

Radiale und axiale Abhängigkeit der
Elektronendichte zu verschiedenen
Zeitpunkten einer Theta-Pinch Ent-
ladung.

(Radial and axial distribution of
the electron density of a Theta-
pinch as a function of time.)

H. Glaser

IPP 1/38

Juni 1965

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

Radiale und axiale Abhängigkeit der Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten einer Theta-Pinch Entladung.

(Radial and axial distribution of the electron density of a Theta-pinch as a function of time.)

H. Glaser

IPP 1/38

Juni 1965

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.

IPP 1/38 H. Glaser Radial and axial distribution of
the electron density of a Theta-
Pinch as a function of time.

June 1965 (in German)

Abstract

The present report treats the spatial distribution of the electron density in the main discharge of a 26 - K Joule Theta-Pinch as a function of time. The electron density has been determined spectroscopically from the continuum radiation. Eight light pipes yielded the radial distribution of the plasma radiation. The radial distribution of the magnetic field has been determined by probe measurements. Streak photographs yield additional information on the radial, axial and temporal behaviour of the plasma column. Measurements have been carried out with a parallel trapped magnetic field (0.8 KG, $p_{\text{Hz}} = 0.15$ Torr) and an antiparallel trapped magnetic field (-2.3 KG, $p_{\text{Hz}} = 0.10$ Torr). For interpreting the experimental results obtained from the main discharge, knowledge of the characteristic data of the preionization is required. Therefore, the electron density, temperature, and magnetic field distribution in the applied preionization close to the medium plane of the coil was measured at the beginning of the main discharge.

	Seite
Zusammenfassung	
I. Einleitung	2
II. Die Thetapinch-Anlage	3
III. Theoretische Grundlagen der spektroskopischen Meßmethoden	6
1. Elektronendichtebestimmung aus dem Emissionskoeffizienten des Wasserstoffkontinuums	6
2. Temperaturbestimmung aus dem Vergleich der Linie H_{β} mit dem Kontinuum	7
3. Temperaturbestimmung aus dem Vergleich von Wellenlängenbereichen des Kontinuums	8
IV. Aufbau des optischen Teiles der Meßanordnung	10
1. Messung von absoluter Linien- und Kontinuumsintensität	10
2. Aufbau der Optik	11
3. Das Auswertverfahren	13
4. Aufnahmefethoden bei Smearbildern	15
V. Meßergebnisse der Vorentladung	16
VI. Untersuchungsergebnisse der Hauptentladung mit parallel eingefangenen Magnetfeld	19
VII. Ergebnisse der Hauptentladung mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld	36
1. Beobachtung von Makroinstabilitäten	37
2. Gemessene Elektronendichten	44

Zur Deutung der bei der Hauptentladung gewonnenen Messergebnisse sind Kenntnisse über charakteristische Daten des vorionisierten Plasmas notwendig. Deshalb wurde bei der Vorionisierung zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung das radiale Verhalten von Elektronendichte, Temperatur und Magnetfeld im Bereich der Spulenmittelebene untersucht. Die Temperatur ergab sich dabei aus dem Vergleich der H_{β} -Linie mit der Kontinuumstrahlung des Plasmas, sowie dem Verhältnis von Wellenlängenbereichen des Wasserstoffkontinuums beiderseits der Balmerkante. Die Elektronendichteverteilung wurde wiederum aus der Kontinuumstrahlung gewonnen.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird hauptsächlich die radiale Verteilung der Elektronendichte an verschiedenen Achsenabständen inner- und ausserhalb der Entladungsspule bei der Hauptentladung einer 26-kJoule Thetapinch-Anlage in Abhängigkeit von der Zeit behandelt. Die Elektronendichte ergab sich spektroskopisch durch Messung der Kontinuumsintensität mit einer 8-Lichtleiteraufteilung. Mit Hilfe einer radial eingeführten 6-fach-Sonde wurden Magnetfeldmessungen in der Spulenmittelebene durchgeführt. Smearaufnahmen vom Entladungsquerschnitt und über die ganze Spulenlänge lieferten zusätzlich einen Gesamtüberblick vom radialen, achsialen und zeitlichen Verhalten der Plasmasäule. Gemessen wurde bei schwachem parallel eingefangenen ($0,8$ kGauss, $p_{H_2} = 0,15$ Torr) und starkem antiparallel eingefangenen Magnetfeld ($-2,3$ kGauss, $p_{H_2} = 0,10$ Torr). Bei parallel eingefangenen Feld zeigte sich nach der ersten maximalen Kompression ein kontinuierliches Ausströmen von Plasma am Spulenende. Die Endverluste betragen dabei 3×10^{23} Teilchen/sec. Bei antiparallel eingefangenen Magnetfeld wurde die Elektronendichteerhöhung in der zur Spulenmittelebene laufenden Kontraktionswelle bestimmt. Die Mitnahmerate dieser Welle hatte den Wert $0,80$. Die Plasmasäule mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld hatte die Tendenz, in einzelne Ringe aufzubrechen. Als wesentliche Trigger für solche Makroinstabilitäten erwiesen sich in das Plasma eingeführte Sondenstutzen, seitlich angebrachte Sondentaschen und eine Belegung der inneren Gefässwand mit adsorbierten Wasserschichten durch die vorangegangenen Entladungen. Zur Deutung der bei der Hauptentladung gewonnenen Messergebnisse sind Kenntnisse über charakteristische Daten des vorionisierten Plasmas notwendig. Deshalb wurde bei der Vorionisierung zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung das radiale Verhalten von Elektronendichte, Temperatur und Magnetfeld im Bereich der Spulenmittelebene untersucht. Die Temperatur ergab sich dabei aus dem Vergleich der H_{β} -Linie mit der Kontinuumstrahlung des Plasmas, sowie dem Verhältnis von Wellenlängenbereichen des Wasserstoffkontinuums beiderseits der Balmerkante. Die Elektronendichteverteilung wurde wiederum aus der Kontinuumstrahlung gewonnen.

und insbesondere die Ergebnisse der Hauptentladung selbst dargelegt.

I. Einleitung

Zu Beginn der Hauptentladung eines linearen Thetapinches bildet sich ein radial hin- und herschwingender Plasmahohlzylinder aus. Die endliche Spulenlänge beeinflusst jedoch merklich diese Plasmasäule. Das Plasma entweicht bereits während der ersten radialen Kompression aus den beiden Spulenenenden. Bei antiparallel eingefangenen Magnetfeld tritt neben den radialen Kompressionen noch eine achsiale Kontraktion hinzu. Sie kommt durch die sich an den Spulenenenden schliessenden Magnetfeldlinien zustande, die eine treibende Kraft auf die Plasmaenden nach innen ausüben. Daneben machen sich Instabilitäten besonders deutlich bemerkbar, wenn das Magnetfeld im Plasmaintern die entgegengesetzte Richtung wie das äussere besitzt, und diese zerstören die Homogenität des Plasmazylinders. Diese Instabilitäten bewirken eine Widerstandserhöhung des Plasmas und führen zu einer beschleunigten Magnetfelddiffusion. Entgegengesetzt gerichtete Feldlinien vereinigen sich dabei und reissen das Plasma auseinander. Sondenstützen, wie sie zu Magnetfeldmessungen benutzt werden, beeinflussen ebenfalls das Plasma. Aus diesen Gründen und weil auch Endverlustfragen aufgeklärt werden sollten, ist es erforderlich, sich bei side-on-Untersuchungen eines Thetapinches nicht nur auf die Spulenmittelebene zu beschränken, sondern sie auf verschiedene Achsenabstände auszudehnen.

Als besonders geeignet zur qualitativen Beobachtung achsialer und radialer Bewegungseffekte erweisen sich side-on-Smearaufnahmen unter Verwendung eines Bildwandlers. Diese Untersuchungen können durch Framing-Kamera-Aufnahmen in end-on-Beobachtung unterstützt werden. Gute quantitative Bestimmungen der Elektrodendichte lassen sich spektroskopisch durch Messung der Kontinuumstrahlung erzielen. Alle diese Methoden haben den Vorteil, dass sie das Plasma nicht beeinflussen.

Nach einigen Angaben über die Thetapinch-Anlage, einer kurzen Schilderung der theoretischen Grundlagen der spektroskopischen Messmethoden, sowie deren praktische Durchführung, werden die Vorionisierungsverhältnisse zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung und insbesondere die Ergebnisse der Hauptentladung selbst dargelegt.

II. Die Thetapinch-Anlage und ihr Entladungsablauf

Eine Beschreibung der Thetapinch-Anlage ist bereits früher in [1] gegeben worden. Die wesentlichsten Daten sind nachstehend noch einmal zusammengefasst, zumal einige von ihnen inzwischen geändert worden sind.

Batteriedaten:

		Kabelentladung	Magnetfeldbatterie		Vorentladung		Hauptentladung
			↑↑	↓↓	↑↑	↓↓	
Energie	[kJ]	10^{-3}	1,7	5,4	0,2	0,4	26,4
Kapazität	[μF]	$1,2 \cdot 10^{-3}$	865	1730	1,0	2,0	33
Maximale Magnetfeldstärke	[kG]		2,0	4,9	3,1	5,4	54,5
Halbwelldauer	[μs]	0,05	116	116	1,7	1,95	3,2
Triggerzeitpunkt	[μs]	0	0	0	8,5	8,5	18,5

Dabei bedeuten die Zeichen ↑↑ bzw. ↓↓ : parallel bzw. antiparallel aufgebautes Magnetfeld bezogen auf die B_z -Feldrichtung in der Hauptentladung. Das maximale dJ/dt der Hauptentladung betrug $1,3 \cdot 10^{12}$ A/sec.

Der Gesamtablauf der Entladung spielt sich wie folgt ab:

Als schwache Vorionisierung setzt zunächst eine hochfrequente Kabelentladung ein. Gleichzeitig beginnt auch die Magnetfeldbatterie ein langsam ansteigendes Feld mit wählbarem Vorzeichen aufzubauen. 8,5 μsec später zündet eine schnelle Thetapinch-Vorentladung, deren gespeicherte Energie im Falle des antiparallel aufgebauten Magnetfeldes doppelt so gross war wie beim parallelen Feld. Entsprechend ergab sich in der Nähe der Spulenmittelebene zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung (nämlich nach weiteren 10 μsec) im ersten Falle ein über den Entladungsquerschnitt gemittelter Ionisierungsgrad von 90%, im zweiten Falle einer von 40%. Die Vorentladung war bei Beginn der Hauptentladung fast ausgedämpft.

Der Aufbau der Thetapinch-Anlage ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Von den mehreren parallel geschalteten Kondensatoren der einzelnen Batterien ist jeweils nur einer gezeichnet. Zeitverzögerungsgeräte, Triggergeräte und Zündfunkenstrecken sind durch die Buchstaben B, C und D gekennzeichnet.

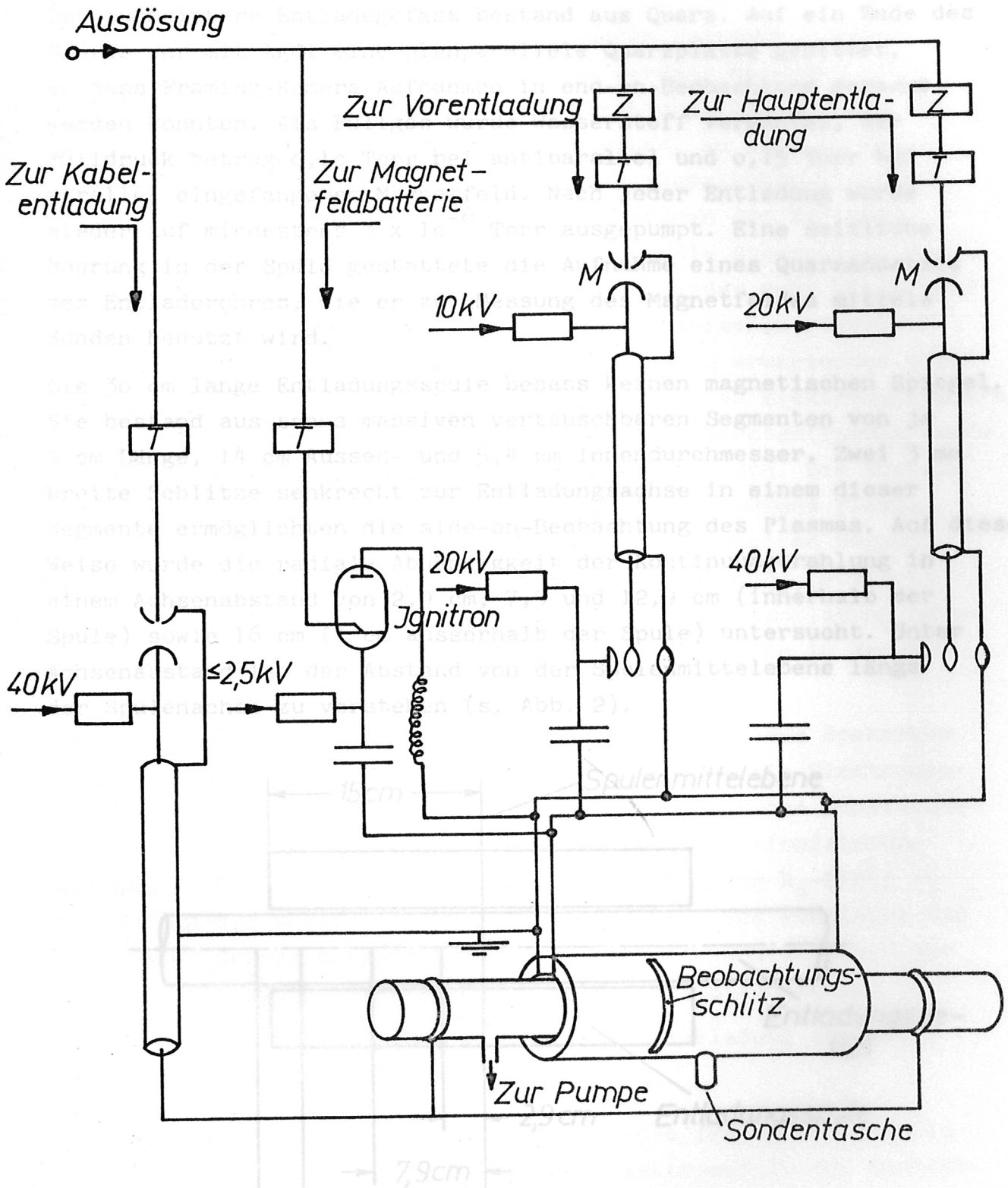


Abb. 1 Batterieaufbau

Der Aufbau der Thetapinch-Anlage ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Von den mehreren parallel geschalteten Kondensatoren der einzelnen Batterien ist jeweils nur einer gezeichnet. Zeitverzögerungsgeräte, Triggergeräte und Mutterfunkenstrecken sind durch die Buchstaben Z, T und M gekennzeichnet.

III. Theoretische Grundlagen der spektroskopischen Messmethoden

Das ausheizbare Entladegefäß bestand aus Quarz. Auf ein Ende des Rohres war mit AgCl eine planparallele Quarzplatte gekittet, so dass Framing-Kamera-Aufnahmen in end-on-Beobachtung gemacht werden konnten. Als Füllgas wurde Wasserstoff verwendet, der Fülldruck betrug 0,10 Torr bei antiparallel und 0,15 Torr bei parallel eingefangenen Magnetfeld. Nach jeder Entladung wurde wieder auf mindestens 3×10^{-6} Torr ausgepumpt. Eine seitliche Bohrung in der Spule gestattete die Aufnahme eines Quarzansatzes des Entladerohres, wie er zur Messung des Magnetfeldes mittels Sonden benutzt wird.

Die 30 cm lange Entladungsspule besass keinen magnetischen Spiegel. Sie bestand aus sechs massiven vertauschbaren Segmenten von je 5 cm Länge, 14 cm Aussen- und 5,4 cm Innendurchmesser. Zwei 3 mm breite Schlitze senkrecht zur Entladungssachse in einem dieser Segmente ermöglichten die side-on-Beobachtung des Plasmas. Auf diese Weise wurde die radiale Abhängigkeit der Kontinuumstrahlung in einem Achsenabstand von 2,9 cm, 7,9 und 12,9 cm (innerhalb der Spule) sowie 16 cm (1 cm ausserhalb der Spule) untersucht. Unter Achsenabstand ist der Abstand von der Spulenmittelebene längs der Spulenachse zu verstehen (s. Abb. 2).

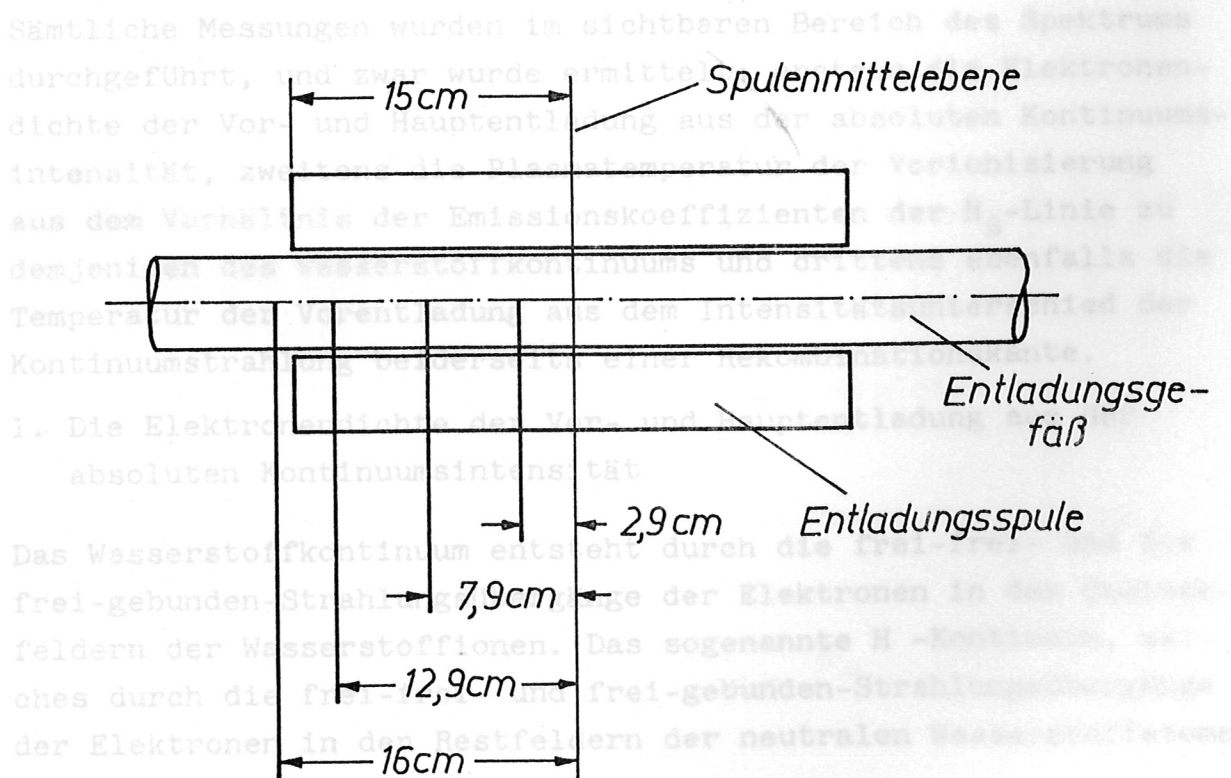


Abb. 2 Beobachtung des Plasmakontinuums an 3 Achsenabständen innerhalb und 1 cm ausserhalb der Entladungsspule

III. Theoretische Grundlagen der spektroskopischen Messmethoden

Auf die den spektroskopischen Messmethoden zugrunde liegende Theorie soll hier nur kurz eingegangen werden. Bestimmt man Temperatur und Elektronendichte aus Strahlungsintensitäten von Linien oder dem kontinuierlichen Untergrund, so sind im allgemeinen optisch dünnes Plasma und lokales thermisches Gleichgewicht Voraussetzung. Einheitliche Temperaturen der Teilchenarten im Plasma sind nur zu erwarten, wenn die Stosszeiten von Elektronen und Protonen unter- und gegeneinander sehr klein sind gegenüber charakteristischen Zeiten der dynamischen Plasmavorgänge. Dies ist in der Vorentladung bei den zu erwartenden Elektronendichten ($10^{15} \text{ cm}^{-3} \leq N_e \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) und Elektronentemperaturen ($0,5 \text{ eV} \leq kT \leq 3 \text{ eV}$) der Fall. Bei der Hauptentladung wurde nur die Intensität der Kontinuumstrahlung gemessen. Die Theorie der Kontinuumstrahlung setzt lediglich optisch dünnes Plasma und Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeiten voraus, sobald das H^- -Kontinuum vernachlässigt werden kann. Letzteres ist für Temperaturen $> 1 \text{ eV}$, wie sie in der Hauptentladung herrschen, gestattet. Die Maxwellverteilung stellt sich in der bedeutungslos kurzen Zeit von 10^{-10} sec ein.

Sämtliche Messungen wurden im sichtbaren Bereich des Spektrums durchgeführt, und zwar wurde ermittelt: erstens die Elektronendichte der Vor- und Hauptentladung aus der absoluten Kontinuumsintensität, zweitens die Plasmatemperatur der Vorionisierung aus dem Verhältnis der Emissionskoeffizienten der H_{β} -Linie zu demjenigen des Wasserstoffkontinuums und drittens ebenfalls die Temperatur der Vorentladung aus dem Intensitätsunterschied der Kontinuumstrahlung beiderseits einer Rekombinationskante.

1. Die Elektronendichte der Vor- und Hauptentladung aus der absoluten Kontinuumsintensität

Das Wasserstoffkontinuum entsteht durch die frei-frei- und die frei-gebunden-Strahlungsübergänge der Elektronen in den Coulombfeldern der Wasserstoffionen. Das sogenannte H^- -Kontinuum, welches durch die frei-frei- und frei-gebunden-Strahlungsübergänge der Elektronen in den Restfeldern der neutralen Wasserstoffatome

zustande kommt, muss bei der Vorentladung zusätzlich berücksichtigt werden.

Der quantitative Zusammenhang zwischen dem Emissionskoeffizienten $\epsilon_{\lambda,H}$ des Wasserstoffkontinuums mit der Elektronendichte und Temperatur des Plasmas lautet (ohne Berücksichtigung des H^- -Kontinuums)[2] :

$$\epsilon_{\lambda,H} = 1,50 \cdot 10^{-29} \frac{e^{-\frac{12400}{\lambda \cdot kT}}}{\lambda^2 (kT)^{1/2}} N_e^2 e^{-\frac{\Delta\chi_i}{kT}}$$

$$\left[g_{ff} e^{\frac{0,378}{kT}} + \frac{27,20}{kT} \sum_{n=n^*}^{n=l^*-1} \frac{g_{fb}}{n^3} e^{\frac{13,60}{n^2 kT}} \right] \left[\frac{\text{Watt}}{\text{\AA cm}^3 \text{ Sterad}} \right]$$

mit:

- Gaunt-Faktoren für frei-frei-Übergänge [3] : g_{ff}
- Gaunt-Faktoren für frei-gebunden-Übergänge [3] : g_{fb}
- Erniedrigung der Ionisierungsarbeit : $\Delta\chi_i$
- Hauptquantenzahl, von der ab die Termfolge hinreichend dicht wird : $l^* (l^* = 6)$
- Hauptquantenzahl des tiefsten Terms, dessen Grenzkontinuum bei der Beobachtungswellenlänge noch einen Intensitätsbeitrag liefert : $n^* (n^* = \begin{cases} 3 & \text{für } \lambda \geq 3650 \text{ \AA} \\ 2 & \text{für } \lambda < 3650 \text{ \AA} \end{cases})$

Die Beobachtungswellenlänge λ ist in [\AA] , kT in [eV] und N_e in [cm^{-3}] einzusetzen.

2. Die Temperatur der Vorionisierung aus dem Vergleich von H_β mit der Kontinuumstrahlung

In einem optisch dünnen Plasma lautet der Emissionskoeffizient einer Spektrallinie

wobei:
$$\epsilon_{\text{Linie}} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} h\nu_{nm} N_m$$

Übergangswahrscheinlichkeit für die Spektrallinie (spontane Emission durch Übergang vom Term m zum Term n) : A_{nm}

Emittierte Energie beim spontanen Übergang vom Term m zum Term n : $h \nu_{nm}$

Besetzungsdichte des oberen Terms m : N_m

Ist ein Saha-Gleichgewicht zwischen dem oberen Anregungsterm und dem Elektronenkontinuum vorhanden ($10^{14} \text{ cm}^{-3} \leq N_e$), so lautet für ein Wasserstoffplasma die Besetzungsdichte des oberen Terms m:

$$N_m = \frac{g_m}{2g_i} h^3 (2\pi m_e kT)^{-3/2} \cdot \exp\left(\frac{\chi_i - \Delta\chi_i - \epsilon_m}{kT}\right) N_e^2$$

mit:

Anregungsenergie des Terms m : ϵ_m

Statistisches Gewicht des Wasserstoffatoms im Hauptquantenzustand m ($g_m = 2m^2$) : g_m

Statistisches Gewicht des Wasserstoffions (hier $g_i = 1$) : g_i

Ionisierungsarbeit : χ_i (= 13,6 eV)

Elektronenmasse : m_e

Nach Einsetzen der Konstanten lautet der Emissionskoeffizient der Linie H_β :

$$\epsilon_{H_\beta} = 1,425 \cdot 10^{-33} \exp\left(\frac{0,85 - \Delta\chi_i}{kT}\right) \cdot \frac{N_e^2}{(kT)^{3/2}} \left[\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3 \text{ Sterad}} \right]$$

mit:

Elektronendichte in $[\text{cm}^{-3}]$ und $\Delta\chi_i$, sowie kT in $[\text{eV}]$.

3. Die Temperatur der Vorionisierung aus dem Intensitätsunterschied der Kontinuumstrahlung beiderseits einer Rekombinationskante

Das Verhältnis der H_β - zur Kontinuumsintensität ist zweideutig, wenn man nicht nur mit Temperaturen über 1 eV, sondern auch darunter zu rechnen hat, was auf dem dann zu berücksichtigenden H^- -Kontinuum beruht. Als eine weitere Methode zur Temperaturbestimmung des Vorionisierungsplasmas wurde daher zusätzlich das Intensitätsverhältnis zweier Wellenlängenbereiche des Wasserstoffkontinuums, die zu beiden Seiten der Balmerkante liegen, herangezogen. Kurz unterhalb dieser Grenzwellenlänge von 3650 \AA lässt sich ohne Schwierigkeit ein geeigneter Wellenlängenbereich finden.

Dagegen erlauben die sich überlappenden Flügel der druckverbreiterten Balmerlinien eine Messung der reinen Kontinuumsstrahlung erst in einem grösseren Abstand oberhalb von 3650 \AA , etwa bei 4526 \AA . Diese Wellenlänge liegt zwischen den Linien H_β und H_γ und ist genügend weit von ihnen entfernt. Benützt man das Verhältnis der Emissionskoeffizienten des gesamten Wasserstoffkontinuums (H^-+H -Strahlung) bei 3550 und 4526 \AA , so wird bei bekannter Elektronendichte für $kT < 1 \text{ eV}$ eine brauchbare Temperaturbestimmung möglich (Abb. 3). Die Beschränkung auf Temperaturen $< 1 \text{ eV}$ ist auch hier notwendig, da sonst der Quotient $\frac{\epsilon_{3550, H^-+H}}{\epsilon_{4526, H^-+H}}$ ebenfalls zweideutig wird. Aus den beiden genannten Relativmessungen und aus der Absolutintensität der H_β -Linie konnte schliesslich die Plasmatemperatur in der Vorentladung eindeutig festgelegt werden.

Die Funktionen $\epsilon_{\lambda, H}(N_e, kT) \left[\frac{\text{Watt}}{\text{\AA cm}^3 \text{ Sterad}} \right]$ und $\epsilon_{H_\beta}(N_e, kT) \left[\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3 \text{ Sterad}} \right]$ lagen ebenso wie die Verhältnisse $\frac{\epsilon_{4526, H^-+H}}{\epsilon_{H_\beta}}$ und $\frac{\epsilon_{3550, H^-+H}}{\epsilon_{4526, H^-+H}}$ in [2] tabelliert vor.

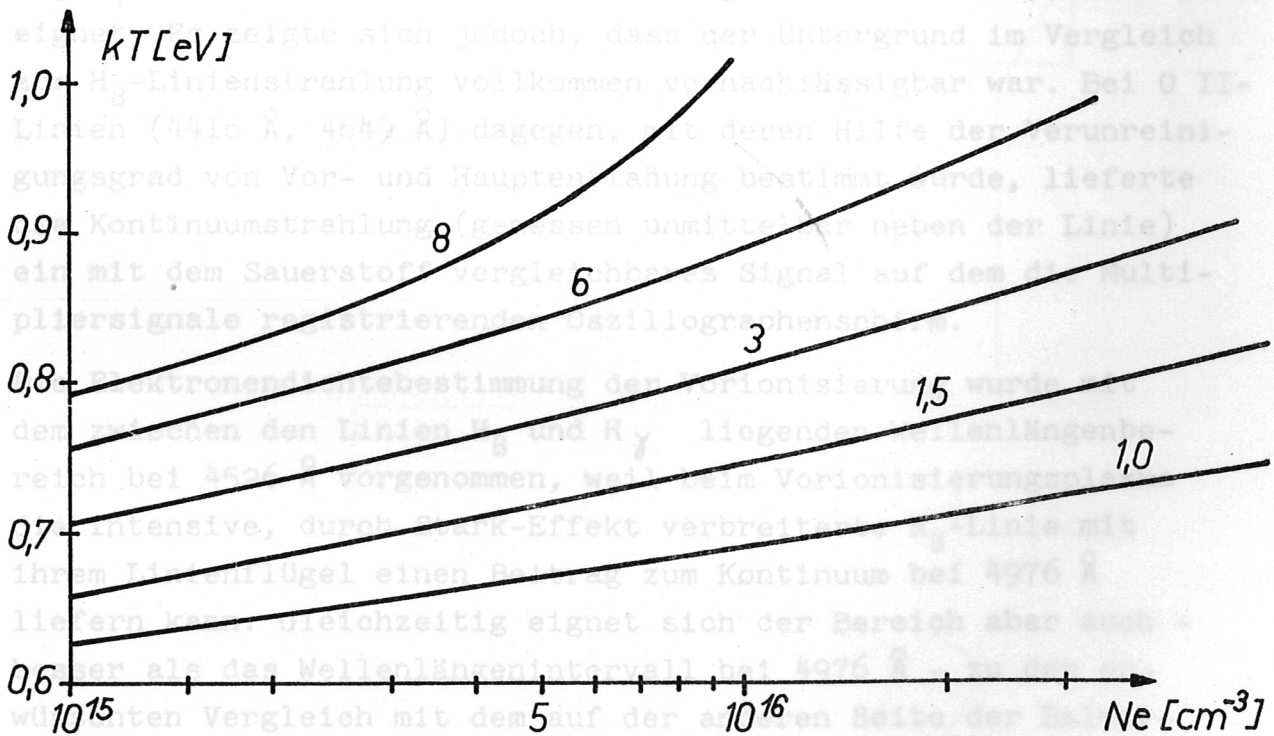


Abb. 3 Die Temperatur als Funktion der Elektronendichte bei verschiedenen Verhältnissen $\frac{\epsilon_{3550, H^-+H}}{\epsilon_{4526, H^-+H}}$ als Parameter

IV. Aufbau und Funktion des optischen Teiles der Messanordnung

1. Messung der absoluten Kontinuums- und Linienintensität

Zur Bestimmung der Elektronendichte der Hauptentladung wurde gemessen:

Die Kontinuumsintensität eines engen Wellenlängenbereiches bei $\lambda = 4976 \text{ \AA}$.

Zur Bestimmung der Elektronendichte und Temperatur der Vorentladung wurden gemessen:

Die Kontinuumsintensität bei $\lambda = 3550 \text{ \AA}$ und $\lambda = 4526 \text{ \AA}$.
Die Intensität der Linie H_{β} .

Durch Aufnahme des gesamten sichtbaren Spektrums von der Vor- und von der Hauptentladung mit einem Spektrographen wurde zunächst nachgeprüft, dass sich in einem Bereich von $\pm 20 \text{ \AA}$ bei den genannten Wellenlängen für das Wasserstoffkontinuum keine Fremdlinien befanden. Als solche kommen lediglich, wie das Spektrum zeigte, Sauerstoff- und Siliziumlinien in Frage. Von der Intensität der Linie H_{β} (4861 \AA) muss der kontinuierliche Untergrund abgezogen werden, wozu sich der Wellenlängenbereich bei 4976 \AA eignet. Es zeigte sich jedoch, dass der Untergrund im Vergleich zur H_{β} -Linienstrahlung vollkommen vernachlässigbar war. Bei O II-Linien (4416 \AA , 4649 \AA) dagegen, mit deren Hilfe der Verunreinigungsgrad von Vor- und Hauptentladung bestimmt wurde, lieferte die Kontinuumstrahlung (gemessen unmittelbar neben der Linie) ein mit dem Sauerstoff vergleichbares Signal auf dem die Multipliersignale registrierenden Oszillographenschirm.

Die Elektronendichtebestimmung der Vorionisierung wurde mit dem zwischen den Linien H_{β} und H_{γ} liegenden Wellenlängenbereich bei 4526 \AA vorgenommen, weil beim Vorionisierungsplasma die intensive, durch Stark-Effekt verbreiterte H_{β} -Linie mit ihrem Linienflügel einen Beitrag zum Kontinuum bei 4976 \AA liefern kann. Gleichzeitig eignet sich der Bereich aber auch besser als das Wellenlängenintervall bei 4976 \AA - zu dem erwünschten Vergleich mit dem auf der anderen Seite der Balmerkante liegenden Wellenlängenbereich bei 3550 \AA .

2. Die Optik der Messanordnung

Bei der side-on-Beobachtung rotationssymmetrischer Lichtquellen misst man die Querverteilung (x-Richtung) der Strahlungsintensität. Erst durch Anwendung der Abelschen Integralgleichung auf das gemessene Intensitätsprofil erhält man die Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten vom Radius der Lichtquelle. Die Auflösung der Strahlungsintensität in x-Richtung geschah mit 8 Plexiglaslichtleitern. Abbildung 4 zeigt schematisch den Aufbau der verwendeten Optik und den Plasmabereich V, dessen Strahlung von einem solchen Lichtleiter (z.B. P_1) und damit auch vom zugehörigen Photomultiplier (SEV_1) erfasst wird.

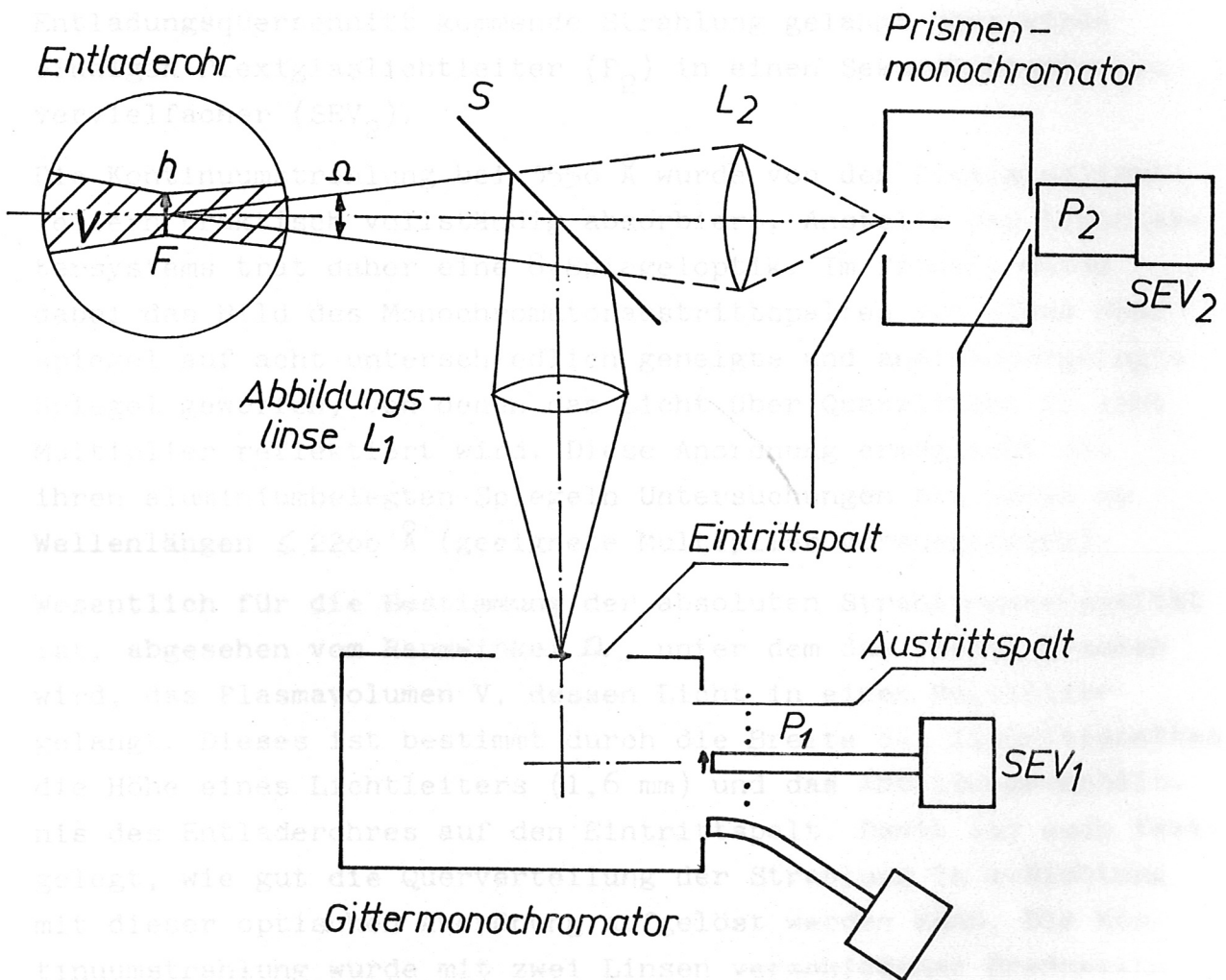


Abb. 4 Aufbau der Optik

Der Entladungsquerschnitt wird mit einer Linse L_1 (Linsenfassung = Aperturblende) auf den Eintrittspalt eines Gittermonochromatoren (Bausch & Lomb, 1200 ST/mm, Dispersion $16 \text{ \AA}/\text{mm}$, max. Apertur 1/4,4) abgebildet. Am Austrittspalt wird das "monochromatische" Licht von acht aneinandergelegten Plexiglaslichtleitern aufgenommen und dem jeweiligen Multiplier zugeführt. Jedem Multiplier ist durch diese Anordnung ein gewisser Plasmabereich zugeordnet.

Mit einem Prismenmonochromator (Zeiss, Glasprismendoppelmonochromator MM 12) liessen sich nach Entfernen des Spiegels S Relativmessungen von Linien- und Kontinuumstrahlung durchführen. Die Linse L_2 bildet dabei das Plasma auf den Eintrittspalt des Zeiss-Monochromators ab. Die aus dem gesamten Entladungsquerschnitt kommende Strahlung gelangt über einen einzigen Plexiglaslichtleiter (P_2) in einen Sekundärelektronenvervielfacher (SEV_2).

Die Kontinuumstrahlung bei 3550 \AA wurde von den Plexiglaslichtleitern praktisch vollständig absorbiert. Anstelle des Lichtleitersystems trat daher eine 8-Spiegeloptik. Im Prinzip wurde dabei das Bild des Monochromatoraustrittspaltes von einem Hohlspiegel auf acht unterschiedlich geneigte und aneinandergelegte Spiegel geworfen, von denen das Licht über Quarzlinsen in acht Multiplier reflektiert wird. Diese Anordnung ermöglicht mit ihren aluminiumbelegten Spiegeln Untersuchungen bis herab zu Wellenlängen $\leq 2200 \text{ \AA}$ (geeignete Multiplier vorausgesetzt).

Wesentlich für die Bestimmung der absoluten Strahlungsintensität ist, abgesehen vom Raumwinkel Ω , unter dem das Plasma gesehen wird, das Plasmavolumen V , dessen Licht in einen Multiplier gelangt. Dieses ist bestimmt durch die Breite des Eintrittspaltes, die Höhe eines Lichtleiters (1,6 mm) und das Abbildungsverhältnis des Entladerohres auf den Eintrittspalt. Damit ist auch festgelegt, wie gut die Querverteilung der Strahlung in x-Richtung mit dieser optischen Anordnung aufgelöst werden kann. Die Kontinuumstrahlung wurde mit zwei Linsen verschiedener Brennweite gemessen, mit denen eine "feine" oder "grobe" Auflösung erreicht wird. Bei Verwendung der ersten Linse ($f = 30 \text{ cm}$) entsprach

z.B. der Lichtleiterhöhe von 1,6 mm eine Bildhöhe $h = 6,3$ mm im Plasma (grobe Auflösung), bei Verwendung der zweiten Linse ($f = 40$ cm) eine Bildhöhe $h = 3,5$ mm (feine Auflösung). Die zweite Methode liefert natürlich genauere Ergebnisse; da der Rohrinnendurchmesser 45 mm beträgt, wird aber nur ein Teil des Entladungsquerschnitts überstrichen.

3. Das Auswertverfahren

Von der Auswertung her gesehen ist die Methode der Radialauflösung von Strahlung durch acht Lichtleiter sehr mühsam und zeitraubend.

Zuerst werden die Signale der acht Multiplier zusammengesetzt, so dass man zu jedem gewählten Zeitpunkt ein System von acht Intensitätsstufen erhält. Dann wird die Symmetrieachse eines jeden Systems eingezeichnet. Sie lässt sich einmal aus dem Stufenverlauf selbst ersehen, zum anderen wurde bei den Messungen die Achse des Entladungsrohres stets sorgfältig auf einen bestimmten Multiplier abgebildet. Aus letzterem allein lässt sich jedoch die Symmetrieachse nicht unbedingt bestimmen, da beispielsweise wegen der Plasmadrift zum Spulenschlitz die Plasmaachse nicht mit der Gefässachse übereinstimmen muss. Die Stufen I_i , die zu den einzelnen Bereichen ΔX_i gehören, werden schliesslich durch eine mit der Hand eingezeichnete kontinuierliche Kurve $J(x)$ ersetzt, und zwar so, dass die Bedingung

$$I_i \Delta X_i = \int_{x_i}^{x_i + \Delta x_i} J(x) dx$$
 für die i -te Stufe möglichst gut erfüllt ist.

Nach der Entabelung der Kurven erhält man die Emissionskoeffizienten von Linien oder Kontinuum in radialer Abhängigkeit.

Der Emissionskoeffizient des H-Kontinuums wird in die Elektronendichte umgerechnet, wobei für die Temperatur der Hauptentladung ein zeitlich und räumlich konstanter mittlerer Wert von 10 eV angenommen worden ist. Die Elektronendichte ist von der Temperatur etwas schwächer als mit der vierten Wurzel abhängig (s. Formel für $\epsilon_{\lambda, H}(N_e, kT)$), sie geht also in die Auswertung sehr unkritisch ein. Der Mittelwert von $kT = 10$ eV stützt sich im Falle des parallel eingefangenen Magnetfeldes auf Laser-Streu-

lichtprofil-Messungen [4]. Dabei ergab sich zum Zeitpunkt der 1. max. Kompression eine maximale Elektronentemperatur von 20 - 25 eV, zum Zeitpunkt der 2. max. Kompression wurden höchstens 25 - 30 eV ermittelt. Beim Plasma mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld konnte auf ähnliche Temperaturen geschlossen werden: das Auftreten von 0 IV-Linien vom Zeitpunkt der 1. max. Kompression bis über das maximale Magnetfeld hinaus spricht für Werte $10 \text{ eV} \leq kT < 20 \text{ eV}$.

Von R. Gorenflo wurde ein Rechenprogramm entwickelt, bei dem über Gegenbauersche Polynome die Stufen optimal durch eine glatte Funktion ersetzt werden sollten [5]. Diese Methode erwies sich hier als ungeeignet, da die Approximationsfunktion (hauptsächlich in der Nähe des Gefässrandes) stark oszillierte. Andererseits wurden Feinheiten, wie z.B. Plasmahohlstruktur nicht unbedingt wiedergegeben.

Zum besseren Verständnis sei schliesslich noch dargelegt, wie der Emissionskoeffizient des H-Kontinuums $\epsilon_{\lambda, H}$ mit den messbaren Grössen zusammenhängt.

Die Strahlungsleistung des Kontinuums aus optisch dünnen Schichten ist gegeben durch

$$E_{\text{kont}} = \int_{\Omega} \int_V \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_{\lambda, H} d\lambda dV d\Omega \text{ [Watt]}$$

Für die kleinen, bei den Messungen verwendeten Wellenlängenbereiche $\Delta\lambda$ (von höchstens 40 Å Breite) kann die Kontinuumstrahlung als konstant angenommen werden, so dass sich vereinfachend ergibt:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \dots d\lambda = \dots (\lambda_2 - \lambda_1) = \dots \Delta\lambda$$

wobei jetzt $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$ [Å] sein soll.

Ausserdem kann mit ausreichender Genauigkeit die Näherung

$$\int_{\Omega} \dots d\Omega = \dots \Omega$$

für den von der Abbildungsoptik erfassten Öffnungswinkel der Plasmastrahlung eingeführt werden. Setzt man noch $dV = Fdl$, wobei F die Querschnittsfläche der vom Multiplier erfassten Plasmaschicht mit der Höhe h bedeutet, so erhalten wir:

$$\frac{E_{\text{kont}}}{F} = \Delta\lambda \cdot \Omega \int \varepsilon_{\lambda, H}(\ell) d\ell \quad \left[\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2} \right]$$

Die Funktion E_{kont}/F [Watt/cm²] stellt die zu den ausgewerteten Zeitpunkten in den Stufen aufgetragene Querverteilung I der Strahlung in x-Richtung dar. Sie hat die Dimension eines Flächenstrahlers und ist daher mit einem Kohlebogen vergleichbar. Ein solcher wurde auch als Strahlungsnormal für die Absolutmessungen verwendet. Eine Beschreibung dieser Eichanordnung ist unter [6] zu finden. Nach Ersetzen der Stufen I_i durch stetige Funktionen $J(x)$ lässt sich die Abelsche Integralgleichung anwenden, die optisch dünnes Plasma und Rotationssymmetrie voraussetzt:

$$\frac{E_{\text{kont}}(x)}{\Delta\lambda \cdot F \cdot \Omega} = \int \varepsilon_{\lambda, H}(\ell, x) d\ell = 2 \int_{r=x}^R \varepsilon_{\lambda, H}(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}} \quad \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Å cm}^2 \text{Sterad}} \right]$$

r beschreibt die radiale Abhängigkeit, R ist der Radius des Entladungsrohres. Aus den gemessenen Grössen E_{kont} und $\Delta\lambda$ ergibt sich somit der Emissionskoeffizient durch numerische Lösung als Funktion von r. Die Grössen F und Ω wurden bei der Eichung dadurch eliminiert, dass optischer Weg und Abbildungsverhältnis mit dem Experiment übereinstimmten.

4. Die Aufnahmemethoden bei Smearbildern

Smearaufnahmen wurden mittels einer Bildwandlerkamera erzielt. Es wird geschildert, wie die side-on-Aufnahmen durchgeführt worden sind.

a) Aufnahmen mit einer Massivspule

Wie früher erwähnt, kann das Plasma seitlich durch Schlitze der Spule senkrecht zur Entladungsachse beobachtet werden. An verschiedenen Achsenabständen sind nun side-on-Smearaufnahmen gemacht worden, wie es Abbildung 5 a schematisch zeigt.

b) Aufnahmen mit einer "Schlitzspule"

Um das Verhalten der Plasmasäule in achsialer Richtung besser verfolgen zu können, wurde eine sogenannte Schlitzspule eingesetzt. Sie bestand aus 1 mm dickem Kupferblech und war mit 2 eng benachbarten Lochreihen versehen (Lochdurchmesser 7 mm, Lochab-

stand 10 mm). Die Spule war von einem 5 cm starken Plexiglasmantel umgeben. Auf diesem befand sich eine zylindrische Korrekturlinse aus Plexiglas zur Erzielung einer unverzerrten Abbildung in Beobachtungsrichtung. Durch den Schlitz sah man direkt auf die Achse des Entladerohres (s. Abb. 5b).

Die Smearbilder neben den Skizzen beziehen sich auf den Fall des parallel eingefangenen Magnetfeldes.

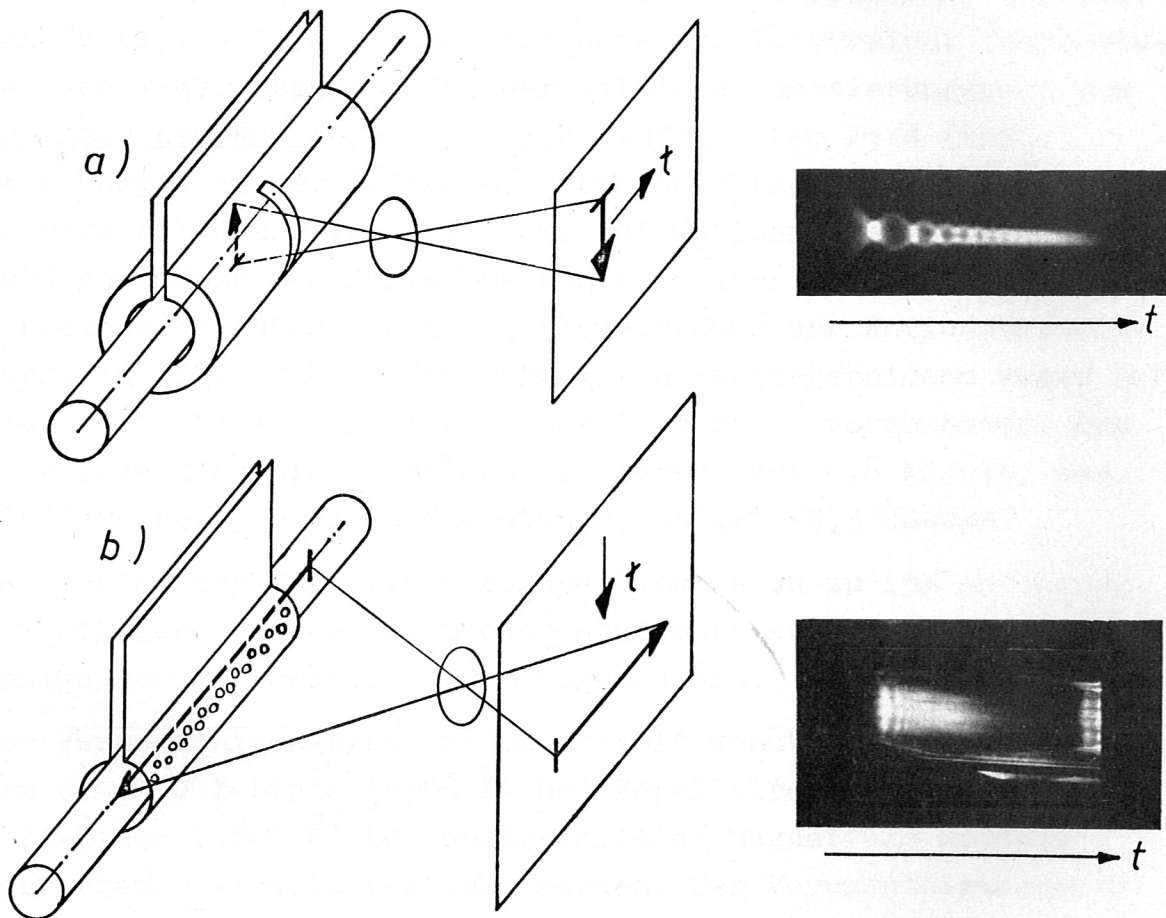


Abb. 5 a) Smearaufnahme mit Massivspule
5 b) Smearaufnahme mit Schlitzspule

V. Messergebnisse der Vorionisierung

Zur Beurteilung der Hauptentladung braucht man Kenntnisse über charakteristische Messgrößen der Vorionisierung. Zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung sind in 2,9 cm Abstand von der Spulenmittelebene die radialen Verteilungen der Elektronendichte und

Temperatur und in der Spulenmittelebene selbst die radiale Abhängigkeit des Magnetfeldes bestimmt worden. In Abb. 6 ist aufgezeigt, wie sich die Elektronendichte aus dem Emissionskoeffizienten $\epsilon_{4526, H^+ + H}$ und kT aus den Verhältnissen $\frac{\epsilon_{2550, H^+ + H}}{\epsilon_{4526, H^+ + H}}$ und $\frac{\epsilon_{4526, H^+ + H}}{\epsilon_{H\beta}}$ zusammen mit $\epsilon_{H\beta}$ ergaben. Das Magnetfeld wurde mit einer radial eingeführten 6-fach-Sonde bestimmt.

Das Plasma der Vorionisierung besitzt Ringstruktur. Das Maximum der Elektronendichte liegt im Falle des parallelen Feldes bei einem Radius von 8 mm, im Falle des antiparallelen Feldes bei 12 mm. Die Maxima von kT stimmen damit praktisch überein. Das "antiparallele" Plasma ist heisser. Es erreicht Temperaturen von 2 eV. Ebenso liegt der mittlere Ionisierungsgrad von 90% über demjenigen bei parallel aufgebautem Feld (40%).

Beim Vergleich der beiden Elektronendichteprofile ist der niedrigere Fülldruck von 0,10 Torr bei antiparallel aufgebautem Feld gegenüber dem Fülldruck von 0,15 Torr bei parallel aufgebautem zu beachten. In unmittelbarer Nähe der Entladungsachse wurde in Abb. 6 keine Eintragung von Messergebnissen wegen der hier zu geringen Genauigkeit der Auswertung vorgenommen. Das parallele Magnetfeld hat den mittleren Wert 0,8 kGauss, das mittlere antiparallele Magnetfeld beträgt -2,3 kGauss.

Der Fehler der Magnetfeldmessung lässt sich zu 15% annehmen, der mittlere Fehler der Elektronendichte wurde zu 15%, derjenige der Temperatur zu 20% abgeschätzt.

Der Verunreinigungsgrad an Sauerstoff konnte durch das Anwachsen einer O I-Linie (4368 Å) bei Parallelfeld und einer O II-Linie (4649 Å) bei antiparallelem Magnetfeld mittels dosiertem O₂-Zusatz bestimmt werden. Der Verunreinigungsgrad betrug im ersten Fall 0,7%, im zweiten 0,5%.

Moleküllinienstrahlung, die entsprechend der Dissoziationsenergie des Wasserstoffmoleküls bei einer Temperatur $\leq 0,4$ eV auftritt, wurde anhand einer H₂-Linie bei 4633 Å geprüft. Beim Einsetzen der Hauptentladung konnte nur bei parallel aufgebautem Magnetfeld eine Moleküllinienstrahlung in der Vorentladung nachgewiesen werden. Sie kam aus dem achsennahen Bereich des Entladungsrohres, so dass hier dem Vorionisierungsplasma eine Temperatur $\leq 0,4$ eV zugeschrieben werden kann.

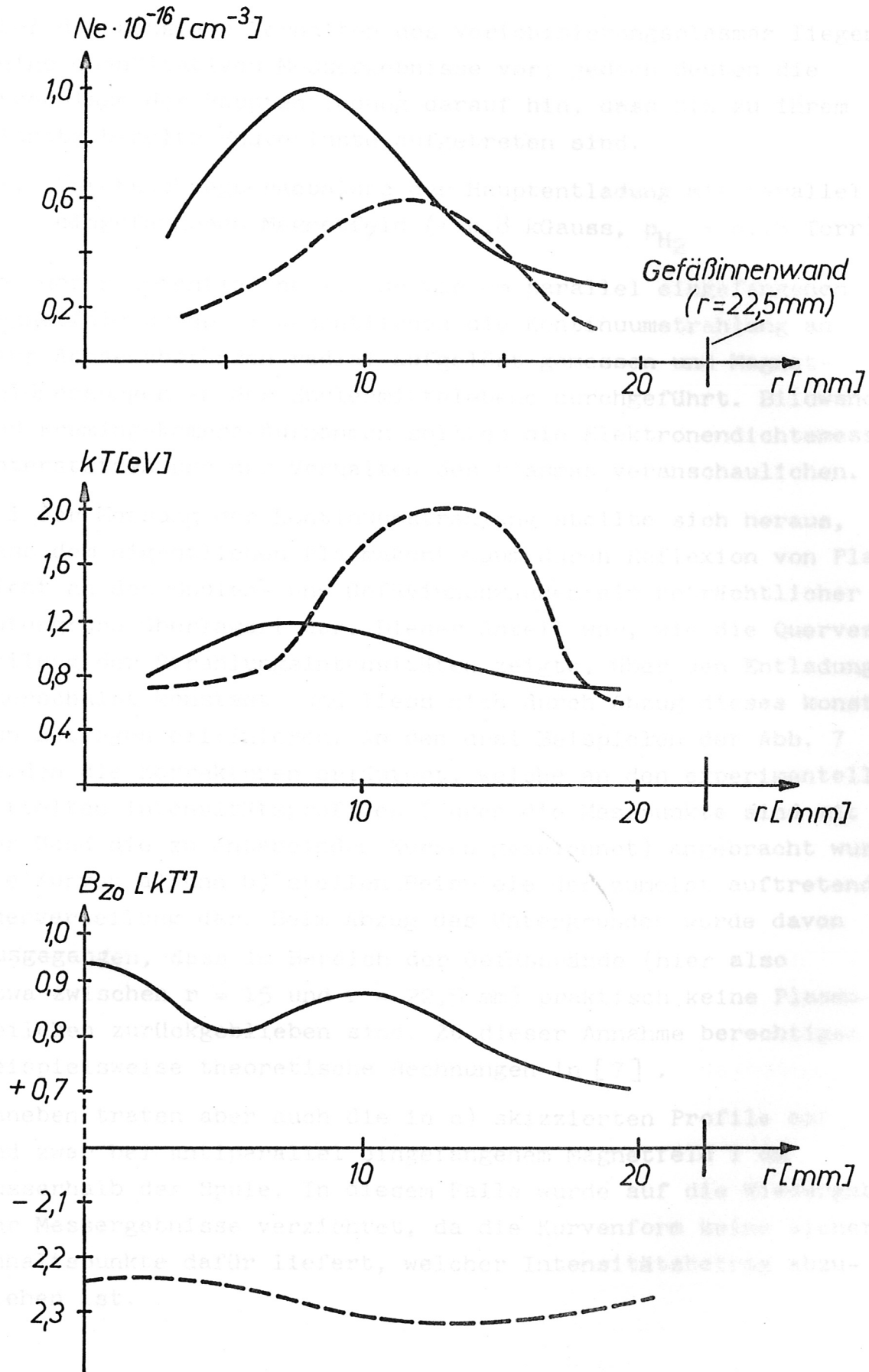


Abb. 6 Charakteristische Messgrößen der Vorentladung
 (N_e = Elektronendichte, kT = "Temperatur",
 B_{z0} = Magnetfeld)
 — : parallel aufgebautes Magnetfeld
 - - - : antiparalleles Magnetfeld

Über das achsiale Verhalten des Vorionisierungsplasmas liegen keine quantitativen Messergebnisse vor; jedoch deuten die Ergebnisse der Hauptentladung darauf hin, dass bis zu ihrem Einsatz bereits Endverluste aufgetreten sind.

VI. Untersuchungsergebnisse der Hauptentladung mit parallel eingefangenen Magnetfeld ($+ 0,8$ kGauss, $p_{H_2} = 0,15$ Torr)

Bei der Hauptentladung mit schwachem parallel eingefangenen Magnetfeld wurde im wesentlichen die Kontinuumstrahlung an vier Achsenabständen radial aufgelöst gemessen und Magnetfeldmessungen in der Spulenmittelebene durchgeführt. Bildwandler- und Framing-Kamera-Aufnahmen sollten die Elektronendichtemessungen unterstützen und das Verhalten des Plasmas veranschaulichen.

Bei der Messung der Kontinuumstrahlung stellte sich heraus, dass dem eigentlichen Plasmakontinuum durch Reflexion von Plasma-licht an den Spulen- und Gefäßinnenwänden ein beträchtlicher Untergrund überlagert war. Dieser Anteil war, wie die Querverteilung der Strahlungsintensitäten zeigte, über den Entladungsquerschnitt konstant, und liess sich durch Abzug dieses konstanten Betrages eliminieren. An den drei Beispielen der Abb. 7 werden die Korrekturen erläutert, welche an den experimentell ermittelten Intensitätsprofilen (durch die Messpunkte sind mit der Hand die zu entabelnden Kurven gezeichnet) angebracht wurden. Die Kurven a) und b) stellen Beispiele der zumeist auftretenden Querverteilung dar. Beim Abzug des Untergrundes wurde davon ausgegangen, dass im Bereich der Gefässwände (hier also etwa zwischen $r = 15$ und $r = 22,5$ mm) praktisch keine Plasmateilchen zurückgeblieben sind. Zu dieser Annahme berechtigten beispielsweise theoretische Rechnungen in [7].

Daneben traten aber auch die in c) skizzierten Profile auf und zwar bei antiparallel eingefangenen Magnetfeld 1 cm ausserhalb der Spule. In diesem Falle wurde auf die Wiedergabe der Messergebnisse verzichtet, da die Kurvenform keine sicheren Anhaltspunkte dafür liefert, welcher Intensitätsbetrag abzuziehen ist.

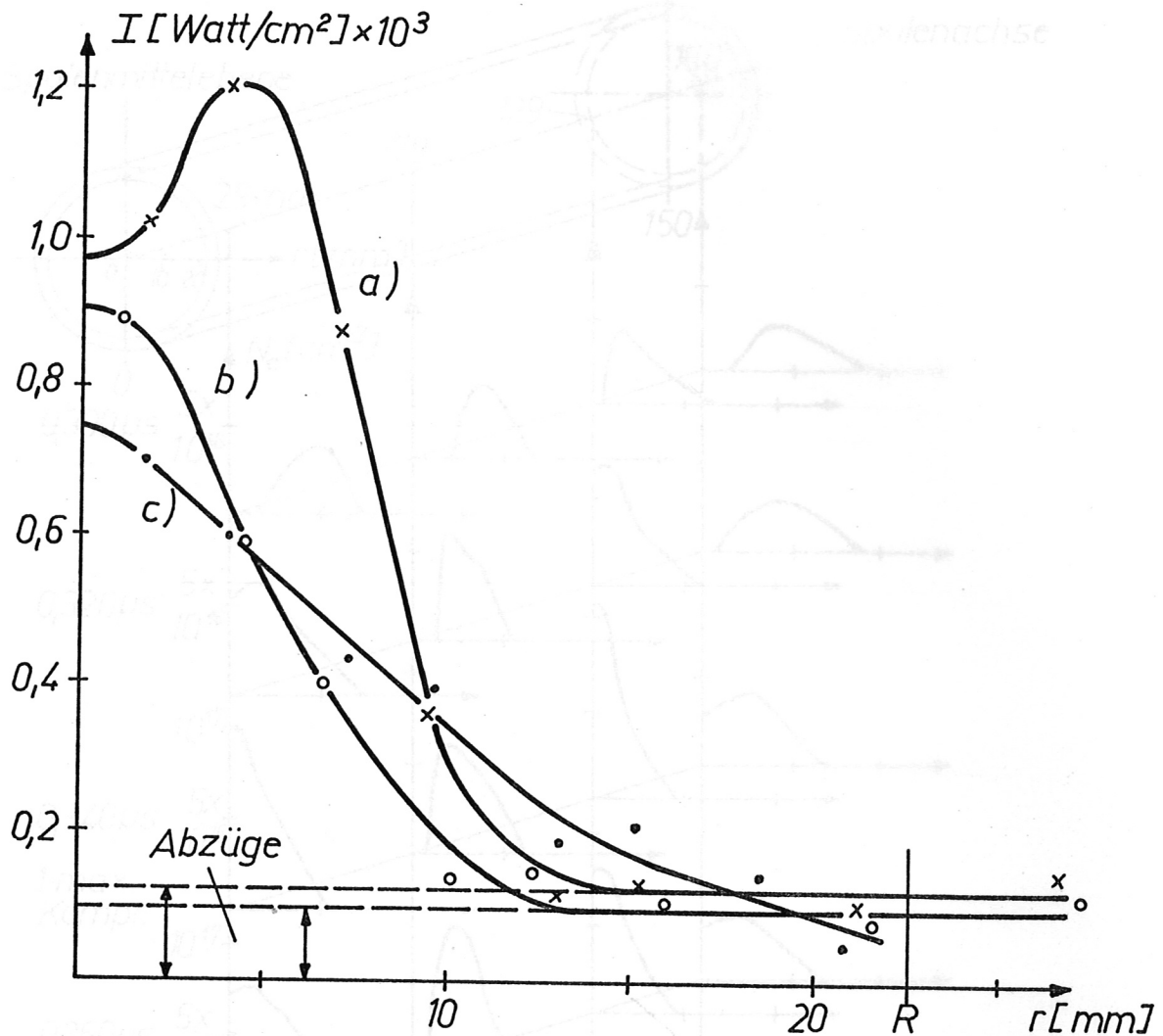


Abb. 7 Korrektur an den gemessenen Intensitätsprofilen
in den Fällen a) und b) : gut
im Falle c) : schlecht durchführbar

In der Abb. 8 sind die korrigierten radialen Elektronendichteverteilungen, die zu den Achsenabständen 2,9 und 7,9 cm, 12,9 und 16 cm gehören, zu verschiedenen Zeitpunkten aufgetragen. Die Darstellung zeigt die einzelnen Phasen der radialen Plasma-bewegung während der ersten drei Kompressionsschwingungen (1., 2. bzw. 3. max. Kompression nach 0,340 μsec , 0,525 μsec bzw. 0,650 μsec - alle Zeiten werden vom Einsatz der Hauptentladung an gerechnet -) und das Verhalten der Plasmasäule zu späteren Zeitpunkten (das maximale B-Feld wird nach 1,6 μsec erreicht). Mehr Plasmaschwingungen ließen sich hier nicht beobachten, da nach den ersten drei Schwingungen nur alle 0,05 μsec ausgewertet wurde und die weiteren maximalen Kompressionen in immer kürzeren

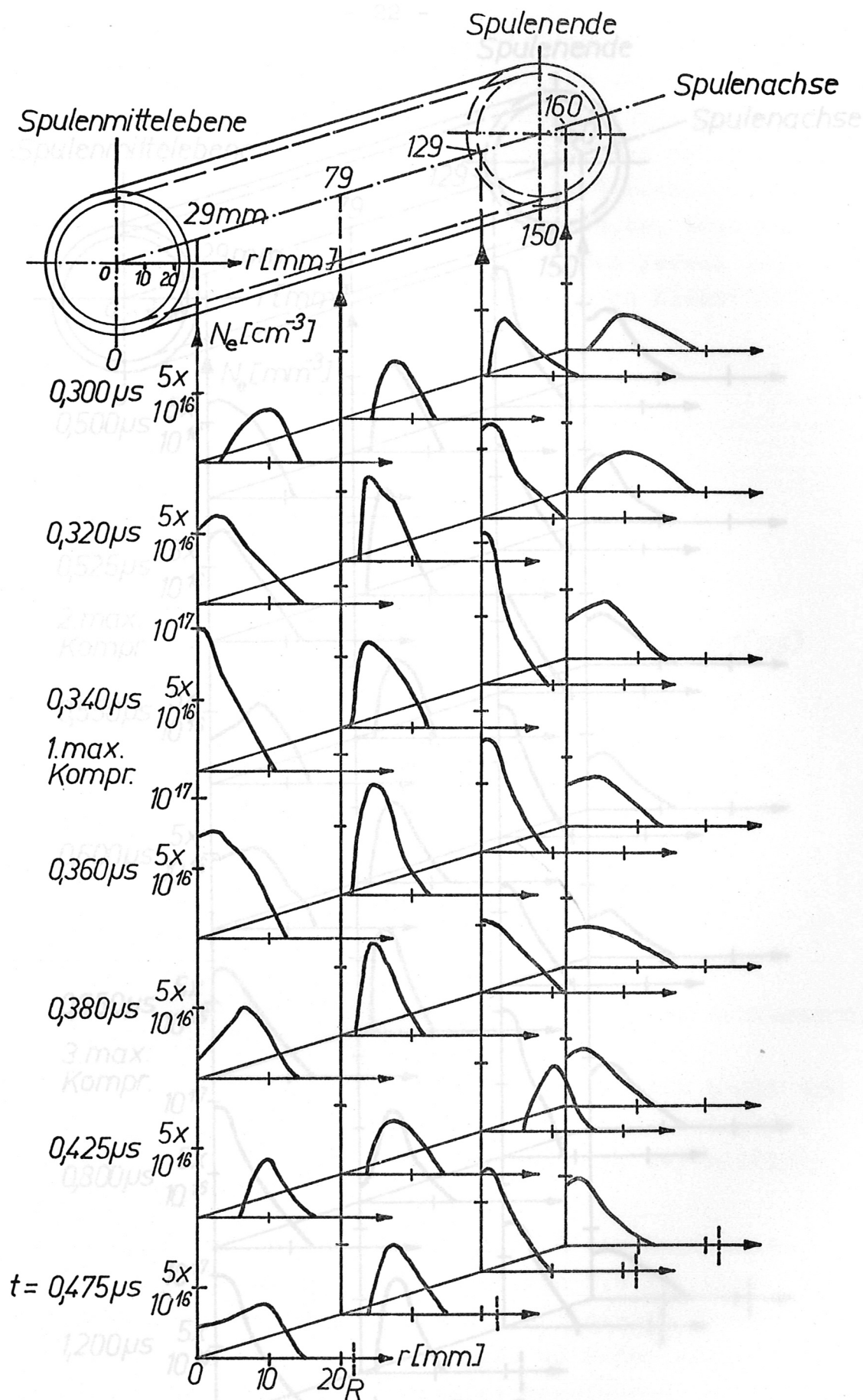


Abb. 8 Elektronendichteprofile an drei Achsenabständen innerhalb und einem ausserhalb der Spule (B_{z0} : 0,8 kGauss \uparrow , Fülldruck p_{H_2} = 0,15 Torr)

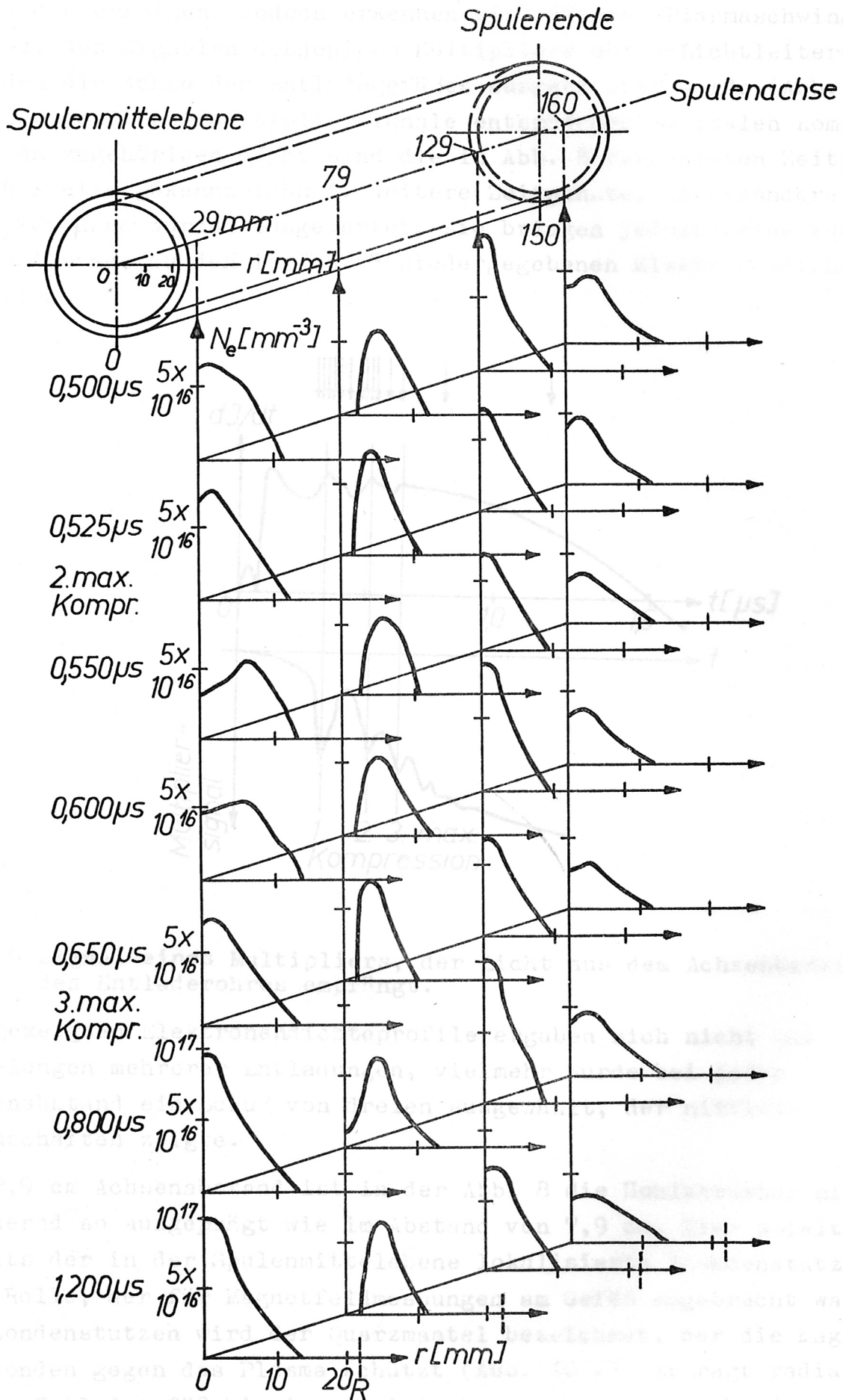


Abb. 8 Fortsetzung von Seite 21

Abständen erfolgen. Jedoch erkennen wir weitere Plasmaschwingungen auf den Signalen desjenigen Multipliers der 8-Lichtleiteroptik, auf den die Achse des Entladegefäßes ausgerichtet wurde (Abb. 9): die Maxima dieser Multipliersignale entsprechen maximalen Kompressionen. Am zugehörigen dJ/dt sind die in Abb. 8 verwendeten Zeitpunkte durch Pfeile gekennzeichnet. Weitere Zeitpunkte, insbesondere für $t > 0,600 \mu\text{sec}$ wurden ausgewertet, sie bringen jedoch keine zusätzliche Aussage zu den in Abb. 8 wiedergegebenen Elektronendichteprofilen.

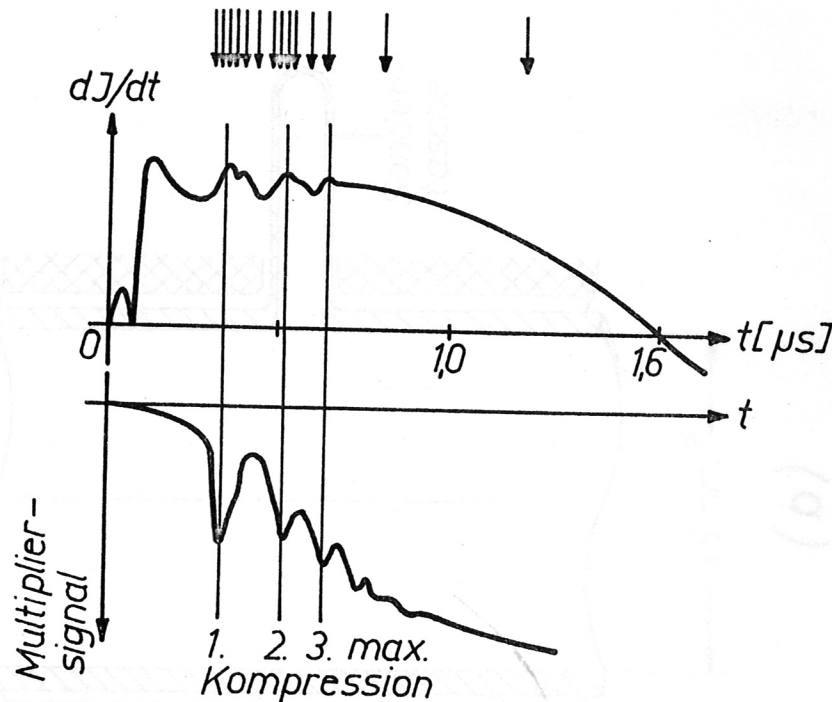


Abb. 9 Signal eines Multipliers, der Licht aus dem Achsenbereich des Entladerohres empfängt.

Die gezeigten Elektronendichteprofile ergaben sich nicht aus Mittelungen mehrerer Entladungen, vielmehr wurde bei jedem Achsenabstand ein Schuß von dreien ausgewählt, der mittlere Eigenschaften zeigte.

Bei 2,9 cm Achsenabstand ist in der Abb. 8 die Hohlstruktur nicht annähernd so ausgeprägt wie im Abstand von 7,9 cm. Hier spielt bereits der in der Spulennittelebene lokalisierte "Sondenstutzen" eine Rolle, der für Magnetfeldmessungen am Gefäß angebracht war. Als Sondenstutzen wird der Quarzmantel bezeichnet, der die Magnetfeldsonden gegen das Plasma schützt (Abb. 10 a). Er ragt radial in das Entladegefäß hinein und ist über einen entsprechenden seitlichen Quarzansatz - genannt "Sondentasche" - mit dem Entladege-

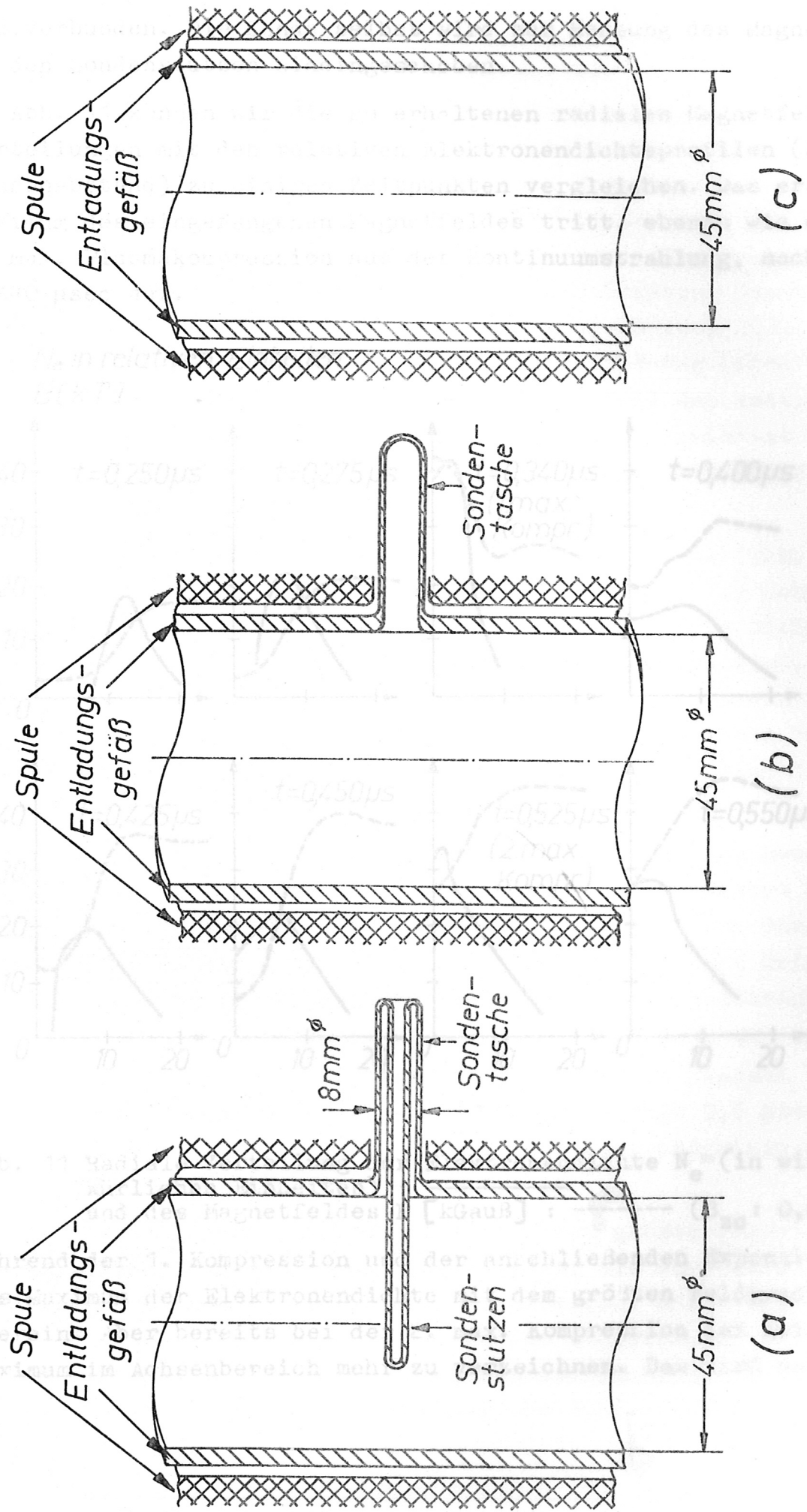


Abb. 10 Ausschnitte aus den verwendeten Entladungsgefäßen. a) Mit Sondenstützen und Sondentasche, b) mit Sondentasche, c) glattes Rohr.

fäß verbunden. Die Sonde selbst wird zur Messung des Magnetfeldes in den Sondenstützen hineingeschoben.

In Abb. 11 können wir die so erhaltenen radialen Magnetfeldverteilungen mit den relativen Elektronendichteprofilen (2,9 cm Achsenabstand) zu einigen Zeitpunkten vergleichen. Das erste Maximum des eingefangenen Magnetfeldes tritt, ebenso wie die 1. max. Plasmakompression aus der Kontinuumstrahlung, nach 0,340 μsec auf.

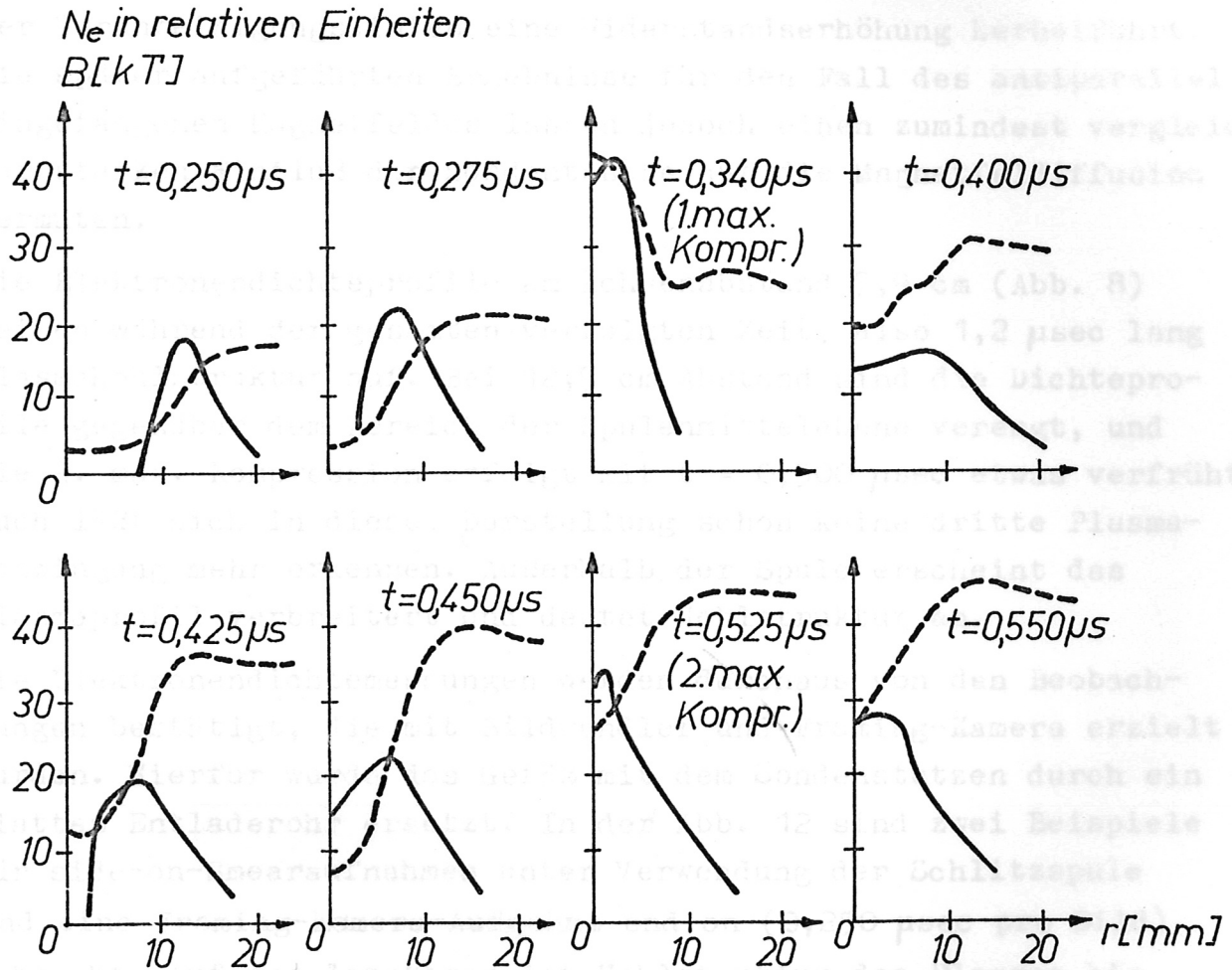


Abb. 11 Radiale Verteilung der Elektronendichte N_e (in willkürlichen Einheiten) : —————
und des Magnetfeldes B [kGauß] : - - - - - (B_{z0} : 0,8 kT)

Während der 1. Kompression und der anschließenden Expansion stimmt das Maximum der Elektronendichte mit dem größten Feldgradienten überein. Aber bereits bei der 2. max. Kompression ist kein Feldmaximum im Achsenbereich mehr zu verzeichnen. Das wird auf einen

merklichen Einfluß von Sondentasche und Sondenstutzen auf das Plasma zurückgeführt, der wohl schon bei der 1. max. Kompression beginnt. Der Sondenstutzen wirkt abkühlend auf das Plasma, erhöht dadurch dessen elektrischen Widerstand und begünstigt so das Herausdiffundieren des eingefangenen Magnetfeldes aus dem erstmalig komprimierten Plasma. Nach [8] ließe sich die abkühlende Wirkung durch Verunreinigungen erklären, die aus dem erhitzten Sondenstutzen in das Plasma in der Umgebung des Stutzens gelangen, wobei hauptsächlich die Strahlungskühlung durch Emission der Verunreinigungslinien eine Widerstandserhöhung herbeiführt. Die später aufgeführten Ergebnisse für den Fall des antiparallel eingefangenen Magnetfeldes lassen jedoch einen zumindest vergleichbar starken Einfluß der Sondentasche auf die Magnetfelddiffusion vermuten.

Die Elektronendichteprofile am Achsenabstand 7,9 cm (Abb. 8) weisen während der gesamten verfolgten Zeit, also 1,2 μ sec lang Plasmahohlstruktur auf. Bei 12,9 cm Abstand sind die Dichteprofile gegenüber dem Bereich der Spulenmittelebene verengt, und die 2. max. Kompression erfolgt mit $t = 0,500 \mu$ sec etwas verfrüht. Auch läßt sich in dieser Darstellung schon keine dritte Plasmaschwingung mehr erkennen. Außerhalb der Spule erscheint das Plasmaprofil verbreitert und deutet Hohlstruktur an.

Die Elektronendichtemessungen werden durchaus von den Beobachtungen bestätigt, die mit Bildwandler und Framing-Kamera erzielt wurden. Hierfür wurde das Gefäß mit dem Sondenstutzen durch ein glattes Entladerohr ersetzt. In der Abb. 12 sind zwei Beispiele für side-on-Smearaufnahmen unter Verwendung der Schlitzspule und eine Framing-kamera-Aufnahme end-on (0,250 μ sec pro Bild) gebracht. Auf der letzteren ist Hohlstruktur des Plasmas bis etwa 1 μ sec zu erkennen. Der Plasmaradius beträgt 0,6 μ sec nach Beginn der Hauptentladung 3 - 4 mm. Die Plasmaschichtdicke des Hohlzylinders hat dann etwa den Wert 3 mm.

Auf den Smearbildern entsprechen die Linien größter Intensität den maximalen Kompressionen. Auffällig ist die deutliche Krümmung dieser Linien ab der 2. max. Kompression. Das bedeutet, daß im Bereich der Spulenmittelebene die Kompressionsschwingungen langsamer erfolgen als an den Spulenenden. Diese Erscheinung weist auf eine geringere Plasmamasse pro Spulenlängeneinheit an

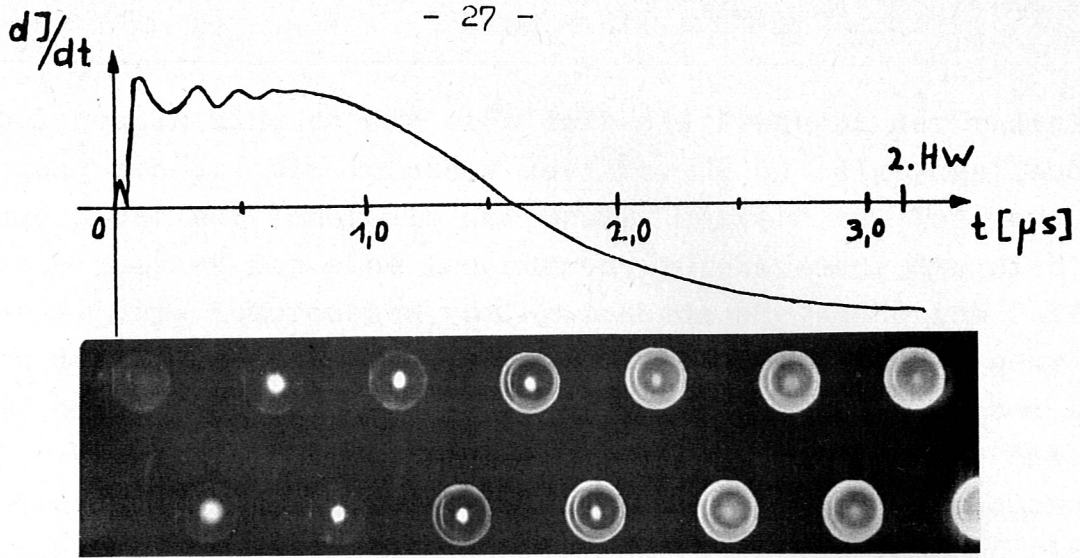


Abb. 12 Framing-kamera-Aufnahme end-on ($B_{z0} : 0,8 \text{ kGau\ss}$ \uparrow)

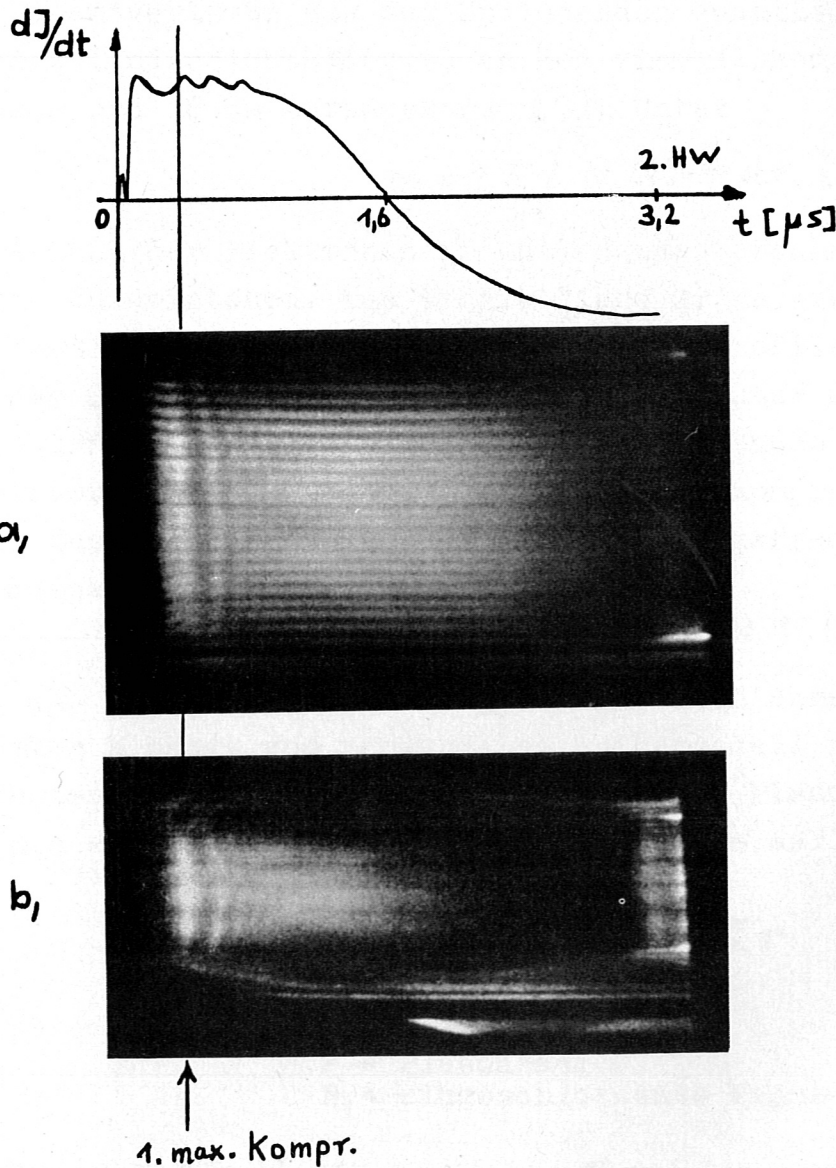


Abb. 12 Side-on-Smearaufnahmen mit Bildwandler (glattes Entladerohr)

- a) Beobachtung des Spuleninnern
- b) Beobachtung des Spuleninnern und eines Teiles des Puffervolumens

den Spulenenden hin, so daß sich dort die Frequenz der radialen Schwingung erhöht. Die Aufnahme der Abb. 12 b) zeigt die Leuchtvorgänge nicht nur innerhalb der Spule, sondern zum Teil auch außerhalb. Darauf ist eine Leuchtfrent zu erkennen, die sich noch vor der 1. max. Kompression vom Spulenende ausgehend ins Puffervolumen des Entladegefäßes bewegt. Ihre Geschwindigkeit beträgt etwa 10^7 cm/sec. Sie kann als Plasma erklärt werden, das bei Beginn der Hauptentladung aus dem Spulenendenbereich durch die sich dort nach außen krümmenden Magnetfeldlinien herausgeschossen wird. Auch nach dem Herauslaufen dieser Plasmawelle ist im Puffervolumen ein Aufleuchten festzustellen. Dieses spricht für ein weiteres kontinuierliches Ausströmen von Plasma aus dem Spulennern. Um diese Plasmaverluste aus den Spulenenden quantitativ zu erfassen, wurde die Liniendichte $\mathcal{G}(z,t)$ an den vier Achsenabständen $z = 2,9, 7,9, 12,9$ und 16 cm herangezogen [9]. Unter

$$\mathcal{G} = 2\pi \int_0^R N_e(r) \cdot r \, dr \quad [\text{cm}^{-1}]$$

ist die Zahl der Elektronen im Entladungsquerschnitt bei 1 cm Achsenlänge zu verstehen. Man erhält diese Größe aus den spektroskopisch bestimmten radialen Elektronendichteprofilen. Da an diesen wegen des Strahlungsuntergrundes eine Korrektur angebracht werden mußte, wurde eine weitere unabhängige Meßmethode von \mathcal{G} notwendig. Hier bietet sich die Dauer τ der einzelnen Kompressionsschwingungen an. Der Zusammenhang zwischen der Schwingungsfrequenz ω und der Plasmamasse M pro Längeneinheit lautet:

$$\omega = K \frac{B_a}{\sqrt{M}}$$

B_a ist das von der Spule erzeugte Magnetfeld außerhalb des Plasmas, der Faktor K hängt vom verwendeten Rechenmodell ab. Geht man vom einfachsten Modell für die Schwingungen der Plasmasäule aus und nimmt man eine sehr dünne Plasmaschichtdicke an:

$$m \mathcal{G} \ddot{r} = \frac{B_i^2(t) - B_a^2(t)}{8\pi} \cdot 2\pi r$$

mit m = Protonenmasse
 r = Plasmaradius
 B_i = eingeschlossenes Magnetfeld,

so ergibt sich für die Liniendichte \mathcal{G} und die Kompressions-Schwingungsdauer τ der Zusammenhang:

$$\sigma(t) = \frac{B_a^2(t)}{m} \left(\frac{\tau(t)}{2\pi} \right)^2$$

Der obengenannte Faktor K hat bei diesem Modell also den Betrag 1. Die zu den verschiedenen Zeitpunkten errechneten Plasmaradien stimmten recht gut mit dem Experiment überein. Allerdings fanden sich im Gegensatz zu späteren Zeiten für die ersten beiden kompressionsschwingungen zu kurze Schwingungsdauern. Die aus diesen beiden errechneten Liniendichten bleiben daher unberücksichtigt.

In der Abb. 13 werden bei einigen Achsenabständen side-on-Smearaufnahmen vom Entladungsquerschnitt mit der Massivspule gebracht. In der Nähe der Spulenmittelebene waren auf den Originalaufnahmen bis zu 13 maximale kompressionen sicher identifizierbar. Den Spulenden zu liegen sich weniger

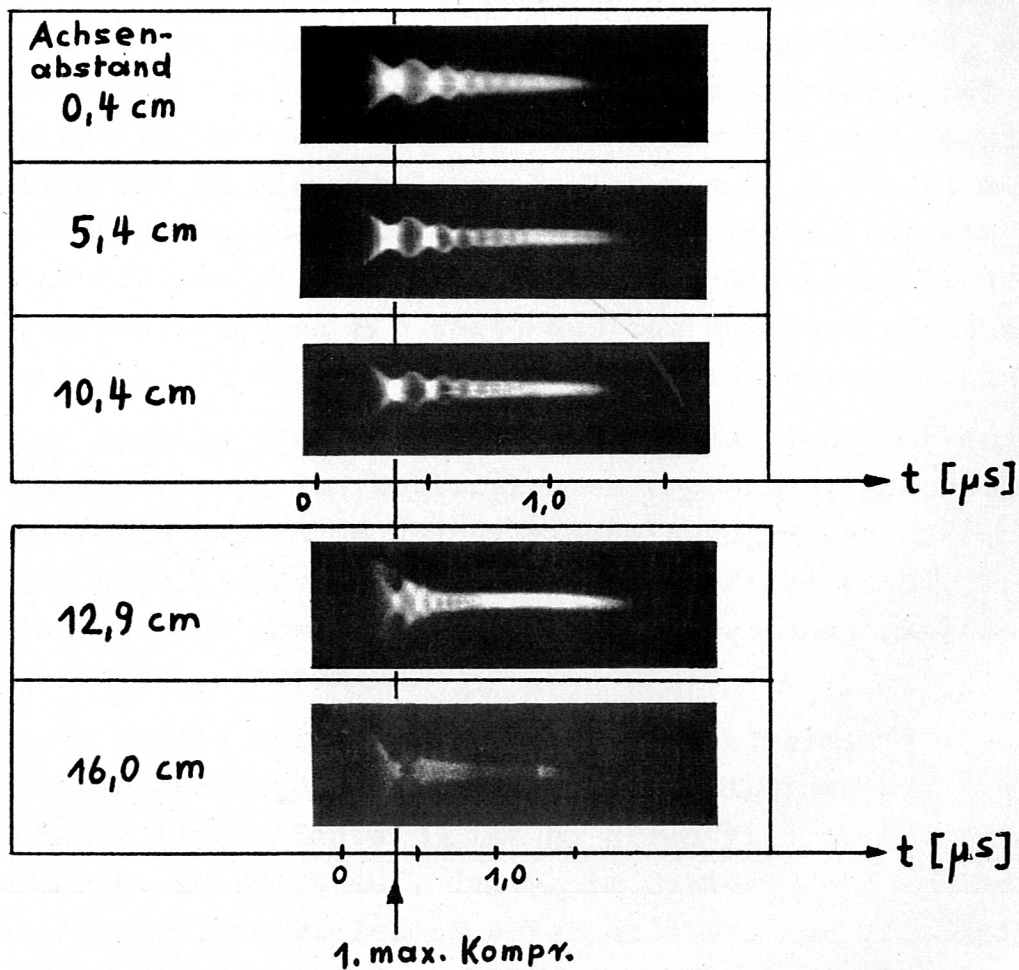


Abb. 13 Side-on-Smearaufnahmen vom Entladungsquerschnitt mit glattem Entladerohr ($B_{z0} = 0,8 \text{ kGau\ss}$, $p_{H_2} = 0,15 \text{ Torr}$)

Plasmaschwingungen auswerten. An den Achsenabständen 12,9 cm und 16 cm wurde bei der Aufnahme der Smearbilder aus Intensitätsgründen eine geringere Zeitablenkung gewählt. Die höhere Frequenz der Plasmaschwingungen gegenüber der Spulenmitte ist dennoch gut zu erkennen.

Die Liniendichten \mathcal{G} , die wir also nach zwei verschiedenen Verfahren gewinnen konnten, werden nun im folgenden eingehend behandelt :

a) Die aus den Elektronendichteprofilen erhaltenen \mathcal{G} sind in Abb. 14 in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt und durch Punkte gekennzeichnet. Die Genauigkeit der \mathcal{G} - Werte beträgt 15%.

b) Die aus den Schwingungsdauern τ der Kompressionsschwingungen gewonnenen Liniendichten ergaben sich wie besprochen aus Smearaufnahmen vom Entladungsquerschnitt. Bei der Berechnung von \mathcal{G} wurde das Magnetfeld B_a während einer Schwingung als konstant angenommen. Bei einem Ablesefehler von 10% für τ und 5% für B_a ergibt sich für \mathcal{G} ein mittlerer Fehler von 30 %. Wegen der größeren Ungenauigkeit sind die so ermittelten Liniendichten vor allem als Kontrolle für die Absolutbeträge der korrigierten \mathcal{G} - Werte aus den Kontinuumsmessungen gedacht. In Abb. 14 sind sie als Kreuze eingetragen.

Die Signale von Photomultipliern, die Licht aus dem Achsenbereich des Entladerohres empfangen, geben einen weiteren Aufschluß über die Schwingungsdauer τ (Abb.9). Die nach dieser Methode erhaltenen τ fallen mit denjenigen aus Smearbildern, von Ableseungenauigkeiten abgesehen, zusammen.

Wie Abb. 14 zeigt, stimmen die nach a) und b) ermittelten Liniendichten recht gut überein. Die dem Fülldruck von 0,15 Torr entsprechende Liniendichte \mathcal{G}_0 ist an allen vier Achsenabständen eingezeichnet. Es fällt auf, daß \mathcal{G}_0 im Spuleninnern nur in der Nähe der Spulenmittelebene erreicht wird, daß die Liniendichte gegen die Spulenenden aber immer mehr abfällt. Dies dürfte auf Teilchenverlusten bereits während der Vorionisierung beruhen. Außerhalb der Spule ist noch vor der 1. maximalen

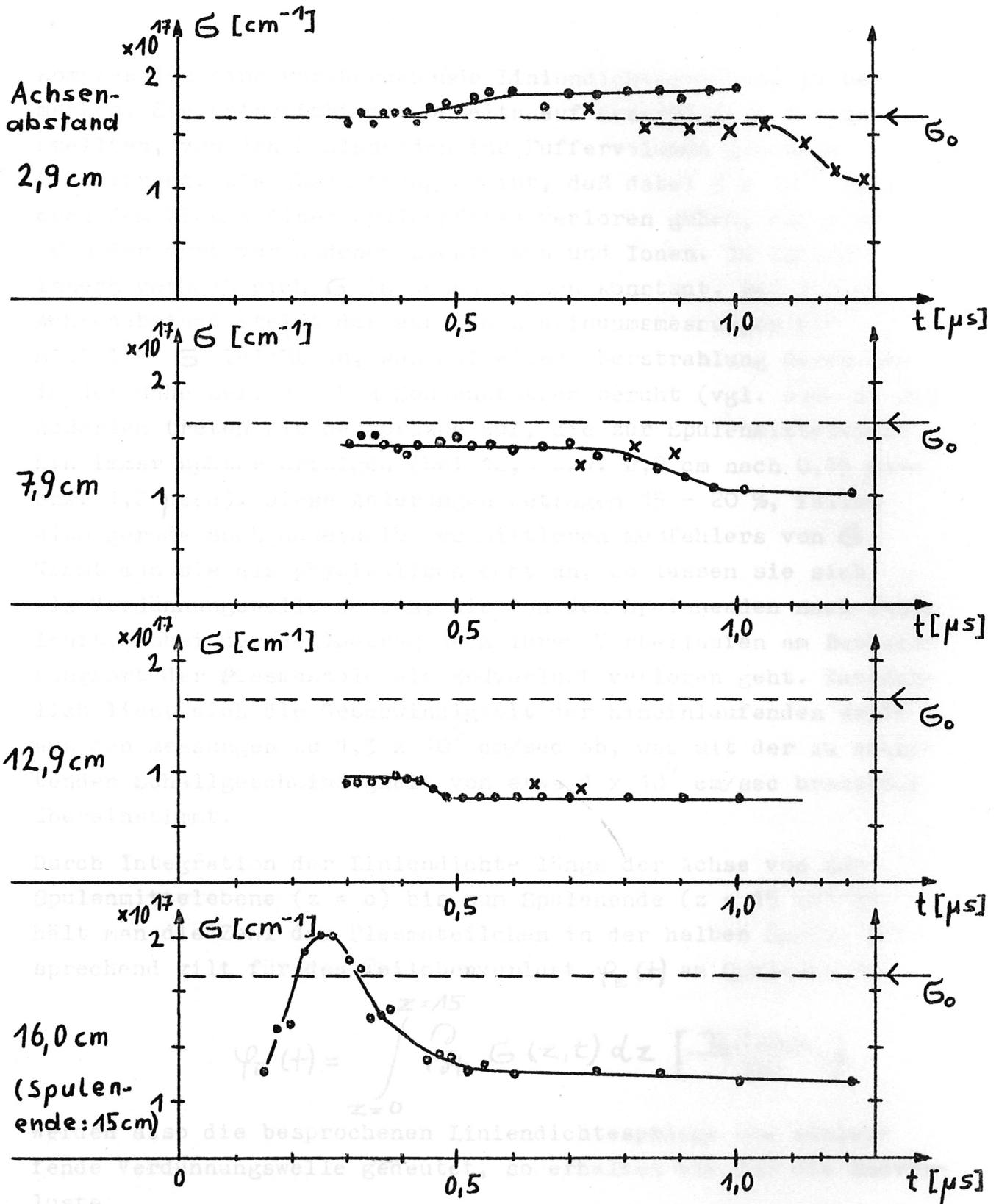


Abb. 14 Zeitliche Abhängigkeit der Liniendichte G an vier Achsenabständen (B_{z0} : 0,8 kGauß, p_{H_2} = 0,15 Torr)
 Punkte : Liniendichte G aus Kontinuumsmessungen
 Kreuze : Liniendichte G aus Kompressionszeitpunkten

Kompression eine vorübergehende Liniendichteerhöhung zu bemerken. Sie entspricht der bereits auf Smearbildern festgestellten, von den Spulenenenden ins Puffervolumen gehenden Leuchtfrent. Die Abschätzung ergibt, daß dabei 3×10^{17} Teilchen dem Plasma einer Spulenhälfte verloren gehen, das sind 10 % der dort vorhandenen Elektronen und Ionen. Im Spulennern verhält sich G im wesentlichen konstant. Bei 2,9 cm Achsenabstand steigt das aus den Kontinuumsmessungen ermittelte G leicht an, was auf einer Überstrahlung durch den in der Nähe befindlichen Sondenstutzen beruht (vgl. auch S. 26). Außerdem treten kleine Sprünge auf, die zur Spulennitteebene hin immer später erfolgen (bei 12,9 bzw. 2,9 cm nach 0,45 μ sec bzw. 1,2 μ sec). Diese Änderungen betragen 15 - 20 %, fallen also gerade noch außerhalb des mittleren Meßfehlers von G . Nimmt man sie als physikalisch echt an, so lassen sie sich als Verdünnungswelle deuten, die von den Spulenenenden nach innen läuft, wobei der Fehlbetrag nach ihrem Vorbeilaufen am Beobachtungsort der Plasmasäule als Endverlust verloren geht. Tatsächlich liest sich die Geschwindigkeit der hineinlaufenden Welle aus den Messungen zu $1,3 \times 10^7$ cm/sec ab, was mit der zu erwartenden Schallgeschwindigkeit von etwa 1×10^7 cm/sec brauchbar übereinstimmt.

Durch Integration der Liniendichte längs der Achse von der Spulennitteebene ($z = 0$) bis zum Spulennende ($z = 15$ cm) erhält man die Zahl der Plasmateilchen in der halben Spule. Entsprechend gilt für den Teilchenverlust $\varphi_E(t)$ am Spulennende:

$$\varphi_E(t) = \int_{z=0}^{z=15} \frac{\partial}{\partial t} G(z,t) dz \left[\frac{\text{Teilchen}}{\text{sec}} \right]$$

Werden also die besprochenen Liniendichtesprünge als einlaufende Verdünnungswelle gedeutet, so erhalten wir für die Endverluste

$$\varphi_E(t) \approx \text{constant} \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ Teilchen/sec}$$

Dieser Wert - wegen der geringen ϵ -Änderungen mit einem Fehler von 50 % behaftet - läßt nun zusammen mit der Liniendichte ϵ_E am Spulenende Aussagen über die Ausströmgeschwindigkeit u_E der Teilchen am Spulenende (genauer bei 12,9 cm oder 16 cm Achsenabstand) zu. Für alle im Plasmaquerschnitt am Spulenende befindlichen Teilchen erhält man als makroskopische Ausströmgeschwindigkeit u_E , die der thermischen Geschwindigkeitsverteilung überlagert ist, aus der Kontinuitätsgleichung den Wert:

$$u_E = \frac{\varphi_E}{\epsilon_E} = 0,4 \pm 0,2 \times 10^7 \text{ cm/sec}$$

Dieser Wert liegt deutlich unter der Schallgeschwindigkeit.

Ein Effekt, der bei der Untersuchung von Sauerstoffverunreinigungen auftrat, soll die Behandlung des Plasmas mit parallel eingefangenen Magnetfeld abschließen.

Vor der Verwendung neuer, bereits ausgeheizter Entladungsgefäße wurden diese stets durch mehrere Entladungen von weiteren Verunreinigungen (Sauerstoff) gesäubert. Auf Smearaufnahmen vom Entladungsquerschnitt war dabei die Leuchterscheinung während der 1. Kompression von einem hellen Saum außerhalb des eigentlichen Plasmabereiches begleitet. Die Erscheinung verschwand schon, bevor der Sauerstoffgehalt der Entladung auf seinen, bei parallel eingefangenen Feld normalen Verunreinigungsgrad von $\leq 0,5$ % gesunken war. Man gewann den Eindruck, als ob während der ersten Kompression eine Sauerstofflinien aussendende Zone der einlaufenden Plasmawelle folgte. Bei Zugabe von 4,6 % Sauerstoff wurde der Effekt zum Teil wieder sichtbar. Abb. 15 läßt erkennen, daß sich helle Ansätze an der Leuchterscheinung bei der ersten Plasmaexpansion befinden.

In diesem Zusammenhang wurde das radiale Verhalten der O II - Linien bei 4415 Å und 4417 Å in 2,9 cm Abstand von der Spulenmittelebene und bei 0,9 % Sauerstoffzusatz geprüft. Wir sehen

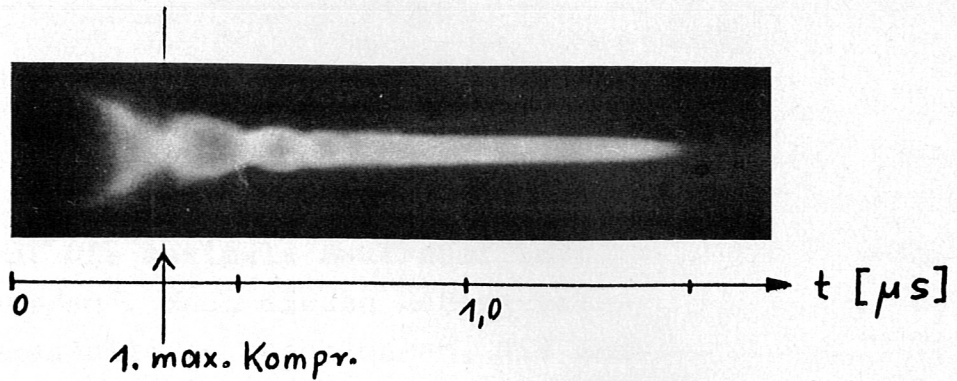


Abb. 15 Eine Sauerstoffzone folgt der erstmalig einlaufenden Plasmawelle (Entladungsquerschnitt bei $B_{z0} : 0,8 \text{ kGau\ss}$, Achsenabstand $2,9 \text{ cm}$, Sauerstoffzusatz $4,6 \%$)

Elektronendichte
OII-Linienintensität
(willk. Einheiten)

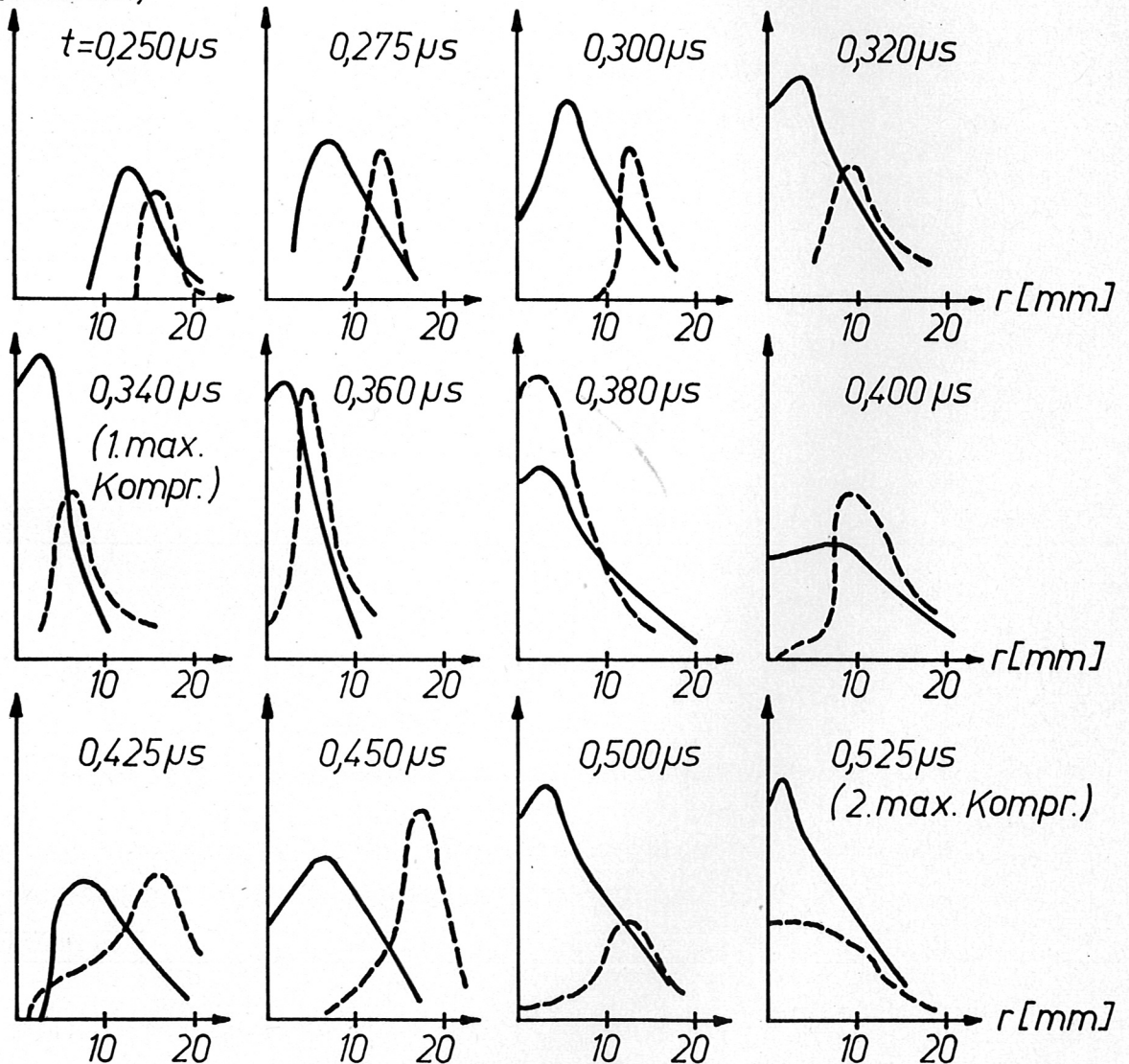


Abb. 16 Radiale Verteilung von O II - Linien
 -----: Relativintensität der Linien
 —————: zum Vergleich die relative Dichteverteilung

in Abb. 16 zu einigen Zeitpunkten die Intensitäten der Linien in willkürlichen Einheiten, zusammen mit den relativen Dichteverteilungen. Die maximale Sauerstoffintensität betrug etwa $8 \times 10^{-2} \text{ Watt/cm}^3$. Nach diesen Meßergebnissen läuft, wie bereits aus Smearbildern geschlossen, die Sauerstoffzone hinter der Plasmawelle radial ein ($0,250 - 0,340 \mu\text{sec}$); sie durchsetzt hier das expandierende Plasma und gelangt zu einer eigenen maximalen Kompression ($t = 0,380 \mu\text{sec}$). Während der Expansion trifft das Plasma auf Reste von Sauerstoff und regt diesen von neuem an ($t = 0,400 \mu\text{sec}$ und $0,425 \mu\text{sec}$), was die erwähnten hellen Ansätze auf dem Smearbild der Abb. 15 veranlaßt.



Abb. 17. Schneller Strahlungsanstieg beim Achsenabschlag.

Da axiale Bewegungseffekte vermutet wurden, wurden Bildwandler- und Framing-Kamera-Aufnahmen des Strahlungsanstiegs verschaffen.

VII. Die Hauptentladung mit starkem antiparallel eingefangenen Magnetfeld von $-2,3$ kGauss ($p_{H_2} = 0,10$ Torr)

Wie bei parallel eingefangenen Magnetfeld so wurde auch hier das Plasmakontinuum an vier verschiedenen Achsenabständen in Abhängigkeit vom Radius und von der Zeit untersucht, und das Magnetfeld in der Spulenmittelebene gemessen. Smearaufnahmen vermittelten einen Überblick vom achsialen, radialen und zeitlichen Verhalten der Plasmasäule.

Bei der Untersuchung der Kontinuumstrahlung des Plasmas mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld wurde eine geringere Reproduzierbarkeit der Multipliersignale als im Falle des parallel eingefangenen Feldes verzeichnet. Beispielsweise zeigte sich ein schnelles zeitliches Anwachsen der Strahlung von unreproduzierbarem Betrag beim Achsenabstand $7,9$ cm zu einem Zeitpunkt, bei dem die Plasmaschwingungen bereits weitgehend ausgedämpft waren (Abb. 17).

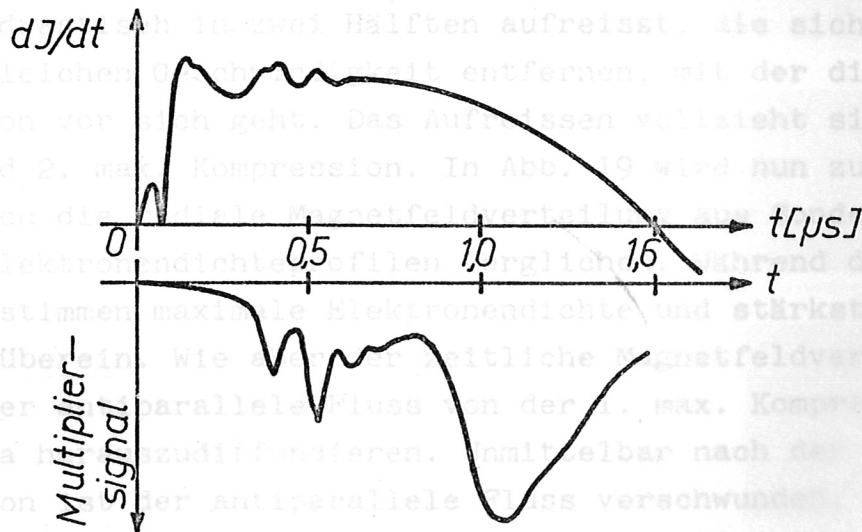


Abb. 17 Schneller Strahlungsanstieg beim Achsenabstand $7,9$ cm

Da achsiale Bewegungseffekte vermutet wurden, sollten zunächst Bildwandler- und Framing-Kamera-Aufnahmen den nötigen Überblick verschaffen.

1. Qualitative Beobachtung von Makroinstabilitäten

Das Verhalten des Plasmas wurde mit verschiedenartigen Entladepipetten untersucht. Neben glatten Gefässen wurden Pipetten mit Sondenspitzen oder Sondentaschen verwendet (diese Versuche wurden bereits ausführlicher in [10] und [11] veröffentlicht). Abbildung 18 gibt nun hierfür verschiedene Beispiele von Smearaufnahmen über die gesamte Plasmaslänge. Allen Beispielen gemeinsam ist zunächst die Tendenz des Plasmas, von den Spulenenden nach innen zur Spulenmittelebene zu laufen. Diese achsiale Kontraktion kommt zustande durch die sich am Spulenende schliessenden Magnetfeldlinien (das Magnetfeld im Plasmaintern hat hier ja die entgegengesetzte Richtung wie ausserhalb), wodurch eine treibende Kraft auf die Plasmaenden nach innen wirkt.

Da Magnetfeldmessungen beabsichtigt waren, wurde zuerst ein Rohr mit einem Sondenspitzen in der Mittelebene der Spule eingesetzt. Die Smearaufnahmen in Abb. 18a zeigen, dass das Plasma am Ort des Stützens drastisch in zwei Hälften aufreisst, die sich voneinander mit der gleichen Geschwindigkeit entfernen, mit der die achsiale Kontraktion vor sich geht. Das Aufreissen vollzieht sich zwischen der 1. und 2. max. Kompression. In Abb. 19 wird nun zu einigen Zeitpunkten die radiale Magnetfeldverteilung aus Sondenspitzenmessungen mit den Elektronendichteprofilen verglichen. Während der 1. Kompression stimmen maximale Elektronendichte und stärkster Feldgradient überein. Wie aber der zeitliche Magnetfeldverlauf zeigt, beginnt der antiparallele Fluss von der 1. max. Kompression an aus dem Plasma herauszudiffundieren. Unmittelbar nach der 2. max. Kompression ist der antiparallele Fluss verschwunden.

Wie bei parallel eingefangenen Magnetfeld (vgl. S. 26) kann auch hier der Sondenspitzen kühlend auf das Plasma in seiner Umgebung wirken und den Plasmawiderstand erhöhen. Das wirkt sich auf die Homogenität der gesamten Plasmasäule jetzt aber viel stärker aus, weil die antiparallel gerichteten Feldlinien durch das Plasma greifen und sich schliessen können, womit ein Teilchentransport in die beiden achsialen Richtungen verbunden ist.

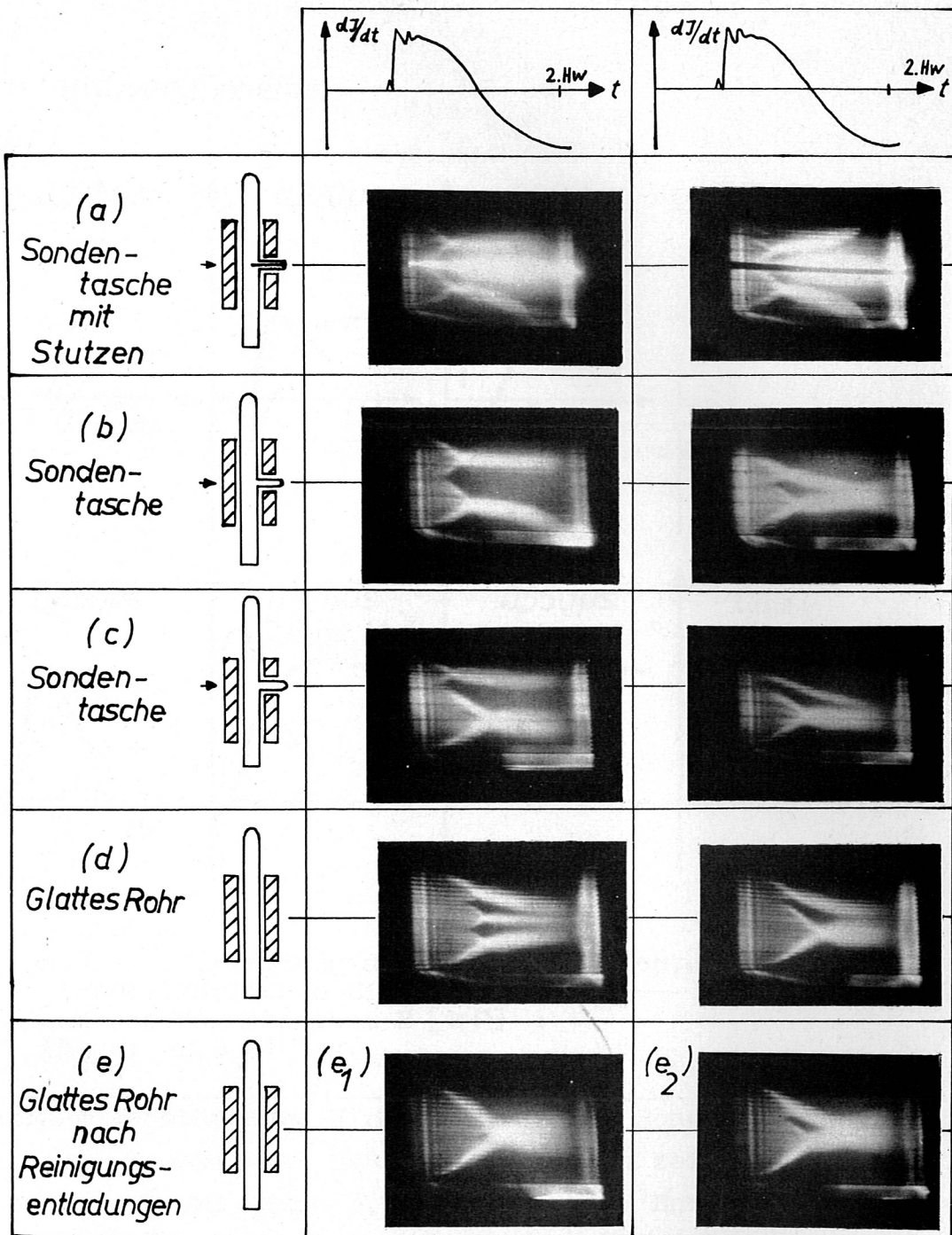


Abb. 18 Smearaufnahmen zeigen den Einfluss
 a) eines Sondenstutzens mit Sondentasche
 b) einer Sondentasche in der Spulenmittelebene
 c) einer um 5 cm aus der Spulenmittelebene entfernten Sondentasche
 auf Plasma mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld.
 d) Smearaufnahmen mit glattem Entladerohr
 e) Smearaufnahmen mit glattem Rohr nach Reinigungs-entladungen

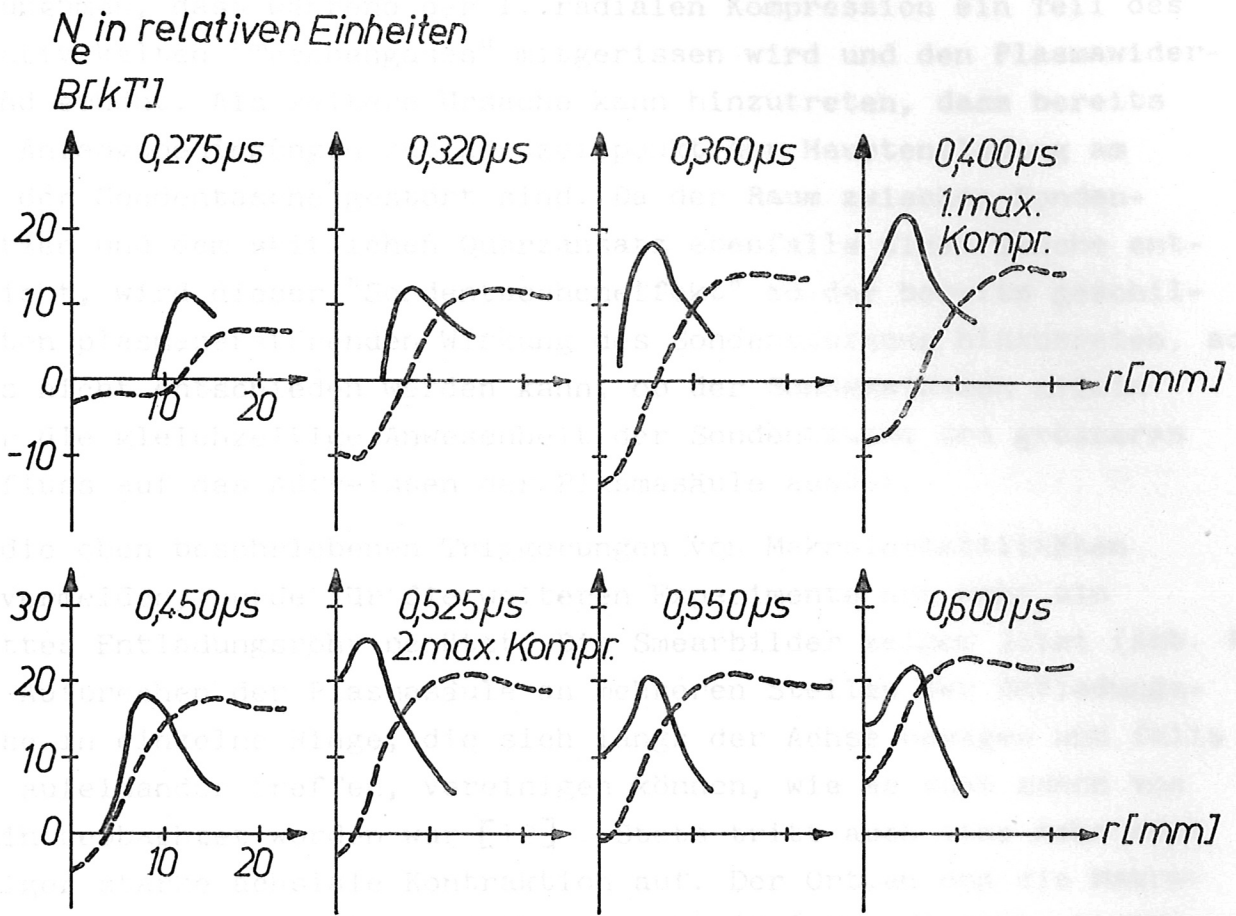


Abb. 19 Radiale Verteilung der Elektronendichte N_e (in willkürlichen Einheiten) : ——— und des Magnetfeldes B [kT] : - - - - ($B_{z0} : -2,3$ kT \downarrow).

Wegen seiner zerstörenden Wirkung wurde der Sondenstutzen entfernt, die seitlich angesetzte, radial nach aussen zeigende Sondentasche (Durchmesser 0,8 cm, Länge 3,5 cm) jedoch am Entladegefäß gelassen (s. Abb. 10b). Wieder bricht das Plasma am Ort der Sondentasche und zu denselben frühen Zeitpunkten auf (Abb. 18b). Die Trennung der Ringe vollzieht sich jedoch manchmal mit geringerer Geschwindigkeit als die achsiale Kontraktion, so dass sie sich später wieder vereinigen konnten. Um sicher zu prüfen, dass die Makroinstabilität von der Sondentasche ausgeht, wurde sie um 5 cm von der Spulenmittelebene versetzt, mit dem Erfolg, dass die Instabilität jetzt an dieser Stelle auftrat (Abb. 18c). Eine vollständige Klärung dieser Erscheinung kann zur Zeit noch nicht gegeben werden. Jedoch ist

anzunehmen, dass während der 1. radialen Kompression ein Teil des relativ kalten "Taschengases" mitgerissen wird und den Plasmawiderstand erhöht. Als weitere Ursache kann hinzutreten, dass bereits die Anfangsbedingungen zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung am Ort der Sondentasche gestört sind. Da der Raum zwischen Sondenstutzen und dem seitlichen Quarzansatz ebenfalls einer Tasche entspricht, wird dieser "Sondentascheneffekt" zu der bereits geschilderten plasmazerstörenden Wirkung des Sondenstutzens hinzutreten, so dass nicht entschieden werden kann, ob der Sondenstutzen allein oder die gleichzeitige Anwesenheit der Sondentasche den grösseren Einfluss auf das Aufreißen der Plasmasäule ausübt.

Um die oben beschriebenen Triggerungen von Makroinstabilitäten zu vermeiden, wurde für die weiteren Experimente nur mehr ein glattes Entladungsrohr benützt. Die Smearbilder zeigen jetzt (Abb. 18d) ein Aufbrechen der Plasmasäule an mehreren Stellen der Entladungsachse in einzelne Ringe, die sich längs der Achse bewegen und falls sie aufeinander treffen, vereinigen können, wie es auch schon von Bodin beobachtet worden war [12]. Stets tritt auch eine mehr oder weniger starke achsiale Kontraktion auf. Der Ort, an dem die Makroinstabilitäten auftreten und ihre Anzahl (2-6 Ringe) wechselt von Entladung zu Entladung. Die Ringbildung setzt etwa nach $0,7 - 1,0 \mu\text{sec}$ ein (1. max. Kompression nach $0,4 \mu\text{sec}$). Wie die Framing-Kamera-Aufnahme end-on in Abb. 20 zeigt, sind diese Ringe bis zum maximalen B-Feld hohl. Der Plasmadurchmesser beträgt nach etwa $0,6 \mu\text{sec}$, also vor dem Eintreten von Makroinstabilitäten, 1 cm , die Schichtdicke etwa $0,2 \text{ cm}$.

Auch an Smearbildern vom Entladungsquerschnitt lassen sich die Makroinstabilitäten studieren. Die für einige Achsenabstände charakteristischen side-on-Aufnahmen bei Verwendung eines glatten Entladerohres zeigt Abb. 21:

Am Achsenabstand $12,0 \text{ cm}$ bricht die Leuchterscheinung nach der 2. max. Kompression ab, da durch die Kontraktion in longitudinaler Richtung Plasma aus dem Bereich der Spulenenden nach innen fortgeführt wird. Das aufgesammelte hohle Plasma erscheint dann gegen die Spulenmittelebene zu ($7,9 \text{ cm}$) als starker Intensitätsanstieg, was sich etwas später bei $5,4 \text{ cm}$ Achsenabstand wiederholt. Die

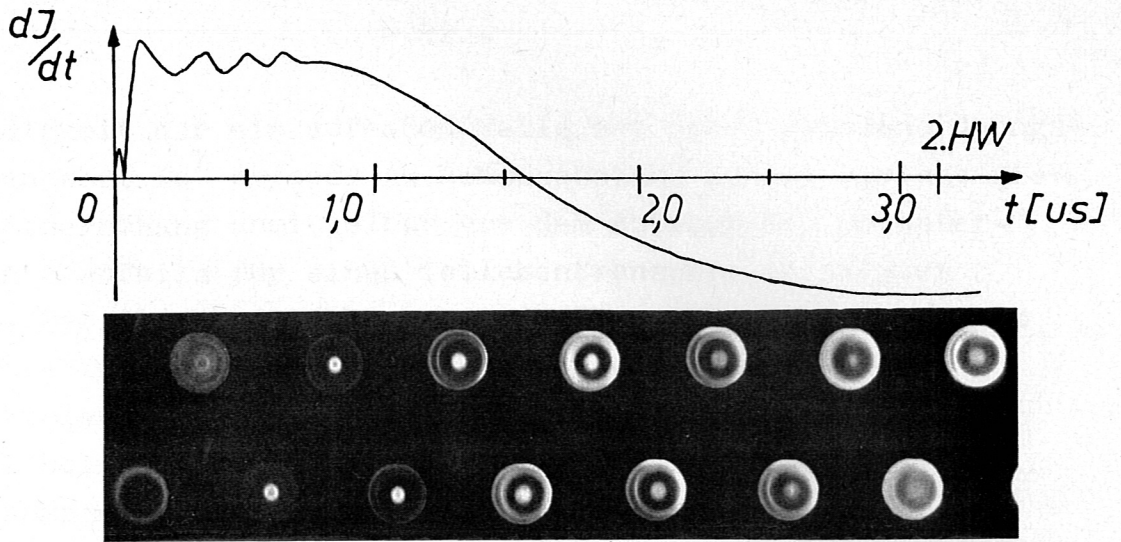


Abb. 20 Framing-Kamera-Aufnahme end-on (B_{z0} : -2,3 kGauss \uparrow)

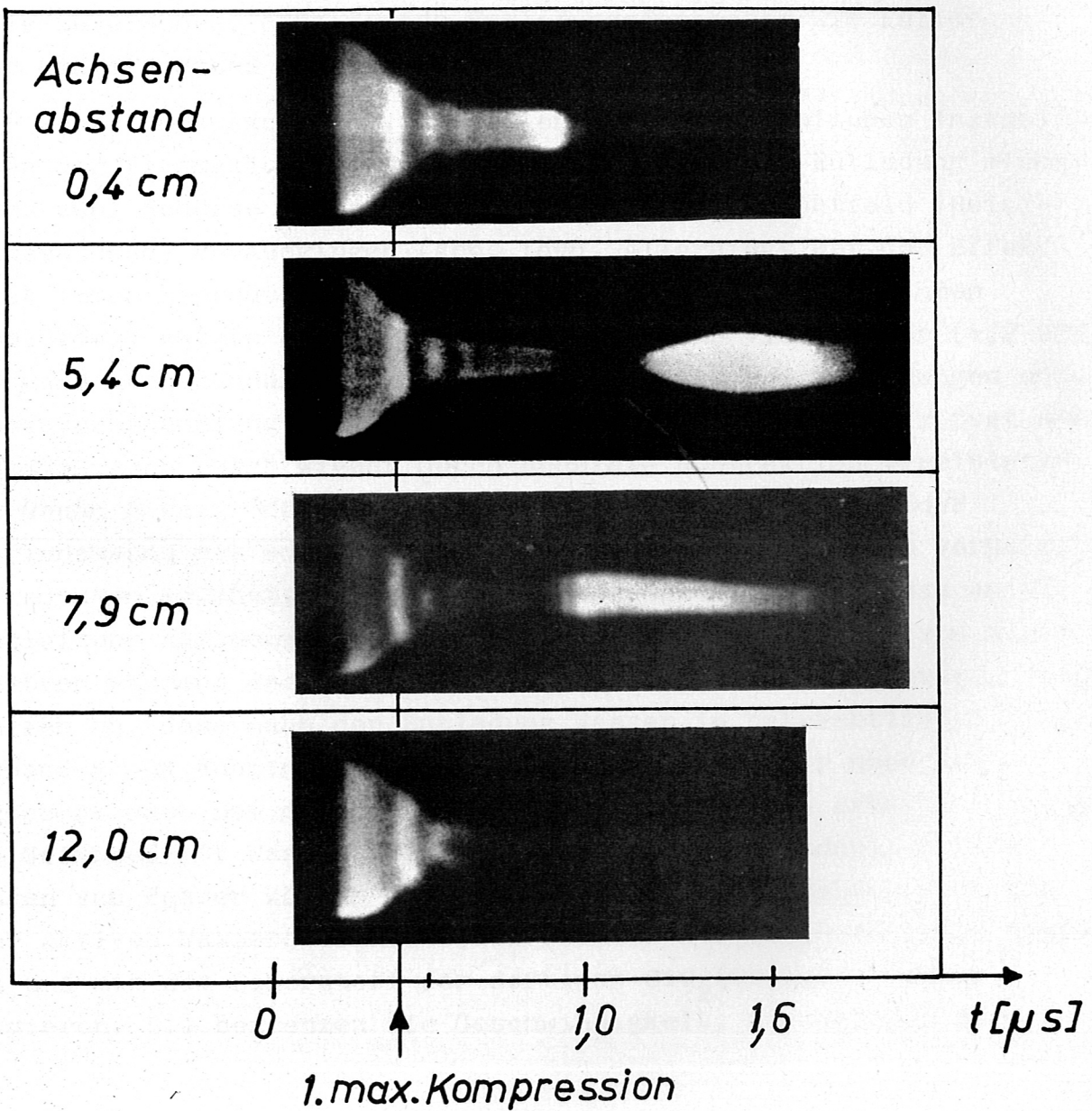


Abb. 21 Der Entladungsquerschnitt an mehreren Abständen von der Spulenmittelebene bei glattem Rohr (B_{z0} : -2,3 kGauss \uparrow)

Geschwindigkeit der einlaufenden Welle hat dabei grössenordnungsmässig den Wert 10^7 cm/sec. Am Achsenabstand 0,4 cm spricht die Intensitätserhöhung unmittelbar vor dem Abbruch der Leuchterscheinung ebenfalls für einen Teilchentransport in axialer Richtung. Der starke Strahlungsanstieg bei 5,4 cm kann aus dem Zusammentreffen der beiden vom Spulenende und der Nähe der Spulenmittelebene kommenden Plasmawellen resultieren. Übrigens erscheint bei diesen Aufnahmen der Plasmadurchmesser bei der 1. max. Kompression zu gross: Sauerstofflinien hinter der bereits eingelaufenen Plasmawelle überstrahlen dessen Kontinuum (vgl. auch S. 34).

Es wurde nun versucht, die makroskopische Stabilität der Plasmasäule zu erhöhen, ohne jedoch Entladungsparameter wie Fülldruck oder eingefangenes Magnetfeld zu ändern.

Hier wurde herausgefunden, dass sich die makroskopischen Instabilitäten der Plasmasäule vermeiden liessen, wenn der Entladung mindestens zwei Schüsse mit parallel eingefangenen Magnetfeld (Reinigungsschüsse) vorausgingen (Abb. 18e₁). Allerdings war der Effekt nicht immer reproduzierbar, aber selbst bei diesen Ausnahmen (Abb. 18e₂) setzte das Aufreissen des Plasmas viel später (1,2 bis 1,6 μ sec nach Zündung der Hauptentladung) als bei Entladungen ohne diese Vorbehandlung ein. Dabei entstanden selten mehr als zwei Ringe, die sich auch rasch wieder durch achsiale Kontraktion vereinigten. Als Grund dieses "Gedächtniseffektes" wurden Belegungen der Rohrwand mit adsorbierten Wasserschichten durch die vorhergehenden Entladungen erkannt. Ein Farvitron-Massenspektrometer, das an die Pumpleitung angeschmolzen war und das die Registrierung von Massenspektren während des Abpumpens nach einer Entladung erlaubte, zeigte nämlich an, dass nach der Entladung Wasser in beträchtlichen Mengen vorhanden und auch nach Erreichen von 3×10^{-6} Torr noch nicht abgepumpt war. Bei diesem Vakuumdruck erfolgte die erneute Füllung des Gefässes mit Wasserstoff für die nächste Entladung. Solche Mengen von Wasser können bei einer Entladung entstehen, wenn die sehr aktiven Wasserstoffatome des Plasmas auf die Gefässwand treffen und mit dem Sauerstoff der dortigen SiO_2 (Quarz)-Struktur reagieren. Sie begrenzen die Geschwindigkeit, mit welcher der

Vakuumdruck von 3×10^{-6} Torr nach einer Entladung erreicht wird, und der Ort, wo sie sich am Gefäss bevorzugt ablagern (innerhalb des Spulenbereiches oder ausserhalb) kann von wesentlichem Einfluss für die nächste Entladung sein.

Der Verunreinigungsgrad an Sauerstoff wurde bei jeder Entladung geprüft. Bei parallel eingefangenen Feld hatte er einen Wert von $\leq 0,5\%$. Wurde nach zwei Reinigungsschüssen zum ersten Mal ein antiparalleles Magnetfeld im Plasma benützt, so betrug der Verunreinigungsgrad 2% . Im Verlauf von 2 - 4 weiteren Entladungen stieg er auf etwa 10% an, um dann regelmässig von einer Entladung zur anderen zwischen 7% und 10% hin und her zu schwanken. Das gleiche Alternieren zeigte der Gasdruck im Gefäss nach der Entladung an: nahm das Sauerstoffsignal zu, so war der Gasdruck nach der Entladung gegenüber dem Fülldruck erhöht, bei abnehmendem Sauerstoffsignal fiel der Gasdruck unter den Fülldruck oder blieb fast unverändert. Es ist möglich, dass eine von Entladung zu Entladung wechselnde Belegung der Gefässinnenwand innerhalb der Spule mit Wasser das periodische Verhalten des Plasmas verursachen.

Erzwingen liessen sich die Makroinstabilitäten des Plasmas mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld weder durch Zugabe von $4,6\%$ Sauerstoff zum Füllgas, noch durch eine Schwächung der Vorentladung mit einem mittleren Ionisierungsgrad von 90% auf 40% , d.h. nach vorangegangenen Reinigungsschüssen wurden stets Plasmakonfigurationen gemäss Abb. $18e_1$ und $18e_2$ erzielt.

Aus den gewonnenen Ergebnissen ist zu schliessen, dass neben Sondenstutzen und Sondentaschen eine Belegung der inneren Gefässwand mit Wasser durch die vorangegangenen Entladungen der wesentlichste Trigger für auftretende Makroinstabilitäten sein kann, während der Einfluss von Verunreinigungen des Füllgases im Gefässvolumen oder schlechte Vorionisierungsverhältnisse bei diesen Experimenten vergleichsweise klein zu nennen ist.

Die den Smearaufnahmen entnommenen Zeiten bis zum Aufreissen der Plasmasäule in einzelne Ringe (der Zeitraum zwischen der ersten maximalen Kompression der Plasmasäule bis zum ersten Anzeichen ihres Aufreissens wurde gemessen) werden recht gut durch die

Diffusionszeit für Magnetfelder in einem Plasma von endlichem Widerstand wiedergegeben, während die aus der Theorie der Tearing-Mode-Widerstandsinstabilitäten [13] folgenden Zeiten zu kleine Werte ergaben [10] .

2. Die gemessenen Elektronendichten bei antiparallel eingefangenen Magnetfeld

Nachdem es unter Verwendung eines glatten Gefäßes und vorangegangenen Reinigungsentladungen gelungen war, die makroskopische Stabilität der Plasmasäule zu verbessern, den Verunreinigungsgrad an Sauerstoff auf 2% zu erniedrigen und somit die Reproduzierbarkeit der Entladung zu erhöhen, wurde für diesen Fall die Kontinuumstrahlung des Plasmas untersucht. Die Messungen wurden an den gleichen Achsenabständen wie bei parallel eingefangenen Magnetfeld durchgeführt und zu denselben Zeitpunkten ausgewertet. Die Elektronendichteprofile sind in Abb. 22 aufgezeichnet. Die Ergebnisse beim Achsenabstand 16 cm sollen wegen der grossen Unsicherheit bezüglich des Untergrundes, der von der Strahlungsquerverteilung abzuziehen ist, ausser Diskussion bleiben (s.S.19).

Abb. 22 lässt wiederum den Verlauf der ersten drei Kompressionschwingungen erkennen (1. bzw. 2. max. Kompression nach 0,400 μ sec bzw. 0,525 μ sec; die 3. max. Kompression erfolgt kurz nach dem Zeitpunkt $t = 0,600 \mu$ sec). Die Plasmahohlstruktur bleibt auch zu den späteren Zeitpunkten erhalten. Beim Achsenabstand 12,9 cm ist nach 0,600 μ sec eine starke Abnahme der Elektronendichte zu bemerken: die axiale Kontraktionswelle hat begonnen, ins Spulennere zu laufen. Zum Zeitpunkt $t = 1,00 \mu$ sec - wenn wir zum Vergleich auch die zugehörigen Liniendichten in der Abb. 23 betrachten - hat die Wellenfront den Beobachtungsort 7,9 cm bereits erreicht (die Fortsetzung der G -Werte für die späteren Zeitpunkte beim Achsenabstand 7,9 cm ist aus Abb. 24 b ersichtlich). Bei 2,9 cm Achsenabstand verhält sich G fast konstant. Der dortige Liniendichteabfall nach 0,700 μ sec kommt vermutlich durch ein teilweises Schliessen von Magnetfeldlinien am Beobachtungsort und einsetzenden Teilchentransport in axialer Richtung zustande. Er entspricht wohl dem Ausnahmefall nach Reinigungsentladungen, der auf dem Smearbild der Abb. 18e₂ dargestellt ist.

Abb. 22 Elektronendichteprofile an drei Achsenabständen

(Innerhalb der Spule, $B_{20} = -2,3 \text{ kG}$; $P_{12} = 0,10 \text{ W}$)

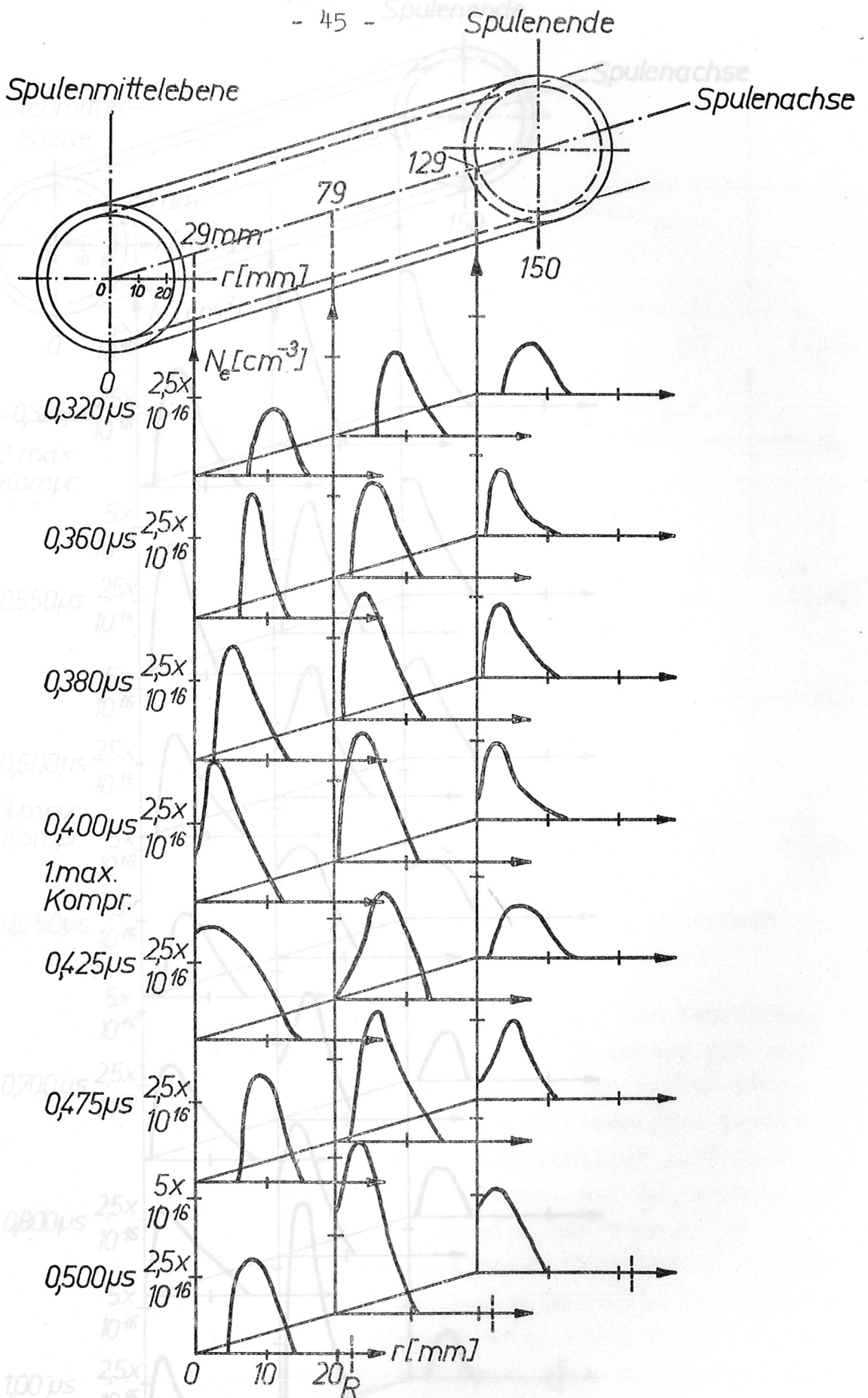


Abb. 22 Elektronendichteprofile an drei Achsenabständen (innerhalb der Spule, $B_{z0} = -2,3 \text{ kG}$; $p_{H_2} = 0,10 \text{ Torr}$)

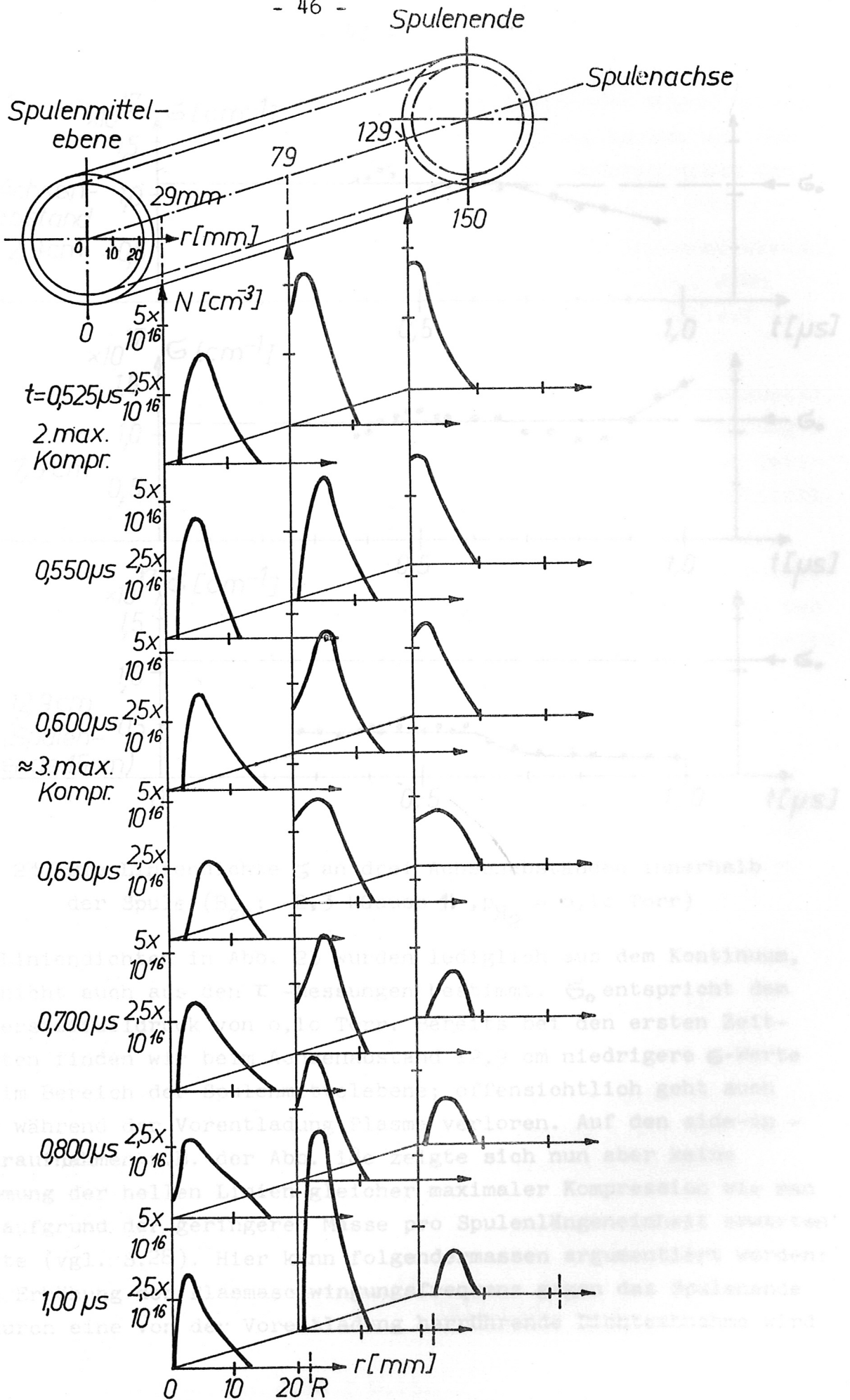


Abb. 22 Fortsetzung von Seite 45

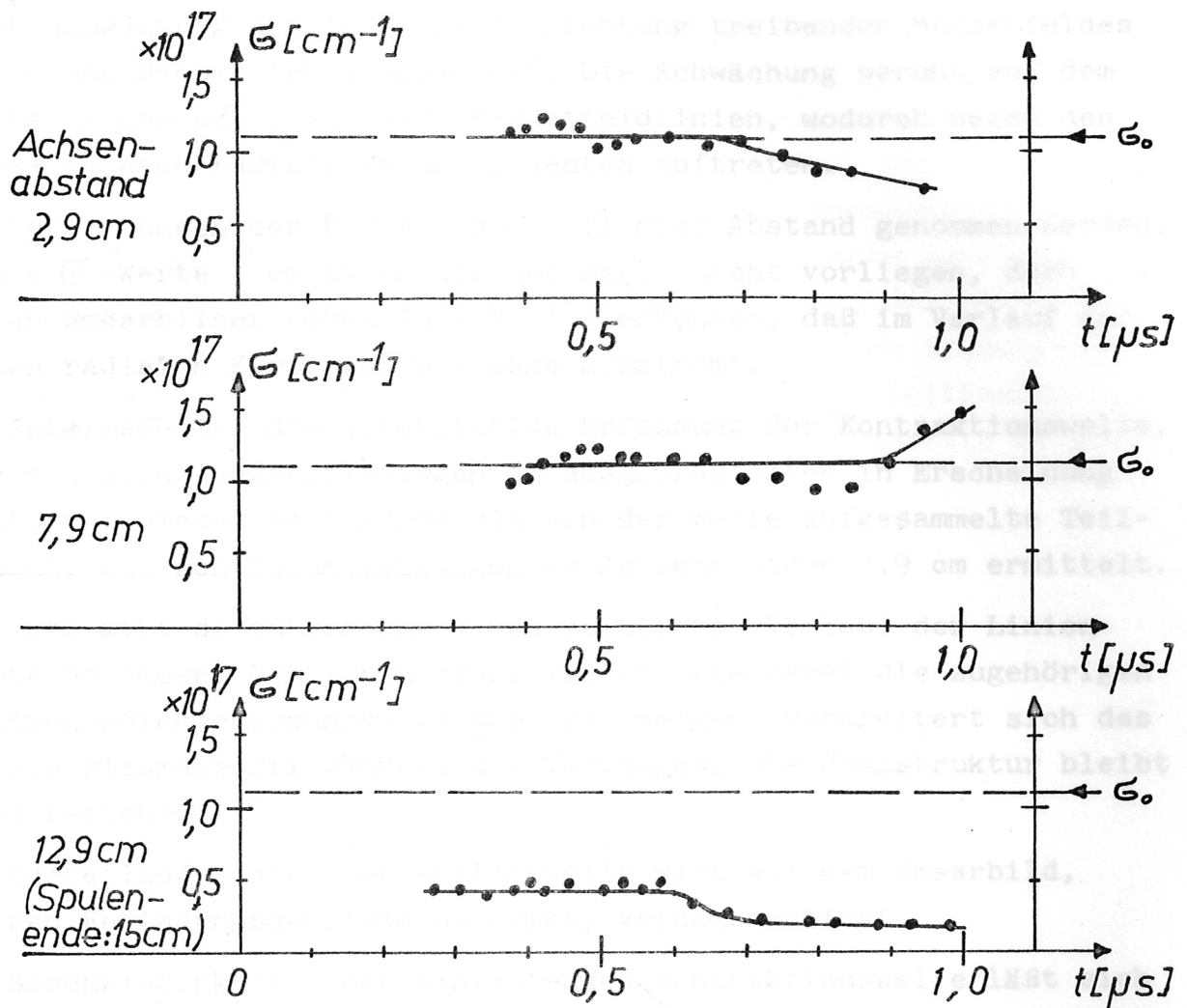


Abb. 23 Die Liniendichte G an drei Achsenabständen innerhalb der Spule (B_{z0} : $-2,3$ kGauss \downarrow , $p_{H_2} = 0,10$ Torr)

Die Liniendichten in Abb. 23 wurden lediglich aus dem Kontinuum, und nicht auch aus den τ -Messungen bestimmt. G_0 entspricht dem Wasserstofffülldruck von $0,10$ Torr. Bereits bei den ersten Zeitpunkten finden wir beim Achsenabstand $12,9$ cm niedrigere G -Werte als im Bereich der Spulenmittelebene; offensichtlich geht auch hier während der Vorentladung Plasma verloren. Auf den side-on-Smearaufnahmen z.B. der Abb. 18e zeigte sich nun aber keine Krümmung der hellen Linien gleicher maximaler Kompression wie man sie aufgrund der geringeren Masse pro Spulenlängeneinheit erwarten sollte (vgl. S.28). Hier kann folgendermassen argumentiert werden: Eine Erhöhung der Plasmaschwingungsfrequenz gegen das Spulenende zu durch eine von der Vorentladung herrührende Dichteabnahme wird

Sie findet sich hier 21. 0,80 ± 0,15.

durch Schwächung des in radialer Richtung treibenden Magnetfeldes im Spulenendenbereich kompensiert. Die Schwächung beruht auf dem Schließen der antiparallelen Magnetfeldlinien, wodurch neben den achsialen auch radiale Feldkomponenten auftreten.

Von Berechnungen der Endverluste soll hier Abstand genommen werden, da die \mathcal{E} -Werte 1 cm außerhalb der Spule nicht vorliegen, doch lassen Smearbilder (etwa in Abb. 18) erkennen, daß im Verlauf der ersten radialen Kompression Plasma ausströmt.

Von Interesse ist die quantitative Erfassung der Kontraktionswelle, die nach Reinigungsentladungen am ausgeprägtesten in Erscheinung tritt. Für diesen Fall wurde die von der Welle aufgesammelte Teilchenzahl aus Kontinuumsmessungen am Achsenabstand 7,9 cm ermittelt.

Abb. 24b gibt dementsprechend den zeitlichen Verlauf der Liniendichte an diesem Beobachtungsort wieder. Wie dabei die zugehörigen Elektronendichtemessungen in Abb. 24c zeigen, verbreitert sich das radiale Plasmaprofil während des Vorganges, die Hohlstruktur bleibt dabei bestehen.

Das Vorbeilaufen der Kontraktionswelle wird auf dem Smearbild, das den Entladungsquerschnitt zeigt, veranschaulicht.

Die Geschwindigkeit u der einlaufenden Kontraktionswelle läßt sich den Smearbildern Abb. 18e zu 10^7 cm/sec entnehmen. Damit kann man die von der Welle aufgesammelte Teilchenzahl ΔN aus der Erhöhung der Liniendichte während des Vorbeilaufens am Beobachtungsort bestimmen. Wir erhalten:

$$\Delta N = \int_{t_1}^{t_2} [\mathcal{E}(t) - \mathcal{E}(t_0)] u dt = 4 \cdot 10^{17} \text{ Teilchen}$$

$\mathcal{E}(t_0)$ ist dabei die vor dem Eintreffen der Welle bestehende Liniendichte, welche am Achsenabstand 7,9 cm den Betrag $1,1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ besitzt. Die Mitnahmerate der einlaufenden Kontraktionswelle gibt uns das Verhältnis $\frac{\Delta N}{N}$ an, wobei

$$N = \int_{z=7,9 \text{ cm}}^{15 \text{ cm}} \mathcal{E}(t_0) dz = 5 \times 10^{17} \text{ Teilchen}$$

Sie findet sich hier zu: $0,80 \pm 0,15$.

In Übereinstimmung mit diesem Ergebnis steht die Zahl der nach der Kontraktionswelle zurückbleibenden Teilchen. Die Liniendichte am Beobachtungsort 12,9 cm hat nämlich unmittelbar, nachdem dort der Vorgang der axialen Kontraktion abgeschlossen ist, den Betrag $0,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$. Nimmt man an, daß an jedem Achsenabstand nach dem Durchgang der Welle dieser Wert für die Liniendichte vorliegt, so erhält man etwa $1 \cdot 10^{17}$ zurückbleibende Teilchen; das entspricht gerade dem Differenzbetrag zwischen der ursprünglich im Spulendenbereich ($7,9 \text{ cm} \leq Z \leq 15 \text{ cm}$) vorhandenen Gesamtteilchenzahl ($N = 5 \cdot 10^{17}$ Teilchen) und der von der Kontraktionswelle mitgeführten Teilchenanzahl ($\Delta N = 4 \cdot 10^{17}$ Teilchen).



Abb. 24 Beobachtung der Kontraktionswelle am Achsenabstand 7,9 cm
a) Gesamtbild des Entladungsquerschnitts
b) Liniendichte und c) Elektronendichteprofile zu
einigen Zeitpunkten vor und während des Vorbeigangs
der Welle

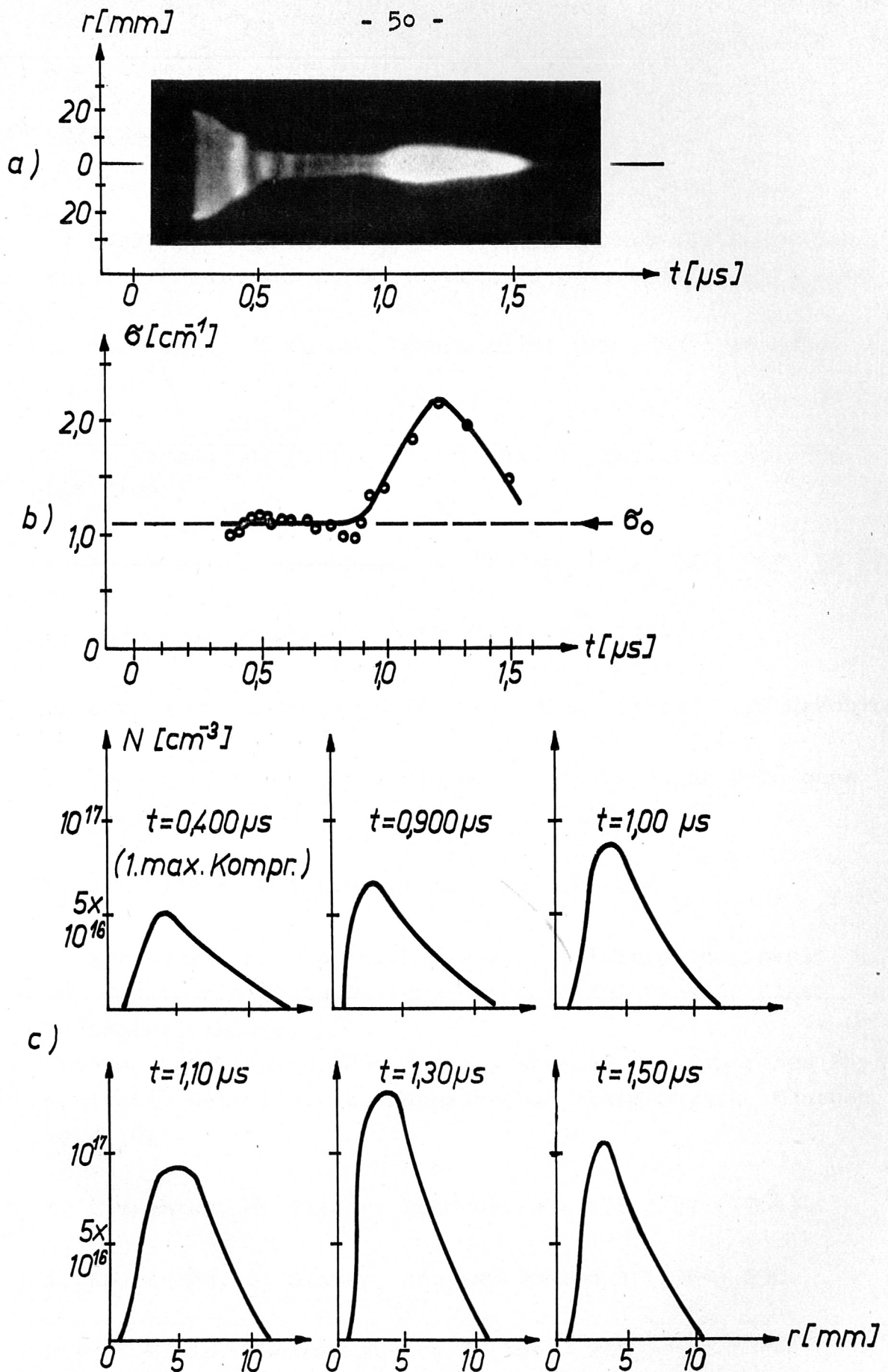


Abb. 24 Beobachtung der Kontraktionswelle am Achsenabstand 7,9 cm
 a) Smearbild vom Entladungsquerschnitt
 b) Liniendichte und c) Elektronendichteprofile zu einigen Zeitpunkten vor und während des Vorbeigangs der Welle

Literaturverzeichnis

- [1] A. Eberhagen, M. Keilhacker, Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phén. dans le Gaz, Paris (1963), Vol. II, 573, 577
- [2] A. Eberhagen, W. Lünow, Laborbericht IPP 1/23, IPP 6/20 Juni 1964
- [3] W. J. Karzas, R. Latter, Astrophys. J. Suppl. 6. No. 55, 167 (1961)
- [4] H.-J. Kunze, A. Eberhagen, E. Fünfer, Phys. Lett. 13, 38 (1964)
- [5] R. Gorenflo, Laborbericht IPP 6/19, Mai 1964
- [6] A. Eberhagen, Interner Institutsbericht (1963), IPP Garching
- [7] D. Düchs, Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phén dans le Gaz, Paris (1963), Vol. II, 567
- [8] M. Keilhacker, Nuclear Fusion 4. (1964) 287
- [9] A. Eberhagen, H. Glaser, Radiale u. axiale Abhängigkeit der Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten einer Thetapinch-Anlage.
Vortrag gehalten auf der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Fachausschuß Plasmaphysik, München 27.4.1965.
- [10] A. Eberhagen, H. Glaser, Laborbericht IPP 1/27 (1964)
- [11] A. Eberhagen, H. Glaser, Nuclear Fusion 4 (1964) 296
- [12] H.A.B. Bodin, Nuclear Fusion 3 (1963) 215
- [13] H.P. Furth, J. Killeen, M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids 6 (1963) 459

Herrn Professor Dr. E. Fünfer danke ich herzlich für die Aufnahme am Institut für Plasmaphysik und für die Erlaubnis, das gestellte Thema zu bearbeiten.

Mein besonderer Dank gilt außerdem Herrn Dr. A. Eberhagen für die ausgezeichnete Betreuung, sowie Frau L. Lünow und Herrn X. Stauber für ihre tatkräftige Mithilfe bei der umfangreichen Auswertung der Meßergebnisse bzw. der Vorbereitung der experimentellen Durchführung der Diplomarbeit.