

G. Hofmann Strahlungsvorionisierung von Wasserstoff
(Preionization of Hydrogen by Radiation)
in German, March 1966

G. Hofmann

IPP 1/43

März 1966

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Strahlungsvorionisierung von Wasserstoff (Preionization of Hydrogen by Radiation)

G. Hofmann

IPP 1/43

März 1966

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

Abstract: A light source was developed which emits a very intense short radiation pulse below 800 \AA . By this device molecular hydrogen could be ionized sufficiently to be used as the starting point for a heating experiment (theta pinch). This light source is a fast high voltage z-pinch which is filled dynamically, only for the duration of the ionizing light pulse, with dense lithium vapor. The electron density of the photo-ionized hydrogen was measured with a Microwave-Interferometer, the electric conductivity was determined from the skin-effect.

In the centre of a tube of 150 cm length and 4 cm radius a degree of ionization of 4.5% can now be reached with an initial pressure of 0.01 Torr H_2 using two light sources at both ends.

The conductivity is so high that a magnetic field of 500 kHz penetrates only 0.5 cm. The electron temperature was determined from the conductivity as some eV while the ions remain cold.

Inhaltsverzeichnis

Seite

1. Zusammenfassung	1
2. Einleitung	1
3. Theoretische Betrachtungen	2
3.1 Gesetze der Photoionisation für Wasserstoff	2
3.2 Elektronenerzeugungsrate durch Strahlung einer punktförmigen Lichtquelle	2
3.3 Grobe Abschätzung des erreichbaren Ionisierungsgrades	5
3.4 Auswahl der Leuchtsubstanz	7
4. Experimenteller Aufbau	7
4.1 Beschreibung der Lichtquelle - ein schneller Hochspannungs-z-Pinch	7
4.2 Kurzzeitige Füllung der Lichtquelle mit Leuchtsubstanz hoher Dichte	8
4.3 Messmethoden	11
5. Messergebnisse und Diskussion	11
5.1 Lichtquelle ohne Füllung - Entladung in reinem Wasserstoff	11
5.2 Kupferdampffüllung durch eine Drahtexplosion	15
5.3 Lithiumdampffüllung durch eine Bogenentladung	15
5.4 Weitere Versuche	15
5.5 Vorschlag für ein mögliches Vorionisierungsexperiment	19
6. Anhang	19
6.1 Bestimmung der Elektronendichte mit einem Mikrowellen-Interferometer	19
6.2 Bestimmung der Leitfähigkeit des photoionisierten Plasmas aus dem Skineffekt	22

Literaturverzeichnis

29

Eine Vorionisierung ist um so besser, je homogener, hochionisierter, leitfähiger und sauberer das Ausgangsplasma ist. Mit den bisher fast ausschließlich verwendeten Vorionisierungsmethoden - elektrische Entladungen wie z-Pinch, Theta-Pinch oder Bögen - lassen sich zwar bei geschickter Wahl der Parameter hohe Ionisierungsgrade und Leitfähigkeiten erzeugen, doch ist der Anteil der Verunreinigungen relativ hoch und die Schwierigkeiten bei sehr niedrigen Drücken, wie sie z.B. für Turbulenztauchexperimente erforderlich sind, sehr beträchtlich.

Ein sehr sauberes Plasma lässt sich durch Einwirken von ionisierender Strahlung auf das Neutralgas herstellen.

In dieser Arbeit wird versucht, eine Lichtquelle zu schaffen, die einen möglichst intensiven Strahlungsimpuls in einem Wellenlängenbereich aussendet, in dem Wasserstoff ionisierbar ist. Mit dieser Lichtquelle wird das Wasserstoffvolumen eines

1. Zusammenfassung

In diesem Bericht wird eine Lichtquelle beschrieben, die einen so intensiven Strahlungsimpuls im Wellenlängenbereich unter 800 \AA aussendet, dass sich damit Wasserstoff in einem brauchbaren Mass ionisieren lässt. Diese Lichtquelle ist ein sehr schneller Hochspannungs-z-Pinch, der kurzfristig mit Lithiumdampf hoher Dichte gefüllt wird. Die Strahlung des aufgeheizten Lithiumplasmas photoionisiert das Wasserstoffvolumen, das sich in einem seitlichen offenen Rohransatz am Entladungsgefäß des z-Pinches befindet.

Die Elektronendichte des photoionisierten Wasserstoffs wurde mit einem Mikrowelleninterferometer, die elektrische Leitfähigkeit aus dem Skineffekt bestimmt.

Diese Vorionisierungsmethode eignet sich besonders für niedrige Drücke.

Mit den bisherigen Möglichkeiten kann bei Bestrahlung von beiden Seiten in der Mitte eines Rohres von 150 cm Länge ein Ionisierungsgrad von 4,5% bei einem Anfangsdruck von 0,01 Torr H_2 erreicht werden. Die Leitfähigkeit ist so hoch, dass bei einer Magnetfeldfrequenz von 500 kHz die Skintiefe bei 0,5 cm liegt (Gefäßradius 4 cm).

Die Elektronentemperatur des photoionisierten Wasserstoffplasmas liegt bei einigen eV. Die Ionen sind kalt.

2. Einleitung

Der Ausgangszustand eines Plasmas hat für die Wirksamkeit von Aufheizexperimenten z.B. mit einem Theta-Pinch, die zu sehr hohen Temperaturen führen, zunehmend an Bedeutung gewonnen. Die Art und Güte der Vorionisierung wirkt sich auf die erreichte Endtemperatur stark aus [1].

Eine Vorionisierung ist um so besser, je homogener, hochionisierter, leitfähiger und sauberer das Ausgangsplasma ist. Mit den bisher fast ausschliesslich verwendeten Vorionisierungsmethoden - elektrische Entladungen wie z-Pinch, Theta-Pinch oder Bögen - lassen sich zwar bei geschickter Wahl der Parameter hohe Ionisierungsgrade und Leitfähigkeiten erzeugen, doch ist der Anteil der Verunreinigungen relativ hoch und die Schwierigkeiten bei sehr niedrigen Drücken, wie sie z.B. für Turbulenzaufheizexperimente erforderlich sind, sehr beträchtlich.

Ein sehr sauberes Plasma lässt sich durch Einwirken von ionisierender Strahlung auf das Neutralgas herstellen.

In dieser Arbeit wird versucht, eine Lichtquelle zu schaffen, die einen möglichst intensiven Strahlungsimpuls in einem Wellenlängenbereich aussendet, in dem Wasserstoff ionisierbar ist. Mit dieser Lichtquelle wird das Wasserstoffvolumen eines

Theta-Pinch-Rohres bestrahlt und die Elektronendichte und Leitfähigkeit des erzeugten Plasmas gemessen. Das Verhalten dieses speziellen Plasmas beim eigentlichen Aufheizvorgang durch den Theta-Pinch ist das Ziel weiterer Untersuchungen und soll hier ausser Acht gelassen werden.

3. Theoretische Betrachtungen

3.1 Gesetze der Photoionisation für Wasserstoff

Ein Lichtquant ausreichender Energie kann ein gebundenes Elektron aus einem Atom heraus schlagen. Geht die ganze Energie des Quants bei diesem Prozess verloren, spricht man von Photoionisation. Die kinetische Energie des befreiten Elektrons E ist durch das Einsteinsche photoelektrische Gesetz gegeben:

$$(1) \quad E = h\nu - \varphi$$

$h\nu$ = Energie des Quants

φ = Bindungsenergie des Elektrons

Bei weicher Strahlung stellt die Verteilung der emittierten Elektronen einen Ring von birnenförmigem Querschnitt dar mit der Strahlrichtung als Achse. Bei harter Strahlung, deren Wellenlänge in die Grössenordnung des Atomdurchmessers kommt, tritt eine Bevorzugung der Strahlrichtung auf.

Der Ionisierungsquerschnitt fällt ab der langwelligen Grenze von 803 \AA oder $15,4 \text{ eV}$ rasch ab. Mit guter Näherung lässt er sich durch einen kubischen Abfall für Wellenlängen, die nicht zu nahe an der langwelligen Grenze liegen, darstellen

$$(2) \quad \sigma_{ion} = 2,5 \cdot 10^{-26} \cdot \lambda^3 [\text{cm}^2] \quad \sigma_{ion} = 1,294 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$$

λ in \AA

An der Ionisierungsgrenze ist die Abhängigkeit komplizierter. Der gesamte Absorptionskoeffizient unterscheidet sich nur in der Nähe der Ionisierungsgrenze stark vom Ionisierungskoeffizient (siehe Abb. 1). Bei $0,1 \text{ Torr H}_2$ und einer Wellenlänge von 500 \AA ist die Absorptionslänge $l = 100 \text{ cm}$ für Photoionisation. Es besteht also Aussicht, mit Strahlung ähnlicher Wellenlänge Wasserstoff wirklich nennenswert ionisieren zu können.

3.2 Elektronenerzeugungsrate durch Strahlung einer punktförmigen Lichtquelle

Gegeben sei eine punktförmige Lichtquelle mit einem spektralen Strahlungsfluss $s(t, \nu)$. Die im Abstand z davon erzeugte Elektronendichte soll berechnet werden.

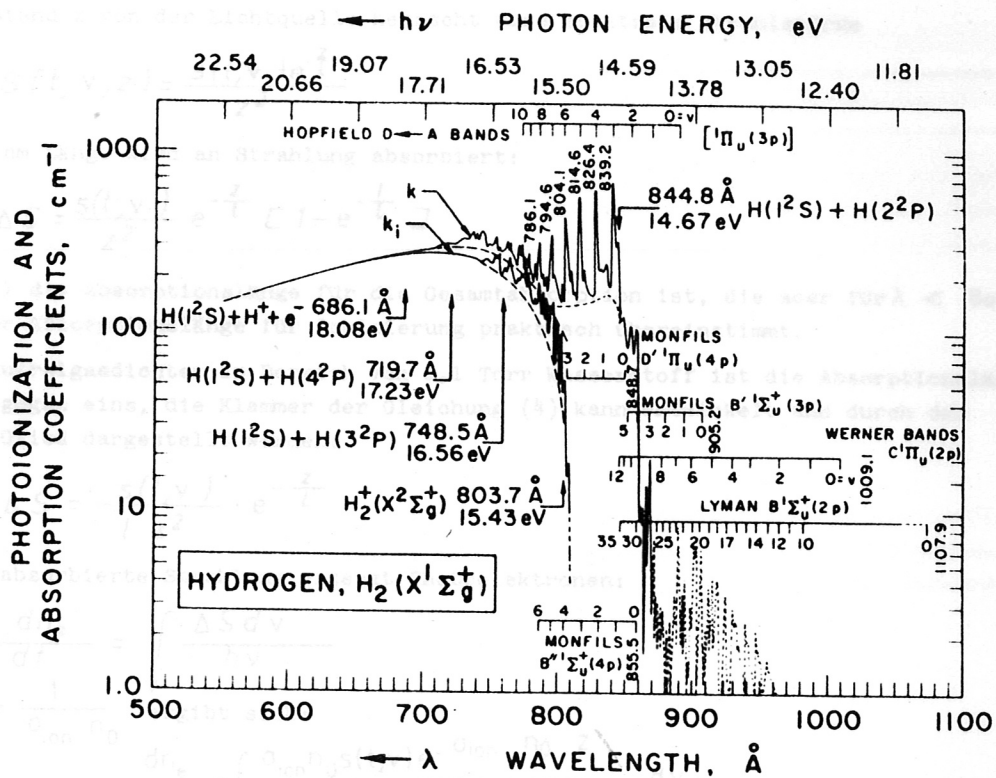
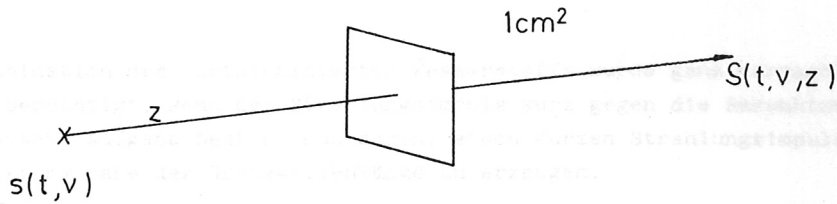


Abb. 1 Photoionisations- und Absorptionskoeffizienten für molekularen Wasserstoff nach Cook und Metzger [4]

Der Ionisierungsgrad ist dann:

Bei dieser Ableitung ist nicht klein gegen die Neutralgasdichte ist. In anderen Fall ist das positiv Minorwerden des Neutralgas zu berücksichtigen.

Aus dem Ausdruck (4) folgt, dass bei gegebener Strahlstärke der Lichtquelle der Ionisierungsgrad an einem festen Ort umso höher wird, je niedriger die Neutralgasdichte n ist. Diese Vorionisierungsmethode ist deshalb besonders für niedrige Drücke geeignet.



Im Abstand z von der Lichtquelle herrscht eine spektrale Strahlstärke

$$(3) \quad S(t, \nu, z) = \frac{s(t, \nu) e^{-\frac{z}{l}}}{z^2}$$

Auf 1 cm Länge wird an Strahlung absorbiert:

$$(4) \quad \Delta S = \frac{s(t, \nu)}{z^2} e^{-\frac{z}{l}} \left[1 - e^{-\frac{l}{z}} \right]$$

wobei l die Absorptionslänge für die Gesamtabsorption ist, die aber für $\lambda < 803 \text{ \AA}$ mit der Absorptionslänge für Ionisierung praktisch übereinstimmt.

Für Neutralgasdichten im Bereich von $0,1 \text{ Torr}$ Wasserstoff ist die Absorptionslänge gross gegen eins, die Klammer der Gleichung (4) kann entwickelt und durch das erste Glied dargestellt werden:

$$(5) \quad \Delta S = \frac{s(t, \nu)}{l \cdot z^2} \cdot e^{-\frac{z}{l}}$$

Diese absorbierte Strahlung erzeugt Photoelektronen:

$$(6) \quad \frac{dn_e}{dt} = \int \frac{\Delta S d\nu}{h\nu}$$

Mit $l = \frac{1}{\sigma_{\text{ion}} n_0}$ ergibt sich:

$$(7) \quad \frac{dn_e}{dt} = \int \frac{\sigma_{\text{ion}} n_0 s(t, \nu) e^{-\sigma_{\text{ion}} \cdot n_0 \cdot z}}{z^2 h\nu} d\nu$$

Der Ionisierungsgrad ist dann:

$$(8) \quad \alpha = \int_t \int \frac{\sigma_{\text{ion}} s(t, \nu) e^{-\sigma_{\text{ion}} \cdot n_0 \cdot z}}{z^2 h\nu} d\nu dt$$

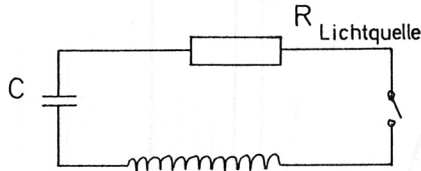
Bei dieser Ableitung ist vorausgesetzt, dass die Elektronendichte klein gegen die Neutralgasdichte ist. Im anderen Fall ist das optisch Dünnerwerden des Neutralgases zu berücksichtigen.

Aus dem Ausdruck (8) folgt, dass bei gegebener Strahlstärke der Lichtquelle der Ionisierungsgrad an einem festen Ort umso höher wird, je niedriger die Neutralgasdichte n_0 ist. Diese Vorionisierungsmethode ist deshalb besonders für niedrige Drücke geeignet.

Die Rekombination des photoionisierten Wasserstoffs wurde ganz vernachlässigt. Das ist dann berechtigt, wenn der Strahlungsimpuls kurz gegen die Rekombinationszeit ist. Die technische Aufgabe besteht nun darin, einen kurzen Strahlungsimpuls möglichst hoher Leistung nahe der Grenzwellenlänge zu erzeugen.

3.3 Grobe Abschätzung des mit einer Kondensatorentladung als Lichtquelle erreichbaren Ionisierungsgrades

Als Lichtquelle sei die Gasentladungsstrecke eines Kondensatorkreises betrachtet. Die Verhältnisse werden sehr vereinfacht, um wenigstens einen Anhalt für die Größenordnung des erreichbaren Ionisierungsgrades zu bekommen. Eine genauere Rechnung müsste die ganze Pinchdynamik der Gasentladung erfassen und kann nur unter unverhältnismässig grösserem Aufwand numerisch durchgeführt werden. Im einfachsten Fall kann die Gasentladungsstrecke durch ihren Ohmschen Widerstand gekennzeichnet werden.



Der Energieumsatz in der Lichtquelle ist optimal, wenn der Entladungskreis aperiodisch gedämpft ist. Weiter sei angenommen, dass etwa 50% der in der Lichtquelle umgesetzten elektrischen Leistung in schwarze Strahlung übergeht. Die Temperatur des schwarzen Strahlers folgt aus dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz:

(9)

$$T = \sqrt[4]{\frac{N}{\sigma}}$$

N = elektrische Leistung

σ = Stefan-Boltzmannsche Konstante

Mit der Temperatur ist die Intensitätsverteilung über die Wellenlängen gegeben und es kann die Lichtquellenfunktion $s(\lambda, \nu)$ und damit wiederum der maximal erreichbare Ionisierungsgrad berechnet werden. Dies wurde für den später beschriebenen Entladungskreis numerisch vollzogen. Die Ergebnisse sind für verschiedene Drücke in Abb. 2 zusammengestellt. Die maximale Temperatur des schwarz strahlenden Plasmas beträgt $41\ 000\ ^\circ\text{K}$, entsprechend einer Wellenlänge von $710\ \text{\AA}$. In Wirklichkeit ist der Ohmsche Widerstand des Leuchtquellenplasmas um mehr als eine Größenordnung kleiner als der aperiodische Grenzwiderstand. Der Energieumsatz in der Lichtquelle also noch viel ungünstiger.

Es muss daher versucht werden, ein nichtschwarzes Plasma zu schaffen, das um $800\ \text{\AA}$ strahlt wie ein schwarzes Plasma sehr hoher Temperatur, in den übrigen Wellenlängenbereichen dagegen möglichst wenig Strahlung verliert.

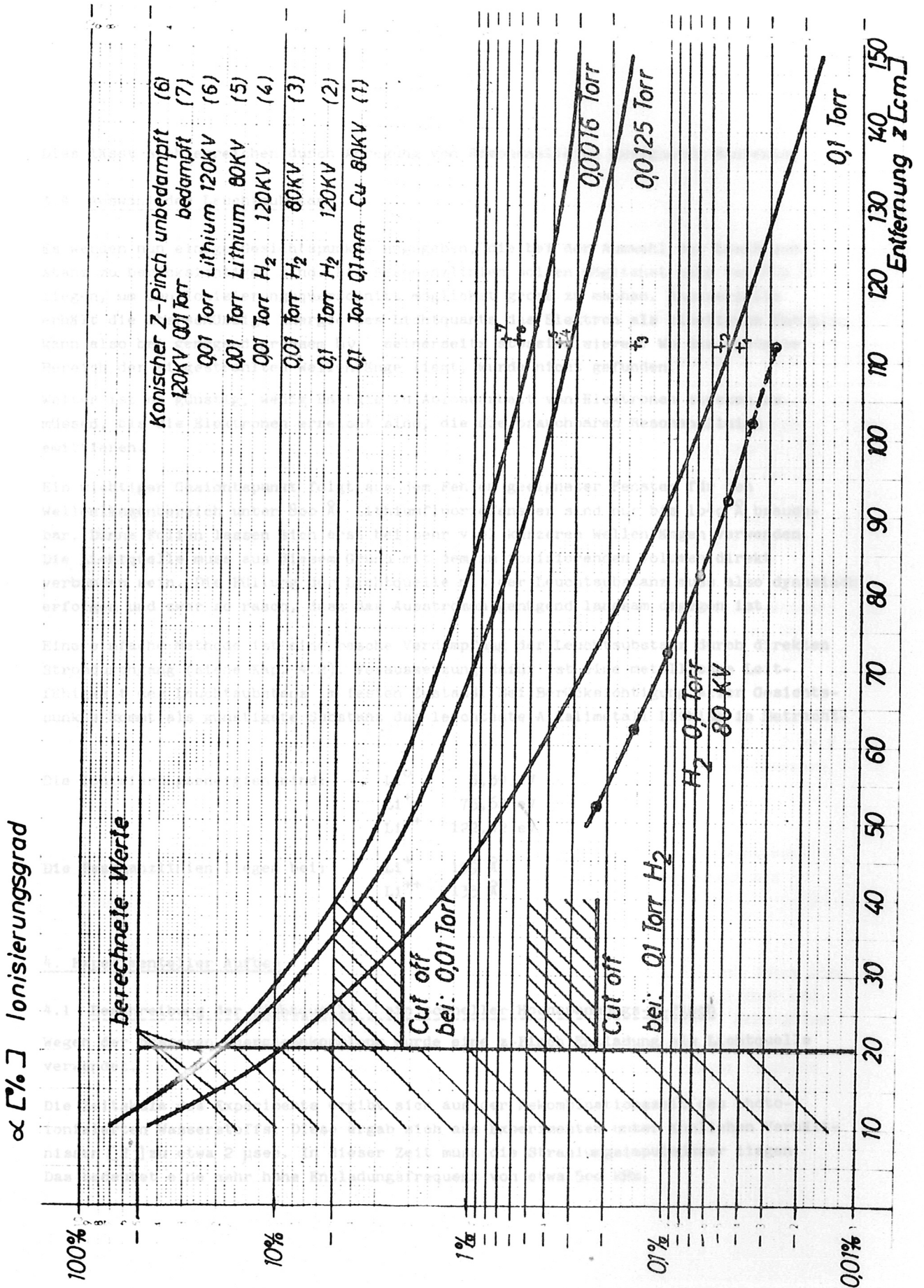


Abb. 2 Berechnete (drei obere Kurven) und gemessene Ionisierungsgrade (unterste Kurve und Punkte 1-7). Die linke Schranke begrenzt den Gültigkeitsbereich der Rechnung. Die beiden Schranken für den Ionisierungsgrad ergeben sich aus dem Messbereich der 8 mm Mikrowellen.

Dies lässt sich erreichen durch Anregung von Resonanzlinien geeigneter Elemente.

3.4 Auswahl der Leuchtsubstanz

Es werden nun einige Gesichtspunkte angegeben, die bei der Auswahl der Leuchtsubstanz zu berücksichtigen sind. Die Resonanzlinien sollen möglichst nahe bei 800 \AA liegen, um den Ionisierungsquerschnitt möglichst gross zu machen. Andererseits erhält die überschüssige Energie des Lichtquants das Elektron als kinetische Energie, kann also bei genügend grossem $h\nu$ seinerseits stossionisieren. Wo der optimale Bereich der eingestrahelten Wellenlänge liegt, wurde nicht gefunden.

Weiter ist es günstig, wenig Energie in Ablösearbeit von Elektronen stecken zu müssen, bis die Elektronen erreicht sind, die die brauchbaren Resonanzlinien emittieren.

Ein wichtiger Gesichtspunkt folgt aus dem Fehlen geeigneter Fenster für den Wellenlängenbereich unter 800 \AA . Lithiumfluoridfenster sind nur bis 1040 \AA brauchbar. Dünne Folien lassen sich erst bei sehr viel kürzeren Wellenlängen verwenden. Die Lichtquelle muss aus diesem Grund mit dem zu ionisierenden Volumen direkt verbunden sein. Die Füllung der Lichtquelle mit der Leuchtsubstanz muss also dynamisch erfolgen und zwar so rasch, dass das Ausströmen genügend langsam dagegen ist.

Eine einfache Methode ist eine rasche Verdampfung der Leuchtsubstanz durch direkten Stromdurchgang (siehe Kap. 4.2). Voraussetzung dafür ist eine metallische Leitfähigkeit der Leuchtsubstanz im festen Zustand. Bei Berücksichtigung aller Gesichtspunkte kommt als günstigste Substanz das leichteste Alkalimetall Lithium in Betracht.

Die Ionisierungsenergien sind:	Li^0	5,39 eV
	Li^+	75,62 eV
	Li^{++}	122,42 eV

Die Resonanzlinien liegen bei:	Li^+	199 \AA
	Li^{++}	135 \AA

4. Experimenteller Aufbau

4.1 Beschreibung der Lichtquelle - ein schneller Hochspannungs-z-Pinch

Wegen der besseren Energieankopplung wurde eine z-Pinch Entladung als Lichtquelle verwendet.

Die Zeitskala des Experiments ergibt sich aus der Rekombinationszeit des photoionisierten Wasserstoffs. Diese ergab sich aus Experimenten unter ähnlichen Verhältnissen [2] zu etwa 2 μsec . In dieser Zeit muss die Strahlungsimpulsdauer liegen. Das bedeutet eine sehr hohe Entladungsfrequenz von etwa 500 kHz.

Die Induktivität des Entladungskreises liegt allein durch das Entladungsgefäß bei 40 nH. Die Kapazität des Kreises muss entsprechend klein gemacht werden (0,84 µF), um die hohe Frequenz zu erreichen. Als freier Parameter muss die Spannung möglichst hoch gewählt werden, um genügend Energie zur Verfügung zu haben (120 kV).

Mit dieser hohen Spannung sind beträchtliche Schwierigkeiten verbunden. Eine davon war der Bau eines Schalters, der bei dieser hohen Spannung und einer Strombelastung von 350 kA eine Induktivität von nur einigen nH aufweist. Die Induktivität eines Schalters ist im wesentlichen gegeben durch die Länge des leitenden Kanals: L

$$L \sim l = U/E$$

Bei vorgegebener Spannung U ist L umso kleiner, je höher die Feldstärke im nichtgezündeten Zustand sein kann. Die besten Werte weisen feste Dielektrika auf (Faktor 55 gegen Luft). An anderer Stelle [3] wurden sehr erfolgreiche Versuche mit Schaltern dieser Art durchgeführt, die unter dem Namen "dielektrische Schalter" oder "Folienschalter" bekannt sind. Der grösste Nachteil ist die lange Durchbruchzeit von etwa 1 µsec und eine gewisse Unhandlichkeit. Ein Schalter dieser Art wurde gebaut und erfüllte die gestellten Anforderungen.

In der Abb. 3 ist das Schema des Versuchsaufbaus zu sehen. Das zu ionisierende Wasservolumen befindet sich in dem Rohransatz senkrecht zur Achse des z-Pinches. In der oberen geerdeten Elektrode wird kurz vor der Entladung des z-Pinches eine Wolke dichten Lithiumdampfes erzeugt, die sich durch das Entladungsgefäß ausbreitet.

Die zweigeteilte Folienisolation des Folienschalters wird durchschlagen durch einen Hilfsbogen zwischen zwei dünnen Kupferfolien, die bis auf die Brennstelle von 0,2 mm \varnothing gegeneinander isoliert sind. Nach jedem Schuss ist das ganze Folienspaket zu erneuern.

4.2 Rasche Füllung der Lichtquelle mit Leuchtsubstanz hoher Dichte

Nach verschiedenen Methoden wurde versucht, die Lichtquelle so rasch mit Leuchtsubstanz aufzufüllen, dass kein Ausströmen in das Ionisierungsvolumen stattfand bis der z-Pinch gezündet wurde.

4.21 Füllung durch Drahtexplosion

Ein Draht wurde parallel zur Pinch-Achse nahe der Gefäßswand aufgespannt und durch eine Kondensatorentladung zum Verdampfen gebracht. Diese Methode liefert bei 0,1 Torr und nicht zu dünnen Drähten ein brauchbares Metallplasma mit scharfen Fronten. Nach jedem Schuss ist der Draht zu erneuern und dabei die Apparatur zu belüften. Da ausserdem Lithiumdrähte nur schwer herzustellen sind, wurden nur einige orientierende Versuche mit Kupferdrähten gemacht (siehe Abb. 4).



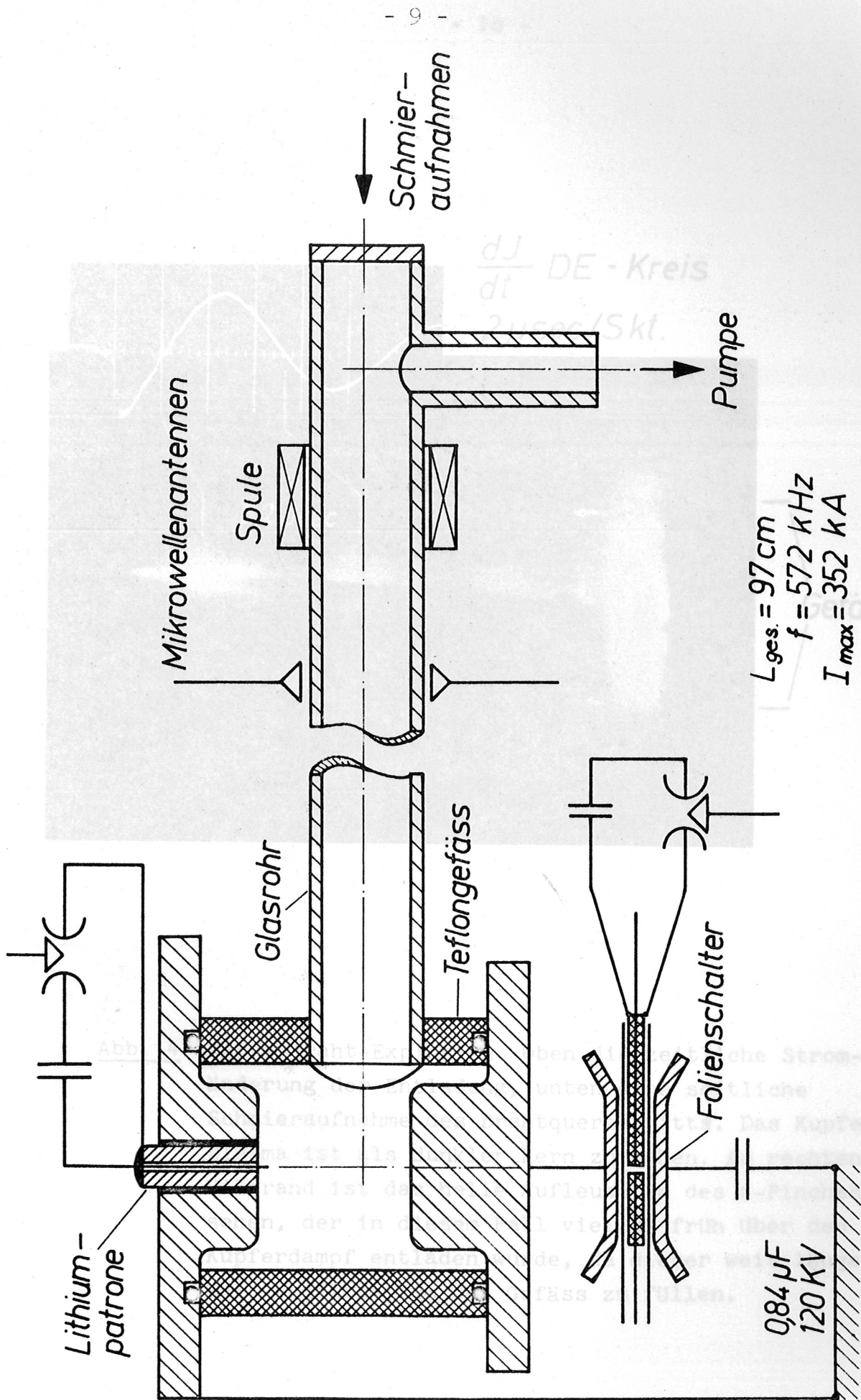


Abb. 3 Schema des Versuchsaufbaus

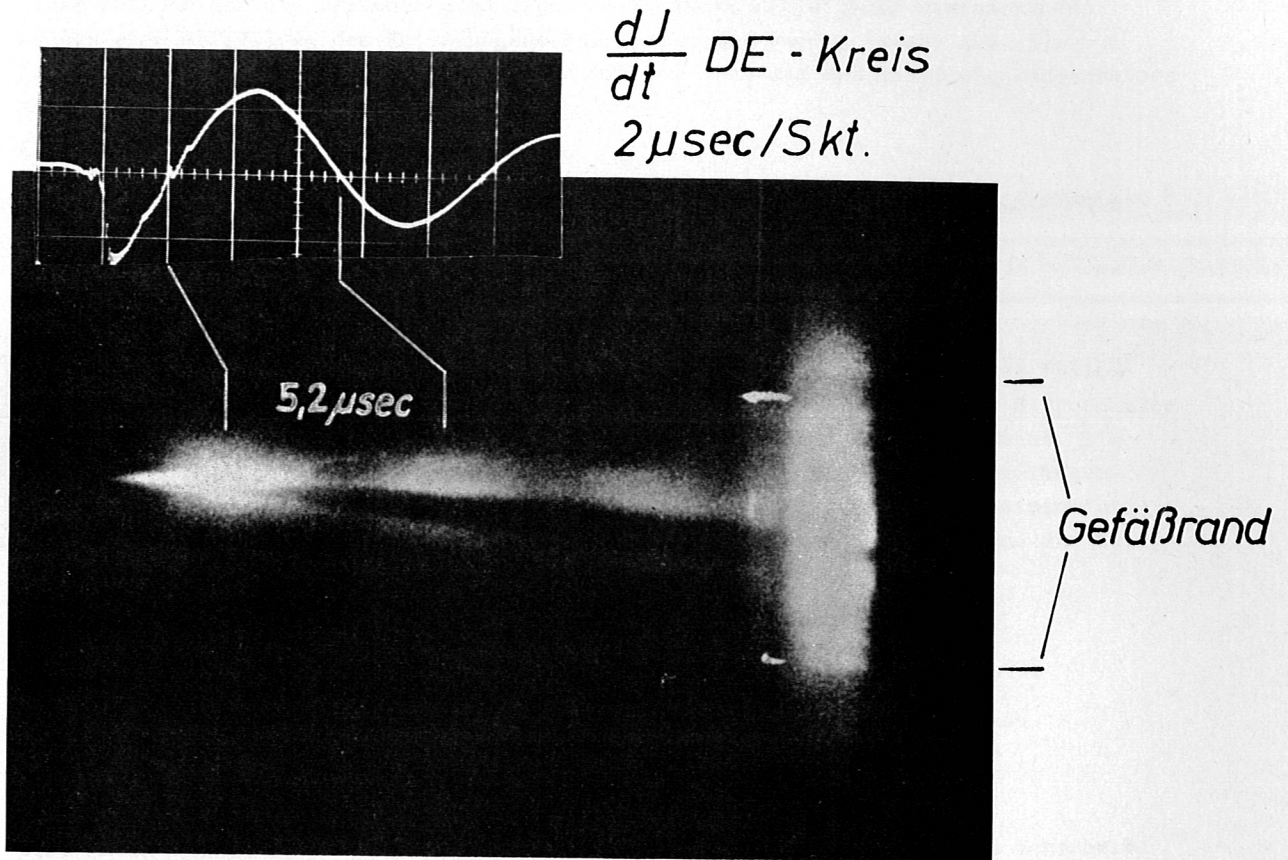


Abb. 4 Kupferdraht-Explosion. Oben die zeitliche Stromänderung der Entladung, unten eine seitliche Schmieraufnahme des Drahtquerschnitts. Das Kupferplasma ist als dunkler Kern zu sehen. Am rechten Bildrand ist das helle Aufleuchten des z-Pinches zu sehen, der in diesem Fall viel zu früh über den Kupferdampf entladen wurde, da dieser weit längere Zeit benötigt, um das Gefäß zu füllen.

4.22 Füllung durch eine Bogenentladung zwischen Wolfram- und Lithiumelektroden

Diese Methode gab die brauchbarsten Ergebnisse. Innerhalb einiger Mikrosekunden konnte eine Auffüllung des Entladungsgefäßes erreicht werden (siehe Abb. 5). Die Anfangsdichte des Lithiums lässt sich mit der Spannung des Entladungskondensators ändern.

4.23 Füllung durch gepulsten Gaseinlass

Diese vielversprechende Methode, die es gestatten würde, mit dem strahlungsmässig günstigen Edelgas Helium zu arbeiten, wurde noch nicht angewendet.

4.3 Messmethoden

Die Entladungsströme des z-Pinches, des Lithiumverdampfungskreises und des Folien-schalter-Triggerkreises wurden mit Rogowski-Spulen beobachtet. Durch das Stirnfenster des Ionisierungsrohres wurden side-on Schmieraufnahmen des z-Pinches gemacht. Die Elektronendichte im Ionisierungsrohr wurde mit einem 8 mm Mikrowellendoppelinterferometer in Transmission gemessen. Die elektrische Leitfähigkeit des photoionisierenden Wasserstoffs wurde aus dem Skineffekt nach zwei Arten bestimmt. Aus der Leitfähigkeit lässt sich die Elektronentemperatur abschätzen.

Die beiden letzten Messmethoden werden im Anhang näher beschrieben.

5. Messergebnisse und Diskussion

5.1 Lichtquelle ohne Füllung - Entladung in reinem Wasserstoff

Eine Entladung in reinem Wasserstoff gibt eine sehr schnelle Kompression innerhalb von 0,3 μ sec. (Siehe Bildwandleraufnahme der Abb. 6). In dieser Zeit wird auch der Hauptteil der ionisierenden Strahlung ausgesandt.

Die maximal erreichten Ionisierungsgrade sind in der Abb. 2 eingetragen (Punkte 2 und 5). Sie liegen nahe an den unter 3.3 berechneten Werten; die Strahlung von Verunreinigungsatomen dürfte daher recht beträchtlich sein.

Für eine Kondensatorspannung von 80 kV wurde die örtliche Abhängigkeit des maximalen Ionisierungsgrades gemessen. (Siehe unterste Kurve in Abb. 2). Der Abfall ist langsamer als der der berechneten Kurven. Das deutet auf einen höheren Anteil kurzwelligerer Strahlung hin.

In der Abb. 7 ist eine Leitfähigkeitsmessung zu sehen bei einem Druck von 0,01 Torr Wasserstoff und einer Kondensatorspannung von 80 kV. Bei diesem niedrigeren Druck steigt die Elektronendichte langsamer an als bei höherem (obere Kurve). Darunter ist die relative Änderung der Spuleninduktivität und des Magnetfeldes auf der Achse aufgetragen. Genaueres siehe Anhang 6.2.

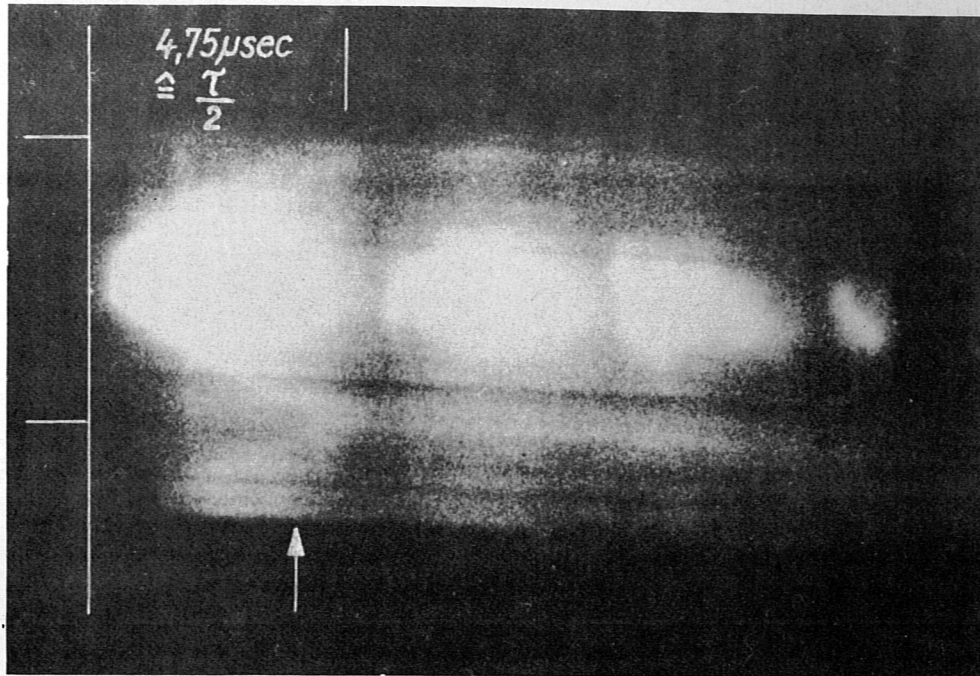
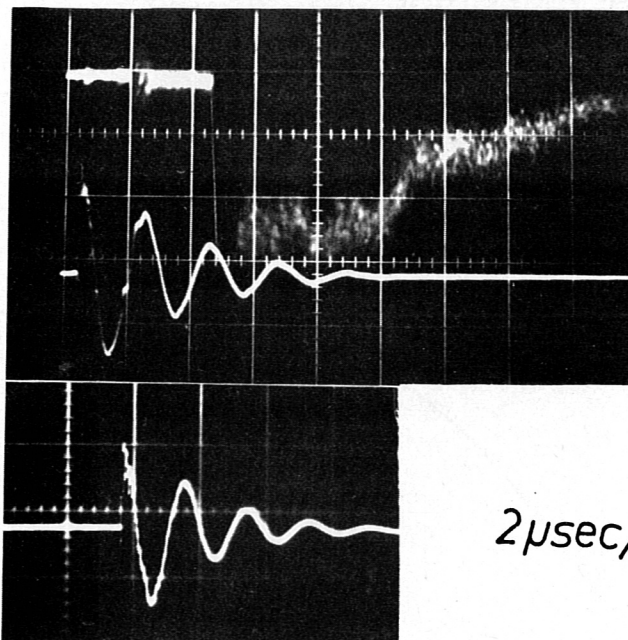


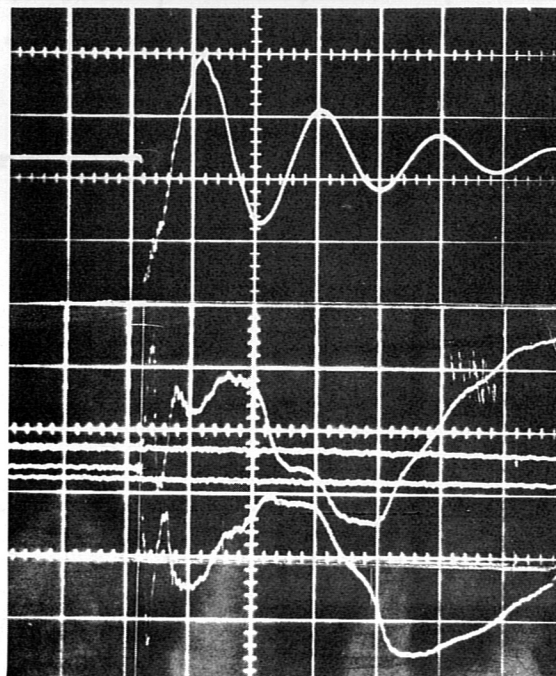
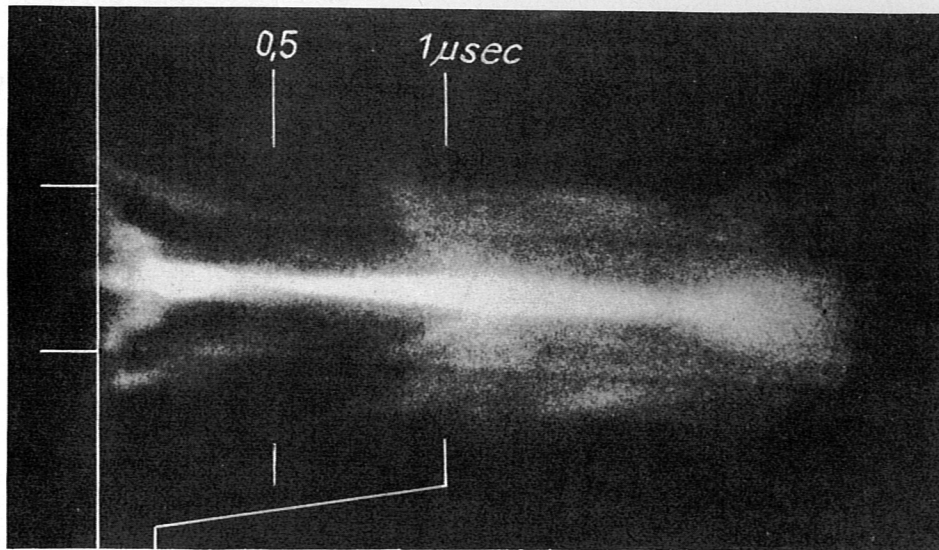
Abb. 5 Schmieraufnahme des Lithium-Verdampfungsvorgangs. Der Pfeil gibt den günstigsten Einsatzzeitpunkt des z-Pinches an. Am linken Bildrand ist das Entladungsgefäß angedeutet.



Multipliersignal
 der Linie $6103,5 \text{ \AA}$ Li I
 in 40 cm Entf. vom Z-Pinch
 $10 \mu\text{sec/Skt}$
 $\frac{dJ}{dt}$ des Lithium Ver-
 dampfungskreises

$2 \mu\text{sec/Skt}$ $\frac{dJ}{dt}$ Z-Pinch

Abb. 5a Ausströmen der Lithiumwolke aus dem z-Pinch. Beobachtet wurde eine Linie des neutralen Lithiums durch einen Spalt am Ionisationsrohr über einen Monochromator mit einem Multiplier.
 15 μsec nach der Zündung des z-Pinches trifft eine scharf begrenzte Wolke neutralen Lithiums am Beobachtungsspalt in 40 cm Entfernung ein.



1 μsec/Skt

$\frac{dJ}{dt}$ Z-Pinch

$\sin \varphi$

$\cos \varphi$

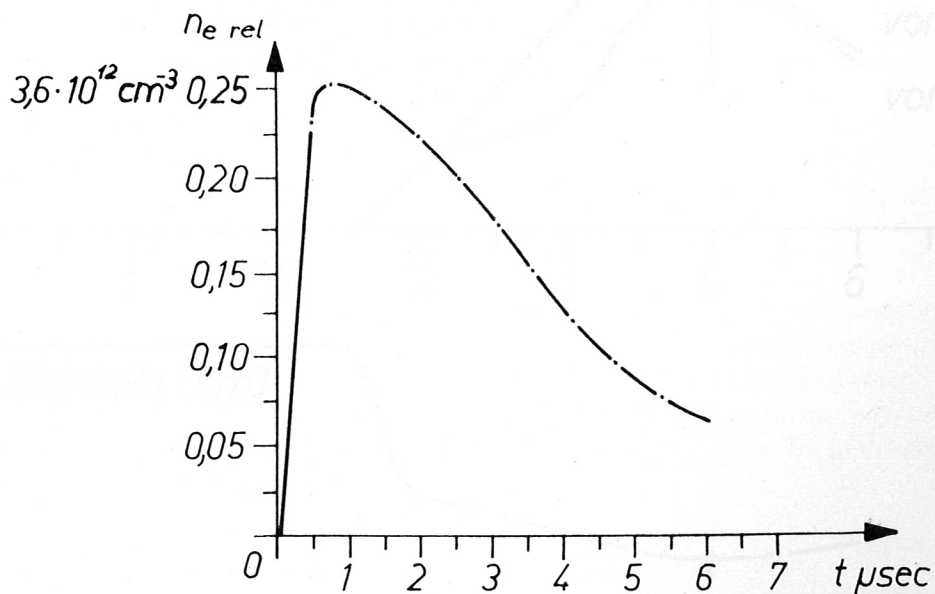


Abb. 6 z-Pinch in reinem Wasserstoff. Oben: Schmieraufnahme der Entladung, darunter zeitliche Änderung des Entladungsstromes, \sin und \cos der Mikrowellen-Phasenänderung (Messpunkt in 112 cm Entfernung vom z-Pinch) und die daraus ermittelte Elektronendichte. $p_0 = 0,1$ Torr

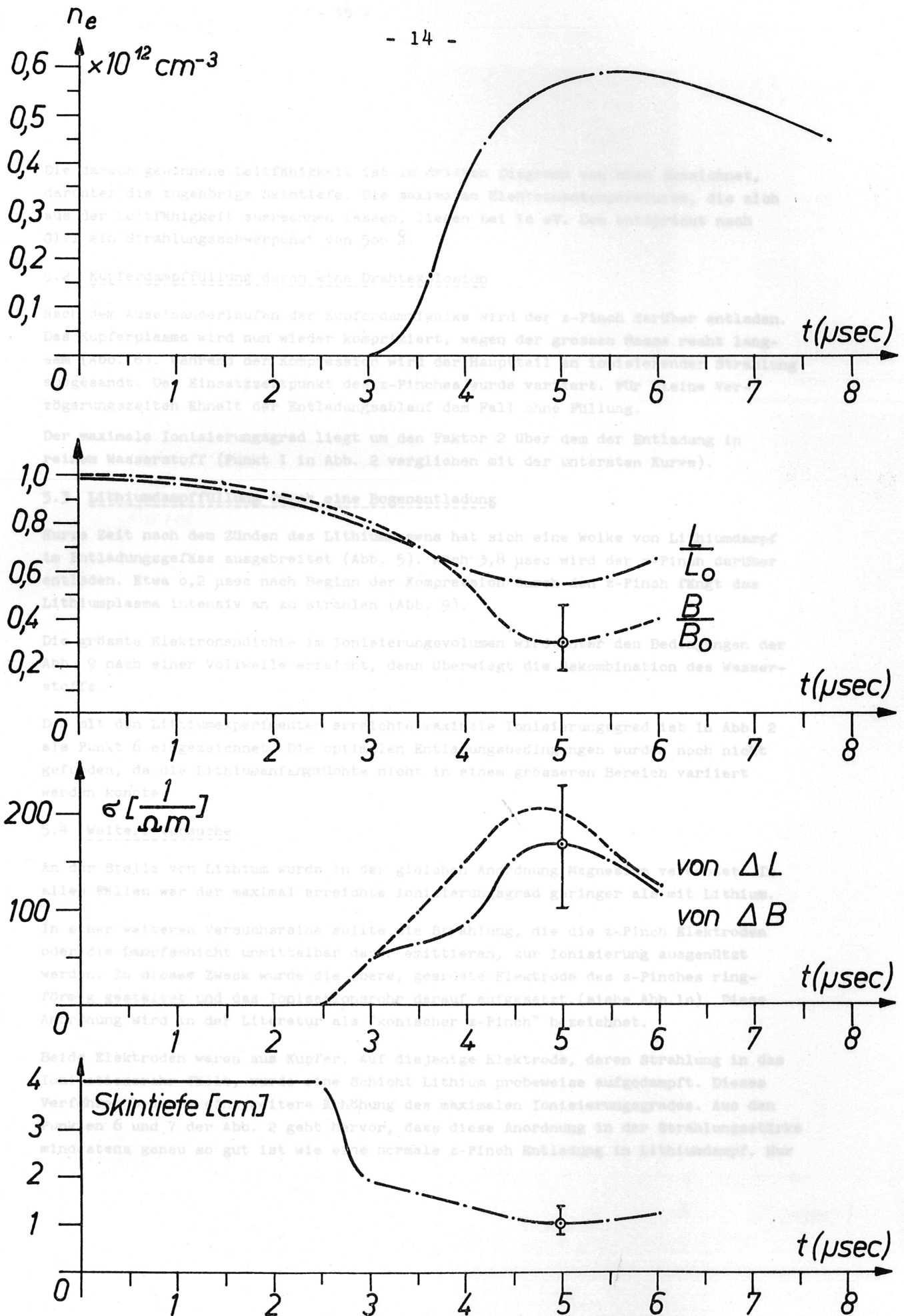


Abb. 7 Beispiel einer Leitfähigkeitsmessung

$t = 65,5 \mu\text{sec}$

Die daraus gewonnene Leitfähigkeit ist im dritten Diagramm von oben gezeichnet, darunter die zugehörige Skintiefe. Die maximalen Elektronentemperaturen, die sich aus der Leitfähigkeit ausrechnen lassen, liegen bei 10 eV. Dem entspricht nach Gl.1 ein Strahlungsschwerpunkt von 500 Å.

5.2 Kupferdampfzufüllung durch eine Drahtexplosion

Nach dem Auseinanderlaufen der Kupferdampf Wolke wird der z-Pinch darüber entladen. Das Kupferplasma wird nun wieder komprimiert, wegen der grossen Masse recht langsam (Abb. 8). Während der Kompression wird der Hauptteil an ionisierender Strahlung ausgesandt. Der Einsatzzeitpunkt des z-Pinches wurde variiert. Für kleine Verzögerungszeiten ähnelt der Entladungsablauf dem Fall ohne Füllung.

Der maximale Ionisierungsgrad liegt um den Faktor 2 über dem der Entladung in reinem Wasserstoff (Punkt 1 in Abb. 2 verglichen mit der untersten Kurve).

5.3 Lithiumdampfzufüllung durch eine Bogenentladung

Kurze Zeit nach dem Zünden des Lithiumbogens hat sich eine Wolke von Lithiumdampf im Entladungsgefäss ausgebreitet (Abb. 5). Nach 3,8 μsec wird der z-Pinch darüber entladen. Etwa 0,2 μsec nach Beginn der Kompression durch den z-Pinch fängt das Lithiumplasma intensiv an zu strahlen (Abb. 9).

Die grösste Elektronendichte im Ionisierungsvolumen wird unter den Bedingungen der Abb. 9 nach einer Vollwelle erreicht, dann überwiegt die Rekombination des Wasserstoffs.

Der mit den Lithiumexperimenten erreichte maximale Ionisierungsgrad ist in Abb. 2 als Punkt 6 eingezeichnet. Die optimalen Entladungsbedingungen wurden noch nicht gefunden, da die Lithiumanfängsdichte nicht in einem grösseren Bereich variiert werden konnte.

5.4 Weitere Versuche

An der Stelle von Lithium wurde in der gleichen Anordnung Magnesium verwendet. In allen Fällen war der maximal erreichte Ionisierungsgrad geringer als mit Lithium.

In einer weiteren Versuchsreihe sollte die Strahlung, die die z-Pinch Elektroden oder die Dampfschicht unmittelbar davor emittieren, zur Ionisierung ausgenützt werden. Zu diesem Zweck wurde die obere, geerdete Elektrode des z-Pinches ringförmig gestaltet und das Ionisationsrohr darauf aufgesetzt. (siehe Abb. 10). Diese Anordnung wird in der Literatur als "konischer z-Pinch" bezeichnet.

Beide Elektroden waren aus Kupfer. Auf diejenige Elektrode, deren Strahlung in das Ionisationsrohr fällt, wurde eine Schicht Lithium probeweise aufgedampft. Dieses Verfahren brachte eine weitere Erhöhung des maximalen Ionisierungsgrades. Aus den Punkten 6 und 7 der Abb. 2 geht hervor, dass diese Anordnung in der Strahlungsstärke mindestens genau so gut ist wie eine normale z-Pinch Entladung in Lithiumdampf. Nur

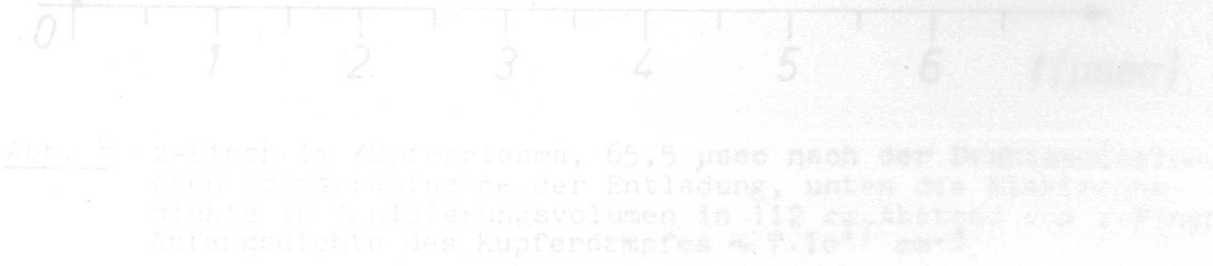
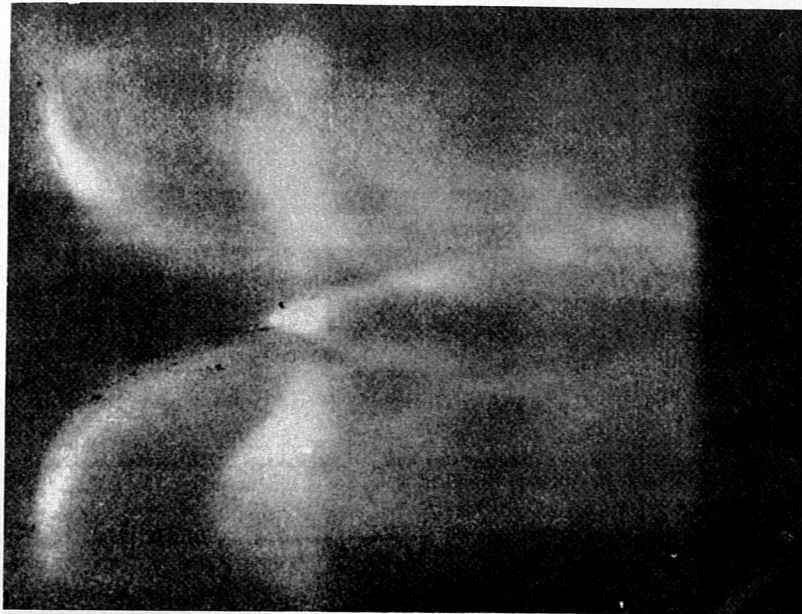


Abb. 9 z-Pinch in Lithiumplasma, 65,5 μsec nach der Drahtexplosion. Nach der Zündung der Entladung, unter die Kathode wurde ein Ionisierungsvolumen in 112 μm Abstand zum z-Pinch angebracht. Die Lithiumanfängsdichte des Kupferdampfes $\approx 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.



$\Delta t = 65,5 \mu\text{sec}$

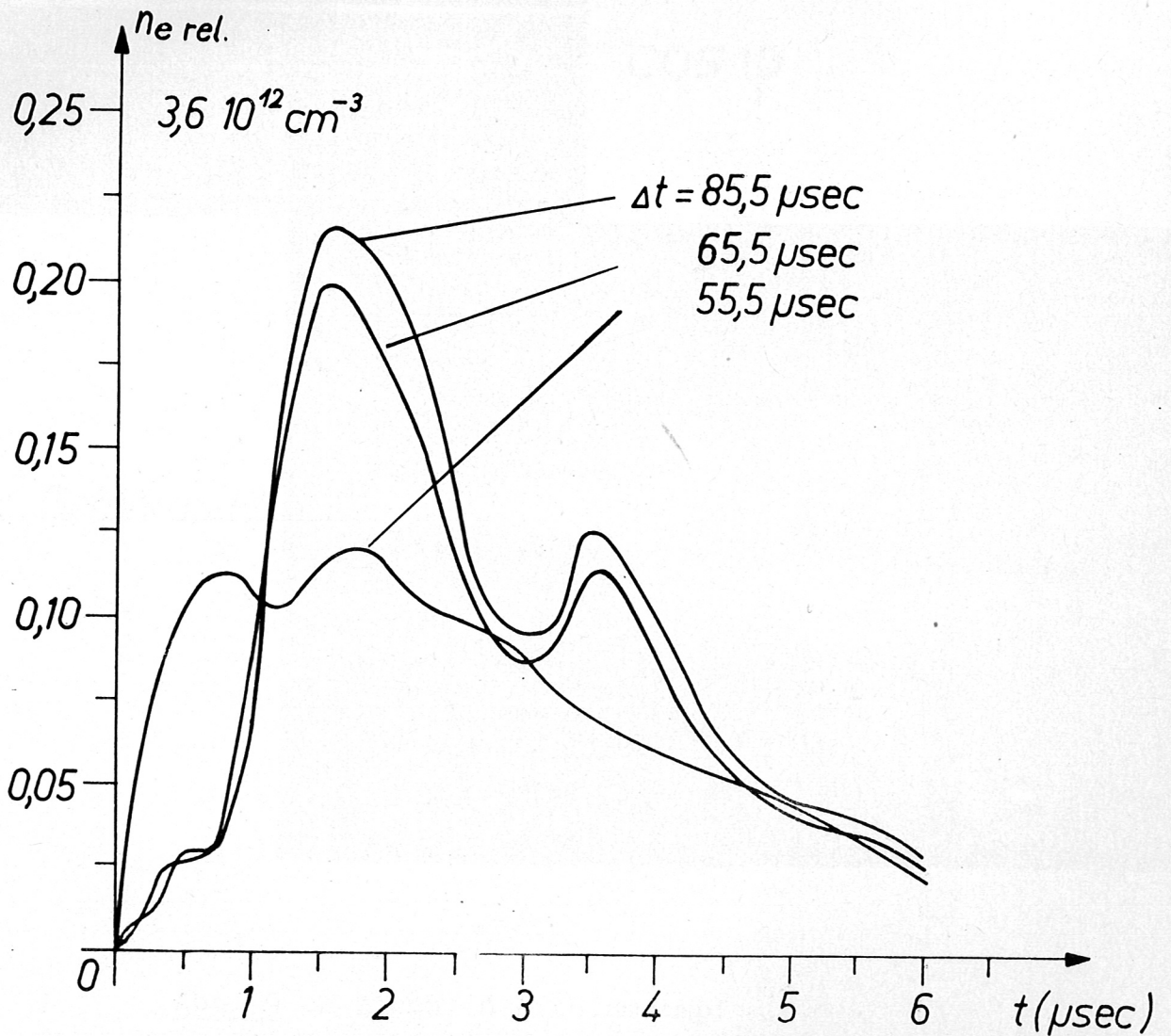


Abb. 8 z-Pinch im Kupferplasma, 65,5 μsec nach der Drahtexplosion. Oben Schmieraufnahme der Entladung, unten die Elektronendichte im Ionisierungsvolumen in 112 cm Abstand vom z-Pinch. Anfangsdichte des Kupferdampfes $\approx 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

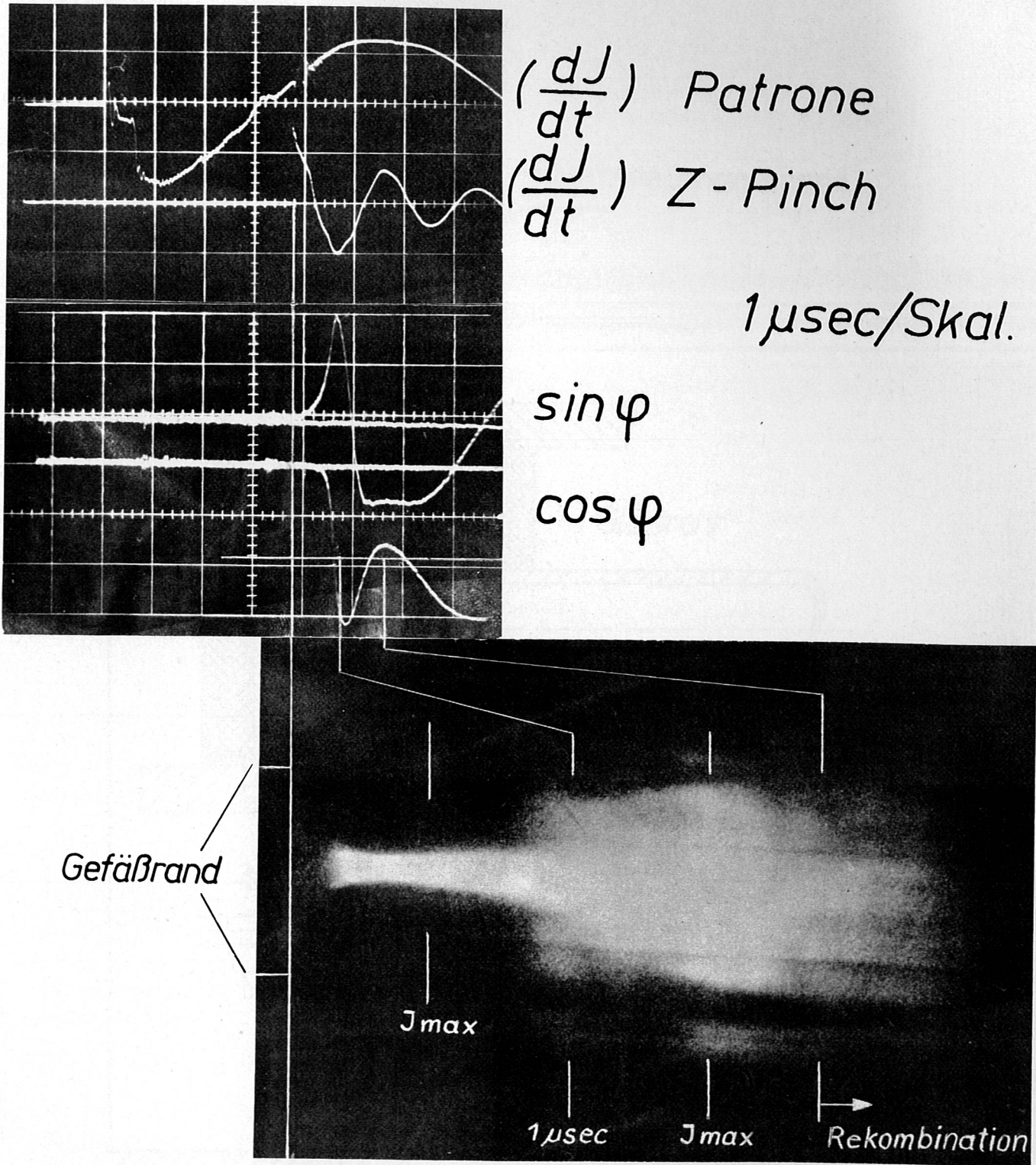


Abb. 9 z-Pinch in Lithiumdampf
Anfangsdichte des Lithiumdampfes $\approx 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

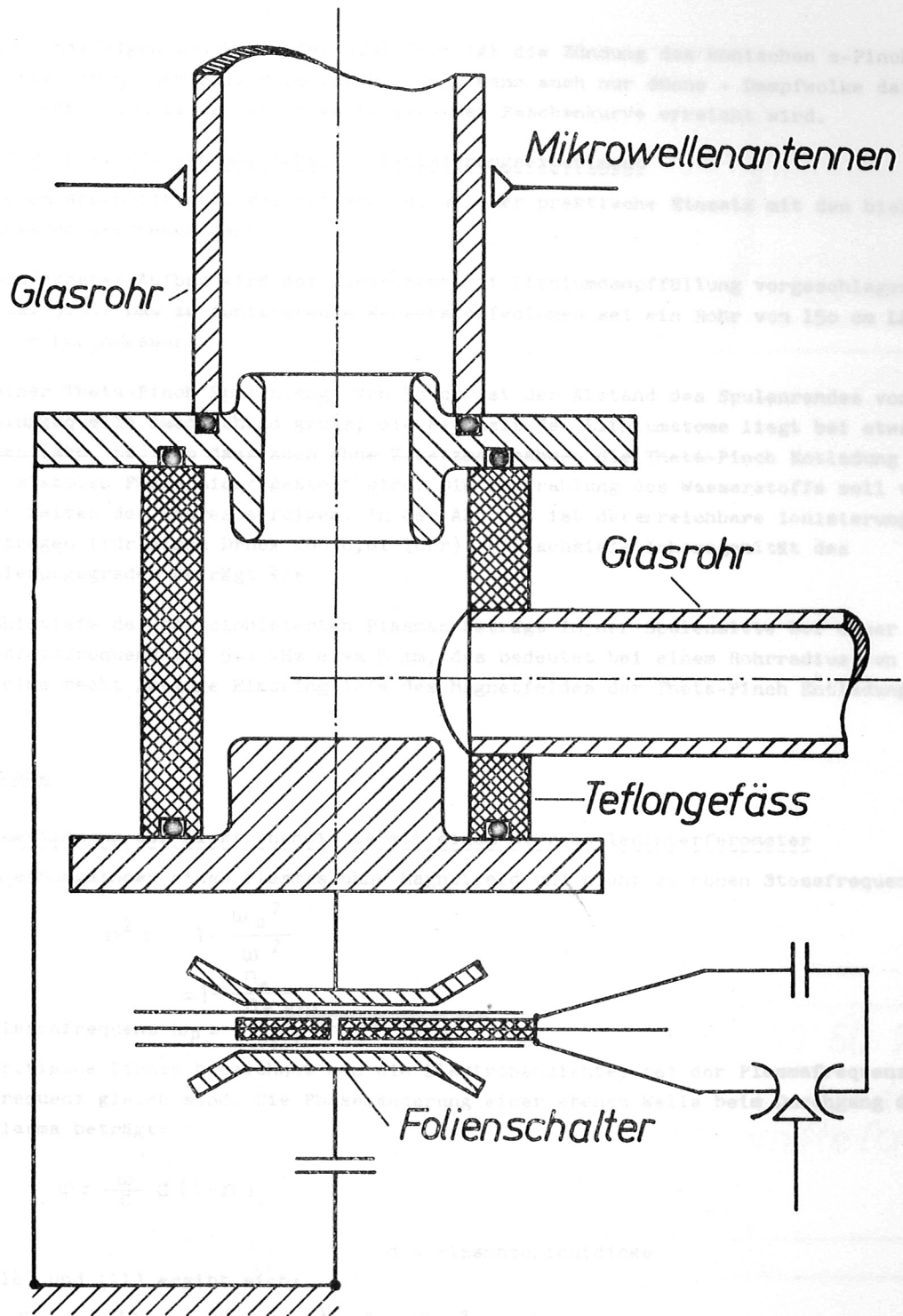


Abb. 10 Konischer z-Pinch

Ionisierungsgrad
α [%]

bei sehr niedrigen Drücken unter 0,01 Torr ist die Zündung des konischen z-Pinches schwierig. In diesem Fall muss durch eine - wenn auch nur dünne - Dampfvolke dafür gesorgt werden, dass der günstige Bereich der Paschenkurve erreicht wird.

5.5 Vorschlag für ein mögliches Vorionisierungsexperiment

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, welcher praktische Einsatz mit den bisherigen Ergebnissen geschehen kann.

Als einfachster Aufbau wird das Experiment mit Lithiumdampffüllung vorgeschlagen (Kapitel 5.3). Das zu ionisierende Wasserstoffvolumen sei ein Rohr von 150 cm Länge und 8 cm Durchmesser.

Bei einer Theta-Pinch Spulenlänge von 50 cm ist der Abstand des Spulenrandes von der Strahlungsquelle ausreichend gross; die Flugzeit der Lithiumatome liegt bei etwa 18 μsec (Abb. 5a), so dass auch ohne Zusatzmassnahmen die Theta-Pinch Entladung in ihrer stabilen Phase nicht gestört wird. Die Bestrahlung des Wasserstoffs soll von beiden Seiten des Rohres erfolgen. In der Abb. 11 ist der erreichbare Ionisierungsgrad aufgetragen (für einen Druck von 0,01 Torr). Die axiale Inhomogenität des Ionisierungsgrades beträgt 40%.

Die Skintiefe des photoionisierten Plasmas beträgt in der Spulenmitte bei einer Magnetfeldfrequenz von 500 kHz etwa 5 mm, das bedeutet bei einem Rohrradius von 4 cm eine recht geringe Eindringtiefe des Magnetfeldes der Theta-Pinch Entladung.

6. Anhang

6.1 Bestimmung der Elektronendichte mit einem Mikrowelleninterferometer

Der Brechungsindex eines Plasmas ohne Magnetfeld und nicht zu hohen Stossfrequenzen ist

$$(10) \quad n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \\ = 1 - \frac{n_e}{n_{e \text{ krit.}}}$$

Die Plasmafrequenz $\omega_p = 2\pi \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \cdot \pi}}$

Als kritische Dichte bezeichnet man die Elektronendichte, bei der Plasmafrequenz und Messfrequenz gleich sind. Die Phasenänderung einer ebenen Welle beim Durchgang durch das Plasma beträgt:

$$(11) \quad \varphi = \frac{\omega}{c} \cdot d \cdot (1 - n)$$

d = Plasmaschichtdicke

Aus (10) und (11) ergibt sich:

$$(12) \quad \frac{n_e}{n_{e \text{ krit.}}} = \frac{2\lambda}{d} \cdot \frac{\varphi}{2\pi} - \left(\frac{\lambda}{d}\right)^2 \cdot \left(\frac{\varphi}{2\pi}\right)^2$$

Für eine Mikrowellenlänge von 8,8 mm und einer Plasmaschichtdicke von 8 cm ist die Phasenänderung als Funktion der Elektronendichte in Abb. 12 aufgetragen. Die kritische Dichte liegt bei $1,44 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Abb. 11 Mit heliischem Aufbau mögliche Vorionisierung. Oben der Ionisierungsgrad, unten das Schema des Experiments.

Jonisierungsgrad
 α [%]

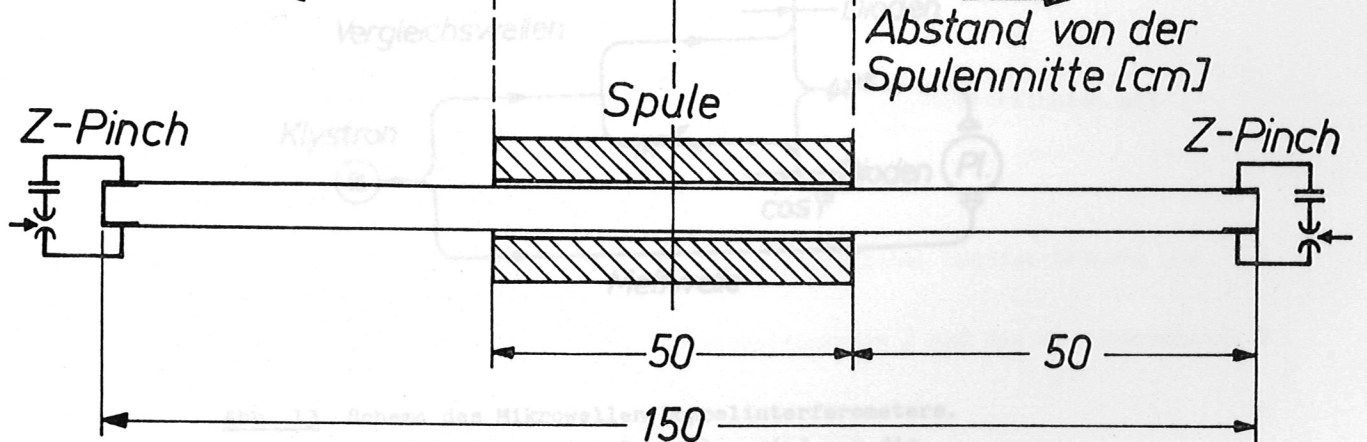
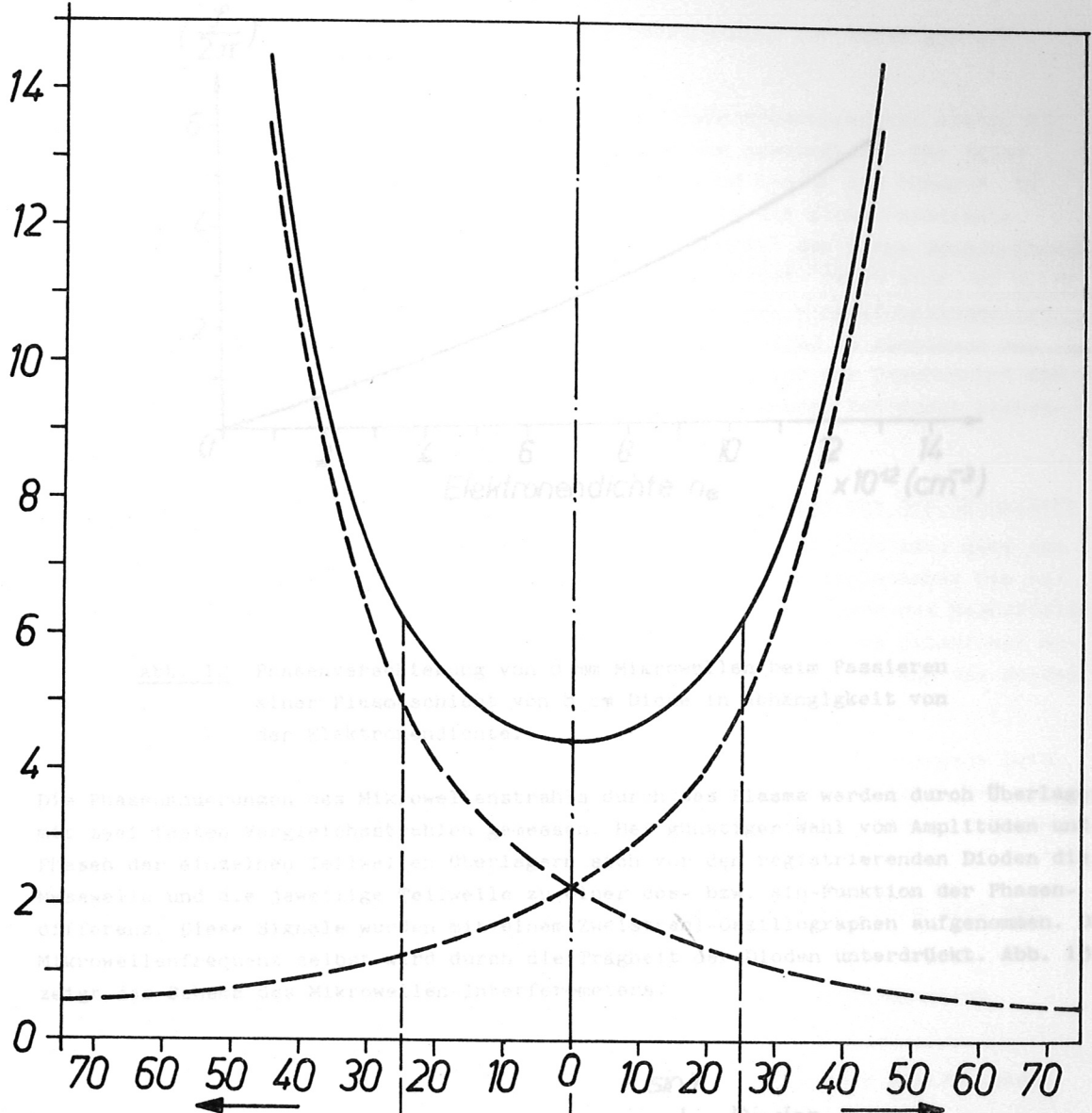


Abb. 11 Mit jetzigem Aufbau mögliche Vorionisierung. Oben der Ionisierungsgrad, unten das Schema des Experiments.

Phasenverschiebung

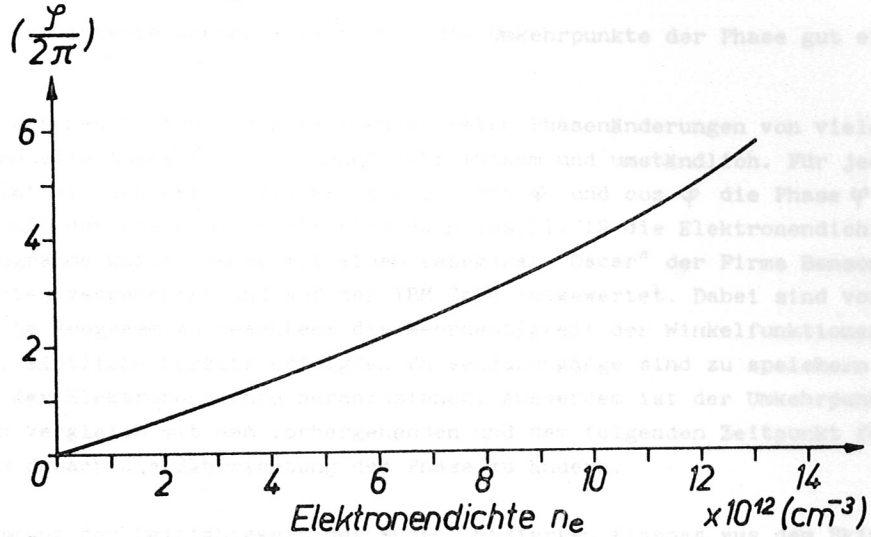


Abb. 12 Phasenverschiebung von 8 mm Mikrowellen beim Passieren einer Plasmaschicht von 8 cm Dicke in Abhängigkeit von der Elektronendichte.

Die Phasenänderungen des Mikrowellenstrahls durch das Plasma werden durch Überlagerung mit zwei festen Vergleichsstrahlen gemessen. Bei günstiger Wahl von Amplituden und Phasen der einzelnen Teilwellen überlagern sich vor den registrierenden Dioden die Messwelle und die jeweilige Teilwelle zu einer cos- bzw. sin-Funktion der Phasendifferenz. Diese Signale wurden mit einem Zweistrahl-Oszillographen aufgenommen. Die Mikrowellenfrequenz selbst wird durch die Trägheit der Dioden unterdrückt. Abb. 13 zeigt das Schema des Mikrowellen-Interferometers.

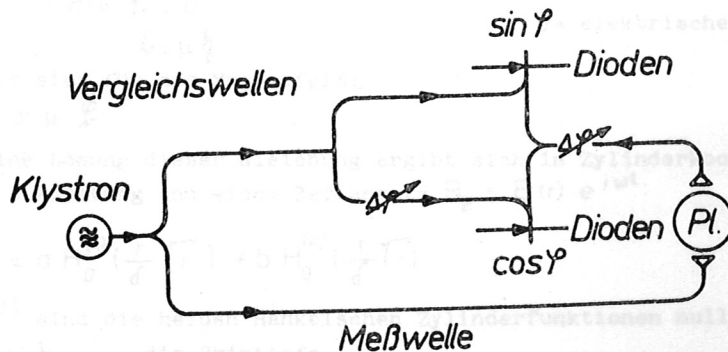


Abb. 13 Schema des Mikrowellen-Doppelinterferometers. Von den Mikrowellen-Bauteilen sind nur die Phasenschieber eingezeichnet.

Bei dieser Art Interferometer lassen sich die Umkehrpunkte der Phase gut erkennen.

Bei den Elektronendichten des Experiments treten Phasenänderungen von vielen 2π auf. Die manuelle Auswertung ist daher sehr mühsam und umständlich. Für jeden Zeitpunkt ist auf den Oszillogrammen aus dem $\sin \varphi$ und $\cos \varphi$ die Phase φ zu errechnen; mit der Phase φ ergibt sich dann aus Gl. 12 die Elektronendichte. Die Oszillogramme wurden daher mit einem Lesegerät "Oscar" der Firma Benson-France auf Lochkarten gespeichert und auf der IBM 7090 ausgewertet. Dabei sind vor allem zwei Dinge im Programm zu beachten: die Mehrdeutigkeit der Winkelfunktionen ist aufgehoben, sämtliche bereits erfolgten Phasendurchgänge sind zu speichern und zur Berechnung der Elektronendichte heranzuziehen. Ausserdem ist der Umkehrpunkt der Phase durch Vergleich mit dem vorhergehenden und dem folgenden Zeitpunkt festzustellen und danach die Zählrichtung der Phase zu ändern.

6.2 Bestimmung der Leitfähigkeit des photoionisierten Plasmas aus dem Skineffekt

Wenn das Innere einer Spule mit einer leitfähigen Substanz gefüllt ist, wird das vorher homogene Wechselmagnetfeld durch innere Induktion zur Spulenchse hin zunehmend geschwächt. Diese Schwächung ist abhängig von der Frequenz des Magnetfeldes und der Leitfähigkeit der Spulenfüllung. Dieses Verhalten wird als Skineffekt bezeichnet. Bei gegebener Magnetfeldfrequenz lässt sich aus der Änderung des Feldes die Leitfähigkeit der Füllung ermitteln.

Voraussetzung für eine einfache mathematische Behandlung ist eine homogene Leitfähigkeit über den Spulenquerschnitt. Diese Voraussetzung ist vor allem bei einem rekombinierenden Plasma nicht mehr erfüllt. Die Fehler, die sich daraus ergeben, werden später diskutiert.

Der Messaufbau ist in Abb. 14 dargestellt. In einer einwindigen Spule wird das Magnetfeld längs der Achse des Ionisationsrohres erzeugt.

Allgemein gilt: $\text{rot } \vec{h} = \sigma \cdot \vec{e}$ ohne Verschiebungsstrom
 $\text{rot } \vec{e} = -\dot{\vec{h}}$
 $\text{div } \vec{h} = 0$
 $\vec{h} = \mu \vec{j}$ $\sigma = \text{elektrische Leitfähigkeit}$

Daraus ergibt sich für das Magnetfeld:

(13) $\Delta \vec{h} = \sigma \cdot \mu \cdot \vec{h}$

Als allgemeine Lösung dieser Gleichung ergibt sich in Zylinderkoordinaten mit dem Feld in z-Richtung und einem Zeitansatz $B_z = B(r) \cdot e^{i\omega t}$:

(14) $B(r) = a H_0^{(1)}\left(\frac{r}{\delta} \sqrt{i}\right) + b H_0^{(2)}\left(\frac{r}{\delta} \sqrt{i}\right)$

$H_0^{(1)}$ und $H_0^{(2)}$ sind die beiden Hankelschen Zylinderfunktionen nullter Ordnung und $\delta = 2\pi f \sigma \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$ die Skintiefe.

Die Hankelfunktionen lassen sich durch die Besselfunktion J und die Neumannfunktion N

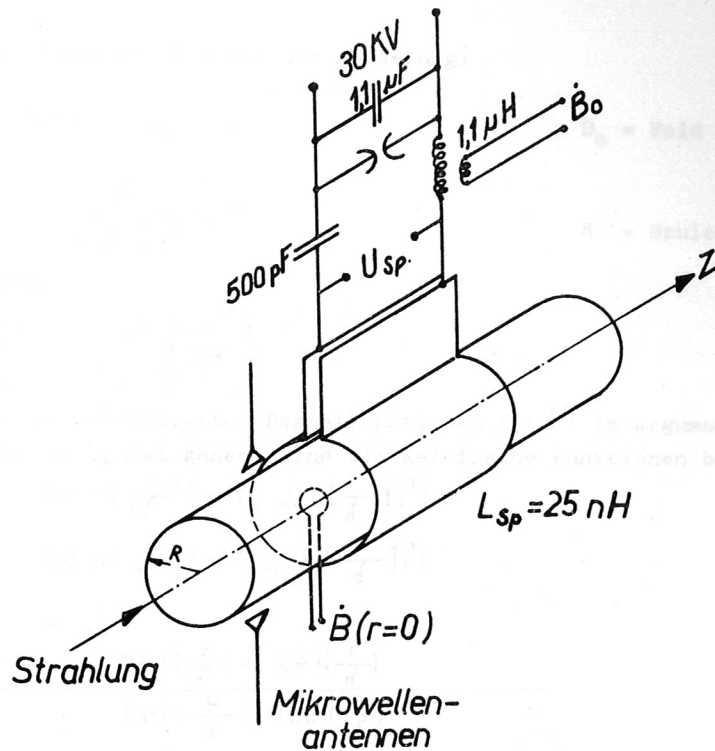


Abb. 14 Messanordnung zur Bestimmung der Leitfähigkeit aus dem Skineffekt.

Die Magnetfeldamplitude lag bei maximal 10 Gauss, so dass die Temperatur des Plasmas nicht beeinflusst wurde.

ausdrücken:

$$H_0^{(1)}(x) = J_0(x) + iN_0(x)$$

$$H_0^{(2)}(x) = J_0(x) - iN_0(x)$$

Auf der Spulenachse, d.h. für $\frac{r}{d} = 0$ soll das Magnetfeld endlich bleiben. Das ist dann der Fall, wenn der Anteil der Hankelfunktion, der an dieser Stelle logarithmisch unendlich wird, die Neumannfunktion, wegfällt. Die beiden Konstanten a und b der Gl. (14) müssen also gleich sein.

Gl. (14) vereinfacht sich dann zu:

$$(15) \quad B(r) = C \cdot 2J_0\left(\frac{r}{d} \sqrt{i}\right)$$

Die Konstante C ergibt sich aus der Forderung:

$$B(R) = B_0$$

$B_0 = \text{Feld ohne Plasma}$

$$C = \frac{B_0}{2 J_0 \left(\frac{R}{\delta} \sqrt{i} \right)}$$

Für $R = 4 \text{ cm}$
 $f = 7 \text{ Meg}$ $R = \text{Spuleninnendurchmesser}$

und somit wird:

$$(16) \quad \frac{B(r)}{B_0} = \frac{J_0 \left(\frac{r}{\delta} \sqrt{i} \right)}{J_0 \left(\frac{R}{\delta} \sqrt{i} \right)}$$

Diese speziellen modifizierten Besselfunktionen mit \sqrt{i} im Argument, die also unter 135° durch den Nullpunkt gehen, sind als Kelvinsche Funktionen ber und bei tabelliert [5]

$$\text{ber} \left(\frac{r}{\delta} \right) = R_e J_0 \left(\frac{r}{\delta} \sqrt{i} \right)$$

$$\text{bei} \left(\frac{r}{\delta} \right) = -J_m J_0 \left(\frac{r}{\delta} \sqrt{i} \right)$$

Damit wird:

$$(17) \quad \frac{B(r)}{B_0} = \frac{\text{ber} \left(\frac{r}{\delta} \right) - i \text{bei} \left(\frac{r}{\delta} \right)}{\text{ber} \left(\frac{R}{\delta} \right) - i \text{bei} \left(\frac{R}{\delta} \right)}$$

Die Leitfähigkeit wurde experimentell nach zwei etwas verschiedenen Arten aus dem Skineffekt bestimmt:

1. Feldmessung auf der Spulenachse

Bei dieser Methode wird das geschwächte Magnetfeld mit einer Sonde in der Spulenachse gemessen. Aus Gl. (17) folgt für die Spulenachse:

$$(18) \quad \frac{B(0)}{B_0} = \frac{1}{\text{ber} \left(\frac{R}{\delta} \right) - i \text{bei} \left(\frac{R}{\delta} \right)} \cdot f(\sigma) = g(\sigma)$$

Die relative Änderung des Achsenfeldes ist eine Funktion der Leitfähigkeit. In der Abb. 15 ist die Abhängigkeit aufgetragen.

Eine Sonde in der Spulenachse misst $\dot{B}(r=0)$, eine zweite Sonde in der grossen Vorinduktivität misst \dot{B}_0 . Wegen der gleichen zeitlichen Abhängigkeit ist

$$\frac{\dot{B}(0)}{B_0} = \frac{B(0)}{B_0}$$

Das Verhältnis der beiden Sondersignale, für den Fall ohne Plasma auf eins normiert, gibt also direkt den Ausdruck der Gl. (18), aus dem über die Abb. 16 die Leitfähigkeit ermittelt werden kann. In der Abb. 16 werden Beispiele von Sondersignalen gezeigt, eine Auswertung ist in Abb. 7 zu sehen.

Die Funktion von $\frac{B}{B_0}$ und damit der Leitfähigkeit aufgetragen. Wird der Strom I der Spule eingeprägt, so ist die Spannung an der Spule ein Mass für deren Induktivität.

$$(20) \quad U_{sp} = \frac{d\Phi}{dt} = L \frac{dI}{dt}$$

1 μsec/Skal.

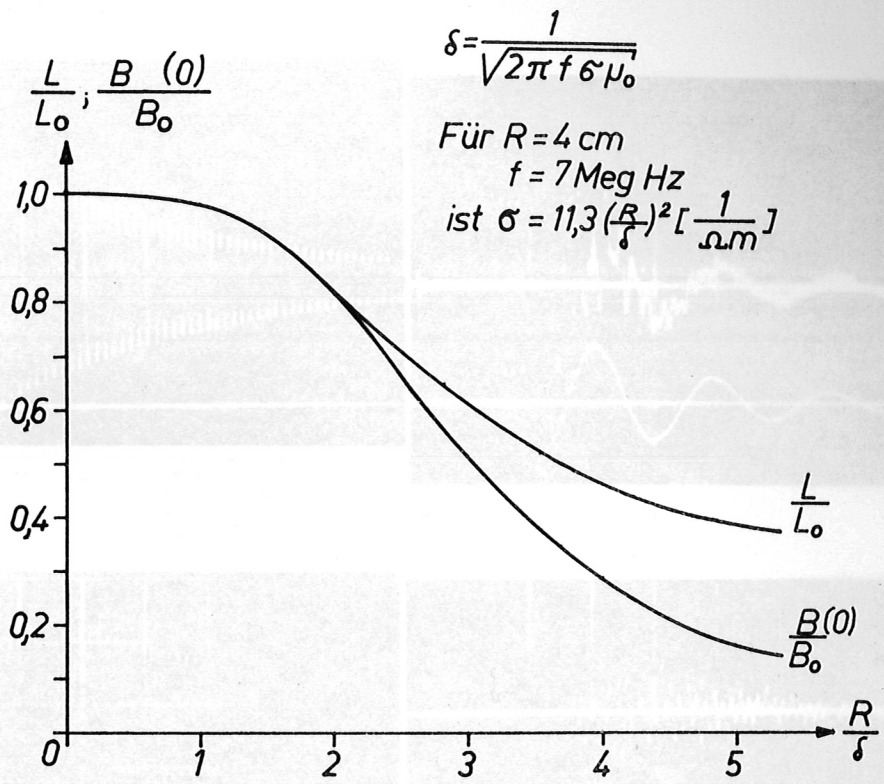


Abb. 15 Relative Änderungen von Spuleninduktivität und Achsenmagnetfeld in Abhängigkeit von R/δ .
(R = Spulendurchmesser, δ = Skintiefe)

2. Messung der Änderung der Spuleninduktivität

Der gesamte Magnetfeldfluss durch die Spule \emptyset ist:

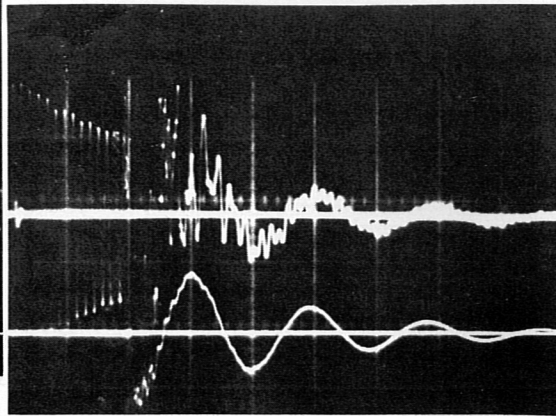
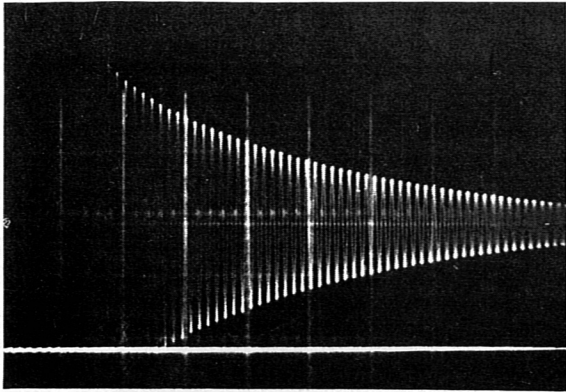
$$(19) \Phi = 2 \pi \int_0^R B(r) r dr = \Phi(\sigma)$$

Die Induktivität der Spule ist wegen $L = \frac{\Phi}{J}$ also eine Funktion der Leitfähigkeit des Plasmas in der Spule. Die relative Änderung der Spuleninduktivität ist in Abb. 16 als Funktion von $\frac{R}{\delta}$ und damit der Leitfähigkeit aufgetragen. Wird der Strom J der Spule eingeprägt, so ist die Spannung an der Spule ein Mass für deren Induktivität.

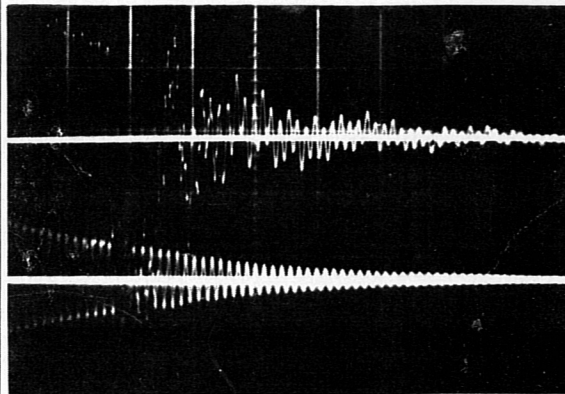
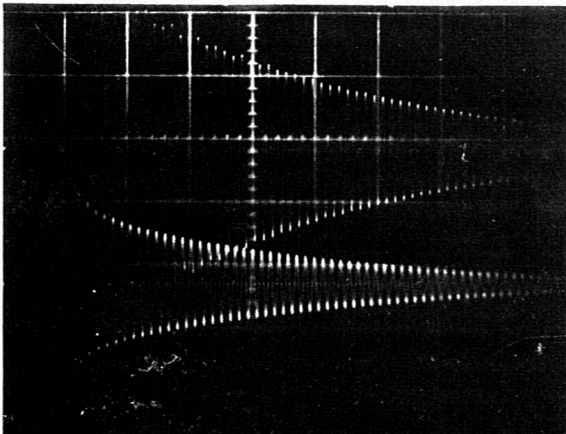
$$(20) u_{sp} = -\frac{d}{dt}(L \cdot J) = -L \frac{dJ}{dt} - J \frac{dL}{dt}$$

ohne Z-Pinch

1 μ sec/Skal.



$\dot{B}(0)$ 2V/
Skal.
 $\frac{dJ}{dt}$ Z-Pinch
50V/Skt



$u_{sp.}$ 20V/
Skt
 \dot{B}_0 20V/
Skt

Abb. 16 Leitfähigkeits-Messbeispiele.

Links Signale ohne photoionisiertes Plasma, rechts mit Plasma

Mit $J = J_0 \sin \omega t$ ergibt sich:

$$(21) u_{sp} = -L \cdot J_0 \cdot \omega \cos \omega t - J_0 \sin \omega t \cdot \frac{\Delta L}{\tau}$$

Die Änderung der Induktivität ΔL liegt in der Grössenordnung von L selbst.

τ ist die Zeit, in der die Änderung eintritt. Sie liegt nahe der Schwingungsdauer der z-Pinch Entladung ($f = 500$ kHz). Wegen $\omega = 7$ MHz gilt dann:

$$\omega L \gg \frac{\Delta L}{\tau}$$

und es wird:

$$(22) u_{sp} \approx -L \cdot J_0 \cdot \omega \cos \omega t$$

Als Bezugsgrösse für den Fluss durch die Spule ohne Plasma dient das Feld der grossen Vorinduktivität \dot{B}_0 :

$$\dot{B}_0 \sim J_0 \cdot \omega \cos \omega t$$

Das Verhältnis

$$(23) \frac{u_{sp}}{\dot{B}_0} \sim L(\sigma)$$

wird ohne Plasma auf eins normiert und gibt dann direkt die relative Änderung der Spuleninduktivität, aus der nach dem Diagramm der Abb. 15 die Leitfähigkeit ermittelt werden kann. Die Abb. 16 gibt ein Messbeispiel, die Abb. 8 eine Auswertung.

Aus der Leitfähigkeit kann die Temperatur des Plasmas abgeschätzt werden. Da der Neutralgasanteil noch recht hoch ist, muss für den Widerstand der teilweise ionisierten Gases genommen werden. Dieser setzt sich zusammen aus den beiden Anteilen:

$$\eta = \eta_{\text{Plasma}} + \eta_{\text{Neutral}}$$

Nach [6] gilt, wenn der Elektronenstossquerschnitt für molekularen Wasserstoff eingesetzt wird:

$$(24) \eta = \frac{65,3 \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} + 2,73 \cdot 10^{-8} \frac{n_0}{n_e} \sqrt{T_e} \quad [\Omega m]$$

wobei Λ das Verhältnis der Debye-Länge zum kleinsten Stossparameter ist. T_e in $^{\circ}K$, n_0 und n_e in cm^{-3} .

Die Neutralgasdichte n_0 ist bekannt, die Elektronendichte n_e wird mit dem Mikrowelleninterferometer gemessen. Aus der gemessenen Leitfähigkeit kann somit nach Gl. (24) die Elektronentemperatur berechnet werden.

Die Fehler der Leitfähigkeitsmessungen aus dem Skineffekt werden sehr gross, wenn das Plasma den Rohrquerschnitt nicht mehr homogen ausfüllt; das ist sicher der Fall, wenn die Wandrekombination einsetzt.

Zur Abschätzung des Fehlers sei angenommen, dass sich nur der Radius der Plasmasäule bei der Rekombination ändere, die Leitfähigkeit soll im restlichen Plasmavolumen gleich bleiben.

In Abb. 17 sei n_{e1} der Dichteverlauf im idealen Fall, n_{e2} der Verlauf nach Einsetzen der Wandrekombination.

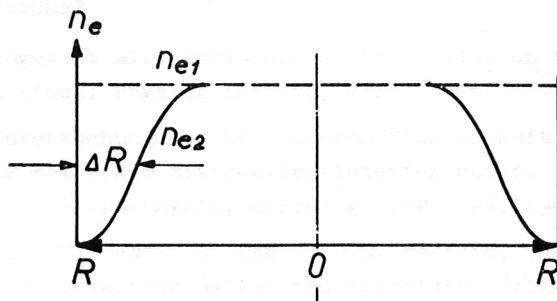


Abb. 17 Änderung der homogenen Elektronendichteverteilung nach Einsetzen der Wandrekombination.

ΔR sei die Änderung des Plasmaradius.

Wird nun die obige Auswertung durchgeführt, ohne die Änderung des Plasmadurchmessers zu berücksichtigen, so ergeben sich folgende falsche Größen:

$$\begin{aligned} \delta_2 &= \left(\frac{R - \Delta R}{R} \right) \cdot \delta_1 \\ \sigma_2 &= \left(\frac{R - \Delta R}{R} \right)^2 \cdot \sigma_1 \\ T_2 &= \left(\frac{R}{R - \Delta R} \right)^4 \cdot T_1 \end{aligned}$$

Die wahren Plasmagrößen sind mit dem Index 1 bezeichnet.

Die Skintiefe δ und noch mehr die Leitfähigkeit σ erscheinen kleiner als sie in Wirklichkeit sind, die Elektronentemperatur dagegen erhält einen viel zu hohen Wert.

Bei einer Auswertung der Messungen in den Bereich starker Rekombination hinein scheint daher die Elektronentemperatur nach anfänglichem Abfall wieder anzusteigen.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. R. Chodura und F. Pecorella für theoretische Hinweise bzw. Mithilfe bei den Leitfähigkeitsmessungen, sowie Herrn F. Pohl für die Unterstützung bei numerischen Auswertungen.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Andelfinger et al., Influence of impurities on the electron temperature in a theta pinch, Physics Letters, March 1966
- [2] A. Hirt, Untersuchung der bei heissen Plasmen auftretenden Precursor-Ionisierung mit einem Mikrowellen-Interferometer, Laborbericht des Instituts für Plasmaphysik, Garching, IPP 1/24, 1964
- [3] K. Harries, T.E. James, C. Lewis, R.D. Medford, The Development of a 100 kV 500 kA Solid Dielectric Switch and Associated Triggering Studies, Culham-Report CLM-M41, 1965
- [4] G.R. Cook, P.H. Metzger, Improved Photoionization and Absorption Spectra of Several Gases in the 600 to 1000 Å Region, 6. Int. Konf. über Ion-Phänomene in Gasen, Vol. 1, 149 (1963)
- [5] Jahnke-Emde-Lösch, Tafeln höherer Funktionen, B.G. Teubner Verlagsgesellschaft Stuttgart 1960
- [6] D. Düchs, Untersuchungen über den Einfluss von Neutralgas auf die Dynamik der Theta-Pinch Entladungen, Laborbericht des Instituts für Plasmaphysik Garching, IPP 1/14 - IPP 6/10, p.46