 1 mbar Fülldruck konstant bleibende Expansionsgeschwindigkeit. Eine grafische Darstellung der Plasmadynamik bei 2 mbar Helium zeigt Abbildung 4.14.

Natürlich haben diese Interpretationsversuche nur hypothetischen Charakter, da keine ex-

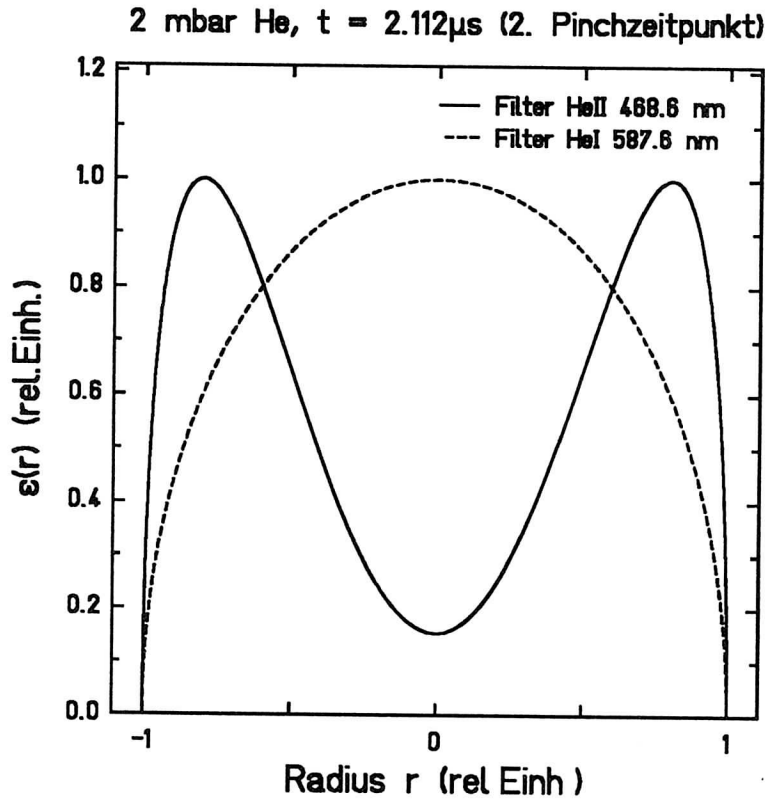


Abb. 4.13: Radiale Verteilung des Emissionskoeffizienten bei Verwendung verschiedener Interferenzfilter.

pliziten Messungen der radialen Stromdichteverteilung durchgeführt wurden. Eine äußerst leistungsfähige Methode bieten in diesem Zusammenhang Fokussierungsexperimente mit einem Schwerionenstrahl. Die Verteilung der Ionen hinter dem Plasma hängt nämlich entscheidend von der räumlichen Verteilung des Magnetfeldes und damit der Stromdichte ab /Bog87, Die91, Elf92/. Eine orts aufgelöste Messung des Magnetfeldes ist auch mit Hilfe induktiver oder Hall-Sonden möglich. Allerdings wird durch die Sonden im Entladevolumen die Pinchdynamik gestört.

Beachtet werden muß außerdem, daß der Stromfluß mit großer Wahrscheinlichkeit auch nicht auf die angegebenen Bereiche beschränkt ist. Während bis zum ersten Stromnulldurchgang annähernd der gesamte Entladestrom tatsächlich im Piston und Pinch fließt, tritt dann häufig eine vollständige Entkoppelung des Plasmastroms vom äußeren Stromkreis ein /Kle68/. Beispielsweise kann das durch die starke Plasmastrahlung zum 1. Pinchzeitpunkt ionisierte Restgas stromführend werden. Auch Wandprozesse, etwa das Abdampfen von Entladegefäßmaterial, beeinflussen die Stromverteilung und können zu starken Wandströmen führen. Dies heißt jedoch nicht, daß das Plasma selbst keine Ströme

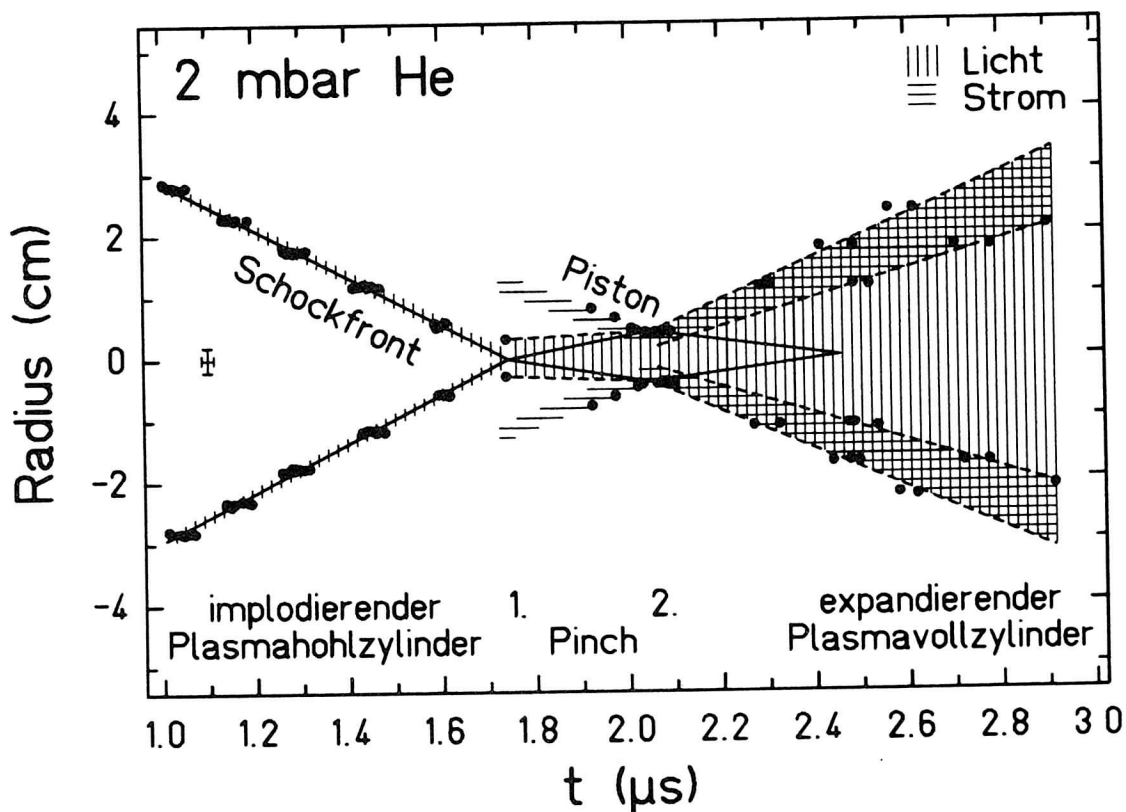


Abb. 4.14: Dynamischer Verlauf der z-Pinch-Entladung für 2 mbar Helium.

mehr trägt. Vielmehr wurden unabhängig von Betrag und Richtung des gemessenen Gesamtstroms unmittelbar nach der maximalen Plasmakompression Stromschleifen beobachtet, bei denen der Plasmastrom nicht über den externen Stromkreis, sondern durch die umgebende Plasmahülle kleiner Teilchendichte zurückfließt und dabei unter Umständen noch verstärkt wird (inverser Skineffekt) /Bog91/.

Allgemein bewirkt im übrigen jeder ausreichend ausgeprägte Stromfluß außerhalb der komprimierten Plasmasäule eine starke Verminderung der möglichen Instabilitäten /Zwi64/. Nicht zuletzt das Fehlen makroskopischer Instabilitäten der expandierenden Plasmasäule weist also darauf hin, daß auch in diesem Fall Strom nicht ausschließlich im Plasma fließt.

#### 4.4 Plasmaparameter

Nachdem orts- und zeitaufgelöste Messungen der Plasmadynamik bereits einige Hinweise auf die zeitliche Entwicklung von Elektronendichte und -temperatur lieferten, können erst spektroskopische Untersuchungen quantitativ Aufschluß über diese Größen geben. Durch

Messung des in Richtung der  $y$ -Koordinate orts- und außerdem spektral aufgelösten Plasmaeigenleuchtens könnte für jeweils eine bestimmte Zeit nach Abel-Inversion die radiale Abhängigkeit von Dichte und Temperatur angegeben werden. Allgemein liefert diese Methode allerdings nur relativ ungenaue Ergebnisse, da vor allem bezüglich der Abel-Inversion zahlreiche idealisierende Annahmen eingehen. Für diese Arbeit entscheidend ist aber, daß eine derartige Messung nicht nur fehlerhaft, sondern praktisch nicht durchführbar ist. Denn durch die Lochstruktur des Rückleiters liegt dann nur eine sehr geringe Anzahl von Meßpunkten vor. Vor allem ist während der interessantesten Phase, der maximalen Kompression, ein Teil des Plasmas verdeckt und der Messung überhaupt nicht zugänglich. Ein Einschneiden zusätzlicher Aussparungen in den Rückleiter wurde aufgrund möglicher negativer Auswirkungen auf die Entladungssymmetrie unterlassen, sollte aber bei noch folgenden Experimenten zumindest versucht werden. Schließlich vermeidet die statt dessen durchgeführte zeitlich und spektral aufgelöste Aufnahme des Plasmalichts nicht zu unterschätzende Probleme mit der zeitlichen Abstimmung zwischen Entladung und Kamerasystem.

Für jede der untersuchten Linien bei 320.2 nm, 388.9 nm, 447.2 nm, 468.6 nm und in eingeschränktem Maße für die 587.6 nm-Linie wurden Aufnahmen mit beiden Gittern, verschiedenen Einstellungen des Spektrometers und unterschiedlichen Streakzeiten gemacht, um mögliche Einflüsse des Diagnosesystems auf die Ergebnisse erkennen zu können. Entsprechende Beobachtungen ergaben sich jedoch nicht. Daneben sollten mehrere Aufnahmen der HeII-Linien bei unveränderter Einstellung der Meßapparatur Informationen über die Reproduzierbarkeit der Entladung liefern. Diese erwies sich als ausgesprochen gut. Die Streuung der experimentellen Werte mehrerer solcher zusammengefaßter Messungen war vergleichbar mit der einer einzelnen. Dementsprechend entstand diese Streuung im wesentlichen bei der Auswertung der Spektren.

#### 4.4.1 Auswertung der Spektren

Einige typische zeitaufgelöste Spektren zeigen die Abbildungen 4.15 und 4.16. Unabhängig von der jeweils registrierten Zeitdauer wurden die Aufnahmen entlang der Zeitachse in 96 gleiche Abschnitte unterteilt, über die jeweils eine zeitliche Mittelung erfolgte. Die Breite dieser Zeitintervalle entspricht der durch die endliche Eintrittsspaltbreite erzeugten Zeitunschärfe, so daß der sich ergebende Fehler in der Zeit zwischen 6 und 30 ns, in den meisten Fällen bei 15 ns liegt. Mit dieser Zeitauflösung lassen sich auch relativ starke Intensitätsfluktuationen erkennen. Eine Auswertung der etwa 7000 danach vorliegenden Spektren war nur mit Hilfe leistungsfähiger elektronischer Datenverarbeitung in angemessener Zeit zu bewältigen. Daher wurde auf der IBM 3090 des GSI-Rechenzentrums unter Benutzung einer Routine-Sammlung zur Auswertung experimenteller Daten (SATAN) ein Programm entwickelt, das die Spektren weitgehend automatisch folgenden Bearbeitungsschritten unterzog:

1. Abzug des aus den nicht ausgeleuchteten Bildbereichen ermittelten konstanten Untergrundsignals.

2. Korrektur der wellenlängenabhängigen Empfindlichkeit des optischen Aufnahmesystems (nur für Gitter B).
3. Auffinden der Linienpositionen.
4. Anpassen eines Polynoms dritter (Gitter A) bzw. erster Ordnung (Gitter B) an den reinen Kontinuumsanteil des nun vorliegenden Spektrums der Plasmaemission. Für einen Wellenlängenbereich von 22 nm ist bei Gitter B die Wahl einer Geraden mit variabler Steigung für die spektrale Verteilung der Kontinuumsintensität in jedem Fall gerechtfertigt.
5. Anpassen von Lorentz-Kurven an die Linienprofile (vgl. Abschnitt 2.2.4), die dem Kontinuums-Polynom überlagert werden.
6. Abschließender Durchlauf der Näherungsprozedur, bei dem nun die Gesamtfunktion aus Polynom und Lorentz-Profil einbezogen wird.

In der Regel ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Näherungsfunktion. Lediglich etwa 10% der Spektren fielen bei der 'subjektiven optischen Kontrolle' heraus, da die Näherungsroutine nicht oder nur unzureichend konvergierte. Ursachen hierfür waren beispielsweise ungünstige Anfangsbedingungen oder stark veräuschte Signale. Als Ergebnis lagen die Fläche, das Zentrum und die Halbwertsbreite der Spektrallinie und die darunterliegende Kontinuumsfläche zur weiteren computergestützten Bearbeitung vor. Die Linienhalbwertsbreite entspricht der Summe aus Geräte- und Stark-Verbreiterung, der Quotient aus Linien- und Kontinuumsfläche liefert das Intensitätsverhältnis von Linien- und Kontinuumsstrahlung. Aus der Stark-Verbreiterung wurde mit den Formeln (2.52), (2.55), (2.56) und (2.57) die freie Elektronendichte berechnet. Die Elektronentemperatur ergab sich aus dem Intensitätsverhältnis mit Hilfe von Formel (2.40). Da die Unterscheidung zwischen Linienflanken und Kontinuum relativ schwierig ist, können Linienbreite und Flächenverhältnis mit einem Fehler von bis zu 5% behaftet sein. Der Fehler des Linienzentrums liegt vor allem bei breiten Linien in derselben Größenordnung. Verunreinigungslinien durch abgedampftes Elektroden- und Glaskolbenmaterial erschienen zwar in großer Zahl nach dem Zeitpunkt maximaler Plasmakompression, hatten jedoch nur eine vergleichsweise geringe Intensität und beeinflussten die Auswertung der Spektren praktisch nicht. Um Fehler der ermittelten Größen durch eine nicht hinreichend geringe optische Dichte erkennen zu können, wurden die 320 nm-Linie SIDE ON und END ON und die 468 nm-Linie SIDE ON in den Phasen maximaler Dichte nochmals in etwas abgewandelter Form durch ein Lorentz-Profil angenähert. Dabei blieb der möglicherweise durch Strahlungsabsorption verfälschte Bereich des gemessenen Linienprofils oberhalb etwa seiner halben Höhe in der Näherungsprozedur unberücksichtigt. Die sich dabei ergebenden Abweichungen in Linienbreite und -fläche erwiesen sich als vernachlässigbar gering. Einige experimentelle Methoden zur Bestimmung der optischen Dichte sind in /Mei72/ aufgeführt. Die Konstruktion der z-Pinch-Anlage ließ deren Anwendung jedoch nur bedingt zu, weshalb auf sie nicht weiter eingegangen werden soll.

#### 4.4.2 Elektronendichte

In den Abbildungen 4.15 und 4.16 werden vier typische Streakbilder der spektralen Intensitätsverteilung des Plasmaeigenleuchtens gezeigt. Innerhalb des Spektralbereichs dieser Aufnahmen liegen die HeII-Linie bei 468.6 nm und die HeI-Linie bei 447.2 nm. Für einen Heliumdruck von 1 mbar ist SIDE ON und END ON deutlich die bis zum 1./2. Pinchzeitpunkt stark zu- und danach wieder abnehmende Halbwertsbreite der HeII-Linie erkennbar. Die HeI-Linie verfügt offensichtlich nur über eine verschwindend geringe Intensität. Bei 2 mbar Helium zeigt sich bis zum 1. Pinchzeitpunkt qualitativ kein wesentlicher Unterschied. Der 2. Pinchzeitpunkt macht sich dann bei der SIDE ON-Beobachtung durch ein schwach ausgeprägtes zweites Maximum in Intensität und Verbreiterung der 468.6 nm-Linie bemerkbar. Entlang der Achse registriert man dagegen im wesentlichen HeI-Strahlung. Dies stimmt mit der Beobachtung überein, daß das Zusammentreffen von Piston und reflektierter Schockwelle einen Plasmazylinder erzeugt, in dessen Kern HeI-Atome, in den Randzonen dagegen HeII-Ionen dominieren. Natürlich wird die HeI-Emission aus dem Plasmazentrum auch in den SIDE ON-Messungen sichtbar, da der HeII-Hohlzylinder für diese Strahlung optisch dünn ist. Für beide Drücke beobachtet man zum Zeitpunkt der maximalen Plasmakompression in den END ON-Aufnahmen keine Linienstrahlung mehr. Die Auswertung der Spektren zeigt, daß dies auf die große optische Dichte des Plasmas für die 468.6 nm-Linie zurückzuführen ist. Die nach dem Dichtemaximum auftretenden Verunreinigungslinien (Kohlenstoff, Sauerstoff, Stickstoff) zeigen nur eine sehr geringe Intensität, so daß ohne großen Fehler bis weit in die Expansionsphase hinein von einem reinen Heliumplasma ausgegangen werden kann. Gegen Ende des aufgezeichneten Zeitbereichs um  $t \approx 4 \mu\text{s}$  erkennt man in der 1 mbar END ON-Aufnahme eine zweite, wesentlich geringer ausgeprägte Plasmakompression, die zeitlich und bezüglich der erreichten Dichte und Temperatur gut reproduzierbar ist. Für 2 mbar tritt sie bei  $t \approx 4.4 \mu\text{s}$  auf.

Gemessene Linienprofile der beiden HeII-Linien und der HeI-Linie bei 447.2 nm sind in den Abbildungen 4.17 und 4.18 dargestellt. Dazu wurde von der aufgenommenen spektralen Intensitätsverteilung der konstante Untergrund und die Kontinuumsstrahlung abgezogen. Die durchgezogene dicke Linie gibt das angepaßte Lorentz-Profil wieder.

Die sich nach der Auswertung der Spektren ergebenden Elektronendichten werden für 1 und 2 mbar Helium in den Abbildungen 4.19 bis 4.21 gezeigt. Für alle verwendeten Linien liegt der kombinierte theoretische und experimentelle Fehler in  $n_e$  unter 20%. Die HeI-Linie bei 587.6 nm erwies sich aufgrund der zu großen optischen Dichte für die Dichte- und auch die Temperaturbestimmung als ungeeignet (vgl. Abschnitt 2.2.6) und wird daher nicht weiter erwähnt. Bei der 468.6 nm-Linie zeigt sich für 1 mbar (siehe Abbildung 4.19 oben) eine mit der Dichte zunehmende Differenz zwischen den END ON- und den SIDE ON-Resultaten, wobei zwischen 1.1  $\mu\text{s}$  und 1.4  $\mu\text{s}$  END ON überhaupt kein Lorentz-Profil mehr angepaßt werden konnte. Dies ist eindeutig auf den Einfluß der optischen Dichte zurückzuführen, die zum 1./2. Pinchzeitpunkt durch die entlang der Sichtlinie größere Plasmaausdehnung bei END ON- um einen Faktor 35 größer als bei SIDE ON-Beobachtung

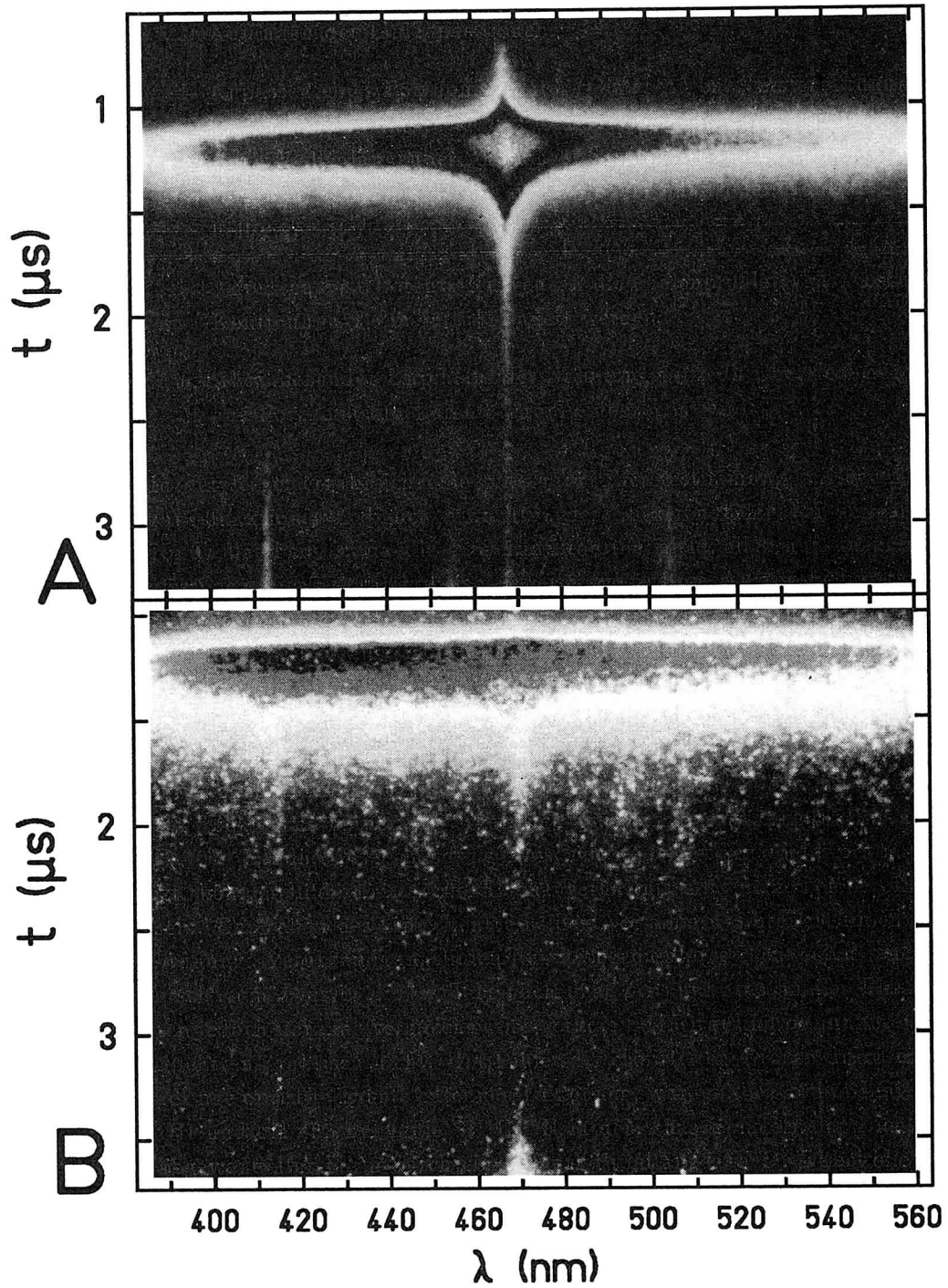


Abb. 4.15: Zeitlich und spektral aufgelöste SIDE ON- (A) und END-ON-Aufnahme (B) des Plasmaeigenleuchtens für 1 mbar He.

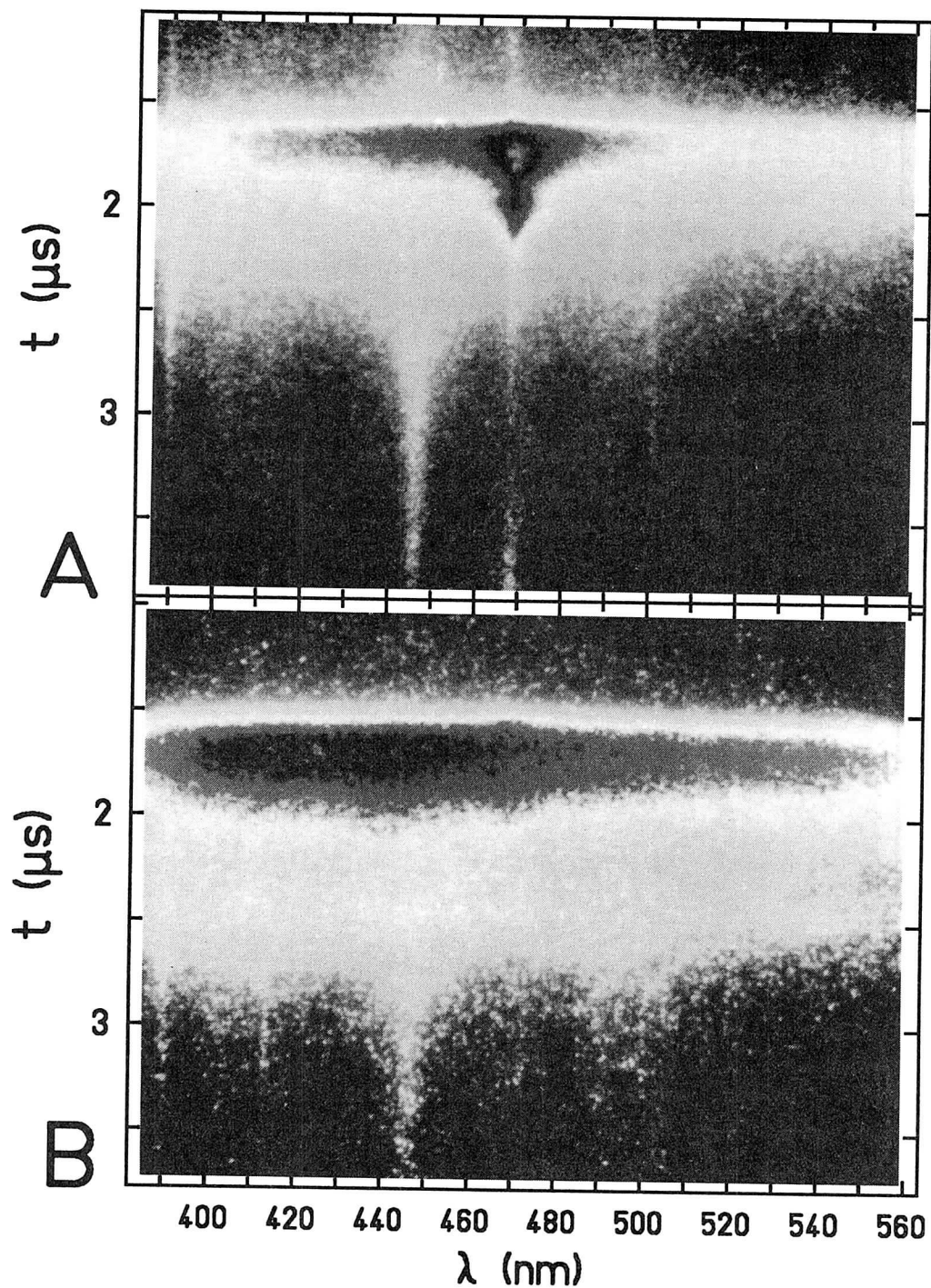


Abb. 4.16: Zeitlich und spektral aufgelöste SIDE ON- (A) und END-ON-Aufnahme (B) des Plasmaeigenleuchtens für 2 mbar He.

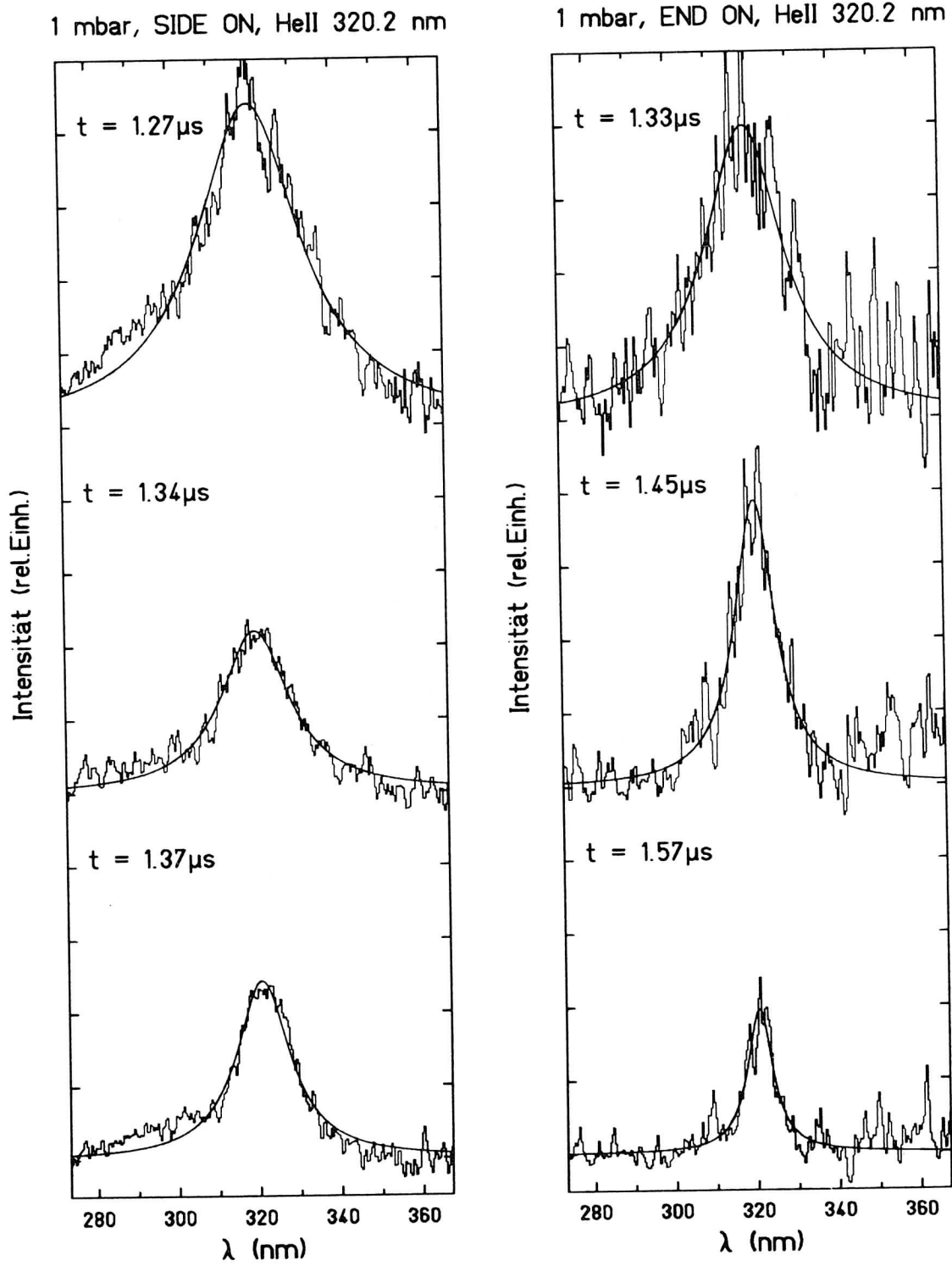


Abb. 4.17: Beispiele für gemessene Linienprofile.

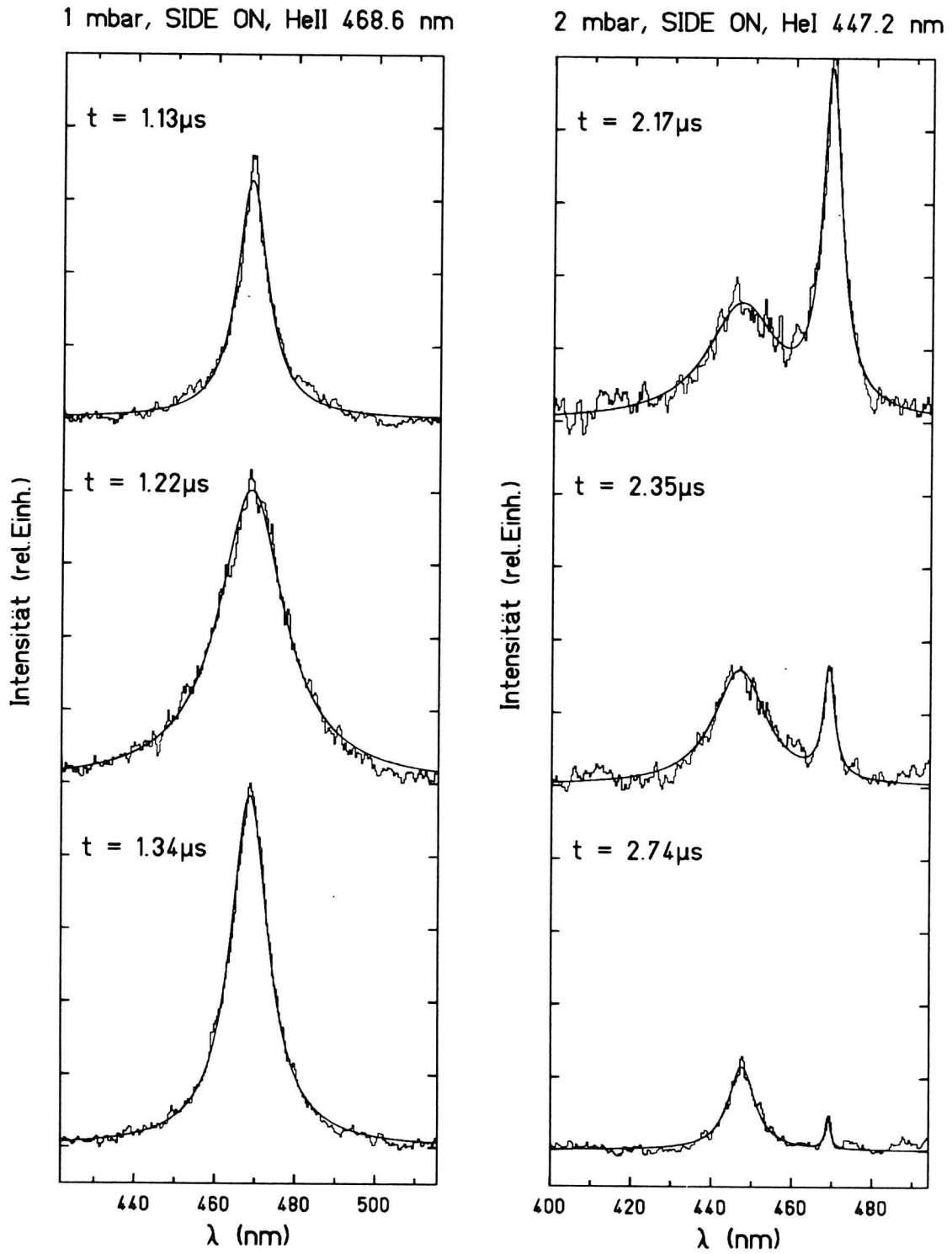


Abb. 4.18: Beispiele für gemessene Linienprofile.

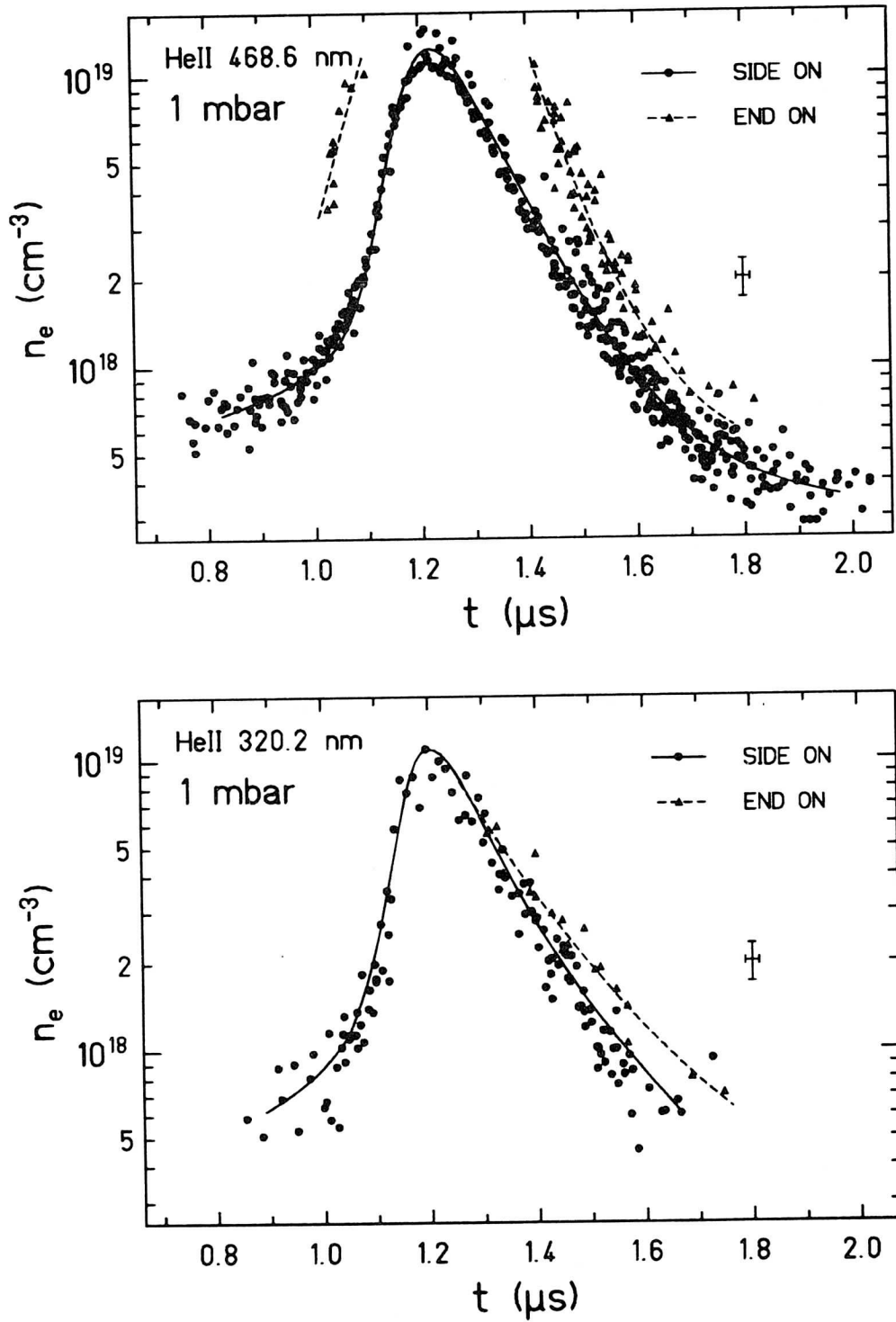


Abb. 4.19: Mit Hilfe der Stark-Verbreiterung bestimmte Elektronendichten.

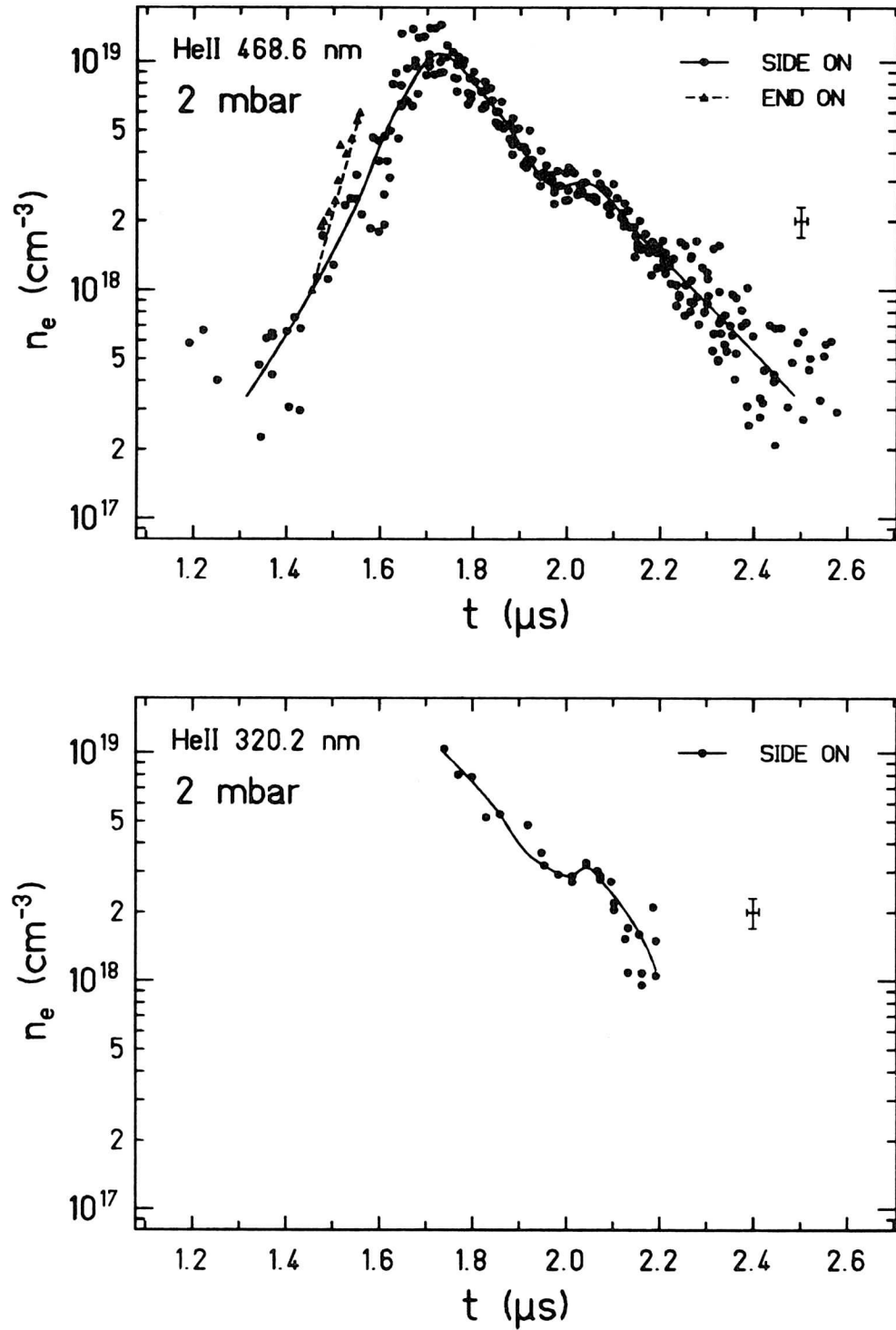


Abb. 4.20: Mit Hilfe der Stark-Verbreiterung bestimmte Elektronendichten.

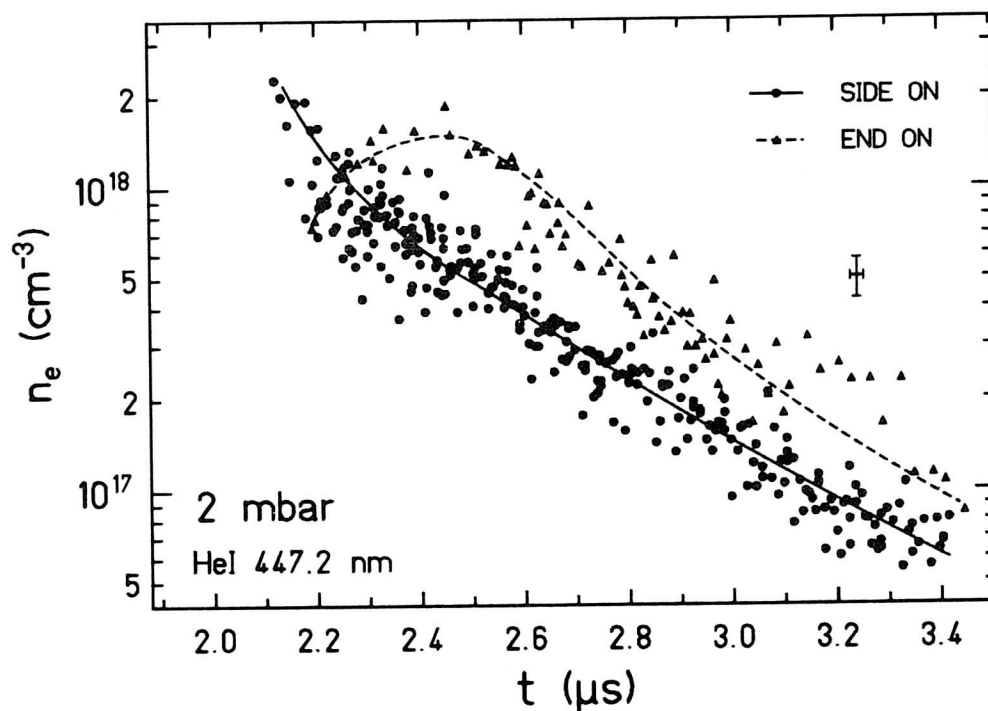


Abb. 4.21: Mit Hilfe der Stark-Verbreiterung bestimmte Elektronendichten.

ist. Mit der 320.2 nm-Linie (siehe Abbildung 4.19 unten) ergibt sich in beiden Fällen eine identische maximale Elektronendichte. Dies rechtfertigt die Annahme eines zum Zeitpunkt der maximalen Kompression homogenen Plasmafadens. Im Verlauf der Expansionsphase verliert die Plasmasäule ihre Homogenität, was an dem wachsenden Unterschied zwischen den für die beiden Beobachtungsrichtungen gemessenen Dichten deutlich wird. Die SIDE ON-Dichte entspricht dann einer Mittelung über die radiale Dichteverteilung. Durch Bildung des arithmetischen Mittels der für beide Linien erhaltenen Ergebnisse ergibt sich schließlich der zeitliche Verlauf der freien Elektronendichte in Abbildung 4.22 oben, mit einer maximalen Dichte  $n_e = 1.14 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  zum 1./2. Pinchzeitpunkt bei  $t = 1.218 \mu\text{s}$ . Bei einem Heliumanfangsdruck von 2 mbar besteht der wesentliche Unterschied in einer zeitlichen Trennung von 1. und 2. Pinchzeitpunkt. Zur Zeit  $t = 2.1 \mu\text{s}$  macht sich das Zusammentreffen von Piston und reflektierter Schockwelle in den SIDE ON-Aufnahmen durch ein zweites Dichtemaximum bemerkbar (siehe Abbildung 4.20). Die aus der END ON-Messung der ab  $t \approx 2.1 \mu\text{s}$  sichtbaren HeI-Linie bei 447.2 nm ermittelte Dichte erreicht etwa bei  $t = 2.5 \mu\text{s}$  einen maximalen Wert (siehe Abbildung 4.21), was mit dem zweiten Maximum des END ON-Eigenleuchtens übereinstimmt. Dessen Interpretation als Lichtemission der am Piston teilweise reflektierten und erneut auf der Symmetrieachse der Entladung auftreffenden Schockwelle wird damit zwar nicht bewiesen, aber doch zumin-

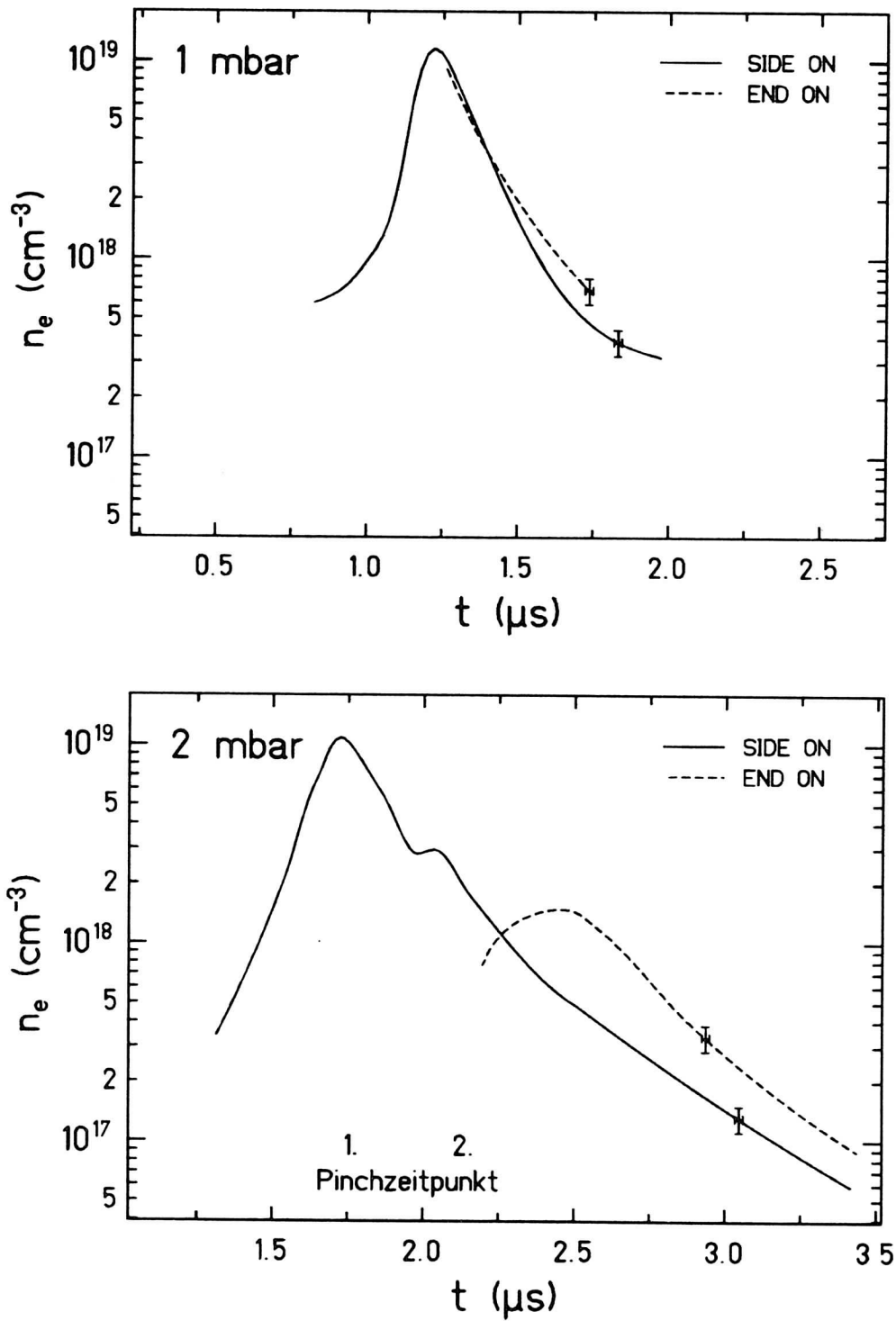


Abb. 4.22: Zeitlicher Verlauf der freien Elektronendichte.

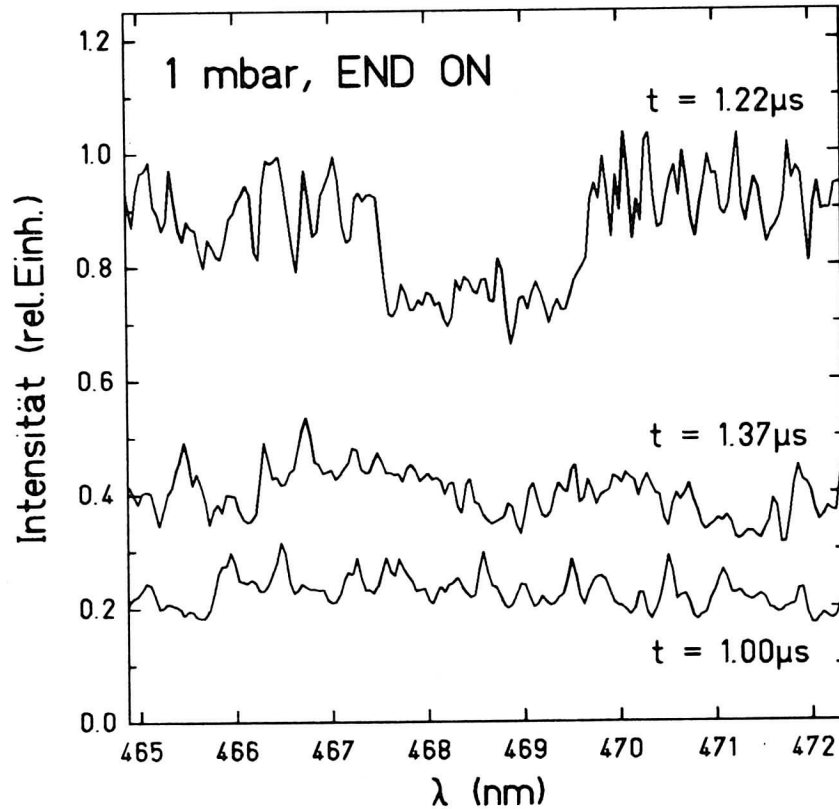


Abb. 4.23: Absorptionsdip zum Zeitpunkt maximaler Dichte.

dest auch nicht widerlegt. Die Stark-Halbwertsbreiten der HeII-Linien, der HeI-Linie bei 447.2 nm und der mit dieser innerhalb der Fehlergrenzen gut übereinstimmenden 388.9 nm-Linie ergeben die in Abbildung 4.22 unten in Abhängigkeit von der Zeit dargestellte Elektronendichte. Zum 1. Pinchzeitpunkt bei  $t = 1.74 \mu\text{s}$  liegt die maximale Dichte von  $n_e = 1.08 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  vor. Während der zweiten Plasmakompression um  $t = 4 \mu\text{s}$  (1 mbar) bzw.  $t = 4.4 \mu\text{s}$  (2 mbar) wird nochmals eine Dichte von maximal  $3.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Diese zweite Plasmakompression wird in Abbildung 4.22, der besseren Übersicht wegen, nicht dargestellt.

Aus dem Anfangsdruck und dem bekannten Entladevolumen von  $1724 \text{ cm}^3$  läßt sich unter Annahme eines idealen Gases bei  $T = 293 \text{ K}$  die Gesamtzahl der Heliumatome zu  $4.26 \cdot 10^{19}$  für 1 mbar und  $8.52 \cdot 10^{19}$  für 2 mbar berechnen. Bei 1 mbar ergibt sich zum Zeitpunkt der maximalen Kompression mit einer Elektronendichte  $n_e = 1.14 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und einem Plasmaradius von 0.3 cm eine Anzahl von  $6.54 \cdot 10^{19}$  Elektronen in der Plasmasäule. Geht man von einem vollständig zweifach ionisierten Plasma aus, erhält man damit für die Dichte des umgebenden vom Piston nicht mitgerissenen Restgases  $5.8 \cdot 10^{15} \text{ Atome/cm}^3$ .

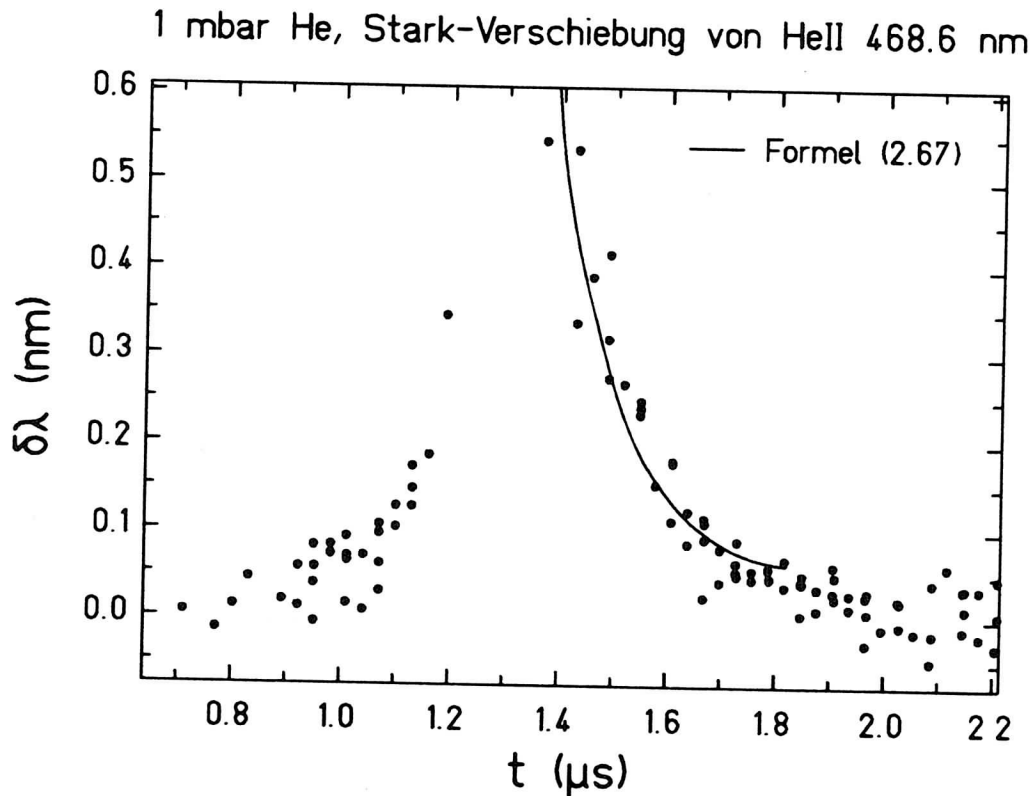


Abb. 4.24: Rotverschiebung der HeII-Linie bei 468.6 nm.

Dieses Gas wird während des 1./2. Pinchzeitpunkt durch die Plasmastrahlung angeregt und ionisiert und führt zur Lichtemission aus dem gesamten Entladevolumen. Verglichen mit der Anfangsdichte  $2.47 \cdot 10^{16}$  Atome/cm<sup>3</sup> ist der Piston somit für fast 25% der Heliumatome durchlässig. Mit einem Anfangsdruck von 2 mbar befinden sich zum 1. Pinchzeitpunkt bei einem Plasmaradius von 0.25 cm und einer Elektronendichte  $n_e = 1.08 \cdot 10^{19}$  cm<sup>-3</sup> nur  $4.3 \cdot 10^{19}$  Elektronen und  $2.15 \cdot 10^{19}$  oder 25% der Atome im Plasmazyylinder. Die restlichen 75% verteilen sich auf den Bereich zwischen Achse und einlaufendem Piston und auf das alles umgebende Restgas.

In der END ON-Messung der 468.6 nm-Linie ist zum Zeitpunkt maximaler Dichte bei beiden Heliumdrücken ein ausgeprägter Absorptionsdip erkennbar. Ein typisches Beispiel findet sich in Abbildung 4.23. Dies ist nur bei Absorption der auf der Achse innerhalb des Entladegefäßes emittierten Linienstrahlung in einem Plasma niedriger Dichte möglich. Ganz offensichtlich befindet sich ein solches Plasma innerhalb der 3.8 cm langen Anodenblende. Dessen Einfluß auf den Ionenenergieverlust muß bei den Untersuchungen der Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Da das Linienprofil für

Absorption gleich dem für spontane Emission ist, läßt sich die Elektronendichte dieses Plasmas abschätzen auf  $6.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Als ergänzende  $n_e$ -Diagnostik-Methode kann die Verschiebung der HeII-Linie bei 468.6 nm dienen (vgl. Abschnitt 2.2.7). Die für 1 mbar Helium SIDE ON mit Gitter B aufgenommene Rotverschiebung  $\delta\lambda$  dieser Linie zeigt Abbildung 4.24. Aus der späten Expansionsphase des Plasmas konnte die dazu erforderliche unverschobene Linienposition ermittelt werden. Die durchgezogene Linie gibt die mit den gemessenen Dichten und Temperaturen (siehe Abschnitt 4.4.3) und Formel (2.67) berechnete Verschiebung an und zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Aufgrund der nur sehr beschränkten Gültigkeit dieser Beziehung ist der Vergleich nicht über die gesamte Dauer der Entladung möglich. Zudem erreichte die Linie zum 1./2. Pinchzeitpunkt so große Halbwertsbreiten, daß ihr Zentrum und damit die Verschiebung mit Gitter B nicht mehr genau bestimmt werden konnte.

#### 4.4.3 Elektronentemperatur

Abbildung 4.25 zeigt das SIDE ON spektral aufgelöst aufgenommene Plasmaeigenleuchten im Bereich der HeII-Linie bei 468.6 nm für 1 mbar Helium zur Zeit  $t = 1.25 \mu\text{s}$ . Die punktierte Linie gibt das angepasste Kontinuumpolynom wieder, die durchgezogene dicke das überlagerte Lorentz-Profil. In Abbildung 4.26 oben ist für diese Linie die integrale Linien- und die über ein 10 nm breites und zum Linienzentrum symmetrisches Wellenlängenintervall integrierte Kontinuumsintensität in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Wie zu erwarten zeigt die kontinuierliche Strahlung zum 1./2. Pinchzeitpunkt ein Maximum. Vergleicht man den zeitlichen Verlauf des sich ergebenden Intensitätsverhältnisses (Abbildung 4.26 unten) mit Abbildung 2.5, so ist verständlich, daß es mit steigender Temperatur ein Maximum durchläuft und der minimale Wert bei  $t \approx 1.2 \mu\text{s}$  den Zeitpunkt maximaler Temperatur angibt.

Die aus dem SIDE ON- und END ON-Intensitätsverhältnis der HeII-Linien- und Kontinuumsmission bei 1 mbar berechneten Temperaturen sind in Abbildung 4.27 oben dargestellt. Im untersuchten Zeitbereich liegen sie zwischen 4 und etwa 23 eV. Der Fehler der Meßpunkte setzt sich zusammen aus der Unsicherheit der LTE-Annahme und dem Fehler der gemessenen Intensitäten und beträgt etwa 15%, solange LTE zumindest näherungsweise vorliegt. Die Bestimmung des Zeitpunktes maximaler Temperatur ist aufgrund der Streuung der Meßwerte nicht so exakt möglich, daß eine zuverlässige Aussage über die relative Lage bezüglich des Dichtemaximums getroffen werden kann. Der für 2 mbar Helium ermittelte Temperaturverlauf ist in Abbildung 4.27 unten aufgetragen. Zum 1. Pinchzeitpunkt wird eine Temperatur  $T_e = 15 \text{ eV}$  erreicht. Während die reflektierte Schockwelle das einströmende Plasma zur Ruhe bringt, steigt die Temperatur weiter (vgl. Abschnitt 2.1.2) und erreicht ihren maximalen Wert zum 2. Pinchzeitpunkt mit etwa 21 eV. Solange kann von einer weitgehend homogenen Temperaturverteilung ausgegangen werden. Nach dem Zusammentreffen von reflektierter Schockwelle und Piston bildet sich jedoch ein expandierender Plasmavollzylinder mit einer HeII-Randschicht und einem HeI-Kern. Da

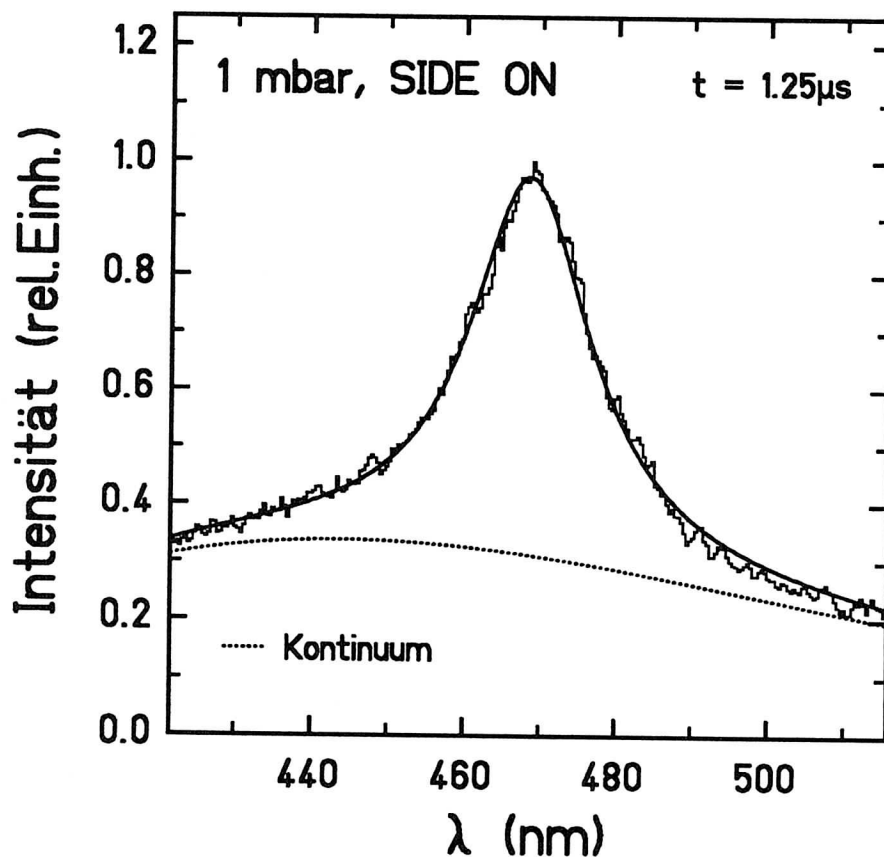


Abb. 4.25: Beispiel für die spektrale Intensitätsverteilung der Plasmaemission im Bereich der HeII-Linie bei 468.6 nm.

die dem inneren Bereich entstammende Kontinuumsstrahlung nicht vernachlässigbar ist, führt das Verhältnis der SIDE ON gemessenen HeII-Linien- und Kontinuumsintensität zu unsinnigen Temperaturwerten. Die END ON aufgezeichnete HeI-Linie bei 388.9 nm kann ebenfalls nicht zur Temperaturbestimmung herangezogen werden, da  $I_{Linie}/I_{Kontinuum} < 1$  oder  $T_e > 3$  eV (vgl. Abbildung 2.5), was außerhalb des Gültigkeitsbereichs der anzuwendenden Gleichung (2.40) liegt. Eine Bestimmung der Temperatur für die Zeit nach dem 2. Pinchzeitpunkt ist daher mit der vorgestellten Methode nicht möglich. Während der zweiten Plasmakompression steigt die Temperatur nochmals auf etwa 4.5 eV bei 1 mbar und 3.9 eV bei 2 mbar.

Vergleicht man Elektronendichte und -temperatur für einen Fülldruck von 1 und 2 mbar, so erkennt man die bei 1 mbar erheblich höhere Energiedichte im Plasma. Das Auftreffen der Schockwelle auf der Achse erzeugt bei 2 mbar nur eine Temperatur von 15 eV. Danach steigt sie zwar weiter an, gleichzeitig geht aber die Dichte zurück. Dem Stoßwellen erzeugten Plasma auf der Achse wird dagegen bei 1 mbar sofort weitere Energie durch die

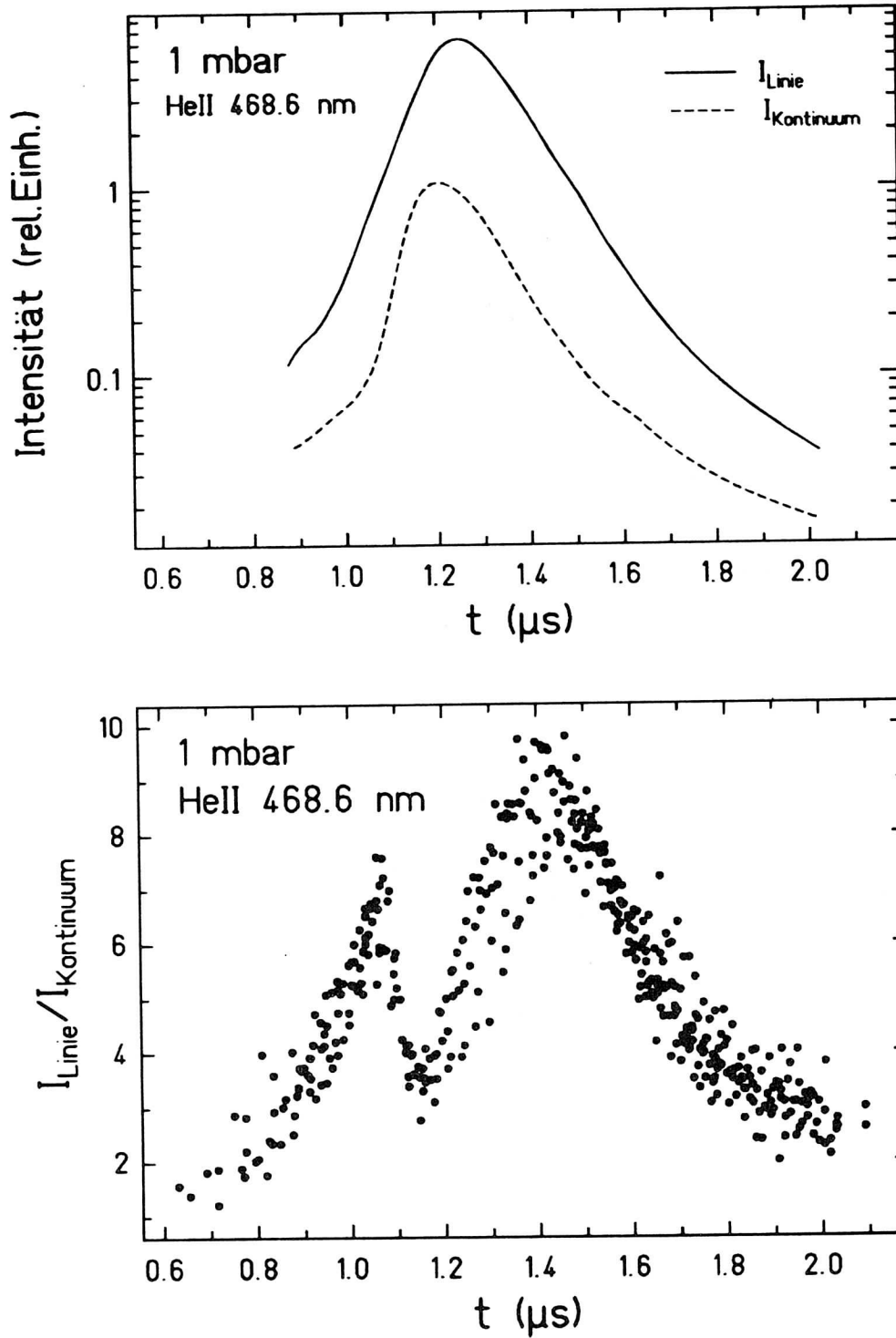


Abb. 4.26: Linien- und Kontinuumsintensität.

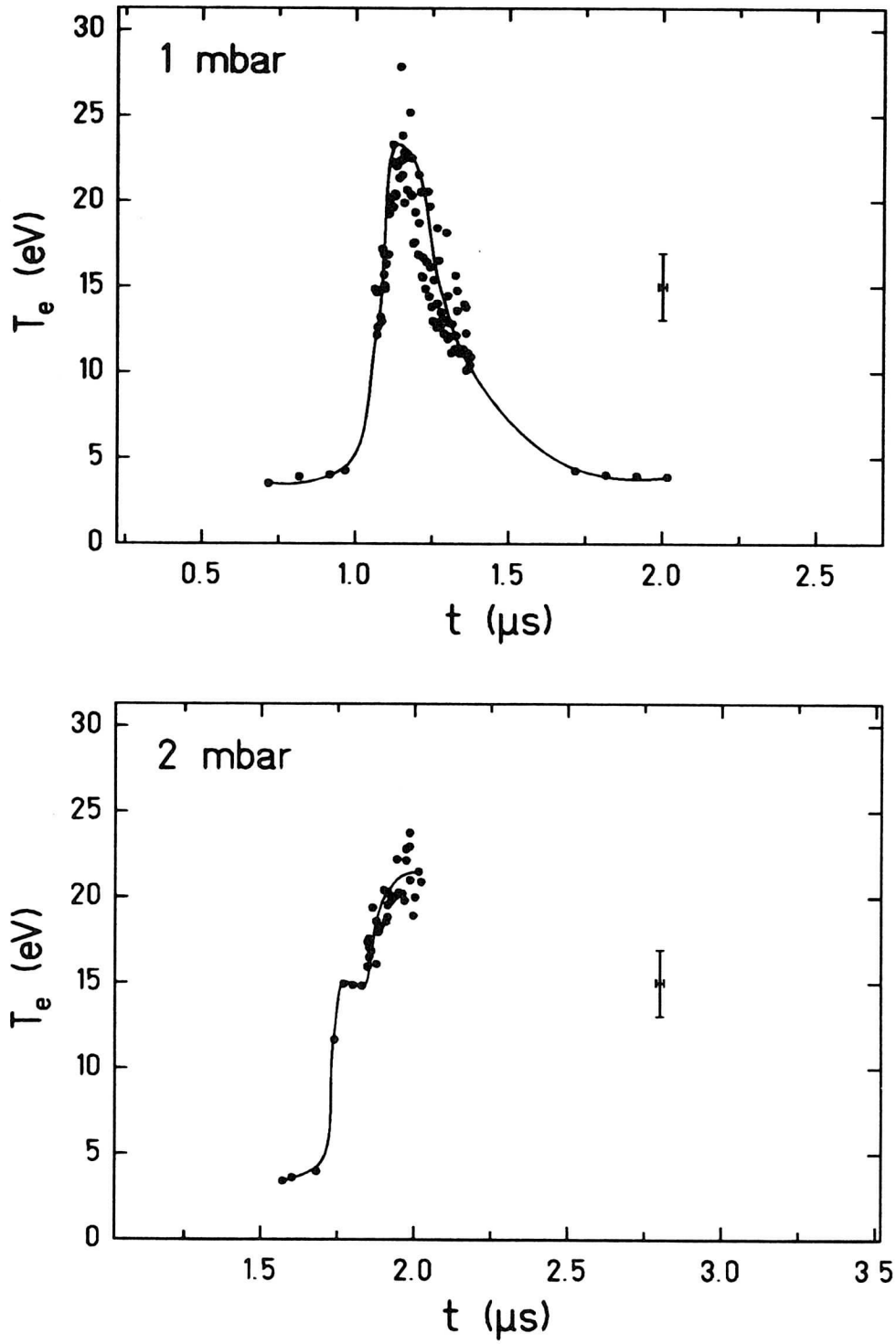


Abb. 4.27: Zeitlicher Verlauf der Elektronentemperatur.

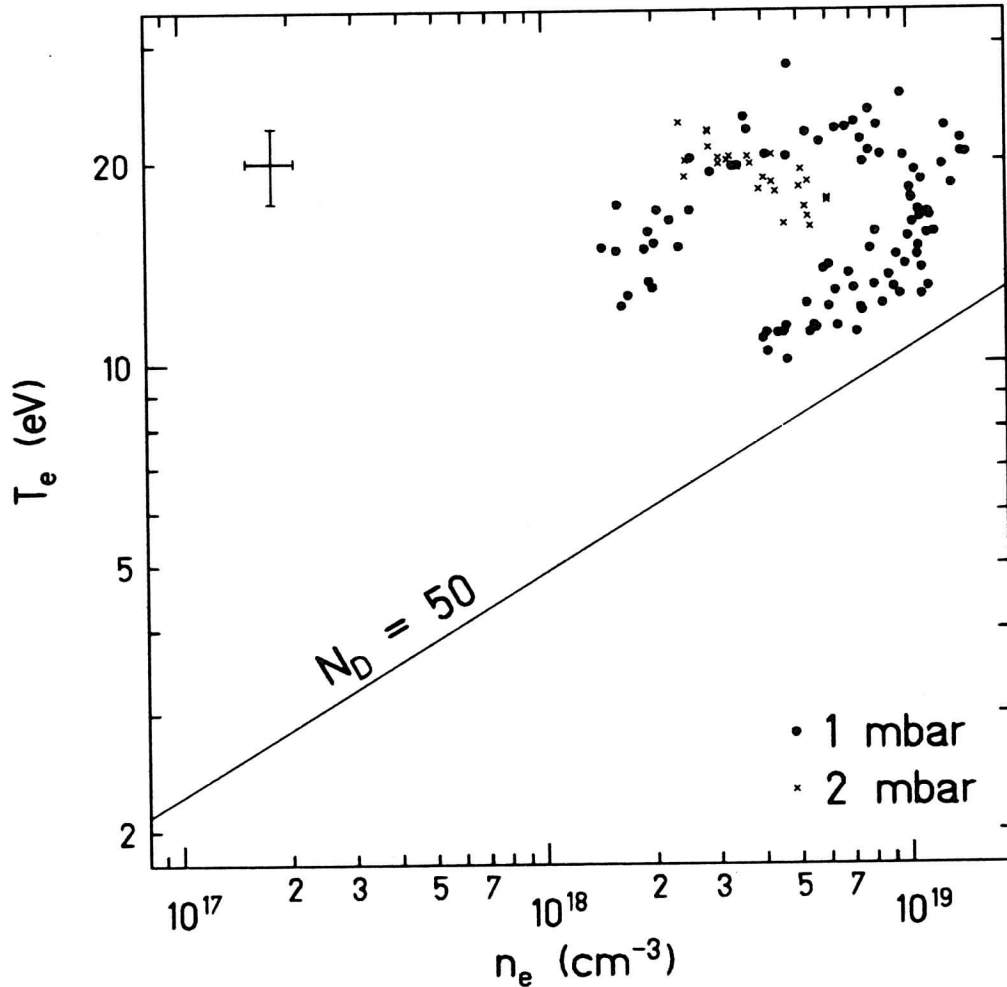


Abb. 4.28: Dichte-Temperatur-Bereich der untersuchten Plasmen. Ebenfalls dargestellt ist die Kurve für  $N_D = 50$  Elektronen im Debye-Volumen.

Thermalisierung der gerichteten Teilchenbewegung zugeführt, da Schockwelle und Piston gleichzeitig radial nach innen laufen.

Mit dem gemessenen Radius der Plasmasäule von 0.3 cm ergibt sich bei 1 mbar Helium für die thermische Energie des Plasmas zum 1./2. Pinchzeitpunkt  $E_{therm} = 0.36$  kJ, für die Ionisierungsenergie unter der Annahme vollständig zweifacher Ionisierung  $E_{ion} = 0.41$  kJ. Gerichtete kinetische Energie liegt zu diesem Zeitpunkt nicht vor. Damit wird ein erheblicher Teil der primär gespeicherten Energie von 2.1 kJ (vgl. Tabelle 3.1) für das Heizen und Ionisieren des Entladegases aufgebraucht. Geht man davon aus, daß Strom nur in der dichten Plasmasäule fließt, so ergibt sich eine Induktivität  $L_{Plasma} = 130$  nH und mit dem gemessenen Gesamtstrom  $I = 1.8 \cdot 10^5$  A eine magnetische Feldenergie von

$E_{mag} = 2.11$  kJ. Dies aber entspräche der gesamten Ausgangsenergie und ist ein weiterer Beleg für eine nicht auf das Plasma beschränkte Stromdichteverteilung.

In Abbildung 4.28 ist der mit Hilfe aller vorliegenden Meßwerte bestimmte Dichte-Temperatur-Bereich der beiden untersuchten Plasmen dargestellt. Die Gültigkeitskriterien in Abschnitt 2.2.1 lassen die Annahme zu, daß PLTE für die in dieser Arbeit relevanten Linienniveaus vorlag und die ermittelten Temperaturen einigermaßen zuverlässige Näherungswerte darstellen. Ebenfalls eingezeichnet wurde die Kurve für  $N_D = 50$  Elektronen im Debye-Volumen. Die Plasmen können also in guter Näherung als ideale Gase behandelt werden, wovon in einigen zuvor angegebenen Abschätzungen bereits Gebrauch gemacht wurde.

## 4.5 Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellten Resultate zeigen, daß die verwendete  $z$ -Pinch-Anlage mit dem Entladegas Helium das Erzeugen eines kontrollierten Plasmazustandes erlaubt. Erste Versuche lassen gleiches auch für Argon erwarten. Damit sind Untersuchungen der Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung nicht nur mit vollionisiertem Wasserstoff (vgl. /Die91/), sondern auch mit nur teilweise ionisierten schwereren Gasen möglich. Dies ist für die Experimente mit Schwerionenstrahl-erzeugten Plasmen von besonderem Interesse.

Im Gegensatz zur Wasserstoff-Entladung (vgl. /Kun90, Elf91/) konnte die Dichte und in eingeschränktem Maße auch die Temperatur des Heliumplasmas mit Hilfe sichtbarer Emissionsspektroskopie über den gesamten interessierenden Zeitbereich einschließlich der dichtesten Phase ermittelt werden. Damit stehen die für das theoretische Verständnis des noch zu messenden Energieverlustes erforderlichen Plasmamaparameter zur Verfügung.

Ganz allgemein erlauben es die beschriebenen Methoden, ein Heliumplasma mit  $10^{16} \leq n_e \leq 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und  $T_e < 40$  eV ohne übermäßigen experimentellen Aufwand zuverlässig zu diagnostizieren (siehe Abschnitt 2.2.3, 2.2.5 und 2.2.6). Für höhere Dichten gehen die oberen Energieniveaus der beiden sichtbaren HeII-Linien durch die Erniedrigung der Ionisationsenergie in den Bereich der ungebundenen Zustände über, und die optische Dichte erreicht zu große Werte. Bei wesentlich höheren Temperaturen ist das Heliumplasma vollständig zweifach ionisiert und emittiert keine Linienstrahlung mehr.

Durch Beimischung einiger Prozent Helium zu anderen Entladegasen läßt sich die Dichte dieser Plasmen im entsprechenden Parameterbereich in gleicher Weise messen /Bek76/. Zur Temperaturbestimmung muß allerdings, anstelle des Intensitätsverhältnisses einer Heliumlinie zu dem darunterliegenden Kontinuum, das zweier Linien herangezogen werden (siehe Abschnitt 2.2.3). Im Rahmen der GSI-Experimente könnte diese Diagnostik-Methode zunächst vor allem für Wasserstoff- und Argonplasmen genutzt werden. Experimentell zu untersuchen wäre allerdings beispielsweise noch, wie gut eine gleichmäßige Mitnahme beider Gase im Piston gewährleistet ist. Auch stellt sich die Frage, ob die Spektrallinien der Heliumbeimischung im Vergleich zu denen des anderen Gases eine ausreichende Intensität besitzen. Außerdem treten in den Spektren schwererer Gase zahl-

reiche nahe beieinanderliegende Linien mit einer im Vergleich zu Helium geringen Stark-Verbreiterung /Gri64, Gri74/ auf, die die Heliumlinien überlagern und das Anpassen eines Lorentz-Profiles erschweren. Zumindest bei einem Wasserstoffplasma wurden auf diese Weise jedoch bereits zufriedenstellende Ergebnisse erzielt /Fin83/.

# Literatur

- /Ack85/ U. Ackermann, K.H. Finken, J. Musielok, Phys. Rev. A **31** (1985) 2597
- /All57/ J.E. Allen, Proc. Phys. Soc. Lond. **B70** (1957) 24
- /Art57/ L.A. Artsimowitsch, A.M. Andrianov, O.A. Bazilevskaya, Y.G. Prokhorov, N.V. Filippov J. Nucl. Energy **4** (1957) 203
- /Art83/ L.A. Artsimowitsch, 'Plasmaphysik für Physiker', Teubner, Stuttgart (1983)
- /Bar61/ M. Baranger, R. Mozer, Phys. Rev. **123** (1961) 25
- /Bar75/ G. Baravian, J. Bretagne, J. Godart, G. Sultan, Z. Physik **B20** (1975) 255
- /Bas75/ S. Bashkin, J.O. Stoner, 'Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams, Vol. 1', North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1975)
- /Bau86/ H. Bauer, Diplomarbeit, Univ. Erlangen (1986)
- /Bek76/ G. Bekefi, 'Principles of Laser Plasmas', John Wiley and Sons, New York (1976)
- /Ben34/ W.H. Bennett, Phys. Rev. **45** (1934) 890
- /Ber62/ H.F. Berg, A.W. Ali, R. Lincke, H.R. Griem, Phys. Rev. **125** (1962) 199
- /Ber80/ G. Bertschinger, Dissertation, Univ. Bochum (1980)
- /Ber81/ J.R. Bernhard, F.L. Curzon, A.S. Barnard, in: 'Proceedings of the Fifth International Conference on Spectral Line Shapes', de Gruyter, Berlin (1981)
- /Böt63/ W. Bötticher, O. Roder, K.H. Wobig, Z. Physik **175** (1963) 480
- /Böt66/ W. Bötticher, BMwF-FB K 66-41 (1966)
- /Bog87/ E. Boggasch, Dissertation, Univ. Erlangen (1987)

- /Bog91/ E. Boggasch, J. Christiansen, K. Frank, R. Tkotz, H. Riege, IEEE Transaction on Plasma Science **19** (1991) 866
- /Bro67/ S.C. Brown, 'Basic Data of Plasma Physics, 1966', M.I.T. Press, Cambridge (1967)
- /Chu69/ C.K. Chu, R.A. Gross, 'Shock Waves in Plasma Physics', in: 'Advances in Plasma Physics, Vol. 2', ed. A. Simon, W.B. Thompson, Interscience Publishers Inc., New York (1969)
- /Cou48/ R. Courant, K.O. Friedrichs, 'Supersonic Flow and Shockwaves', Interscience Publishers Inc., New York (1948)
- /Cou51/ S.W. Cousins, A.A. Ware, Proc. Phys. Soc. **64b** (1951) 159
- /Del73/ A. Delcroix, S. Volonte, J. Phys. B **6** (1973) L4
- /Deu74/ C. Deutsch, M. Sassi, G. Coulaud, Ann. Phys. **83** (1974) 1
- /Die91/ K.-G. Dietrich, Dissertation, Univ. Heidelberg, GSI-Report 91-24 (1991)
- /Dra65/ H.W. Drawin, P. Felenbok, 'Data for Plasmas in Local Thermal Equilibrium', Gauthier-Villars, Paris (1965)
- /Ele83/ A.V. Eletsy, B.M. Smirnov, 'Elementary Nonradiative Processes', in: 'Handbook of Plasma Physics, Vol. 1: Basic Plasma Physics I', ed. M.N. Rosenbluth, R.Z. Sagdeev, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1983)
- /Elf92/ M. Efers, Dissertation, RWTH Aachen, GSI-Report 92-08 (1992)
- /Fin83/ K.H. Finken, Fortschr. Phys. **31** (1983) 1
- /Fra91/ K. Frank, J. Christiansen, W. Hartmann, Physik in unserer Zeit **22/4** (1991) 156
- /Gaw88/ A. Gawron, S. Maurmann, F. Böttcher, A. Meckler, H.-J. Kunze, Phys. Rev. A **38** (1988) 4737
- /Gaw89/ A. Gawron, J.D. Hey, X.J. Xu, H.-J. Kunze, Phys. Rev. A **40** (1989) 7150
- /Gaw90/ A. Gawron, Dissertation, Univ. Bochum (1990)
- /Ger86/ C. Gerthsen, H.O. Kneser, H. Vogel, 'Physik', Springer-Verlag, Berlin (1986)
- /Gre74/ J.R. Greig, L.A. Jones, R.W. Lee Phys. Rev. **A9** (1974) 44
- /Gri61/ H.R. Griem, K.Y. Shen, Phys. Rev. Lett. **122** (1961) 1490
- /Gri63/ H.R. Griem, Phys. Rev. Lett. **131** (1963) 1170

- /Gri64/ H.R. Griem, 'Plasma Spectroscopy', McGraw-Hill Book Company, New York (1964)
- /Gri70/ H.R. Griem, R.H. Lovberg, 'Methods of Experimental Physics, Vol. 9: Plasma Physics, Part A', Academic-Press, New York (1970)
- /Gri74/ H.R. Griem, 'Spectral Line Broadening by Plasmas', Academic-Press, New York (1974)
- /Gri83/ H.R. Griem, 'Radiation Processes in Plasma', in: 'Handbook of Plasma Physics, Vol. 1: Basic Plasma Physics I', ed. M.N. Rosenbluth, R.Z. Sagdeev, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1983)
- /Hak90/ H. Haken, H.C. Wolf, 'Atom- und Quantenphysik', Springer-Verlag, Berlin (1990)
- /Ham89/ Handbuch zur Streak-Kamera, Hamamatsu Photonics Europa GmbH, Herrsching (1989)
- /Haw74/ R.J. Hawryluk, G. Bekefi, E.V. George, Phys. Rev. A10 (1974) 265
- /Her64/ W. Hertz, A. Koller, A. Michel, Z. Naturforschg. 19a (1964) 1089
- /Hey75/ J.D. Hey, H.R. Griem, Phys. Rev. A12 (1975) 169
- /Hof92/ D.H.H. Hoffmann, K.-G. Dietrich, W. Laux, E. Boggasch, J. Jacoby, K. Mahrt-Olt, A. Tauschwitz, B. Heimrich, M. Winkler, P. Spiller, Particle Accelerators 37 (1992) 371
- /Hüb82/ K. Hübner, 'Einführung in die Plasmaphysik', Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1982)
- /Hut87/ I.H. Hutchinson, 'Principles of Plasma Diagnostics', Cambridge University Press, Cambridge (1987)
- /Jac62/ J.D. Jackson, 'Classical Electrodynamics', John Wiley and Sons, New York (1962)
- /Jar82/ Handbuch zum Spektrometer Jarrel-Ash Monospec 27, Fisher Scientific Company, Waltham (1982)
- /Juk58/ J.D. Jukes, A.E.R.E. GP/R2293, Report 1958 (1958)
- /Kle68/ G. Kleist, W. Bötticher, H. Damman, U. Kogelschatz, Z. Naturforschg. 24a (1968) 226
- /Kne88/ F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist, 'Laser', Teubner, Stuttgart (1988)
- /Koh86/ F. Kohlrausch, 'Praktische Physik, Band 3', Teubner, Stuttgart (1986)

- /Koz90/ C. Kozlik, Dissertation, Univ. Erlangen (1990)
- /Kun90/ H. Kunze, Dissertation, RWTH Aachen (1990)
- /Kun90a/ H. Kunze, R. Noll, C.R. Haas, M. Elfers, J. Hertzberg, G. Herziger, Laser Part. Beams 8 (1990) 595
- /Lan89/ L.D. Landau, E.M. Lifschitz, 'Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band 2' Akademie-Verlag, Berlin (1989)
- /Leo57/ M.A. Leontovitsch, S.M. Osovets, J. Nucl. Energy 4 (1957) 209
- /Loc68/ W. Lochte-Holtgreven in: 'Plasma Diagnostics', ed. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)
- /Mar92/ K. Mahrt-Olt, Dissertation, Univ. Heidelberg (1992), GSI-Report 92-17 (1992)
- /Mei72/ D. Meiners, BMBW-FB K 72-22 (1972)
- /Mew67/ R. Mewe, Brit. J. Appl. Phys. 18 (1967) 107
- /Miy80/ K. Miyamoto 'Plasma Physics for Nuclear Fusion', M.I.T. Press, Cambridge (1980)
- /Miy84/ T. Miyamoto, Nucl. Fusion 24 (1984) 337
- /Nol89/ R. Noll, H. Kunze, C.R. Haas, Nucl. Instr. Meth. A278 (1989) 85
- /Pau65/ J.W.M. Paul, L.S. Holmes, M.J. Parkinson, J. Sheffield, Nature 208 (1965) 133
- /Pit80/ T.L. Pittmann, P. Voigt, D.E. Kelleher, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 723
- /Pit83/ T.L. Pittmann, C. Fleurier, in: 'Proceedings of the Sixth International Conference on Spectral Line Shapes', de Gruyter, Berlin (1983)
- /Pit86/ T.L. Pittmann, C. Fleurier, Phys. Rev. A 33 (1986) 1291
- /Pot78/ D. Potter, Nucl. Fusion 18 (1978) 813
- /Ric68/ J. Richter in: 'Plasma Diagnostics', ed. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)
- /Ros54/ M. Rosenbluth, Los Alamos Report LA-1850 (1954)
- /Sal89/ N.A. Salingaros, IEEE Transaction on Plasma Science 17 (1989) 854
- /Sas75/ M. Sassi, C. Deutsch, G. Coulaud, Ann. Phys. 89 (1975) 274
- /Spi56/ L. Spitzer, 'Physics of Fully Ionized Gases' Interscience Publishers Inc., New York (1956)

- /Tra68/ G. Traving in: 'Plasma Diagnostics', ed. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)
- /War51/ A.A. Ware, Phil. Trans. Roy. Soc. London 243a/863 (1951) 197
- /Wea84/ R.C. Weast, 'CRC Handbook of Chemistry and Physics, 64. Ed.', CRC Press, Boca Raton (1984)
- /Whi65/ R.W.P. McWhirter, 'Spectral Intensities', in: 'Plasma Diagnostic Techniques', ed. R.H. Huddleston, S.L. Leonard Academic Press, New York (1965)
- /Wie65/ W.L. Wiese, 'Line Broadening', in: 'Plasma Diagnostic Techniques', ed. R.H. Huddleston, S.L. Leonard Academic Press, New York (1965)
- /Wie66/ W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Glennon, 'Atomic Transition Probabilities, Vol. 1', NSRDS-NBS 4 (1966)
- /Wil62/ R. Wilson, Quant. Spec. Rad. Transfer 2 (1962) 477
- /Wul58/ H. Wulf, Z. Physik 150 (1958) 614
- /Zwi64/ H. Zwicker, Z. Physik 177 (1964) 54
- /Zwi68/ H. Zwicker in: 'Plasma Diagnostics', ed. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)

## Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Seelig am Institut für Angewandte Physik der Technischen Hochschule Darmstadt, der mir die Möglichkeit eröffnete, meine Diplomarbeit unter optimalen Rahmenbedingungen bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt anzufertigen. Er war stets am Fortgang meiner Arbeit interessiert und immer zu Gesprächen bereit.

Besonders herzlich möchte ich mich bei Herrn Dr. D.H.H. Hoffmann für die Aufnahme in die Schwerionen-Plasmaphysik-Gruppe und seine immerwährende sehr persönliche Unterstützung bedanken.

Herrn Dr. K.-G. Dietrich (†) danke ich für die außerordentlich lehrreiche Betreuung während des experimentellen Teils dieser Arbeit. Nicht nur als Physiker, sondern vor allem als Mensch wird er mir stets in Erinnerung bleiben.

Danken möchte ich auch Herrn Dr. E. Boggasch für die guten Antworten auf zahlreiche Fragen, Herrn A. Tauschwitz, mit dem ich viele beiderseits anregende Diskussionen führen konnte, und allen übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe.

Gedankt sei an dieser Stelle außerdem allen Mitarbeitern des GSI-Rechenzentrums, die ihren Rechner zuverlässig am Laufen hielten, und bei denen ich meine Daten in sicherer Hand wußte.

## CHAPTER 1

The first part of the book discusses the history of the subject and the various methods used to study it. It covers the development of the field from its early beginnings to the present day, highlighting the contributions of key researchers and the evolution of theoretical frameworks. The text also explores the practical applications of the research and the challenges faced by the community.

The second part of the book focuses on the methodology of the research, detailing the design of the study, the data collection process, and the statistical analysis used to interpret the results. It provides a comprehensive overview of the research process, from the initial formulation of hypotheses to the final presentation of findings.

The third part of the book presents the results of the study, discussing the implications of the findings for the field and the broader community. It includes a detailed analysis of the data and a discussion of the limitations of the study, as well as suggestions for future research.