

KfK 5286
Januar 1994

Das Nicht- Gleichgewichts-Plasma einer Oberflächenentladung auf einem Metallhydridfilm als Ionenquelle

H. P. Laqua
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

KfK 5286

**Das Nicht-Gleichgewichts-Plasma einer
Oberflächenentladung auf einem
Metallhydridfilm als Ionenquelle***

Heinrich Peter Laqua

*von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte
Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Eines der Schlüsselprobleme in der Entwicklung von Hochleistungsdioden ist die Erzeugung einer geeigneten Anodenplasmaschicht als Ionenquelle. Für einen Stromimpuls von bis zu 10 kA/cm^2 und einer Impulsdauer von 50 ns müssen mindestens $3 \cdot 10^{15}$ Ionen/ cm^2 bereitgestellt werden. Die Plasmaschicht sollte eine Fläche von 100 cm^2 gleichmäßig bedecken und sich an die Form der Anode schmiegen, ohne weit in den Beschleunigungsspalt zu expandieren.

In dieser Arbeit wurde eine Anodenplasmaquelle für Protonen, die diese Anforderungen erfüllt, entwickelt und untersucht.

Das Plasma wird durch eine Oberflächenentladung auf einem als Wasserstoffspeicher dienenden Metallhydridfilm erzeugt. In einem 300 \AA dicken Titanfilm können bis zu $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ Wasserstoffatome gespeichert werden. Um die Oxidation der Titanoberfläche zu verhindern, wird der Titanfilm mit einem $50\text{-}300 \text{ \AA}$ dicken, wasserstoffpermeablen Palladiumfilm bedeckt. Durch die schnelle Erwärmung der Metallfilme auf 2000 K wird innerhalb einiger Nanosekunden eine große Menge Wasserstoff freigesetzt. In der Gasschicht über dem Metallfilm wird mit einer besonderen Elektrodenanordnung ein Vielkanalentladung gezündet, aus der sich eine homogene Plasmaschicht bildet. Da das Plasma sich zeitlich und räumlich schnell verändert, wurden, um die Plasmaparameter zu bestimmen, verschiedene Meßsysteme mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung verwendet. Mit Hilfe von Ladungsmonitoren und einem Massenspektrometer wurde die Expansion des Plasmas in Abhängigkeit vom Entladestrom und vom äußeren Magnetfeldes gemessen. Die Plasmaexpansion wurde auch mit den magnetohydrodynamischen Gleichungen für unsere Plasmaparameter berechnet. Es zeigte sich, daß das Plasma trotz eines Magnetfeldes von 4 Tesla in 50 ns noch $0,7 \text{ mm}$ expandiert.

Mit der optischen Spektroskopie wurde die Temperatur, die Dichte und die Zusammensetzung des Plasmas bestimmt. Zusätzlich wurde die Elektronendichte mit einem Laserinterferometer gemessen.

Wegen des andauernden Wasserstoffflusses aus dem Metallhydrid kann das Plasma das lokale thermische Gleichgewicht nicht erreichen. Zur Interpretation der Spektren wurde deshalb eine Stoß-Strahlungs-Rechnung durchgeführt. Neben den Protonen, die mit 95% die häufigste Teilchensorte im Plasma bilden, existiert eine Neutralteilchenanteil (Wasserstoffatome) von 4%.

Da die charakteristische Zeit für den Temperatúrausgleich vom Plasma und Neutralgas durch Stöße und Ladungsaustausch mit etwa 4 ns kleiner ist als die Ionisationszeit eines Wasserstoffatoms (etwa 40 ns), entsteht ein heißes Neutralgas (Wasserstoff), das sich ungehindert vom Magnetfeld in den Beschleunigungsspalt ausdehnt. Diese schnelle Neutralgasexpansion konnte durch spektroskopische Messungen bestätigt werden.

THE NONE-EQUILIBRIUM-PLASMA OF A SURFACE DISCHARGE ON A METAL HYDRID FILM AS AN ION SOURCE

Abstract

One of the key problems in the development of high power diodes is the formation of a suitable anode plasma source layer. To provide an ion current density of up to 10 kA/cm^2 for a pulse duration of 50 ns a minimum of $3 \cdot 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ is needed. This layer should uniformly cover an area of more than 100 cm^2 and smoothly conform to the desired anode shape without expanding far into the acceleration gap.

Here a new anode plasma source for protons meeting these requirements was developed and investigated.

The plasma is produced by a surface discharge on a thin metal hydride film as the hydrogen storage. In a 300 \AA thick titanium film up to $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ hydrogen atoms can be stored. To prevent oxidation of the titanium surface the titanium film is covered by a hydrogen permeable $50\text{-}300 \text{ \AA}$ thick palladium film. A fast heating pulse desorbs a large fraction of hydrogen within a few ns. With a special configuration of electrodes a multichannel electrical discharge is initiated in the desorbed gas layer above the metal film, which creates a homogeneous plasma layer. Since the plasma varies temporally and spatially very rapidly, several diagnostics with high temporal and spatial resolution were used to determine the plasma parameters. With the help of charge monitors and a mass spectrometer the plasma expansion in a magnetic field and for different discharge currents was measured. For our plasma parameters the expansion was also calculated with the magnetohydrodynamic equations. Results show that even in the presence of a magnetic field of 4 Tesla the plasma expands more than 0.7 mm in 50 ns.

With optical spectroscopy the plasma temperature, density and composition were determined. Additionally the electron density was measured with a laser interferometer.

Because of a continuous hydrogen flux out of the metal hydride the plasma does not reach local thermodynamic equilibrium. The interpretation of the spectra was carried out with a collision-radiation-code. In addition to the protons which are with 95% the most frequent particle species there is a neutral particle portion of 4%.

Since the characteristic time for temperature balance of the plasma and the neutral gas by collisions and charge exchange is with 4 ns smaller than the ionisation time of hydrogen atoms (40 ns) a hot neutral gas arises that expands unrestrained by the magnetic field into the acceleration gap. This fast neutral gas expansion could be measured spectroscopically.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	13
2	Experimentelle Anordnungen	25
2.1	Der Hochspannungsimpulsgenerator	25
2.2	Mechanischer Aufbau	26
2.3	Das Magnetfeld	26
2.4	Das optische Spektrometer	27
2.5	Das Gesichtsfeld des Spektrometers	28
2.6	Das Laserinterferometer	33
2.7	Das Laufzeitmassenspektrometer	36
3	Speicherung und Freisetzung von Wasserstoff aus Metallhydridfilmen	38
3.1	Metallhydridfilme als Wasserstoffspeicher	40
3.2	Freisetzung von Wasserstoff aus dünnen Metallhydridfilmen . .	43
4	Erzeugung des Plasmas	50
4.1	Oberflächengleitentladungen	50
4.2	Feldkonfiguration und Durchbruch	52
4.3	Experimentelle Ergebnisse	56
5	Die Parameter des Plasmas	61
5.1	Experimentelle Ergebnisse der Ladungsmonitore und des Laufzeitmassenspektrometers (LMS)	62
5.2	Hydrodynamische Expansion	69
5.3	Thermodynamische Gleichgewichte	78
5.4	Prozesse der Anregung und Ionisation	79
5.5	Das Stoß-Strahlungs-Modell	82
5.5.1	Ergebnisse	85
5.6	Optische Dichte	91
5.7	Messung der Elektronendichte	91
5.8	Messung der Temperatur	98
5.8.1	Experimentelle Ergebnisse	101

5.9	Die Zusammensetzung des Plasmas	107
5.10	Diskussion	108
6	Das Plasma im Magnetfeld	110
6.1	Ergebnisse der Ladungsmonitore	110
6.2	Das magnetohydrodynamische (MHD) Modell	111
6.3	Spektroskopische Messungen der Plasmaparameter	118
6.4	Neutralteilchenfluß	121
6.5	Diskussion	125
7	Resümee der Arbeit und Ausblicke	126
7.1	Wasserstoffspeicher	126
7.2	Plasmaerzeugung	126
7.3	Plasmaparameter	127

Abbildungsverzeichnis

1	Schematische Darstellung der Erzeugung und Fokussierung eines intensiven Strahls leichter Ionen.	13
2	Grundsätzlicher Aufbau einer magnetisch isolierten Diode. . .	14
3	Vereinfachte Darstellung des Einflusses der magnetischen Ablenkung auf die Fokussierung in zylindrischer Geometrie	18
4	Komponenten der Ti-Pd-Anodenplasmaquelle.	22
5	Anordnung der Magnetfeldspulen.	26
6	Darstellung des optischen Aufbaus zur spektroskopischen Untersuchung des Plasmas.	29
7	Schematische Darstellung der optischen Abbildung.	31
8	Höhenliniengrafik des normierten Akzeptanzwinkels $\gamma(x, z)/\gamma(0, 0)$	32
9	Schematischer Aufbau des Laserinterferometers.	33
10	Darstellung der geometrischen Verhältnisse bei der Entfaltung der Ergebnisse der Interferometermessung.	35
11	Schematischer Aufbau des Laufzeitmassenspektrometers. . . .	36
12	Absorptionsisothermen des Systems Palladium-Wasserstoff. . .	41
13	Absorptionsisothermen des Systems Titan-Wasserstoff. . . .	42
14	Konzentrationsverteilung von Wasserstoff im Titan-Palladiumfilm.	48
15	Berechnete Mengen freigesetzten Wasserstoffs für verschieden dicke Palladiumdeckschichten.	49
16	Entladungsschema	54
17	Bild der Entladung 5 ns nach dem Durchbruch.	55
18	Strom- und Spannungssignale bei der Erzeugung des Wasserstoffplasmas aus Metallhydridfilmen.	58
19	Elektrischer Widerstand des Metallhydridfilms und des Wasserstoffplasmas.	58
20	Die in die Entladung eingekoppelte Energie	59
21	PIN-Diodensignal der Röntgenemission.	59
22	Grenzenergie der emittierten Röntgenstrahlung.	60
23	Faradaybecher mit Beschaltung.	63
24	Ladungsmonitorsignal zur Bestimmung des Teilchenflusses. . .	64

25	Signale des Laufzeitmassenspektrometers	65
26	Zeitabhängige Teilchenflußdichte für verschiedene Ionensorten.	66
27	$g(v)v^2$ bei verschiedenen Leistungen des Zündgenerators.	68
28	$g(v)v^2$ bei verschieden dicken Palladiumfilmen.	68
29	$g(u)u^2$ für verschiedene Zeiten nach der Erzeugung des Plasmas	73
30	Einfluß des Teilchenflusses aus der Wand ins Plasma auf die Größe $g(u)u^2$	75
31	Einfluß der Temperatur auf die Größe $g(u)u^2$	76
32	Dichteverteilung eines expandierenden Plasmas.	76
33	Temperaturverlauf der hydrodynamischen Rechnungen.	77
34	Plasmaflächendichte nach 50 ns	77
35	Darstellung der Übergangsprozesse am Beispiel des Niveaus i.	82
36	Einfluß der Unsicherheit in den Stoßübergangsraten	86
37	Berechneter Temperaturverlauf für die vier unterschiedlichen Quellterme.	88
38	Berechnete mittlere Elektronendichte	88
39	Berechnete Niveaubesetzungsdichte des n_3 Niveaus.	89
40	Abweichung der Niveaubesetzungsdichte von der Gleichge- wichtsbesetzungsdichte (LTG).	90
41	Elektronendichteprofil 20 ns nach der Entladung.	95
42	Elektronendichteprofile nach 50 ns.	96
43	Elektronendichte in 0,42 mm Entfernung vom Metallfilm.	97
44	Besetzungsdichten von Kohlenstoffionen.	102
45	Ausgleich der Niveautemperatur.	103
46	Temperaturprofile 20 ns und 50 ns nach der Erzeugung des Plasmas.	104
47	Elektronentemperatur aus Kohlenstofflinien.	105
48	Elektronentemperatur aus Sauerstofflinien.	106
49	Temperaturprofile aus den Intensitäten der Wasserstofflinien.	106
50	Ladungsmonitorsignale für verschiedene Magnetfelder.	111
51	Mit dem MHD-Modell berechnete Teilchenflußdichte.	114
52	Berechnete Dichteprofile im Magnetfeld von 0,45 Tesla.	115
53	Berechnete Dichteprofile im Magnetfeld von 1,8 Tesla.	116

54	Maximale Plasmaexpansion nach 50 ns in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke.	116
55	Einfluß der Plasmaparameter auf die Plasmaexpansion im Magnetfeld.	117
56	Elektronendichte im Magnetfeld.	119
57	Elektronentemperatur im Magnetfeld.	119
58	Kohlenstoffionen im Magnetfeld in 1,02 mm Abstand.	120
59	Kohlenstoffionen im Magnetfeld in 1,8 mm Abstand.	120
60	Wasserstoffatome in 1,8 mm Entfernung bei verschiedenen Magnetfeldern.	123
61	Wasserstoffatome außerhalb des Plasmas.	124
62	Neutralteilchendichte.	124

Tabellenverzeichnis

1	Auflistung der verwendeten Quellterme.	87
2	Die Zusammensetzung des Plasmas 20 ns nach seiner Erzeugung.	108
3	Die Zusammensetzung des Plasmas 50 ns nach seiner Erzeugung.	108

1 Einleitung

Mit Hilfe von intensiven gepulsten Teilchenstrahlen ist es möglich, in Materie transiente Zustände extrem hoher Energie- und Strahlungsdichte zu erzeugen.

Als fernfristige Anwendung dieser Technologie gelten die Realisierung eines Röntgenlasers sowie die kontrollierte Trägheitsfusion.

Schon heute werden intensive Teilchenstrahlen zur Grundlagenforschung verwendet. Stellvertretend sei hier die Bestimmung der Zustandsgleichung in Materie im Druck- und Temperaturbereichen von größer 1 Mbar und 10^5 K, die bisher im Labor nicht möglich waren, erwähnt [1].

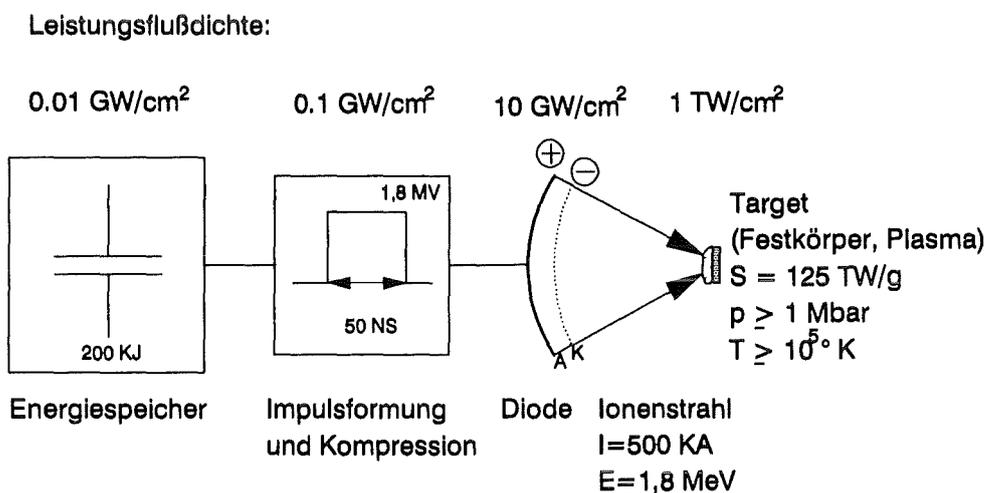


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Erzeugung und Fokussierung eines intensiven Strahls leichter Ionen.

Im Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK) wird dazu ein Programm zur Entwicklung intensiver Strahlen leichter Ionen betrieben [2]. Aufgrund ihres einfachen Aufbaus zeichnen sich Leichtionenbeschleuniger gegenüber konkurrierenden Verfahren zur Erzeugung extremer Zustände in Materie, wie Laser und Schwerionenbeschleuniger, durch einen großen Kostenvorteil aus. Der prinzipielle Aufbau eines solchen Leichtionenbeschleunigers ist in Abbildung 1 dargestellt. Mit Hilfe des Hochleistungsimpulsgenerators KALIF werden elektrische Impulse mit Beschleunigungsspannungen von 1,8 MV, Impulsleistungen von 1,0 TW und Impulsenergien von 60 kJ mit hohem Wirkungsgrad erzeugt. Die Leistungsflußdichte wird in diesem Generator durch zeitliche

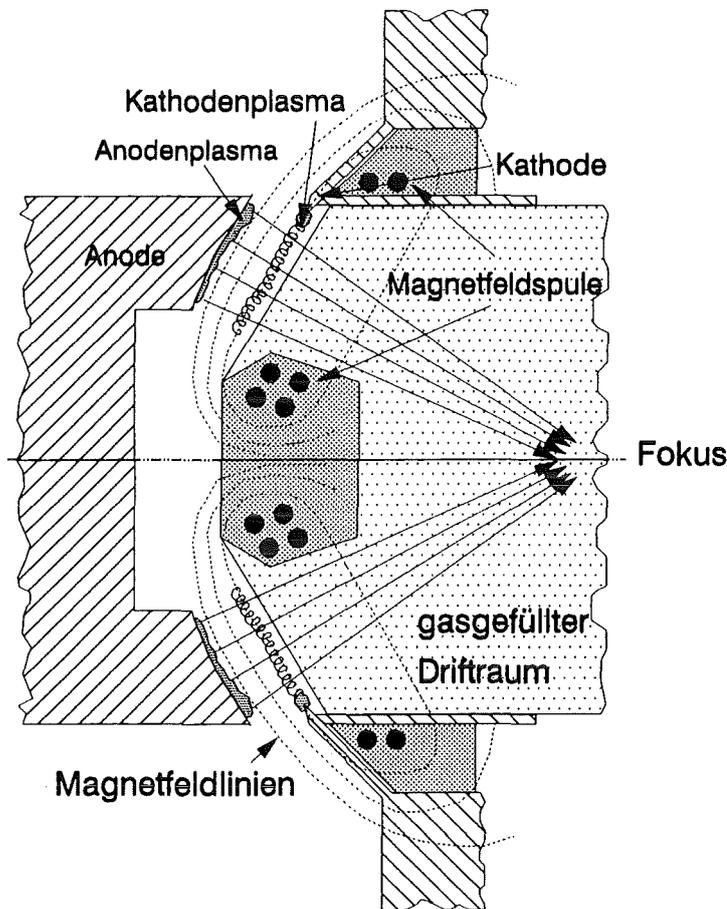


Abbildung 2: Grundsätzlicher Aufbau einer magnetisch isolierten Diode.

und räumliche Kompressionen des Impulses auf Werte von 10 GW/cm^2 gesteigert.

Dieser Hochleistungsimpuls wird in der Diode zur Beschleunigung eines intensiven Ionenstrahls eingesetzt. Durch Fokussierung kann die Leistungsflußdichte am Ort des Targets auf Werte von 1 TW/cm^2 erhöht werden.

Ein weiterer Vorteil intensiver Strahlen leichter Ionen ist ihre günstige Reichweite in Materie, so daß bei einer an KALIF erzeugten Ionenstrahlleistungsdichte von 1 TW/cm^2 und einer Reichweite von $10 \mu\text{m}$ die deponierte Leistungsdichte in Materie größer als 100 TW/g beträgt. Dies führt zu den oben erwähnten extremen Zuständen in Materie.

Eines der Schlüsselprobleme zur Erreichung solch hoher Ionenstrahlleistungsdichten bildet die Erzeugung eines Anodenplasmas als Ionenquelle. Um dies zu verdeutlichen muß jedoch zuerst die Funktionsweise des wichtigsten Bestandteils des Ionenbeschleunigers - der sogenannten Vakuumdiode - vorgestellt werden.

Eine aus zwei Elektroden bestehende Anordnung zur Beschleunigung gela-

dener Teilchen wird als Diode bezeichnet. Die Ionenstrahldiode besitzt eine mit einem Plasma bedeckte Anode. Das Plasma bildet die Ionenquelle. Die Kathode muß, um einen Ionenstrahl zu extrahieren, transparent sein.

Das Child-Langmuir'sche Gesetz für raumladungsbegrenzten Stromfluß

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^2}$$

e : Elementarladung;

j : Stromdichte

m : Teilchenmasse

Z : Ladungszahl

ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante

U : Spannung

d : Elektrodenabstand.

gibt die maximale Stromdichte j an, die sich bei gegebener Beschleunigungsspannung in einer solchen Anordnung erzeugen läßt. Die Begrenzung der Stromdichte kommt dadurch zustande, daß die Raumladung der von der Anode wegfliegenden geladenen Teilchen die Feldstärke an der Anode vermindert und somit den Strom der nachfolgenden Teilchen reduziert. Um hohe Strom- und Leistungsdichten zu erzeugen, sind demnach hohe elektrische Feldstärken in der Diode notwendig. Es kommt jedoch ab einer kritischen Feldstärke von etwa 100 kV/cm zu einer explosionsartigen Emission von Elektronen auf der Kathodenoberfläche. Der nun fließende Elektronenstrom ist um den Faktor

$$\frac{j_e}{j_i} = \sqrt{\frac{m_i}{Zm_e}} \leq 40$$

j_e, j_i : Elektronen- bzw. Ionenstrom

m_e, m_i : Elektronen- bzw. Ionenmasse

größer als der Ionenstrom. Der Wirkungsgrad der Umwandlung von elektrischer Leistung in Ionenstrahlleistung beträgt in solchen Dioden dann höchstens 2%.

Der Ionenstromanteil läßt sich aber in dem Maße erhöhen, wie sich die Elektronenverweilzeit in der Diode verlängert. Dies wird in unserer Diode durch starke extern erzeugte Magnetfelder von 2 - 4 Tesla an der Anodenoberfläche erreicht, weshalb diese Art von Diode auch fremdmagnetisch isoliert genannt

wird. Der grundsätzliche Aufbau einer magnetisch isolierten Ionendiode ist in Abbildung 2 dargestellt.

Das senkrecht zum elektrischen Feld wirkende Magnetfeld zwingt die Elektronen auf eine Driftbewegung senkrecht zu beiden Feldern (In der Abbildung senkrecht zur Papierebene) und verhindert, daß sie die Anode erreichen. Besitzen die Elektronen eine Geschwindigkeitskomponente parallel zum magnetischen Feld, so breiten sie sich auch entlang der Magnetfeldlinien aus. Auf diese Weise entsteht vor der Kathode gegenüber der Anode eine Elektronenschicht, deren kathodenseitige Grenzfläche sich auf Kathodenpotential befindet. Diese Grenzfläche wird als virtuelle Kathode bezeichnet. Bildet wie in Abbildung 2 dargestellt, ein Kathodenring die materielle Kathode, so ist durch die dann entstehende Elektronenschicht gegenüber der Anode die geforderte Transparenz für eine Ionenextraktion gewährleistet. Außerdem gestattet die Felderhöhung an der Kante des Kathodenrings den Ort der Elektronenemission genau festzulegen.

Die Ionen werden dann zwischen der Oberfläche des Anodenplasmas und der virtuellen Kathode beschleunigt. Die Geometrie dieser Flächen legt die Äquipotentialflächenverteilung im Diodenspalt fest und besitzt daher entscheidenden Einfluß auf die Richtung der beschleunigten Ionen.

Da der Beschleunigungsspalt in der Diode u.a. wegen der Expansion der Elektrodenplasmen und wegen der Grenze der technischen Realisierbarkeit der zur Isolation benötigten Magnetfelder nicht zu klein werden darf, ist die in der Diode erreichbare Leistungsdichte auf Werte von 10 GW/cm^2 beschränkt. Um mit einer einzigen Diode Leistungsdichten am Ort des Targets zwischen 1 und 10 TW/cm^2 realisieren zu können, sind Konvergenzgewinne zwischen 100 und 1000 notwendig.

Diese lassen sich durch Fokussierung und "Bunching" erreichen. Unter "Bunching" versteht man eine zeitliche Konvergenz des Ionenstrahls, bei der zu verschiedenen Zeitpunkten in der Diode beschleunigte Ionen zu einem Zeitpunkt am Ort des Targets ankommen. "Bunching" erfordert daher eine Rampe in der Beschleunigungsspannung und setzt einen längeren Transportweg voraus. Eine weitere notwendige Bedingung ist, daß Ionen, die zur gleichen Zeit beschleunigt wurden, die gleiche kinetische Energie besitzen.

In jedem Fall läßt sich ein hoher Konvergenzgewinn nur dann erzielen, wenn die Diode stabil und reproduzierbar arbeitet. Und dies hängt in erster Linie von dem Verhalten des Anodenplasmas sowie der virtuellen Kathode ab.

Bei der Fokussierung von intensiven Ionenstrahlen muß den mit diesen Strahlen verbundenen Eigenfeldern Rechnung getragen werden. Die elektrischen und magnetischen Eigenfelder würden eine Propagation des Ionenstrahls verhindern. Nur wenn beide kompensiert sind, können die Ionen sich auf ballistischen Bahnen bewegen.

Es sollte jedoch hier erwähnt werden, daß das externe Magnetfeld weiterhin auf die Ionen wirkt, was bei der Fokussierung berücksichtigt werden muß.

Wie in Abbildung 2 dargestellt, propagieren die Ionen in einem gasgefüllten Driftraum. Der intensive Ionenstrahl ionisiert das Gas innerhalb einer Nanosekunde. Die Elektronen des nun entstandenen dichten Plasmas kompensieren die Raumladung des Ionenstrahls vollständig. Da der Driftraum nicht frei von Magnetfeldern ist, können Elektronen, aufgrund ihrer durch das Magnetfeld reduzierten Beweglichkeit, den mit dem Ionenstrahl verbundenen Strom nur partiell kompensieren.

Die meisten Fokussierungskonzepte für intensive Ionenstrahlen beruhen auf einer möglichst weitgehenden Realisierung der ballistischen Strahlpropagation. Um die Ionenstrahlen in einem gemeinsamen Fokuspunkt zu konzentrieren, müssen ihre Flugbahnen beim Erreichen der vollständigen Kräfte-neutralisation, von Korrekturen durch das äußere Magnetfeld abgesehen, auf diesen Brennpunkt ausgerichtet sein.

Die wichtigsten Elemente zur Erzeugung der gewünschten Strahlrichtung sind die Äquipotentialflächen in der Diode und die selbstmagnetische Ablenkung in der Diode und anschließend im nicht kompensierten Bereich der Driftstrecke. Die Äquipotentialflächenverteilung selbst hängt nicht nur von ursprünglichen Diodengeometrie, sondern auch von der Elektronendichteverteilung in der Diode und der Bewegung und Verformung des Anodenplasmas ab. Da dies bisher nicht mit genügender Genauigkeit berechnet werden kann, müssen, in den Begriffen der Optik ausgedrückt, die Abbildungsfehler der Diodenlinse experimentell ermittelt werden.

Theoretisch lassen sich zumindest für monochromatische Ionenstrahlen alle Abbildungsfehler beseitigen. In diesem Falle ist die auf einen flachen Target erreichbare Leistungsdichte W_f nur durch Ionenleistung P_i der Diode, die intrinsische Divergenz θ des Strahls, die Fokuslänge f des fokussierenden Systems und durch einen geometrischen Faktor g begrenzt. Für die Leistungsdichte des fokussierten Ionenstrahls gilt dann

$$W_f \leq \frac{P_i}{\pi f^2 \theta^2} g.$$

Der geometrische Faktor beträgt etwa 0,6. Unter der intrinsischen Divergenz versteht man den halben Öffnungswinkel des Strahlenbündels, das von jedem Punkt der Emissionsfläche der Ionen emittiert wird. Die Divergenz wird in erster Linie von der Homogenität und Stabilität des Anodenplasmas und von der Stabilität der virtuellen Kathode bestimmt. Nur wenn θ ausreichend kleine Werte ($\leq 1^\circ$) besitzt, kann eine hohe Leistungsdichte im Fokus erreicht werden. Zum Beispiel können Fluktuationen der Ladungsdichte an den Rändern der Elektronenschicht (virtuelle Kathode) sich gegenseitig verstärken und zu schnell anwachsenden Instabilitäten führen. Diese

Instabilitäten erzeugen elektromagnetische Felder transversal zur Hauptbeschleunigungsrichtung, wodurch der Divergenzwinkel vergrößert wird. Die Untersuchung der Ursachen der Divergenz und ihre Unterdrückung sind daher wichtige Aspekte der Diodenphysik.

Einen weiteren Gesichtspunkt, der für die effiziente Fokussierung von Ionenstrahlen entscheidend ist, bildet der kanonische Impuls der Ionen.

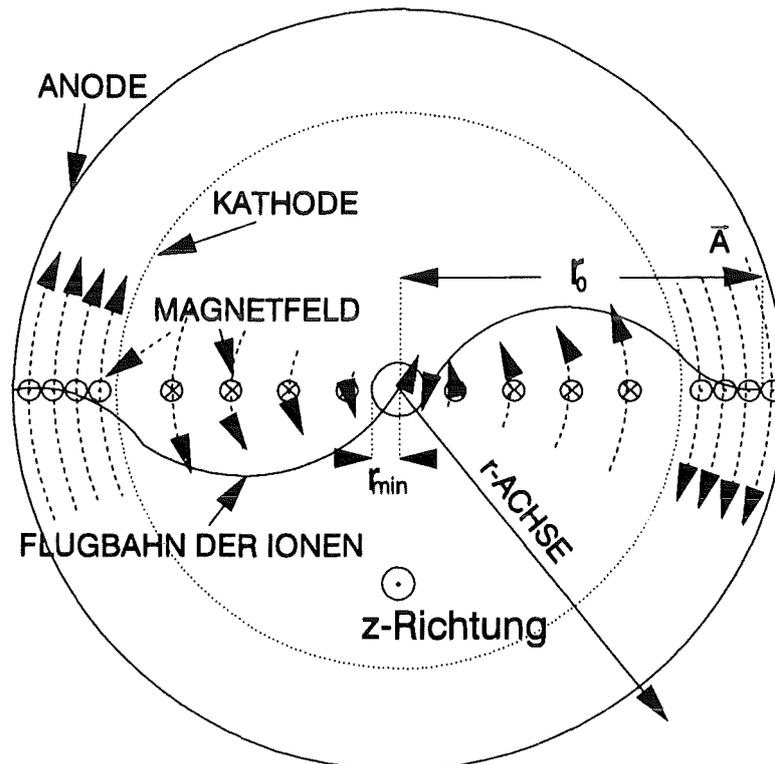


Abbildung 3: Vereinfachte Darstellung des Einflusses der magnetischen Ablenkung auf die Fokussierung in zylindrischer Geometrie. Das Magnetfeld ist so geformt, daß das magnetische Potential im Zentrum und auf der Anodenoberfläche verschwindet. Deshalb wird ein Ion, das auf der Anodenoberfläche startet, in das Zentrum fokussiert (linke Teilchenbahn). Ionen, die am Ort eines nicht verschwindenden magnetischen Potentials A_φ starten, werden auf einen ringförmigen Fokus mit dem Radius r_{min} abgelenkt (rechte Teilchenbahn).

Da das elektrische Potential Φ nicht von der azimuthalen Koordinate φ abhängt, können magnetische Ablenkungen der Ionen in φ -Richtung nicht durch ein entsprechendes Anpassen des elektrischen Potentials kompensiert werden.

Betrachten wir zur Vereinfachung eine zylindersymmetrische Diode (siehe Abbildung 3). Aufgrund der Erhaltung des kanonischen Impulses der Ionen ist der minimale Radius r_{min} auf den die Ionen fokussiert werden können

$$r_{min} = \frac{qr_0 A_\varphi(r_0)}{\sqrt{2qU_B m_i}}$$

q: Ionenladung

r_0 : Anfangsradius bei der Beschleunigung des Ionen

$A_\varphi(r_0)$: Magnetisches Potential am Startradius der Ionen

m_i : Ionenmasse

Hierbei wurde angenommen, daß $A_\varphi(r_{min})$ in Fokuspnähe verschwindet. r_0 ist der Radius der hier zur Vereinfachung als zylindrisch angenommenen Anodenfläche.

Bei vorgegebener Beschleunigungsspannung und Ionenmasse muß für eine effiziente Fokussierung das magnetische Potential A_φ auf der Anodenplasmaoberfläche möglichst klein werden. Zwar kann durch entsprechende Formung der Magnetfelder erreicht werden, daß das magnetische Potential auf der Anodenoberfläche verschwindet, dehnt sich jedoch das Anodenplasma während des Beschleunigungsimpulses stark aus und dringt das Magnetfeld aufgrund der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas in das Plasma ein, so besitzen die Ionen auf der Plasmaoberfläche einen nicht verschwindenden kanonischen Impuls. Auch aus diesem Grund ist die Qualität des Anodenplasmas von entscheidender Bedeutung für die Fokussierung von Ionenstrahlen.

In der bisherigen Beschreibung der Ionendiode tauchte immer wieder, als eines der Schlüsselprobleme zur Erreichung eines hohen Wirkungsgrades der Diode und einer hohen Leistungsdichte des Ionenstrahls, die Erzeugung des Anodenplasmas und dessen Verhalten in der fremdmagnetisch isolierten Diode auf.

Es sollen hier noch einmal die Anforderungen an eine solche Ionenquelle zusammengefaßt werden.

Die Ionenstromdichten in den Hochleistungsvakuumdioden betragen bis zu 10 kA/cm^2 . Um diese Stromdichten für die Dauer des Beschleunigungsimpulses von typischerweise 50 - 100 ns liefern zu können, muß die Ionenquelle eine Ionenflächendichte von $3..5 \cdot 10^{15}$ Ionen/ cm^2 besitzen. Sie sollte eine Fläche von mehr als 100 cm^2 bedecken, sich der gewünschten Form der Anode anschmiegen und eine glatte Oberfläche bilden. Die maximale Ausdehnung sollte unter 1 mm betragen. Als Ionenquelle ist daher eine dünne homogene Plasmaschicht mit einer Ionendichte von $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ geeignet.

Außerdem sollte das Anodenplasma nur die gewünschte Ionensorte enthalten und bereits beim Eintreffen des Beschleunigerimpulses in der Diode vorhanden sein oder innerhalb weniger Nanosekunden gebildet werden. Trotz-

dem sollte es von Beginn seiner Entstehung bis zum Ende des Beschleunigerimpulses nur wenig in den Beschleunigungsspalt expandieren. Auch sollte der Ionisationsgrad des Anodenplasmas hoch genug sein, damit nur eine kleine Anzahl von Neutralteilchen, die vom Magnetfeld nicht zurückgehalten werden können, in den Beschleunigungsspalt gelangen. Ladungsaustauschreaktionen der bereits teilweise beschleunigten Ionen mit den Neutralteilchen im Beschleunigungsspalt würden, falls die Dichte der Neutralteilchen genügend groß ist ($> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), eine Varianz in der Energieverteilung der Ionen erzeugen. Dies würde z.B. dem zeitliche Komprimieren des Ionenstrahls ("Bunching") entgegenwirken.

All dies sind sehr strikte und in ihrer Gesamtheit nur äußerst schwierig zu erfüllende Forderungen. Wegen ihrer technischen Einfachheit wurde bisher von den meisten Experimentatoren die sogenannte "Flashover"-Ionenquelle bevorzugt. Ihr Konzept basiert auf einer Oberflächenentladung auf einer den Emissionsbereich der Anode bedeckenden dielektrischen Schicht. Obwohl noch nicht alle Details dieser Gleitentladung verstanden sind, scheint gesichert, daß zwei Voraussetzungen für ihre Entstehung erfüllt sein müssen.

Das elektrische Feld muß so verzerrt sein, daß parallel zur Oberfläche des Dielektrikums eine genügend starke elektrische Feldkomponente existiert. Die Verzerrung wird durch metallische Einlagerungen (Stifte, Rippen) in dem Dielektrikum erreicht. An den Tripelpunkten von Metall, Dielektrikum und Vakuum können die Gleitentladungen dann starten.

Die zweite notwendige Voraussetzung ist, daß ein ausreichender Fluß von Elektronen das Dielektrikum trifft. Diese Elektronen können zu einer Anhäufung von Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum führen und somit die Verzerrung des elektrischen Feldes verstärken. Der wichtigste Effekt dieser Elektronen ist jedoch die Initiierung von Sekundärelektronenlawinen, die zur Freisetzung von Gas aus der Oberfläche des Dielektrikums führen. Diese Freisetzung ist entweder ein indirekter thermischer Prozeß oder die direkte elektronenstimulierte Desorption. In dem freigesetzten Gas kann schließlich der Durchbruch stattfinden. Diese Art der Anodenplasmaerzeugung, bei der das äußere elektrische Feld, das zur Beschleunigung der Ionen vorgesehen ist, auch das Anodenplasma erzeugt, wird als passiv bezeichnet.

Der zeitliche Verzug zwischen dem Anlegen der Diodenspannung und der Erzeugung des Anodenplasmas ist nur bei Dioden mit großer Elektronenleckage ausreichend klein. Eine große Elektronenleckage hat aber zwangsläufig einen niedrigen Ionenwirkungsgrad zur Folge. In einer fremdmagnetisch isolierten Diode mit starken Magnetfeldern ist eine solche Anodenplasmaquelle nicht einsetzbar. Einen weiteren generellen Nachteil bildet die Zusammensetzung des Anodenplasmas. Diese hängt im allgemeinen von der chemischen Zusammensetzung des Dielektrikums und der Adsorbatschicht auf dem Dielektrikum ab. Da beide größtenteils aus Kohlenwasserstoffen bestehen, enthält

das Anodenplasma neben den hier erwünschten Protonen auch etwa 50 % Kohlenstoffionen und andere Verunreinigungen. Der Oberflächendurchbruch ist außerdem stochastischer Natur, deshalb entsteht häufig ein heterogenes fleckiges Plasma, wodurch die Divergenz des Ionenstrahls vergrößert wird. Um die Nachteile der passiven Anodenplasmaquelle zu vermeiden, ist die Entwicklung aktiver Anodenplasmaquellen Gegenstand intensiver Forschungsarbeiten verschiedener Forschungsgruppen. Eine Anodenplasmaquelle wird als aktiv bezeichnet, wenn das Plasma unabhängig vom Beschleunigungsimpuls erzeugt wird.

Als Beispiel sei hier die sogenannte LEVIS-LIBORS Lithiumionenquelle, die in Sandia (Sandia National Laboratory, Albuquerque, U.S.A.) entwickelt wurde [7], dargestellt. Ein Nd:YAG Laser mit $1,06 \mu\text{m}$ Wellenlänge produziert Lithiumdampf an der Anodenoberfläche, in dem er einen Teil einer die Anodenoberfläche bedeckenden Lithiummolybdän-Schicht verdampft (LEVIS: Laser EVaporation Ion Source). Ein zweiter Laser (Farbstofflaser), der an den (Li I $2s - 2p$)-Übergang mit einer Wellenlänge von 6708 \AA angepaßt ist, ionisiert das neutrale Lithium mit Hilfe des sogenannten LIBORS Mechanismus (Laser Ionisation based on Resonant Saturation) [8]. Nachteilig an dieser Art von Plasmaerzeugung ist, daß der LIBORS-Prozess etwa 100 ns dauert, und somit das Plasma weit in den Beschleunigungsspalt expandieren kann. Eine Verkürzung dieser Zeit geht auf Kosten des ohnehin schon niedrigen Ionisationsgrades des Plasmas.

In dieser Arbeit wurde eine neue aktive Anodenplasmaquelle für Protonen entwickelt. Das Schema der Erzeugung des Anodenplasmas wird in Abbildung 4 präsentiert. Ein dünner Metallhydridfilm wird durch einen kurzen, hohen Stromimpuls sehr schnell auf eine Temperatur nahe seines Schmelzpunktes erwärmt, so daß aus dem Metallhydridfilm kurzzeitig viel Wasserstoffgas freigesetzt wird. In der so entstandenen dünnen Gasschicht über dem Metallfilm zündet dann ein Hochspannungsimpuls eine schnelle Oberflächengleitentladung, die das Gas ionisiert. Durch eine besondere geometrische Konfiguration des elektrischen Feldes erfolgt der Durchbruch homogen und schnell über dem ganzen Metallfilm. Die Entladung erzeugt eine dünne homogene Wasserstoffplasmaschicht auf dem Metallfilm. Dieses Plasma bildet die Protonenquelle. Da der Metallhydridfilm einen ohmschen Widerstand darstellt, und sich somit während der Heizphase eine Hochspannung über dem Metallfilm aufbaut, können Heiz- und Zündimpuls zu einem Stromimpuls zusammengefaßt werden.

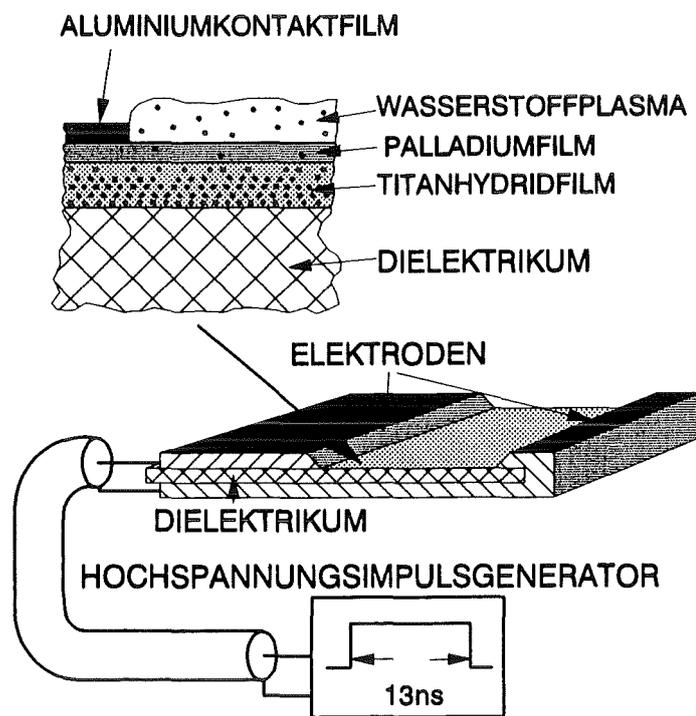


Abbildung 4: Komponenten der Ti-Pd-Anodenplasmaquelle.

Neben der Entwicklung solcher Anodenplasmaionenquellen bildet auch die Untersuchung des Verhaltens der Anodenplasmen ein weiteres wichtiges Forschungsgebiet im Bereich der Erzeugung von intensiven Ionenstrahlen. Hier seien die Arbeiten zur spektroskopischen Plasmadiagnostik an "Flashover"-Anodenplasmen von E. Sarid, Y. Maron und M.E. Foord im Weizmann Institut (Israel) [4], die Untersuchung des Anodenplasmas mit Laserresonanzinterferometrie von K. Horioka [9] im Tokyo Institute of Technology und die Arbeiten von A.B. Filuk [6] zur spektroskopischen Untersuchung der LEVIS Anodenplasmaionenquelle in den Sandia (U.S.A.) erwähnt [7].

Der wesentliche Teil dieser Arbeit beinhaltet die Untersuchung des aktiv erzeugten Anodenplasmas. Hierzu wurden verschiedene Meßsysteme entwickelt und aufgebaut.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst der experimentelle Aufbau vorgestellt. Weiter werden die einzelnen Phasen der Erzeugung des Anodenplasmas sowie dessen weiteres Verhalten untersucht und beschrieben.

Kapitel 2 behandelt die experimentellen Anordnungen zur Erzeugung und Untersuchung der Wasserstoffplasmaionenquelle aus Metallhydridfilmen. Es werden die hierzu entwickelten Meßsysteme vorgestellt.

In Kapitel 3 wurde untersucht, welche Metallhydride als Wasserstoffspeicher für unsere Anwendungen geeignet sind, und wie die Metallhydridfilme hergestellt werden können. Weiterhin befaßt sich dieses Kapitel mit den Prozessen, die die schnelle Freisetzung des Wasserstoffs aus den Metallhydridfilmen bestimmen.

Kapitel 4 beinhaltet die Charakterisierung des Durchbruchs und der Entladung in der desorbierten Gasschicht. Es werden Modelle zur Beschreibung von Oberflächenentladungen vorgestellt. Die Meßergebnisse belegen, daß es sich hier um einen schnellen Gasdurchbruch mit einem sogenannten "streamer"-Mechanismus handelt.

Kapitel 5 befaßt sich mit der Untersuchung der nun entstandenen Plasmaschicht. Mit Ladungsmonitoren und einem Massenspektrometer konnten die Geschwindigkeitsverteilung und die Art der Expansion des Plasmas bestimmt werden. Die optische Spektroskopie lieferte zeitaufgelöste Dichte- und Temperaturprofile des sich schnell verändernden Plasmas. Die Zusammensetzung des Plasmas konnte hiermit ebenfalls ermittelt werden. Weiterhin wurden zur Beschreibung des Plasmas zwei Modelle entwickelt. Das erste Modell befaßte sich mit der hydrodynamischen Expansion und basierte auf den hydrodynamischen (HD) Gleichungen. Im zweiten Modell wurden die Niveaubesetzungsdichten und die Ionisation von Wasserstoff aus den Übergangsraten berechnet. Zusätzlich konnte aus der Energiebilanz der Temperaturverlauf bestimmt werden. Beide Modelle wurden durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt.

Im Kapitel 6 wird der Einfluß eines starken externen Magnetfeldes auf das Verhalten der Plasmaschicht untersucht. Der magnetische Einschluß und der Neutralteilchenfluß aus dem Plasma bilden hier die Hauptgesichtspunkte. Hierzu lieferten die spektroskopischen Messungen wichtige Ergebnisse. Weiterhin zeigten die magnetohydrodynamischen Rechnungen, daß eine dichte Plasmaschicht trotz starker Magnetfelder weit in das Vakuum expandieren kann.

Kapitel 7 schließlich zieht das Resümee dieser Arbeit, zählt offengebliebene Fragen auf und weist auf weitere Perspektiven hin.

2 Experimentelle Anordnungen

Alle experimentellen Untersuchungen zur Plasmaerzeugung wurden in einer Versuchsanordnung mit $2 \cdot 7 \text{ cm}^2$ großen Metallhydridfilmen durchgeführt. Die Anordnung setzte sich aus folgenden Komponenten zusammen:

Ein Hochspannungsimpulsgenerator lieferte die benötigte Leistung für die Freisetzung und Ionisierung des Wasserstoffgases.

In einem Vakuumrezipienten befand sich eine spezielle Haltevorrichtung, die zum einen die Hochspannungszuführung sowie die TiPd-Filme aufnahm, zum anderen aber auch die Möglichkeit bot, die verschiedenen Meßsensoren und Justiervorrichtungen anzuschließen bzw. zu integrieren.

Bei den Untersuchungen des Plasmas im Magnetfeld wurde um die Haltevorrichtung eine Magnetfeldspule gelegt, die Magnetfelder von bis zu zwei Tesla auf der Oberfläche der Metallfilme erzeugte.

Als Meßsysteme dienten ein optisches Spektrometer, ein Laufzeitmassenspektrometer, ein Laserinterferometer sowie diverse Strom-, Spannungs-, Ladungs- und Magnetfeldmonitore.

2.1 Der Hochspannungsimpulsgenerator

Der Impulsgenerator bestand aus drei 7 cm breiten und 130 cm langen Aluminiumfolien, die jeweils durch 0,25 mm dicke Isolatorfolien (Kapton) gegeneinander isoliert waren. Die drei Aluminiumfolien bildeten eine sogenannte Blumleinanordnung, die die Impulsspannung gegenüber einer Zweielektrodenanordnung verdoppelte. Außerdem waren hierbei Hochspannungsschalter und Last an den jeweils gegenüberliegenden Enden des Generators angeordnet. Der Impulsgenerator erzeugte Hochspannungsimpulse von bis zu 30 kV mit einer Impulsdauer von 13 ns an einer angepaßten Last von $1,2 \Omega$, was einer Energie von 10 J entsprach. Diese Energiemenge war ausreichend, um die 14 cm^2 großen Metallhydridfilme (300 \AA Ti 200 \AA Pd) auf 2000°K zu erwärmen ($\approx 0,5 \text{ J}$) und das Wasserstoffgas bei einer Flächendichte von 10^{16} cm^{-2} zu ionisieren ($\approx 0,7 \text{ J}$ bei 30 eV Ionisationsenergie pro Ion). Der Hochspannungsimpuls wurde mit einer niederimpedanten Streifenleitung (5 m, $1,4 \Omega$) in den Vakuumrezipienten an die Haltevorrichtung für die Metallhydridfilme übertragen.

Den wichtigsten Bestandteil des Impulsgenerators bildete der Hochspannungsschalter. Dieser mußte an die niederimpedante Plattengeometrie des Impulsgenerators angepaßt sein und Ströme von bis zu 50 kA mit einer Schaltzeit von unter 2 ns schalten können. Hierzu wurde der von Dodosopoulos in Jülich entwickelte Foliendurchschlagsschalter verwendet [27]. Eine genauere Beschreibung findet sich hierzu in [11].

2.2 Mechanischer Aufbau

Aufgrund der hohen Anforderungen, die die optischen Messungen an die mechanische Stabilität stellten, wurde der Vakuumrezipient in ein stabiles Gestell, das auf schwingungsdämpfenden Sockeln ruhte, eingebaut. Schwingungserzeugende Aggregate, wie die Vakuumvorpumpe wurden durch dämpfende Verbindungen an die Versuchsanordnung angeschlossen. Durch entsprechende Führungselemente konnte sichergestellt werden, daß nach jedem Erneuern der mit den Metallhydridfilmen bedeckten Glasträger sich diese wieder in der gleichen Position befanden.

Die mit den Metallfilmen beschichteten Glasträger wurden von einer Haltevorrichtung aufgenommen, die den elektrischen Kontakt zum Impulsgenerator sicherstellte. In dieser Vorrichtung waren auch der Stromsensor (shunt) und der kapazitive Spannungssensor integriert. Beide waren so ausgelegt, daß sie Anstiegszeiten von unter einer Nanosekunde detektieren konnten [11].

Über dem Metallfilm konnten Ladungsmonitore ("Faraday-Becher"), Röntgensensoren (PIN-Diode) sowie ein Laufzeitmassenspektrometer befestigt werden.

2.3 Das Magnetfeld

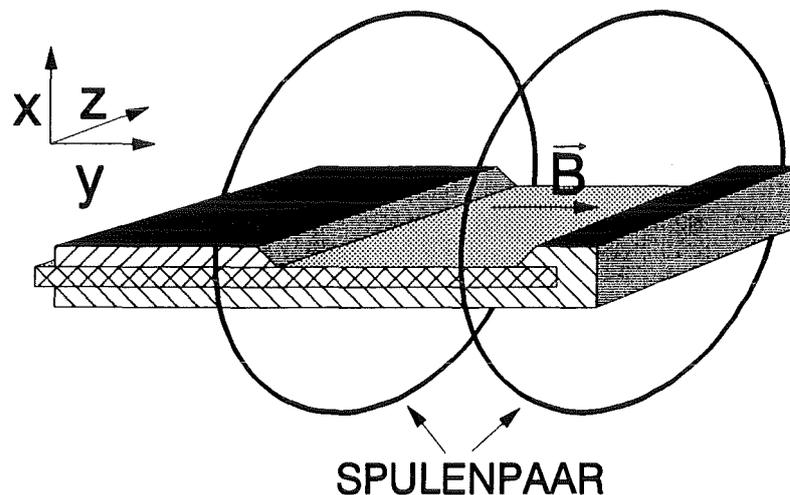


Abbildung 5: Anordnung der Magnetfeldspulen.

Um die Haltevorrichtung für die Metallfilme wurde eine gepulst betriebene Magnetfeldspule gelegt. Das Magnetfeld war parallel zur Oberfläche des Metallfilms und parallel zur Durchbruchrichtung orientiert (y-Richtung). Die

Magnetfeldspule bestand aus zwei Spulenringen mit jeweils 5 Windungen. Der Radius R der Spulenringe betrug 6,75 cm und ihr Abstand d betrug 3,9 cm. Die Spulenringe bildeten eine sogenannte Helmholtzanordnung. Das Magnetfeld im Zentrum dieser Anordnung war

$$B = nIR\mu_0 \frac{1}{R^2 + (d/2)^2}$$

wobei n die Zahl der Windungen ($n = 5$) und I den Strom darstellte. μ_0 ist die Permeabilitätskonstante. Hieraus ergab sich das Magnetfeld zu $B = 0,086 \cdot I$ in Tesla/kA. Zusätzlich wurde das Magnetfeld auf der Oberfläche des Metallfilms mit kleinen Induktionsspulen gemessen. Die gemessene Magnetfeldstärke betrug im Zentrum $(0,087 \pm 0,005) \cdot I$ Tesla (I in kA). Am Rand des Metallfilms auf der z -Achse war das Feld um etwa 20 % größer. Dies rührte daher, daß dieser Ort näher an den Spulenwindungen lag. In y -Richtung konnte keine Variation des Magnetfelds auf der Oberfläche des Metallfilms festgestellt werden.

Weiterhin wurde mit den Induktionsschleifen untersucht, ob das Magnetfeld eine Komponente in x -Richtung (senkrecht zur Oberfläche) besaß. Es konnte jedoch keine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Oberfläche nachgewiesen werden. Die maximale Magnetfeldstärke, die im Zentrum erreicht wurde betrug, 1,67 T.

Bei Messungen mit Magnetfeld mußte sichergestellt werden, daß die Erschütterung, die die gepulst betriebene Magnetfeldspule erzeugte, die optische Justierung nicht veränderte. Hierzu wurde vor dem Plasma ein 0,15 mm dicker Faden angebracht. Das Bild des Fadens wurde in den Eingangsschlitz des Spektrometers fokussiert. Das Plasma wurde durch den Faden verdeckt. Es zeigte sich, daß bei Schüssen mit und ohne Magnetfeld die gemessene Lichtintensität um den gleichen Faktor reduziert wurde. Deshalb konnten wir annehmen, daß die Dejustierung durch die Erschütterung kleiner als 0,1 mm war.

2.4 Das optische Spektrometer

Zur spektralen Analyse der vom Plasma emittierten Strahlung wurde ein 1000 mm Czerny-Turner-Spektrometer eingesetzt. In allen Experimenten wurde ein Reflektionsgitter mit 1200 Linien pro mm verwendet. Als Detektoren dienten wahlweise ein Photodiodenarray mit 1024 Dioden, wovon aber nur 700 aktiv waren, oder ein faseroptischer Sensor mit 15 Kanälen. Vor den Dioden befand sich eine Mikrokanalplatte, die zum einen die Lichtintensität verstärkte und zum anderen als schneller optischer Verschuß diente (Öffnungszeit 20 ns). Die Signale des Diodenarrays wurden dann mit einem optischen Vielkanalanalysator ausgewertet und weiterverarbeitet (Typ EG+G

OMA II). Die spektrale Auflösung betrug hier $0,2 \text{ \AA}$ bei einem spektralen Fenster von 140 \AA .

Der faseroptische Sensor bestand an seiner Front aus 15 vertikalen Reihen mit jeweils 40 Quarzfasern ($\varnothing = 0,1 \text{ mm}$), die an der Rückseite des Sensors zu jeweils 15 einzelnen Faserbündeln zusammengefaßt waren (siehe Abbildung 6). Jedes der 15 Faserbündel war mit einem schnellen Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) optisch verbunden. Bei diesem Detektorsystem lag das zeitliche Auflösungsvermögen bei $2,2 \text{ ns}$ und das spektrale bei $1,4 \text{ \AA}$ (spektrales Fenster: 21 \AA). Da in unseren Experimenten besonders die zeitliche Entwicklung des Plasmas interessierte, wurde in der Mehrzahl der Experimente der faseroptische Sensor eingesetzt. Beide Sensoren wurden mit einer Wolframbandlampe in den entsprechenden Wellenlängenbereichen geeicht. Die Wolframbandlampe konnte, bei sonst gleicher optischer Anordnung, an die Stelle des Plasmas gesetzt werden. So wurde der relative Fehler bei der Messung der absoluten Linienintensitäten auf 10% reduziert. Schnelle Transientenrekorder registrierten und digitalisierten die Signale der SEV. Die Rekonstruktion der Form der untersuchten Spektrallinien erfolgte dann mit Computerprogrammen. Wegen der hohen elektrischen Störstrahlung, die der Hochspannungsimpuls erzeugte, mußten alle Detektoren mit entsprechenden Abschirmungen versehen werden.

2.5 Das Gesichtsfeld des Spektrometers

In den hier untersuchten Plasmen änderten sich die Plasmaparameter mit dem Abstand zur Metalloberfläche stark. Dies stellte hohe Anforderungen an die Genauigkeit der optischen Justierung. Es mußte sichergestellt werden, daß jeweils eine zur Metalloberfläche parallele Schicht von $0,1 - 0,2 \text{ mm}$ Dicke auf den Eingangsschlitz des optischen Spektrometers abgebildet wurde.

Das bedeutete, daß die optische Achse mit einer Genauigkeit von mindestens $0,7 \text{ mrad}$ parallel zur Oberfläche justiert werden mußte. Diese hohe Genauigkeit konnte dadurch erreicht werden, daß die abzubildende Schicht mit Hilfe von zwei $0,04 \text{ mm}$ dicken Wolframglühfäden markiert wurde. Die hell glühenden Fäden wurden mit Hilfe eines genau positionierbaren Spiegels und einer Linse mit einer Brennweite von 160 mm auf den Eingangsschlitz des optischen Spektrometers ($30 - 60 \mu\text{m}$ Breite und 6 mm Höhe) abgebildet (Abbildung 6). Durch Drehen und Verschieben des Spiegels wurde die optische Achse so gelegt, daß die Bilder der beiden Glühfäden sich überlagerten und auf dem Eingangsschlitz lagen. Um eine gute räumliche Auflösung in der x-Richtung (senkrecht zur Metalloberfläche) zu erreichen, wurde eine rechteckige Aperturblende verwendet. Ihre Breite (x-Richtung) wurde je nach gefordertem räumlichen Auflösungsvermögen zwischen 1 und 4 mm eingestellt. Die Aperturhöhe wurde der Eingangsapertur des Spektrometers (f-Zahl = 10) mit 22 mm angepaßt.

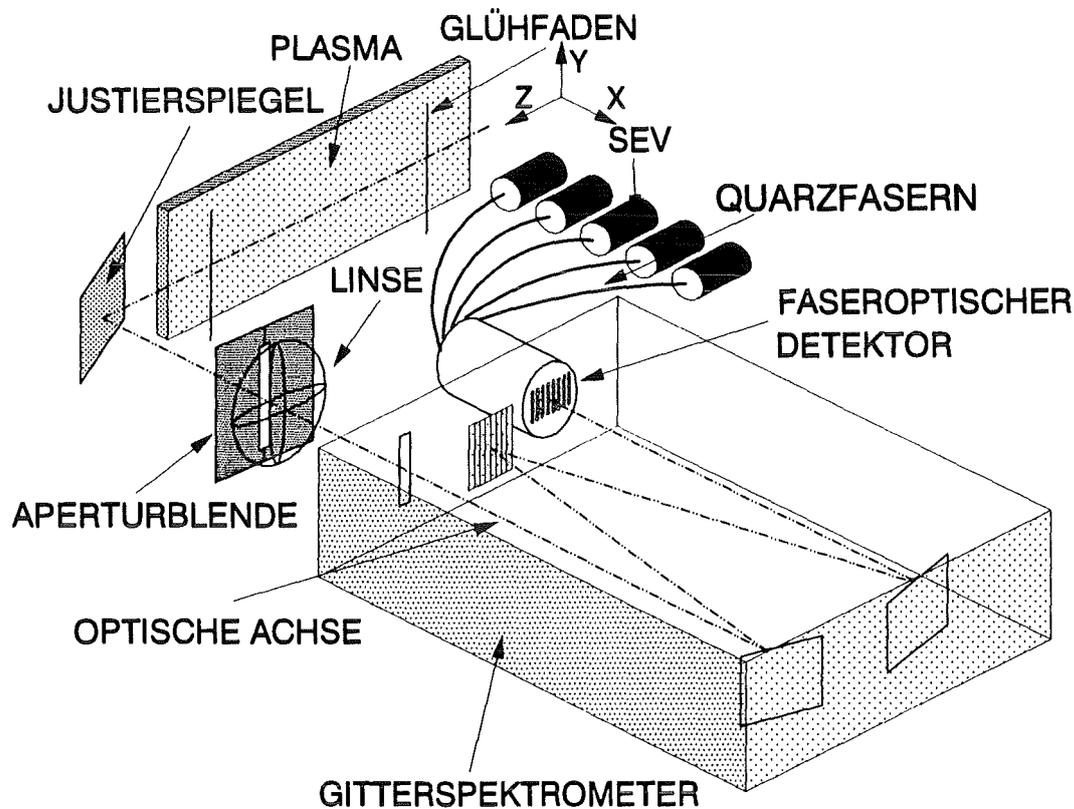


Abbildung 6: Darstellung des optischen Aufbaus zur spektroskopischen Untersuchung des Plasmas.

Ein weiteres Problem bildete die Tiefenschärfe der optischen Abbildung. Die folgenden Überlegungen wurden deshalb so sorgfältig durchgeführt, weil die Bestimmung von Teilchendichten aus der Intensität der emittierten Strahlung die Kenntnis des emittierenden Volumens voraussetzt.

In unseren Experimenten wurde nicht, wie sonst in der Optik üblich, eine zur optischen Achse senkrechte Ebene abgebildet, vielmehr mußte das Licht aus einem ausgedehnten Volumen in den Eingangsschlitz fokussiert werden. Zwar war der Querschnitt der abgebildeten Schicht durch den Abbildungsmaßstab $M=2,61$ und die Schlitzgröße d des Spektrometers (6 mm hoch und 30 - 60 μ breit) festgelegt, jedoch galt dies nur für die Einstellebene des optischen Systems. Wir berechneten deshalb den Akzeptanzwinkel γ in der x-z-Ebene. γ ist der Winkel in der x-z-Ebene, unter dem jener Teil der Strahlung emittiert wird, der durch unsere optische Abbildung in den Eingangsschlitz des Spektrometers fokussiert wird. Der Akzeptanzwinkel in der y-z-Ebene ist, wie am Ende gezeigt wird, bei unseren Abbildungsparametern im ganzen abgebildeten Volumen nahezu konstant. Deshalb genügt es, sich auf die

Betrachtung der x-z-Ebene zu beschränken. Betrachten wir die Abbildung 7. Nach den Regeln der geometrischen Optik können nur Strahlen in den Schlitz (Breite d) fokussiert werden, die in der Einstellebene ($z = 0$) durch die Querschnittsfläche des abgebildeten Volumens (Spaltbild) der Breite d' ($d' = M \cdot d$) gehen. Eine weitere Begrenzung des Akzeptanzwinkels γ bildet die Apertur des optischen Abbildungssystems. Aus diesen beiden Bedingungen ergibt sich der Winkel γ als eine Funktion der Koordinaten x und z zu

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \min \left[\gamma_1^A = \arctan \left(\frac{A/2 - x}{g - z} \right), \gamma_1^d = \arctan \left(\frac{d'/2 - \operatorname{sgn}(z)x}{|z|} \right) \right] \\ \gamma_2 &= \min \left[\gamma_2^A = \arctan \left(\frac{A/2 + x}{g - z} \right), \gamma_2^d = \arctan \left(\frac{d'/2 + \operatorname{sgn}(z)x}{|z|} \right) \right] \\ \gamma &= \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2 + |\gamma_1 - \gamma_2|) \quad .\end{aligned}$$

Der letzte Teil der Gleichung sagt aus, daß der Akzeptanzwinkel immer positiv ist.

Für die konkreten Parameter unserer optischen Abbildung $d' = 0,08$ mm, $g = 577$ mm und $A = 1$ mm wurde der Winkel γ aus den obigen Gleichungen berechnet. Die Abbildung 8 zeigt das Ergebnis dieser Rechnung als Höhenliniengrafik. Hierbei wird die Größe $\gamma(x, z)/\gamma(0, 0)$ dargestellt. Man erkennt, daß bei unseren Abbildungsverhältnissen innerhalb des abgebildeten Plasmavolumens (-35 mm $\leq z \leq 35$ mm) kaum Defokussierungseffekte auftreten. Die räumliche Auflösung ($\gamma(x, z)/\gamma(0, 0) \geq 0,5$) beträgt etwa 0,09 mm.

Aus den obigen Gleichungen wurde eine Beziehung für die Tiefenschärfe S abgeleitet. Die Tiefenschärfe S wurde hier wie folgt definiert:

Ein Punkt befindet sich noch innerhalb der Tiefenschärfe S , wenn im Vergleich zu einem Punkt in der Einstellebene bei gleichem Emissionsvermögen mindestens die halbe Lichtintensität in den Eingangsschlitz fokussiert wird. Die Höhenlinie mit der Intensität 0,5 in Abbildung 8 grenzt das Gebiet der Tiefenschärfe ein.

Auf der optischen Achse (z -Achse) besitzt der Akzeptanzwinkel γ die Form

$$\gamma(z) = 2 \min \left[\gamma^A = \arctan \left(\frac{A/2}{g - z} \right), \gamma^d = \arctan \left(\frac{d'/2}{|z|} \right) \right] \quad .$$

In der Einstellebene ist

$$\gamma(0) = 2 \arctan \left(\frac{A/2}{g} \right) \quad .$$

Solange $\gamma^d > \gamma^A$ und $g \gg z$ ist, ändert sich γ kaum. Für $\gamma^d < \gamma^A$ ist

$$\gamma(z) = 2 \arctan \left(\frac{d'/2}{|z|} \right) \quad .$$

Da in unseren optischen Abbildungen $g \gg A$ und $z \gg d'$ sind, kann die arctan-Funktion durch eins ersetzt werden, und wir erhalten für die Tiefenschärfe

$$\frac{S}{2} = \frac{2d'g}{A}.$$

In unserer Abbildungsgeometrie ergibt sich S zu 184 mm in der x-z-Ebene und 1630 mm in der y-z-Ebene ($d'=15,7$ mm, $A=22$ mm).

Hieraus sieht man, daß Defokussierungseffekte in der y-z-Ebene keine Rolle spielt. Der Akzeptanzwinkel wird hier nur durch die Apertur bestimmt. Da aber die Gegenstandsweite g mit 577 mm sehr viel größer ist als die Länge der Plasmaschicht (70 mm), ändert sich der Akzeptanzwinkel innerhalb der Plasmaschicht kaum.

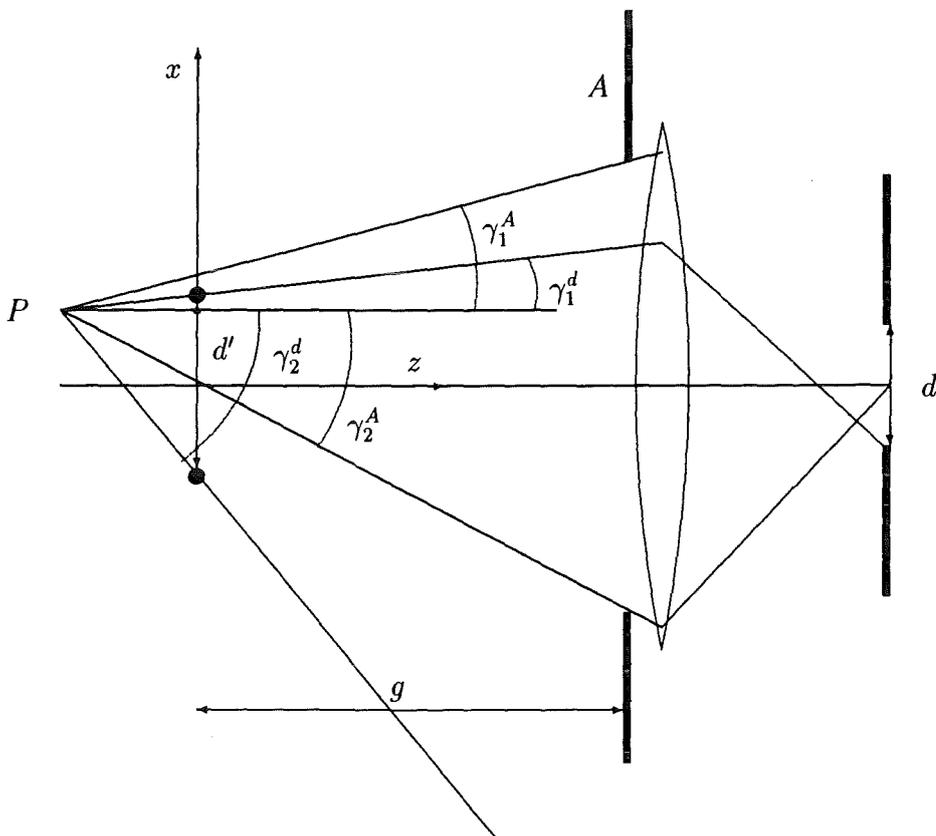


Abbildung 7: Schematische Darstellung der optischen Abbildung.

d : Eingangsschlitz, d' : Bild des Eingangsschlitzes in der Einstellebene, A : Aperturblende, g : Gegenstandsweite, P : Emissionspunkt.

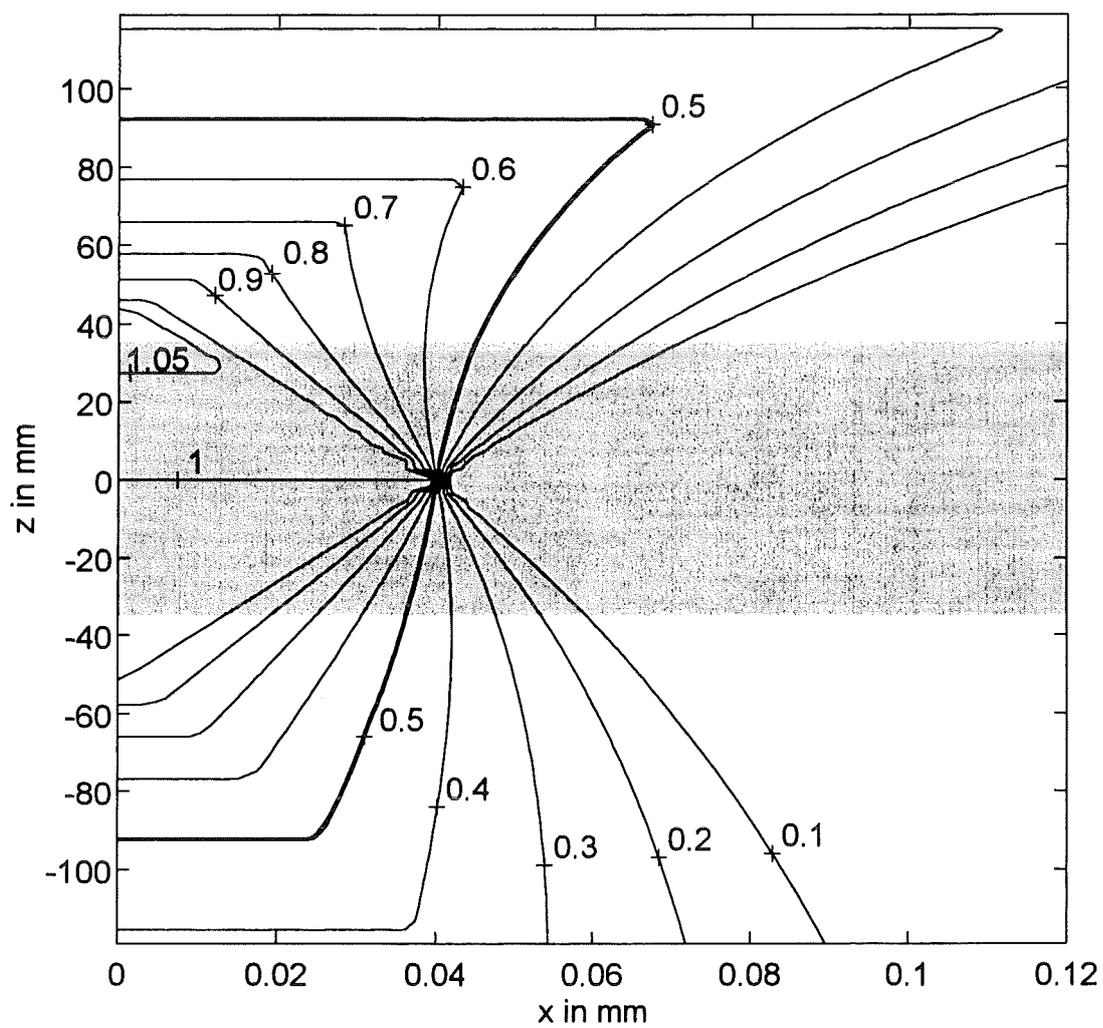


Abbildung 8: Höhenliniengrafik des normierten Akzeptanzwinkels $\gamma(x, z)/\gamma(0, 0)$.
 Der graue Bereich repräsentiert das Plasma.
 Die Parameter der Rechnung sind: $A = 1$ mm, $d' = 0,08$ mm, $g = 577$ mm.

2.6 Das Laserinterferometer

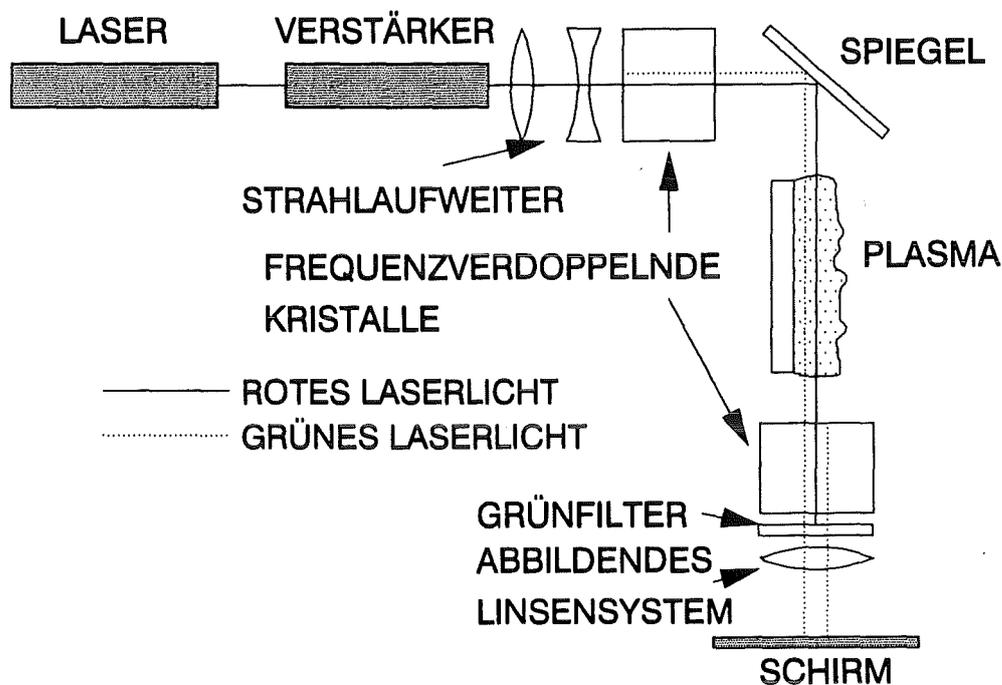


Abbildung 9: Schematischer Aufbau des Laserinterferometers.

In wenigen Experimenten konnte im Rahmen einer Zusammenarbeit mit dem Institut für Plasmaphysik und Lasermikrofusion IPPLM in Warschau ein sogenanntes nichtlineares Laserinterferometer (NLI) [12] eingesetzt werden. Das NLI bestand aus einem Nd-YAG-Laser mit etwa 100 mJ Impulsenergie und 5 ns Impulsdauer und aus zwei frequenzverdoppelnden Kristallen (siehe Abbildung 9). Das Funktionsprinzip des NLI beruhte darauf, daß das zu untersuchende Objekt - hier ein Plasma - mit zwei kohärenten Lichtstrahlen verschiedener Wellenlänge durchleuchtet wurde (siehe Abbildung 9). Ein Teil des primären Laserstrahls (1060 nm) wurde durch den ersten frequenzverdoppelnden Kristall in einen grünen sekundären Lichtstrahl (530 nm) umgewandelt. Beide Strahlen - restlicher Primärstrahl und Sekundärstrahl - durchdrangen das Plasma. Danach wurde in dem zweiten Kristall ein Teil des infraroten Primärstrahls erneut frequenzverdoppelt. Bei der Frequenzverdopplung blieb die Phase der Lichtwellen unverändert. Beide grünen Strahlen überlagerten sich dann zu einem Interferenzbild. In unserem Fall bildeten sich

Interferenzstreifen aus. Da ein Plasma einen wellenlängenabhängigen Brechungsindex besitzt ($n = 1 - Cn_e\lambda^2$; $C = 4,47 \cdot 10^{-16}m$, $\omega \gg \omega_p$, ω_p : Plasmafrequenz), änderte sich beim Durchgang durch das Plasma die Phasenbeziehung zwischen dem primären und sekundären Strahl. Dies führte zu einer Verschiebung der Interferenzstreifen. Die Verschiebung um einen Interferenzstreifen (Phasendifferenz 2π) entsprach einer Elektronendichte

$$n_e = \frac{1}{3lC\lambda}.$$

Hierbei war $\lambda=530$ nm die Wellenlänge des grünen Laserlichts und l die Länge der von dem Laserlicht durchstrahlten Plasmaschicht. Da eine Verschiebung der Interferenzstreifen um 20% des Streifenabstandes noch detektierbar war, betrug die kleinste noch meßbare Dichte etwa $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

In den Experimenten konnte das NLI jedoch nur so justiert werden, daß die optische Achse unter einem Winkel von etwa $1,3^\circ$ zur Metalloberfläche geneigt war. Deshalb mußte zur Bestimmung der Elektronendichte die folgende Entfaltung durchgeführt werden.

Zunächst wurde der kontinuierliche Dichteverlauf in einen diskreten Dichteverlauf umgewandelt. Hierbei wurde angenommen, daß das Plasma aus i_{max} zur Oberfläche parallelen Schichten der Dichte $n_e(x_i)$ und der Dicke Δx bestand. Die beiden Laserstrahlen erhielten bei ihrem Weg durch das Plasma die Phasendifferenz

$$\Delta\varphi(x_i) = \frac{Cl}{\Delta k} \sum_{k=i}^{i+\Delta k} n_e(x_k) \quad ,$$

wobei k die Zahl der Schichten war, die die beiden Strahlen auf ihrem Weg durch das Plasma durchliefen. Es galt:

$$\Delta k = \frac{\tan(\alpha)l}{\Delta x} \quad .$$

Hierbei wurde Δx immer so gewählt, daß Δk ganzzahlig wurde.

Für die Dichte in der Schicht x_i folgte dann

$$n_e(x_i) = \frac{\Delta\varphi(x_i)\Delta k}{Cl} - \sum_{k=i+1}^{i+\Delta k} n_e(x_k) \quad .$$

Zur Berechnung der Dichte an der Stelle x_i war also die Kenntnis der Dichten für $x_k > x_i$ notwendig. Es konnte aber davon ausgegangen werden, daß ab einer gewissen Entfernung x_g die Dichte Null war. Hieraus wurden die Dichten für $x_i < x_g$ rekursiv berechnet.

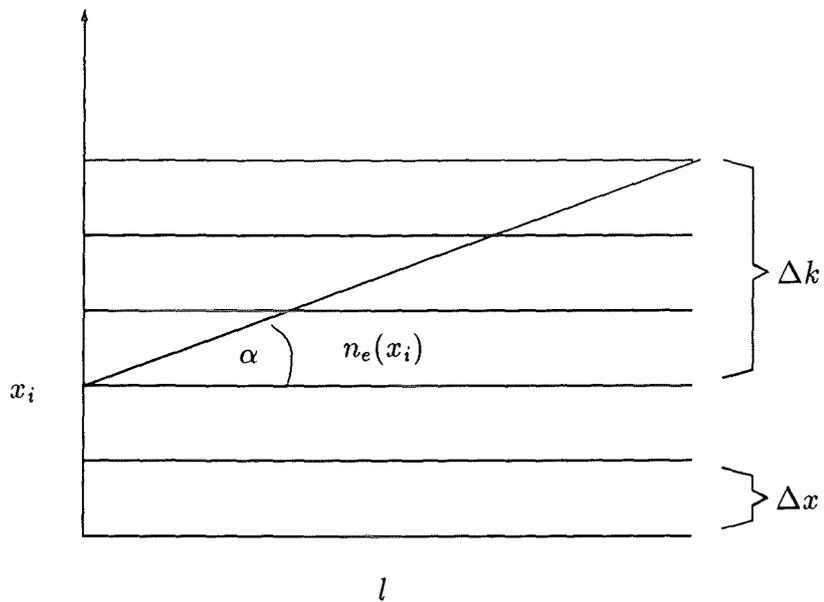


Abbildung 10: Darstellung geometrischen Verhältnisse bei der Entfaltung der Ergebnisse der Interferometermessung.

2.7 Das Laufzeitmassenspektrometer

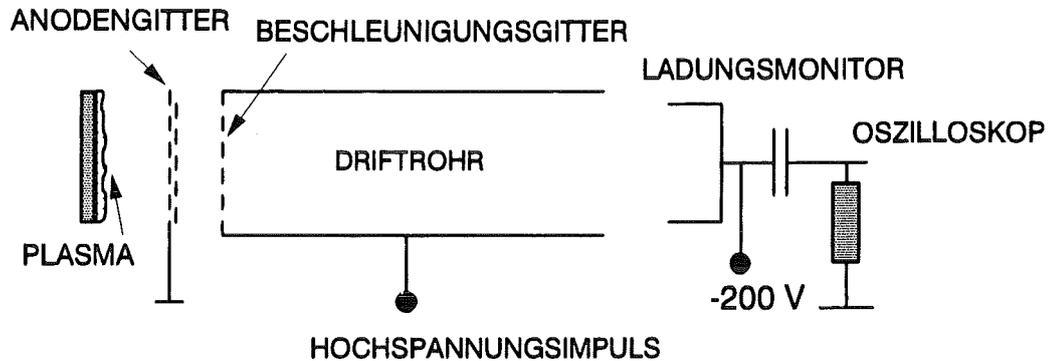


Abbildung 11: Schematischer Aufbau des Laufzeitmassenspektrometers.

Zur Untersuchung der Zusammensetzung des Plasmas wurde ein Laufzeitmassenspektrometer (LMS) [13] aufgebaut. Es bestand, wie in Abbildung 11 dargestellt, aus den im folgenden beschriebenen Komponenten.

Ein Gitter, hier als Anodengitter bezeichnet, stoppte die Expansion des Plasmas. Hierzu wurde entweder ein Prallgitter oder ein auf ein positives elektrostatisches Potential gelegtes feines Drahtgitter verwendet.

In 1 mm Abstand vom Anodengitter befand sich das Driftrohr mit einem Gitter (Transparenz etwa 50%) an seiner Front. An dieses Rohr konnte zu beliebigen Zeiten wahlweise ein 100 ns oder 300 ns langer Hochspannungsimpuls mit einer Amplitude von -7,5 kV gelegt werden. Zur Erzeugung dieses Impulses diente ein Kabelimpulsgenerator. Durch die Spannung wurden die Ionen im Spalt zwischen den beiden Gittern beschleunigt und bewegten sich danach mit konstanter Geschwindigkeit im feldfreien Driftrohr. Ihre Geschwindigkeit v entsprach

$$v = \sqrt{\frac{2ZeU_B}{m_i}}$$

e : Elementarladung;

m_i : Ionenmasse

Z : Ladungszahl

U_B : Beschleunigungsspannung

Die Länge des Driftrohrs war so ausgelegt, daß selbst die schnellsten Ionen sich während des Beschleunigungsimpulses im feldfreien Rohr befanden.

Am Ende einer 50 cm langen Flugstrecke befand sich ein großer Ladungsmonitor mit 20 mm Aperturdurchmesser. Dieser lag auf einem Potential von -200 V, um die mit den Ionen mitfliegenden Elektronen abzulenken. Der Ladungsmonitor lieferte ein zum Ionenfluß proportionales Signal. Wegen der unterschiedlichen Fluggeschwindigkeiten der einzelnen Ionensorten erreichten die Ionen den Monitor zu verschiedenen Zeiten und konnten so separat detektiert werden.

3 Speicherung und Freisetzung von Wasserstoff aus Metallhydridfilmen

In diesem Kapitel wird das Metall-Wasserstoffsystem dargestellt. Es wird gezeigt, daß ein dünner Titanfilm mit einem Palladiumfilm als wasserstoffpermeable Deckschicht den Anforderungen, die an den Wasserstoffspeicher in unserer Ionenquelle gestellt werden, genügt. Weiterhin wird die Kinetik der schnellen Desorption von Wasserstoff aus dem Metallfilm untersucht. Abschätzungen der Desorptionsraten und experimentelle Ergebnisse deuten darauf hin, daß vor der Zündung der Entladung Oberflächenreaktionen die Desorption bestimmen. Zur Berechnung der Desorptionsraten wurde ein Programm entwickelt, das die Diffusionsgleichung in der Metaldoppelschicht numerisch löst.

Folgende Anforderungen sind an das als Quelle für ein aktiv erzeugtes Anodenplasma vorgesehene Metall-Wasserstoffsystem zu stellen:

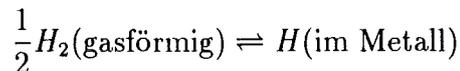
- Es muß in der Lage sein während $60 \text{ ns } 10^{16}$ Wasserstoffatome pro cm^2 zur Verfügung zu stellen.
- Die Wasserstoffkonzentration im Metall sollte im beladenen Zustand möglichst hoch sein, wobei Atomverhältnisse H/Metall größer eins durchaus erreichbar sind. Dies würde selbst dann zu einem hohen Wasserstoffanteil im Gas führen, wenn das Metall verdampft wird. Der Wasserstoff muß beim Betriebsdruck der Diode von 10^{-5} mbar im Metall bleiben. Das bedeutet, daß der Wasserstoffpartialdruck, bei dem der Wasserstoff aus dem Metall freigesetzt wird, bei Raumtemperatur kleiner als 10^{-5} mbar sein muß. Damit der Wasserstoff bei der Erwärmung möglichst ergiebig freigesetzt wird, muß seine Löslichkeit bei einer Temperatur oberhalb 500°C niedrig sein.
- Es sollten keine oxidierten oder durch andere Adsorbate verunreinigten Oberflächen entstehen, die die Ein- und Auslagerung des Wasserstoffs stören oder verhindern. Diese Adsorbate würden außerdem das Plasma verunreinigen.
- Die Freisetzung vom Wasserstoff sollte homogen über eine Fläche von bis zu 140 cm^2 erfolgen.
- Damit die Beschichtung der Anodenfläche mit Metall durch einfaches Verdampfen aus einem Schiffchen erfolgen kann, sollte der Schmelzpunkt des Metalls unter 2000°C liegen.

Wasserstoff lagert sich hauptsächlich atomar auf Zwischengitterplätzen in den Wirtskristallen ein.

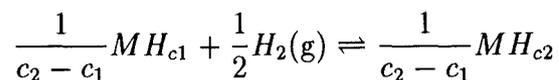
Wichtige Zwischengitterplätze in Kristallen sind:

- a) Oktaederplätze in der kubischflächenzentrierten (kfz) Einheitszelle, die ein maximal erreichbares Verhältnis zwischen Wasserstoff- und Metallatomen von 1 erlauben.
- b) Tetraederplätze in der kfz Einheitszelle, die ein Atomverhältnis von 2 erlauben.
- c) Oktaederplätze in der kubischraumzentrierten (krz) Einheitszelle mit einem maximal erreichbaren Atomverhältnis von 6.
- d) Tetraederplätze in der krz Einheitszelle mit einem Atomverhältnis von ebenfalls 6.

Diese Auflistung soll verdeutlichen inwieweit die Gitterstruktur des Wirtsmetalls Einfluß auf die Löslichkeit des Wasserstoffs besitzt. Die Reaktionsgleichung für die Einlagerung von Wasserstoff aus der Gasphase in Metalle besitzt folgende Form:



Ein Wasserstoffmolekül, das das Metall erreicht, kann an der Oberfläche dissoziiert, adsorbiert und im Metall gelöst werden. Übersteigt die lokale Wasserstoffkonzentration eine bestimmte Grenze, so entsteht eine sogenannte Hydridphase (α -Phase). Mit steigender Wasserstoffkonzentration werden die H-H-Wechselwirkungen lokal wichtig und die Bildung und das Wachstum der β -Phase beginnen. Durch Gitterverzerrungen können noch weitere Phasen mit höherer Wasserstofflöslichkeit entstehen. Von besonderem Interesse für unsere Anwendungen sind die Zustände mit zwei koexistierenden Phasen, die reversible Übergänge zwischen einer Phase mit hoher Löslichkeit zu einer mit niedriger Löslichkeit ermöglichen.



Hierbei sind c_1 und c_2 die Wasserstoffkonzentrationen der koexistierenden Phasen. Die Thermodynamik dieses Systems wird durch die Druck- Konzentrationsisotherme beschrieben (siehe Abbildung 12).

Wie in Abbildung 12, erkennbar, zeigen die Isothermen im Falle zweier koexistierender Phasen ein Plateau, dessen Länge die Menge des Wasserstoffs festlegt, der bei einer kleinen Druckänderung reversibel gespeichert werden

kann. Der Plateaudruck ist stark temperaturabhängig. Im Gleichgewicht gilt

$$1/2 \ln(p/\text{bar}) = \frac{H(\alpha - \beta)}{(kT)} - \frac{S(\alpha - \beta)}{k}$$

Wobei $H(\alpha - \beta)$ die Umwandlungsenthalpie und $S(\alpha - \beta)$ die Umwandlungsentropie pro H-Atom darstellen. $H(\alpha - \beta)$ ist im allgemeinen temperaturabhängig, $S(\alpha - \beta)$ dagegen besitzt meist die Größenordnung von $-7k$.

In der folgenden Tabelle sind die Umwandlungsenthalpien einiger Metall-Wasserstoff-Systeme aufgeführt. [16]

Titan	$H(\alpha - \beta) = -0,6 \text{ eV/H - Atom}$	(bei 450°C)
Titan	$H(\alpha - \gamma) = -0,7 \text{ eV/H - Atom}$	(bei 450°C)
Palladium	$H(\alpha - \beta) = -0,2 \text{ eV/H - Atom}$	(bei -78 - 250°C)
Vanadium	$H(\alpha - \beta) = -0,43 \text{ eV/H - Atom}$	(bei 10 - 100°C)

Eine negative Umwandlungsenthalpie bedeutet, daß die Einlagerung von Wasserstoff exotherm abläuft.

3.1 Metallhydridfilme als Wasserstoffspeicher

Ein Metall, das als Wasserstoffspeicher dienen kann, ist Palladium (Pd). Wasserstoff wird atomar im kubischflächenzentrierten Gitter des Palladiums in den Oktaederplätzen eingelagert, was ein maximal erreichbares Atomverhältnis von eins bedeutet. Aufgrund seines Edelmetallcharakters bildet Pd kaum Oxid- und Adsorbatschichten auf seiner Oberfläche aus. Der Wasserstoff reduziert die Oxidschichten des Pd zu H_2O [14]. Die adsorbatsfreie Oberfläche von Pd erlaubt reversibles Ein- und Auslagern von H_2 bei Zimmertemperatur. Die Betrachtung der Absorptionsisothermen in Abbildung 12 ([14]) zeigt, daß bei einem Wasserstoffpartialdruck größer ein bar und bei einer Temperatur von 30°C die Löslichkeit 70 Atomprozent beträgt. Wird Pd auf über 150°C erwärmt, so sinkt die Löslichkeit auf unter 5 Prozent.

Da der Plateaudruck bei 30°C mit 1,5 mbar größer ist als der Druck in unseren Vakuumdioden ($p < 10^{-5}$ mbar), würde der Wasserstoff bei unseren Anwendungen sofort aus dem Palladiumfilm herausdiffundieren. Ein möglicher Ausweg besteht darin, das Palladium abzukühlen. Dazu kann das Pd z.B. bei Zimmertemperatur mit 1 bar Wasserstoff beladen und anschließend mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Bei 100°K beträgt der Plateaudruck nach A. W. Aldag [20] nur noch 10^{-11} mbar, so daß bei den Vakuumbedingungen in unseren Dioden der Wasserstoff im Pd bliebe. Ein Beladen bei 100°K

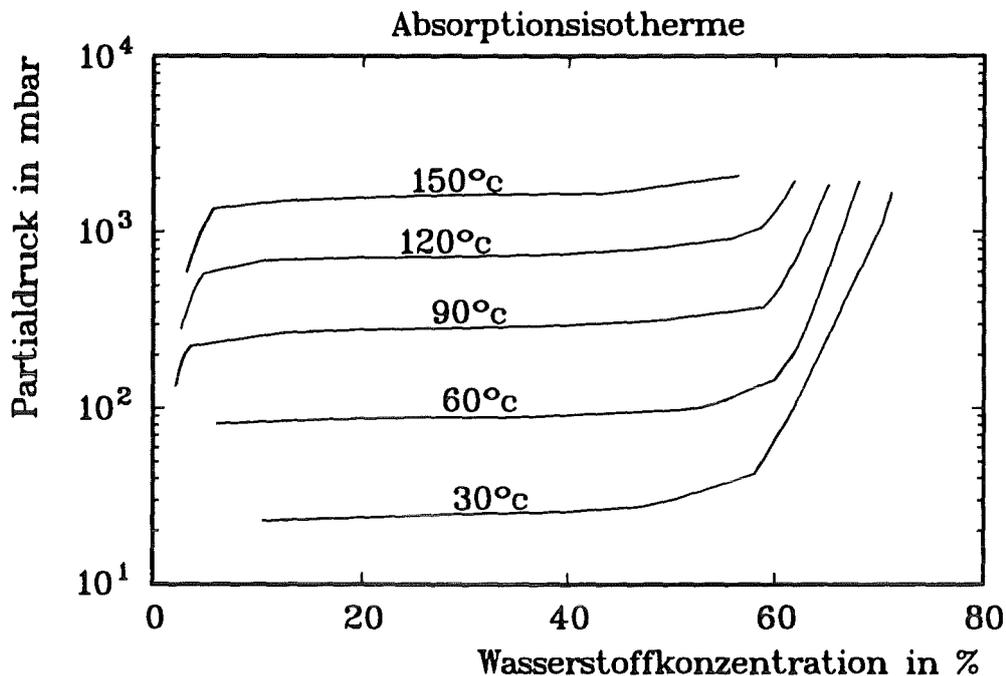


Abbildung 12: Absorptionsisothermen des Systems Palladium-Wasserstoff.

ist nicht praktikabel, da dann Einlagerung und Diffusion stark verlangsamt ablaufen.

Für Palladium spricht, daß die Herstellung dünner Pd-Filme bei einer Schmelztemperatur von 1552°C problemlos ist.

Aufgrund der Nachteile von Palladium wurde nach Metallhydriden gesucht, deren Plateaudrucke schon bei Zimmertemperatur kleiner als 10^{-5} mbar sind. Das Übergangsmetall Titan (Ti) besitzt diese Eigenschaft. Wie aus den Isobaren im Phasendiagramm in Abbildung 13 ([16]) erkennbar ist, beträgt der Plateaudruck bei 120°C noch $1,3 \cdot 10^{-8}$ mbar. In dem kubischflächenzentrierten Titangitter wird der Wasserstoff in die Tetraederplätze eingebaut. Die Löslichkeit ist in der γ -Phase mit einem H/Ti Atomverhältnis größer als 1,25 nahezu doppelt so groß wie beim Palladium.

Allerdings bildet Titan, wenn es bei Zimmertemperatur der Luft ausgesetzt wird, sofort eine Oxidschicht, die das Einlagern von Wasserstoff verhindert. Erst bei Temperaturen über 400°C verschwinden die Adsorbate und die Oberfläche wird für Wasserstoff durchlässig [15],[16]. Das Bedampfen mit Titan ist bei einem Schmelzpunkt von 1668°C problemlos.

Es ist nun möglich die vorteilhaften Eigenschaften von Palladium und Titan miteinander so zu verbinden, daß die negativen sich nicht auswirken. Wird nämlich eine oxidfreie Titanschicht mit einer dünnen, aber flächendeckenden Palladiumschicht bedeckt, so verhindert diese die Oxidation des Titans, bleibt aber permeabel für Wasserstoff [17],[18].

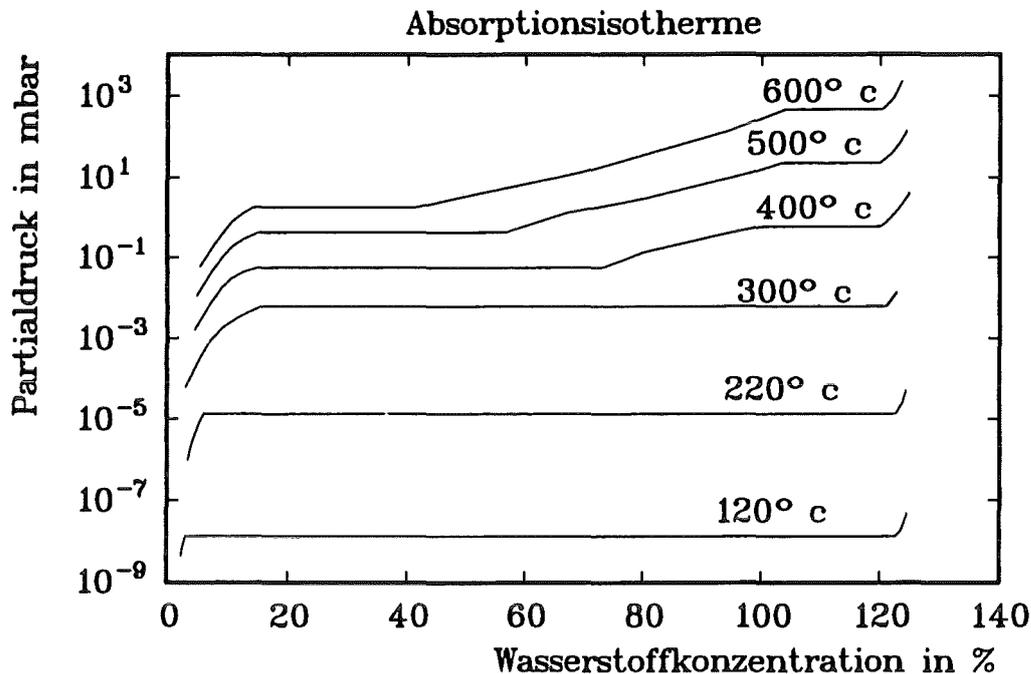


Abbildung 13: Absorptionsisothermen des Systems Titan-Wasserstoff.

Die Metaldoppelschicht wird wie folgt hergestellt. Unter Vakuumbedingungen wird zunächst eine etwa 300 Å dicke Titanschicht auf das Trägermaterial (Glas) aufgedampft. Dies entspricht etwa 80 monoatomaren Schichten in denen insgesamt mehr als $2 \cdot 10^{17}$ Protonen pro cm^2 aufgenommen werden können. Auf diese Schicht wird ohne vorherige Belüftung eine 200 Å dicke Palladiumschicht aufgedampft. Aus [19] ist bekannt, daß sich bei einer Schichtdicke des Palladiums von über 100 Å eine geschlossene Metallschicht bildet. Danach können die Schichten mit H_2 beladen werden. Zur Überprüfung der eingelagerten Wasserstoffmengen wurden Beladungsexperimente durchgeführt [11].

Dabei zeigte sich, daß die Menge H_2 , die die Pd-Schicht bei 700 mbar H_2 -Partialdruck und Raumtemperatur aufnahm, bei 10^{-5} mbar wieder vollständig abgegeben wurde. Die TiPd-Schicht nahm entsprechend ihrer Dicke und Aufnahmefähigkeit eine größere Menge Wasserstoff auf. Wurde der Druck dann aber auf 10^{-5} mbar gesenkt, gab das System nur die Wasserstoffmenge wieder ab, die der Aufnahmefähigkeit des Palladiums entsprach. Diese Messungen stimmen mit denen von H. G. Wulz [18] überein.

Als Ergebnis der Untersuchungen der Metall-Wasserstoffsysteme kann zusammengefaßt werden, daß sowohl gekühlte Palladiumfilme als auch kombinierte Titan-Palladiumfilme als Speicher großer Mengen Wasserstoff in unseren Vakuumbedingungen geeignet sind. Da der Einsatz gekühlter Palladiumfilme in einer Vakuumdiode zu einen erheblichen technischen Aufwand führen

würde, werden im folgenden nur noch die leicht handhabbaren TiPd-Filme untersucht.

3.2 Freisetzung von Wasserstoff aus dünnen Metallhydridfilmen

Für die Freisetzung von Wasserstoff aus den TiPd-Filmen sind verschiedene Schritte notwendig.

Zuerst muß der Wasserstoff aus dem Reservoir (Titanhydrid) durch die intermetallische Grenzschicht vom Titan ins Palladium diffundieren.

Danach folgt die Diffusion in der Palladiumdeckschicht.

Den nächsten Schritt bildet der Transfer aus dem Metallinnern auf die freien Plätze auf der Palladiumoberfläche.

Schließlich folgt die Rekombination zu einem Molekül und die Freisetzung in die Gasphase.

Bei folienförmigen Proben oder dünnen Schichten im Bereich von einem μm Dicke beherrschen meist die Reaktionen an der Metalloberfläche die Ein- und Auslagerungskinetik. Die Raten dieser Reaktionen hängen empfindlich von den Oberflächenbedingungen ab. Bei oxidierten Metalloberflächen sind alle Oberflächenplätze besetzt, so daß kein Transfer aus dem Metallinnern durch die Oberfläche in die Gasphase und umgekehrt möglich ist [14]. Bei sauberer Oberfläche erfolgt der Transfer dann, wenn eine treibende Kraft, das heißt ein Gradient im chemischen Potential, existiert. Die Geschwindigkeit des Transfers hängt von der Zahl der freien Oberflächenplätze ab. Die oberflächenbestimmte Ein- und Auslagerungsgeschwindigkeit v wird durch die Beziehung

$$v = k \frac{1}{1 + K c_H} p_{H_2} - k' \frac{K c_H^2}{1 + K c_H}$$

beschrieben [21]. Hierbei ist v die ein- oder austretende Teilchenzahl pro Fläche und Zeit, c_H die Wasserstoffkonzentration im Metall (Verhältnis der Wasserstoffatome zu den Metallatomen), p_{H_2} der Partialdruck des Wasserstoffs und k, k', K Konstanten, die durch die Oberflächeneigenschaften festgelegt sind. Der erste Term beschreibt die Adsorption, der zweite die Desorption. Betrachten wir nun die Desorption. Die kritische Reaktion bei der Desorption ist die Rekombination von zwei Wasserstoffatomen zu einem Wasserstoffmolekül auf der Metalloberfläche. Deshalb ist der Desorptionsterm proportional zum Quadrat der Wasserstoffkonzentration im Metallinnern direkt unter der Oberfläche [16]. Um die geforderte Menge Wasserstoff innerhalb einiger Nanosekunden freizusetzen, müssen die Metallfilme auf eine

Temperatur nahe ihrer Schmelzpunkte erwärmt werden. Die oberflächenbestimmte Freisetzungsrates beträgt dann bei einer Temperatur von 2000°K und einer Wasserstoffkonzentration in Palladium von 0,4 etwa $8 \cdot 10^{13}$ Wasserstoffatome $ns^{-1}cm^{-2}$. Die in unserer Abschätzung benutzten Konstanten stammen aus [21] und wurden auf die Temperatur von 2000°K extrapoliert. Die Formeln zur Berechnung der Konstanten für Palladium lauten im einzelnen:

$$k = 2,58 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{28470 Jmol^{-1}}{RT}\right) \quad [molcm^{-2}s^{-1}bar^{-1}]$$

$$k' = 6,5 \cdot \exp\left(-\frac{48070 Jmol^{-1}}{RT}\right) \quad [molcm^{-2}s^{-1}]$$

$$K = 17,02 \cdot \exp\left(\frac{0,953 \cdot 10^3 K}{T}\right)$$

R: Gaskonstante.

Ist das Metall geschmolzen, so gelten die gleichen Geschwindigkeitsgesetze. Durch Konvektion wird jedoch der Übergang des Wasserstoffatoms aus dem Metallinnern an die Oberfläche beschleunigt und damit die Desorptiongeschwindigkeit um 2 Größenordnungen erhöht [24]. Leider liegen keine Untersuchungen der Reaktionskinetik für geschmolzenes Palladium vor.

Durch die schnelle Freisetzung einer großen Menge Wasserstoff entsteht, trotz des Vakuums, an der Palladiumoberfläche eine dichte Wasserstoffgasschicht. Diese kann die weitere Wasserstofffreisetzung vermindern, wenn ein nennenswerter Teil des Wasserstoffs wieder reabsorbiert wird. Um dies abzuschätzen, wurde die folgende Rechnung durchgeführt.

Wenn in $10 ns$ $2 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ Wasserstoffatome freigesetzt werden, und die Gasschicht mit der Schallgeschwindigkeit

$$v_s = \sqrt{\frac{c_p kT}{c_v 2m_p}} = 0,5 \quad cm/\mu s$$

expandiert, so beträgt die Gasdichte an der Metalloberfläche $2 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ und der Gasdruck (ideales Gas, 2000 K, H_2) 0,5 bar. Nach der obigen Formel für die Rückreaktion beträgt die Absorptionrate nur $2,3 \cdot 10^{10}$ Wasserstoffatome $ns^{-1}cm^{-2}$ und kann deshalb vernachlässigt werden.

Natürlich muß die desorbierte Menge Wasserstoff erst einmal aus dem Metallinnern zur Oberfläche diffundieren. Jedoch sind die charakteristischen Zeitkonstanten für die Freisetzung von Wasserstoff durch Diffusion

$$\tau = \left(\frac{2d}{\pi}\right)^2 \frac{1}{D}$$

$$c_H(t) = c_H(0)e^{-t/\tau}$$

d : Dicke der Metallschicht

D : Diffusionskoeffizient [22].

c_H : Wasserstoffkonzentration, $c_H(0) = 0,4$

t : Zeit

mit $\tau = 2,1$ ns für eine 200 \AA dicke Pd-Schicht und bei einer Temperatur von 2000°K klein genug, um in der Zeit $\tau \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ Wasserstoffatome freizusetzen. Die Diffusion im Titan ist nur ein wenig langsamer als im Palladium. Die Diffusionskoeffizienten für Palladium und Titan lauten nach [22] und [25]:

$$D_{Pd} = 2,9 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{22,2 \text{ kJmol}^{-1}}{RT}\right) \quad [\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}]$$
$$D_{Ti} = 2,46 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{31,5 \text{ kJmol}^{-1}}{RT}\right) \quad [\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}]$$

Einen weiteren die Freisetzungsgeschwindigkeit bestimmenden Prozeß bildet die Diffusion durch die Grenzschicht von Titan und Palladium. An der Grenzschicht muß sich das chemische Potential $\mu(c_H, T)$ ausgleichen (T : Temperatur). Es gilt also am Titan-Palladiumübergang die Bedingung $\mu_{Ti}(c_H^i, T) = \mu_{Pd}(c_H^d, T)$. Wicke [22] gibt den folgenden Ausdruck für das chemische Potential von Wasserstoff in Metallen an:

$$\mu(c_H, T) = \mu^0(T) + RT \ln\left(\frac{c_H}{1 - c_H}\right) + \mu^{ex}(c_H)$$

$\mu^0(T)$: chemisches Standardpotential

$RT \ln\left(\frac{c_H}{1 - c_H}\right)$: Konfigurationsterm

$\mu^{ex}(c_H)$: Beschreibt die Abweichung von idealem Lösungsverhalten.

Der Ausdruck $\mu_{Ti}^0(T) - \mu_{Pd}^0(T)$ wurde durch $\Delta G_{Ti}^0 - \Delta G_{Pd}^0$ ersetzt, wobei ΔG^0 der Standardwert der freien Reaktionsenthalpie für die Lösung von Wasserstoff in Metallen ist. Die Werte für ΔG^0 sind

$$\Delta G_{Ti}^0 = -52276 + 47,81T \quad [\text{Jmol}^{-1}]$$

für Titan im Temperaturbereich von $420 - 1275 \text{ K}$ [25] und

$$\Delta G_{Pd}^0 = -7180 + 47,23T \quad [\text{Jmol}^{-1}]$$

für Palladium im Temperaturbereich von 273 - 1275 K [26].

Nach [22] beträgt μ^{ex} für Palladium bei 600 K

$$\mu^{ex} = -39500c_H + 30000(c_H)^2 \quad [Jmol^{-1}].$$

Für Ti war μ^{ex} nicht verfügbar.

Aus der Gleichsetzung der chemischen Potentiale wurde das Verhältnis χ der Wasserstoffkonzentrationen an der Grenzfläche berechnet.

$$\chi = \frac{c_H^{Pd}}{c_H^{Ti}}$$

In unserem Fall kann χ nur große Werte erreichen, wenn die Temperatur wiederum bei 2000°K liegt. Dann beträgt χ bei einer Wasserstoffkonzentration im Titan von 0,9 etwa 0,6. Die Zahl der Teilchen, die durch eine solche Grenzfläche fließen, läßt sich, sofern die beiden Metalle in ihrer Dicke als unendlich ausgedehnt angenommen werden, nach Jost [23] mit

$$N_H(t) = n_{Ti} \frac{2c_H^{Ti}}{\sqrt{\pi}} \frac{\chi\sqrt{D_{Ti}D_{Pd}}}{\chi\sqrt{D_{Pd}} + \sqrt{D_{Ti}}} \sqrt{t}$$

n_{Ti} : Teilchendichte von Titan.

berechnen. Hierbei ist $N_H(t)$ die Gesamtzahl der Wasserstoffatome, die innerhalb der Zeit t durch die Grenzschicht diffundiert sind, wenn die Ausgangskonzentration $c_H^{Ti}(t=0) = 0,9$ betrug und wenn sich χ mit der Konzentration an der Grenzfläche nicht änderte. In den ersten 5 ns diffundieren $N_H = 4 \cdot 10^{16}$ Wasserstoffatome/cm² durch die Grenzschicht.

Um die oben genannten Diffusionsstromdichten und Freisetzungsgeschwindigkeiten in unserer konkreten geometrischen Anordnung der Metallfilme genauer zu berechnen, und um sie mit den experimentellen Meßergebnissen zu vergleichen, wurde ein Computerprogramm entwickelt, das die eindimensionale Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial c_H}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c_H}{\partial x^2}$$

im Titan und im Palladium mit den entsprechenden Randbedingungen numerisch löst. Dazu wurde folgendes eindimensionales Modell verwendet:

Auf einem Substrat befindet sich, wie in der Abbildung 4 (oberes Bild) dargestellt, eine 300 Å dicke Titanschicht, die von einer 50 - 200 Å dicken Palladiumschicht bedeckt wird. Die x-Achse unseres Modells steht senkrecht zu diesen Schichten und hat ihren Ursprung auf der Substratoberfläche. Da sich der Titanfilm auf einem wasserstoffundurchlässigen Substrat (Glas) befindet, muß an der Stelle $x = 0$ die Randbedingung

$$j_H(t)|_{x=0} = D_{Ti} \cdot n_{Ti} \frac{\partial c_H}{\partial x} |_{x=0} = 0$$

j_H : Teilchenstromdichte

n_{Ti} : Teilchendichte von Titan

erfüllt werden.

An der Grenze von Titan zu Palladium gelten die oben erwähnte Beziehung

$$c_H^{Ti}|_{x=x_g} = \chi c_H^{Pd}|_{x=x_g}$$

und die Kontinuitätsgleichung

$$j_H^{Ti}(t)|_{x=x_g} = j_H^{Pd}(t)|_{x=x_g}$$

also

$$D_{Ti} \cdot n_{Ti} \frac{\partial c_H^{Ti}}{\partial x} \Big|_{x=x_g} = D_{Pd} \cdot n_{Pd} \frac{\partial c_H^{Pd}}{\partial x} \Big|_{x=x_g} .$$

Hierbei wurde zur Vereinfachung χ als konzentrationsunabhängig angenommen. Am Übergang von Palladium ins Vakuum schließlich muß die Teilchenstromdichte j_{Pd}^H der Oberflächendesorptionsgeschwindigkeit v entsprechen. Es gilt also:

$$D_{Pd} \cdot n_{Pd} \frac{\partial c_H^{Pd}}{\partial x} \Big|_{x=x_{max}} = k' \frac{K (c_H^{Pd})^2}{1 + K c_H^{Pd}} \Big|_{x=x_{max}}$$

Die Anfangsbedingungen ergeben sich aus der Tatsache, daß nur der Titanfilm am Anfang Wasserstoff enthält. Die Anfangskonzentration wurde mit $c_{Ti}^H = 0,9$ angenommen. In Abbildung 14 sind die berechneten Wasserstoffkonzentrationen in der Titan-Palladium-Schicht für verschiedenen Zeiten dargestellt. Abbildung 15 zeigt die zeitliche Entwicklung der Wasserstoffflächendichte über den Metallfilm für vier verschieden dicke Palladiumdeckschichten. Die hieraus ersichtliche Abhängigkeit der Desorptionsrate von der Dicke des Palladiumfilms scheint der obigen Aussage zu widersprechen, wonach die Oberflächenreaktionen auf dem Palladium die geschwindigkeitsbestimmenden Prozesse sind. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß v von der Konzentration c_H^{Pd} abhängt, und deshalb die Palladiumschicht erst merklich mit Wasserstoff aufgefüllt werden muß, damit die Oberflächendesorption nennenswerte Größenordnungen erreicht. Wie schnell und wie hoch die Konzentration in der Palladiumschicht ansteigt, hängt notwendigerweise von ihrer Dicke ab. In Abbildung 15 sind auch die experimentell bestimmten Zündverzugszeiten der Entladung bei einer festen Spannung und für die jeweils entsprechenden Dicken des Palladiumfilms eingetragen. Der Zündverzug ist der Zeitraum zwischen dem Anlegen der Hochspannung und dem Durchbruch. Die Zündverzugszeiten wurden aus den elektrischen Signalen, wie sie in Abbildung 18 dargestellt sind, ermittelt. Als Zündverzug wurde die Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt, bei dem die Spannung einen Wert von 25 kV erreicht, und dem Zeitpunkt des Strommaximums verwendet.

Wird nun in Übereinstimmung mit den Aussagen in Kapitel 4 vorausgesetzt, daß für den elektrischen Durchbruch über den Metallfilmen eine bestimmte Flächendichte M_{crit} desorbierten Gases notwendig ist, so geben die errechneten Desorptionsverläufe zumindest qualitativ die Abhängigkeit des Zündverzugs von der Dicke des Palladiumfilms wieder. Da die bei der Rechnung benutzten physikalischen Konstanten nur ungenau bekannt waren und sie zudem noch auf 2000°K extrapoliert wurden, konnte M_{crit} hieraus quantitativ nicht bestimmt werden. Auch kann, wenn das Palladium schmilzt, die Oberflächendesorptionsgeschwindigkeit v erheblich größer werden. Dennoch zeigten die Rechnungen mit einem 10 mal größeren v , daß der qualitative Verlauf der Desorption erhalten bleibt, obwohl die desorbierte Teilchenzahl natürlich zunimmt.

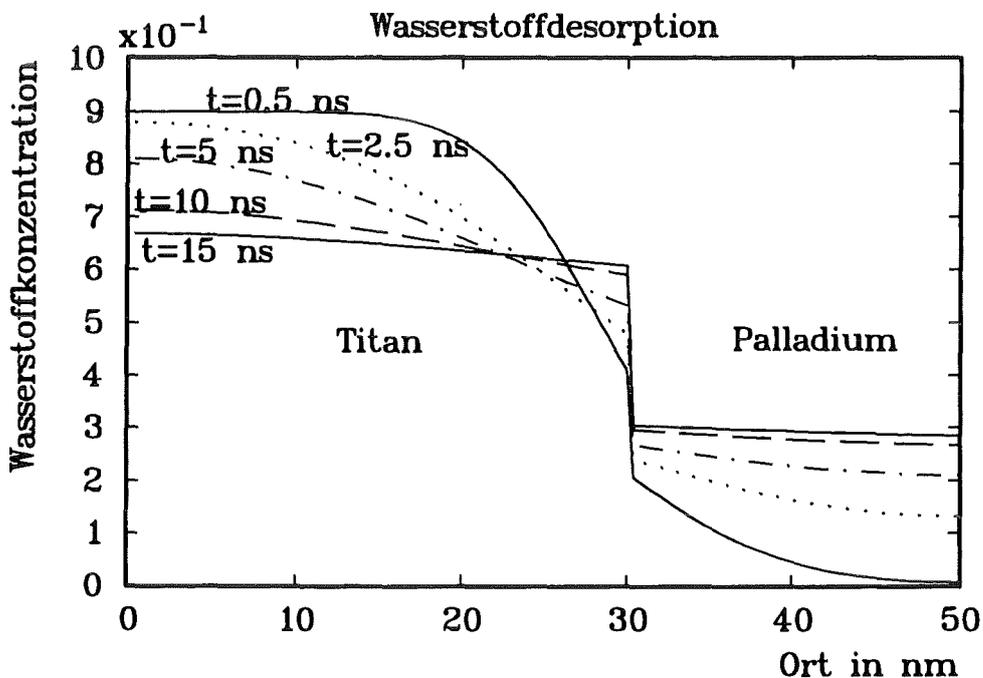


Abbildung 14: Berechnete Konzentrationsverteilung von Wasserstoff in dem Titan-Palladiumfilm (300 Å Titan, 200 Å Palladium) nach der Erwärmung auf 2000°K.

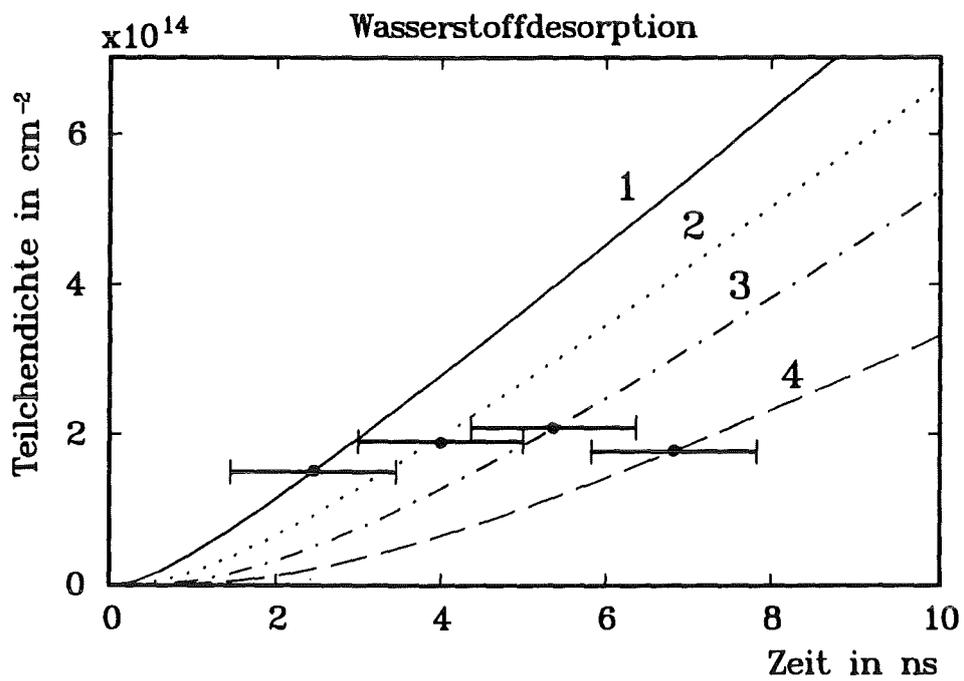


Abbildung 15: Berechnete Mengen freigesetzten Wasserstoffs für verschieden dicke Palladiumdeckschichten.

Kurve 1: 50 Å, Kurve 2: 100 Å, Kurve 3: 150 Å, Kurve 4: 200 Å.

Die horizontalen Balken repräsentieren die experimentell ermittelten Zündverzugszeiten.

4 Erzeugung des Plasmas

Soll die Gasschicht aus desorbiertem Wasserstoff die Ionenquelle bilden, so muß der Wasserstoff ionisiert werden. In unserem Fall diene hierzu eine spezielle Art von Oberflächenentladung. Das Kapitel stellt zunächst verschiedene Modelle zur Beschreibung von Oberflächenentladungen auf Isolatoren im Vakuum vor. Weiterhin wird die hier verwendete geometrische Form des elektrischen Feldes beschrieben und ihr Einfluß auf den elektrischen Durchbruch diskutiert. Schließlich werden die experimentellen Ergebnisse mit den Aussagen der jeweiligen Modelle verglichen und die Anwendbarkeit der Modelle geprüft.

4.1 Oberflächengleitentladungen

Der elektrische Durchbruch auf dielektrischen Oberflächen im Vakuum ist ein komplexes und noch unvollständig verstandenes Phänomen. Viele Ansätze wurden zu seiner Erklärung untersucht. Den meisten Konzepten ist gemeinsam, daß der Durchbruch und die Entladung letztendlich in einer Gasschicht aus Desorbaten und verdampften Material aus dem Dielektrikum stattfinden. Kontrovers ist jedoch die Erzeugung dieser Gasschicht. Eine Vielzahl von Konzepten basieren auf der Idee von Boersch [35], wonach vor dem Durchbruch ein Oberflächenstrom von Elektronen existiert. Diese werden an dem sogenannten Tripelpunkt an der Kathode emittiert und erzeugen bei ihrem Aufprall auf die Isolatoroberfläche Sekundärelektronen, die wiederum im elektrischen Feld beschleunigt werden. Die verbleibende positive Ladung auf dem Isolator verursacht eine Aufladung der Isolatoroberfläche. Die Elektronen bewegen sich dann, da sie von der Oberflächenladung angezogen werden, mit kleinen Sprüngen auf der Isolatoroberfläche. Nach Anderson [29] wird dabei durch elektronenstimulierte Desorption Gas freigesetzt und zum Teil ionisiert. Die Oberflächenladung verstärkt die elektrische Feldstärke in Kathodennähe, was wiederum zu einer Erhöhung des Elektronenstroms führt. Erreicht der Elektronenstrom einen kritischen Wert, so werden die Desorptions- und Ionisationsraten so groß, daß schließlich der Durchbruch stattfindet. Kennzeichnend für diese Art von Oberflächenentladung ist die Abhängigkeit der Durchbruchspannung vom Sekundärelektronenkoeffizienten der Isolatoroberfläche [32]. Auch emittieren die auf die Isolatoroberfläche stoßenden Elektronen, bevor der Durchbruch einsetzt, weiche Röntgenstrahlung [31]. Dieses Modell der Oberflächenentladung wird in folgendem als Modell 1 bezeichnet.

Da in unserer Anordnung das Dielektrikum mit einem dünnen leitenden Metallhydridfilm bedeckt ist, können sich Oberflächenladungen nur schwer aufbauen. Dies spricht gegen die Anwendbarkeit dieses Modelles.

Avdienko und Malev [34] folgen nicht dem obigen Konzept der Oberflächenentladung, sondern gehen von Elektronen aus, deren Flugbahn etwa parallel zur Oberfläche verläuft. Dies ist mit einer erheblich effizienteren Freisetzung von Adsorbaten und Oberflächenmaterial verbunden als im Modell 1, in dem angenommen wird, daß die Elektronen mit einem großen Winkel auf die Oberfläche stoßen. Der elektrische Durchbruch in diesem Modell ist die Folge eines schnellen Gasdurchbruchs ("Streamerdurchbruch") in der desorbierten Gasschicht über der Oberfläche.

Eine Streamerentladung entwickelt sich dann, wenn die elektrische Feldstärke am Kopf der Entladung sehr viel größer wird, als die Durchbruchfeldstärke in dem jeweiligen Gas. In diesem Fall ist die Größe αd sehr viel größer als 1. Hier ist α der Townsendkoeffizient und d der Elektrodenabstand. Reather [30] und Dutton [28] geben für die Entwicklung einer Streamerentladung in einem homogenen äußeren Feld als notwendiges Kriterium $\alpha d \geq 20$ an. Es entsteht dann eine Raumladung am Kopf der Elektronenlawine deren elektrisches Feld vergleichbar mit dem anliegenden äußeren Feld wird. In diesem Fall schreitet die Front einer Elektronenlawine sehr schnell von der Kathode zur Anode. Zwei Prozesse sind für die hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit verantwortlich. Zum einen werden aus dem Zentrum der Lawinenfront Photonen emittiert, die das Gas vor der Lawinenfront ionisieren und somit die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lawine erhöhen ([30]). Zum anderen werden durch die große elektrische Feldstärke vor der Lawinenfront schnelle, nichtthermische Elektronen ("runaway electrons") erzeugt, die ebenfalls das Gas vor der Front ionisieren. Daher bildet sich ein Durchbruchskanal aus. Auch emittieren die schnellen Elektronen, wenn sie auf die Gasatome stoßen, Röntgenstrahlung.

Beide Modelle zur Oberflächenentladung bieten eine Erklärung für den Zündverzögerung, das heißt für den Zeitraum zwischen dem Anlegen der Hochspannung und dem Durchbruch. Im ersten Modell führt die stetige Erhöhung der elektrischen Feldstärke an der Kathode, bedingt durch die Anhäufung der Oberflächenladung auf dem Isolator, schließlich zum Durchbruch. Im zweiten Modell ist die freigesetzte Gasmenge von entscheidender Bedeutung. Damit der Durchbruch einsetzen kann, muß erst die mittlere freie Weglänge eines Elektrons zwischen seiner Erzeugung und der nächsten Stoßionisation kleiner oder vergleichbar zur Dicke der Gasschicht werden, da sonst die Elektronen die Gasschicht verlassen und somit für die Elektronenlawine verloren gehen. Die freie Weglänge hängt aber von der Gasdichte ab. Avdienko und Malev [34] geben eine kritische Flächendichte M_{crit} von 10^{16} cm^{-2} für Wasserstoff an.

4.2 Feldkonfiguration und Durchbruch

Charakteristisch für unsere Entladungsgeometrie ist, daß unter dem dünnen Isolator (1 mm Glas), auf dessen Oberfläche die Entladung stattfindet, sich eine geerdete Elektrode befindet. Die Oberfläche des Isolators und die Erdelektrode bilden eine spezifische Flächenkapazität C_{sp} . Die Kapazität C_{sp} ist in solcher Plattengeometrie gleich $0,88\epsilon/d$ (C_{sp} in pF/cm^2). Dabei ist ϵ die relative Dielektrizitätskonstante des Isolators und d die Dicke des Isolators in mm. Viele Gruppen haben Oberflächenentladungen in Gasatmosphären in solchen Elektrodenanordnungen untersucht ([37], [38], [39], [40], [43], [44]).

Andreev [37] zeigte, daß die Durchbruchspannung sehr stark mit steigendem C_{sp} abfällt, auch bei unverändertem Abstand der Oberflächenelektroden. Dies wurde dadurch erklärt, daß nicht der Strom zwischen den beiden Oberflächenelektroden, sondern daß der durch den kapazitiven Verschiebestrom von C_{sp} verursachte Strom das Wasserstoffgas im Entladekanal ionisiert (siehe Abbildung 16). Ist der Widerstand des Kanals klein, so wird das Hochspannungspotential von der Hochspannungselektrode an die Spitze des Entladekanals transportiert. Wie bei einem "Streamer"-Durchbruch wächst der Kanal durch Ionisationsprozesse an seiner Front weiter in Richtung der Erdelektrode auf der Oberfläche. Da die Flächenbelegung eines Kanals klein ist, belastet seine Entwicklung den gesamten Entladekreis kaum. Deshalb beeinflussen sich mehrere parallel entwickelnde Kanäle nur schwach. Zusätzlich wird wegen der hohen erreichbaren dE/dt -Werte (Anstieg der elektrischen Feldstärke) die Zahl der Startpunkte der Kanäle groß. Die Kanäle müssen unabhängig von der Polarität der Hochspannung an der Hochspannungselektrode starten, da sie sonst die kapazitive Energie nicht ausnutzen können.

Beverly [43] zeigte, daß in seinen Experimenten ein minimaler Wert von $C_{sp} = 2 - 4 pF/cm^2$ eine notwendige Bedingung für eine flächendeckende Belegung der Isolatoroberfläche mit Kanälen war. Die Kanäle zerflossen dann zu einer homogenen Plasmaschicht. Die kapazitive Energie, die pro Fläche freigesetzt wurde, betrug $E = 1/2 C_{sp} U_0^2 = 0,5 mJ/cm^2$ ($U_0 = 25$ kV). Das war ausreichend, um etwa 10^{14} Elektronen-Ionen-Paare pro cm^2 zu erzeugen (Abschätzung für Wasserstoff bei einer Energie für die Bildung eines Elektron-Ion-Paares von 30 eV). Alle diese Experimente wurden in einer Gasatmosphäre durchgeführt. Die Isolatoroberflächen waren hochohmig.

In unseren Experimenten dagegen mußte das Gas erst freigesetzt werden, zusätzlich befand sich ein leitender Metallfilm auf der Isolatoroberfläche. Betrachten wir zunächst den Einfluß des Metallfilms. Der resistive Metallfilm und die Kapazität $C_{sp}A$ (A : Oberfläche = $2 \cdot 7 cm^2$) bildeten einen RC-Kreis, dessen charakteristische Zeitkonstante für das Aufladen der Flächenkapazität etwa 0,25 ns betrug. Diese Zeit entsprach auch etwa der Wellenlaufzeit über die Länge $2l$ ($l = 2$ cm). Der ohmsche Widerstand des Metallfilms betrug etwa 3Ω und C_{sp} hatte die Größenordnung von $6 pF/cm^2$ ($\epsilon = 8$, $d = 1$ mm). In

dieser Zeit stellte sich eine Feldverteilung auf der Oberfläche ein, bei der die zur Oberfläche parallele Feldkomponente überall $E_{\parallel} = U_0/l$ war.

Die zur Oberfläche senkrechte Komponente der Feldstärke variierte von $E_{\perp} = U_0/d$ an der Hochspannungselektrode bis zu Null an der Erdelektrode. Durch den leitenden Metallfilm wurde die Flächenkapazität C_{sp} schon vor dem Durchbruch teilweise aufgeladen.

Die kapazitive Energie, die jetzt noch zur Entwicklung der Entladung zur Verfügung stand, war

$$E_c = \frac{1}{2}C_{sp}AU_0^2 - \frac{1}{2}C_{sp}b \int_0^l U^2(x)dx$$

Mit der Breite $b = 7$ cm und $U(x) = U_0(1 - x/l)$ ergab sich E_c zu $1/3C_{sp}AU_0^2$. Dies war nur 33 % weniger als ohne Metallfilm. In unseren Experimenten betrug die kapazitiv gespeicherte Energie 3 - 6 mJ/cm^2 .

Einen weiteren Gesichtspunkt für die Homogenität der Entladung bildete die Homogenität der freigesetzten Gasschicht. Bei den zitierten Arbeiten war dies wegen der Gasatmosphäre kein Problem. In unseren Experimenten konnte die gewünschte flächendeckende Plasmaschicht nur erzeugt werden, wenn die Metallhydridfilme auf der ganzen Oberfläche die gleiche Qualität besaßen.

Das mit einer schnellen Bildwandlerkamera (Öffnungszeit 5 ns) aufgenommene Bild der Entladung (Abbildung 17) zeigt, daß ausgehend von vielen Startpunkten auf der rechten Seite, die Entladung sich homogen über die ganze Oberfläche verteilt.

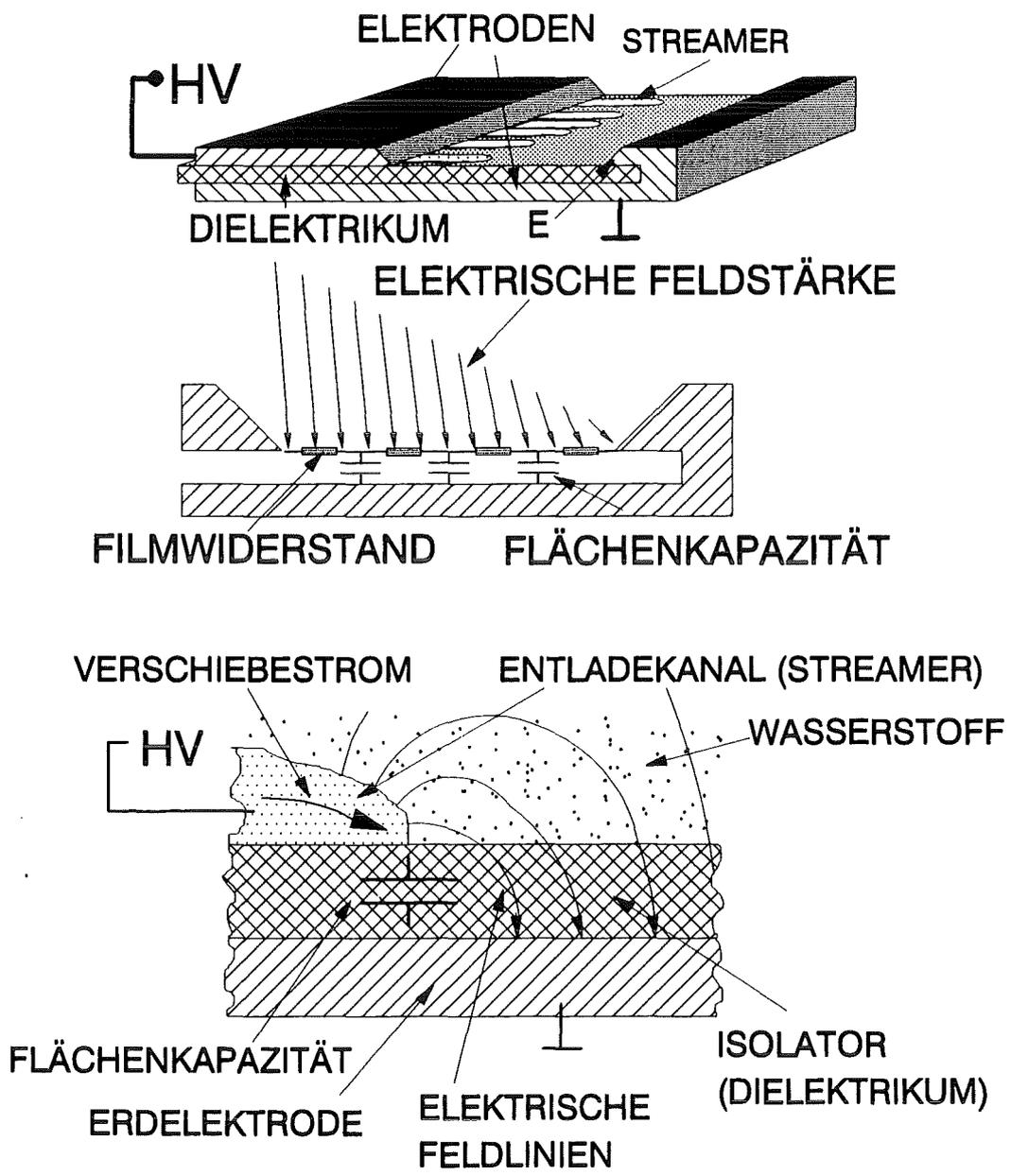


Abbildung 16: Das obere Bild verdeutlicht die Entladungsgeometrie. Das mittlere Bild zeigt das Ersatzschaltbild und das elektrische Feld vor der Entladung. Das untere Bild veranschaulicht die Entwicklung eines Durchbruchkanals.

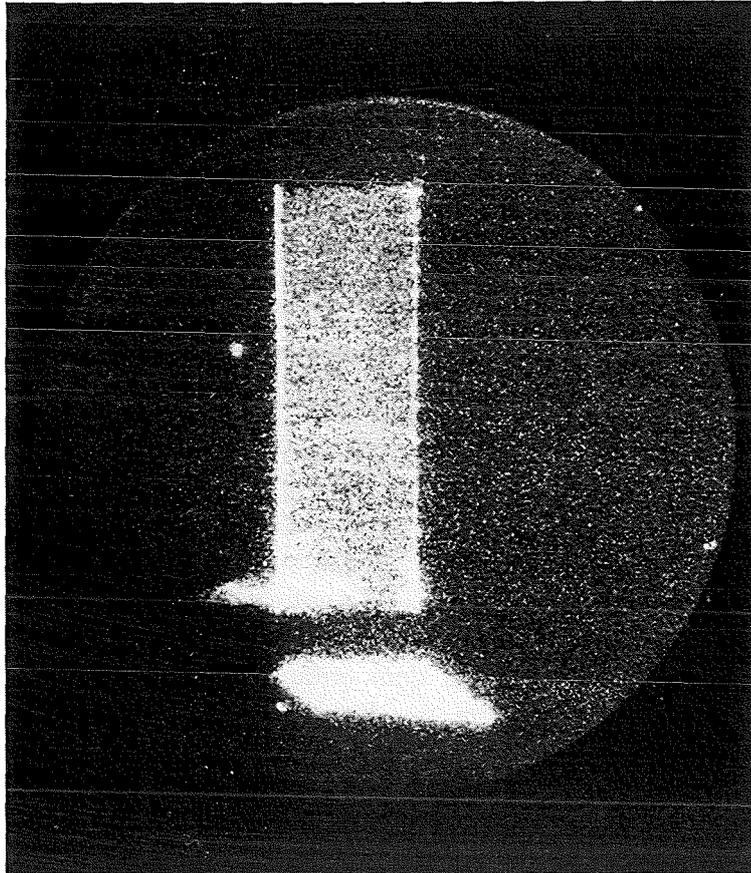


Abbildung 17: Bild der Entladung 5 ns nach dem Durchbruch. Die Plasmafläche ist oben über einen im Winkel von 45° stehenden Spiegel zu sehen. Unten ist das Plasma direkt erkennbar. Es wurde aus einer leicht nach links versetzten erhöhten Position photographiert. Die Kathode befand sich auf der linken Seite, die Anode auf der rechten Seite.

4.3 Experimentelle Ergebnisse

Im Modell von Avdienko [34] wird davon ausgegangen, daß die Oberflächenentladung eine Gasentladung in der desorbierten Gasschicht darstellt. Wenn in unserer Anordnung tatsächlich Wasserstoffgas aus den Metallhydridfilmen desorbiert wird, so muß sich die Entladung ähnlich verhalten wie eine Gasentladung in gleicher Elektrodengeometrie. Deshalb werden hier die experimentell zugänglichen Größen wie die Durchbruchgeschwindigkeit und die Röntgenemission mit den Ergebnissen der Gasentladungsexperimente anderer Gruppen verglichen.

Dashuk [44] hat die Gasentladung in unserer Elektrodengeometrie bei einem Gasdruck von bis zu einem bar untersucht. Seine Ergebnisse zeigen, daß aufgrund der hohen elektrischen Feldstärke sich ein schneller Streamerdurchbruch entwickelt. Er gab die Streamergeschwindigkeit mit $3 - 7 \cdot 10^9 \text{ cm s}^{-1}$ an. Dashuk stellte fest, daß während der Entladung Röntgenstrahlung aus der ganzen Plasmaschicht auf der Isolatoroberfläche emittiert wird. Er bestimmte die maximale Energie der Röntgenquanten zu 50 keV sowie die totale emittierte Röntgenenergie auf etwa 10^{-6} J/cm^2 . Charakteristisch war hier, daß zum Zeitpunkt der Röntgenemission die ursprünglich an den Elektroden liegende Hochspannung von 150 kV bereits zusammengebrochen war. Die Elektronen konnten also ihre kinetische Energie nicht mehr direkt vom elektrischen Feld erhalten haben. Dies ist ein Unterschied zur Röntgenemission von Oberflächenentladungen nach dem ersten Modells [31]. Beverly [42] erklärte die Röntgenemission mit der Existenz von schnellen nichtthermischen Elektronen, die beim Stoß mit den Gasatomen Bremsstrahlung emittieren. Er bestimmte eine Elektronenverteilungsfunktion, die bedingt durch die hohen Feldstärken während des Durchbruchs sich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befand und einen hohen Anteil von hochenergetischen Elektronen aufwies. Die von ihm abgeleitete Röntgenleistung entsprach den von Dashuk gemessenen Werten.

Aus der Dauer der hier gemessenen Röntgenemission in Abbildung 21 schlossen wir, daß in unserer Entladung diese schnellen Elektronen etwa 10 ns existieren.

Scholz [45] führte für uns Simulationsrechnungen durch, um das Durchbruchverhalten für diese Art von Gasentladung zu untersuchen. Seine zweidimensionalen Berechnungen zeigen, daß sich ab einer Feldstärke von 150 kV/cm ein schneller Streamerdurchbruch im Gas auf der Oberfläche entwickelt. Bei einer Gasdichte von 10^{17} cm^{-3} lag die Geschwindigkeit der Durchbruchfront bei etwa $2 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$.

Anders als bei der Oberflächenentladungen in einer Gasatmosphäre von Dashuk muß bei unserer Vakuumoberflächenentladung das Gas zunächst freigesetzt werden. Der aus den elektrischen Signalen ermittelte Widerstand (Abbildung 19) zeigt zunächst das typische metallische Verhalten. Beginnend

bei einem statisch gemessenen Wert von drei Ohm steigt der Widerstand, bedingt durch die Erwärmung des Metallfilms, auf etwa 5 Ohm an. Mit dem einsetzenden Durchbruch beginnt der Strom in der ionisierten Gasschicht zu fließen und der Widerstand fällt mit einer Zeitkonstanten von zwei Nanosekunden exponentiell ab. Während der Heizphase wurden in die 14 cm^2 große TiPd-Schicht (300 \AA Ti, 200 \AA Pd) etwa $0,5 \text{ J}$ Energie eingekoppelt, was ausreicht um den Film auf etwa $2000 \text{ }^\circ\text{K}$ zu erwärmen (Abbildung 20). Während der Entladung wurde das Plasma mit etwa $1,5 \text{ Joule}$ elektrischer Energie geheizt und ionisiert.

Weiterhin wurde mit Hilfe von PIN-Dioden die Röntgenstrahlung, die während der Entladung emittiert wird, gemessen. Um einen groben Eindruck über das Spektrum der Röntgenstrahlung zu gewinnen, wurden verschieden dicke Aluminium- und Berylliumfolien als Filter verwendet. Hierbei zeigte es sich, daß wie bei Dashuk die Röntgenemission erst einsetzte als die Spannung an den Elektroden schon zusammenbrach (Abbildung 21). Außerdem konnte der höhenenergetischen Anteil ($E > 1 \text{ keV}$) des Röntgenemissionsspektrums bestimmt werden. Hierbei wurde ein Emissionsvermögen der Form $f(E) = C_1(1 - E/E_{max})[s^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ angenommen, wobei E die Quantenenergie und E_{max} die Grenzenergie in eV war. C_1 war ein Intensitätsfaktor in $s^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Die Parameter C_1 und E_{max} ergaben sich, wie in Abbildung 22 dargestellt, aus dem Vergleich mit den mit verschiedenen Filterdicken gemessenen Röntgensignalen zu $C_1 = 7 \cdot 10^{15} s^{-1} \text{ cm}^{-2}$ und $E_{max} = 13 \text{ keV}$. Das gesamte Emissionsvermögen im Energiebereich über 1 keV wurde zu $7,3 \text{ Js}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Die in diesen Spektralbereich emittierte Energie betrug etwa $2,5 \cdot 10^{-8} \text{ J cm}^{-2}$.

Frühere Messungen der Geschwindigkeit der Durchbruchfront [11] zeigten, daß diese größer als $2 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$ war.

Die Ähnlichkeit unserer Ergebnisse mit denen von Dashuk läßt den Schluß zu, daß tatsächlich eine große Menge Gas aus dem Metallhydrid freigesetzt wurde und daß die Entladung, wie von Avdienko angenommen, eine Gasentladung in der freigesetzten Gasschicht war. Die Aussage von Avdienko wonach für den Durchbruch erst eine kritische Gasflächendichte erreicht werden muß, stimmt auch mit der Beobachtung überein, daß der Zündverzögerung mit der Dicke der Palladiumdeckschicht größer wurde. Denn die Ergebnisse aus Kapitel 2 zeigen, daß die Freisetzungsrates von Wasserstoff von der Dicke der Palladiumschicht bestimmt wird.

Wie in Abbildung 15 dargestellt, beginnt der Durchbruch bei den Metallhydridfilmen mit dickeren Palladiumdeckschichten später als bei Filmen mit dünnen Palladiumdeckschichten.

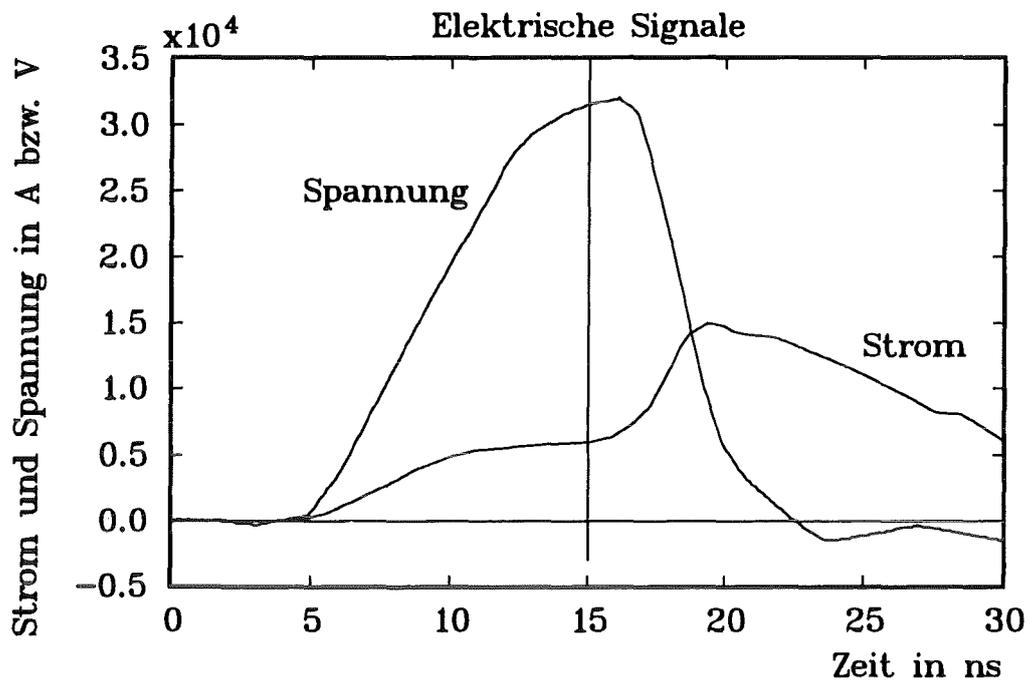


Abbildung 18: Strom- und Spannungssignale bei der Erzeugung des Wasserstoffplasmas aus Metallhydridfilmen.

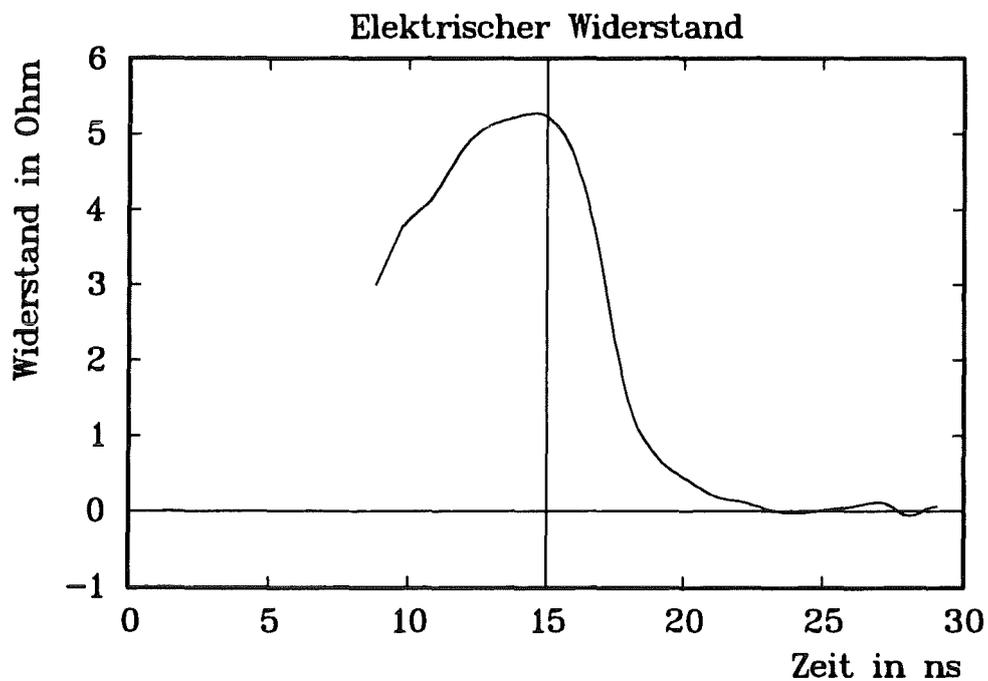


Abbildung 19: Elektrischer Widerstand des Metallhydridfilms und des Wasserstoffplasmas.

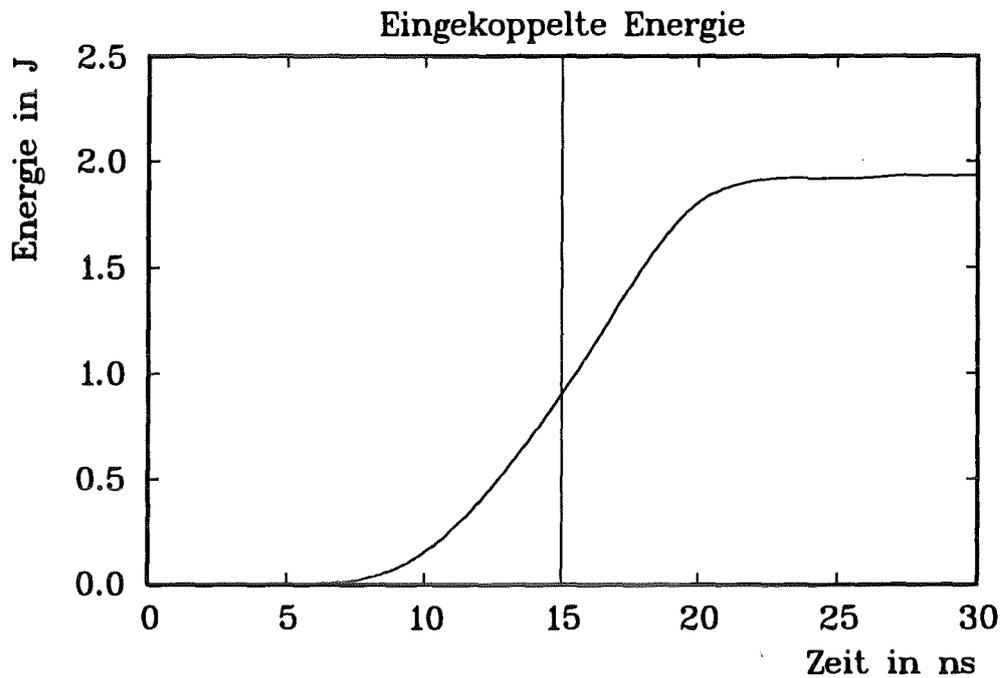


Abbildung 20: Die in die Entladung eingekoppelte Energie

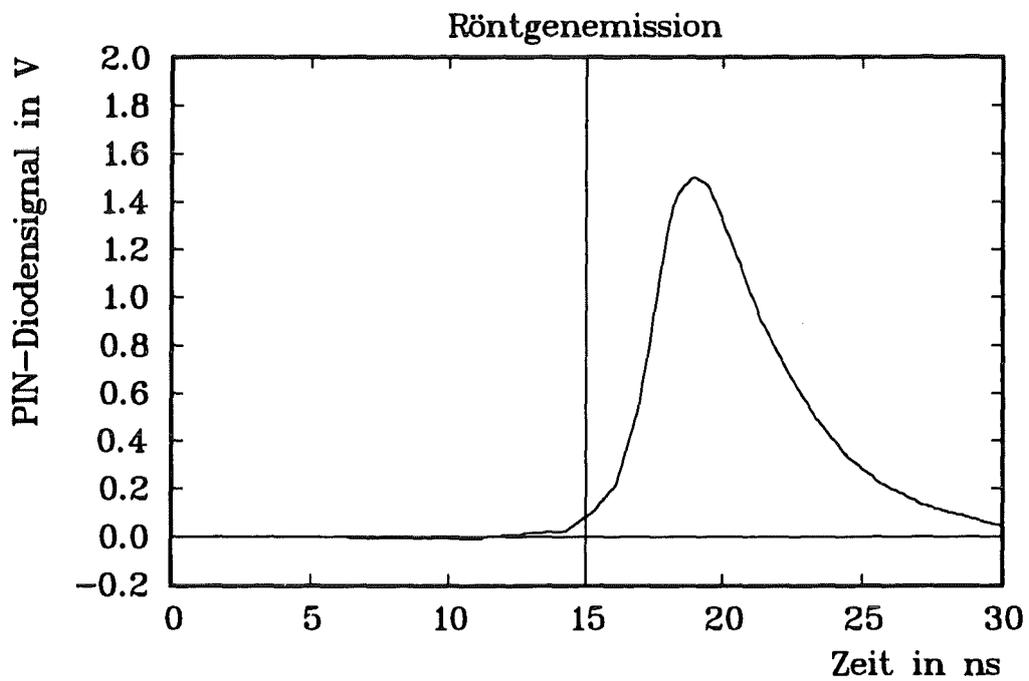


Abbildung 21: PIN-Diodensignal der Röntgenemission. Als Filter wurde eine 0,1 mm dicke Aluminiumfolie verwendet. Der Sensor befand sich 20 mm über dem Plasma.

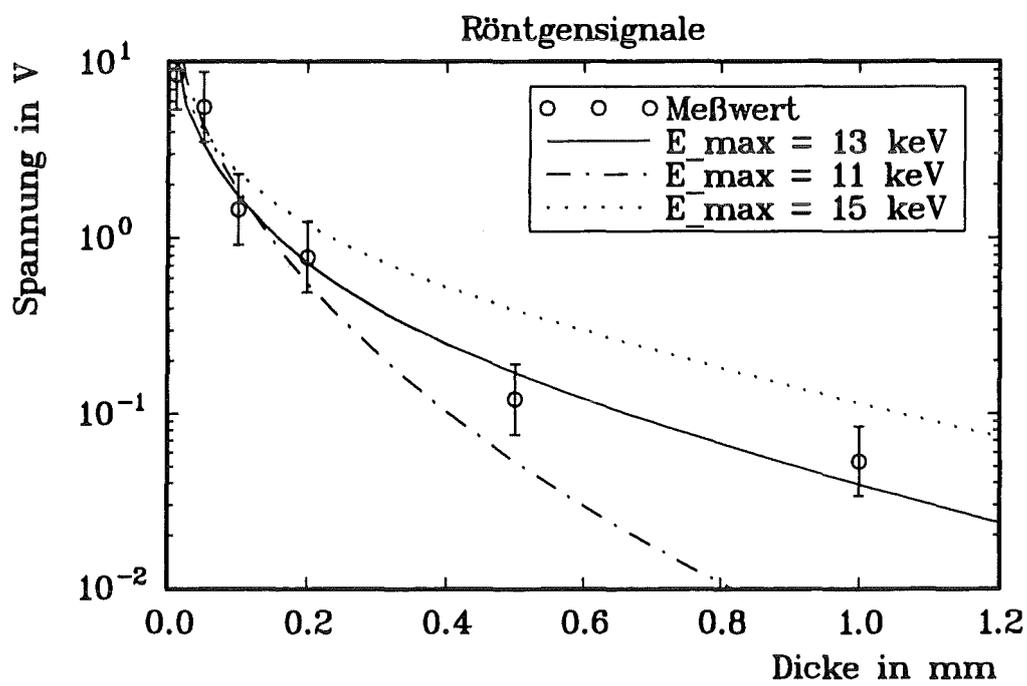


Abbildung 22: Bestimmung der Grenzenergie des Spektrums der während der Entladung emittierten Röntgenstrahlung. Die Kurven wurden für die jeweiligen Grenzenergie berechnet. Das Spannungssignal der PIN-Diode ist hier über der Dicke der Aluminiumfilterfolien aufgetragen

5 Die Parameter des Plasmas

Für den erfolgreichen Einsatz eines aktiv erzeugten Anodenplasmas als Ionenquelle sind die Parameter des Plasmas von entscheidender Bedeutung. In Kapitel 1 sind die Anforderungen an ein solches Plasma spezifiziert worden. Von besonderem Interesse sind die Dichte und Temperatur sowie die Expansionsgeschwindigkeit und Reinheit des Plasmas. Jedoch sind diese Größen nur schwer zugänglich.

In diesem Kapitel wurde zunächst die Zusammensetzung und Expansion des Plasmas mit einem Laufzeitmassenspektrometer (LMS) sowie mit Faraday-Bechern untersucht. Da mit diesen Meßmethoden nur das weit im Raum expandierte, verdünnte Plasma zugänglich war, und das zudem noch zu einem späten Zeitpunkt nach seiner Erzeugung, waren hier Rückschlüsse auf die Plasmaparameter nur begrenzt möglich. Jedoch boten diese Messungen die Möglichkeit, schnelle Teilchen zu detektieren. Diese Teilchen wurden während der heißen Anfangsphase des Plasmas (in den ersten 20 ns) erzeugt und waren der optischen Spektroskopie nicht zugänglich. Aus der gemessenen Ionenflußdichte wurde die Geschwindigkeitsverteilung des Plasmas ermittelt. Mit den anschließend dargestellten optischen Messungen konnte die schnelle zeitliche Entwicklung des Plasmas direkt bestimmt werden.

Aus der Starkverbreiterung der Wasserstoff- und Kohlenstofflinien wurden zeitabhängige Profile der Elektronendichte gewonnen. Aus den Linienintensitäten wurden die Plasmatemperatur und -zusammensetzung ermittelt.

Für die Linienemission sind die gebundenen Elektronen verantwortlich. Da das Plasma sich aber zeitlich und räumlich schnell veränderte, konnte die Niveaubesetzung der emittierenden Atome und Ionen nur teilweise ein thermodynamisches Gleichgewicht erreichen. Die Interpretation der Linienintensitäten erforderte daher eine detaillierte zeitabhängige Berechnung der einzelnen Niveaubesetzungen aus den Übergangsraten. Hierzu wurde ein Stoß-Strahlungs-Modell verwendet. Neben der Berechnung der Niveaubesetzung beinhaltete das Modell auch Teilchen- und Energiebilanzen. Damit war es möglich, den zeitlichen Temperaturverlauf und den Teilchenfluß aus dem Metallhydridfilm in das Plasma theoretisch zu bestimmen. Um die hydrodynamische Expansion des Plasmas zu berechnen, wurde ein hydrodynamisches Modell entwickelt. Es löste numerisch die hydrodynamischen (HD) Gleichungen des Plasmas und berechnete die Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung des expandierenden Plasmas. Beide Modelle waren speziell für unsere Problemstellung entwickelt worden, so daß ein direkter Vergleich mit den Meßergebnissen möglich war. Die gute Übereinstimmung der errechneten Plasmaparameter mit den gemessenen bezeugte die Gültigkeit der verwendeten Modelle.

5.1 Experimentelle Ergebnisse der Ladungsmonitore und des Laufzeitmassenspektrometers (LMS)

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Ladungsmonitormessungen vorgestellt. Zunächst wird die Ionenflußdichte an der Stelle des Monitors bestimmt. Mit dem LMS wird der Ionenfluß nach seinen einzelnen Ionensorten zerlegt. Aus der kinetischen Energie der einzelnen Ionenarten schließen wir auf die Art der Plasmaexpansion. Es wird außerdem die Zusammensetzung und die Geschwindigkeitsverteilung des Plasmas bestimmt. Der Einfluß der Generatorleistung und der Dicke der Palladiumdeckschicht auf die Geschwindigkeitsverteilung des Plasmas wird untersucht.

Als Ladungsmonitore wurden, die in Abbildung 23 dargestellten Faradaybecher mit einer Eingangsaperturblende von 0,5 mm Durchmesser verwendet. Sie lagen auf einem elektrischen Potential von -200 V. Der Abstand a zwischen dem TiPd-Film und den Ladungsmonitoren betrug 16,0 mm. Faradaybecher erzeugen ein zur Ionenflußdichte Γ proportionales Stromsignal. Da im Zeitintervall dt durch die Fläche $A = A \cdot \Gamma(a, t) dt$ Teilchen austreten, gilt für die Flächendichte N_a des Plasmas $dN_a = -\Gamma(a, t) \cdot dt$.

Im idealen Fall, das heißt bei eindimensionaler Expansion eines Wasserstoffplasmas und bei nicht vorhandener Rekombination, ist das Integral

$$\int_0^{\infty} -\Gamma(a, t) dt$$

gleich der Flächendichte des Plasmas.

Jedoch war die Entfernung des Ladungsmonitors vergleichbar mit der räumlichen Dimensionen der Plasmaschicht (70 mm x 20 mm). Deshalb konnte hier nicht von einer idealen eindimensionalen Expansion ausgegangen werden. Zu einem weiteren Fehler bei der Bestimmung der Teilchenzahl im Plasma führte die Rekombination. Insbesondere die langsamen Komponenten des Plasmas, die zu einem späten Zeitpunkt den Ladungsmonitor erreichen, werden durch die Rekombination vermindert. Deshalb nahmen wir nur an, daß

$$N_a \sim \int_0^{\infty} \Gamma(a, t) dt = \frac{g}{e A_{Apertur}} \int_0^{\infty} I(t) dt$$

e : Elementarladung

I : Stromsignal

$A_{Apertur}$: Aperturfläche

g : Geometriefaktor

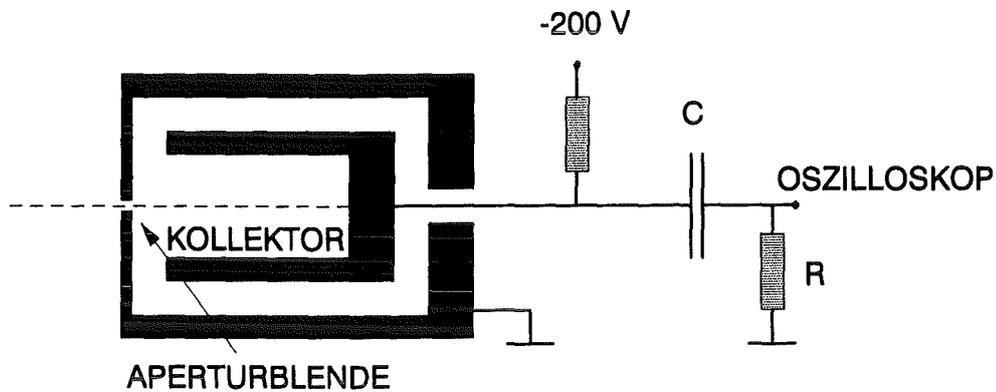


Abbildung 23: Faradaybecher mit Beschaltung.

war.

Die Abbildung 24 zeigt ein typisches Signal des Ladungsmonitors. Etwa 110 ns nach der Erzeugung des Plasmas erreichten erste Ionen den Ladungsmonitor. Das erste Maximum des Ionenflusses liegt bei etwa 170 ns, was einer Geschwindigkeit von $9,4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ entspricht.

Welche Ursachen haben nun diese schnellen Ionen?

Möglich sind zwei Prozesse:

- 1.) Das Plasma wird durch den magnetischen Druck beschleunigt.

In der in Kapitel 4 beschriebenen Entladungsgeometrie entsteht durch den Entladungsstrom ein Magnetfeld von $B = \mu_0 I_e / b = 0,27 \text{ Tesla}$ (b : Breite der Bandleitung, I_e : Entladestrom). In diesem Fall erfährt das Plasma wegen seiner diamagnetischen Eigenschaft durch den magnetischen Druck eine Beschleunigung. Die Ionen besitzen deshalb eine von ihrer Masse unabhängige Geschwindigkeit.

- 2.) Das Plasma wird thermisch beschleunigt.

Das bedeutet, daß die treibende Kraft ein Druckgradient ist. Die Ionen besitzen dann die gleiche kinetische Energie. Ihre Geschwindigkeit ist proportional zu $M_i^{-1/2}$ (M_i : Ionenmasse).

Um die oben gestellte Frage zu beantworten, wurde der Ladungsmonitor durch das in Kapitel 2 beschriebene Laufzeitmassenspektrometer (LMS) ersetzt. Das Anodengitter des LMS befand sich ebenfalls 16 mm über dem TiPd-Film. Um die zeitabhängige Zusammensetzung des Ionenflusses zu

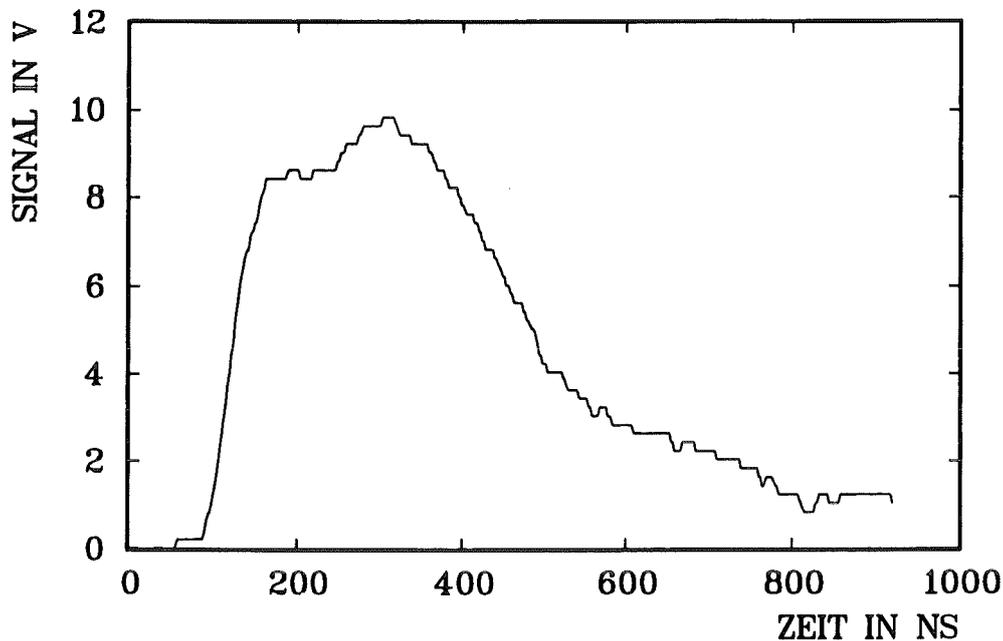


Abbildung 24: Ladungsmonitorsignal zur Bestimmung des Teilchenflusses. Die Zündung des Plasmas erfolgte bei $t=0$. Der Monitor befand sich 16 mm über dem TiPd-Film. Der Durchmesser seiner Aperturblende betrug 0,5 mm.

ermitteln, wurde zu einem variablen Zeitpunkt nach der Erzeugung des Plasmas ein Hochspannungsimpuls (Impulslänge $\Delta t = 100$ ns) an das Beschleunigungsgitter gelegt. Die Ionen wurden dann aus dem Plasma am Anodengitter abgesaugt. Da die gemessene Ionenstromdichte sehr viel kleiner war als die entsprechende raumladungsbegrenzte Ionenstromdichte (siehe Kapitel 1), konnte von einem quellbegrenzten Ionenstrom ausgegangen werden. Das bedeutet, daß das Zeitintegral des LMS-Signals für jede Ionensorte proportional zu dem jeweiligen integralen Fluß ($\Gamma_i \Delta t$) der Ionensorte am Anodengitter war. Die Abbildung 25 zeigt ein solches Signal. Aus einer einzelnen Messung wurde die Zusammensetzung des Ionenflusses in 16 mm Entfernung vom Metallfilm zu dem Zeitpunkt, an dem der Beschleunigungsimpuls angelegt wurde, ermittelt. In einer Vielzahl von Messungen wurde dieser Zeitpunkt von 0 - 4 μs variiert.

Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 26 dargestellt. Hier sind die Ionenflüsse für die nachgewiesenen Ionensorten über der Zeit aufgetragen. Genaue quantitative Aussagen über die Zusammensetzung des Plasmas ließen sich aus diesen Messungen nicht gewinnen, da am Anodengitter Sekundäreffekte wie die Rekombination auftreten können. Es zeigte sich aber, daß das Plasma überwiegend aus Protonen bestand. Neben ihnen konnten auch Kohlenstoff- und Titanionen nachgewiesen werden.

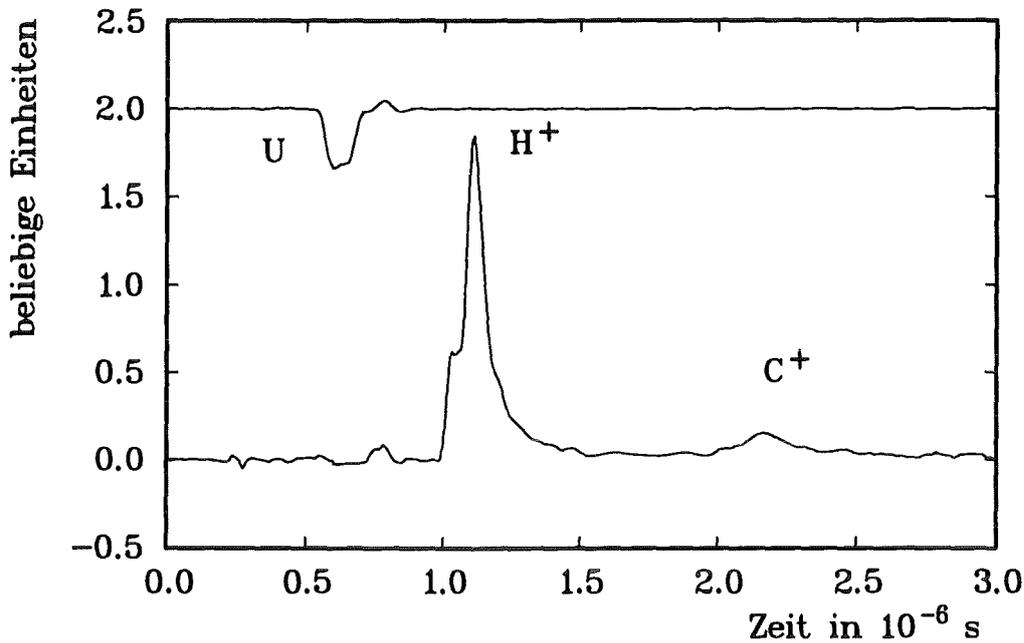


Abbildung 25: Die Abbildung zeigt das LMS-Signal (untere Kurve) und die Beschleunigungsspannung (obere Kurve). Das Plasma wurde zur Zeit $t=0$ erzeugt.

Betrachten wir nun den zeitlichen Verlauf der Flüsse der einzelnen Ionensorten. Aus dem Zeitpunkt, zu dem die ersten Ionen einer Ionensorte nachgewiesen wurden, konnte der Zeitpunkt bestimmt werden, an dem diese Ionen das Anodengitter erreichten. Die maximale Expansionsgeschwindigkeit der einzelnen Ionensorten wurde aus der Entfernung des Anodengitters zum TiPd-Film und aus der Zeitdifferenz zwischen der Erzeugung des Plasmas und dem ersten Nachweis der jeweiligen Ionen bestimmt. Hieraus wurde die maximale kinetische Energie $E_{kin} = 1/2M_i v^2$ für die drei nachgewiesenen Ionenarten berechnet. Sie betrug für alle Ionen etwa 50 eV.

Folglich wurde das Plasma thermisch beschleunigt.

Für die eindimensionale adiabatische Expansion einer dünnen Plasmaschicht ins Vakuum gilt nach [46], daß die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Plasmafront gleich der dreifachen Schallgeschwindigkeit ist.

$$v_{max} = 3v_{Schall} = 3\sqrt{\gamma \frac{2kT}{M_i}}$$

$$\gamma = c_p/c_v = 5/3$$

c_p, c_v : spezifische Wärmekapazitäten

Zwar ist, wie später gezeigt wird, die Expansion des Plasmas nicht adiabatisch sondern isotherm, jedoch kann die obige Beziehung als erste

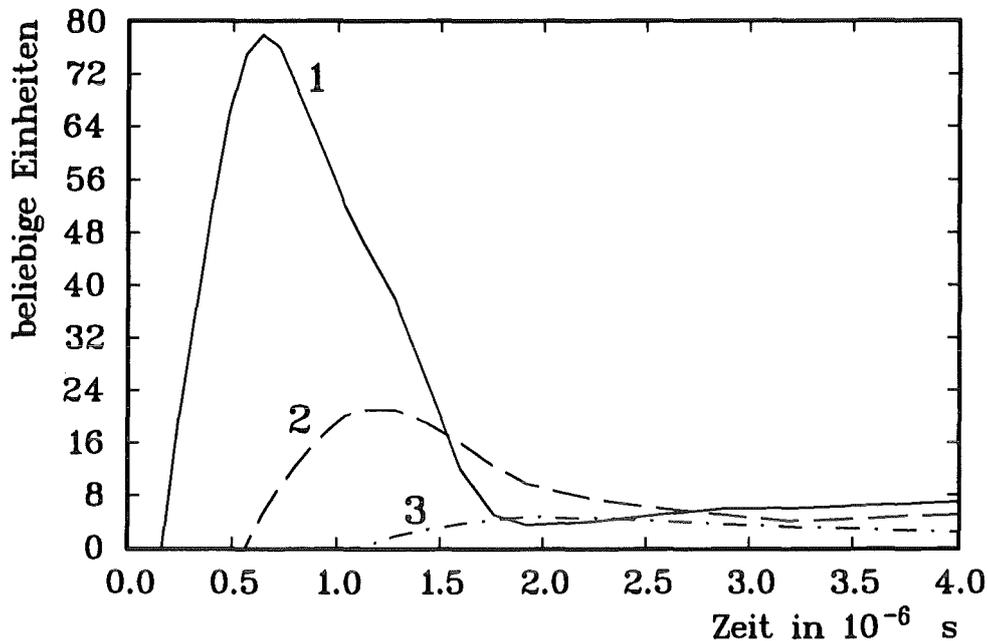


Abbildung 26: Abbildung stellt die Teilchenflußdichte für verschiedene Ionen am Anodengitter über der Zeit dar.

Kurve 1 Protonen, Kurve 2 C^+ -Ionen, Kurve 3 Ti^{2+} -Ionen.

Abschätzung für die Plasmaexpansion verwendet werden. Bei einer isothermen Expansion vermindert sich γ auf 1, die mittlere Temperatur hingegen erhöht sich aber leicht, was zu einer annähernd unveränderten Schallgeschwindigkeit führt.

Aus der obigen Gleichung könnte eine mittlere Plasmatemperatur für H^+ von 3,3 eV grob abgeschätzt werden.

Die Ladungsmonitorsignale erlauben noch weitere Rückschlüsse auf die Plasmaparameter. Zwischen der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $g(v)$ und der Flußdichte $\Gamma(t)$ gilt die folgende Beziehung :

$$N_a = \int_0^\infty -\Gamma(t)dt = \int_0^\infty g(v)dv \quad .$$

Hieraus ergibt sich $g(v)$ zu

$$g(v) = -\Gamma(t(v)) \frac{dt(v)}{dv} \quad .$$

Zur Bestimmung von $g(v)$ ist neben der Kenntnis von $\Gamma(t)$ auch die Kenntnis von $t(v)$ bzw. $v(t)$ notwendig.

In den hydrodynamischen Simulationsrechnungen wird gezeigt, daß das Plasma bereits nach 20 ns annähernd seine endgültige Geschwindigkeitsverteilung erreicht. Es dehnt sich dabei nur um etwa 2 mm aus. Danach sind

die größten Dichtegradienten weitgehend abgebaut, und das Plasma expandiert mit annähernd konstanter Geschwindigkeitsverteilung. Da der Abstand a des Ladungsmonitors zum TiPd-Film mit $a = 16$ mm viel größer ist als die oben erwähnten 2,0 mm, ist die Gleichsetzung von v mit a/t gerechtfertigt. Die Geschwindigkeitsverteilung $g(v)$ ist dann

$$g(v) = \Gamma(t(v)) \frac{a}{v^2} .$$

Im Allgemeinen ist es aber üblich, nicht die Geschwindigkeitsverteilung $g(v)$ sondern die Größe $g(v)v^2$ darzustellen. Bei einer Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung $g(v)$ entspricht die Geschwindigkeit v_m , bei der die Größe $g(v)v^2$ ihr Maximum besitzt, in etwa der Schallgeschwindigkeit ($v_{Schall} = \sqrt{(5/3)v_m}$).

Zunächst wurde der Einfluß der Generatorleistung auf die Menge des Plasmas und auf $g(v)v^2$ untersucht. Insbesondere interessierte hier die Möglichkeit, die Plasmamaparameter mit Hilfe des Zündgenerators zu steuern. Die Ergebnisse werden in Abbildung 27 präsentiert. Zusätzlich wurde aus

$$N'_a = \int_0^\infty \Gamma(a, t) dt = \int_0^\infty \frac{I(t)g}{eA_{Apertur}} dt$$

die zur jeweiligen Flächendichte N_a proportionale Größe N'_a berechnet. Wie am Anfang erläutert, konnte keine absolute Flächendichte angegeben werden, jedoch sind relative Vergleiche möglich. Es zeigte sich, daß bei einer Verdoppelung der Generatorleistung und damit der ins Plasma eingekoppelten Leistung sich sowohl N_a als auch die Expansionsgeschwindigkeit v_m verdoppelte. Da allein für die Verdopplung der Teilchengeschwindigkeit eine Erhöhung der kinetischen Energie der Teilchen um den Faktor 4 notwendig ist, muß die Bestimmung von N_a fehlerhaft sein. Ursache hierfür kann ein unterschiedlicher Ionisationsgrad des Plasmas am Ladungsmonitor sein. Insbesondere setzt, wenn die Elektronentemperatur auf unter 2 eV fällt, im Wasserstoffplasma Rekombination ein. Das heiße Plasma dagegen (Generatorspannung: 27 kV), wird auf seinem Weg zum Ladungsmonitor durch Rekombination nicht verdünnt.

Die nächste Fragestellung bildete der Einfluß der Dicke der Palladiumdeckschicht auf die Plasmaerzeugung. Hierzu wurde die Dicke der Deckschicht von 200 Å auf 100 Å reduziert. Die Generatorleistung wurde konstant gehalten (Ladespannung = 22 kV). Hierbei erhöhte sich die Plasmamenge um 40 % und v_m verringerte sich von 8 cm/ns auf 6,5 cm/ns (Abbildung 28). Die Erhöhung der Freisetzungsrates steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Kapitel 3, wonach die Dicke der Palladiumschicht Einfluß auf die Freisetzungsrates von Wasserstoff hat. Die genaue Form von $g(v)v^2$ wird im Zusammenhang mit den hydrodynamischen Rechnungen später untersucht.

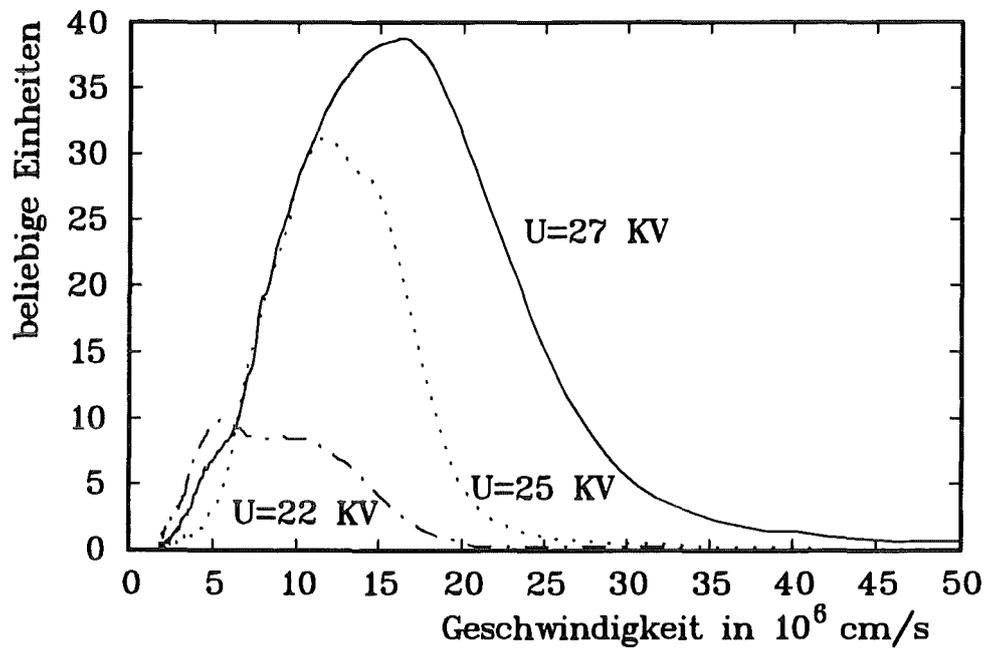


Abbildung 27: $g(v)v^2$ bei verschiedenen Leistungen des Zündgenerators.

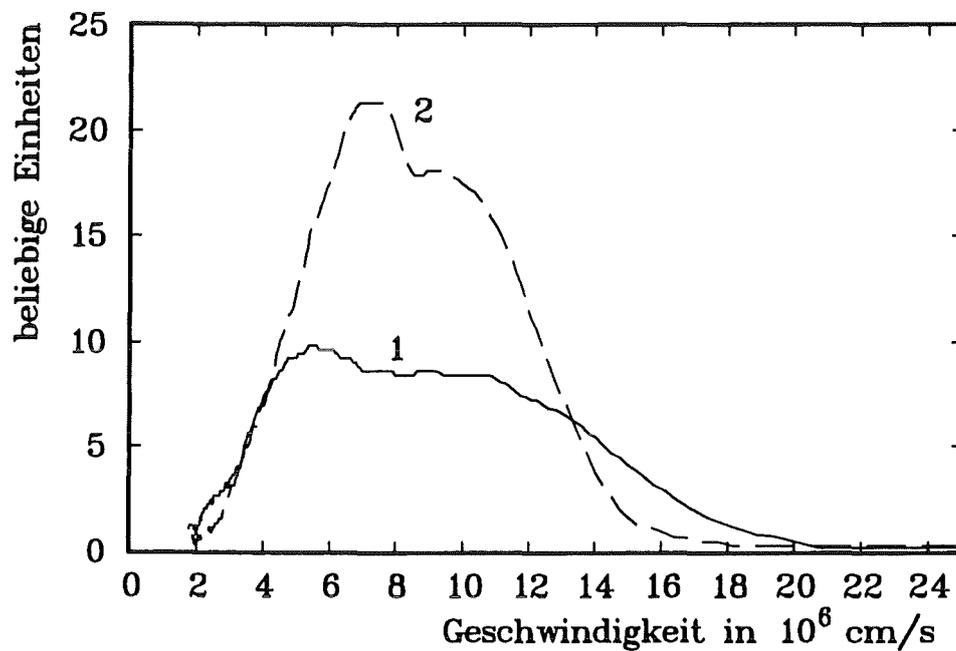


Abbildung 28: $g(v)v^2$ bei verschiedenen dicken Palladiumfilmen. Die Ladespannung der Zündgenerators betrug in beiden Fällen 22 kV.

Kurve 1: 200 Å dicker Palladiumfilm.

Kurve 2: 100 Å dicker Palladiumfilm.

5.2 Hydrodynamische Expansion

Die Expansion einer dichten Plasmaschicht kann mit den Gleichungen der Hydrodynamik (HD) beschrieben werden. Zuerst wird in diesem Kapitel deren Anwendbarkeit für unseren Fall geprüft. Danach werden die hydrodynamischen Gleichungen für eine eindimensionale, isotherme Plasmaexpansion aufgestellt. Wir untersuchen, ob das Plasma innerhalb von 20 ns seine endgültige Geschwindigkeitsverteilung annähernd erreicht, was die Gleichsetzung von v mit a/t in Kapitel 5.1 rechtfertigt und die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung aus den gemessenen Ionenflußdichten erlaubt. Weiter wird die gemessene Geschwindigkeitsverteilung mit der berechneten verglichen. Hieraus werden die Plasmaparameter Temperatur und Quellterm bestimmt.

Aus den experimentellen Ergebnissen war bekannt, daß die Plasmaparameter Temperatur und Dichte im Intervall $T = 3 - 10\text{eV}$, $n_e = 10^{16} - 10^{17}\text{cm}^{-3}$ lagen. Im folgenden wurden alle Rechenergebnisse, denen die Parameter $T = 10\text{eV}$ und $n_e = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ zugrunde lagen, mit einem oberen Index 1 bezeichnet. Die Ergebnisse mit den Parametern $T = 3\text{eV}$ und $n_e = 10^{16}\text{cm}^{-3}$ erhielten den Index 2.

Für die Gültigkeit der HD-Gleichungen müssen folgende Bedingungen erfüllt sein.

- Die charakteristische Zeit Δt ($\Delta t = g(t)/\frac{dg}{dt}$, $g(t)$: beliebiger Plasmaparameter) für die zeitliche Veränderung des Plasmas muß größer als die mittlere Stoßzeit einer Plasmakomponente sein. In unserem Fall betrug diese charakteristische Zeit 5 - 10 ns. In einem reinen Wasserstoffplasma besitzen die Protonen die größte mittlere Stoßzeit. τ_{ii} ist die mittlere Zeit zwischen zwei Proton-Proton-Stößen. In [47] wurde τ_{ii} mit

$$\tau_{ii} = 42,8 \cdot 2 \cdot 10^{15} \frac{T_i^{1,5}}{n_e \ln(\Lambda)}$$

angegeben.

T_i : Ionentemperatur in eV.

$n_e = n_i$: Elektronendichte bzw. Ionendichte in cm^{-3} .

$\ln(\Lambda)$: Coulomblogarithmus ≈ 8 .

Hieraus folgte für unsere Plasmaparameter

$$\tau_{ii}^1 = 0,96 \text{ ns} \text{ und } \tau_{ii}^2 = 1,74 \text{ ns.}$$

- Die charakteristische räumliche Skalenlänge Δx ($\Delta x = g(x)/\frac{dg}{dx}$, $g(x)$: beliebiger Plasmaparameter) des Plasmas (hier 0,5 mm) muß größer sein als die größte mittlere freie Weglänge der Plasmakomponenten.

Diese war für Elektronen und Protonen etwa gleich und betrug nach [47]

$$\lambda_{ii} = v_{th} \tau_{ii}, \quad v_{th} = \sqrt{\frac{2T_i}{M_i}}$$

M_i : Ionenmasse

$$\lambda_{ii}^1 = 0,03 \text{ mm und } \lambda_{ii}^2 = 0,03 \text{ mm.}$$

- Für die Plasmanäherung $n_i = n_e$ mußte die Debye-Länge λ_D ebenfalls kleiner als Δx sein. Nach [47] ist

$$\lambda_D = 7,43 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$$

$$(T_e \text{ in eV, } n_e \text{ in } cm^{-3}) \lambda_D^1 = 7,4 \cdot 10^{-5} \text{ mm und } \lambda_D^2 = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ mm.}$$

Die HD-Gleichungen für das Einflüssigkeitsmodell eines Plasmas lauten in einer Dimension:

1) Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nu)}{\partial x} = Q_P(x)$$

$Q_P(x)$: Quellterm. Beschreibt die Erzeugung oder Vernichtung von Plasma.

n : Teilchendichte

$$n = \frac{M_i n_i + m_e n_e}{M_i + m_e}$$

u : Fluidgeschwindigkeit

$$u = \frac{M_i v_i + m_e v_e}{M_i + m_e}$$

M_i : Ionenmasse

m_e : Elektronenmasse

v_i : Ionengeschwindigkeit

v_e : Elektronengeschwindigkeit

2) Bewegungsgleichung

$$n(M_i + m_e) \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial(p_i + p_e)}{\partial x}$$

3) Zustandsgleichung (ideales Gas)

$$p_i = n_i k T_i$$

$$p_e = n_e k T_e$$

Weiterhin wird eine isotherme Expansion angenommen. Der zeitliche Temperaturverlauf wird vorgegeben. Die Begründung hierfür lautet:

- 1) Die treibende Kraft für die Beschleunigung unseres Plasmas ist der Druckgradient. Die Fluidelemente werden also nur im Bereich großer Druckgradienten beschleunigt und bewegen sich danach mit konstanter Geschwindigkeit. Deshalb hat die Temperatur dann keinen weiteren Einfluß auf die Plasmaexpansion. In der Nähe der Metalloberfläche ($x = 0 - 0,5$ mm) existieren die größten Druckgradienten. Hier ist auch die Dichte am größten. Die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen reicht hier aus, um die Temperaturdifferenzen innerhalb des Plasmas auszugleichen. Hierzu wurde folgende Abschätzung durchgeführt:

Der Wärmetransport kann durch die Wärmediffusionsgleichung [47]

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial k T_e}{\partial t} = \kappa_e \frac{\partial^2 k T_e}{\partial x^2}$$

κ_e : Wärmeleitfähigkeit der Elektronen

beschrieben werden. Die Wärmeleitfähigkeit κ_e ist in [47] mit

$$\kappa_e = 3,2 \frac{n_e T_e \tau_{ee}}{m_e}$$

angegeben. Für unsere Plasmaparameter ergab sich für

$$\kappa_e^1 = 7,3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad \kappa_e^2 = 3,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Die Lösung der Wärmediffusionsgleichung liefert die charakteristische typische Zeit

$$\tau = \frac{\frac{3}{2} n_e L^2}{\kappa_e}$$

in der Temperaturunterschiede innerhalb über die räumliche Distanz von L ($L=0,5$ mm) ausgeglichen werden. Diese Zeit τ betrug in unserem Plasma

$$\tau^1 = 5 \text{ ns und } \tau^2 = 10 \text{ ns.}$$

Bei diesen Abschätzungen wurde die Konvektion vernachlässigt, die den Wärmetransport erhöht. Die Wärmeleitfähigkeit der Ionen ist um den Faktor 35 [47] kleiner und wurde deshalb hier nicht berücksichtigt.

Die charakteristische Zeit τ_{eq} für den Ausgleich von Elektronen- und Ionentemperatur beträgt nach [47]

$$\tau_{eq} = 3,13 \cdot 10^8 \frac{T^{1,5}}{n_e \ln(\Lambda)},$$

wobei T in eV und n_e in cm^{-3} verwendet werden müssen. Hieraus wurde $\tau_{eq}^1 = 14$ ns und $\tau_{eq}^2 = 26$ ns berechnet.

Nun folgt aus diesen relativ langen Zeiten, daß die Ionentemperatur von der Elektronentemperatur abweichen kann, jedoch wird in den HD-Gleichungen nur jeweils die Summe $T_e + T_i$ verwendet, was einer Mittelung über beide Temperaturen entspricht.

- 2) Die Temperatur des Plasmas wird, wie später mit Hilfe des Stoß-Strahlungs-Modell gezeigt wird, in erster Linie von der Ionisation im Plasma bestimmt. Sie konnte aus der Energiebilanz und den Ionisationsraten berechnet werden. Die Berechnungen wurden auch durch spektroskopische Messungen bestätigt. Der so bestimmte zeitliche Temperaturverlauf ist in Abbildung 33 dargestellt und wurde in dem HD-Modell verwendet.

Das Gleichungssystem der gekoppelten partiellen Differenzialgleichungen wird mit dem hierfür entwickelten Programm HYDRO numerisch gelöst. Differenzenquotienten ersetzen die räumlichen partiellen Ableitungen. Die zeitliche Entwicklung wurde mit einem Runge-Kutta-Algorithmus berechnet. Die Randbedingungen an der Metallwand waren

$$u|_{x=0} = 0 \quad \frac{\partial n}{\partial t}|_{x=0} = Q_P$$

Die Zahl der Gitterpunkte wurde so gewählt, daß die Plasmafront innerhalb des berechneten Zeitintervalls das Gitterende nicht erreichte. Somit war das Problem dieser Randbedingung umgangen. Als Anfangsbedingung wurde zunächst eine Plasmaschicht von $3 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ Teilchendichte und einer Ausdehnung von 0,2 mm angenommen. Die Teilchendichte fiel dann exponentiell ab. Die Geschwindigkeit $u(x, t)$ war am Anfang Null.

Zuerst sollte die Frage geklärt werden, wie schnell das Plasma seine endgültige Geschwindigkeitsverteilung erhält. Hierzu berechneten wir aus $n(x, t)$ und $u(x, t)$ bei einer konstanten Temperatur von 4 eV die Größe $g(u)u^2$ zu verschiedenen Zeiten. Aus der Beziehung

$$\int_0^\infty n(x) dx = \int_0^\infty g(u) du$$

ergibt sich $g(u)$ zu

$$g(u) = n(x(u)) \frac{dx(u)}{du} .$$

Der Quellterm Q_P war bei diesen Rechnungen Null.

Abbildung 29 verdeutlicht, daß das Plasma schon nach 20 ns annähernd seine endgültige Geschwindigkeitsverteilung erreicht hat. Die mittlere Geschwindigkeit

$$\langle u \rangle = \int_0^{x_{max}} \frac{n(x)u(x)}{N_g} dx$$

betrug $8 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

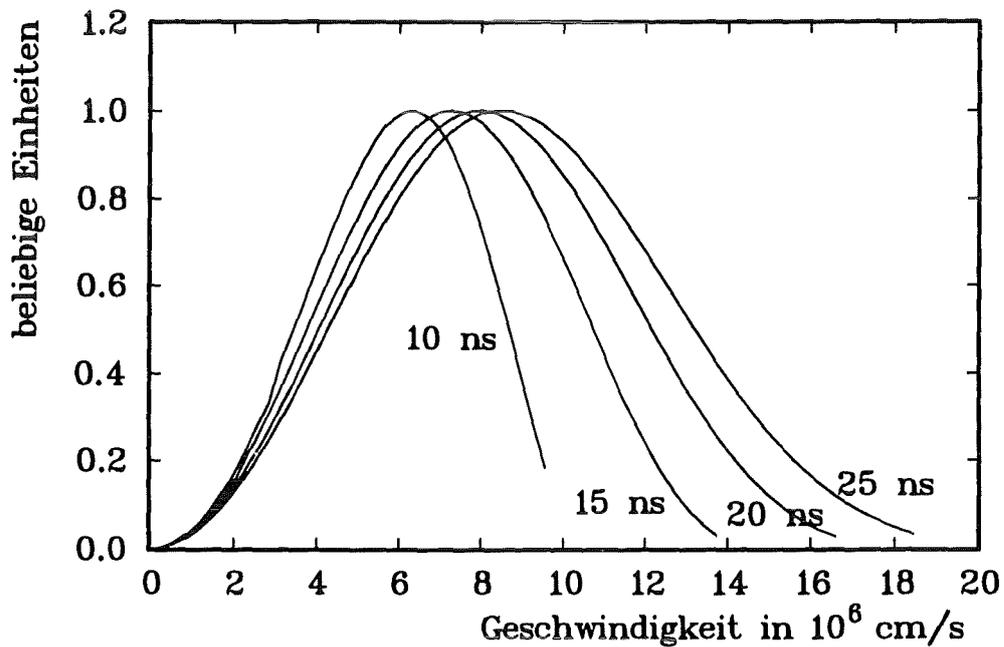


Abbildung 29: Die Größe $g(u)u^2$ wurde für verschiedene Zeiten nach der Erzeugung des Plasmas in 5 ns Schritten berechnet. Die Temperatur betrug 4 eV. Die Teilchenzahl war konstant. Man erkennt, daß die größten Veränderungen von $g(u)u^2$ in den ersten 20 ns stattfanden.

Weiter wurde versucht die berechnete Geschwindigkeitsverteilung der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung in der Form anzupassen. Hierzu waren zwei Parameter verfügbar.

Der Temperaturverlauf wurde zwar vom Stoß-Strahlungs-Modell in Kapitel 5.5 und von den spektroskopischen Messungen in Kapitel 5.8 vorgegeben, jedoch war eine Variation der Temperatur innerhalb der Unsicherheit dieser Ergebnisse möglich. Die Abbildung 31 verdeutlicht, daß die Temperatur Einfluß auf beide Flanken von $g(u)u^2$ besitzt.

Den zweiten freien Parameter bildete der Quellterm Q_P . Anstelle einer zeitlich konstanten Teilchenzahl, wurde nun die Teilchenzahl durch den Quellterm Q_P in der Kontinuitätsgleichung kontinuierlich erhöht. Der gesamte Quellterm besaß die folgende Form:

$$Q_g = \int_0^x Q_P(x) dx = N_0 \exp(-t/5ns)/5ns + N_1 \exp(-t/50ns)/50ns \quad (t \text{ in ns}).$$

Der erste Term mit der Teilchenzahl N_0 repräsentiert die Entwicklung der Durchbruchkanäle in der desorbierten Gasschicht. Seine Zeitkonstante entspricht mit 5 ns etwa der Durchbruchzeit unserer Entladung.

Der zweite Term (N_1) beschreibt den kontinuierlichen Teilchenfluß aus dem Metallhydridfilm in das Plasma. Die gesamte Teilchenzahl - also $N_0 + N_1$ - ergab sich aus den Stoß-Strahlungs-Rechnungen in Kapitel 5.5.1 zu $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Der Quellterm wurde wie folgt in die HD-Gleichungen eingebaut:

In der Kontinuitätsgleichung wurde für $x > 0,2$ mm der Quellterm $Q_P(x)$ zu Null gesetzt. Für $x \leq 0,2$ mm war $Q_P(x) = Q_g/0,2$ mm.

Hier wurde das Verhältnis von N_1 zu N_0 variiert. Wie die Abbildung 30 zeigt, beeinflußt dieser Parameter vor allem die Form der rechten Flanke von $g(u)u^2$.

Wir paßten deshalb zuerst durch Variation der Temperatur die Größe $g(u)u^2$ an die linke Flanke der gemessenen Kurve von $g(u)u^2$ an (Abbildung 31). Der hieraus gewonnene Temperaturverlauf ist in Abbildung 33 dargestellt.

Als nächstes wurde das Verhältnis von N_1 zu N_0 so verändert, daß $g(u)u^2$ auch an die Rechte Flanke der gemessenen Kurve angepaßt war.

Es zeigte sich, daß der gemessenen Kurvenverlauf nur dann mit den hydrodynamischen Rechnungen reproduziert werden kann, wenn neben dem in der Entladung erzeugten Plasma ein großer, kontinuierlicher Quellterm, der den Teilchenfluß aus dem Metallhydrid repräsentiert, berücksichtigt wird. Das Verhältnis von N_1 zu N_0 ergab sich aus diesen Rechnungen zu 9 : 1.

Betrachten wir nun die Dichteverteilung des Plasmas in Abbildung 32. Auffallend ist hier, daß das Plasma innerhalb 50 ns bis zu 8,0 mm in das Vakuum expandierte. Jedoch befand sich der größte Teil des Plasmas in der Nähe des

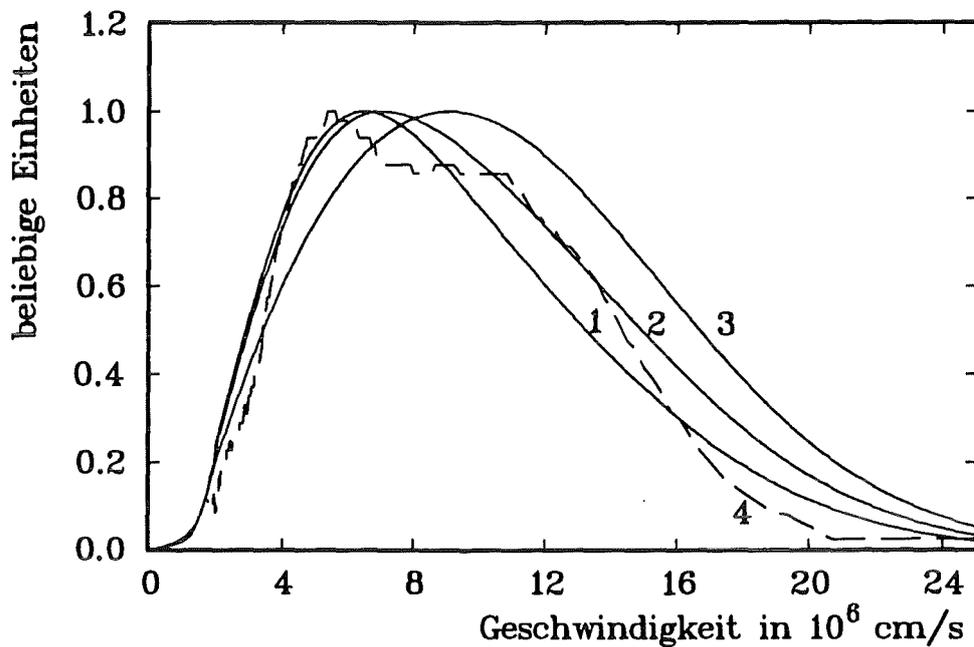


Abbildung 30: Einfluß des Teilchenflusses aus der Wand ins Plasma auf die Größe $g(u)u^2$.

In Kurve 1 ist $N_0 = 0,0 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ und $N_1 = 1,0 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$.

In Kurve 2 ist $N_0 = 0,1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ und $N_1 = 0,9 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$.

In Kurve 3 ist $N_0 = 0,3 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ und $N_1 = 0,7 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$.

Die gestrichelte Kurve (Nr. 4) zeigt den gemessenen Signalverlauf.

Metallfilms. In Abbildung 34 ist die Größe

$$\int_0^x n(x') dx'$$

über der Entfernung x vom Metallfilm aufgetragen. Es zeigt sich, daß 60 % des Plasmas nicht weiter als 2 mm expandiert ist.

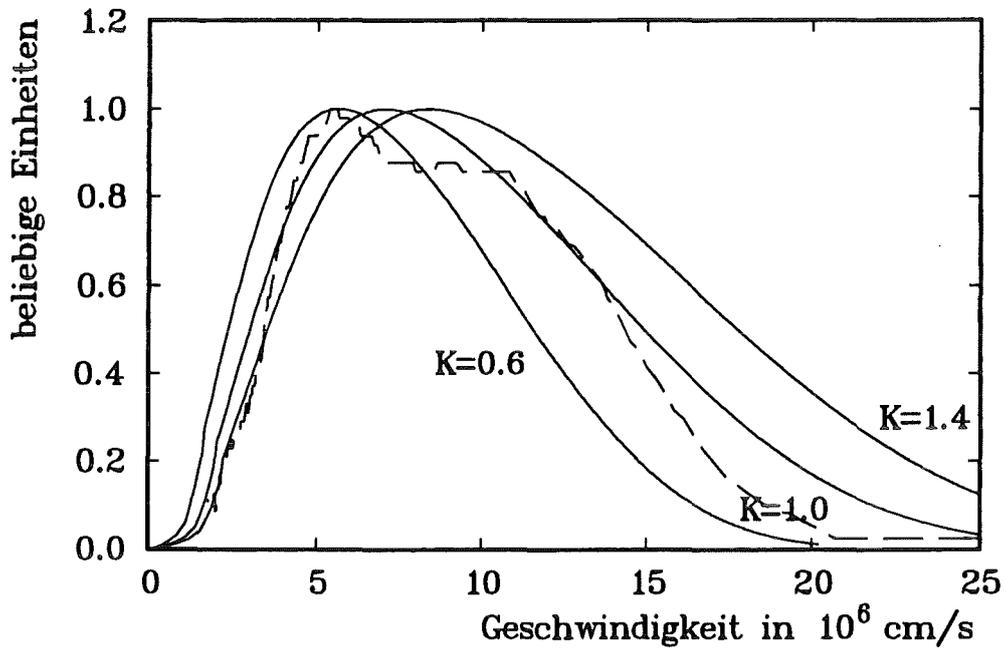


Abbildung 31: Einfluß der Temperatur auf die Größe $g(u)u^2$. Hierbei wurde der Temperaturverlauf in Abbildung 33 mit dem Faktor K multipliziert. Die gestrichelte Kurve zeigt den gemessenen Signalverlauf.

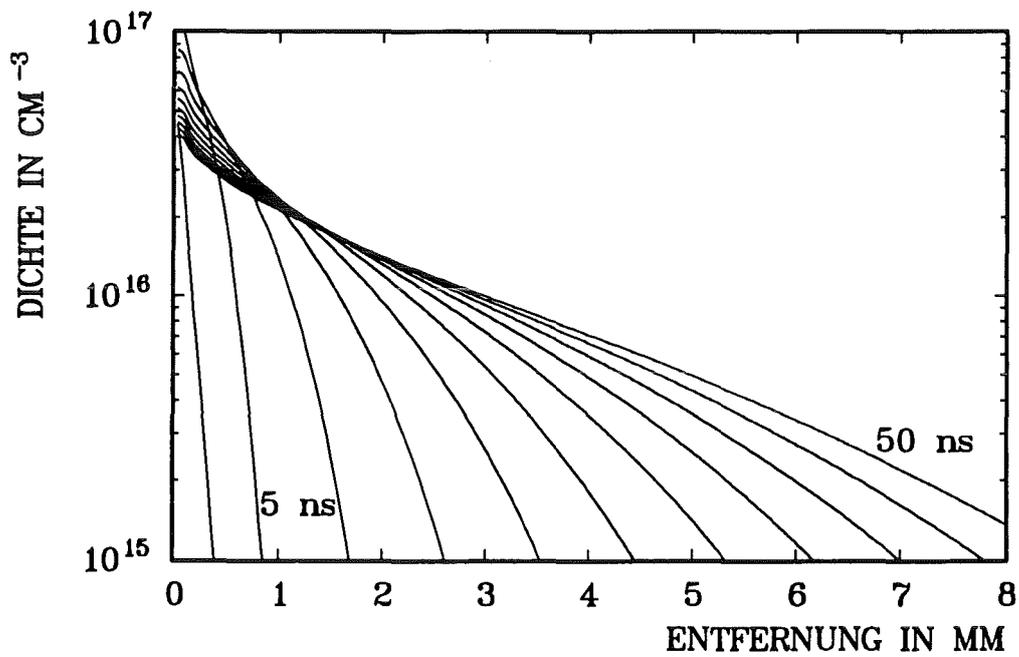


Abbildung 32: Dichteverteilung eines expandierenden Plasmas mit Teilchenflusses aus der Wand ins Plasma. Die Dichteprofile sind in 5 ns Zeitschritten aufgetragen.

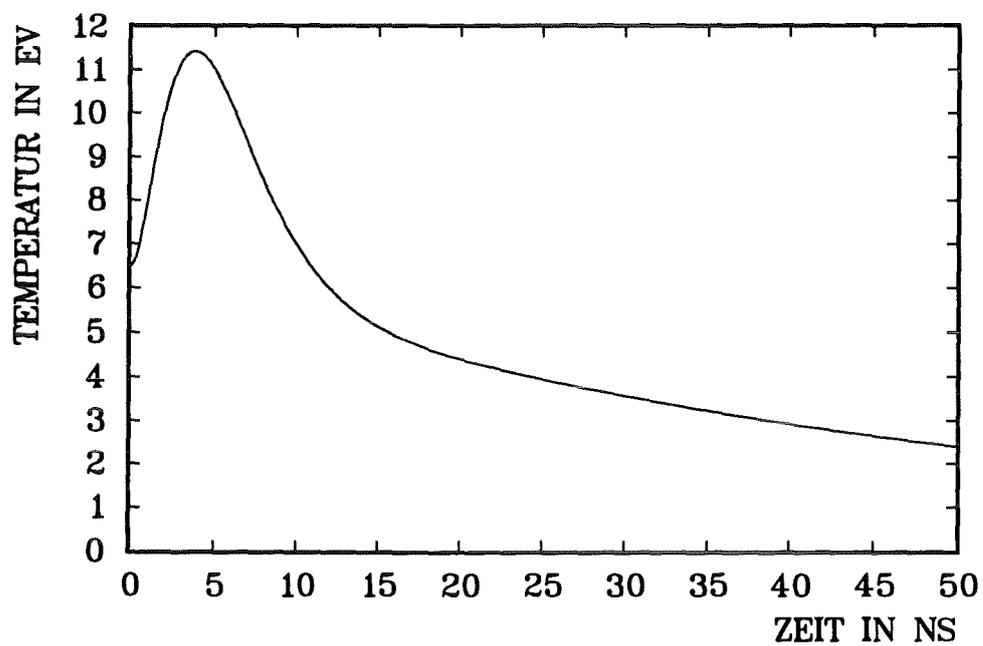


Abbildung 33: In den hydrodynamischen Rechnungen verwendeter Temperaturverlauf.

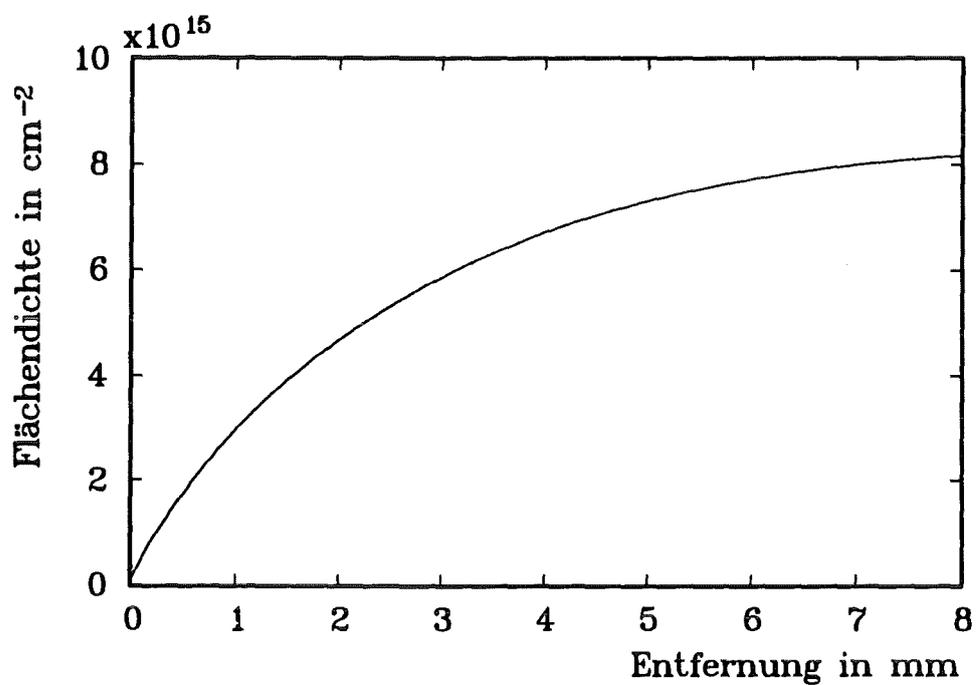


Abbildung 34: Berechnete Plasmaflächendichte über der Entfernung von der Wand und 50 ns nach dem Beginn der Expansion dar.

5.3 Thermodynamische Gleichgewichte

Bevor das Stoß-Strahlungs-Modell vorgestellt wird, soll hier sein theoretischer Hintergrund und die Motivation für das Modell beschrieben werden. Hierzu werden die verschiedenen thermodynamischen Gleichgewichtsbegriffe eingeführt.

Ein vollständiges thermodynamischen Gleichgewicht (VTG) bildet sich in einem abgeschlossenen System aus, z.B. in einem Hohlraum mit isothermen Wänden. Hier ist jeder Energietransferprozeß mit seinem entgegenlaufenden Prozeß im Gleichgewicht. Das System kann durch seine globalen thermodynamischen Zustandsgrößen Druck und Temperatur beschrieben werden. Ein solches System läßt sich bei Raumtemperatur in guter Näherung herstellen, ist aber für heiße Plasmen praktisch nicht zu verwirklichen. Denn die Plasmen grenzen unvermeidlich an kältere Materie (Wände oder Umgebungsgas) oder an das Vakuum. Deshalb strömt Energie aus dem Plasma.

Ein stationäres Plasma kann erreicht werden, wenn dieser Energieverlust durch einen Aufheizprozeß kompensiert wird. Jedoch stellt sich für das Plasma je nach Art der einzeln ablaufenden Energietransferprozesse für jeden Energiefreiheitsgrad (z.B. Translation der Elektronen und Ionen, Besetzungsdichten der Anregungsniveaus) eine eigene Verteilungsfunktion ein, die vom Ort abhängt. Bei nichtstationären Plasmen hängt diese zusätzlich noch von der Zeit ab. Insbesondere können aufgrund des schwachen Energietransfers bei elastischen Stößen zwischen Elektronen und Ionen die Ionen- und Elektronentemperatur voneinander verschieden sein. In dichten Plasmen findet jedoch ein starker Energietransfer durch Stöße statt. Näherungsweise kann sich ein Zustand ausbilden, der als lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTG) bezeichnet wird.

Im LTG existieren am Ort r in einem kleinen Volumenelement dV eine einheitliche Temperatur und ein einheitlicher Druck, die den Ionisationszustand, die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und die Verteilung der Anregungsenergien wie im VTG bestimmen. Davon ausgenommen ist das Strahlungsfeld. Die Temperatur und der Druck sind nun jedoch ortsabhängig. Hat ein Plasma LTG erreicht, wird die Interpretation des emittierten Strahlungsspektrums stark vereinfacht, und es lassen sich aus diesem Spektrum leicht Rückschlüsse auf die Plasmaparameter ziehen. Die Besetzungsdichten der Anregungsniveaus folgen der Boltzmannverteilung:

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT}\right)$$

n_i, n_j : Besetzungsdichten des einzelnen Energieniveaus.

g_i, g_j : statistische Gewichte (Entartungsfaktoren).

ΔE_{ij} : Energiedifferenz zwischen den Energieniveaus.

Weiterhin sind die Besetzungsdichten der Niveaus der verschiedenen Ionisationszustände miteinander und mit den freien Elektronen durch die Saha-Gleichung verknüpft.

$$\frac{n_{0,z+1}}{n_{i,z}} = \frac{2}{n_e} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{g_{0,z+1}}{g_{i,z}} \exp\left(-\frac{E_{ion} - E_i}{k T_e}\right)$$

z : Index für die Ionisationsstufe.

h : Plancksches Wirkungsquantum.

E_{ion} : Ionisationsenergie.

E_i : Energie des Niveaus i .

n_e : Elektronendichte.

In vielen Fällen erreichen die untersuchten Plasmen auch das LTG nicht. Insbesondere bei Entladungen in einem dichtem Gas oder wenn das Plasma Kontakt mit einer Wand besitzt, aus der Materie erodiert wird, kommt es zu einer dauernden Überbesetzung der unteren Anregungsniveaus. Befindet sich das Niveau n_i und alle Anregungsniveaus oberhalb von n_i im LTG, so wird dieser Zustand partielles thermodynamisches Gleichgewicht PLTG für das Niveau n_i genannt.

5.4 Prozesse der Anregung und Ionisation

Weicht ein Plasma vom PLTG ab, so ist für die spektroskopische Plasma-diagnostik die genaue Analyse der Anregungs- und Ionisationsprozesse notwendig. Betrachten wir das Energieniveausystem eines Atoms und seiner ersten Ionisationsstufe. Die Energieniveaus werden durch Stöße mit den freien Elektronen bevölkert und entvölkert. Neben den Stoßprozessen finden auch Strahlungsübergänge im Atom bzw. Ion statt. Die Strahlungsabsorption bevölkert, die spontane und induzierte Linienemission entvölkern die höheren Energieniveaus. Weiter sind durch Ionisations- und Rekombinationsprozesse Übergänge von einem Ionisationszustand zum anderen möglich. Ähnlich der Anregung erfolgt auch die Ionisation durch Stöße und Strahlung. So kann ein Atom oder Ion, angeregt oder im Grundzustand, durch einen Stoß mit einem Elektron ionisiert werden und sich danach im Grundzustand oder im angeregten Zustand der nächsten Ionisationsstufe befinden. Die Energie, die für die Ionisation, die Anregung und die kinetische Energie des freigewordenen Elektrons benötigt wird, muß vom stoßenden Elektron abgegeben werden. Beim Umkehrprozeß der Dreistoßrekombination bilden eines der beiden stoßenden

Elektronen und das Ion die nächst niedrigere Ionisationsstufe. Das andere Elektron übernimmt hierbei die freiwerdende Energie als kinetische Energie. Neben der Ionisation durch Stöße findet auch Photoionisation durch Absorption von Strahlung genügend hoher Energie ($h\nu > \text{Ionisationsenergie}$) statt. Beim Umkehrprozeß der Photorekombination durch frei-gebundene-Übergänge wird Kontinuumstrahlung emittiert (Rekombinationskontinuum).

Dadurch, daß im VTG jeder Übergangsprozeß mit seinem Umkehrprozeß in detailliertem Gleichgewicht ist, sind die Übergangsraten mit den Raten der entsprechenden Umkehrprozesse über die Saha-Gleichung bzw. Boltzmann-Gleichung gekoppelt. Diese Beziehung gilt auch im nicht-VTG, solange eine Elektronentemperatur existiert.

Die Änderung der Besetzungsdichte eines Niveaus wird durch die Summe aller bevölkernden und entvölkernden Übergangsraten bestimmt.

$$\frac{dn_i}{dt} = \text{bevölkernde Raten} - \text{entvölkernde Raten}$$

Aus dem System der Ratengleichungen für alle Energieniveaus läßt sich der Anregungszustand der Atome und Ionen in Abhängigkeit von der Elektronendichte und -temperatur bestimmen. Zwar kann sich im Plasma ein stationärer Zustand einstellen ($dn_i/dt = 0$), trotzdem können die Bevölkerungsdichten von den Dichten im LTG oder PLTG abweichen.

Hierzu kommt es zum Beispiel, wenn die Stoßanregung die Entvölkerung der Niveaus durch spontane Emission nicht ausgleichen kann. Im allgemeinen wird angenommen, daß die Bevölkerung der Niveaus durch Stöße dominiert wird, wenn die Rate der spontanen Emission kleiner als 10% der Übergangsrate durch Stöße ist. Hieraus leitete Griem [56] eine notwendige Bedingung für das Erreichen von LTG ab. Sie lautet für die Elektronendichte:

$$n_e \geq 9 \cdot 10^{17} \left(\frac{\Delta E_{ij}}{13,6 \text{ eV}} \right)^3 \left(\frac{T_e}{13,6 \text{ eV}} \right) \text{ cm}^{-3},$$

wobei ΔE_{ij} die größte Energielücke (in eV) zwischen den Energieniveaus der Ionen bzw. Atome ist.

Für Wasserstoff ergibt sich

$$n_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (T_e = 5 \text{ eV}).$$

Die experimentellen Ergebnisse zeigten, daß in unserem Plasma diese Bedingung nicht erfüllt war.

Das PLTG für das n_2 Niveau ($n=2$) wird nach Griem [56] schon bei

$$n_e \geq \frac{7 \cdot 10^{18}}{n^{17/2}} \left(\frac{T_e}{13,6 \text{ eV}} \right) \text{ cm}^{-3}$$

erreicht. Diese Bedingung war in unserem Plasma mit $n_e \geq 1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ($T_e = 5 \text{ eV}$) weitgehend erfüllt.

Die bisherigen Betrachtungen galten einem stationären Plasma. In einem nichtstationären Plasma können jedoch trotz einer genügend hohen Elektrodendichte große Abweichung vom LTG und PLTG existieren. Zum Beispiel kommt es in einem ionisierenden Plasma zu einer dauernden Überbesetzung des Grundzustandes. Ein ionisierendes Plasma liegt dann vor, wenn sich eine Entladung in einem dichten Neutralgas entwickelt, oder wenn kaltes Material in ein Plasma hineinströmt. Da die anderen Niveaus durch die Stoßanregung an den Grundzustand gekoppelt sind, werden auch deren Besetzungsdichten erhöht. Innerhalb der Stoßzeiten (inverse Stoßraten) stellt sich ein quasi-stationärer Zustand ein bei dem die Besetzungsdichten abhängig von ihrer Kopplung an den Grundzustand von den LTG Besetzungen abweichen. Diesen Effekt haben McWhirter und Hearn [60] beschrieben. Sie geben für die Besetzungsdichten n_j wasserstoffartiger Atome und Ionen folgenden Beziehung an:

$$\frac{n_j}{n_j^E} = r_0(j) + r_1(j) \frac{n_1}{n_1^E}$$

n_j^E ist die Besetzungsdichte des Zustandes j im LTE.

Mit Hilfe der tabellierten Koeffizienten $r_0(j)$, $r_1(j)$ erhält man bei einer Elektrodendichte von $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und bei einer Temperatur von $T_e = 5 \text{ eV}$:

$$\frac{n_3}{n_3^E} = 1,0 + 3,2 \cdot 10^{-3} \frac{n_1}{n_1^E}$$

Das bedeutet, daß die Besetzungsdichte des $n = 3$ Niveau der im LTG entspricht, wenn die Überbesetzung des Grundzustandes kleiner als ≈ 100 ist.

Wie wir später sehen werden, war diese Bedingung in unseren Plasmen nicht immer erfüllt. Selbst die Annahme eines quasistationären Zustandes traf für unser Plasma nicht immer zu. So beträgt die Relaxationszeit für Übergänge zwischen dem Grundzustand und dem $n = 2$ Niveau von Wasserstoff 4,2 ns ($n_e = 5 \cdot 10^{16}$, $T_e = 5 \text{ eV}$). Die Heizphase im Plasma, daß heißt die Zeit in der die Energie in die Entladung eingekoppelt wurde, betrug nur 5 ns (siehe Kapitel 3). Deshalb war es notwendig, eine detaillierte Berechnung der Übergangsprozesse im Plasma durchzuführen.

5.5 Das Stoß-Strahlungs-Modell

Wir stellen hier zunächst den Aufbau des Stoß-Strahlungs-Modells dar. Danach wird der Einfluß der Unsicherheit in den Übergangsraten auf die Ergebnisse der Stoß-Strahlungs-Rechnung untersucht. Schließlich werden vier Stoß-Strahlungs-Rechnungen durchgeführt, bei denen der einzige frei wählbare Parameter Q_H (Wasserstoffquellterm) variiert wird. Wie in den HD-Rechnungen (Kapitel 5.2) zeigt sich auch hier, daß nur ein kontinuierlicher Teilchenfluß aus dem Metallhydrid in das Plasma mit den Meßergebnissen vereinbar ist. Für diesen Quellterm wird Abweichung der Niveaubesetzung von der LTG-Besetzung berechnet.

Die Berechnung der zeitabhängigen Besetzungsdichten von Energieniveaus erfordert, wenn kein LTG existiert, die explizite Lösung des im Prinzip unendlichen Gleichungssystems:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_e^2 n_{z+1} S_i^* + n_e n_{z+1} \alpha_i + n_e \left[\sum_{j=1}^{j=i-1} n_j K_{ji} + \sum_{j=i+1}^{j=n_{max}} n_j K_{ji}^* \right] + \sum_{j=i+1}^{j=n_{max}} n_j A_{ij} - n_e n_i S_i - n_e n_i \left[\sum_{j=i+1}^{j=n_{max}} K_{ij} - \sum_{j=1}^{j=i-1} K_{ij}^* \right] - n_i \sum_{j=1}^{j=i-1} A_{ij}.$$

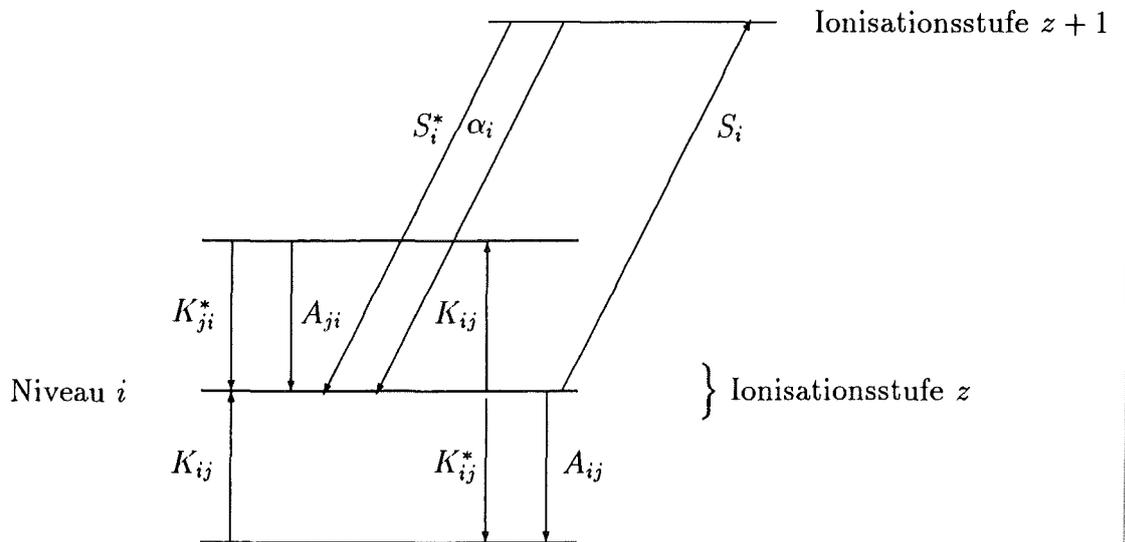


Abbildung 35: Darstellung der Übergangsprozesse am Beispiel des Niveaus i . Die Niveaus j sind stellvertretend für alle anderen Niveaus.

In Abbildung 35 sind die hier berücksichtigten bevölkernden und entvölkernden Prozesse dargestellt. Das Niveau i wird aus allen energetisch tieferliegenden

den Niveaus j durch die Stoßanregung K_{ij} und aus den über ihm liegenden Niveaus durch die Stoßabregung K_{ji}^* und die spontane Emission A_{ji} bevölkert. Zusätzlich wird das Niveau i durch die Dreier-Stoß-Rekombination S_i^* und die Strahlungsrekombination α_i aus der nächsten Ionisationsstufe n_{z+1} bevölkert.

Entvölkert wird das Niveau durch folgende Prozesse:

Die Stoßübergänge K_{ij} bzw. K_{ij}^* in die anderen Energieniveaus und die spontane Emission A_{ij} in die tieferliegenden Niveaus vermindern die Besetzungsdichte des Niveaus i . Weiter sind von Übergänge durch Stoßionisation S_i vom Niveau i in die nächste Ionisationsstufe möglich. Im allgemeinen besitzt die Übergangswahrscheinlichkeit der spontanen Emission A noch einen Faktor τ , der Absorption von Lichtquanten im Plasma berücksichtigt, wobei $(1 - \tau)$ die Wahrscheinlichkeit für die Absorption ist. In unserem Fall einer optisch dünnen Plasmaschicht wurde $\tau = 1$ gesetzt. Die Messungen der optischen Dichte rechtfertigten dies. Die Photoionisation konnte in unserem Plasma ebenfalls vernachlässigt werden.

Da, wie später gezeigt wird, das Plasma überwiegend aus Protonen und Wasserstoff bestand, wurde ein Stoß-Strahlungs-Modell, das nur Wasserstoff berücksichtigt verwendet.

Die Raten der Stoßübergänge stammen von Sampson [63]. Die Stoßionisation wurde aus [63] und die Strahlungsrekombination aus [64] entnommen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für die spontane Emission stammen aus [55]. Sampson gab die Genauigkeit der Übergangsraten mit 20 % an, wobei der größte Fehler bei der Übergangsraten vom Grundzustand n_1 in das n_2 Niveau war.

Die Niveaus mit der Quantenzahl n besitzen die Energie $E_n = E_H(1 - 1/n^2)$ ($E_H = 13,6$ eV, ist die Ionisationsenergie von Wasserstoff).

Die Tatsache, daß in einem Plasma das Potential des Wasserstoffatoms durch die Wechselwirkung mit den anderen Plasmateilchen gestört wird, führt nach Griem [56] zu einer Verringerung der Ionisationsenergie um

$$\Delta E_r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\rho_D},$$

$$\rho_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 2n_e}}.$$

Hieraus berechnete Griem die größte Quantenzahl n_{max} , deren Energie noch unterhalb der neuen Ionisationsgrenze liegt zu

$$n_{max} \leq \sqrt{\frac{E_H}{\Delta E_r}}.$$

Für unsere Plasmaparameter war n_{max} etwa 20. Es mußten aber nicht alle 20 Niveaus bei der Lösung des Gleichungssystems des Stoß-Strahlungs-Modells

in gleicher Weise berücksichtigt werden. Die Niveaus, deren Energieabstand zur Ionisationsgrenze klein war, befanden sich wegen der deshalb großen Übergangsraten im Saha-Boltzmann-Gleichgewicht mit der nächsten Ionisationsstufe, hier den Protonen. Saha-Boltzmann-Gleichgewicht bedeutet, daß die Niveaus nach der Saha-Gleichung bzw. Boltzmann-gleichung besetzt sind. Deshalb war es nicht notwendig, die Übergänge innerhalb dieser Niveaus explizit zu berechnen. Im weiteren wurden diese Niveaus als Saha-Boltzmann-Niveaus (SB-Niveaus) bezeichnet, während die übrigen Niveaus als NLTG-Niveaus bezeichnet wurden. Im Modell wurden Übergänge von den NLTG-Niveaus zu den Saha-Niveaus und umgekehrt berücksichtigt. Innerhalb der NLTG-Niveaus wurden alle Übergänge berechnet. Die Protonen bildeten das einzige Niveau der nächsten Ionisationsstufe. Da die Saha-Niveaus im Gleichgewicht mit den Protonen waren, mußten Ionisations- und Rekombinationsübergänge nur aus den NLTG-Niveaus berücksichtigt werden. Das ganze Gleichungssystem wurde in die Matrixform

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = \mathbf{T}\vec{n} + \vec{R} + \vec{Q}_H$$

gebracht, wobei der Vektor \vec{n} die einzelnen NLTG-Niveaus darstellte. Die Matrix \mathbf{T} und der Vektor \vec{R} repräsentieren die Übergänge. Der Quellterm \vec{Q}_H beschreibt den Wasserstofffluß aus dem Metallhydrid in das Plasma.

Diese Darstellung entspricht der von Bohn [62]. Die Lösung dieses Differentialgleichungssystems erfolgte mit einem Runge-Kutta-Algorithmus. Während der Rechnung wurde kontrolliert wie weit ein NLTG-Niveau vom Saha-Boltzmann-Gleichgewicht abweicht. Bei Abweichungen unter 1 % wechselte es in die Gruppe der SB-Niveaus, und der Rang der Matrix \mathbf{B} wurde um eins verringert. Bei Abweichungen größer als 20 % wurde das nächst höhere Energieniveau in die NLTG-Gruppe aufgenommen.

Neben der Berechnung der Niveaubesetzungsdichten wurden in diesem Modell auch Teilchen und Energiebilanzen durchgeführt. Zunächst wurde die Zustandssumme $Z = \sum_{i=1}^{n_{max}} n_i$ berechnet.

Da hier ein reines Wasserstoffplasma vorausgesetzt wurde, entsprach die Zahl der Elektronen der Zahl der Protonen. Die Elektronendichte wurde dann aus $n_e = n_p$ berechnet. Die gesamten Teilchenzahlen ergaben sich aus der Multiplikation der Dichten mit dem Volumen V . Wir nahmen hier vereinfachend an, daß das Plasma mit der Schallgeschwindigkeit expandierte. Diese Annahme stützte sich auf die Ergebnisse des HD-Modell, die zeigten, daß trotz einer schnellen Expansion eines Teiles des Plasmas, der größte Teil des Plasmas sich nur wenig von der Wand entfernte. Die Expansionsgeschwindigkeit dieses Teils des Plasmas entsprach etwa der Schallgeschwindigkeit. So war das Volumen $V = \int_0^t A v_{schall}(T) dt'$ (A Einheitsfläche = 1 cm^2). Weiterhin war die elektrische Leistung, die in das Plasma eingekoppelt wurde, bekannt.

Die bis zu einem Zeitpunkt t zum Heizen des Plasmas verbrauchte Energie mußte der Summe aller Energien, die die einzelnen Plasmakomponenten besaßen, entsprechen.

Hierzu zählten:

Die Anregungsenergie der Wasserstoffatome, die Ionisationsenergie aller Protonen (13,6 eV), die Lösungsenthalpie des Wasserstoffs im Metallhydrid (≈ 4 eV) und die kinetische Energie der Atome, Elektronen und Protonen (je $3/2$ kT). Hierbei wurde angenommen, daß alle drei die gleiche Temperatur besaßen. Dies traf, wie im Kapitel 5.2 gezeigt wurde, bei Elektronendichten von größer als 10^{17}cm^{-3} zu. Zusätzlich wurden die Strahlungsverluste und die Kühlung durch adiabatische Expansion ($dE = -pdV$) berücksichtigt. Durch die Energiebilanz war die Temperatur festgelegt. Den einzigen frei wählbaren Parameter in dem Modell bildete der Neutralteilchenfluß aus der Wand in Plasma. Dieser wurde im Gleichungssystem für die Besetzungsdichten als Quellterm ($Q_H(t)$) berücksichtigt, wobei nur der Grundzustand einen Quellterm besaß. Wir nahmen für den Quellterm wie in Kapitel 5.2 den folgenden zeitlichen Verlauf an:

$$Q_H(t) = N_0 \exp(t/5ns)/5ns + N_1 \exp(t/50ns)/50ns.$$

Der erste Term von Q_H repräsentiert das Wachstum der Durchbruchkanäle in der desorbierten Gasschicht. Der zweite Term beschreibt den Neutralteilchenfluß aus der Wand. Das Modell lieferte als Ausgabegrößen:

- 1) Die Besetzungsdichten der einzelnen Niveaus.
- 2) Die mittlere Elektronen- und Protonendichte.
- 3) Die mittlere Temperatur.

Alle drei Größen wurden auch experimentell bestimmt. Durch geeignete Wahl des Neutralteilchenflusses konnten die Ausgabegrößen mit den experimentell gemessenen Werten in Übereinstimmung gebracht werden.

5.5.1 Ergebnisse

Zunächst wurde der Einfluß der Unsicherheit der Übergangsraten auf die Ergebnisse des Stoß-Strahlungs-Modells untersucht. Hierzu wurde die Stoßrate für den Übergang $n_1 \rightleftharpoons n_2$ um 20% variiert. Abbildung 36 zeigt die Niveautemperatur des Grundzustandes für diese Variation der Stoßraten. Die Niveautemperatur ist die Temperatur, für die die Besetzungsdichte des Niveaus der des Saha-Boltzmann-Gleichgewichts entspricht (siehe Kapitel 5.8). In dieser Rechnung waren Dichte und Temperatur (Elektronentemperatur) konstant ($T_e = 5$ eV, $n_e = 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$). Es zeigte sich, daß die Variation der Übergangsraten nur wenig Einfluß auf die Ergebnisse unserer Rechnung hatte.

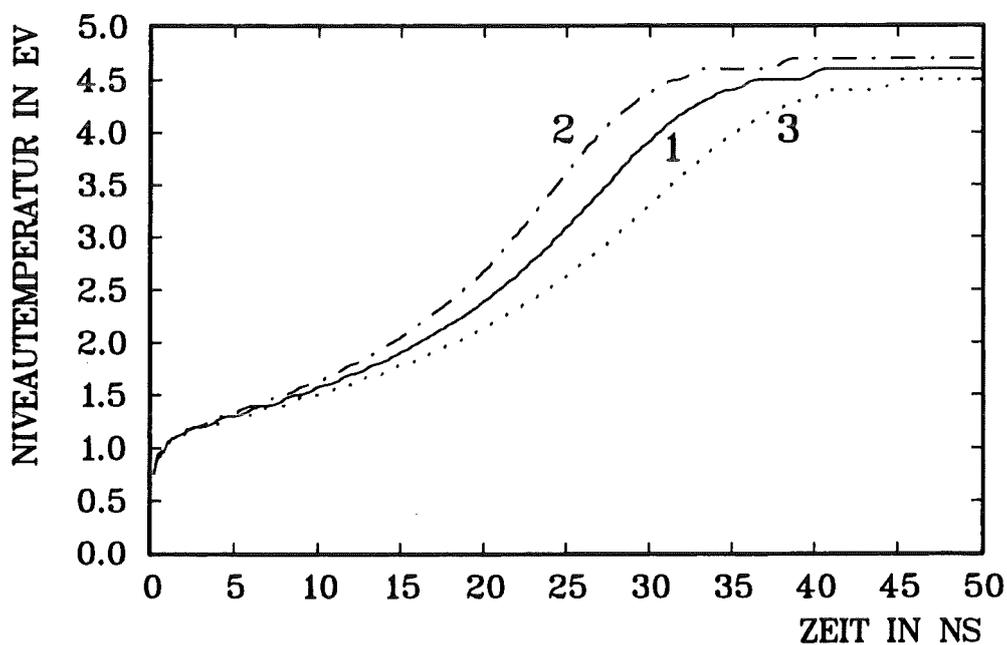


Abbildung 36: Einfluß einer um 20 % niedrigeren bzw. höheren Stoßübergangsrate K_{12} (vom $n=1$ zum $n=2$ Niveau in Wasserstoff) auf die Ionisation von Wasserstoff bei $n_e = 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ und $T_e = 5 \text{eV}$.

Die Niveau-Temperatur vom Grundzustand wird dargestellt.

Kurve Nr.1: $1,0 \cdot K_{12}$.

Kurve Nr.2: $1,2 \cdot K_{12}$.

Kurve Nr.3: $0,8 \cdot K_{12}$.

Im Folgenden werden die Ergebnisse von Stoß-Strahlungs-Rechnungen mit 4 verschiedenen Quelltermen Q_H vorgestellt. Aus den dabei durchgeführten Energie- und Teilchenbilanzen wurden die Temperatur und die Dichte ermittelt.

In der Größe Q_H wurden die Faktoren N_0 und N_1 , wie in Tabelle 1 aufgelistet, variiert.

In den Abbildungen 37, 38 und 39 werden die mit den unterschiedlichen Quelltermen berechneten Temperaturen, Dichten und Niveaubesetzungen dargestellt. Beim Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zeigt sich, daß die Rechnung mit dem Quellterm Nummer 1 unser Plasma am besten beschreibt. Die berechneten Elektronendichten der Quellterme Nr. 2, 3 und 4 sind nicht mit den gemessenen Elektronendichten vereinbar. Die Elektronendichte konnte mit verschiedenen Meßmethoden relativ genau bestimmt werden (Kapitel 5.7).

Die Temperatur der Rechnung mit dem Quellterms Nr.1 befindet sich gerade noch innerhalb der Fehlertoleranz der gemessenen Tempertur (Kapitel 5.8). Ein kleinerer Wert für N_0 als $0,3 \cdot 10^{16} cm^{-2}$ führt zu einer zu hohen Anfangstemperatur und ist deshalb nicht sinnvoll.

Das Verhältnis von N_1 zu N_0 beträgt also hier 7 zu 3, und die Gesamtflächen-dichte des freigesetzten Wasserstoffs konnte auf $10^{16} cm^{-3}$ bestimmt werden.

Im Vergleich mit den Ladungsmonitormessungen sagt das Stoß-Strahlungs-Modell einen erheblich größeren Term N_0 voraus. Dies ist aber kein Widerspruch, weil der Quellterm Q_H im Stoß-Strahlungs-Modell den Wasserstofffluß ins Plasma beschreibt, während der Quellterm Q_P im HD-Modell die Plasmaerzeugung repräsentiert. Da die Ionisation des Wasserstoffs nicht instantan erfolgt, sondern am Anfang im Durchschnitt etwa 10 ns dauert, taucht ein Teil des schnell freigesetzten Wasserstoffs (Term N_0 in Q_H) im Term N_1 des Quellterms Q_P (HD-Modell) auf.

Tabelle 1: Auflistung der verwendeten Quellterme.

Nr.	$N_0[10^{16} cm^{-2}]$	$N_1[10^{16} cm^{-2}]$
1	0,3	0,7
2	0,5	0,5
3	1,0	0,0
4	1,0	1,0

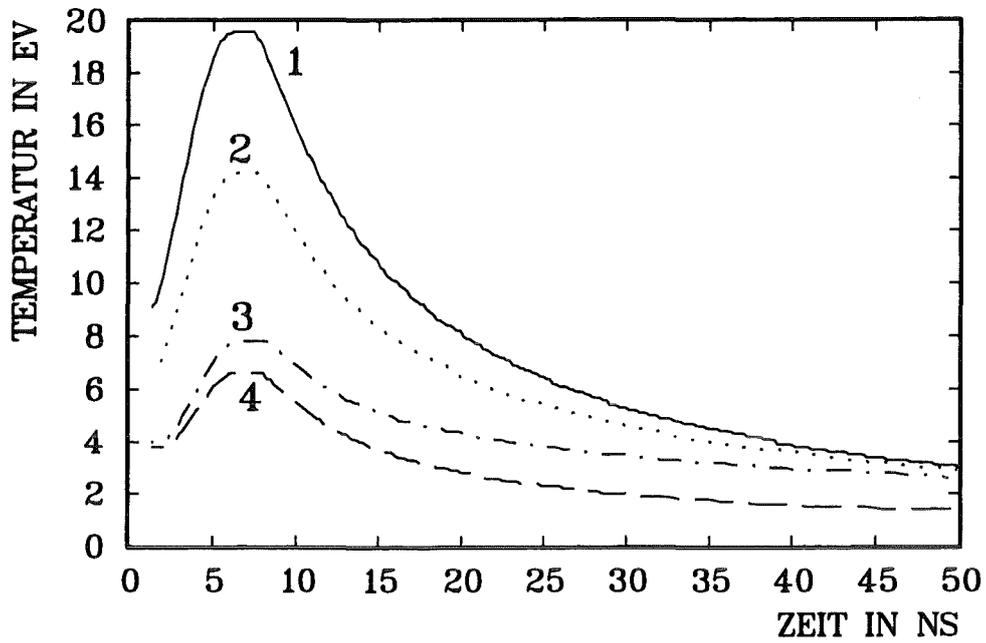


Abbildung 37: Berechneter zeitlicher Temperaturverlauf für die vier unterschiedlichen Quellterme. Die Nummerierung der Kurven entspricht der der Quellterme in der Tabelle 1.

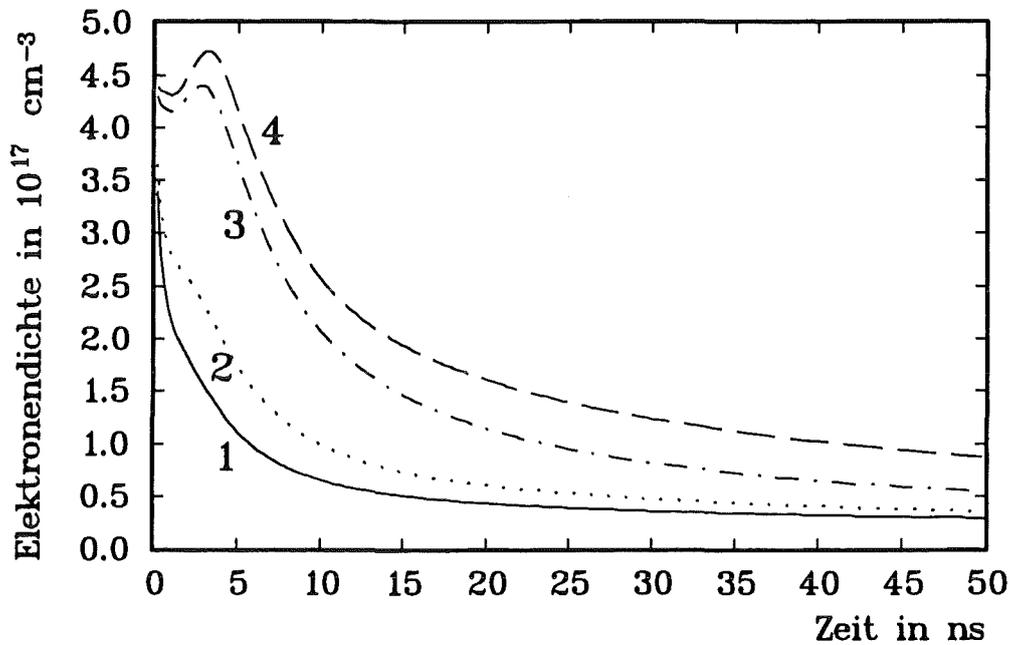


Abbildung 38: Berechnete mittlere Elektronendichte für die vier unterschiedlichen Quellterme (1).

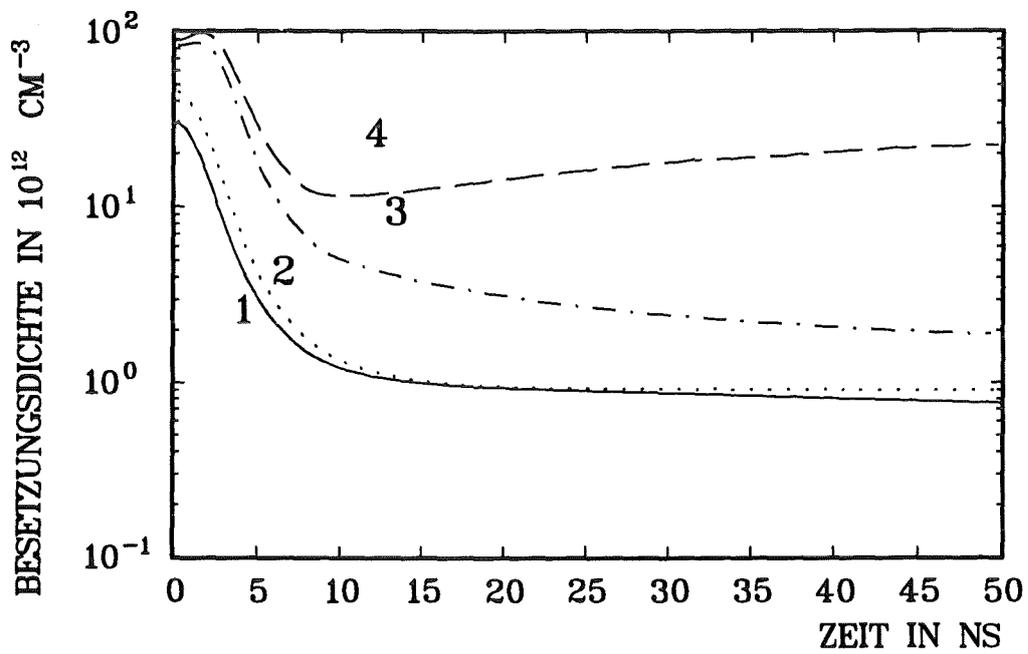


Abbildung 39: Berechnete Niveaubesetzungsdichte des n_3 Niveaus für die vier unterschiedlichen Quellterme (1).

Als Nächstes wurde die Abweichung der Niveaubesetzungsdichten vom LTG berechnet. In dieser Rechnung wurde der Quellterm von Kurve Nr. 1 in Tabelle 1 verwendet. Die Abbildung 40 zeigt die Ergebnisse. Die Überbesetzung des Grundzustandes betrug $10^4 - 10^3$. PLTG stellte sich selbst für das $n=4$ Niveau erst nach 50 ns ein.

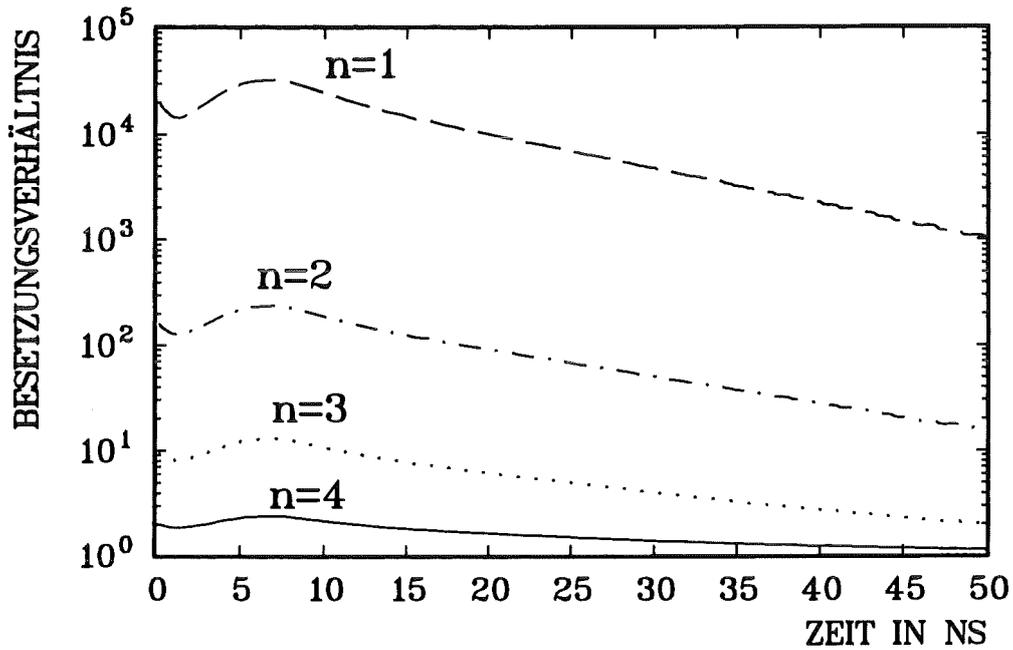


Abbildung 40: Abweichung der Niveaubesetzungsdichte von der Gleichgewichtsbesetzungsdichte (LTG). Es sind die Verhältnisse der mit dem Stoß-Strahlungsmodell berechneten Besetzungen zu den LTG-Besetzungen aufgetragen. Hier wurde der Quellterm Nr.1 verwendet. Die Kurvennummern entsprechen den Hauptquantenzahlen der Wasserstoffniveaus.

5.6 Optische Dichte

Für die Bestimmung der Besetzungsdichten aus den Linienintensitäten mußte sichergestellt werden, daß die Intensitäten nicht durch Absorption verfälscht wurden.

McFarlane [50] führte für unsere Plasmaparameter Berechnungen der optischen Dichte durch. Hierbei zeigt es sich, daß die Absorption der H_α -Linie am stärksten ist. Ab einer Temperatur von unter 2,5 eV sollte sich die Intensität der H_α -Linie deutlich vermindern.

Neben diesen Berechnungen wurde die optischen Dichte der H_α -Linie auch experimentell bestimmt. Hierzu wurde hinter dem Plasma ein Spiegel angebracht und so justiert, daß das Licht aus einer Plasmaschicht vom Spiegel wieder zurück durch diese Plasmaschicht zum Spektrometer reflektiert wurde.

Zunächst wurde die Erhöhung der Intensität der CII 4267 Å Linie (einfach ionisierter Kohlenstoff) durch den Spiegel gemessen. Diese Linie war nach McFarlane [50] in unserem Plasma frei von Absorption. Mit dem Spiegel konnte die Intensität der Linie gegenüber Messungen ohne Spiegel um den Faktor 1,4 erhöht werden.

Die Verluste waren eine Folge der optischen Tiefenschärfe und der unterschiedlichen optischen Abbildungsverhältnisse für die ungespiegelten und gespiegelten Lichtstrahlen.

Der Faktor 1,4 wurde bei den Messungen der H_α -Linie ebenfalls erreicht. Somit kann angenommen werden, daß unser Plasma optisch dünn war. Absorption konnte eventuell im Abstand von unter 0,2 mm existieren, da hier zum einen das Plasma eine höhere Dichte besaß, zum anderen eine genaue Justierung des Spiegels für diesen Abstand nicht mehr möglich war und somit keine experimentellen Ergebnisse vorliegen.

5.7 Messung der Elektronendichte

In unseren Experimenten wurde die Elektronendichte des Plasmas aus der Stark-Verbreiterung von Kohlenstoff- und Wasserstofflinien bestimmt. Zusätzlich konnte die Elektronendichte in einigen wenigen Experimenten interferometrisch gemessen werden.

Zunächst soll jedoch hier der theoretische Hintergrund der Stark-Verbreiterungsmechanismen beschrieben werden. Für die Beschreibung dieser Linien-Verbreiterung gibt es zwei verschiedene Approximationen [56].

In der Stoß-Näherung werden die Energieniveaus des emittierenden Atoms oder Ions durch das elektrische Feld des Stoßteilchens um den Energiebetrag ΔE verschoben (Stark-Effekt). ΔE ist für Wasserstoff und für wasserstoffähnliche Stoffe proportional zum elektrischen Feld (linearer Stark-

Effekt). Für andere Atome und Ionen hängt ΔE quadratisch vom elektrischen Feld ab (quadratischer Stark-Effekt). Die Stoßzeit ist hier kürzer als die Zeit, in der die Strahlung emittiert wird. Diese Feldstörung bei der Emission von Linienstrahlung führt zu einem Lorentz-Profil der Linie, dessen Halbwertsbreite proportional zur Dichte der Störteilchen ist. Dies gilt sowohl für den linearen als auch für den quadratischen Stark-Effekt. Den größten Anteil an der Linienverbreiterung besitzen aufgrund ihrer großen Stoßfrequenz die Elektronen. Die Stark-Verbreiterung ist daher temperaturabhängig und proportional zu $\sqrt{T_e}$.

Wird das emittierende Atom nicht durch einzelne Stöße, sondern quasistationär durch Nachbarpartikel beeinflusst, so ist die Stoß-Näherung nicht mehr anwendbar. In diesem Fall kann näherungsweise ganz von der Bewegung der Störteilchen abgesehen werden. Die Linienverbreiterung läßt sich nun in der quasistatischen Näherung berechnen. Dabei wird angenommen, daß bei den emittierenden Atomen, abhängig von der Teilchenkonfiguration in ihrer Umgebung, die gesamte Emission bei einer Frequenz erfolgt, die um $\Delta\omega$ gegenüber der ungestörten Frequenz ω_0 verschoben ist. Das verbreiterte Linienprofil entsteht durch die Überlagerung der Strahlung vieler Atome und entspricht der Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auftreten der verschiedenen Werte von $\Delta\omega$.

$\Delta\omega$ wird durch das elektrische Feld bestimmt, das die Störteilchen am Ort des Atoms erzeugen. Dieses Feld ist in einem Plasma das sogenannte Holtzmark-Feld [56] mit

$$E_{\text{Holtzmark}} = 2,6 \cdot \frac{e}{4\pi\epsilon_0} n_e^{2/3}.$$

Die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der Linie ist nun für den quadratischen Stark-Effekt proportional zu $n_e^{4/3}$, bzw. proportional zu $n_e^{2/3}$ für den linearen Stark-Effekt. In dieser Näherung hat die Temperatur keinen Einfluß auf die Stark-Verbreiterung.

Die Breite der H_β -Linie wird durch die statische Stark-Verbreiterung dominiert. Die H_β -Linie eignet sich für die Messung der Elektronendichte im Bereich $10^{15} \text{ cm}^{-3} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die Breite der H_α -Linie wird dagegen durch die Elektronenstöße bestimmt. Sie eignet sich für die Bestimmung der Elektronendichte von $10^{16} \text{ cm}^{-3} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Viele Berechnungen zur Starkverbreiterung wurden bisher durchgeführt. Griem gibt in [57] dichte- und temperaturabhängige Linienprofile von Wasserstoff und vielen anderen Ionen und Atomen an. Hieraus und aus den gemessenen Linienprofilen konnte die Elektronendichte bestimmt werden. Da in unseren Experimenten die Dichten von 10^{15} cm^{-3} bis $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ variierten, mußte für den jeweiligen Dichtebereich die entsprechend empfindliche Linie verwendet werden. In den Dichtebereichen, in denen unterschiedliche Linien verwendet wurden, sollten die Ergebnisse für beide Linien übereinstimmen.

Es zeigte sich jedoch, daß die aus der H_α -Linie und den Griemischen Tabellen bestimmten Elektronendichten mit den aus der H_β -Linie ermittelten und interferometrisch gemessenen Dichten nicht übereinstimmten (Abbildung 42), obwohl bei beiden Linien die möglichen Fehlerquellen, wie zusätzliche Dopplerverbreiterung und instrumentelle Verbreiterung, berücksichtigt worden waren.

In den letzten Jahren haben auch andere Gruppen durch präzise Messungen festgestellt, daß die Verbreiterung der H_α -Linie durch die Griemischen Berechnungen nicht genau beschrieben wird [67]. Als Grund hierfür wurde der sogenannte "ionendynamische Effekt" identifiziert [65], [66]. Das bedeutet, daß in der Stoßnäherung auch die Bewegung der Nachbarionen berücksichtigt werden muß. Mit Hilfe von Computerberechnungen (Monte-Carlo-Methoden) konnten erst kürzlich Oza und andere [65], [66] die Diskrepanzen zwischen den Experimenten und den theoretischen Berechnungen der Starkverbreiterung beseitigen.

Eine weitere Schwierigkeit bei der spektroskopischen Bestimmung der Elektronendichte bildeten die Intensitäten der hierzu benutzten Wasserstofflinien. Insbesondere die H_β -Linie war in zweierlei Hinsicht problematisch. Zum einen wurde bei hohen Dichten ($n_e > 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) die Breite der H_β -Linie so groß, daß sich ihre Intensität auf viele Kanäle des Detektors verteilte, und die Linie nicht mehr vom Kontinuum unterschieden werden konnte. In diesem Bereich verwendeten wir die H_α -Linie und die Kohlenstofflinie CII(4267 Å).

Zum anderen nahm bei niedrigen Dichten $n_e > 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ die Intensität der Linie so stark ab, daß eine Halbwertsbreite nur schwer bestimmt werden konnte. Zusätzlich wurde dann die Dopplerverbreiterung der Wasserstofflinien vergleichbar mit der Starkverbreiterung. Deshalb konnte die Elektronendichte nur in weniger als 2 mm Entfernung vom Metallfilm spektroskopisch erfaßt werden. Zur Bestimmung der Elektronendichte wurde mit dem faseroptischen Sensor und den 15 Sekundärelektronenverstärkern ein zeitabhängiges Profil der untersuchten Linie aufgenommen. Hieraus wurde die zeitabhängige Halbwertsbreite (HWB) bestimmt und die dazugehörige Elektronendichte berechnet. Die optische Achse verlief bei diesen Messungen parallel zur Metalloberfläche, so daß jeweils das Licht aus einer dünnen Plasmaschicht in den Eingangsschlitz des Spektrometers fokussiert wurde. Die räumliche Auflösung betrug 0,1 bis 0,25 mm.

Da die Signale mit statistischem Rauschen behaftet waren, wurden sie mit einer Zeitkonstanten von 5 ns geglättet. Deshalb lag die zeitliche Auflösung der Messungen bei etwa 5 ns. Zusätzlich ist in der Abbildung 42 die mit dem Laserinterferometer bestimmte Elektronendichte eingetragen. Die Interferometrie bestätigte die spektroskopischen Messungen.

In der Nähe der Metallfilme ($x \leq 0,3 \text{ mm}$), wo die größten Dichten existierten, wurde die CII(4267 Å)-Linie verwendet. Die ihren Linienprofilen zu-

geordneten Elektronendichten wurden [57] (Seite 370) entnommen.

Für die Auswertung der Linienprofile der H_α -Linie wurden die Daten von Oza [65] verwendet.

Die H_β -Linie wurde für Entfernungen von mehr als 0,6 mm benutzt. Ihre Profile wurden mit den Griemischen Tabellen [57] ausgewertet.

Bei allen untersuchten Entladungen betrug, sofern nicht anders erwähnt, die Ladespannung des Hochspannungsimpulsgenerators 22 kV. Die Metallfilme bestanden aus einer 300 Å dicken Titanhydridschicht und einer 200 Å dicken Palladiumsdeckschicht.

Die Abbildung 41 zeigt den räumlichen Dichteverlauf 20 ns nach der Plasmaerzeugung (Entladung). Die einzelnen Meßpunkte stammen zwar aus verschiedenen Schüssen, jedoch war die Reproduzierbarkeit der einzelnen Schüsse so gut (Variation < 10 %), daß die Ergebnisse als typisch für alle Entladungen angesehen werden können.

Die Abbildung 43 zeigt den zeitabhängigen Dichteverlauf einer Entladung in 0,42 mm Entfernung vom Metallfilm. Die Elektronendichte in diesem Abstand kann ab einer Zeit von 20 ns als mittlere Dichte des Plasmas aufgefaßt werden. Die Elektronendichte fällt von $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ nach 20 ns auf $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ nach 50 ns. Dies entspricht dem im Stoß-Strahlungs-Modell berechneten Dichteverlauf (Kurve Nr.1 in Abbildung 38).

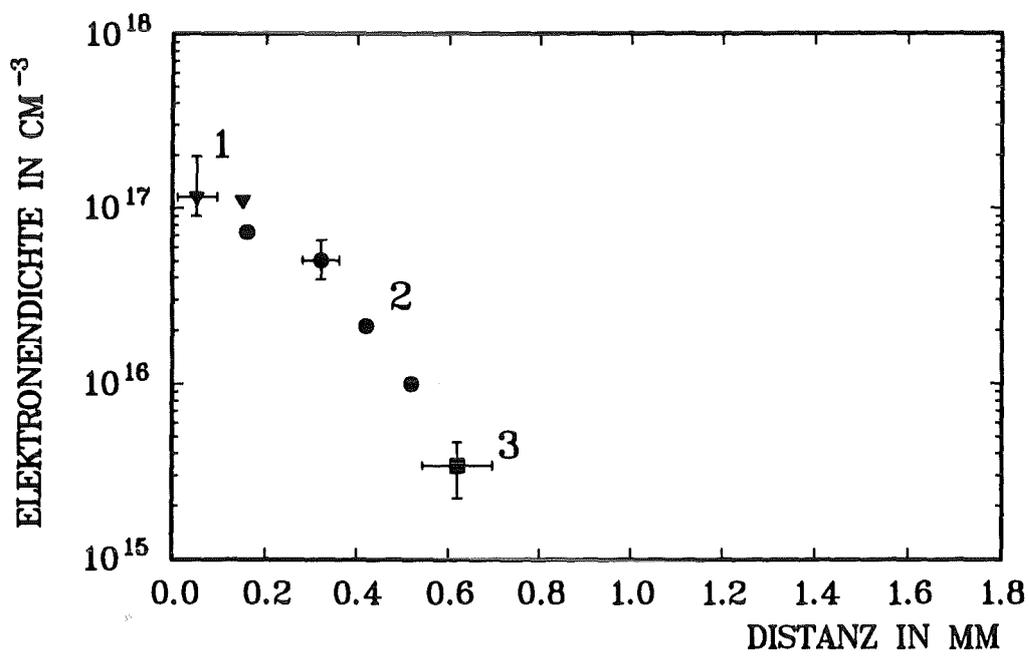


Abbildung 41: Elektronendichteprofil 20 ns nach der Entladung.
 Die Meßpunkte Nr.1 (Dreiecke) repräsentieren die CII(4267Å)-Linie,
 Meßpunkte Nr. 2 (Kreise) die H_{α} -Linie und
 Meßpunkte nr. 3 (Quadrate) die H_{β} -Linie.

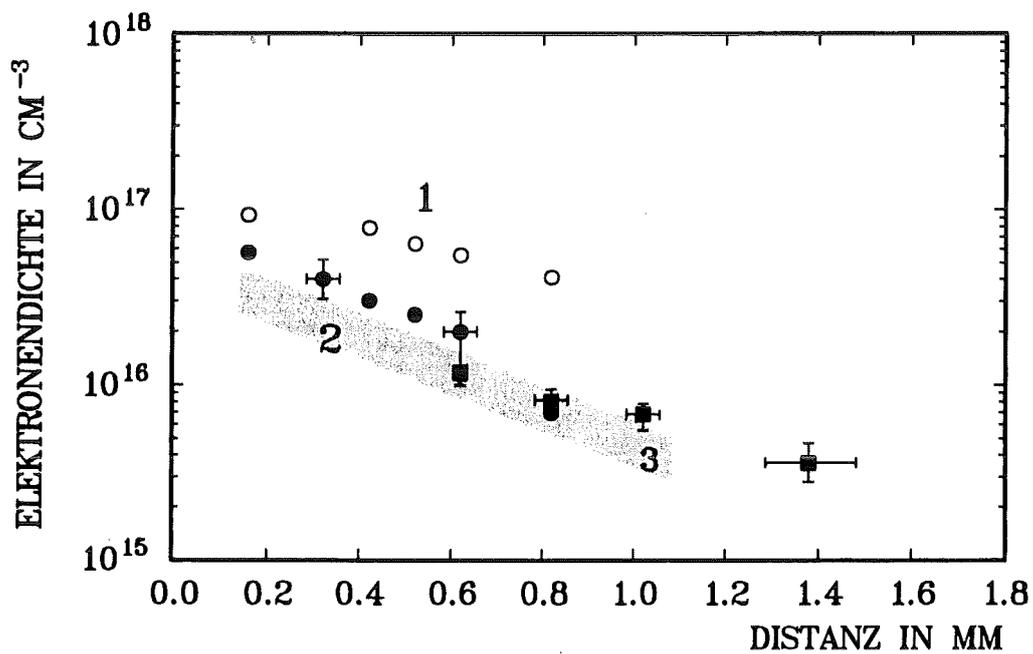


Abbildung 42: Gemessene Elektronendichteprofile 50 ns nach dem Beginn der Expansion.

Die Meßpunkte Nr. 1 (leere Kreise) sind aus der H_{α} -Linie nach Griem bestimmt worden.

Bei den Meßpunkten Nr. 2 (gefüllte Kreise) wurde der ionendynamische Effekt nach Oza berücksichtigt.

Die Meßpunkte Nr. 3 (gefüllte Quadrate) repräsentieren die H_{β} -linie.

Der graue Bereich repräsentiert die Ergebnisse der Messung mit dem Interferometer.

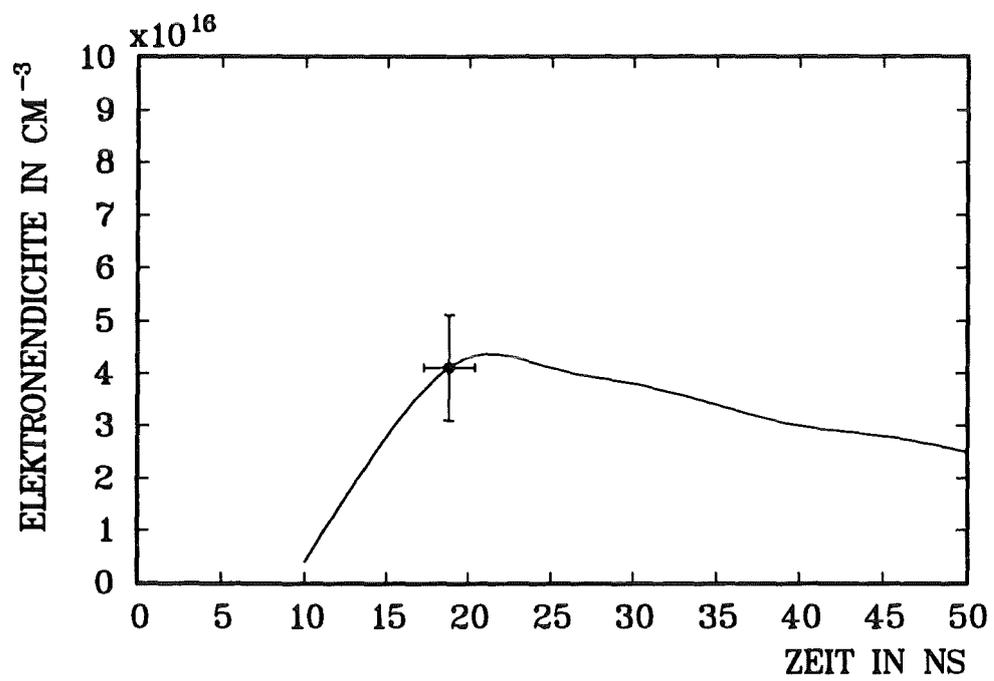


Abbildung 43: Elektronendichte in 0,42 mm Entfernung vom Metallfilm. Der Dichteverlauf wurde aus dem zeitabhängigen Profil der H_{α} -Linie ermittelt.

5.8 Messung der Temperatur

Der Temperaturbegriff hat nur im thermodynamischen Gleichgewicht einen Sinn. Die Energiefreiheitsgrade sind dann entsprechend der Boltzmannstatistik besetzt. Wenn auch das ganze untersuchte System das VTG nicht erreicht hat, so können sich Teilsysteme in einem thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Zum Beispiel ist es gerechtfertigt in unserem Plasma von einer Elektronentemperatur T_e auszugehen, da deren Relaxationszeit (Elektron-Elektron-Stoßzeit), wie in Kapitel 5.2 berechnet, kleiner als die charakteristische Zeit τ für Veränderungen der Plasmaparameter ist. Dies gilt auch für die Iontemperatur T_i . Allerdings konnten T_i und T_e aufgrund der relativ großen Relaxationszeit τ_{eq} für den Energieaustausch zwischen Ionen und Elektronen voneinander verschieden sein.

Weiterhin läßt sich dem Niveausystem der Atome und Ionen ebenfalls eine Temperatur zuordnen. Dieses System ist aber über inelastische Elektronenstöße an das System der freien Elektronen gekoppelt. Die Ergebnisse des Stoß-Strahlungs-Modells haben jedoch gezeigt, daß die Besetzungsdichten bestimmter Niveaus von den Dichten im LTG abweichen können. In diesem Fall ist es üblich von einer eigenen Niveautemperatur zu sprechen.

Wie die hydrodynamischen und die Stoß-Strahlungs-Rechnungen gezeigt haben, sind die Elektronen- und Iontemperatur bestimmend für das Verhalten der Plasmaschicht.

Wie können diese Temperaturen ermittelt werden?

1. Iontemperatur

Da unser Plasma, wie später gezeigt wird, ein nahezu reines Wasserstoffplasma war, interessierte hier vor allem die Temperatur der Protonen und der Wasserstoffatome. Aus dem hydrodynamischen Modell erhielten wir die temperaturabhängige Größe $g(u)u^2$. Diese Größe konnte auch mit den Ladungsmonitoren experimentell bestimmt werden. Durch Variation der Temperatur konnten der berechnete Kurvenverlauf von $g(u)u^2$ an den gemessenen angepaßt werden.

Abbildung 33 gibt den hieraus gewonnen Temperaturverlauf wieder. Die Empfindlichkeit dieser Methode ist aus Abbildung 31 erkennbar. Hierbei wurde die Temperatur aus Abbildung 33 mit dem Faktor 1,4 bzw. 0,6 multipliziert. Allerdings wurde so nur die Größe $T_i + T_e$ bestimmt. Zur Berechnung der Iontemperatur war die Kenntnis der Elektronentemperatur erforderlich.

Eine direkte Methode zur Bestimmung der Iontemperatur, bildet die Messung der Dopplerverbreiterung von Ionenlinien. Weil Protonen keine Linienstrahlung emittieren, ist dies für Protonen nicht möglich.

Jedoch können die Wasserstoffatome durch Stöße und Ladungsaustausch mit den Protonen die Temperatur ausgleichen. Die charakteristischen Proton-Atom-Stoßzeiten liegen nach [47] bei etwa $\tau_{pA}^1 = 0.6$ ns und $\tau_{pA}^2 = 11$ ns. Zusätzlich sind die Raten $C_{LA} = \langle \sigma_{LA} v \rangle$ nach [49] für die Ladungsaustauschreaktion von Protonen mit Wasserstoffatomen zwischen $T_i = 3$ eV und $T_i = 10$ eV so groß, daß viele schnelle Wasserstoffatome mit der kinetischen Energie der Protonen erzeugt werden. ($C_{LA} = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ für $T_i=3$ eV und $C_{LA} = 2,1 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ für $T_i=10$ eV). Die hierfür charakteristischen Zeiten ($\tau_{LA} = 1/(n_i C_{LA})$) sind für unsere Plasmaparameter $\tau_{LA}^1 = 0,5$ ns und $\tau_{LA}^2 = 6,3$ ns. Im Vergleich dazu sind die charakteristischen Zeiten, in denen ein Wasserstoffatom ionisiert wird, mit $\tau_{ion}^1 = 2$ ns und $\tau_{ion}^2 = 40$ ns um ein Vielfaches größer. Hierbei wurde, da es sich um eine stufenweise Ionisation handelt (siehe Kapitel 5.8.1), als Ionisationszeit die Relaxationszeit des Übergangs vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand genommen. Dieser Übergang bestimmt die Ionisationsgeschwindigkeit von Wasserstoff in einem dichten Plasma. Wir können also davon ausgehen, daß die Neutralteilchentemperatur der Iontemperatur entspricht.

Unter dieser Voraussetzung könnte dann aus der Dopplerverbreiterung der Wasserstofflinien

$$\Delta\lambda_0 = \sqrt{\ln 2 \frac{2kT_i}{M_p} \frac{\lambda_0}{c}}$$

λ_0 : Wellenlänge der Linie.

M_p : Protonenmasse.

T_i bestimmt werden.

Leider war jedoch die Verbreiterung der Wasserstofflinien in unserem dichten Plasma ($n_e > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) in erster Linie durch den Stark-Effekt dominiert, so daß die Bestimmung der Dopplerverbreiterung nicht möglich war.

2. Elektronentemperatur

Eine direkte Möglichkeit die Elektronentemperatur zu bestimmen, bietet die Messung der Kontinuumstrahlung der freien Übergänge von Elektronen (Bremsstrahlung).

In den hier untersuchten Plasmen war jedoch die Intensität der Strahlung zu gering und zudem noch durch Linien- und Rekombinationsstrahlung der Atome und Ionen überlagert, so daß diese Methode hier nicht angewendet werden konnte.

Das Niveausystem der Atome und Ionen ist durch inelastische Stöße an die freien Elektronen gekoppelt. Existiert innerhalb des Niveausystems des Atoms oder Ions ein thermodynamisches Gleichgewicht (PLTG), so entspricht die Niveausbesetzung der Boltzmannverteilung, und T_e ergibt sich aus

$$T_e = \frac{\Delta E}{\ln \left(\frac{n_i g_k}{n_k g_i} \right)}$$

ΔE : Energiedifferenz zwischen den Niveaus

n_i, n_k : Besetzungsdichten

g_i, g_k : Entartungsfaktoren

Diese Methode ist aber nur mit Erfolg anwendbar, wenn $T_e \leq \Delta E$ ist, da sonst wird der relative Fehler

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T}{\Delta E} \left(\frac{\Delta n_i}{n_i} g_i + \frac{\Delta n_k}{n_k} g_k \right)$$

sehr groß.

Wird die Besetzung von Niveaus in einem Atom oder Ion durch Elektronenstöße dominiert (LTG), so ergibt sich das Verhältnis der Besetzungsdichten von zwei Niveaus aus verschiedenen Ionisationsstufen aus der Saha-Gleichung. Da hier

$$\frac{n_{j,z+1}}{n_{i,z}} \sim n_e^{-1} T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{ion} - E_i + E_j}{kT_e}\right)$$

ist, und zudem die Energiedifferenz von Niveaus aus verschiedenen Ionisationszuständen sehr viel größer sein kann als die innerhalb eines Ionisationszustandes, eignet sich diese Methode besonders gut zur Temperaturbestimmung. Jedoch ist hierzu die Kenntnis der Elektronendichte Voraussetzung.

Ist ein Plasma ein reines Wasserstoffplasma so gilt $n_e = n_p$. Unter dieser Annahme kann die Elektronentemperatur aus der Linienintensität einer Wasserstofflinie bestimmt werden. Die Saha-Gleichung vereinfacht sich nun zu

$$n_i = \frac{1}{4} g_i n_e^2 \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_{ion}}{kT_e}\right)$$

Es muß hier sichergestellt werden, daß sich das Niveau n_i in PLTG befindet. Auch erfordert die quadratische Abhängigkeit von n_e eine genaue Kenntnis der Elektronendichte.

5.8.1 Experimentelle Ergebnisse

Zunächst wurde untersucht, ob die Besetzungsdichten der zur Temperaturmessung benutzten Atom- und Ionenlinien dem PLTG oder sogar dem LTG entsprachen. Zur Temperaturmessung wurden die Linienintensitäten von einfach-, zweifach- und dreifachionisiertem Kohlenstoff (CII, CIII, CIV) verwendet. Da hier Verhältnisse von Linienintensitäten aus verschiedenen Ionisationszuständen gebildet wurden, war die Existenz von LTG erforderlich.

Der Kohlenstoff stammte aus der Adsorbatschicht auf der Metalloberfläche. Die Adsorbatschicht wurde bei der Erwärmung der Metallfilme als erste freigesetzt. Hierzu genügte eine Erwärmung auf $> 300^\circ \text{C}$. Die Metallfilme enthielten keinen Kohlenstoff. Es konnte deshalb davon ausgegangen werden, daß danach kein weiterer Kohlenstoff mehr desorbiert wurde.

Die Abbildung 44 zeigt den zeitlichen Verlauf der Besetzungsdichten von Energieniveaus aus unterschiedlichen Ionisationszuständen von Kohlenstoff in 0,2 mm Entfernung vom Metallfilm. Charakteristisch hieran ist, daß zuerst die höheren Ionisationszustände sichtbar wurden, und der einfach ionisierte Kohlenstoff erst 20 ns später auftauchte. Atomarer Kohlenstoff konnte nicht nachgewiesen werden. Dies bestätigte die Annahme, daß nach der ersten Freisetzung von Kohlenstoff keine weitere Desorption erfolgte. Vielmehr deutete es darauf hin, daß der Kohlenstoff in der heißen und dichten Anfangsphase des Plasmas ionisiert wurde und LTG erreicht hatte. Danach rekombinierte er mit fallender Elektronentemperatur. Ab einem Abstand von 1 mm konnten nur noch CII und CIII nachgewiesen werden.

Eine genaue Analyse der Besetzungsprozesse müßte mit einem Stoß-Strahlungs-Modell für Kohlenstoff durchgeführt werden. Ein solches Modell stand uns nicht zur Verfügung. Die Analyse vereinfacht sich aber, wenn wie bei uns nur die Frage interessiert, ob LTG existierte oder nicht.

Betrachten wir hierzu die Prozesse, die zur Ionisation führen, genauer. Ein Atom oder ein Ion kann durch einen inelastischen Elektronenstoß direkt ionisiert werden. Wegen der hierfür benötigten großen Ionisationsenergie ist dies aber ein sehr unwahrscheinlicher Prozeß. Meist wird ein Atom oder Ion daher stufenweise ionisiert. Das bedeutet, daß die Atome und Ionen wie auf einer Leiter von einem Anregungszustand in den nächsten wechseln bis sie die Ionisationsgrenze erreichen. Die charakteristische Zeit für die Ionisation ist nun durch die mittlere Stoßzeit zur Überbrückung der größten Energielücke im Niveausystem des Atoms oder Ions bestimmt. Bei Atomen und Ionen mit vielen Elektronen sind die Energielücken wegen der großen Aufspaltung der Energieniveaus (Spin-Bahn-Kopplung) klein. Deshalb erreichen diese Systeme in einem Plasma sehr schnell LTG ([59]).

Atome und Ionen mit wenigen Elektronen wie Wasserstoff und Helium zeichnen sich durch große Energielücken im Niveausystem aus und erreichen LTG

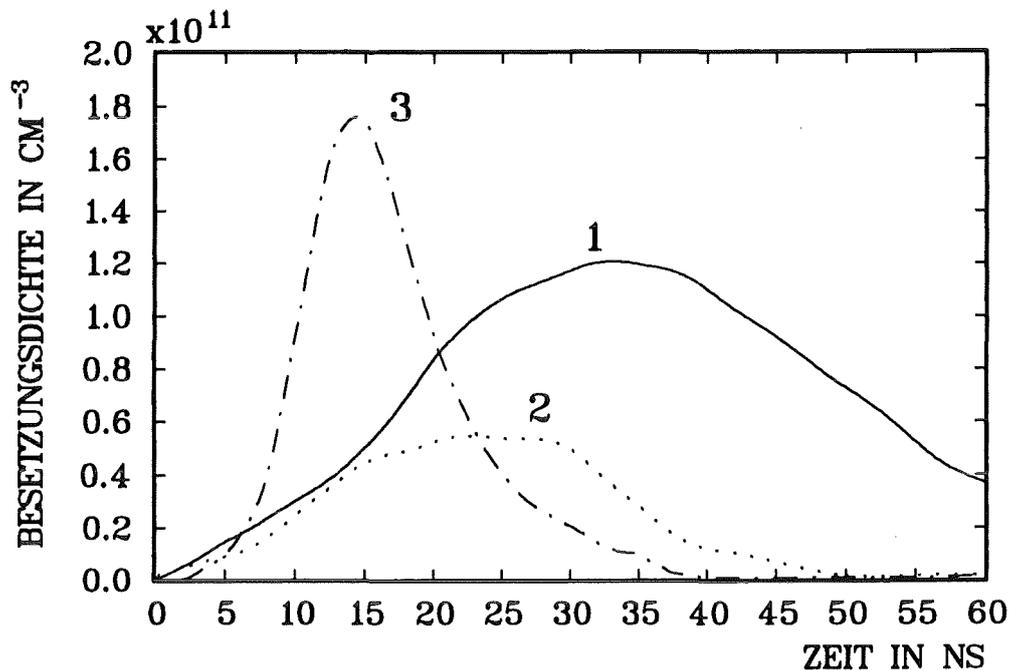


Abbildung 44: Besetzungsdichten der Niveaus $4f^2 F^0$ von CII (Nr.1), $3d^1 D$ von CIII(Nr.2) und $3p^2 P^0$ von CIV (Nr.3). Die Besetzungsdichten wurden aus den Intensitäten der Linien 4267 \AA , 5696 \AA und 5804 \AA gewonnen.

nur langsam.

Um die Frage, ob LTG für Kohlenstoff erreicht wird, zu beantworten, wurde repräsentativ für Kohlenstoff und andere Ionen eine Stoß-Strahlungsrechnung für Wasserstoff durchgeführt. Hierbei wurden die Plasmaparameter Dichte und Temperatur, die mit Hilfe des Stoß-Strahlungs-Modells für unser Plasma berechnet worden waren (Kurven Nr. 1 in Abbildungen 38 und 37), vorgegeben. In der Rechnung wurde angenommen, daß der Wasserstoff nur in den ersten 5 ns freigesetzt wird.

Es kann davon ausgegangen werden, daß, wenn das Niveausystem von Wasserstoff mit seiner großen Energielücke von 10,6 eV LTG erreicht, das Niveausystem von Kohlenstoff LTG noch schneller erreicht hat. Die Abbildung 45 zeigt das Ergebnis der Stoß-Strahlungs-Rechnung. Die Niveautemperatur des Grundzustandes von Wasserstoff erreicht nach 20 ns etwa die vorgegebene Elektronentemperatur. Deshalb war die Verwendung der Kohlenstofflinien zur Messung der Elektronentemperatur möglich.

In Abbildung 46 sind die Temperaturprofile für die Zeiten 20 ns und 50 ns nach Plasmaerzeugung dargestellt. Die Temperatur wurde aus den Intensitäten der CII(4267 \AA)-Linie, der CIII(5696 \AA)-Linie und der CIV(5804 \AA) Linie ermittelt. Die Elektronendichte wurde den Ergebnissen des Kapitels

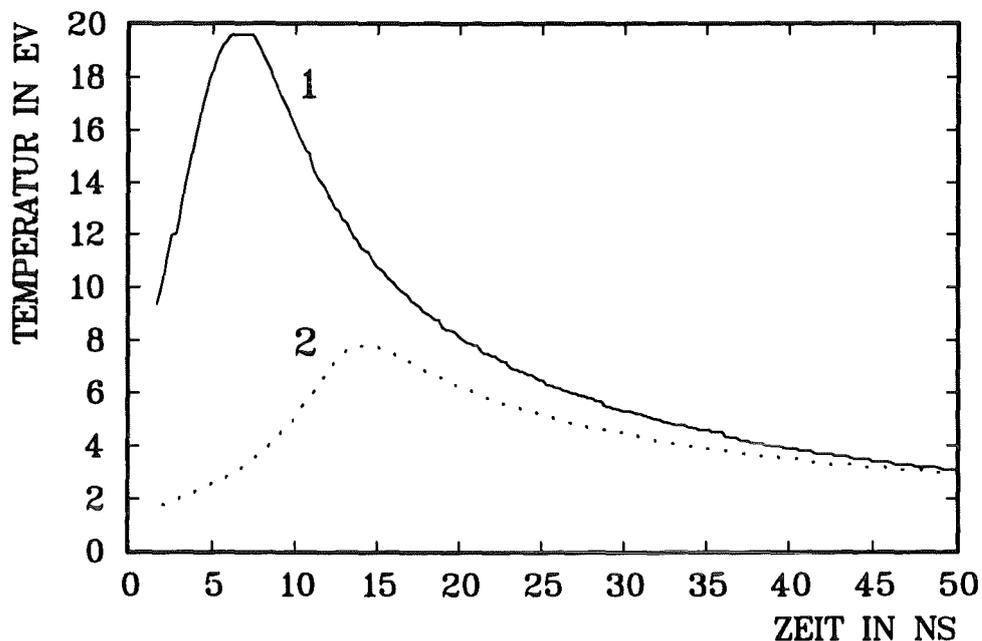


Abbildung 45: Die Abbildung zeigt, wie schnell die Niveautemperatur des Grundzustandes von Wasserstoff (Kurve 2) die Elektronentemperatur (Kurve 1) erreicht, wenn der Wasserstoff nur in den ersten 5 ns freigesetzt wurde.

Kurve 1 gibt den Verlauf der Elektronentemperatur im Stoß-Strahlungs-Modell wieder.

Kurve 2 zeigt die Niveautemperatur des Grundzustandes von Wasserstoff.

5.7 entnommen. Die Abbildung 47 zeigt den zeitlichen Verlauf der Elektronentemperatur in 0,45 mm Entfernung vom Metallfilm.

Neben der Temperaturbestimmung aus den Besetzungsdichteverhältnissen von Niveaus unterschiedlicher Ionisationszustände, wurde die Temperatur auch aus den Besetzungsdichten einer Ionisationsstufe bestimmt. Hierzu verwendeten wir die Sauerstofflinien OII 4351 Å und OII 4349 Å. Der Sauerstoff war in kleinen Mengen im Plasma vorhanden und stammte wahrscheinlich aus Adsorbaten auf der Palladiumoberfläche. Wegen ihres geringen Wellenlängenabstandes konnten beide Linien während eines Schusses gleichzeitig aufgenommen werden. Fehler, die durch die Variation der Plasmamparameter in verschiedenen Schüssen auftraten, wurden so eliminiert. Jedoch betrug die Energiedifferenz zwischen den untersuchten Niveaus nur 2,66 eV, deshalb war die Messung nur im Temperaturbereich unterhalb 3,5 eV sinnvoll. Die Abbildung 48 zeigt den so ermittelten Temperaturverlauf in 0,45 mm Entfernung vom Metallfilm.

Als dritte Methode, die Elektronentemperatur zu bestimmen, wurden die absoluten Intensitäten der Wasserstofflinien H_{α} und H_{β} benutzt. Da das ab-

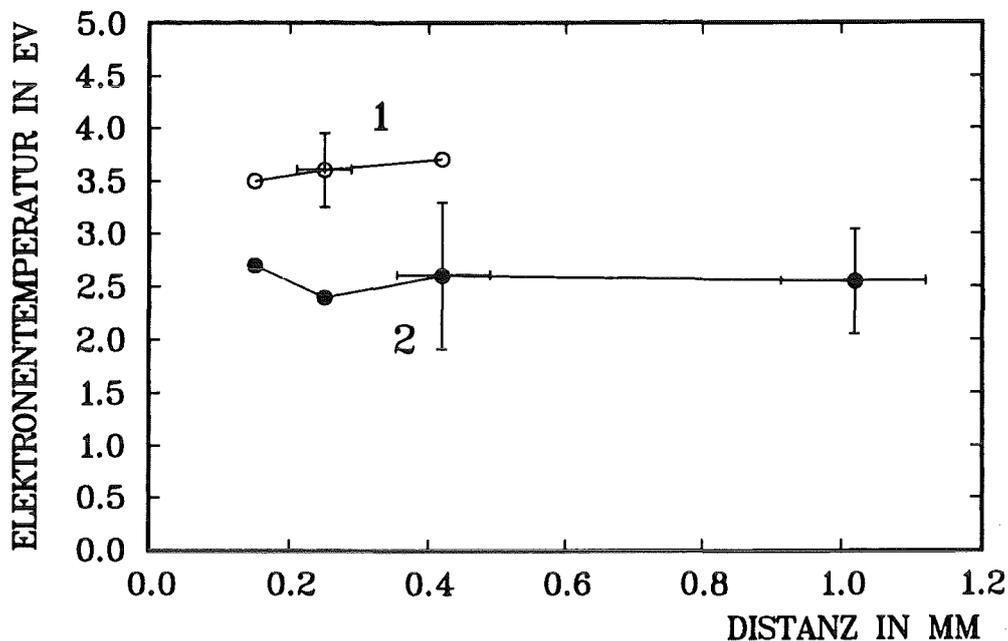


Abbildung 46: Temperaturprofile 20 ns und 50 ns nach der Erzeugung des Plasmas.

Kurve 1 (20 ns) wurde aus den Intensitäten der CIII(5696Å)-Linie und der CIV(5804Å)-Linie ermittelt.

Kurve 2 (50 ns) wurde aus den Intensitäten der CII(4267Å)-Linie und der CII(5696Å)-Linie ermittelt.

gebildete Plasmavolumen bekannt, und das Spektrometer geeicht war (Kapitel 2.4), konnten aus den Linienintensitäten die Besetzungsdichten gewonnen werden. Diese Dichten wurden mit den Ergebnissen des Stoß-Strahlungs-Modells (siehe Abbildung 40) korrigiert. Die Abbildung 49 zeigt die Temperaturprofile für die Zeiten 20 ns und 50 ns nach der Erzeugung des Plasmas.

Als Ergebnis der Temperaturmessung fassen wir zusammen: Die drei Meßmethoden zeigten, daß zur Zeit $t = 20$ ns die Elektronentemperatur zwischen 7 eV und 3,5 eV lag.

Zur Zeit 50 ns nach der Entladung ergaben alle drei Meßmethoden eine Elektronentemperatur von 2,4 - 3,3 eV. Weiterhin zeigte sich, daß das Plasma innerhalb einer Entfernung von mindestens 1 mm die gleiche Elektronentemperatur besaß, was die Annahme eines isothermen Plasmas im hydrodynamischen Modell rechtfertigte.

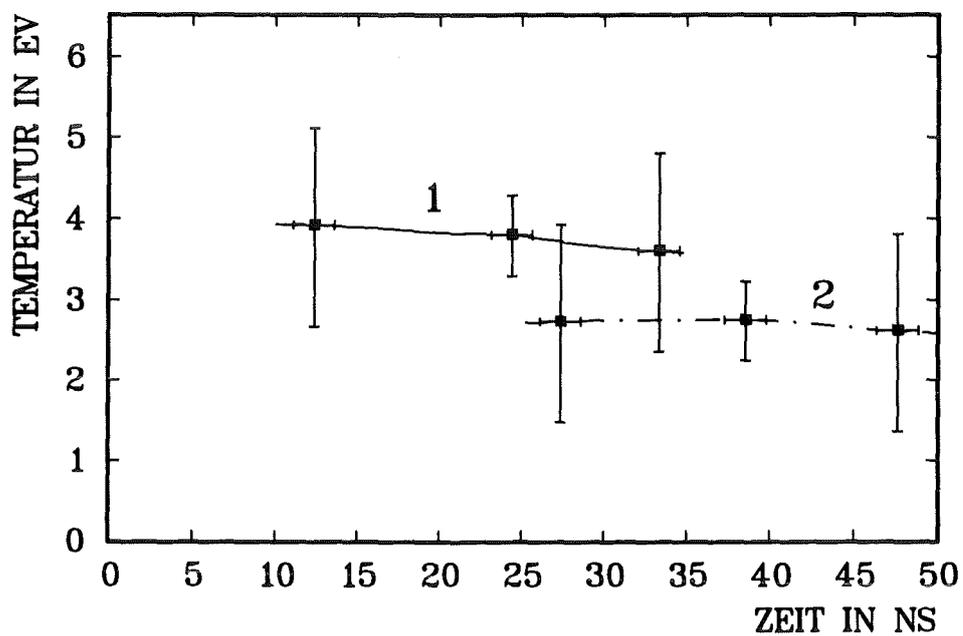


Abbildung 47: Aus dem Verhältniss der Kohlenstofflinien ermittelte Elektronentemperatur in 0,45mm Entfernung vom Metallfilm.

Kurve 1 wurde aus den Intensitäten der CIII(5696Å)-Linie und der CIV(5804Å)-Linie ermittelt.

Kurve 2 wurde aus den Intensitäten der CII(4267Å)-Linie und der CIII(5696Å)-Linie ermittelt.

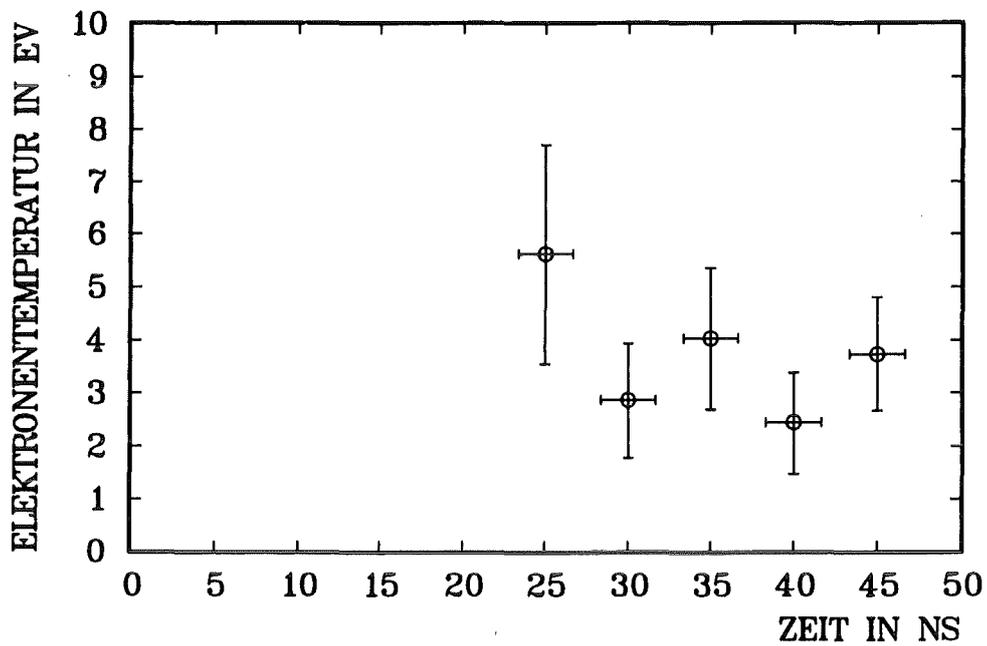


Abbildung 48: Aus dem Verhältniss der OII(4351Å)- und OII(4349Å)-Linien bestimmte Elektronentemperatur in 0,42 mm Entfernung vom Metallfilm.

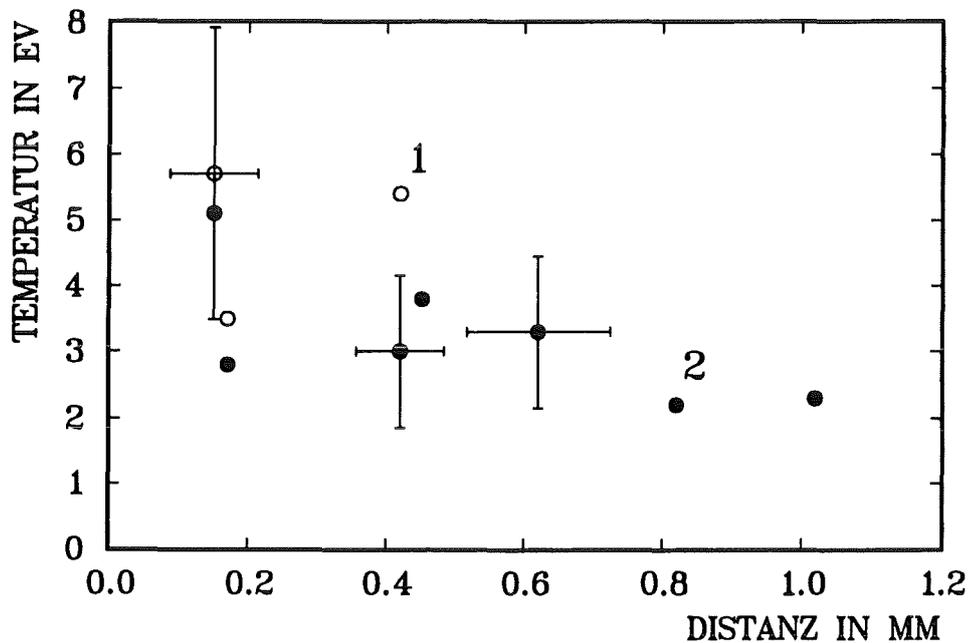


Abbildung 49: Temperaturprofile, bestimmt aus den Intensitäten der Wasserstofflinien H_α und H_β .

Meßpunkte Nr.1 gelten für 20 ns nach der Erzeugung des Plasmas.

Meßpunkte Nr.2 gelten für 50 ns nach der Erzeugung des Plasmas.

5.9 Die Zusammensetzung des Plasmas

Ein weiteres Ziel der spektroskopischen Messungen war die Bestimmung der Zusammensetzung des Plasmas. Im Plasma konnten intensive Linien von Kohlenstoff, Sauerstoff und Wasserstoff nachgewiesen werden. Zusätzlich waren noch schwache Linien von Titan (Ti II) und Palladium (Pd II) erkennbar. Jedoch traten diese Linien nur dann auf, wenn die Metallfilme nach der Entladung starke Erosionsschäden aufwiesen. Besaß ein Metallfilm eine gute Qualität, so blieb er bei der Entladung nahezu unbeschädigt. Womöglich schützte die freigesetzte homogene Gasschicht den Metallfilm vor Erosion durch das heiße Plasma.

Die Dichte einer Ionen- oder Atomsorte ist die Summe aller Besetzungsdichten seiner Energieniveaus. Befindet sich das Niveausystem im LTG so gilt für die Dichte der Ionen oder Atome

$$n = \frac{n_1}{g_1} \left(\sum_{i=1}^{imax} g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \right)$$

wobei der Faktor in der Klammer die Zustandssumme und n_i , E_i , g_i die Besetzungsdichte, die Energie und den Entartungsfaktor des i -ten Niveaus darstellen.

Für die Ionen OII, CII, CIII und CIV wurden die Zustandssummen für die gemessenen Temperaturen berechnet. Hierbei wurde LTG vorausgesetzt.

Aus den Intensitäten der Linien OII(4349Å), CII(4267Å), CIII(5696Å) und CIV(5804Å) wurden die Niveausbesetzungen der zu den Übergängen gehörenden oberen Energieniveaus bestimmt. Hieraus und mit den Zustandssummen wurden die einzelnen Ionendichten ermittelt.

Bei der Bestimmung der Konzentration von atomarem Wasserstoff mußte berücksichtigt werden, daß durch den kontinuierlichen Neutralteilchenfluß ins Plasma die unteren Zustände stark überbesetzt waren. Die Zustandssumme für Wasserstoff wurde mit den Ergebnissen des Stoß-Strahlungs-Modells (Abbildung 40) korrigiert.

Die Wasserstoffdichte wurde aus den Intensitäten der H_α - und H_β -Linien ermittelt.

Die Protonendichte ergab sich aus der Kenntnis aller anderen Ionendichten und der Elektronendichte (Ladungsneutralität).

In den beiden folgenden Tabellen werden die einzelnen Dichten der Bestandteile des Plasmas für $t = 20$ ns und $t = 50$ ns präsentiert. Hierbei wurde die Zusammensetzung in einer Entfernung von 0,45 mm als für das Plasma repräsentativ gewählt.

Tabelle 2: Die Zusammensetzung des Plasmas 20 ns nach seiner Erzeugung.

Ion	$T_e[eV]$	$n_i[cm^{-3}]$	Anteil in %
CII	5,0	$0,07 \cdot 10^{14}$	-
CIII	5,0	$0,4 \cdot 10^{14}$	-
CIV	5,0	$1,4 \cdot 10^{14}$	0,3
OII	5,0	$1,0 \cdot 10^{12}$	-
HI	5,0	$5,0 \cdot 10^{14}$	1
n_p	5,0	$4,25 \cdot 10^{16}$	98
n_e	5,0	$4,3 \cdot 10^{16}$	

Tabelle 3: Die Zusammensetzung des Plasmas 50 ns nach seiner Erzeugung.

Ion	$T_e[eV]$	$n_i[cm^{-3}]$	Anteil in %
CII	3,0	$0,5 \cdot 10^{14}$	-
CIII	3,0	$1,9 \cdot 10^{14}$	0,8
CIV	3,0	-	-
OII	3,0	$0,31 \cdot 10^{14}$	-
HI	3,0	$1,0 \cdot 10^{15}$	4
n_p	3,0	$2,4 \cdot 10^{16}$	95
n_e	3,0	$2,5 \cdot 10^{16}$	

Diese Ergebnisse zeigen, daß das Plasma ein nahezu reines Wasserstoffplasma war. Da die Konzentration der Kohlenstoffionen höchstens 1% betrug, konnte die Protonendichte gleich der Elektronendichte gesetzt werden.

Weiter ist erkennbar, daß die CIV Ionen nach 50 ns zu CIII Ionen rekombinierten. Bemerkenswert ist, daß der Ionisationsgrad des Plasmas an diesem Ort sich mit der Zeit verringerte. Die Konzentration von atomarem Wasserstoff stieg von 1 % auf 4 %. Dies hängt wohl damit zusammen, daß mit fallender Elektronendichte die Stoßionisation abnimmt während gleichzeitig der Fluß von Wasserstoff das dem Metallhydrid ins Plasma nahezu konstant bleibt.

5.10 Diskussion

Vergleicht man nun die Elektronendichteprofile in den Abbildungen 41 und 42 mit den Teilchendichteprofilen aus den hydrodynamischen Rechnungen in Abbildung 32, so zeigt sich, daß das hydrodynamische Modell eine viermal schnellere Expansion des Plasmas als die spektroskopischen Messungen voraussagt. Die Ladungsmonitore bestätigen aber die berechnete Geschwindigkeitsverteilung der Ionen.

Die Ursache dieser Unstimmigkeit liegt wohl darin, daß in den hydrodynamischen Rechnungen von einer instantanen Ionisierung der Wasserstoffatome ausgegangen wird.

Während der Entladung wird die elektrische Energie auf die kinetische Energie der Elektronen übertragen (siehe schnelle Elektronen und Röntgenemission in Kapitel 4). Die Elektronen und Ionen gleichen dann ihre Temperatur durch Stöße aus. Da aber zunächst die Zahl der Ionen bzw. Elektronen klein ist ($\approx 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, siehe Quellterm in Kapitel 5.2), ist die Plasmatemperatur hoch (siehe Abbildung 37). Dieses heiße Plasma expandiert und verdünnt sich sehr schnell, so daß es nicht mehr mit unseren spektroskopischen Methoden detektiert werden kann. Gleichzeitig existiert ein andauernder Fluß von Wasserstoffatomen aus dem Metallhydridfilm ins Plasma.

Zwar erhalten die Wasserstoffatome durch Stöße und Ladungsaustausch die kinetische Energie der Protonen, jedoch ist die Ionisationszeit mit 40 ns (mittlere Stoßzeit für den Übergang $n=1$ auf $n=2$ bei $n_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 3 \text{ eV}$) so lang, daß das Neutralgas erst weit ins Vakuum expandiert, bevor es ionisiert wird. Diese schnelle Neutralteilchenexpansion konnte im Kapitel 6.4 nachgewiesen werden. Die Ionen werden erst auf ihren Weg zum Ladungsmonitor ionisiert und dort detektiert. Durch die Stöße mit dem Neutralgas wird das Plasma abgekühlt.

Die Ionisationsfront schreitet zunächst langsamer als die Neutralgasfront voran. Da aber die Ionisation sich wie eine Lawine entwickelt - die Ionisationsrate ist proportional zur Elektronendichte - holt nach einer gewissen Zeit die Ionisationsfront die Neutralgasfront ein. Dies wird auch noch dadurch beschleunigt, daß bei gleicher Dichte und Temperatur der Druck im Plasma doppelt so groß ist wie im Neutralgas.

6 Das Plasma im Magnetfeld

Das Verhalten von Plasmen in Magnetfeldern ist Gegenstand vieler Forschungsarbeiten. Als Beispiel seien hier der magnetische Einschluß von Fusionsplasmen in Tokamaks und die magnetische Kompression in einem Plasmafokus erwähnt. In unseren magnetisch isolierten Dioden existieren, wie in Kapitel 1 dargestellt, Magnetfelder von bis zu 4 Tesla. Deshalb mußte auch das Verhalten unserer Plasmaschicht im Magnetfeld untersucht werden.

Der experimentelle Aufbau und die Messung des Magnetfeldes wurden bereits in Kapitel 2 beschrieben.

Zunächst wurde der Einfluß des Magnetfeldes auf die Plasmaexpansion untersucht. Dazu dienten wieder Ladungsmonitore und die optische Spektroskopie. Weiter wurde das hydrodynamische Modell durch das Hinzufügen des Magnetfeldes zu magnetohydrodynamischen (MHD) Modell erweitert, und die Expansion des Plasmas für verschiedene Magnetfelder berechnet.

Zusätzlich wurde mit dem MHD-Modell untersucht, wie die Plasmaparameter die Expansion beeinflussen.

Weiter befaßt sich das Kapitel mit dem Neutralteilchenfluß aus dem Plasma ins Vakuum. Mit Hilfe von spektroskopischen Messungen und dem HD-Modell konnte die Neutralteilchendichte im Vakuum bestimmt werden.

Die Ursachen des Neutralteilchenflusses konnte geklärt werden.

6.1 Ergebnisse der Ladungsmonitore

Um den magnetischen Einschluß zu messen, wurden in 2 mm Entfernung von der Metalloberfläche Ladungsmonitore angebracht. Bei so kleinen Abständen können keine üblichen Faradaybecher als Ladungsmonitore verwendet werden, da die Laufzeit der Ionen (Protonen) im Becher größer ist als außerhalb. Wir verwendeten daher ebene Ladungskollektoren (vergleiche Abbildung 23). Ihr Abstand zur Aperturblende betrug nur 0,5 mm. Das Magnetfeld sorgte dafür, daß die durch die aufprallenden Ionen auf der Kollektoroberfläche erzeugten Sekundärelektronen den Kollektor nicht verlassen konnten. Die Kollektorelektrode wurde auf ein negatives Potential von - 200 V gelegt. Die kritische Magnetfeldstärke, bei der die Protonen den Kollektor nicht mehr erreichen, betrug in unserer Anordnung 4,1 T. So konnten Protonen, die die Aperturblende passierten, trotz eines Magnetfeldes von bis zu 2 Tesla noch detektiert werden.

Die Abbildung 50 gibt den gemessenen Teilchenfluß in 2 mm Entfernung für verschiedene Magnetfeldstärken wieder. Da bei einem Magnetfeld von 1,8 Tesla der Ionenfluß nahezu vollständig reduziert wurde, kann davon ausge-

gangen werden, daß das Plasma in diesem Fall nicht weiter als 2 mm von der Oberfläche expandierte.

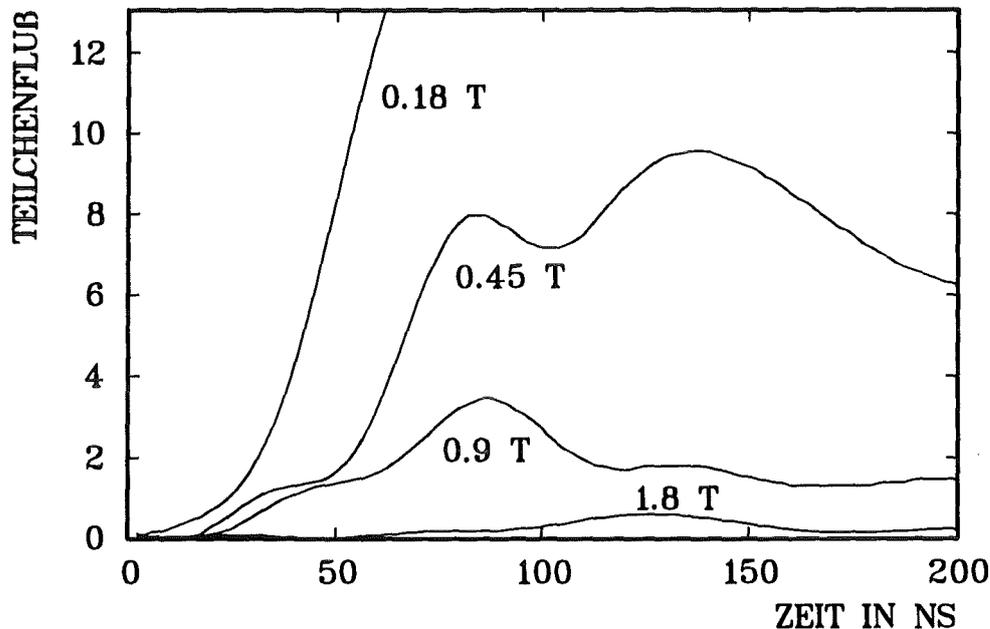


Abbildung 50: Ladungsmonitorsignale in beliebigen Einheiten für verschiedene Magnetfeldstärken. Der Monitor befand sich 2 mm über dem Metallfilm. Das Signal für 0,18 T ist nur bis 70 ns repräsentativ. Danach war der Monitor in Sättigung.

6.2 Das magnetohydrodynamische (MHD) Modell

Die hydrodynamischen Gleichungen von Kapitel 5.2 werden nun um das Magnetfeld erweitert. Das Magnetfeld steht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Plasmas (siehe Kapitel 2.3). Wir zeigen hier, daß die MHD-Gleichungen unser Plasma richtig beschreiben, und wie Temperatur, Dichte und Magnetfeld seine Expansion beeinflussen.

Zunächst wurde untersucht, ob von einem zeitlich und räumlich konstanten Magnetfeld ausgegangen werden konnte. Da ein Plasma aus freien Ladungsträgern besteht, verhält es sich diamagnetisch. Jedoch kann, wegen der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas das Magnetfeld in das Plasma eindringen. Die hierzu benötigte Zeit, hängt von der elektrischen Leitfähigkeit σ und den räumlichen Dimensionen des Plasmas ab. σ wird in [47] mit

$$\sigma = 2,0 \frac{n_e e^2 \tau_{ee}}{m_e}$$

τ_{ee} : Elektron-Elektron-Stoßzeit.

angegeben. Betrachten wir nun unsere dünne Plasmaschicht und nehmen wir an, daß das Plasma ruht. Das Magnetfeld sei im Vakuum außerhalb des Plasma. Das Eindringen des Magnetfeldes ins Plasma wird durch die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta B$$

beschrieben [48].

μ_0 ist die Permeabilitätskonstante.

Aus dieser Gleichung ergibt sich die charakteristische Zeit $\tau_B = \mu_0 \sigma L^2$, in der das Feld in die Plasmaschicht der Dicke L eindringt. Für unsere Plasmaparameter ($T_e = 3eV$, $L = 0,5mm$, $n_e = 2 \cdot 10^{16} cm^{-3}$) beträgt diese Zeit etwa 3 ns. Da dies kürzer ist als die Expansionszeit des Plasmas für diese Distanz ($v_{ex} = 8cm/\mu s$), können wir davon ausgehen, daß in unseren Experimenten das Magnetfeld in das Plasma eingedrungen ist.

Als nächstes werden die MHD-Gleichungen aufgestellt. Die Bewegungsgleichung besitzt zunächst die Form

$$n(M_i + m_e) \left(\frac{d\vec{u}}{dt} \right) = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla P \quad \text{mit}$$

$$P = nk(T_e + T_i) \quad .$$

Mit dem verallgemeinerten ohmschen Gesetz

$$\vec{j} = \sigma (\vec{u} \times \vec{B})$$

wird die Bewegungsgleichung zu

$$n(M_i + m_e) \left(\frac{d\vec{u}}{dt} \right) = -\sigma B^2 \vec{u} - \nabla P$$

umgeformt.

Die Kontinuitätsgleichung behält ihre Form

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\vec{u}) = Q$$

bei. Betrachten wir nun die rechte Seite der Bewegungsgleichung. Da die Geschwindigkeit u dem Druckgradienten ∇P entgegengerichtet ist, wirken beide Terme entgegengesetzt. Nach einem exponentiellen Abklingen mit der Zeitkonstanten

$$\tau_{st} = \frac{(M_i + m_e)n}{\sigma B^2}$$

stellt sich ein stationärer Zustand ein, wobei die linke Seite der Bewegungsgleichung verschwindet. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß der Druckgradient ∇P und die Dichte n sich in der Zeit τ_{st} nicht ändern. Die charakteristische Zeit für die Variation von ∇P und n beträgt in unserem Plasma etwa 5 ns.

Für die Plasmaparameter $T_e = 3\text{eV}$ und $n_e = 2 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$ sowie für ein Magnetfeld von $B = 0,5\text{ T}$ ist τ_{st} gleich 0,1 ns. Deshalb können die beiden Terme auf der rechten Seite der Bewegungsgleichung gleichgesetzt werden. Hieraus ergibt sich die Fluidgeschwindigkeit zu

$$\vec{u} = -\frac{\nabla P}{\sigma B^2} .$$

Wird diese Beziehung in die Kontinuitätsgleichung eingesetzt, so kann die eindimensionale Expansion unseres Plasmas im Magnetfeld durch die Gleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT}{\sigma B^2} \frac{\partial^2 n^2}{\partial x^2} + Q \quad , \quad T = T_e = T_i$$

beschrieben werden.

Diese nichtlineare Differentialgleichung ist analytisch nicht lösbar. Die Plasmaexpansion mußte deshalb numerisch berechnet werden.

Wiederum wurde von einer isothermen Expansion ausgegangen, wobei der gleiche Temperaturverlauf wie in Kapitel 5.2 Abbildung 33 vorgegeben wurde. Neben den Bedingungen für die Anwendbarkeit der MHD-Gleichungen, die schon im Kapitel 5.2 diskutiert wurden, mußte weiterhin geklärt werden, ob im Falle eines starken Magnetfeldes mit

$$\omega_{ce}\tau_{ii} \gg 1 \quad ,$$

ω_{ce} : Elektronenzyklotronfrequenz.

τ_{ii} : Ion-Ion-Stoßzeit.

die Gyrationenradien der Elektronen und Ionen kleiner als die typische räumliche Skalenlänge $L = 0,5\text{ mm}$ des Plasmas sind. Im Gegensatz zum Elektronengyrationradius mit $r_e = 4\mu\text{m}$ ($B = 1\text{ T}$, $T_e = 3\text{ eV}$), erfüllt der Ionengyrationradius mit $r_i = 0,5\text{ mm}$ diese Bedingung nicht. Jedoch hat Rosenbluth [52],[53] gezeigt, daß es für die Gültigkeit der MHD-Gleichungen ausreichend ist, wenn im Plasma die weniger strenge Bedingung

$$\sqrt{r_e r_i} < L$$

erfüllt wird. Denn es sind hauptsächlich die Elektronen, die den Plasmaeinbruch im Magnetfeld bewirken. Ihre Raumladung hindert die Ionen daran, das Plasma zu verlassen. In unserem Plasma beträgt $\sqrt{r_e r_i}$ etwa 0,05 mm.

Nun wurde mit dem Temperaturverlauf und dem Quellterm von Kapitel 5.2 die Plasmaexpansion für unterschiedliche Magnetfelder berechnet. Um einen direkten Vergleich mit den Ladungsmonitormessungen zu bekommen, wurde die Flußdichte $n(x,t)u(x,t)$ in 2 mm Entfernung vom Metallfilm bestimmt. Der berechnete Flußdichteverlauf in Abbildung 51 gibt den gemessenen Verlauf in Abbildung 50 annähernd wieder. Der gemessene magnetische Einschluß des Plasmas auf unter 2 mm bei $B = 1,8$ T konnte also mit Hilfe des MHD-Modells reproduziert werden.

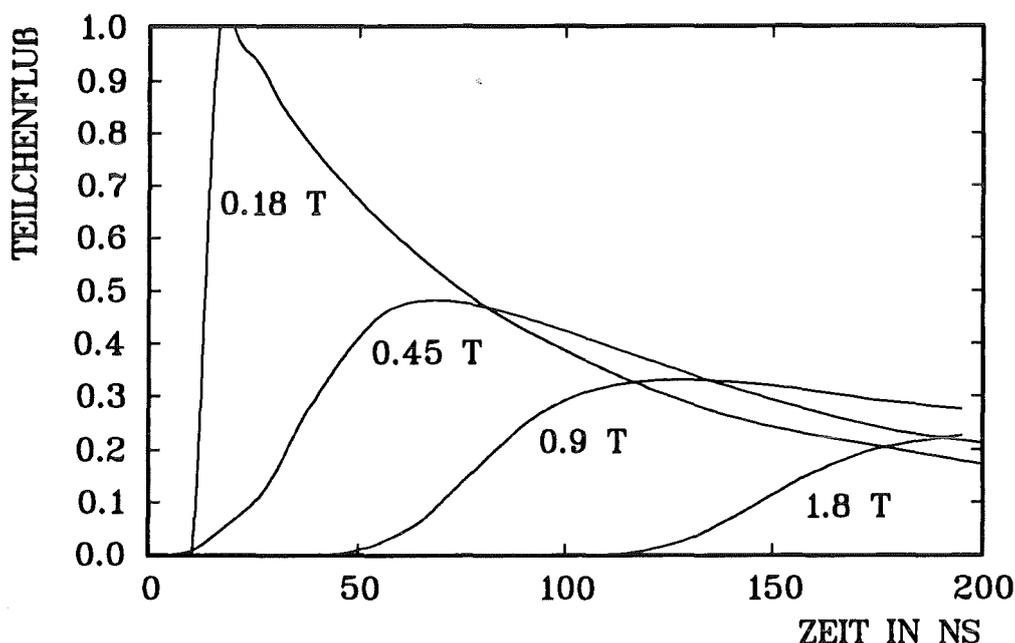


Abbildung 51: Mit dem MHD-Modell berechnete Teilchenflußdichte in beliebigen Einheiten in 2 mm Abstand vom Metallfilm.

Mit Hilfe der optischen Spektroskopie konnte der magnetische Einschluß sogar auf unter 1,8 mm bei einem Magnetfeld von 0,9 Tesla bestimmt werden. (siehe Kapitel 6.3)

Die Abbildungen 52 und 53 zeigen die berechneten Dichteprofile des Plasmas für Magnetfelder von 0,45 und 1,8 Tesla (vergleiche Abbildung 32).

Da wir nun gezeigt haben, daß die MHD-Rechnungen das Verhalten unseres Plasmas richtig beschreiben, können wir die Plasmaexpansion auch für Magnetfelder, die uns experimentell nicht zugänglich waren, berechnen. In Abbildung 54 ist die maximale Plasmaausdehnung nach 50 ns in Abhängigkeit vom Magnetfeld dargestellt. Auch bei einem Magnetfeld von 4 Tesla expandiert das Plasma noch etwa 0,7 mm. Hierbei wurde als Begrenzung des Plasmas eine Elektronendichte von 10^{15} cm^{-3} angenommen. Als nächstes wurde der Einfluß der Plasmaparameter auf die Expansion untersucht. Zuerst

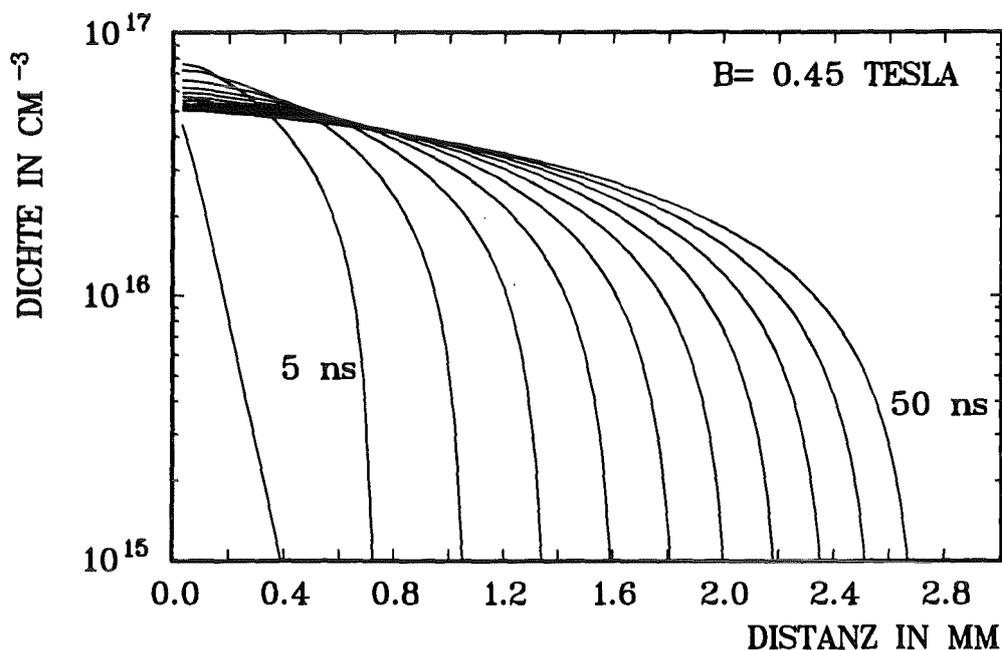


Abbildung 52: Berechnete Dichteprofile für die Plasmaexpansion im Magnetfeld von 0,45 Tesla.

wurde der Temperaturverlauf variiert. Da die MHD-Gleichung für die Plasmaexpansion die Temperatur nur in der Form $T^{-1/2}$ enthält ($\sigma \sim \tau_{ee} \sim T^{3/2}$), ist der Einfluß der Temperatur auf die Expansion gering.

Bei der Rechnungen wurde der in Abbildung 33 dargestellte Standardtemperaturverlauf mit einem Faktor K multipliziert, wobei K die Werte 1/2, 1, 2 und 4 besaß. Kurve 2 in Abbildung 55 verdeutlicht den geringen Einfluß der Temperatur auf die Plasmaexpansion. Das Magnetfeld betrug in diesen Rechnungen 1,8 Tesla. Als Quellterm wurde der Standardterm aus Kapitel 5.2

$$Q(t) = 0,1 \cdot 10^{16} \exp(t/5ns)/5 + 0,9 \cdot 10^{16} \exp(t/50ns)/50 \quad [cm^{-2}ns^{-1}]$$

verwendet.

Der Quellterm besitzt einen größeren Einfluß auf die Plasmaexpansion als die Temperatur. Grund hierfür ist der Term

$$\frac{\partial^2 n^2}{\partial x^2},$$

in den die Dichte quadratisch eingeht. Im folgenden wurde der Quellterm mit dem Faktor K multipliziert, wobei K die Werte 1/4, 1/2, 1, 2 und 4 besaß. Die Temperatur hatte wieder den zeitlichen Verlauf von Abbildung 33 (Standardtemperatur), und das Magnetfeld betrug 1,8 Tesla. Die Abbildung 55 Kurve 1 zeigt den Einfluß der Teilchenzahl auf die Expansion.

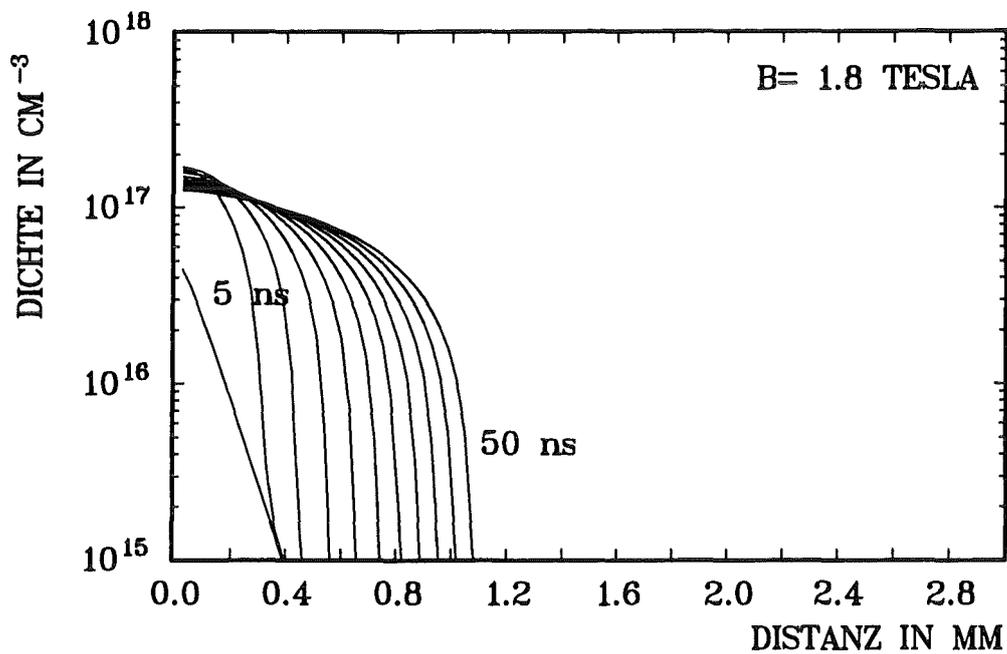


Abbildung 53: Berechnete Dichteprofile für die Plasmaexpansion im Magnetfeld von 1,8 Tesla.

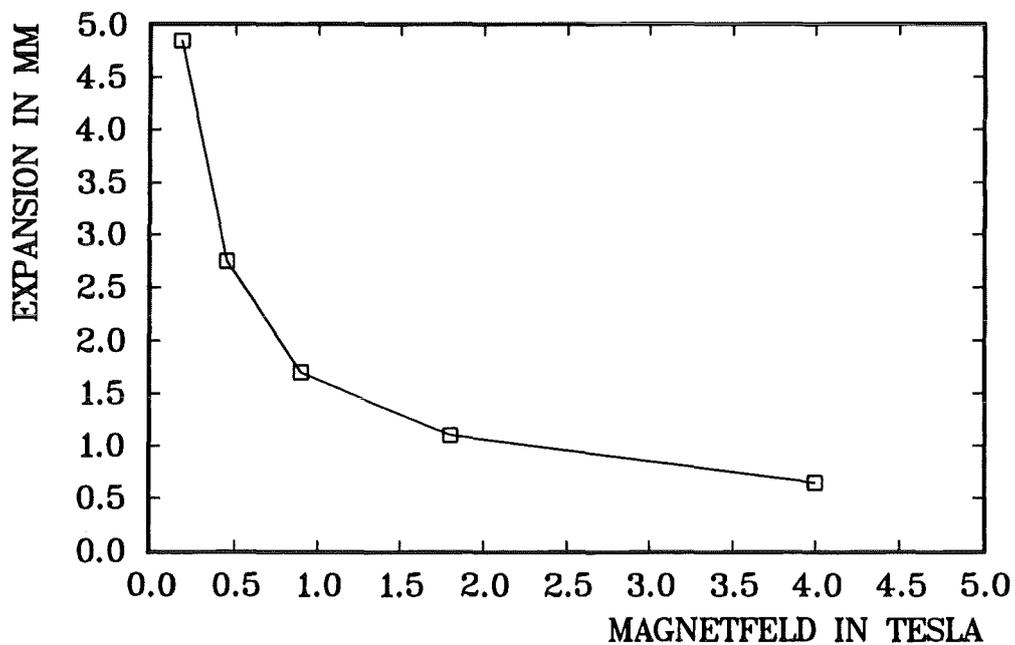


Abbildung 54: Maximale Plasmaexpansion nach 50 ns in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Hierbei wurden der Standardtemperaturverlauf und der Standardquellterm aus Kapitel 5.2 verwendet.

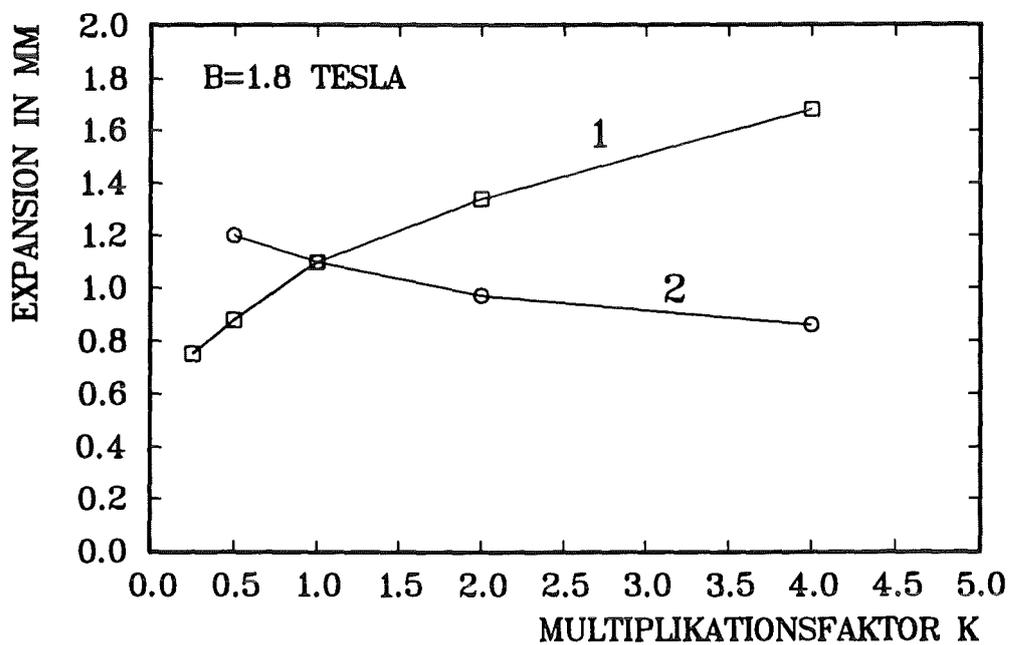


Abbildung 55: Einfluß der Teilchenzahl (Kurve 1) und der Temperatur (Kurve 2) auf die Plasmaexpansion bei 1,8 T und nach 50 ns.
 Bei Kurve 1 wurde der Standardtemperaturverlauf benutzt. Der Quellterm wurde mit dem Faktor K multipliziert.
 Bei Kurve 2 wurde der Standardquellterm benutzt. Der Temperaturverlauf wurde mit dem Faktor K multipliziert.

6.3 Spektroskopische Messungen der Plasmaparameter

Zunächst wurde mit Hilfe der Starkverbreiterung der H_α -Linie und der CII (4267Å)-Linie die Elektronendichte als Funktion der Entfernung für ein Magnetfeld von 1,8 Tesla bestimmt. Dabei zeigte sich, wie aus Abbildung 56 erkennbar, daß im wandnahen Bereich ($x < 1$ mm) das Magnetfeld die Elektronendichteverteilung innerhalb unserer Meßgenauigkeit nicht beeinflusst (vergleiche Abbildung 42).

Weiterhin wurde auch die Temperatur in diesem Bereich untersucht. Auch hier konnten, wie die Abbildung 57 und 46 zeigen, keine signifikanten Unterschiede zu den Temperaturprofilen ohne Magnetfeld gefunden werden. Deshalb erscheint es gerechtfertigt, im MHD-Modell die gleichen Plasmaparameter wie im HD-Modell zu verwenden.

Der Einfluß des Magnetfeldes zeigt sich erst in einer Entfernung von von mehr 1,8 mm. Betrachten wir hierzu die Intensitäten der CII(4267Å)-Linie von einfach ionisiertem Kohlenstoff bei verschiedenen Magnetfeldstärken in Abbildung 59. Es ist eine deutliche Verringerung der Linienintensität mit steigendem Magnetfeld erkennbar. Bis auf einen streustrahlungsbedingten Untergrund verschwinden die Kohlenstofflinien bei einem Magnetfeld von mehr als 0,9 Tesla.

Im Gegensatz dazu bleiben die Intensitäten der CII(4267Å)-Linie bei 1,02 mm nahezu unbeeinflusst vom Magnetfeld (Abbildung 58). Da ab einem Magnetfeld von 0,9 T keine Ionen in einer Entfernung von 1,8 mm mehr detektiert werden konnten, wird davon ausgegangen, daß das Plasma nicht über 1,8 mm expandiert.

Dies stimmt sehr gut mit den Ergebnissen der MHD-Rechnungen überein, nach denen das Plasma bei einem Magnetfeld von 0,9 Tesla in 50 ns nur 1,7 mm expandiert (siehe Abbildung 54).

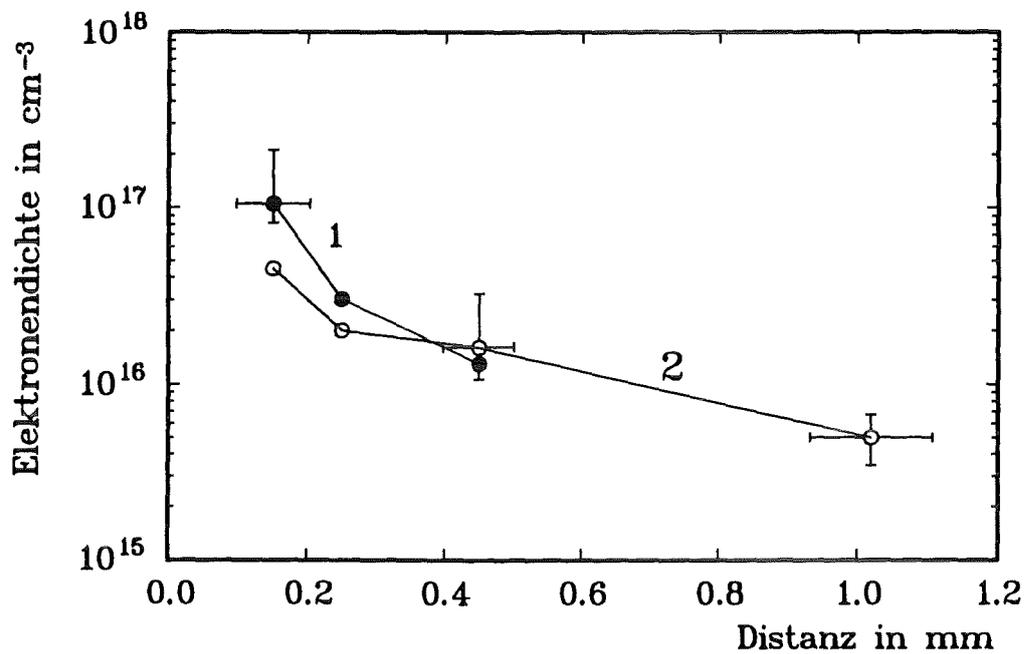


Abbildung 56: Elektronendichte 20 ns (Kurve 1) bzw. 50 ns (Kurve 2) nach der Entladung. Das Magnetfeld betrug 1,8 T.

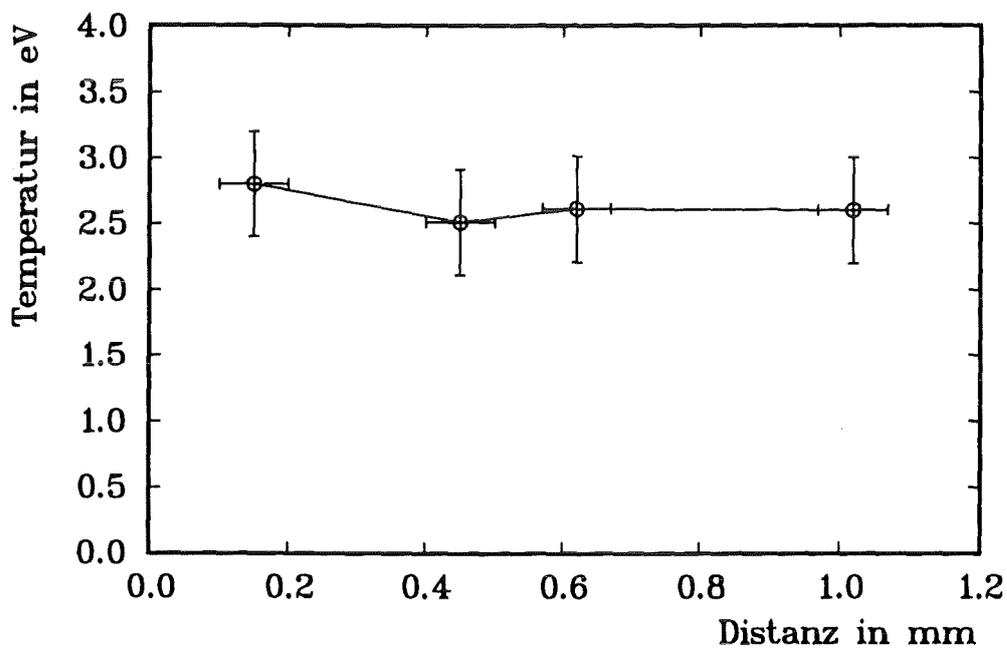


Abbildung 57: Elektronentemperatur 50 ns nach der Entladung. Das Magnetfeld betrug 1,8 T.

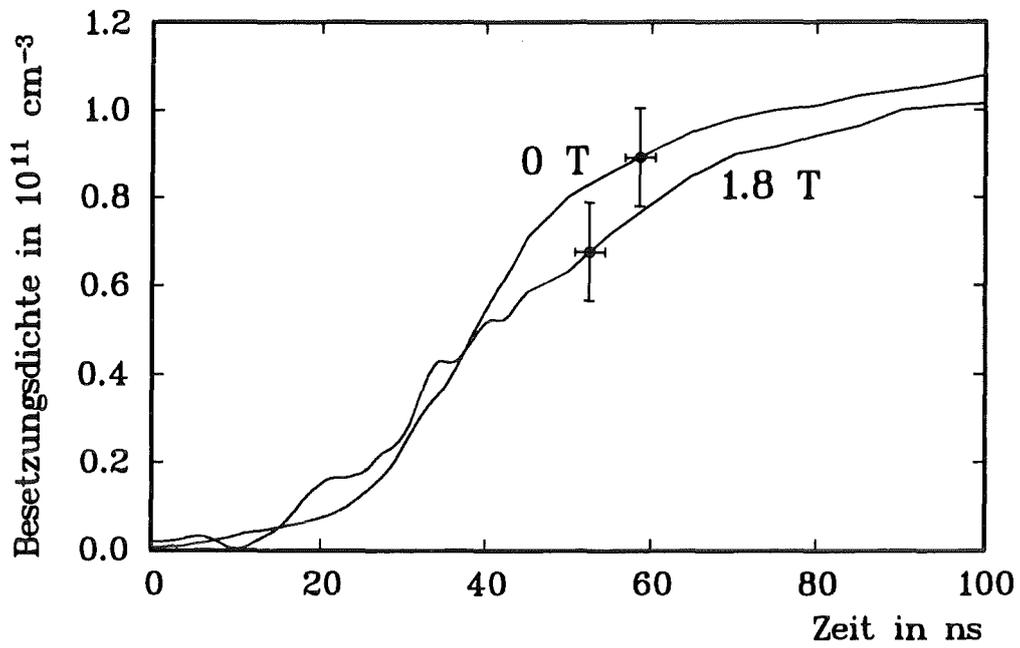


Abbildung 58: Besetzungsdichten des Niveaus $^2F^0$ von CII in 1,02 mm Entfernung für verschiedene Magnetfelder.

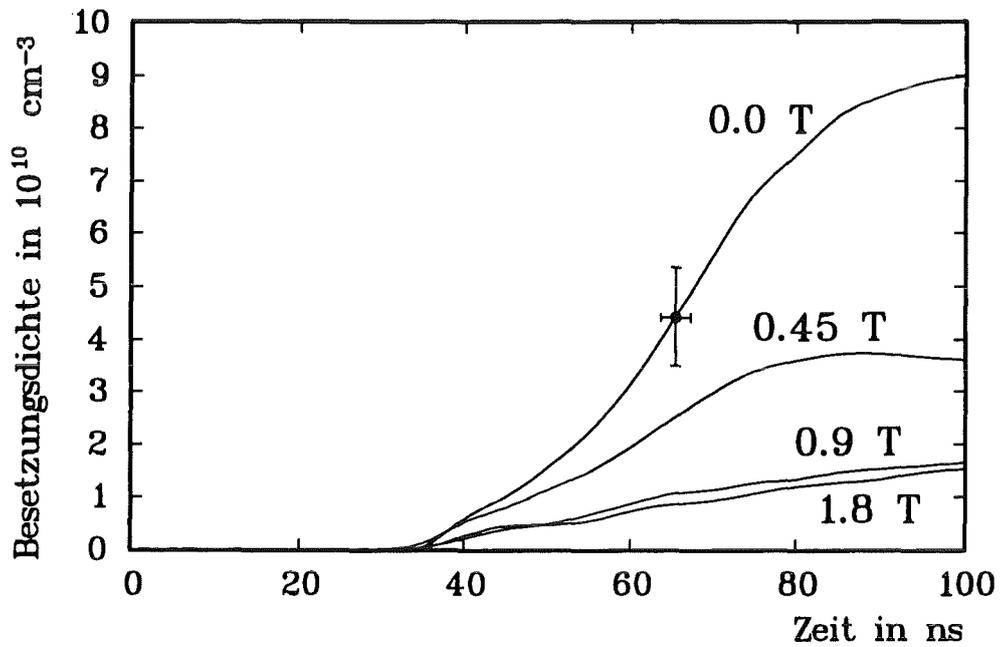


Abbildung 59: Besetzungsdichten des $^2F^0$ von CII in 1,8 mm Entfernung für verschiedene Magnetfelder.

6.4 Neutralteilchenfluß

Da unser Plasma einen hohen Neutralteilchenanteil besitzt, und das Neutralgas unbeeinflusst vom Magnetfeld expandieren kann, wird nach einer gewissen Zeit der Beschleunigungsspalt in den Vakuumdioden mit Neutralgas aufgefüllt. Diese Neutralgasexpansion wird hier untersucht.

Betrachten wir nun die Linien des Wasserstoffs in 1,8 mm Abstand. Im Gegensatz zu den Ionenlinien in Abbildung 59 erhöhen sich die Linienintensitäten mit steigendem Magnetfeld. Auch setzt die Lichtemission erheblich früher ein. Dies zeigt Abbildung 60. Weiterhin konnten die H_α -linie und die H_β -Linie selbst in einer Entfernung von 3,5 mm noch nachgewiesen werden (Abbildung 61).

Es stellt sich nun die Frage, wie der Wasserstoff in einer Region, in der kein Plasma und damit keine Elektronen existieren, in einen angeregten Zustand gekommen ist?

Zwar hindert das Magnetfeld den neutralen Wasserstoff nicht sich auszubreiten, jedoch fehlt außerhalb des Plasmas die bei uns dominierende Stoßanregung durch Elektronen. Da das Plasma optisch dünn ist, scheidet die Strahlungsabsorption als Anregungsmechanismus aus.

Als einzige Möglichkeit bleibt, daß der Wasserstoff im Plasma angeregt wird und aufgrund der natürlichen Lebensdauer der Anregungszustände die Strahlung erst im Vakuum außerhalb des Plasmas emittiert.

Die Lebensdauer des Anregungszustandes n (Niveau mit der Hauptquantenzahl n) ist

$$\tau_n = \left(\sum_{i=1}^{n-1} A_{ni} \right)^{-1},$$

wobei A_{ni} die Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand n in den Zustand i mit spontaner Emission ist. Diese Lebensdauer ist mit der charakteristischen Zeit für die exponentielle Entvölkerung des Niveaus n mit spontaner Emission identisch, sofern die Besetzung des Niveaus n durch spontane Emission aus den höherliegenden Niveaus -ihre Übergangswahrscheinlichkeiten sind in unserem Fall klein- vernachlässigt wird.

Mit den Koeffizienten A_{ni} aus [55] ergibt sich für den $n=3$ Zustand eine Lebensdauer τ_3 von 10 ns und für den $n=4$ Zustand $\tau_4 = 33$ ns.

Hieraus und aus dem Verhältnis der Besetzungsdichten eines Niveaus in verschiedenen Entfernungen von der Substratoberfläche wurde die mittlere Fluggeschwindigkeit v der Wasserstoffatome bestimmt.

Über eine Distanz von $\Delta x = 1,7$ mm reduzierte sich die Besetzungsdichte des $n=4$ Niveaus um den Faktor 14 (Abbildung 61, $t=100$ ns). Ein Teil der Reduktion wurde jedoch durch die Verdünnung des Wasserstoffgases durch

Expansion verursacht. Diese Verdünnung betrug nach den hydrodynamischen Rechnungen (siehe Abbildung 62) etwa den Faktor 2,6. Deshalb verminderten die Strahlungsübergänge die Besetzungsdichte des $n=4$ Niveaus nur um den Faktor $f = 5,4$. Da die Besetzungsdichte mit der Lebensdauer exponentiell abfällt, gilt für f

$$f = \exp \frac{\Delta x}{v\tau_4} .$$

Die mittlere Geschwindigkeit v der Wasserstoffatome ergab sich daraus zu

$$v = \frac{\Delta x}{\tau_4 \ln(f)} = 3,0 \left[\begin{matrix} +0,7 \\ -0,6 \end{matrix} \right] \frac{cm}{\mu s} .$$

Hierbei wurde ein relativer Fehler für Δx von $\pm 10\%$ und für f von $\pm 20\%$ angenommen. Um die Temperatur der Wasserstoffatome grob abzuschätzen, wurde v der thermischen Geschwindigkeit

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{M_i}}$$

gleichgesetzt. Die Wasserstoffatome besaßen danach eine Temperatur von $4,7 \begin{matrix} +2,45 \\ -1,7 \end{matrix}$ eV, was ungefähr der Plasmatemperatur entspricht.

Ursache für diese hohe Temperatur sind die Ion-Atom-Stöße und der Ladungsaustausch im Plasma. Wie im Kapitel 5.8 gezeigt wurde, sind die Raten für beide groß genug, um die Temperatur zwischen den Wasserstoffatomen und den Protonen auszugleichen. Die charakteristische Zeit hierfür liegt zwischen 0,5 ns und 5 ns, während die mittlere Zeit für die Ionisation eines Wasserstoffatoms bei etwa 40 ns liegt (mittlere Stoßzeit für den Übergang $n=1$ auf $n=2$ bei $n_e = 2 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ und $T_e = 3$ eV). Die Erhöhung der Intensität der H_α -Linie in Abbildung 60 und deren früheres Einsetzen sind vermutlich auf einen durch das Magnetfeld verbesserten Energietransfer vom Plasma auf die Wasserstoffatome zurückzuführen.

Wir haben nun gezeigt, daß ein heißes Neutralteilchengas existiert. Als nächstes wurde die hydrodynamische Expansion des Gases mit den HD-Gleichungen berechnet. Hierzu wurde die Temperatur der Wasserstoffatome der Plasmatemperatur gleichgesetzt. Die Gleichungen des Einflüssigkeitsmodells konnten verwendet werden. Allerdings mußte in der Bewegungsgleichung die Summe aus der Ionen- und Elektronentemperatur durch die Wasserstofftemperatur ersetzt werden. Der Quellterm Q wurde auf die Neutralteilchenkonzentration von 4% des Standardquellterms reduziert. Der Temperaturverlauf entsprach dem im Kapitel 5.2 verwendeten Verlauf. Das Ergebnis der Rechnung ist in der Abbildung 62 dargestellt. Es zeigte sich, daß nach 50 ns die Neutralteilchendichte in 5,5 mm Abstand bereits $10^{14} cm^{-3}$ beträgt. Da die freie Expansion eines Neutralgases und eines Plasma durch

die gleichen Gleichungen beschrieben wird, sind die berechneten Dichteprofile ähnlich (vergleiche Abbildung 32 mit 62). Allerdings ist der Druck bei gleicher Temperatur im Neutralgas um den Faktor 2 kleiner im Plasma, was zu einer um den Faktor $\sqrt{2}$ kleineren Schallgeschwindigkeit führt.

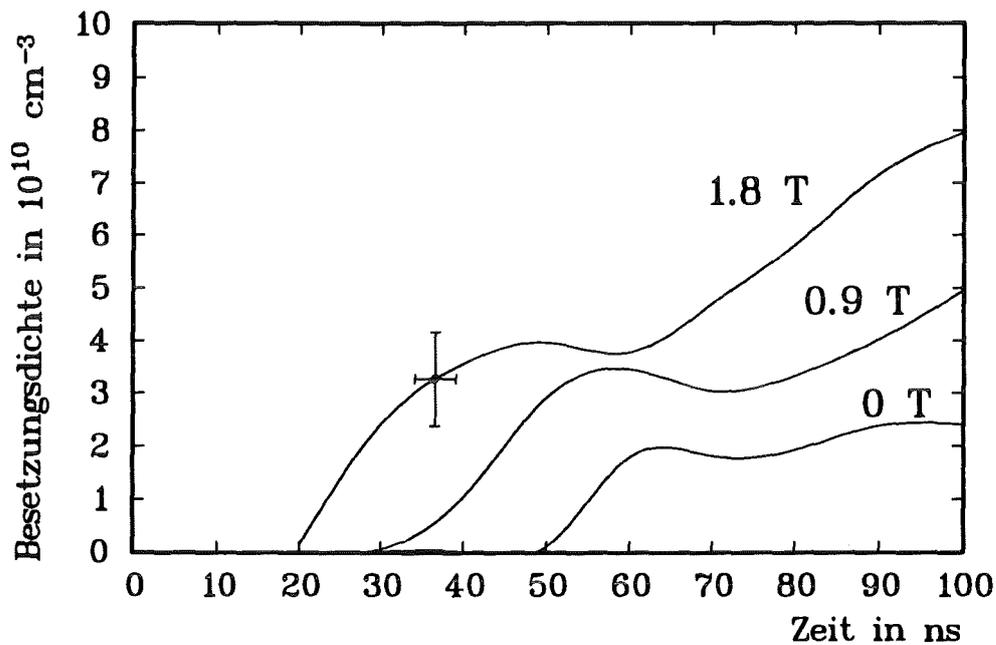


Abbildung 60: Besetzungsdichte des n_3 -Niveaus von Wasserstoff in 1,8 mm Entfernung bei verschiedenen Magnetfeldern.

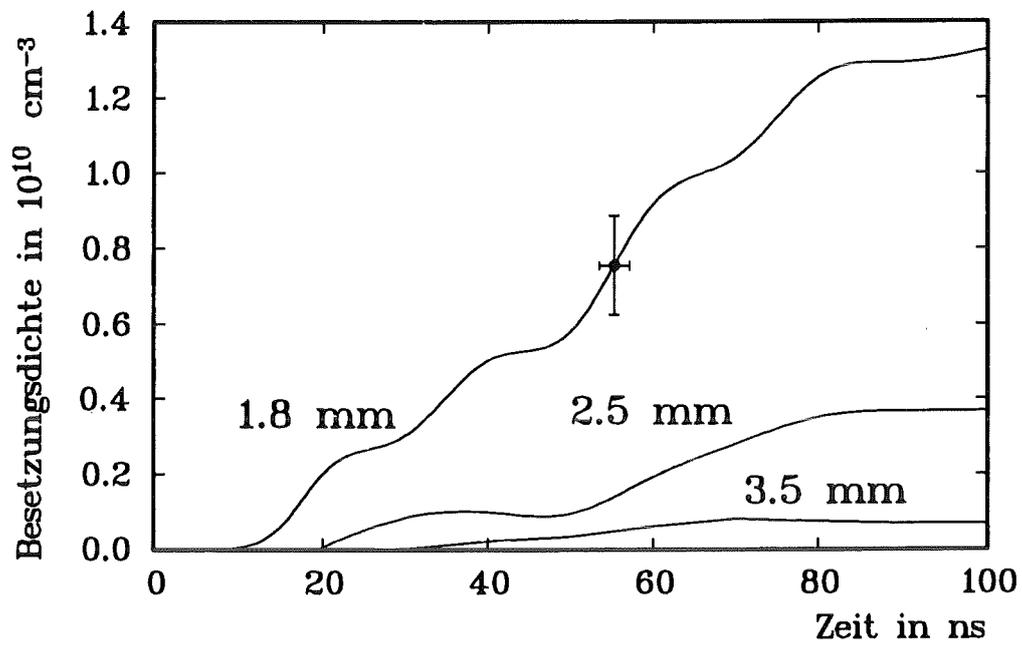


Abbildung 61: Besetzungsdichte des n_4 -Niveaus von Wasserstoff in verschiedenen Entfernungen bei einem Magnetfeld von 1,8 Tesla.

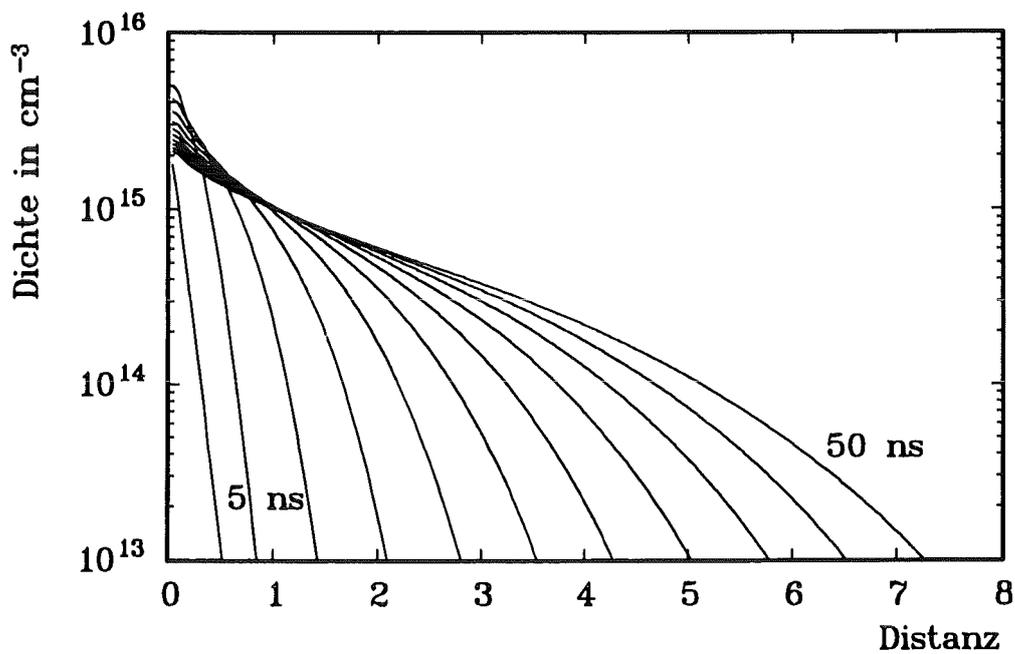


Abbildung 62: Berechnete Neutralteilchendichte bei einer hydrodynamischen Expansion.

6.5 Diskussion

In den bisherigen Arbeiten wurde der Neutralteilchenfluß nur in Ionendioden mit einem starken elektrischen Feld beobachtet und untersucht [51],[5].

Unsere Experimente zeigten, daß ein großer Neutralteilchenfluß auch dann existiert ,wenn am Anodenplasma kein elektrisches Feld anliegt.

Im Modell von Litwin [51] wird die schnelle Neutralteilchenexpansion in Ionendioden wie folgt erklärt:

Ein schnelles Neutralteilchen entsteht durch einen Ladungsaustausch eines aus dem Anodenplasma extrahierten Ions mit einem langsamen Neutralteilchen. Die langsamen Neutralteilchen befinden sich vor dem Anodenplasma, so daß die Ionen vor dem Ladungsaustausch bereits kinetische Energie gewonnen haben.

Unsere Untersuchungen haben ergeben, daß die schnelle Neutralteilchenexpansion ihre Ursache auch im Plasma selbst hat. Bei einer hohen Neutralteilchenkonzentration im Plasma entsteht durch den schnellen Temperaturlausgleich zwischen den Ionen und den Neutralteilchen (Stöße und Ladungsaustausch) ein heißes Neutralgas, das ungehindert vom Magnetfeld schnell expandiert (siehe auch Kapitel 5.8). Es entstehen also schnelle Neutralteilchen auch ohne äußeres elektrisches Feld. Solange das Plasma nicht vollständig ionisiert ist, existiert daher ein Neutralteilchenfluß.

7 Resümee der Arbeit und Ausblicke

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine aktive Protonenquelle für die Verwendung in Hochleistungsdioden Protonen entwickelt und untersucht. Es wurden dazu Meßsysteme mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung eingesetzt. Weiter wurden zur genauen Analyse der Meßdaten ein hydrodynamisches und ein Stoß-Strahlungs-Modell verwendet. Mit all dem konnten die Parameter der Ionenquelle bestimmt werden.

Die wichtigsten Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefaßt.

7.1 Wasserstoffspeicher

- Dünne Metallhydridfilme (Titan-Palladium) eignen sich als Speichermedium für Wasserstoff in Vakuumionendioden. Titan dient als Wasserstoffspeicher, Palladium als wasserstoffpermeabler Schutzfilm. In einem 300 Å dicken Titanfilm können $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ Wasserstoffatome gespeichert werden.
- Die Freisetzungsgeschwindigkeit von Wasserstoff aus dem Metallhydrid ist groß genug, um innerhalb von 20 ns eine Gasschicht mit einer Flächendichte von etwa 10^{16} cm^{-2} auf dem Metallhydridfilm zu erzeugen. Um dies zu erreichen, ist eine schnelle Erwärmung der Metallhydridfilme auf etwa 2000 K erforderlich.
- Die Freisetzung von Wasserstoff aus der TiPd-Doppelschicht wurde detailliert untersucht. Es konnte der Einfluß der Dicke der Palladiumdeckschicht auf die Freisetzungsgeschwindigkeit erklärt werden.

7.2 Plasmaerzeugung

- Wie bei Oberflächenentladungen in einer Gasatmosphäre emittiert unsere Entladung Röntgenstrahlung. Hieraus kann man schließen, daß die Entladung in der freigesetzten Wasserstoffgasschicht stattfindet.
- Die spezielle Anordnung der Elektroden erzeugt eine Flächenkapazität zwischen der Entladeoberfläche und der Erdelektrode. Der kapazitive Verschiebestrom reicht aus, um die sich entwickelnden Entladekanäle zu ionisieren. Da sich deshalb gleichzeitig entwickelnde Kanäle nicht beeinflussen, entsteht eine Vielkanalentladung, aus der sich eine homogene Plasmaschicht bildet.
- Diese Methode der Ionisation kann auch für andere Ionenquellen verwendet werden. Voraussetzung dafür ist aber, daß zuvor eine Gas- bzw.

Dampfschicht der entsprechenden Atomsorte auf der Isolatoroberfläche erzeugt wird. Zum Beispiel kann als Lithiumionenquelle ein dünner Lithiumfilm mit intensivem Laserlicht oder mit einem hohen Stromimpuls verdampft werden. Ein Problem bei solchen Ionenquellen ist die Kontamination der Oberflächen mit Wasserstoff und anderen Adsorbaten.

7.3 Plasmaparameter

- Aus der Stark-Verbreiterung der Wasserstofflinien und mit einem Laserinterferometer konnten die Elektronendichteprofile bestimmt werden. Die mittlere Dichte lag bei etwa $2 - 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.
- Die Elektronentemperatur erreichte nach 20 ns bei etwa 4 eV und sank bis 50 ns auf etwa 2,7 eV.
- Ohne Magnetfeld expandiert das Plasma mit der Schallgeschwindigkeit von etwa $8 \text{ cm}/\mu\text{s}$, wobei im Plasma auch schnelle Teilchen existieren, deren Geschwindigkeit bei $20 \text{ cm}/\mu\text{s}$ liegt.
- Das Magnetfeld stoppt diese schnelle Expansion. Es zeigte sich allerdings, daß sich das Plasma selbst bei einem Magnetfeld von 4 Tesla in 50 ns sich noch um 0,7 mm ausdehnt.
- Hieraus ergeben sich prinzipielle Schwierigkeiten für die Fokussierung von intensiven Ionenstrahlen. Denn bei einer derartigen Ausdehnung folgt die Plasmaschicht nicht mehr genau der Form der metallischen Anode, vielmehr wird seine Form von der lokalen Teilchendichte und dem Magnetfeld bestimmt. Beide Größen sind aber schwer zu steuern.
- Der Kontakt des Plasmas mit dem Metallhydridfilm verursacht einen andauernden Neutralteilchenfluß aus dem Metallhydrid in das Plasma. Das Plasma kann deshalb sein Ionisationsgleichgewicht nicht erreichen. Die Konzentration der Wasserstoffatome beträgt nach 50 ns noch 4 %.
- Die Wasserstoffatome erhalten durch Stöße mit den Protonen und durch den Ladungsaustausch die kinetische Energie der Protonen.
- Es existiert eine schnelle Neutralteilchenexpansion auch in Abwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes. Denn das heiße Neutralteilchengas dehnt sich ungehindert vom Magnetfeld ins Vakuum aus. Nach 50 ns beträgt die Dichte der Wasserstoffatome in 5,5 mm Abstand bereits 10^{14} cm^{-3} .
- Eine Reduktion des Neutralteilchenflusses ist dann möglich, wenn der andauernde Wasserstofffluß aus dem Metallhydridfilm unterdrückt

wird. Der Wasserstoff darf nur zu Beginn der Entladung freigesetzt werden. Wie die Rechnung in Kapitel 5.8.1 Abbildung 45 zeigen, kann dann das Ionisationsgleichgewicht innerhalb von 20 ns erreicht werden.

- Eine Reduktion des Wasserstoffflusses aus dem Metallhydrid könnte durch die Begrenzung des Wasserstoffreservoirs im Metallhydridfilm erreicht werden. Hierzu müßte die Dicke des Titanfilm reduziert werden (minimale Dicke $\approx 50 \text{ \AA}$).

Eine dickere Palladiumschicht (500 \AA) vermindert ebenfalls die Wasserstofffreisetzung.

- Die Existenz von angeregtem Wasserstoff im Beschleunigungsspalt außerhalb des Plasmas bietet die Möglichkeit, mit Hilfe des Stark-Effekts die elektrische Feldstärke im Beschleunigungsspalt einer Ionendiode zu bestimmen.

In dieser Arbeit wurde die Ionenquelle außerhalb der Diode in einer separaten Versuchsanordnung ohne angelegtes Beschleunigungsfeld untersucht. Die hierbei gewonnenen Ergebnisse sind jedoch auf die Erzeugung und das Verhalten des Plasmas im Einsatz in der Diode übertragbar, weil die Beschleunigungsspannung erst etwa 10 ns nach der Ionisation des Wasserstoffgases an den Beschleunigungsspalt angelegt wird. Außerdem dringt das elektrische Feld wegen der hohen Elektronendichte im Plasma nur in die äußerste Oberflächenschicht des Plasmas ein, so daß Ionen nur aus dieser Schicht extrahiert werden und das Verhalten des gesamten Plasmas kaum beeinflußt wird.

Diese Ionenquelle wurde in der Diode des Ionenbeschleunigers KALIF (Kernforschungszentrum Karlsruhe) erfolgreich eingesetzt und die im Versuchsaufbau gefundenen Ergebnisse wurden bestätigt [2]. Der Einsatz der Ionenquelle verbesserte die Leistungsflußdichte des Ionenstrahls von $0,2 \text{ TW/cm}^2$ (bei "Flashover"-Ionenquellen) auf 1 TW/cm^2 .

Literatur

- [1] K. Baumung, H.U. Karow, D. Rusch, G. Kanel, V. Licht: *Targetexperimente an KALIF: Erzeugung und Untersuchung von kondensierter Materie in extremen Zuständen hoher Energiedichte*. KfK-Nachr. Jahrg.24 4/92 S.223-233.
- [2] H. Bluhm, P.J.W. Hoppé, H.P. Laqua, and D. Rusch: *Production and Investigation of TW Proton Beams from an Annual Diode Using Strong Radial Magnetic Insulation Fields and a Preformed Anode Plasma Source*, Proceedings of the IEEE, vol.80, no. 6,pp. 995-1009, June 1992.
- [3] J. B.Greenly, R.Ueda, G.Rondeau and D. A.Hammer: J. Appl. Phys. 63, p. 1872 (1988).
- [4] M. E.Foord, Y.Maron, E.Sarid: J. Appl. Phys. 68, p. 10 (1990).
- [5] D.S. Prono, H. Ishizuka, E.P. Lee, B.W. Stallard and W.C. Turner: J. Appl. Phys. 52, p. 3004 (1981).
- [6] A. B.Filuk et al.: *Spectroscopic Characterisation of the LEVIS Active Ion Source on PBFA-II.*, Proceedings of the 9th International Conference on High-Power Particle Beams (1992), zur Veröffentlichung eingereicht.
- [7] G.C. Tisone: *Laser formation of lithium plasma ion source for Applied-B ion diodes on the PBFA-II accelerator.*, Proceedings of the 9th International Conference on High-Power Particle Beams (1992), zur Veröffentlichung eingereicht.
- [8] P.L. Dreike and G.C. Tisone : J. Appl. Phys. 59, p. 371 (1986).
- [9] K. Horioka, N. Tazima and K. Kasuya: Rev. Sci. Instrum. 61, p. 1 (1990).
- [10] A. L.Pregenzer: J. Appl. Phys. 58, p. 4509 (1985).
- [11] H.P. Laqua: Diplomarbeit 1990, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik Kernforschungszentrum Karlsruhe.
- [12] F.A. Hopf and M. Cervantes *Nonlinear optical interferometers*, Applied Optics, Vol. 21, No. 4, 15 February 1982.
- [13] K. Tsuruta, N. Yamazaki and Y. Takahashi *Charge state and residence time of metal ions generated from a microsecond vacuum arc.*, IEEE Trans. on Plasma Sci., vol. PS-20, pp.99-104, April 1992.

- [14] R.Lässer: *Berichte der Kernforschungsanlage Jülich Nr. 1800 ' Tritium in Metallen '*, S. 143,(1985).
- [15] H.Wenzl, J. M.Welter: *Current Topics in Material Science 1*, E. Kaldis (Hrsg.) North Holland Publ. Comp., Amsterdam. (1978)
- [16] E.Fromm, E.Gephardt: *Gase und Kohlenstoff in Metallen*, Hrsg. E.Fromm, E.Gephard ; Springer Verlag (1976).
- [17] N.Boes, H.Züchner: *Herstellung wasserstoffdurchlässiger V-, Nb- und Ta-Folien mit Hilfe der UHV-Bedampfungstechnik*, Z. Naturforschung 31 a, S. 754-759, (1976).
- [18] H. G.Wulz: *Journal of the Less-Common Metals* 118 (1986), S 303-313.
- [19] R.Anton, K.Häupl, P.Rudolf, and P.Wißmann: *Electrical and Structural Properties of Thin Palladium Films*, Z. Naturforsch. 41 a, S. 665-670, 1986.
- [20] A. W.Aldag, L. D.Schmidt: *Interaction of Hydrogen with Palladium*, *Journal of Catalysis* 22,S. 260-265, (1971).
- [21] W. Auer, H.J. Grabke: *The Kinetics of Hydrogen Absorption in Palladium (α - and β -phase) and Palladium-Silver-Alloys*, *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.* (1974) Bd. 78, S. 58-67.
- [22] E. Wicke, H. Brodowsky, and H. Züchner, *Topics in Appl. Phys.: Hydrogen in Metals II*, ed. by G. Alefeld and S. Völkl, Vol. 29, S. 149, Springer-Verlag, Berlin 1978.
- [23] W. Jost: *Diffusion in Solids, Liquids and Gases*, edited by W. Jost; Academic Press (1969).
- [24] V.A. Livanov, A.A.Bukhanovo and B.A. Kolachev: *Hydrogen in Titanium*, *Israel Progr. for Sci. Transl.* , 1965.
- [25] H.Jehn, H.Speck, W.Hehn, E.Fromm, G.Hörz: *Gases and carbon in metals*, in *Physik Daten Fachinformationszentrum Karlsruhe* ISSN 0344-8401 (1982) Nr. 5-19.
- [26] H.Jehn, H.Speck, E.Fromm, G.Hörz: *Gases and carbon in metals*, in *Physik Daten Fachinformationszentrum Karlsruhe* ISSN 0344-8401 (1979) Nr. 5-5.
- [27] P.Dokopoulos: *Eine folienisolierte Mehrkanal-Funkenstrecke mit Nanosekunden Schaltzeit*, *ETZ-A* Bd. 92 (1971), H. 2.
- [28] J. Dutton, *Spark Breakdown in Uniform Fields* in *Electrical Breakdown of Gases*, ed. by J.M. Meek and J.B. Cragges, John Wiley & Sons (1978).

- [29] R. A. Anderson J. P. Brainard: *Mechanism of pulsed surface flashover involving electron-stimulated desorption*, J. Appl. Phys. ,Vol. 51, pp.1414-1421, 1980.
- [30] H. Reather: *The Development of Kanal Discharges*, in "Electrical Breakdown In Gases" edited by J. A. Rees The MacMillan Press LTD, 1973.
- [31] F. Hegeler, G. Masten, H. Krumpholz and L. L. Hatfield: *The Early Phase of Dielectric Surface Flashover*, XV th INTERNATIONAL SYMPOSIUM on DISCHARGE and ELECTRICAL INSULATION in VACUUM 1992 edited by D. König pp.213-216.
- [32] J.D. Cross and T.S. Sudarshan: *The effect of cuprous oxide coating on surface flashover of dielectric spacers in vacuum*, IEEE Trans. Elect. Insul. Vol. EI-9, pp. 146-150, 1974.
- [33] A. V. Gurevich: Sov. Phys. JETP 12, 904 (1961).
- [34] A. A. Avdienko, M. D. Malev: *Surface Breakdown of Solid Dielectrics in Vakuum II*, Sov. Phys. Tech. Phys. 22(8), pp.986-991, August 1977.
- [35] H. Boersch, H. Harnisch, W. Ehrlich: *Surface Discharge on Insulators under Vakuum*, Z. angew. Phys. Vol.15 pp. 518-525, 1963.
- [36] A. KÜchler, J. Dams, Th. Dunz und A. Schwab: *Kapazitive Sensoren zur Messung elektrischer Felder und Spannungen*, Archiv für Elektrotechnik 68 (1985), S. 335 - 344.
- [37] S.I. Andreev, E.A. Zobov, and A.N. Sidorov: *Investigation of sliding spark in air*, J. Appl. Mech. Techn. Phys. 19, pp. 309-314, 1979 [Zh. Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz. No. 3, 38 (1978)].
- [38] S.I. Andreev, E.A. Zobov, A.N. Sidorov, and V.D. Kostovsov: *An investigation of a long sliding spark*, J. Appl. Mech. Tech. Phys. 21, 103 (1980) [Zh. Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz. No. 1, 111 (1980)].
- [39] V.M. Borisov, F.I. Vysikaylo, and O.B. Khristoforov: *A uniform high-current creeping discharge*, High Temp. (USSR) 21, pp. 635-641, 1983, [Teplofiz. Vys. Temp. 21, 844 (1983)].
- [40] V.M. Borisov, F.I. Vysikaylo, Yu.B. Kiryukhin, and O.B. Khristoforov in Sov. J. Quantum Electron. 13, 1408 (1983).
- [41] V.Yu. Baranov, V.M. Borisov, F.I. Vysikaylo, and O.B. Khristoforov: *Study of the conditions of formation of a uniform high-current sliding discharge*, High Temp. (USSR) 22, 528 (1984) [Teplifiz. Vys. Temp. 22, 661 (1984)].

- [42] R.E. Berverly III: *Modeling of x-ray generation during the breakdown phase of surface discharges*, J. Appl. Phys. 64, (4), p. 1353-1357, 1988.
- [43] R.E. Berverly III: *Electrical, gasdynamic, and radiative properties of planar surface discharges*, J. Appl. Phys. 60, (1), p. 104-124, 1986.
- [44] P.N. Dashuk, S.L. Kulakov, and Yu.V. Rybin: *Gas ionisation by the soft x-ray emission from a nanosecond grazing discharge*, Sov. Tech. Phys. Lett. 11(4), pp. 182-184 , April 1985.
- [45] M. Scholz IPPLMF Warshaw Poland, persönliche Mitteilung.
- [46] Ya. B. Zel'dovich, Yu. P. Raizer: *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Volume 1, edited by Wallace D. Hayes and Ronald F. Probstein, Academic Press.
- [47] D. L. Book *NRL PLASMA FORMULARY*; NRL Publication 177-4405, Washington, DC 20375-5000.
- [48] F. F.Chen: *Introduction into Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 1, Plenum Press New York (1984).
- [49] C.J. Joachain, D.E. Post *Atomic and Molecular Physics of Controlled Thermonuclear Fusion*, NATO Advanced Science Institutes Series, Plenum Press.
- [50] J. McFarlane University of Madison (Wisconsin), persönliche Mitteilung.
- [51] C. Litwin und Y. Maron, Phys. Fluids B 1, 670, (1989).
- [52] M.N. Rosenbluth: *Plasma Physics and Thermonuclear Research*, edited by C.L. Longmire, J.K. Tuck, and W.A. Thompson (Pergamon, London, 1963), Vol II, p. 271.
- [53] M.N. Rosenbluth: *Elementary Plasma Physics*, edited by C.L. Longmire (Wiley Eastern Ltd.), New Delhi, India, 1971, Chap. 5.
- [54] Y.Maron, E. Sarid, L. Perelmutter, M.E. Foord, O. Zahavi, M. Sarfaty, C. Litwin, and E. Nahshoni: *Spectroscopic investigation of the none-equilibrium plasma and the charge flow in ion beam diodes*, Proceedings of the 7th International Conference on High-Power Particle Beams (1988), Vol. 1, S. 57, Hrsg. W. Bauer und W. Schmidt.
- [55] W. L.Wiese, G. A.Martin: *Wavelengths and Transition Propabilities for Atoms and Atomic Ions*, Part II Transition Propabilities, NSRDS-NBS 68 (Dec. 1980).
- [56] H. R.Griem : *Plasma Spectroscopy*, H. R. Griem ed., McGraw-Hill Book Company (1964).

- [57] H. R.Griem : *Spectral Line Broadening by Plasmas* , H. R. Griem ed., Academic Press, New York (1974).
- [58] W. D.Rusanov : *Methoden der Plasmadiagnostik*, Akademie-Verlag, Berlin (1965).
- [59] H. W.Drawin: *Validity Conditions for Local Thermodynamic Equilibrium*, Z. Physik, Bd.228, S. 100–119.
- [60] R. W. P.McWhirter and A. G.Hearn: *A Calculation of the Instantaneous Population Densities of the Excited Levels of Hydrogen-like Ions in a Plasma*, Proc. Phys. Soc., Vol. 82 (1963), S. 641–654.
- [61] R. W.Nicholls and A. L.Steward : *Atomic and Nuclear Processes*, D. R. Bates, ed. , Academic Press, New York (1962).
- [62] W.L. Bohn: *Nicht-thermische Besetzungsdichten im Wasserstoffplasma mit Strahlungsabsorption*, Z. Naturforsch. 22a, 1953 - 1959 [1967].
- [63] D.H. Sampson, L.B. Golden: *Electron-impact excitation and ionisation cross-sections and rates for hydrogen*, Ap. J. 161: 321 - 337, July 1970.
- [64] H.H. Hutchinson: *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge Univ. Press, 1987.
- [65] D.H. Oza, R.L. Greene and D.H. Kelleher: *Collisional broadening of the Balmer- α transition of H and He⁺ in plasmas*, Phys. Rev. A. 37, 531 (1988).
- [66] D.H. Oza, R.L. Greene and D.H. Kelleher: *Dependence of the half widths of plasma-broadened hydrogen lines on reduced mass, temperature, and density*, Phys. Rev. A 38, 2544, (1988).
- [67] W.L. Wiese, D.E. Kelleher and V. Helbig, Phys, Rev. A 1, 1854 (1975).