

Bestimmung der Neutralteilchendichte
eines Deuteriumplasmas mit Hilfe op-
tischer Absorptionsmessungen im Vakuum UV

Robert Bergmann

IPP 1/148

September 1974

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Bestimmung der Neutralteilchendichte
eines Deuteriumplasmas mit Hilfe op-
tischer Absorptionsmessungen im Vakuum UV

Robert Bergmann

IPP 1/148

September 1974

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Abstract

The density of neutral deuterium atoms in a deuterium plasma was determined by line-absorption-measurements. A modified theta-pinch served as a continuum light source. The amount of light absorbed in resonance transitions yields the concentration of the neutral particles. This method enables a direct measurement without assumption about the plasma parameters.

13
13
15
15
17
18
20
20
22
22
22
29
30
34
35

Gliederung

1. Zusammenfassung	
2. Einleitung	1
3. Theoretische Grundlagen für die Messung	3
3.1 Bedingungen für die Lichtquelle	3
3.1.1 Die Strahlungstransportgleichung	3
3.1.2 Numerische Abschätzung	4
3.2 Bedingungen für die Plasmaparameter	7
3.3 Möglichkeiten für die Grundzustandsdichtebestimmung aus einer gemessenen Absorptionslinie	9
3.3.1 Auswertung von photoempfindlichen Platten oder Filmen	9
3.3.2 Auswertung von Multipliemermeßreihen	11
3.3.3 Vorteile und Nachteile der beiden Verfahren	11
4. Die Lichtquelle	13
4.1 Beschreibung	13
4.2 Diagnostik an der Lichtquelle	15
4.2.1 Reproduzierbarkeit und zeitlicher Verlauf der Lichtemission	15
4.2.2 Schwarze Temperatur	17
4.2.3 Spektren	18
5. Absorptionsmessungen	20
5.1 Versuchsaufbau	20
5.2 Zeitintegrierte Messung mit Film	22
5.2.1 Durchführung der Messung	22
5.2.2 Auswertung	22
5.2.3 Fehlerdiskussion	29
5.3 Zeitaufgelöste Messung mit Multiplier	30
5.4 Diskussion der Ergebnisse	34
6. Schlußbemerkung	35

1. Zusammenfassung

Mit Hilfe von Linienabsorption wurde die Neutralteilchendichte eines Deuteriumplasmas bestimmt. Die dazu gebaute Lichtquelle, ein abgeänderter θ - Pinch, liefert eine Kontinuumsstrahlung, die die Resonanzlinien des neutralen Deuteriums anregt. Aus der Menge des dabei absorbierten Lichtes erhält man die Dichte der Neutralteilchen. Dieses Verfahren ermöglichte eine direkte Auswertung ohne Annahmen über die vorliegenden Plasmaparameter.

2. Einleitung

Im Labor hergestellte Plasmen werden stets aus einem Neutralgashintergrund erzeugt und enthalten daher insbesondere in Randzonen eine erhebliche Menge von Neutralteilchen. Es ist von großer Wichtigkeit, die Dichte der Neutralteilchen sowohl im Plasma selbst als auch in seiner Umgebung zu kennen, da man hierdurch Aussagen über die Wirksamkeit des Erzeugungsverfahrens, über die Ausdehnung des Plasmas, sowie über den Grad der Beeinflussung durch das umgebende kalte Gas gewinnen kann.

Das einfachste, denkbare Meßverfahren, nämlich die Messung der von den Neutralteilchen herrührenden Lichtemission, ist zugleich das unsicherste, da die Plasmaparameter meist nicht hinreichend genau genug vorliegen. Es ist daher sinnvoller, die Wechselwirkung der Neutralteilchen mit von außen eingestrahlttem Licht zu untersuchen. Je nach Wellenlänge dieses Lichtes werden Neutralteilchen, die sich im Grundzustand befinden, ionisiert oder angeregt. Aus der Menge des durch Photoionisation absorbierten Lichtes haben Forman und Kunkel /1/ Neutralteilchendichten bestimmt. Betrachtet man dagegen die Photoanregung, so bieten sich zwei verschiedene Verfahren an: Man kann sowohl aus der Remission der absorbierten Quanten, als auch aus der Schwächung des durchgehenden Lichtes auf die Neutralteilchendichte schließen. Die erste Methode ist grundsätzlich in jedem Dichtebereich anwendbar, stellt aber große Anforderungen an die Intensität der Lichtquelle, da die Photoanregung groß gegen andere Anregungsprozesse, wie etwa Elektronenstöße, sein muß. Die zweite Methode - Schwächung des durchgehenden Lichtes - ist nur in einem beschränkten Dichtebereich möglich, da einerseits das Licht meßbar abgeschwächt werden muß, andererseits aber nicht so stark absorbiert werden darf, daß es im Bereich der Absorptionslinie das Plasma gar nicht durchdringen kann. Der hierdurch gegebene Parameterbereich ist jedoch so groß, daß das Verfahren in vielen praktischen Fällen mit

Erfolg angewandt werden kann. In der vorliegenden Arbeit wird diese Methode zur Messung der Neutralteilchendichte in einem Z-Pinch-Plasma verwendet, wobei sich herausstellt, daß der apparative Aufwand relativ gering ist und die Ergebnisse leicht zu interpretieren sind.

3. Theoretische Grundlagen für die Messung

3.1 Bedingungen für die Lichtquelle

Zur Bestimmung der Dichte von Neutralteilchen ist es ausreichend, deren Grundzustandsdichte zu messen, da nahezu 100 % der Neutralteilchen im Grundzustand vorliegen /2/.

Um die Absorption des eingestrahlten Lichtes durch Photoanregung messen zu können, wird eine intensive Lichtquelle benötigt, da die Emission des Plasmas bei der Absorptionsmessung nicht stören darf.

3.1.1. Die Strahlungstransportgleichung

Der Vorgang der Absorption und Emission wird durch die differentielle Strahlungstransportgleichung beschrieben /3/ :

$$dI = -\kappa I ds + \epsilon ds \quad (1)$$

κ : Absorptionskoeffizient

ϵ : Emissionskoeffizient

Sie gibt an, wie groß die Änderung der Intensität dI längs einer Wegstrecke ds auf Grund von Absorption und Emission ist.

Unter der Bedingung, daß sowohl κ wie auch ϵ entlang des optischen Weges konstant sind, kann die Strahlungstransportgleichung gelöst werden:

$$I = I_0 e^{-\tau} + \frac{\epsilon}{\kappa} (1 - e^{-\tau}) \quad (2)$$

I_0 ist die von außen eingestrahlte Intensität. Ferner wurde die optische Dicke τ eingeführt:

$$\tau = \kappa \ell \quad (3)$$

(ℓ : Länge des Absorptionsweges)

Der erste Term von Gleichung (2) beschreibt die Absorption einer von außen einfallenden Intensität I_0 , der zweite gibt die Emission des Plasmas an. Soll die Absorption des eingestrahnten Lichtes gemessen werden, so darf die abgeschwächte Intensität $I_0 e^{-\tau}$ von der Emission des Plasmas nicht überstrahlt werden. Daraus ergibt sich eine Bedingung für die Stärke der einfallenden Intensität I_0 :

$$I_0 > \frac{\epsilon}{\kappa} (e^{\tau} - 1) \quad (4)$$

3.1.2 Numerische Abschätzung

Im Bereich einer Linie ist die kontinuierliche Absorption (z.B. Anregung von frei - frei oder gebunden - frei Übergängen) gegenüber der Linienabsorption vernachlässigbar, so daß wir uns auf diese beschränken können. Ferner zeigen die experimentellen Ergebnisse, daß die Starkverbreiterung /4/ der Linien in dem vorliegenden Experiment keine Rolle spielt. Es genügt daher, den Absorptionskoeffizienten für eine rein dopplerverbreiterte Linie anzugeben /5/:

$$\kappa = \sqrt{\pi} r_0 \frac{\lambda_0^2 n_g f}{\Delta\lambda_D} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \quad (5)$$

r_0 : klassischer Elektronenradius

n_g : Grundzustandsdichte

f : Absorptionsoszillatorenstärke

λ : Wellenlänge

λ_0 : Wellenlänge in der Linienmitte

$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$

$\Delta\lambda_D$: Dopplerbreite

Liegt ein homogenes Plasma vor, so ergibt sich nach Gleichung (3) für die optische Dicke τ_0 in der Linienmitte ($\Delta\lambda = 0$):

$$\tau_0 = \kappa(\Delta\lambda = 0) \ell = \sqrt{\pi} r_0 \frac{\lambda_0^2 n_g f \ell}{\Delta\lambda_D} \quad (6)$$

Der Emissionskoeffizient wird durch die spontane und die induzierte Lichtemission bestimmt. Wegen der kurzen Lebensdauer angeregter Zustände des Deuteriumatoms kann letztere vernachlässigt werden. Für den Emissionskoeffizienten einer dopplerverbreiterten Linie gilt dann im Fall eines optisch dünnen Korona - Modell - Plasmas /2/:

$$\epsilon(\lambda) = \frac{1}{4\pi} n_e n_g C \frac{A(p, q)}{\sum_{r < p} A(p, r)} h \nu(p, q) \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \quad (7)$$

$A(p, q)$: atomare Übergangswahrscheinlichkeit von einem Niveau p in ein Niveau q

$\nu(p, q)$: Linienfrequenz

n_e : Elektronendichte

h : Plancksches Wirkungsquantum

Der Anregungskoeffizient C wurde nach /6/ berechnet:

$$C = 1.2 \times 10^{-8} y e^{-y} \left\{ (ay + b) \left[\ln \frac{y+1}{1} - \frac{0.4}{(1-y)^2} \right] - a \right\} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right] \quad (8)$$

$$a = 1.446 \quad b = 2.931 \quad y = \frac{h\nu [\text{eV}]}{kT [\text{eV}]}$$

Die in Ungleichung (4) im Exponenten stehende Größe τ hat in der Linienmitte den größten Wert. Es ist daher ausreichend, die Ungleichung an dieser Stelle abzuschätzen. Da ϵ und κ in komplizierter Weise von der Grundzustandsdichte n_g , der Atomtemperatur T_A , der Elektronendichte n_e , der Elektronentemperatur T_e und der Länge des Absorptionsweges l abhängen, können nur spezielle Fälle behandelt werden. Das später untersuchte Deuteriumplasma wurde in einem 220 cm langen Z-Pinch erzeugt. T_A war kleiner als 50 eV, T_e ungefähr 3 eV. Unter der Annahme, daß $n_g + n_e$ immer gleich der Füll-dichte n_f ist, wurde die rechte Seite von Ungleichung (4) für die ϵ - Linie der Lyman - Serie berechnet. Abb. 1 zeigt das Ergebnis in Abhängigkeit vom Ionisierungsgrad des Plasmas

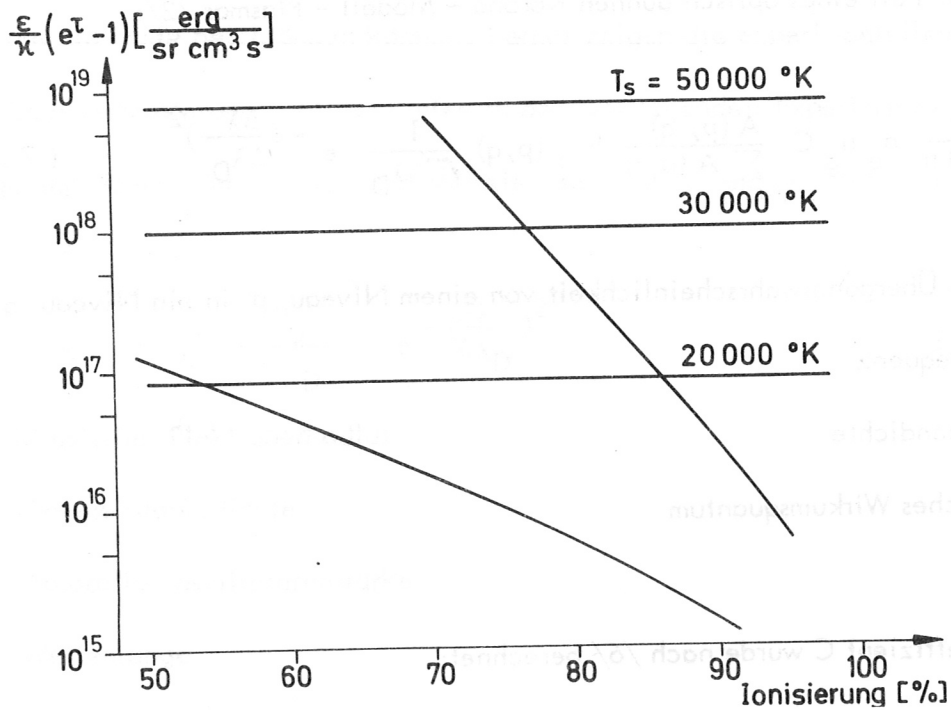


Abb. 1: Waagrechte Linien: Intensität eines Schwarzen Strahlers mit der Temperatur T_s bei 940 \AA . Zum Vergleich: die rechte Seite von Ungleichung (4) für ein Deuteriumplasma mit den im Text angegebenen Parametern und einem Füll-druck von 12.5 mTorr (obere Kurve) bzw. 5 mTorr (untere Kurve)

bei zwei verschiedenen Fülldrücken. Die waagrechten Linien geben zum Vergleich die Intensität eines Schwarzen Strahlers bei einer Wellenlänge von 940 \AA an. Parameter ist die Temperatur.

Neben der Forderung an eine ausreichend intensive Lichtquelle müssen auch die Plasmaparameter bestimmte Voraussetzungen erfüllen, damit Linienabsorptionsmessungen möglich sind.

3.2 Bedingungen für die Plasmaparameter

Ist in der Strahlungstransportgleichung (2) die Emission des Plasmas vernachlässigbar, so kann eine rein dopplerverbreiterte Absorptionslinie beschrieben werden durch:

$$I = I_0 \exp \left\{ -\tau_0 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \right\} \quad (9)$$

Die optische Dicke τ_0 in der Linienmitte muß einerseits groß genug sein, um einen merklichen Einbruch in das eingestrahlte Kontinuum zu verursachen, andererseits darf aber τ_0 nicht so groß werden, daß das eingestrahlte Licht das Plasma im Bereich der Linie nicht mehr durchdringen kann. Eine qualitative Aussage darüber liefern die Wachstumskurven nach Unsöld /5/. Hieraus ergibt sich folgender Bereich für

τ_0 :

$$0.2 \leq \tau_0 \leq 2 \quad (10)$$

Die untere Grenze bedeutet einen Einbruch in das Kontinuum von 18.2 %. Je nach Atomtemperatur T_A und Länge des Absorptionsweges ℓ ist durch die Bedingung für τ_0 der meßbare Grundzustandsdichtebereich eingeschränkt. In der Lyman - Serie ändert sich die Oszillatorenstärke /7/, und damit auch τ_0 um

zwei Zehnerpotenzen. Das ergibt zusammen mit Ungleichung (10) einen Dichtebereich,

der sich über drei Größenordnungen erstreckt. In Abb. 2 ist τ_0 in Abhängigkeit von

$\frac{n \cdot \ell}{\sqrt{T_A}}$ für die ersten sieben Deuteriumlinien der Lyman - Serie dargestellt. Der günstige Bereich für τ_0 ist durch waagrechte, gestrichelte, der für $\frac{n \cdot \ell}{\sqrt{T_A}}$ durch senkrechte, durchgezogene Linien gekennzeichnet.

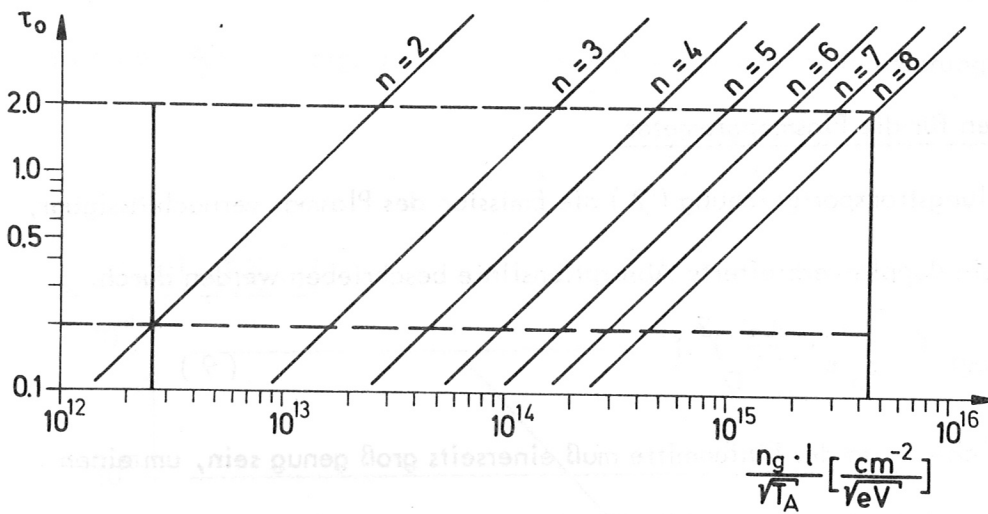


Abb. 2: Optische Dicke τ_0 für die ersten sieben Deuteriumlinien der Lyman - Serie in Abhängigkeit der eingehenden Plasmaparameter (n bezeichnet die Hauptquantenzahl des angeregten Niveaus).

Nachdem die Voraussetzungen für die Grundzustandsdichtebestimmung mit Hilfe von Linienabsorptionsmessungen diskutiert sind, sollen zwei verschiedene Meßmethoden beschrieben werden.

3.3 Möglichkeiten der Grundzustandsdichtebestimmung aus einer gemessenen Absorptionslinie

Das mit einem Spektrographen aufgelöste Linienprofil wird entweder aus der Schwärzung (Density) einer lichtempfindlichen Schicht, oder durch mehrere Multiplermessungen bestimmt.

3.3.1 Auswertung von photoempfindlichen Platten oder Filmen

Für die Density D , die durch eine, während der Zeit t auffallende Lichtintensität I erzeugt wird, gilt näherungsweise nach [8]:

$$D = \gamma \ln \int_0^t I dt = \gamma \ln \langle I \rangle t = \gamma \ln \langle I \rangle + \gamma \ln t, \quad (11)$$

wobei $\langle I \rangle$ eine mittlere Intensität ist.

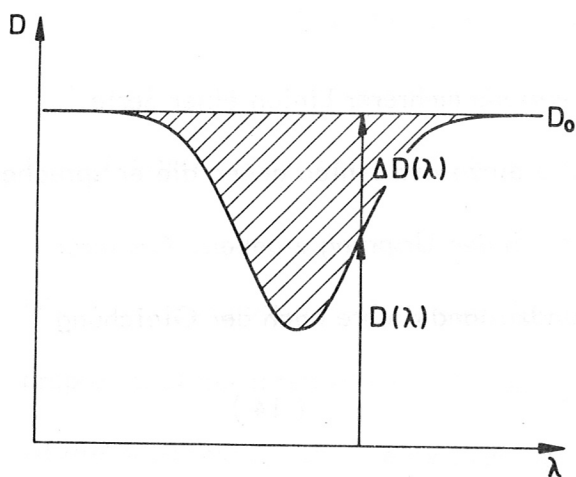


Abb. 3: Densitykurve einer Absorptionslinie

Der Proportionalitätsfaktor γ ist im linearen Teil der Schwärzungskurve konstant. Bei gleichen Belichtungszeiten t kann der zweite Term der Gleichung (11) wegfallen, wenn nur Intensitätsverhältnisse, und somit Density - Differenzen interessieren.

Den Density - Verlauf einer rein dopplerverbreiterten Linie erhält man dann mit

Gleichung (9):

$$D = D_0 - \gamma \tau_0 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \quad (12)$$

Dabei ist $D_0 = \gamma \ln I_0$ die Density des Kontinuums.

Die Größe $\int (D_0 - D) d\lambda$ wird in Abb. 3 durch die schraffierte Fläche dargestellt. Für sie gilt:

$$\int (D_0 - D) d\lambda = \int \Delta D d\lambda = \gamma \tau_0 \sqrt{\pi} = \gamma \pi r_0 \lambda_0^2 f n_g \ell \quad (13)$$

Der rechte Ausdruck ist direkt proportional zu $n_g \ell$ und außerdem nur von bekannten Naturkonstanten abhängig. Aus einer einfachen Flächenmessung und der Bestimmung von γ kann so die über den Absorptionsweg und die Belichtungszeit gemittelte Grundzustandsdichte berechnet werden, wenn nur die Länge des Absorptionsweges bekannt ist.

Eine Verkleinerung des Meßfehlers ergibt die Auswertung mehrerer Linien einer Serie.

Trägt man die gemessenen Werte des Integrals für die einzelnen Linien gegen die entsprechenden Größen $\lambda_0^2 \cdot f$ auf, so muß sich eine Gerade durch den Ursprung ergeben. Aus ihrer Steigung s errechnet sich dann eine mittlere Grundzustandsdichte nach der Gleichung

$$s = \frac{\int \Delta D d\lambda}{\lambda_0^2 f} = \gamma \pi r_0 n_g \cdot \ell \quad (14)$$

Zugleich läßt sich aus der Streuung der Meßpunkte ein Fehler abschätzen.

3.3. 2 Auswertung von Multiplermessreihen

Auf den Austrittsspalt des Spektrographen wird je nach Einstellung des Gitters ein bestimmter Wellenlängenbereich des einfallenden Lichtes abgebildet. Die Intensität in diesem Wellenlängenbereich wird mit einer Szintillator-Multiplier-Kombination gemessen. Indem man durch Verstellen des Gitters von Entladung zu Entladung den Linienbereich durchfährt, erhält man einzelne Meßpunkte der Absorptionslinie. Diesen Punkten wird eine theoretische Kurve nach Gleichung (9) durch Variation der Parameter I_0 , τ_0 und $\Delta\lambda_D$ möglichst gut angepaßt. Aus den so erhaltenen Werten für die optische Dicke und die Dopplerbreite läßt sich dann nach Gleichung (6) die Grundzustandsdichte errechnen.

3.3.3 Vorteile und Nachteile der beiden Verfahren.

Während der Multiplier eine zeitaufgelöste Messung ermöglicht, ist das mit dem Film registrierte Spektrum immer über die Belichtungszeit integriert. Dies ist der wesentliche Unterschied der beiden Methoden.

Die Auswertung von Multipliersignalen ist einfacher, da der Multiplierstrom direkt proportional der Intensität ist. Bei der relativ umständlichen Auswertung eines Films ist die Bestimmung von γ eine eventuell nicht unwesentliche Fehlerquelle. Andererseits muß für die Messung eines Linienprofils mit dem Multiplier die Intensität der Lichtquelle gut reproduzierbar sein, da die einzelnen Meßpunkte des Profils durch je eine Entladung bestimmt werden, während mit einem Film bei jeder Entladung die gesamte Linie registriert wird.

3.3.4 Einfluß des Apparateprofils

Die gemessene Absorptionslinie ist in jedem Fall mit dem Apparateprofil verfalzt.

Es zeigt sich, daß die Größe $\int \Delta D d\lambda$ innerhalb gewisser Grenzen nicht stark

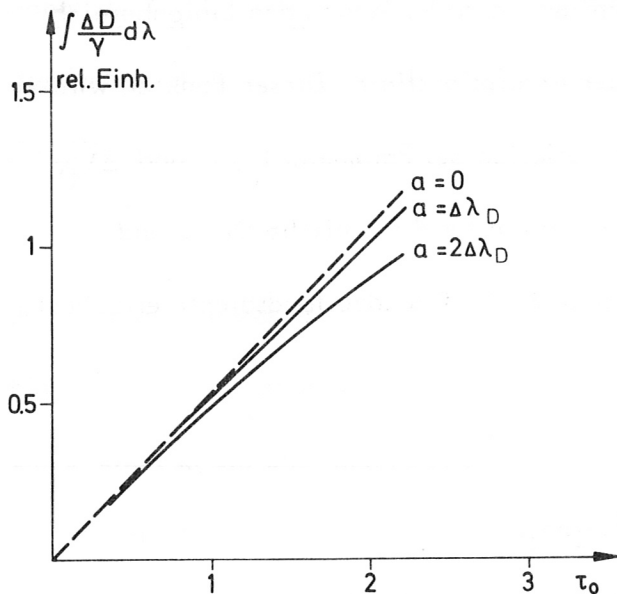


Abb. 4: Einfluß des Apparateprofils auf die Fläche über einer Absorptionslinie

vom Apparateprofil ab-

hängt. Die in Abb. 4

dargestellten Kurven

wurden über eine Ver-

fallung /5/ der Absorptionslinie

mit einem Rechteckprofil der

Breite $2a$ berechnet. Para-

meter ist das Verhältnis

$$\frac{a}{\Delta\lambda_D}$$

Bei der Auswertung der Multiplier-

meßreihe konnte man den Einfluß

des Apparateprofils explizit be-

rücksichtigen. Die numerische Ver-

fallung der theoretischen Absorptionslinie mit dem gemessenen Apparateprofil liefert den

Intensitätsverlauf, der mit den Meßpunkten verglichen wird.

4. Die Lichtquelle

4.1 Beschreibung

Die in Abb. 5 dargestellte Lichtquelle wurde nach einem Vorschlag von Hildum und Cooper /9/ gebaut. Die einwindige Primärspule ist mit der ebenfalls einwindigen Sekundärspule induktiv gekoppelt. Diese hat einen drei Zentimeter langen Funken-spalt und ist in einem Glasrohr befestigt. Die Elektroden des Funken-spalts sind aus Wolfram und liegen auf einem Isolator (NDK-Kondensatorkeramik KER 310). Die in der Sekundärspule induzierte Spannung bricht an den Wolframelektroden durch. Das dabei gebildete Wolframplasma wird durch das Magnetfeld über den Elektroden komprimiert und gegen den Isolator gedrückt. Die dicht beieinander liegenden Linien des durch Strom und Magnetfeld aufgeheizten Plasmas sind so sehr verbreitert, daß sie sich überlagern und ein "Quasikontinuum" bilden.

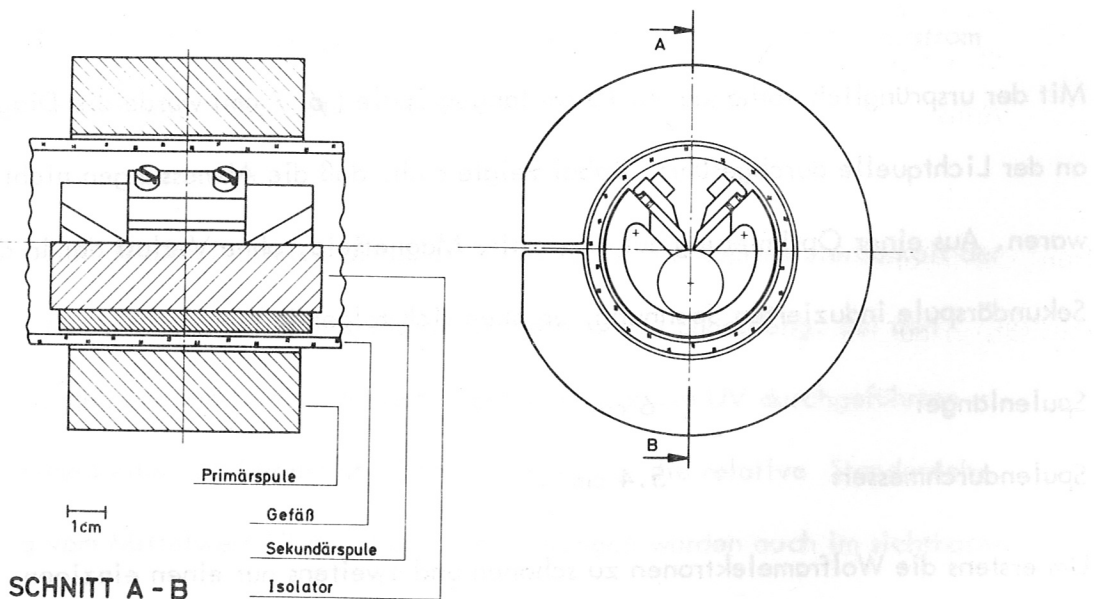


Abb. 5: Die Lichtquelle

Zur Vermeidung von Intensitätsverlusten kann die Lichtquelle ohne Zwischenfenster an die Hochspannungsseite eines Z-Pinches angeflanscht werden. Obwohl von dort zur Sekundärspule eine leitende Verbindung durch das Plasma entstehen kann, wird die Batterie der Lichtquelle durch die Hochspannung des Z-Pinches nicht gefährdet, da die Sekundärspule von ihr galvanisch entkoppelt ist. Hildum und Cooper /10/ stellten mit dieser Lichtquelle Absorptionsspektren eines Argonplasmas her.

Zur Stromversorgung stand eine θ -Pinch-Kondensator-Batterie mit folgenden Daten zur Verfügung:

Ladespannung:	18 kV
Energieinhalt:	7.5 kJ
Kapazität:	45 μ F (6 parallel geschaltete Boschkondensatoren von je 7.5 μ F)
Periode:	9.7 μ s

Mit der ursprünglich vorhandenen 10 cm langen Spule (ϕ 7 cm) wurde die Diagnostik an der Lichtquelle durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die Abmessungen nicht ideal waren. Aus einer Optimierung auf maximales Magnetfeld, ohne Verlust der in der Sekundärspule induzierten Spannung, ergaben sich folgende Werte:

Spulenlänge:	6 cm
Spulendurchmesser:	5.4 cm

Um erstens die Wolframelektronen zu schonen und zweitens nur einen einzigen,

kurzen Lichtimpuls zu erhalten, wurde, soweit es aus Intensitätsgründen möglich war, der Strom des Schwingkreises durch 36 parallel geschaltete Thyrite (spannungsabhängige Widerstände) nach der ersten Halbwelle ausgedämpft. Waren jedoch hohe Intensitäten erforderlich, so mußten die Thyrite kurzgeschlossen werden. (Der letztere Fall wird im Folgenden als "schwingender Betrieb" bezeichnet werden). Der Stromverlauf ist für beide Fälle in Abb. 6 dargestellt.

4.2 Diagnostik an der Lichtquelle

Eine Untersuchung der optischen Eigenschaften der Lichtquelle ist für die Interpretation von Absorptionsspektren, die mit Hilfe dieser Lichtquelle angefertigt werden, erforderlich.

4.2.1 Reproduzierbarkeit und zeitlicher Verlauf der Lichtemission

Die beiden Schmierbilder in Abb. 6 zeigen das zeitliche Verhalten des lichtabstrahlenden Wolframplasmas. Dieses wird, wie erwartet, durch den Primärstrom komprimiert und gegen den Isolator gedrückt.

4.2.2 Schwarze Temperatur

Für die später durchgeführten Multipliemessungen ist die Reproduzierbarkeit der Intensität der Lichtquelle im ausgedämpften Betrieb von Bedeutung. Bei den einzelnen, gemessenen Intensitätswerten einer im Vakuum UV durchgeführten Multipliemreihe von insgesamt 22 Entladungen war die relative Standardabweichung vom Mittelwert 13 %. Diese Schwankungen wurden auch im sichtbaren

Wolfram-Plasma

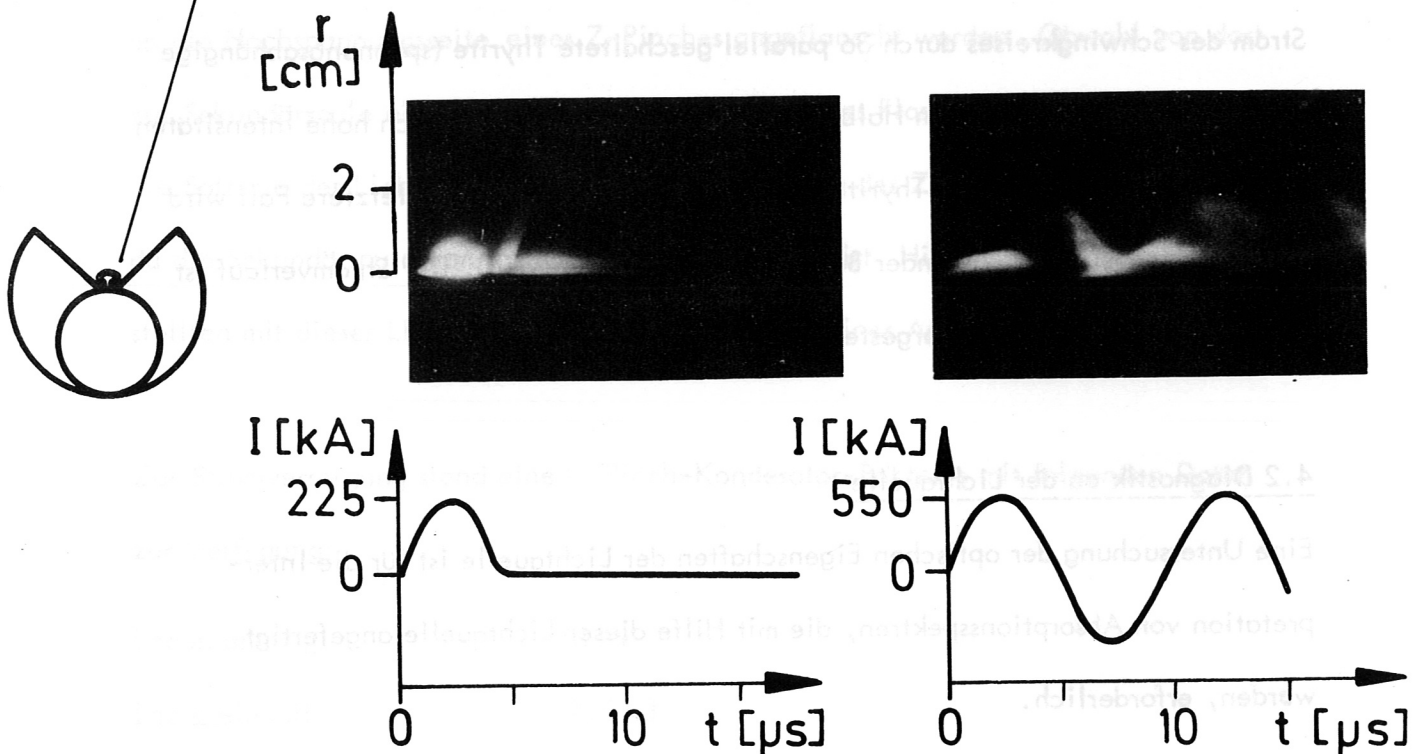


Abb. 6: Schmierbilder des Wolframplasmas und Stromverlauf, links bei ausgedämpftem und rechts bei schwingendem Betrieb der Lichtquelle. Die schematische Zeichnung neben den Schmierbildern zeigt, wie dort die Lichtquelle abgebildet ist.

Spektralbereich festgestellt. Dabei war eine starke Emission in diesem Wellenlängenbereich meist auch mit einer starken Emission im Vakuum UV verbunden. So konnte eine einfache Messung im Sichtbaren Aufschluß über die Intensitätsschwankungen im Vakuum UV geben.

Während der zeitliche Verlauf der Lichtemission bei ausgedämpftem Betrieb der Lichtquelle in den beiden Wellenlängenbereichen ähnlich war (Abb. 7a), bestand ein großer Unterschied bei schwingendem Betrieb (Abb. 7b). Für die zeitintegrierten Messungen mit einem Film,

die bei schwingendem Betrieb durchgeführt wurden, war es wichtig, daß die Lichtquelle im Vakuum UV nur zwei kurze Impulse abgibt, da man bei einer länger andauernden Lichtemission nur die über eine entsprechend große Zeit gemittelte Grundzustandsdichte erhalten würde.

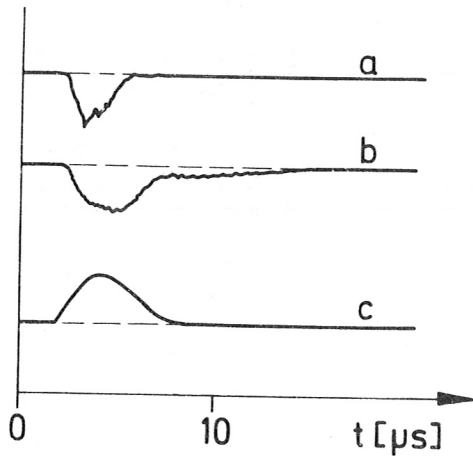


Abb. 7a

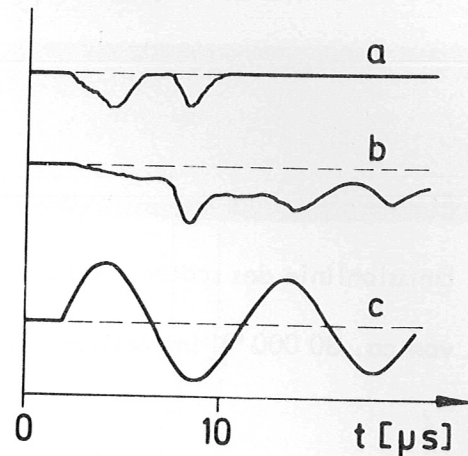


Abb. 7b

Oszillogramme: Kurve a: Multipliersignal im Vakuum UV

Kurve b: Multipliersignal im Sichtbaren

Kurve c: Primärstrom der Quelle

links ausgedämpfter, rechts schwingender Betrieb

4.2.2 Schwarze Temperatur

Ein Vergleich der Intensität des Kohlebogens mit der Intensität der Lichtquelle liefert eine Abschätzung ihrer Schwarzen Temperatur. Die Absolutintensitäten des Kohlebogens wurden von Magdeburg /11/ und Hattenburg /12/ übernommen. Die Messung erfolgte bei ausgedämpftem Betrieb der Lichtquelle. Die bei verschiedenen Wellenlängen bestimmten Temperaturwerte sind in Tab. 1 zusammengefaßt.

λ [Å]	4360	3340	3130
T_Q [°K]	28400	20600	17000

Tab. 1: Schwarze Temperatur T_Q der Lichtquelle, gemessen bei verschiedenen Wellenlängen λ

Ein Vergleich der Intensität der Lichtquelle mit der Intensität der optisch dicken L_α - Emissionlinie des später untersuchten Deuteriumplasmas ergibt eine Schwarze Temperatur von ca. 30 000 °K im Vakuum UV.

Die im Teil 2.1 bezüglich der Intensität der Quelle gestellten Anforderungen werden somit erfüllt.

4.2.3 Spektren

Daß die Lichtquelle sowohl im sichtbaren, wie auch im Vakuum-UV-Bereich ein Kontinuum liefert, zeigen die Spektren in Abb. 8 und 9. Das Spektrum in Abb. 8

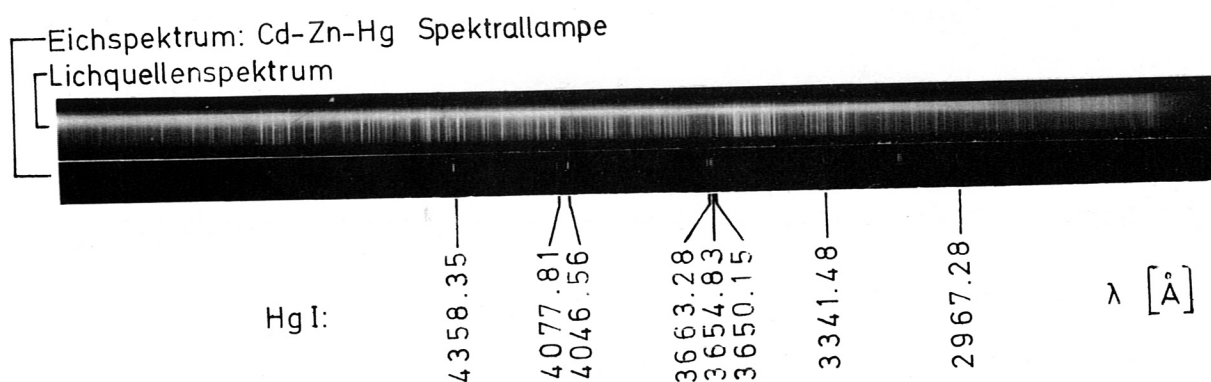


Abb. 8: Spektrum der Lichtquelle im sichtbaren und im nahen UV-Bereich (Identifikation der Linien nach /13/).

wurde mit einem Jarell Ash Gitterspektrographen (600 Strich-Gitter) aufgenommen. Die Lichtquelle ist dabei so abgebildet, daß das Kontinuum, das von dem Wolfram-Plasma zwischen den Elektroden abgestrahlt wird, einen schmalen Streifen bildet.

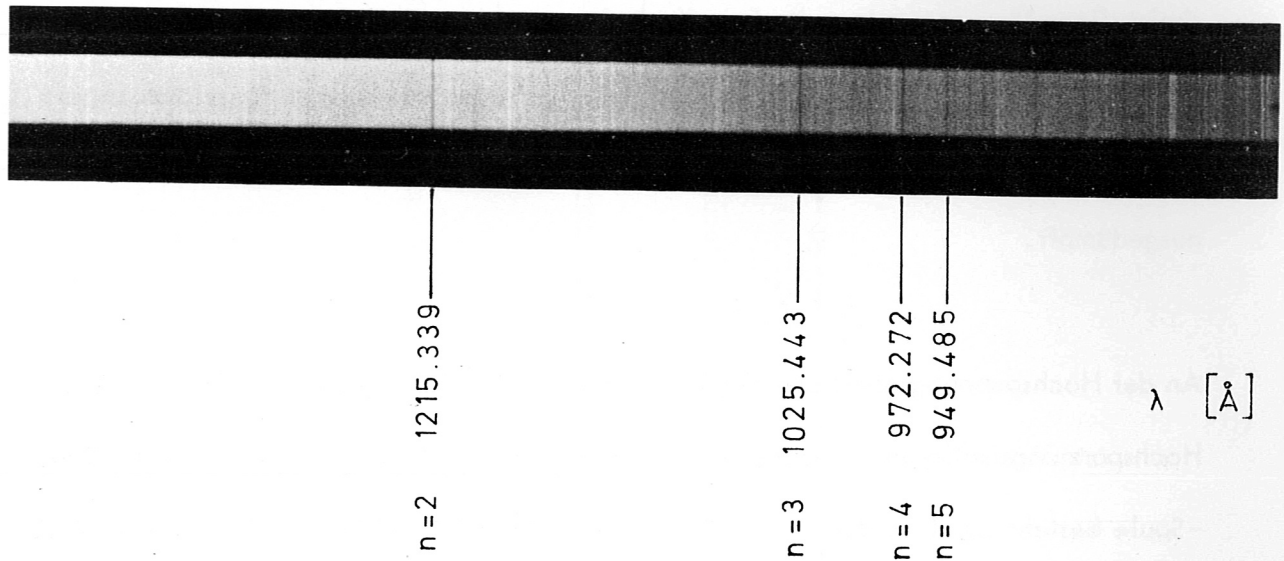


Abb. 9: Vakuum-UV-Spektrum der Lichtquelle (angegebene Wellenlängen der Lyman - Serie nach /14/; n = Hauptquantenzahl des angeregten Niveaus)

Das Vakuum UV-Spektrum in Abb. 9, das mit einem McPherson Gitter-Spektrographen (Modell 225, 600 Strich-Gitter) aufgenommen wurde, zeigt die Absorptionslinien der Lyman - Serie bis einschließlich $n = 5$. Wahrscheinlich enthält der Isolator Wasser, das die Absorption bei der Entladung verursacht. Versuche mit Quarz als Isolator ergeben schwächere Absorptionslinien; jedoch zündete dann der Funke zwischen den Wolfram-elektroden der Lichtquelle bei der zur Verfügung stehenden Spannung nicht reproduzierbar mit jeder Entladung. Im folgenden Experiment konnte bei höheren Linien der Lyman - Serie ($n = 6, 7$ und 8) gemessen und deshalb die Kondensatorkeramik als Isolator verwendet werden.

5. Absorptionsmessungen

5.1 Versuchsaufbau

Die Versuchsanordnung ist in Abb. 10 schematisch dargestellt. Das zu untersuchende Plasma wird durch einen 220 cm langen Z-Pinch erzeugt. Seine Energiequelle ist ein dreistufiger Marxgenerator mit einer Kapazität von dreimal $1.5 \mu\text{F}$ und einer Ladenspannung von 40 kV, so daß sich an den Ringelektroden des Entladungsgefäßes eine Stoßspannung von 120 kV ergibt. Der Strom des Marxgenerators ist durch Thyrite ausgedämpft.

An der Hochspannungselektrode des Z-Pinches ist die Lichtquelle angeflanscht. Die Hochspannungsisolierung zwischen den Endflanschen der Lichtquelle und der θ -Pinch-Spule besteht aus Trovidurringen, die auf das Glasgefäß geklebt sind. Sie unterbindet Gleitfunken auf der Oberfläche des Gefäßes. Der Multiplier (RCA 1P28) am Ende der Lichtquelle registriert deren Lichtemission im Sichtbaren zu Monitorzwecken.

Die Erdseite des Z-Pinches ist durch einen 50 cm langen Tombakschlauch mit dem McPherson Vakuum-UV-Spektrographen (1200 Strich-Gitter) verbunden. An der Z-Pinch Seite des Tombakschlauches ist eine Lochblende von 5 mm Durchmesser angebracht, die den Raumwinkel, unter dem das vom Plasma emittierte Licht in den Spektrographen einfällt, beschränkt. Das Licht von der Quelle wird von dieser Blende nicht beeinflusst. Als Dedektor dient entweder ein Kodak-Film 101 -01 oder ein Multiplier (EMI 9514 S) mit Szintillator (Natriumsalzyilat). Der Lichtweg von der Quelle zum Spektrographen fällt mit der Längs-Symmetrie-Achse des Z-Pinches zusammen.

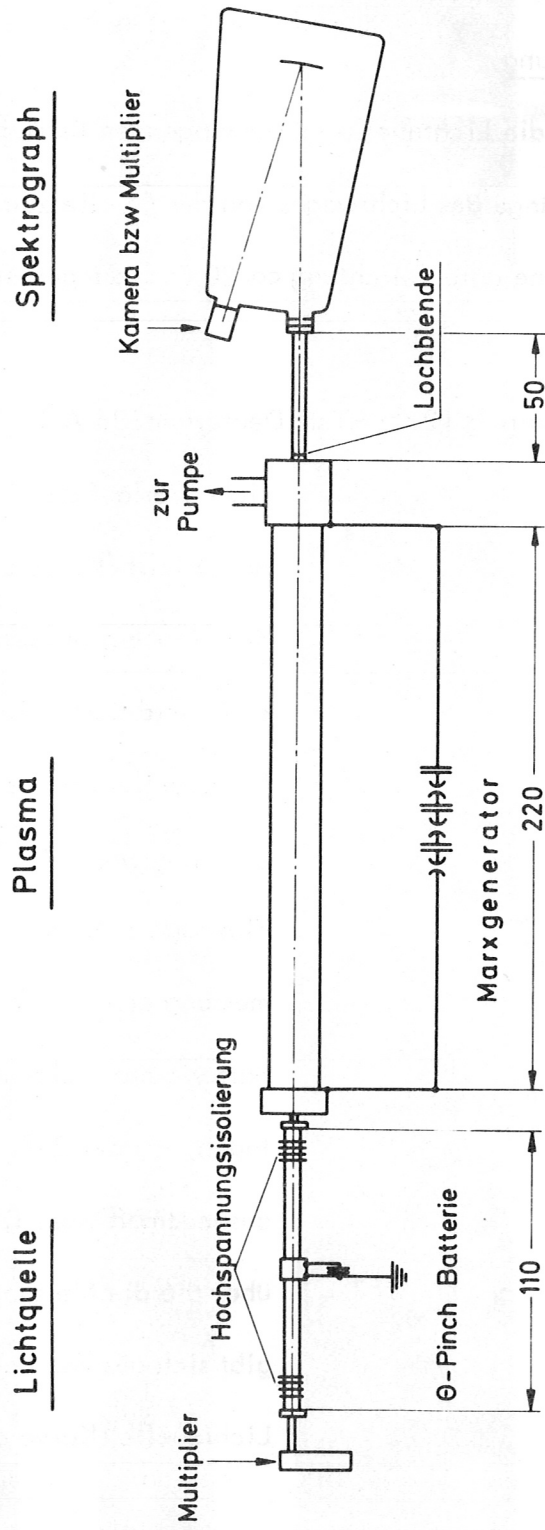


Abb. 10: Versuchsaufbau zur Absorptionsmessung
Längenangaben in cm

5.2 Zeitintegrierte Messung mit Film

5.2.1 Durchführung der Messung

Aus Intensitätsgründen mußte die Lichtquelle im schwingenden Betrieb verwendet werden. Wegen der großen Länge des Lichtweges von der Quelle zum Spektrographen (ungefähr 3.5 m) waren für eine gute Belichtung ca. 20 Entladungen erforderlich.

Der Fülldruck des Z-Pinches betrug 12.5 mTorr Deuterium. In Abb. 11 ist der zeit-

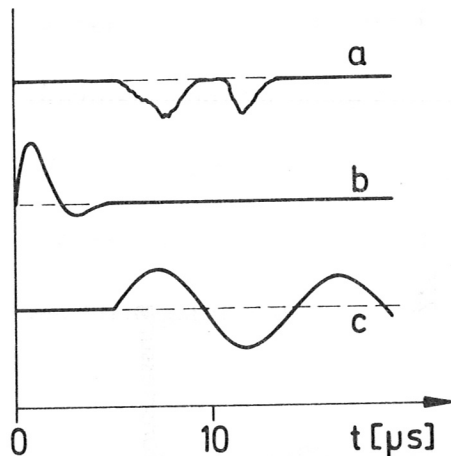


Abb. 11: Oszillogramme

a: Intensität der Lichtquelle im Vakuum UV (Multipliersignal)

b: Z-Pinch-Strom

c: Lichtquellenstrom

liche Verlauf des Z-Pinch-Stromes dargestellt (Kurve b). Die Zeit, zu der die Absorptionsmessung erfolgen soll, wird durch die Triggerung des Lichtquellenstromes (Kurve c) bestimmt.

Um zu gewährleisten, daß sich die Plasmaparameter während der Absorptionsmessung nicht stark ändern, wurde die Batterie der Lichtquelle erst dann entladen, als der Z-Pinch-Strom bereits ausgedämpft war. Die Belichtungszeit, über die die Messung integriert ist, ergibt sich aus der Vakuum UV Emission der Lichtquelle (Kurve a).

Die dabei erhaltenen Spektren zeigt Abb. 12. Man erkennt auf Spur 2 und 3 deutlich die

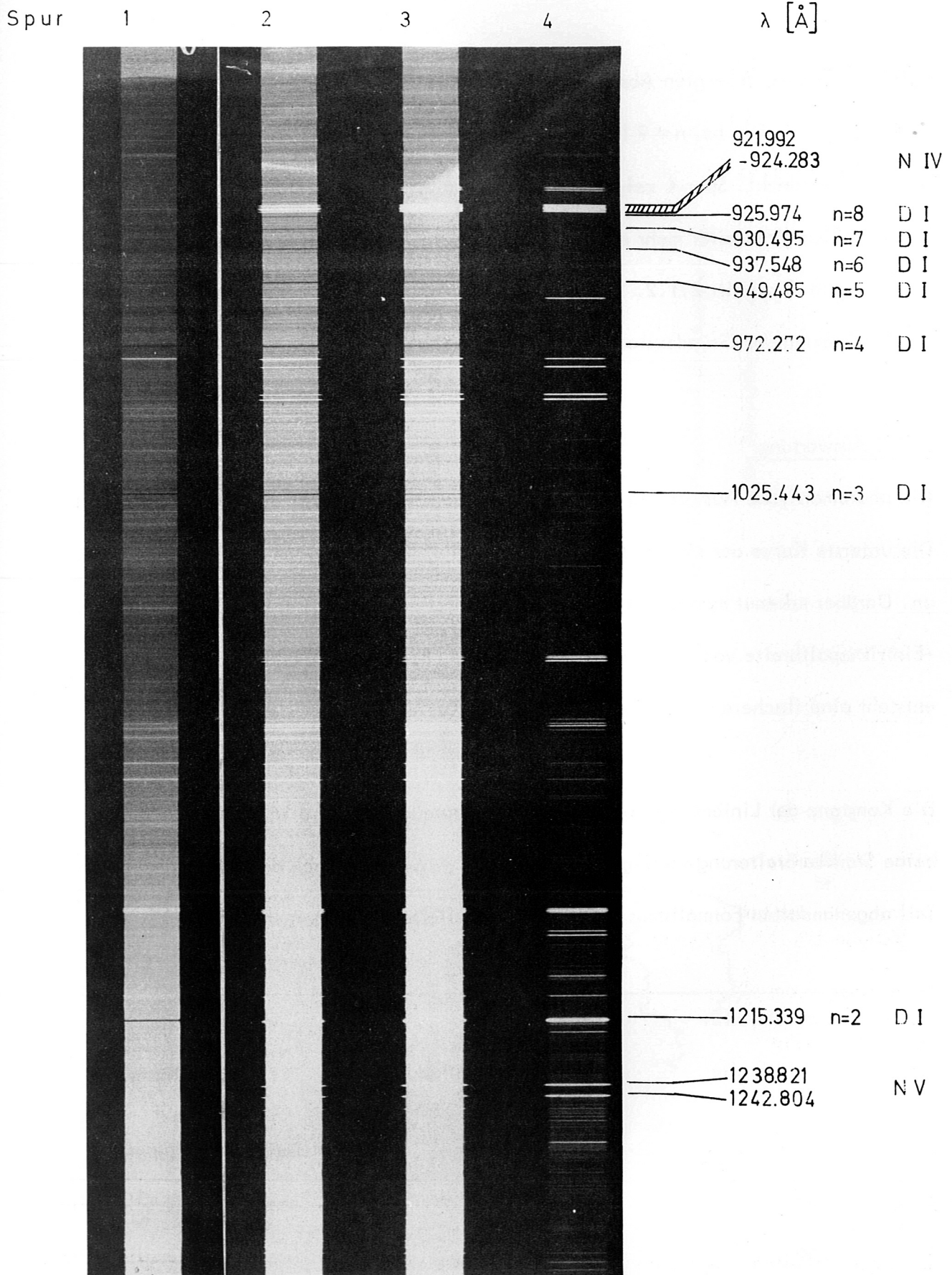


Abb. 12 Absorptionsspektren (Erklärung siehe nächste Seite)

durch das Plasma erzeugten Absorptionslinien bei $n = 6, 7$ und 8 , die auf Spur 1 nicht vorhanden sind. Die bei $n = 9$ liegende Absorptionslinie wird durch Emissionslinien von N IV verdeckt. Spur 4 zeigt, daß das Plasma ab $n \geq 5$ im Vergleich zur Quelle keine meßbare Intensität mehr emittiert. Dies ist in Übereinstimmung mit der Abschätzung in Abschnitt 2.1.2. Somit können die Absorptionslinien $n = 6, 7$ und 8 zur Bestimmung der Grundzustandsdichte herangezogen werden.

5.2.2 Auswertung

Die photometrische Auswertung der Deuteriumabsorptionslinien ist in Abb. 13 dargestellt. Die unterste Kurve der einzelnen Photogramme gibt die Density des unbelichteten Films an. Darüber erkennt man die jeweilige Absorptionslinie, die bei einer Spektrographen-Eintrittsspaltbreite von 33μ aufgenommen wurde. Bei größerem Eintrittsspalt (66μ) entsteht eine flachere und breitere Linie (obere Kurve).

Die Konstanz der Linienbreite bei steigender Hauptquantenzahl n ist ein Hinweis, daß keine Starkverbreiterung vorliegt. Somit ist eine Auswertung nach dem im theoretischen Teil abgehandelten Formalismus für dopplerverbreiterte Linien gerechtfertigt.

Erläuterung zu Abb. 12:

Spur	Spaltbreite (μ)	Zahl der Entladung	Art des Spektrums
1	33	20	Emission der Quelle
2	33	20	Absorption (Quelle + Plasma)
3	66	20	Absorption (Quelle + Plasma)
4	66	20	Emission des Z-Pinch-Plasmas

n ist die Hauptquantenzahl des angeregten Deuterium-Niveaus.

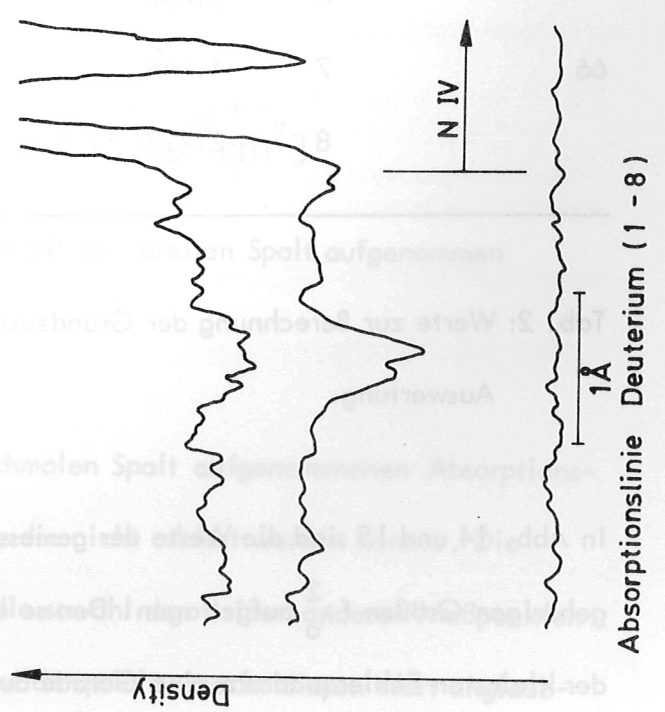
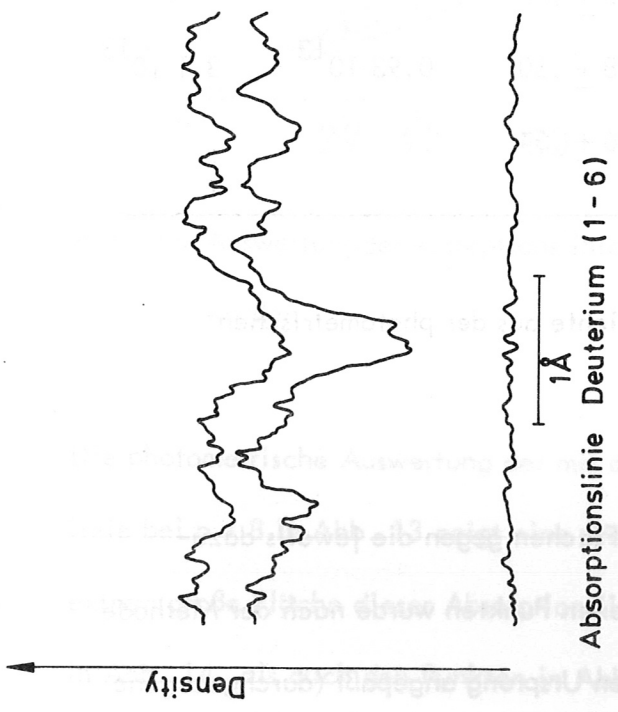
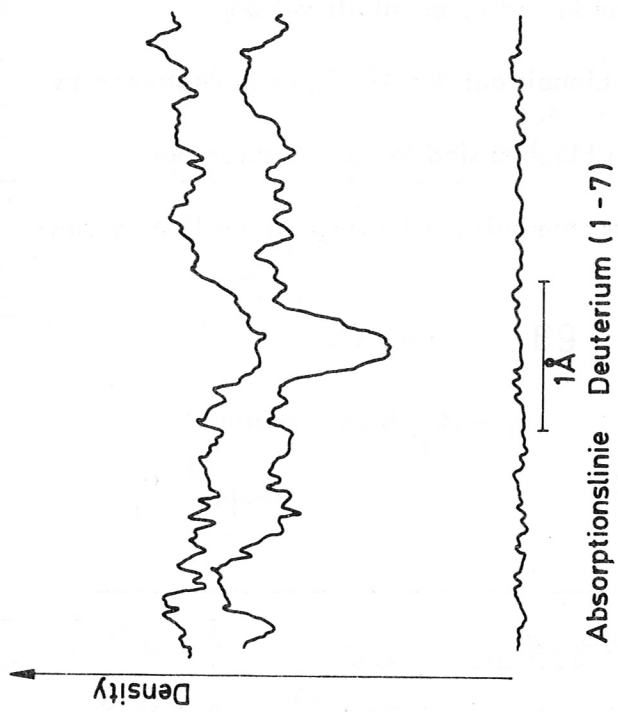


Abb. 13: Photometrische Auswertung von Absorptionslinien

Aus den Density-Kurven gewinnt man mit einem Planimeter die Flächen $\int \Delta D dx$, die nach Abschnitt 3.3.1 proportional zur Grundzustandsdichte sind. Sie haben die Dimension cm^2 , da die Density in cm abgelesen wurde und x , ebenfalls mit der Dimension cm, die der Wellenlänge proportionale Einheit auf der Abszisse des Photogramms ist. Die für breiten und schmalen Spalt gemessenen Flächen sind in Tab. 2 zusammengefaßt. Der angegebene Fehler entsteht durch die Unsicherheit der Festlegung der Kontinuumsintensität I_0 über der Absorptionslinie.

Spaltbreite [μ]	n	$f \lambda_0^2$ [10^{-13}cm^2]	$\Delta D dx$ [cm^2]	s'	n_g [cm^{-3}]
33	6	6.855	$7.39 \pm .88$	$1.07 \cdot 10^{13}$	$3.5 \cdot 10^{13}$
	7	4.168	$4.42 \pm .40$		
	8	(2.729	$4.59 \pm .68)$		
66	6	6.855	$6.13 \pm .78$	$0.93 \cdot 10^{13}$	$3.1 \cdot 10^{13}$
	7	4.168	$3.98 \pm .50$		
	8	2.729	$3.06 \pm .54$		

Tab. 2: Werte zur Berechnung der Grundzustandsdichte aus der photometrischen Auswertung.

In Abb. 14 und 15 sind die Werte der gemessenen Flächen gegen die jeweils dazugehörigen Größen $f \lambda_0^2$ aufgetragen. Den so erhaltenen Punkten wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Gerade durch den Ursprung angepaßt (durchgezogene Linie). Die Meßpunkte in Abb. 14 liegen jedoch nicht auf einer solchen Geraden.

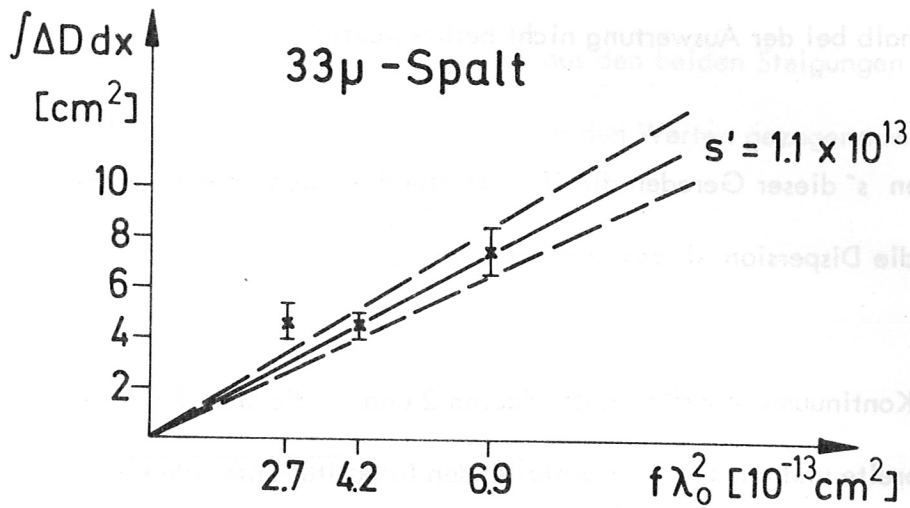


Abb. 14: Auswertung der Absorptionslinien, die mit dem schmalen Spalt aufgenommen wurden.

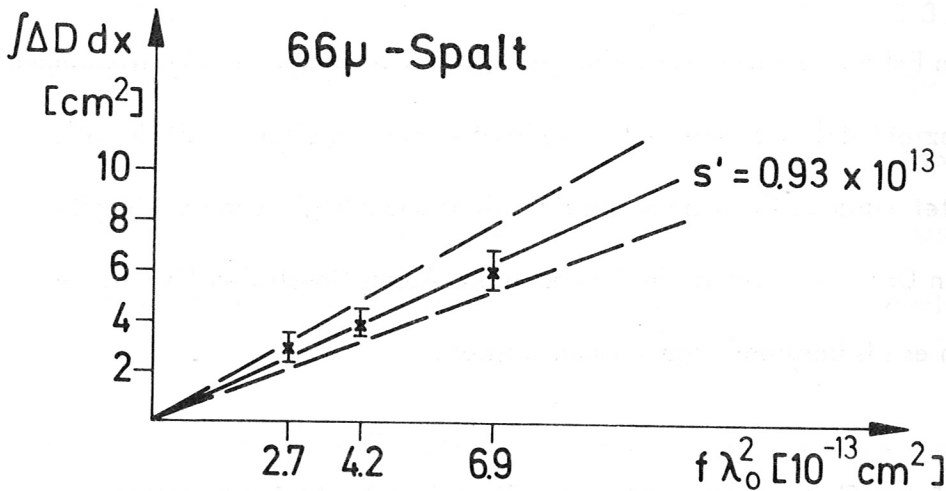


Abb. 15: Auswertung der Absorptionslinien, die mit dem breiten Spalt aufgenommen wurden.

Die photometrische Auswertung der mit dem schmalen Spalt aufgenommenen Absorptionslinie bei $n = 8$ in Abb. 13 zeigt eine Struktur, die nicht erklärt werden konnte. Die extrem große Fläche dieser Absorptionslinie, die sowohl den beiden anderen Meßpunkten in Abb. 14 als auch den Punkten in Abb. 15 widerspricht, macht diesen Wert unglaub-

würdig. Er wurde deshalb bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

Um aus den Steigungen s' dieser Geraden die Grundzustandsdichten berechnen zu können, muß γ und die Dispersion d bestimmt werden.

γ ergibt sich aus den Kontinuumsintensitäten der Spuren 2 und 3, die sich durch einen Faktor 2 in der Spaltbreite und damit in der einfallenden Intensität unterscheiden. Die Density-Differenz der beiden Spuren wurde bei mehreren Wellenlängen zwischen 930 Å und 950 Å gemessen. Daraus erhält man:

$$\gamma = 3.64 \pm 0.9 \text{ cm}$$

In dem angegebenen Fehler sind die Schwankungen bei den verschiedenen Wellenlängen berücksichtigt. γ bezieht sich auf eine bestimmte Photometereinstellung, mit der alle Spektren ausgewertet wurden. Es ist grundsätzlich nicht unabhängig von der Density. Da es aber im selben Density-Bereich, in dem auch die Absorptionslinien liegen, gemessen wurde, kann es als konstant angenommen werden.

Die Dispersion d auf dem Photogramm wurde mit Hilfe bekannter Linien bestimmt:

$$d = 0.2325 \frac{\text{Å}}{\text{cm}}$$

Die in Gleichung (14) definierte Steigung s kann damit berechnet werden:

$$s = d \cdot s'$$

Die Grundzustandsdichten, die sich aus den beiden Steigungen ergeben, sind in Tabelle 2 eingetragen. Das aus den beiden Werten gezogene Mittel beträgt:

$$n_g = 3.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

5.2.3 Fehlerdiskussion

Zunächst muß das Verhältnis Apparateprofil zu Linienbreite bestimmt werden. Für die Dopplerbreite der Absorptionslinien erhält man aus der photometrischen Auswertung ungefähr 0.2 \AA . Die halbe Breite des Apparateprofils ist, setzt man ein Rechteckprofil der Spaltbreite voraus, ungefähr 0.15 \AA bzw. 0.3 \AA . Es gilt also $\frac{a}{\Delta \lambda_D} \approx 0.8$ bzw. 1.5 . Die Multiplermessungen ergeben für $\tau_0 \approx 1$. Für diese Parameter zeigt Abb. 3 noch keinen wesentlichen Einfluß des Apparateprofils auf die Flächen über der Absorptionslinie. Dies ist in Übereinstimmung mit der ungefähren Konstanz der bei verschiedenen Spaltbreiten gemessenen Flächen.

γ konnte nur mit einer Genauigkeit von etwa 20 % angegeben werden. Ein weiterer Fehler derselben Größenordnung geht durch die Ungenauigkeit der Steigungsbestimmung der Geraden in Abb. 14 und 15 in das Ergebnis ein. Die extremen Lagen dieser Geraden sind dort gestrichelt eingezeichnet. Insgesamt erhält man für die angegebenen Grundzustandsdichten einen Maximalfehler von 40 %.

5.3 Zeitaufgelöste Messung mit Multiplier

Alle Multiplier-Signale wurden durch ein Integrierglied mit einer Zeitkonstanten von 180 ns geglättet. Die Szintillator-Multiplier-Kombination ermöglichte eine wesentlich empfindlichere Intensitätsmessung als der Film. Deshalb konnte die Lichtquelle im ausgedämpften Betrieb verwendet werden, was die Reproduzierbarkeit der Intensität der Quelle erheblich verbesserte. Zusätzlich ist es nach Abschnitt 4.2.1 möglich, aus einer einfachen Intensitätsmessung im sichtbaren Spektralbereich innerhalb gewisser Grenzen auf die Intensitätsschwankungen im Vakuum UV zu schließen. Zu diesem Zweck ist an der Lichtquelle ein Multiplier angebracht, der die Lichtemission im Sichtbaren registriert.

Wie schon bei den zeitintegrierten Messungen wurde die Lichtquelle dann getriggert, als der Z-Pinch-Strom bereits ausgedämpft war. Der zeitliche Ablauf ist in Abb. 16 dargestellt. Die Bezeichnung der Kurven ist mit der in Abb. 11 identisch.

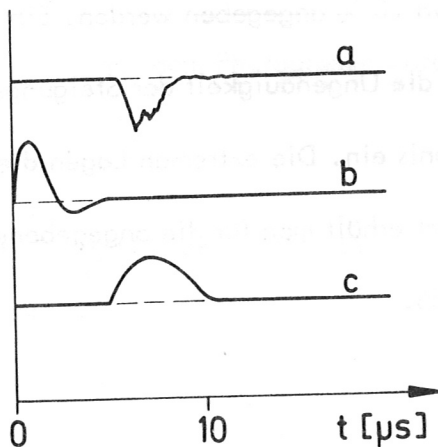


Abb. 16: Oszillogramme
a: Intensität der Lichtquelle im Vakuum UV (Multipliersignal)
b: Z-Pinch-Strom
c: Lichtquellenstrom

Die Absorptionslinie der Lyman - Serie bei $n = 7$ wurde mit einer Schrittweite von 0.25 \AA durchfahren. Drei aufeinanderfolgende Entladungen pro Wellenlängeneinstellung am Spektrographen geben über die Streuung der Meßpunkte Aufschluß. Um die Intensitätsschwankungen der Lichtquelle zu berücksichtigen, wurde die zum Zeitpunkt des Strommaximums der Quelle vom Multiplier im Spektrographen registrierte Intensität I_S durch die entsprechende, vom Monitor im Sichtbaren gemessene Intensität I_M dividiert. Die Mittelwerte aus den drei Einzelmessungen sind in Abb. 17 als Kreuze eingezeichnet. Aus dem größten und kleinsten Wert ergeben sich die Fehlerbalken.

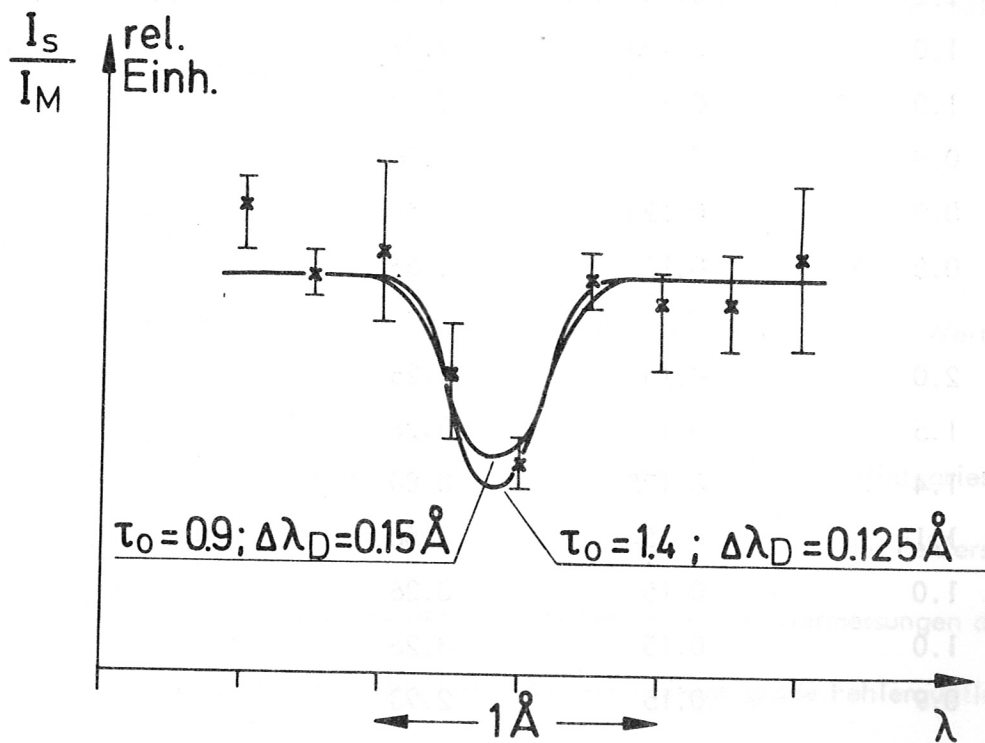


Abb. 17: Mit dem Multiplier gemessene Absorptionslinie ($n = 7$)

Das für die Auswertung erforderliche Apparateprofil wurde experimentell bestimmt. Es ist in guter Näherung ein Trapezprofil. Die mit diesem Apparateprofil verfaltete theoretische Absorptionslinie nach Gleichung (9) kann durch Variation der Parameter I_0 , τ_0 , $\Delta\lambda_D$ den gemessenen Punkten angepaßt werden. Dabei stellt sich heraus,

I_0	τ_0	$\Delta\lambda_D$	n_g
rel. Einh.		[Å]	[10^{13} cm^{-3}]
0.8	2.0	0.1	4.34
	2.0	0.075	3.26
	1.5	0.1	3.26
	1.2	0.125	3.26
	1.2	0.2	2.61
	1.0	0.125	2.71
	1.0	0.1	2.17
	0.9	0.15	3.26
	0.9	0.125	2.44
	0.8	0.15	2.61
0.85	2.0	0.15	3.26
	1.5	0.1	3.26
	1.4	0.125	3.80
	1.1	0.15	3.58
	1.0	0.15	3.26
	1.0	0.15	3.26
	0.9	0.15	2.93
0.9	2.5	0.075	4.07
	2.0	0.1	3.47
	1.5	0.1	3.26
	1.0	0.2	4.34
	1.0	0.125	2.71
	0.8	0.25	4.34
	0.8	0.175	3.04

Tab . 3: Auswertung der Multipliemerreihe

daß die beiden Parameter τ_0 und $\Delta\lambda_D$ innerhalb eines großen Bereiches variiert werden können, ohne daß die theoretisch berechneten Absorptionslinien von den gemessenen Werten abweichen. Jedoch ist es nicht möglich, sie unabhängig voneinander zu ändern. Geht man von den Parametern einer gut angeglichenen Kurve aus, so führt eine Vergrößerung (bzw. Verkleinerung) von τ_0 nur dann wieder zu einer mit den Meßpunkten übereinstimmenden Kurve, wenn $\Delta\lambda_D$ zugleich verkleinert (bzw. vergrößert) wird. Auf diese Weise bleibt das Produkt $\tau_0 \Delta\lambda_D$ ungefähr gleich. Die Größe des Produktes bestimmt aber nach Gleichung (6) die Grundzustandsdichte n_g .

In Abb. 17 sind zwei theoretisch berechnete Absorptionslinien mit verschiedenen τ_0 und $\Delta\lambda_D$ eingezeichnet. In Tab. 3 ist eine Reihe von möglichen Parameterpaaren mit den daraus errechneten Grundzustandsdichten zusammengefaßt.

Insgesamt erhält man:

$$n_g = (3.3 \pm 1.1) 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

Innerhalb der angegebenen Fehlerschranken liegen alle berechneten Werte.

Die Genauigkeit dieser Methode ist mit der Genauigkeit der zeitintegrierten Messung vergleichbar. Kommt bei der Filmauswertung ein Teil des Fehlers durch die Unbestimmtheit von γ zustande, so ist bei den Multiplermessungen die Intensitätsschwankung der Lichtquelle eine etwa gleich große Fehlerquelle. Mit mehr Aufwand können beide Fehler sicherlich reduziert werden.

5.4 Diskussion der Ergebnisse

Sowohl die zeitintegrierte, als auch die zeitaufgelöste Messung führt zum gleichen Ergebnis. Da die Lichtquelle auch bei schwingendem Betrieb nur relativ kurz Vakuum-

UV-Kontinuum abstrahlt, ist diese Übereinstimmung zu erwarten.

Unter der Annahme eines voll dissoziierten, homogenen Plasmas kann aus der gemessenen Grundzustandsdichte bei bekannter Füll- und Ionisierungsgrad errechnet werden.

Dieser ergibt sich auf Grund der Messungen zu ungefähr 95 %. Von München /15/ wurden an dem beschriebenen Z-Pinch mit Hilfe von Mikrowellenmessungen Elektronendichten bestimmt. Der cut-off beschränkte die Messungen auf Elektronendichten

$$n_e \leq 6.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

In Abb. 18 sind die gemessenen Elektronendichten in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen (Kreise). Der Zeitnullpunkt ist durch den Entladungsbeginn festgelegt. Der Füll- druck, der dieser Kurve zugrunde liegt, war 9.6 mTorr. Eine dem Ionisierungsgrad von 95 % entsprechende Elektronendichte ist mit einem Kreuz bei $t = 10 \mu\text{s}$ (Zeit der Messung) eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve stellt die Extrapolation zu diesem Punkt dar.

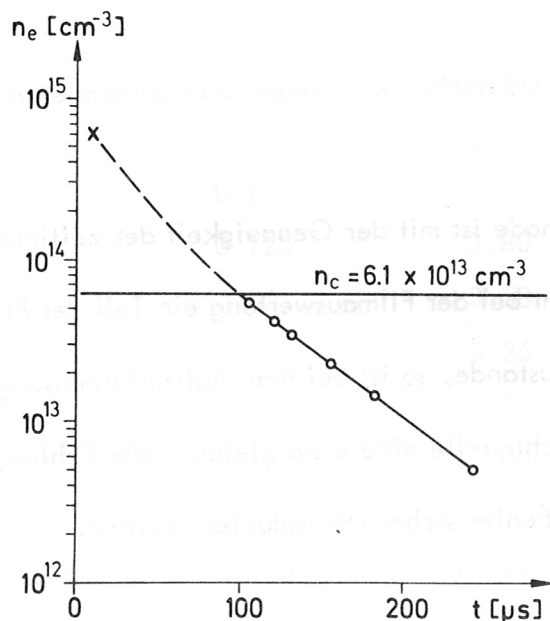


Abb. 18: Elektronendichte n_e in Abhängigkeit von der Zeit t nach Entladungsbeginn. Kreise: Ergebnis von Mikrowellenmessungen. Kreuz: aus der Absorptionmessung abgeschätzt. n_c : cut - off - Dichte.

6. Schlußbemerkung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Anwendbarkeit eines experimentellen Verfahrens zur Bestimmung von Neutralteilchendichten in Plasmen demonstriert. Weder durch den apparativen Aufbau, noch durch die mit der Lichteinstrahlung verbundene Photoionisation ist eine wesentliche Beeinflussung des Plasmas zu erwarten, so daß auch Messungen bei langzeitigem Plasmaeinschluß ($t > 50 \mu\text{s}$) möglich sind. Da die Methode außerdem keine Annahmen über die Plasmaparameter erfordert, sollte sie vielseitig verwendbar sein. Beispielsweise könnte man hiermit die Mitnahme des Plasmas in Kompressionsexperimenten messen, oder Fragen des "recycling" in Wandnähe untersuchen. Wenn in naher Zukunft Tokamak-Plasmen mit immateriellem Limiter erzeugt werden, könnte das Verfahren zur Diagnostik der Randzonen herangezogen werden. Weiterhin besteht grundsätzlich die Möglichkeit, nicht nur Neutralteilchendichten, sondern auch Verunreinigungskonzentrationen zu messen, sofern die betreffenden Ionen (wie etwa O VI) Resonanzlinien im Wellenlängenbereich der Lichtquelle besitzen.

Wie gezeigt wurde, kann mit relativ geringem Aufwand bereits eine Genauigkeit von etwa 40 % erzielt werden, was einer Messung mit Hilfe von Emissionslinien weit überlegen ist. Die Genauigkeit läßt sich aber noch steigern, wenn man entweder größere Anstrengungen bei der Bestimmung der Schwärzungskurve des Films unternimmt, oder wenn man bei Multiplermessungen einen Monochromator mit Doppelspalt verwendet, so daß dann die Intensität neben der Absorptionslinie mitgemessen wird. Auf diese Weise können Schwankungen in der Intensität der Quelle bei der Auswertung berücksichtigt werden.

Herrn Professor Fünfer danke ich für die freundliche Aufnahme in seine Abteilung am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.

Herrn Professor Zwicker möchte ich für die Übertragung des Themas sowie für seine lehrreiche Hilfe bei der Ausarbeitung danken.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. Engelhardt, der durch seine hilfreiche Anleitung und durch viele wertvolle Hinweise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Mein Dank gilt auch all den Mitarbeitern der Abteilung, die mir stets bei den anstehenden Problemen mit Rat und Tat zur Seite standen.

Literatur:

- 1 P.R. Forman, and W.B. Kunkel, *Phys. Fluids* 11 (1968) 1528
- 2 R.W.P. McWhirter, Spectral Intensities, in "Plasma Diagnostic Techniques", edited by R.H. Huddlestone, and S.L. Leonard (Academic Press Inc., New York, London, 1965)
- 3 J. Richter, Radiation of Hot Gases, in "Plasmadiagnostics", edited by W. Lochte-Holtgreven (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968)
- 4 H.R. Griem, *Plasmaspectroscopy* (McGraw-Hill Book Company, New York, 1964)
- 5 A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären* (Springer Verlag, Berlin, 1955)
- 6 W. Engelhardt, pers. Mitteilung
- 7 W.L. Wiese, M.W. Smith, and B.M. Glennon, "Atomic Transition Probabilities", *Natl. Bur. Std. (U.S.) Natl. Std. Ref. Data Ser. 4* (U.S. GPO, Washington, D.C. 1966), Vol. 1
- 8 W. Lochte-Holtgreven, and J. Richter, Quantitative Spectroscopy and Spectral Photometrie, in "Plasmadiagnostics", edited by W. Lochte-Holtgreven (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968)
- 9 J.S. Hildum, and J. Cooper, *The Review of Scientific Instruments* 43 (1972) 699
- 10 J.S. Hildum, and J. Cooper, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 12 (1972) 1453
- 11 H. Magdeburg, Dissertation, Februar 1966, F.U. Berlin
H. Magdeburg, *Z. Naturforsch.* 20A (1965) 980
- 12 A.T. Hattenburg, *Appl. Opt.* 6 (1967) 95

- 13 W.F. Meggers, Ch. H. Corliss, and B.F. Scribner, "Tables of Spectral-Line Intensities", Natl. Bur. Std. Monograph 32 - Part II (U.S. GPO, Washington, D.C. 1961)
- 14 R.L. Kelly, "Atomic Emission Lines Below 2000 Angstroms Hydrogen Through Argon", NRL Report 6648 (U.S. GPO, Washington, D.C. 1968)
- 15 M. Münich, pers. Mitteilung