

Abstract

At the Mega-joule-Therapinch experiment ISAR I the electron density is measured by a laser interferometer. The electron density profiles in space and time are determined. The observations show the compression and lateral expansion of the plasma. The total number of electrons and ions inside the coil and the loss rate ($\sim 4 \cdot 10^{23}$ s⁻¹) are calculated. The observations show that the plasma stays longer in the coil if the stored tank energy is increased. In certain cases superimposed to the ordinary oscillation to the collector there is a oscillation of the plasma column (wobbling) in the plane perpendicular to the coil. Impurities enhance the plasma end-losses.

Interferometrische Messungen

an ISAR I

A. Heiss

IPP 1/64

Juni 1967

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****Abstract**

At the Max-Planck-Laboratorium für Plasmaphysik ISAR I the electron density was measured by interferometry using a differential interferometer. The space and time dependence of the electron density was determined. The compression and lateral expansion of the plasma. The total number of electrons and ions inside the coil and the loss rate ($\approx 4 \cdot 10^{23} \text{ sec}^{-1}$) were calculated. The observations show that the plasma stays longer within the coil if the stored tank energy is increased. In certain cases superimposed to the ordinary oscillation to the collector there is an oscillation of the plasma column (wobbling) in the plane perpendicular to the coil. Impurities enhance the plasma end-losses.

Interferometrische Messungen

an ISAR I

A. Heiss

IPP 1/64

Juni 1967

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

At the Megajoule-Thetapinch experiment ISAR I the electron density was measured by end-on observation using a differential interferometer. The space and time resolved electron density measurements show the compression and lateral displacement of the plasma. The total number of electrons and ions inside the coil and the loss rate ($\sim 4 \cdot 10^{23} \text{ sec}^{-1}$) are calculated. The observations show that the plasma stays longer within the coil if the stored bank energy is increased. In certain cases superimposed to the ordinary drift motion to the collector there is an oscillation of the plasma column (wobbling) in the plane perpendicular to the coil. Impurities enhance the plasma end-losses.

Inhalt

	Seite
I. Zusammenfassung	1
II. Die Messungen am Theta-Pinch	1
1. Ziel der Messungen	1
2. Die Messanordnung und Beobachtungen	1
a) Raum-zeitlicher Verlauf der Elektronendichte	1
b) Gesamtteilchenzahl und Endverluste	15
c) Die Bewegung des Plasmas; Drift und Schwingungsbewegung	18
III. Diskussion der Beobachtungen	19
1. Das Eindringen des äusseren Magnetfelds in das Plasma	19
2. Endverluste	20

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit Hilfe eines Differentialinterferometers an der Mega-Joule-Theta-Pinch ISAR I durchgeführt. Das Ziel der Messungen war die Bestimmung der über die Beobachtungsrichtung aufgemittelten Elektronendichte. Diese als "Flächendichte" der Elektronen aufzufassende Messgrösse ist mit der Zeit und dem Ort innerhalb des Gasflaschenquerschnitts veränderlich. Die Beobachtung am Experiment erfolgte parallel zur Spulenchse.

Die physikalische Grundlage der Messmethode und ihre Anwendung auf die Plasmediagnostik ist vielerorts beschrieben worden [1]-[3]. Deshalb soll in diesem Rahmen nicht näher hierauf eingegangen. Dasselbe gilt für das Differentialinterferometer [4]-[6]. Im folgenden wird nur das speziell verwendete Messsystem kurz angeführt. Die Daten des Theta-Pinch Experiments ISAR I [7] werden nur insoweit zitiert, als sie für die angeführten Beobachtungen von Interesse sind.

2. Die Messanordnung und Beobachtungen

a) Raum-zeitlicher Verlauf der Elektronendichte

Es kamen zwei Anordnungen zur Anwendung, die sich lediglich durch die verwendete Lichtquelle und das Aufnahmesystem unterschieden. Die Anordnung von Theta-Spule und Interferometer blieb jeweils dieselbe.

Bild 1 zeigt das Schema der Messanordnung für eine Interferometer-Aufnahme pro Entladung unter Verwendung eines gepulsten Rubin-Lasers. Der Laser hat eine Leistung von ca. 1 W bei ca. 50 ns zeitlicher Halbwertsbreite seiner Emission. Die Laser-Wellenlänge beträgt 6943 Å.

Mit Hilfe der in Bild 1 dargestellten Anordnung wurden Interferogramme hergestellt, die in den Bildern 2 und 3 wiederzugeben sind. Der Fülldruck betrug jeweils 10 µ Deuterium. Der zeitliche Abstand zwischen der Entladung der Hauptentladung und dem Beobachtungszeitpunkt ist jeweils angegeben. Der verfügbare Querschnitt des Entladunggefässes hatte einen Durchmesser von 75 mm. Die folgenden Bilder 4 und 5 zeigen den Verlauf der Elektronendichte-Profile in der von Spulenschlitz parallel zur Spulenchse. Dies sind Auswertungen von Aufnahmen, wie sie in Bild 2 und 3 dargestellt sind. Es wurde eine mittlere Flächendichte eingesetzt, die aus side-on Beobachtungen zu entnehmen ist [8]. Der spektraloptisch erhaltene Gasreinigungskreislauf von O₂ ist entweder 2% oder 3% [8]. In den Diagrammen wurden die Dichte- und die Zeitachse zueinander gelegt, was mit zueinander entgegengesetztem Richtungsstrom.

Zur Herstellung zweier Aufnahmen über den zeitlichen Ablauf einer Entladung ist eine Lichtquelle mit etwa 10 ps Schwachstromer und eine Framing- bzw. Schlierenoptik-Ordnungsoptik-Kamera nötig. Von besonderem Interesse ist die erste Viertelperiode der Zitterbewegung. Diese erstreckt sich über T/4 = 9,5 ns. Nach dieser Zeit hat der wesentliche Teil des Plasmas aus der Spule entwichen. Die Möglichkeit, eine Entladung in ihrem zeitlichen Verlauf verfolgen zu können, rechtfertigt gegenüber der

Zusammenfassung

An dem Megajoule Theta-Pinch Experiment ISAR I wurde die Elektronendichte bei end-on Beobachtung mit einem Differentialinterferometer gemessen. Aus dem raum-zeitlichen Verlauf der Elektronendichte über den Querschnitt des Entladungsgefäßes lässt sich die Gesamtzahl der Elektronen bzw. Ionen im Spulenneuten, die Verlustrate (ca. $4 \cdot 10^{23} \text{ sec}^{-1}$) und die Bewegung des Plasmas entnehmen. Bei Erhöhung der Energie der Entladung verlängert sich die Verweilzeit des Plasmas im Spulenneuten. In bestimmten Fällen ist der Plasmadrift zum Kollektor der Spule eine Schwingungsbewegung in zwei Freiheitsgraden überlagert (wobbling). Verunreinigungen wirken sich beschleunigend auf die Plasmaverluste aus.

II. Die Messungen am Theta-Pinch

1. Ziel der Messungen

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit Hilfe eines Differentialinterferometers an dem Megajoule-Theta-Pinch ISAR I durchgeführt. Das Ziel der Messungen war die Bestimmung der über die Beobachtungsrichtung aufsummierten Elektronendichte. Diese als "Flächendichte" der Elektronen auftretende Messgröße ist mit der Zeit und dem Ort innerhalb des Gefäßquerschnitts veränderlich. Die Beobachtung am Experiment erfolgte parallel zur Spulennachse.

Die physikalische Grundlage der Messmethode und ihre Anwendung auf die Plasmadiagnostik ist vielerorts beschrieben worden [1]-[3]. Deshalb sei in diesem Rahmen nicht näher hierauf eingegangen. Dasselbe gilt für das Differentialinterferometer [4]-[6]. Im folgenden wird nur das speziell verwendete Messsystem kurz angeführt. Die Daten des Theta-Pinch Experiments ISAR I [7] werden nur insoweit zitiert, als sie für die angestellten Beobachtungen von Interesse sind.

2. Die Messanordnung und Beobachtungen

a) Raum-zeitlicher Verlauf der Elektronendichte

Es kamen zwei Anordnungen zur Anwendung, die sich lediglich durch die verwendete Lichtquelle und das Aufnahmesystem unterschieden. Die Anordnung von Theta-Spule und Interferometer blieb jeweils dieselbe.

Bild 1 zeigt das Schema der Messanordnung für eine Interferometer-Aufnahme pro Entladung unter Verwendung eines gepulsten Rubin-Lasers. Der Laser hat eine Leistung von ca. 1 MW bei ca. 60 ns zeitlicher Halbwertsbreite seiner Emission. Die Laser-Wellenlänge beträgt 6943 Å.

Mit Hilfe der in Bild 1 dargestellten Anordnung wurden Interferogramme hergestellt, die in den Bildern 2 und 3 wiedergegeben sind. Der Fülldruck betrug jeweils 10 µ Deuterium. Der zeitliche Abstand zwischen der Zündung der Hauptentladung und dem Beobachtungszeitpunkt ist jeweils angegeben. Der verfügbare Querschnitt des Entladungsgefäßes hatte einen Durchmesser von 74 mm. Die folgenden Bilder 4 und 5 zeigen den Verlauf des Elektronendichte-Profiles in der zum Spulenschlitz parallelen Richtung. Dies sind Auswertungen von Aufnahmen, wie sie in Bild 2 und 3 dargestellt sind. Es wurde eine mittlere Plasmalänge eingesetzt, die aus side-on Beobachtungen zu entnehmen ist [7]. Der spektroskopisch ermittelte Verunreinigungsgrad von O_2 ist entweder 3% oder 3% [8]. In den Diagrammen wurden die Dichte- und die Zeitachse zusammengelegt, aber mit zueinander entgegengesetztem Richtungssinn.

Zur Herstellung mehrerer Aufnahmen über den zeitlichen Ablauf einer Entladung ist eine Lichtquelle mit etwa 10 µs Emissionsdauer und eine Framing- bzw. Schmierspalt-Drehspiegelkamera nötig. Von besonderem Interesse ist die erste Viertelperiode der Entladung. Diese erstreckt sich über $T/4 = 9,5 \mu\text{s}$. Nach dieser Zeit ist der wesentliche Teil des Plasmas aus der Spule entwichen. Die Möglichkeit, eine Entladung in ihrem zeitlichen Verlauf verfolgen zu können, rechtfertigt gegenüber der

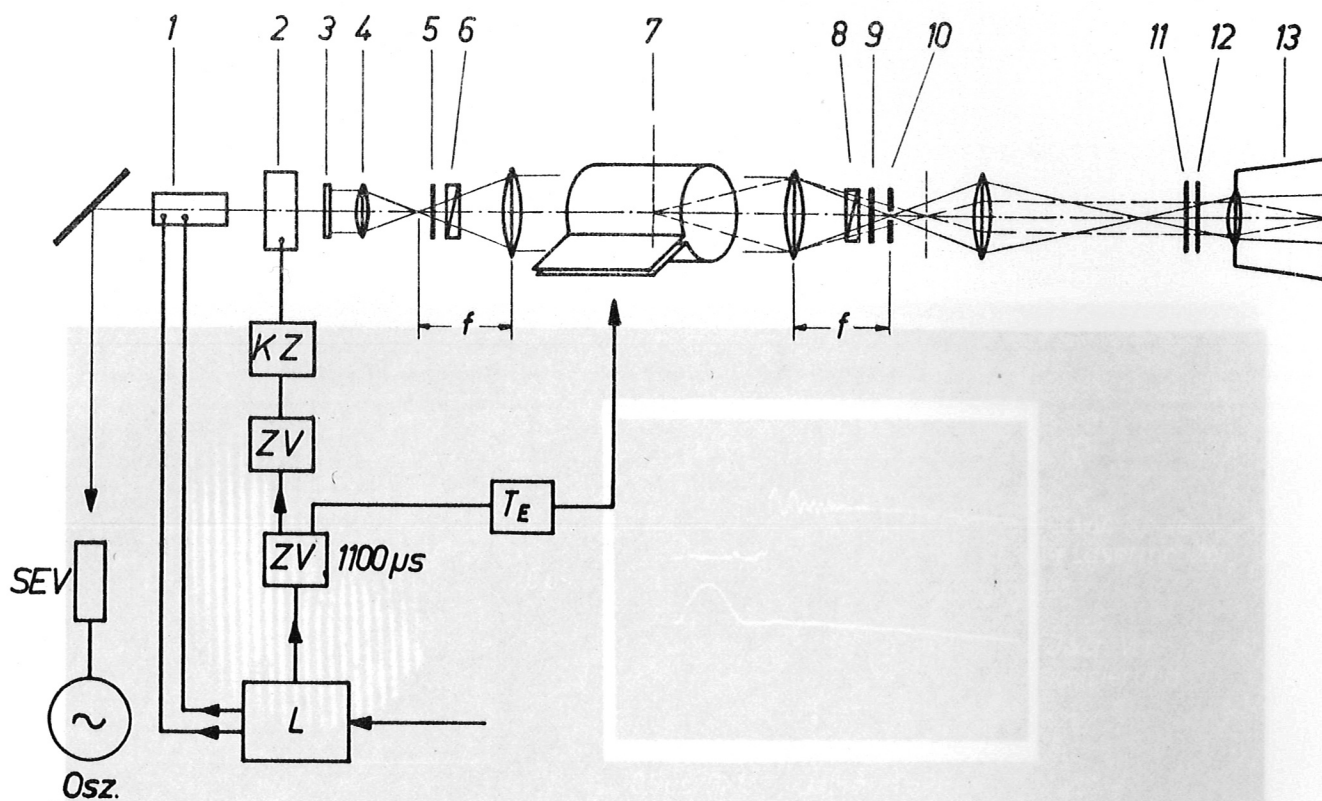


Bild 1: Optische Anordnung und Schaltschema für Momentaufnahmen mit dem gepulsten Laser

1 Rubin-Laser	L = Laser-Versorgungsgerät mit Triggerung
2 Kerr-Zelle	ZV = Zeitverzögerungsgerät
3 Laserspiegel	KZ = Kerrzellen-Steuergerät
4 Fokussierungslinse	T _E = Triggerung der Hauptentladung
5, 9 Polarisationsfilter	SEV, OSZ = Monitor
6, 8 Wollastonprismen	
7 Theta-Spule	
10 Blende gegen Plasmaleuchten	
11, 12 Grau- und Rotfilter	
13 Kamera	

Laserbeleuchtung die geringere Originalgrösse und Qualität der Interferogramme. Eine zeitlich ausgedehnte Beobachtung ist unumgänglich für die genauere Untersuchung der Plasmabewegung und der Verluste aus dem Spuleninneren.

Der gemessene Parameter ist die gespeicherte Energie. Der Verunreinigungsgrad von O₂ beträgt jeweils ca. 3 %.

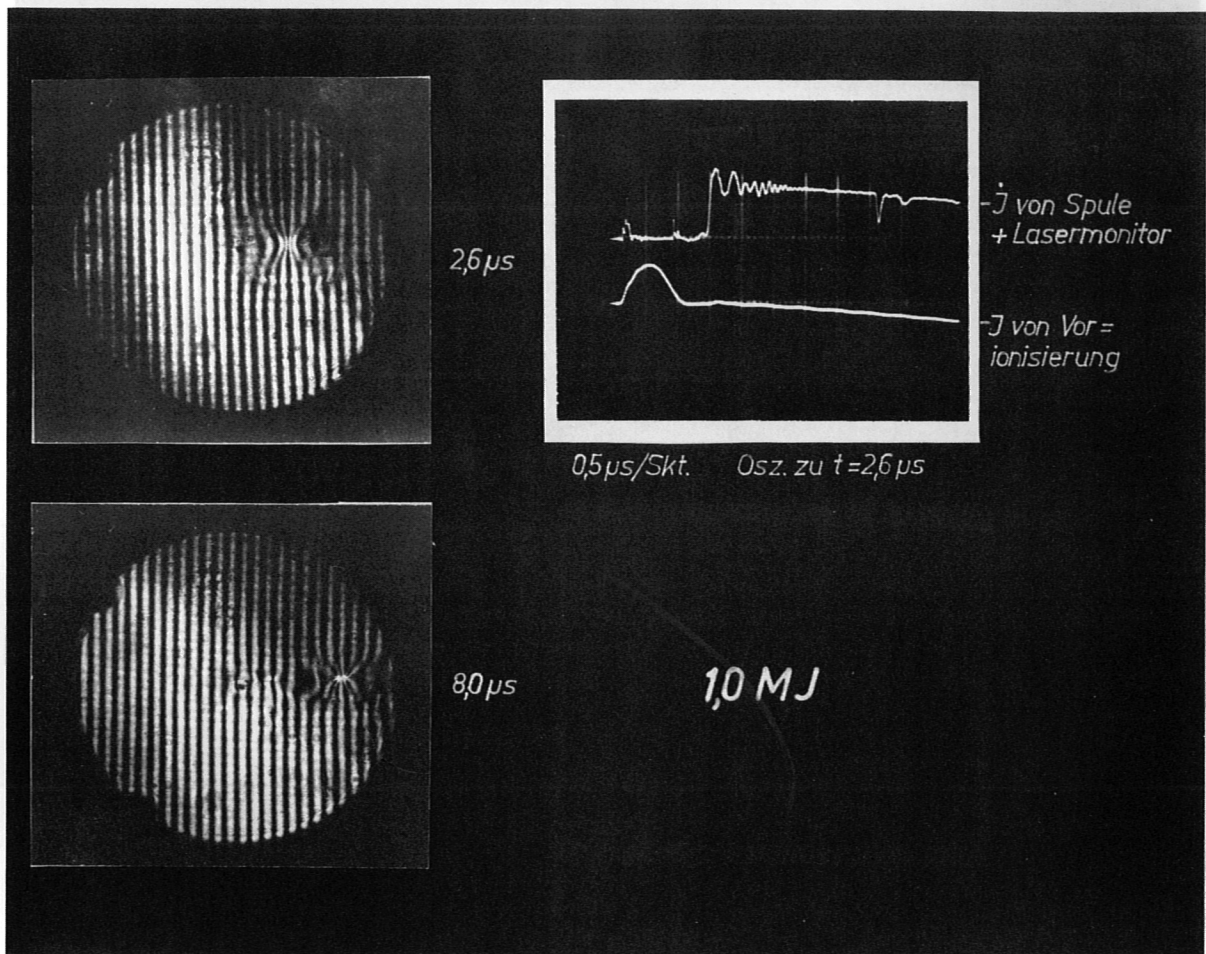


Bild 2 Interferogramme, mit dem Laser zu verschiedenen Zeiten während

der Entladung hergestellt. In **einem Fall** ist das Monitor-Signal zur Bestimmung des Beobachtungszeitpunkts mit hinzugefügt. Der geänderte Parameter ist die gespeicherte Energie. Der Verunreinigungsgrad von O_2 beträgt jeweils ca. 3 %.

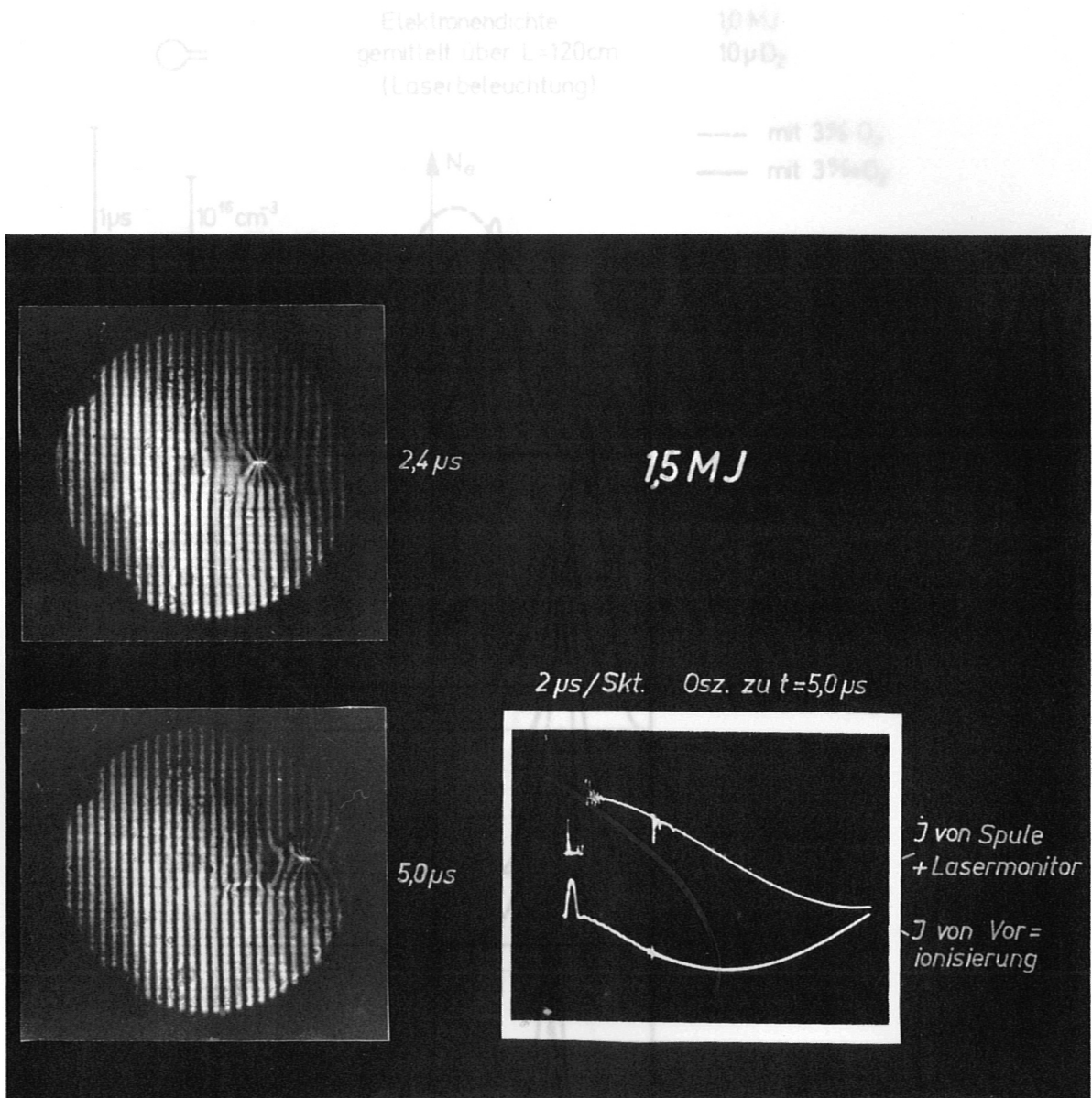


Bild 3 Interferogramme, mit dem Laser zu verschiedenen Zeiten während der Entladung hergestellt. In einem Fall ist das Monitor-Signal zur Bestimmung des Beobachtungszeitpunkts mit hinzugefügt. Der geänderte Parameter ist die gespeicherte Energie. Der Verunreinigungsgrad von O_2 beträgt jeweils ca. 3% .

Bild 4 Verlauf der Elektronendichte, über $L=120\text{cm}$ gemittelt, bei 1,0 MJ Lastergie und den Verunreinigungsgrad von O_2 von 3% .

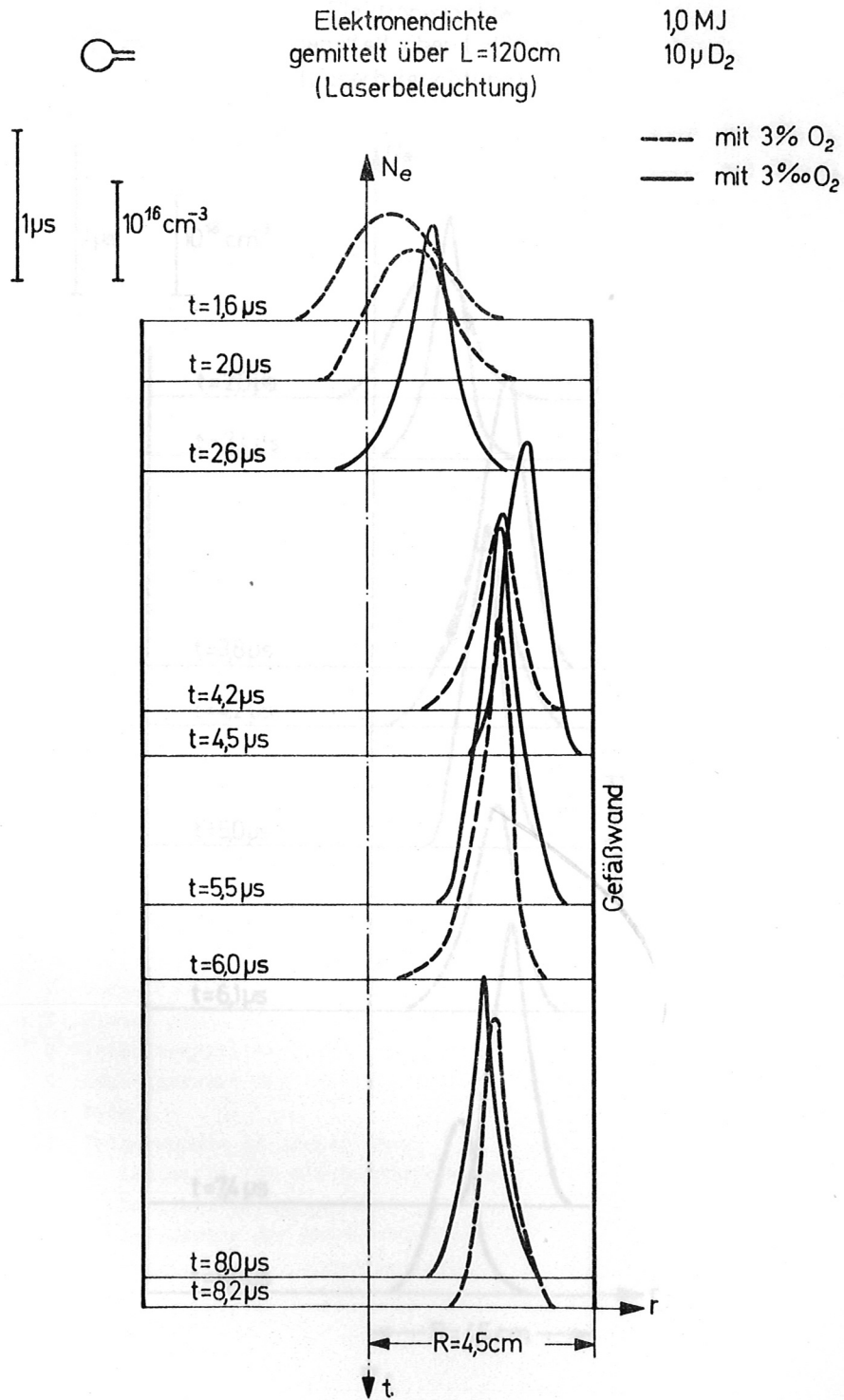


Bild 4 Verlauf der Elektronendichte, über $L = 120\text{ cm}$ gemittelt, bei 1,0 MJ Ladeenergie und den Verunreinigungsgraden 3% bzw. 3‰ O_2 .

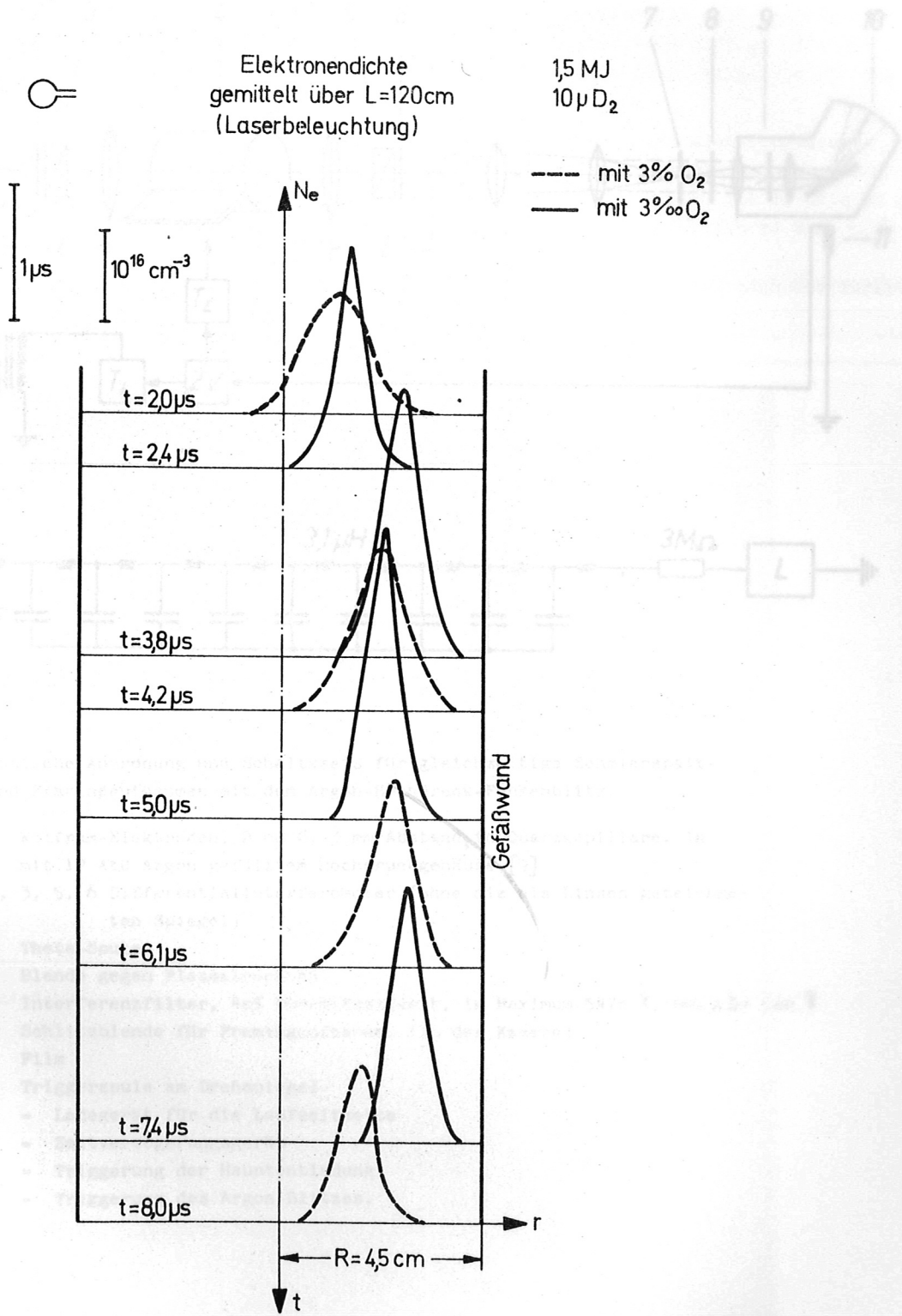


Bild 5 Verlauf der Elektronendichte, über $L = 120\text{ cm}$ gemittelt, bei $1,5\text{ MJ}$ Ladeenergie und den Verunreinigungsgraden 3% bzw. 3‰ O_2 .

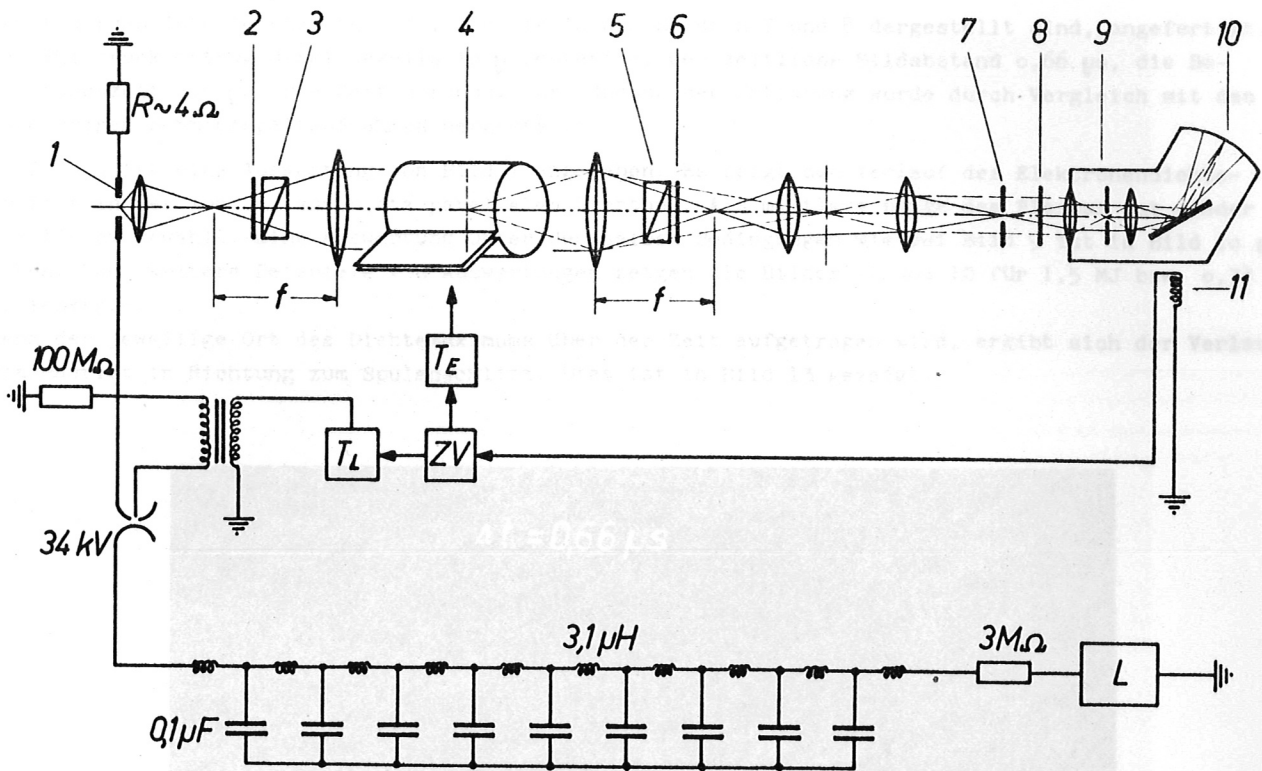


Bild 6 Optische Anordnung und Schaltkreis für gleichzeitige Schmierspalt- und Framingaufnahmen mit dem Argon-Hochdruck-Funkenblitz.

- 1 Wolfram-Elektroden, 2 mm \varnothing , 3 mm Abstand, in Quarzkapillare. In mit 12 Atü Argon gefülltem Hochdruckgehäuse [9]
- 2, 3, 5, 6 Differentialinterferometer (ohne die als Linsen gezeichneten Spiegel)
- 4 Theta-Spule
- 7 Blende gegen Plasmaleuchten
- 8 Interferenzfilter, 40% Durchlässigkeit, im Maximum 5470 Å, HWB $\Delta\lambda = 100 \text{ Å}$
- 9 Schlitzblende für Framingaufnahmen (in der Kamera)
- 10 Film
- 11 Triggerspule am Drehspiegel
- L = Ladegerät für die Laufzeitkette
- ZV = Zeitverzögerungsgerät
- T_E = Triggerung der Hauptentladung
- T_L = Triggerung des Argon-Blitzes.

Bild 6 zeigt das Schema der benützten Anordnung. Eine von einer Laufzeitkette gespeiste Argon-Hochdruck-Funkenstrecke emittiert über etwa $10 \mu\text{s}$ konstant.

Damit wurden Interferenzaufnahmen, wie sie in den Bildern 7 und 8 dargestellt sind, angefertigt. Der Fülldruck betrug dabei jeweils 10μ Deuterium, der zeitliche Bildabstand $0,66 \mu\text{s}$, die Belichtungszeit $0,6 \mu\text{s}$. Die Zeitzuordnung zur Zündung der Entladung wurde durch Vergleich mit den zugehörigen Schmierspaltaufnahmen hergestellt.

In Bild 9 ist eine Auswertung von Bild 7 angegeben. Es zeigt den Verlauf des Elektronendichte-Profils in der zum Spulenschlitz parallelen Richtung. Als mittlere Länge des Plasmas ist wieder $L = 120 \text{ cm}$ gewählt. Eine Auswertung unter den selben Bedingungen wie bei Bild 9 ist in Bild 10 gegeben. Zwei weitere Beispiele von Auswertungen zeigen die Bilder 11 und 12 für $1,5 \text{ MJ}$ bzw. $0,34 \text{ MJ}$ Ladeenergie.

Wenn der jeweilige Ort des Dichtemaximums über der Zeit aufgetragen wird, ergibt sich der Verlauf der Plasmadrift in Richtung zum Spulenschlitz. Dies ist in Bild 13 gezeigt.

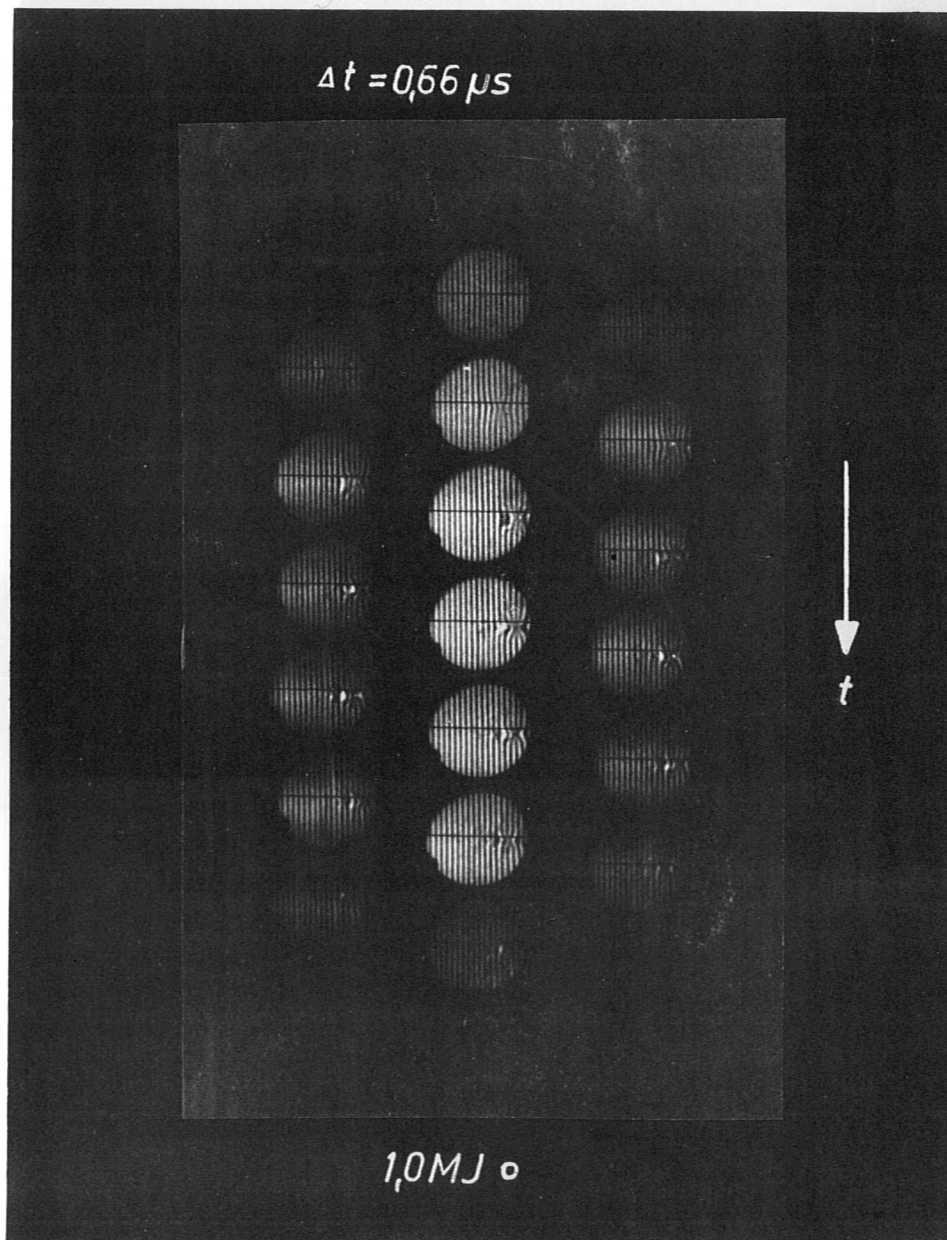


Bild 7 Framing-Interferenzaufnahmen

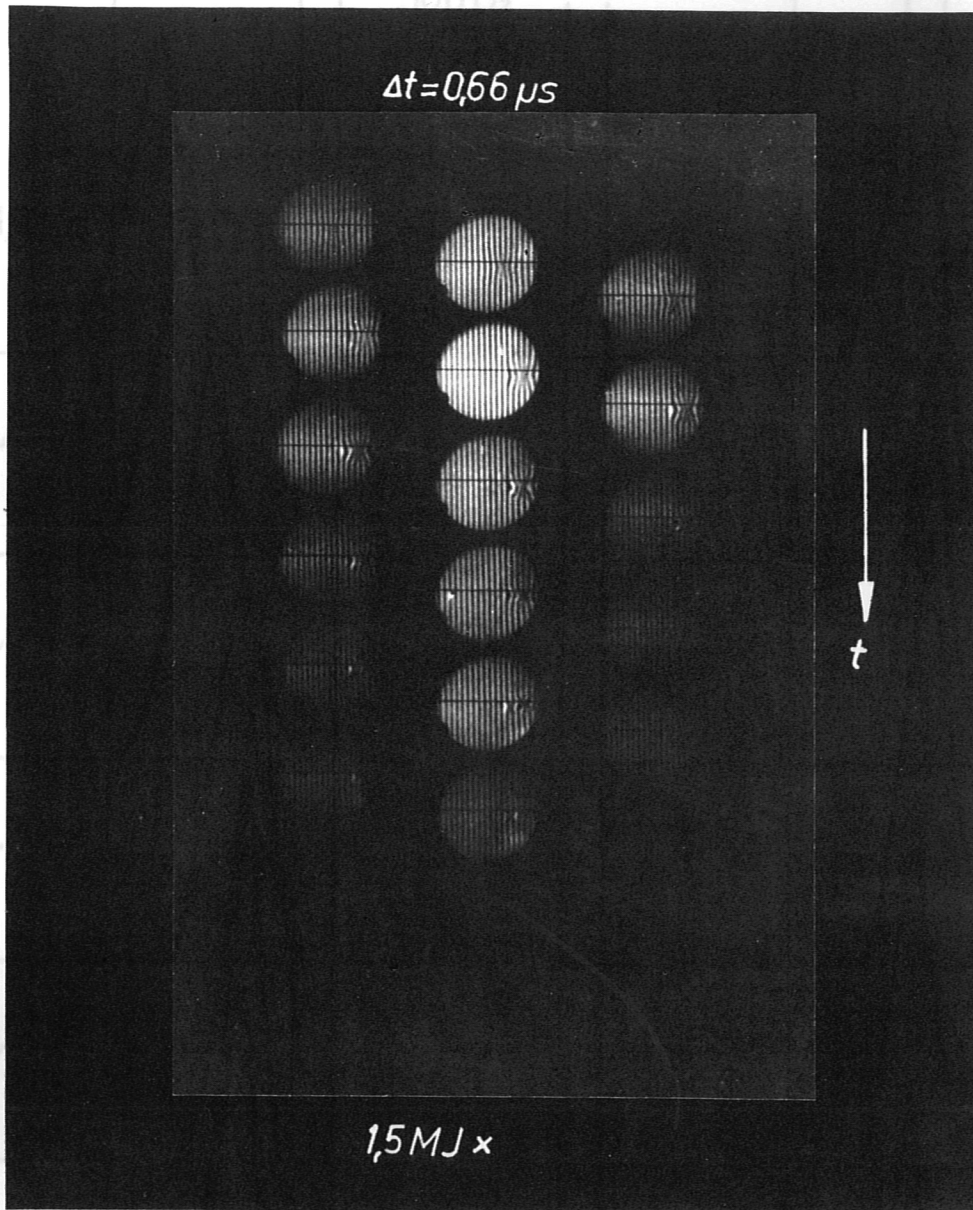


Bild 8 Framing-Interferenzaufnahmen

Bild 8 zeigt die zeitliche Verteilung der Elektronenlichte λ über den Filamentdurchmesser, bei einer Stromdichte von 10^{16} cm^{-2} in seitlich gleichem Ausmaß. Die Zeitpunkte sind die Separation des Gesichtsfeldes λ , die abstrahlungsstarke Lichtwellenlänge des Lichtes bzw. des Lichtes.

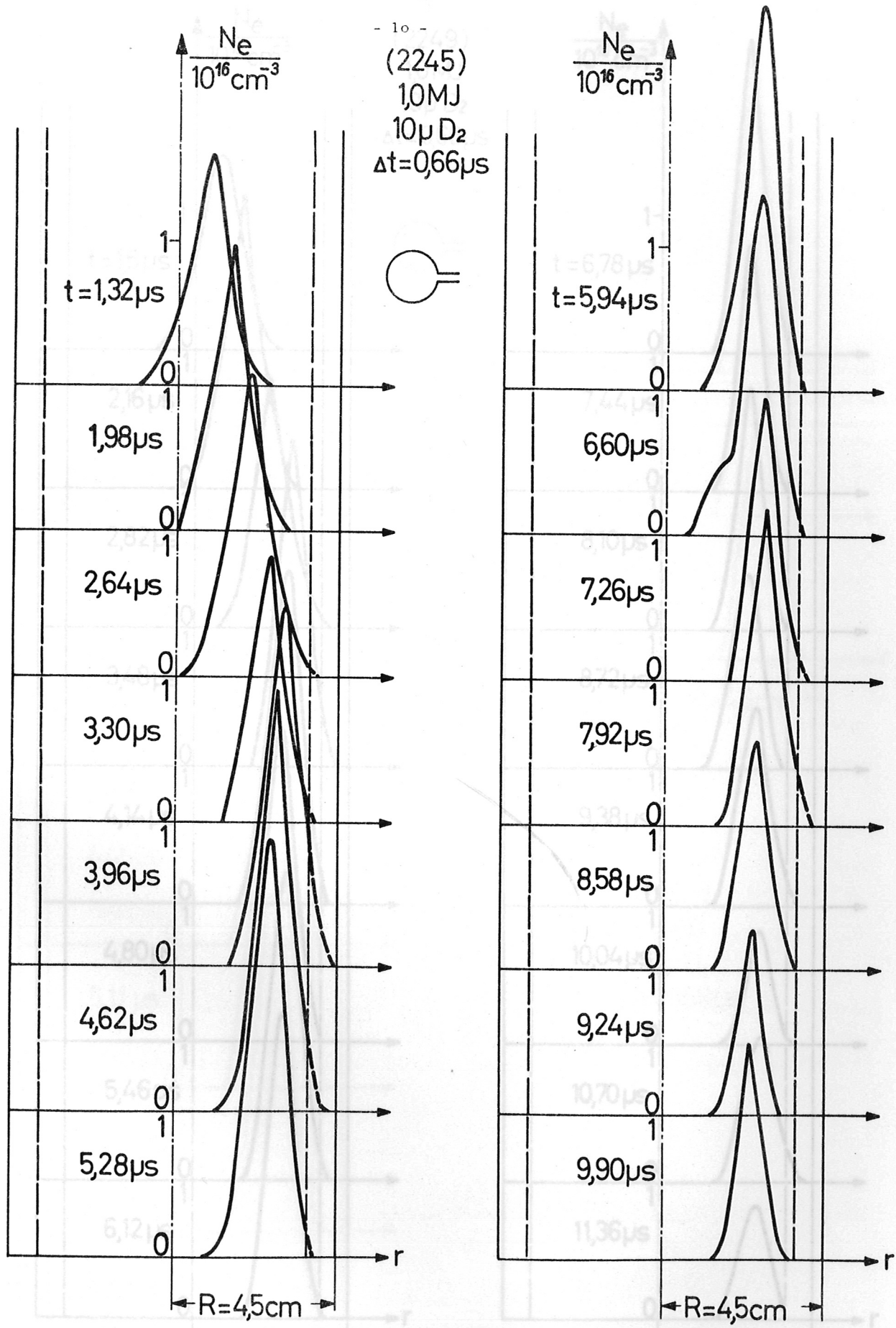


Bild 9 Auswertung von Bild 7. Verteilung der Elektronendichte N_e über den Plasmadurchmesser, parallel zum Spulenschlitz. In zeitlich gleichen Abständen. Die gestrichelte Linie gibt die Begrenzung des Gesichtsfeldes an, die strichpunktierte Linie entspricht dem Ort der Spulen- bzw. Gefäßachse.

(2249)
10MJ
10 μ D₂
 $\Delta t = 0,66\mu s$

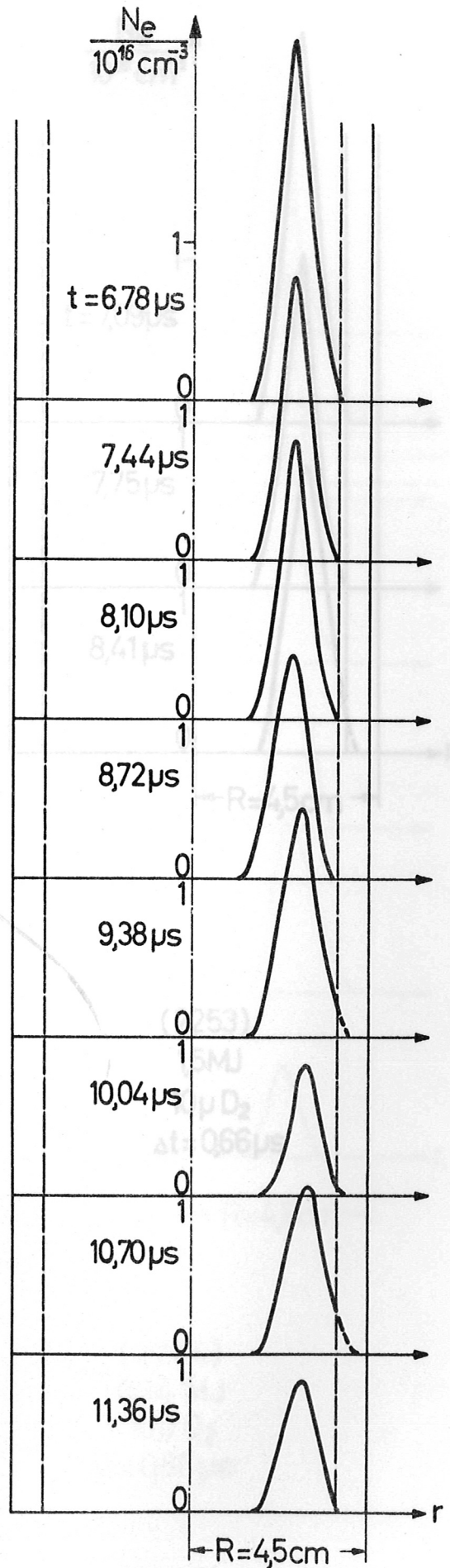
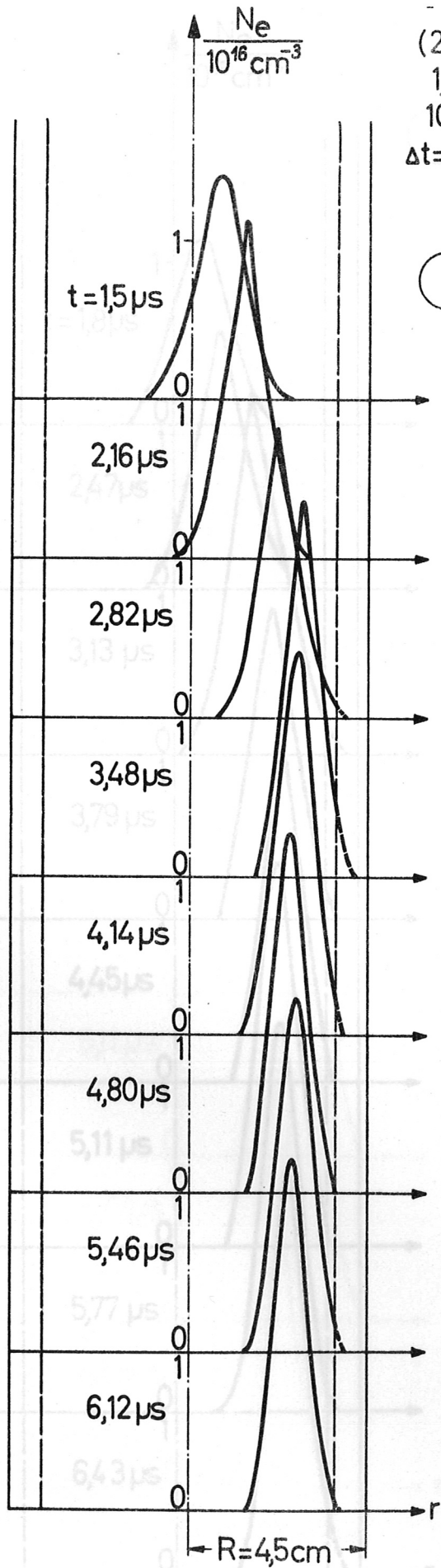
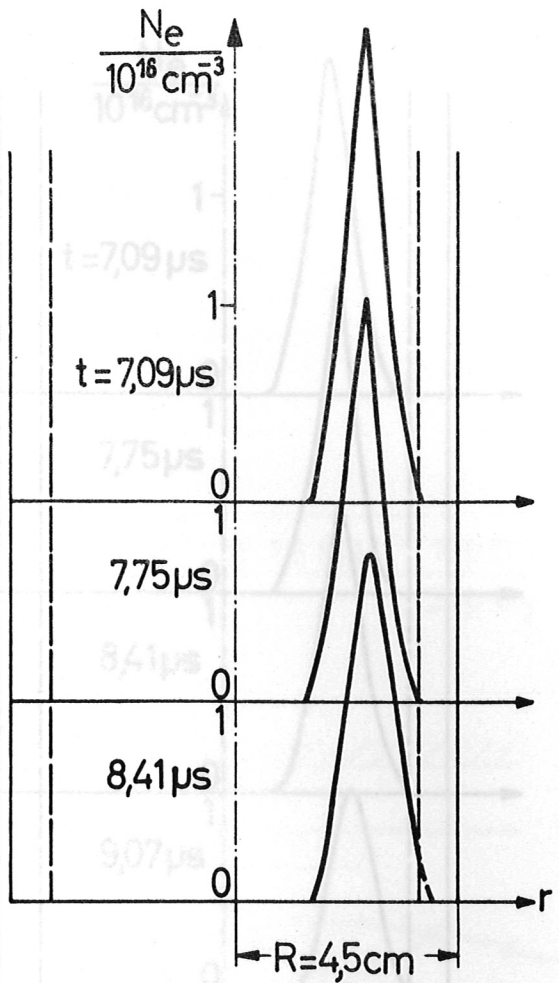
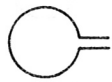
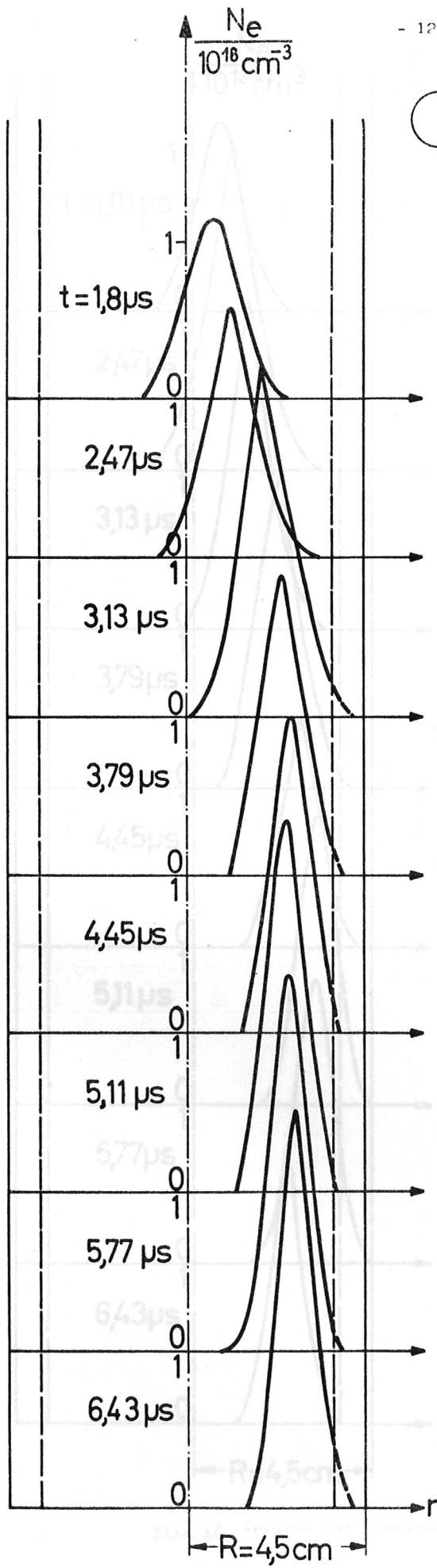


Bild 10 Auswertung einer Entladung mit gleichen Bedingungen wie in Bild 9.



(2253)
1,5 MJ
 $10 \mu\text{ D}_2$
 $\Delta t = 0,66 \mu\text{s}$

(2244)
0,34 MJ
 $10 \mu\text{ D}_2$
 $\Delta t = 0,66 \mu\text{s}$

Bild 11 Auswertung von Bild 8

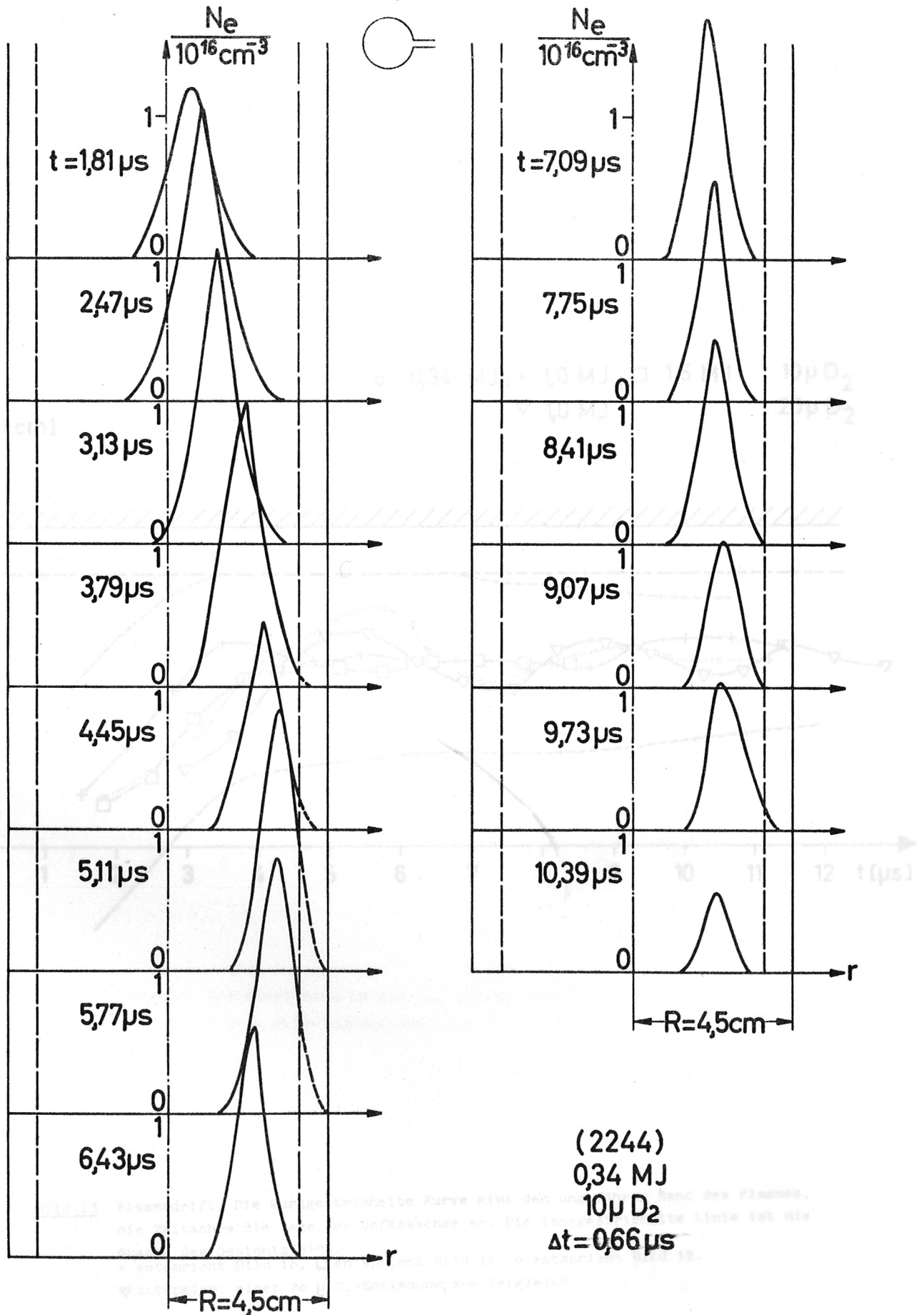


Bild 12 Verlauf der Elektronendichte bei einer 0,34 MJ Entladung

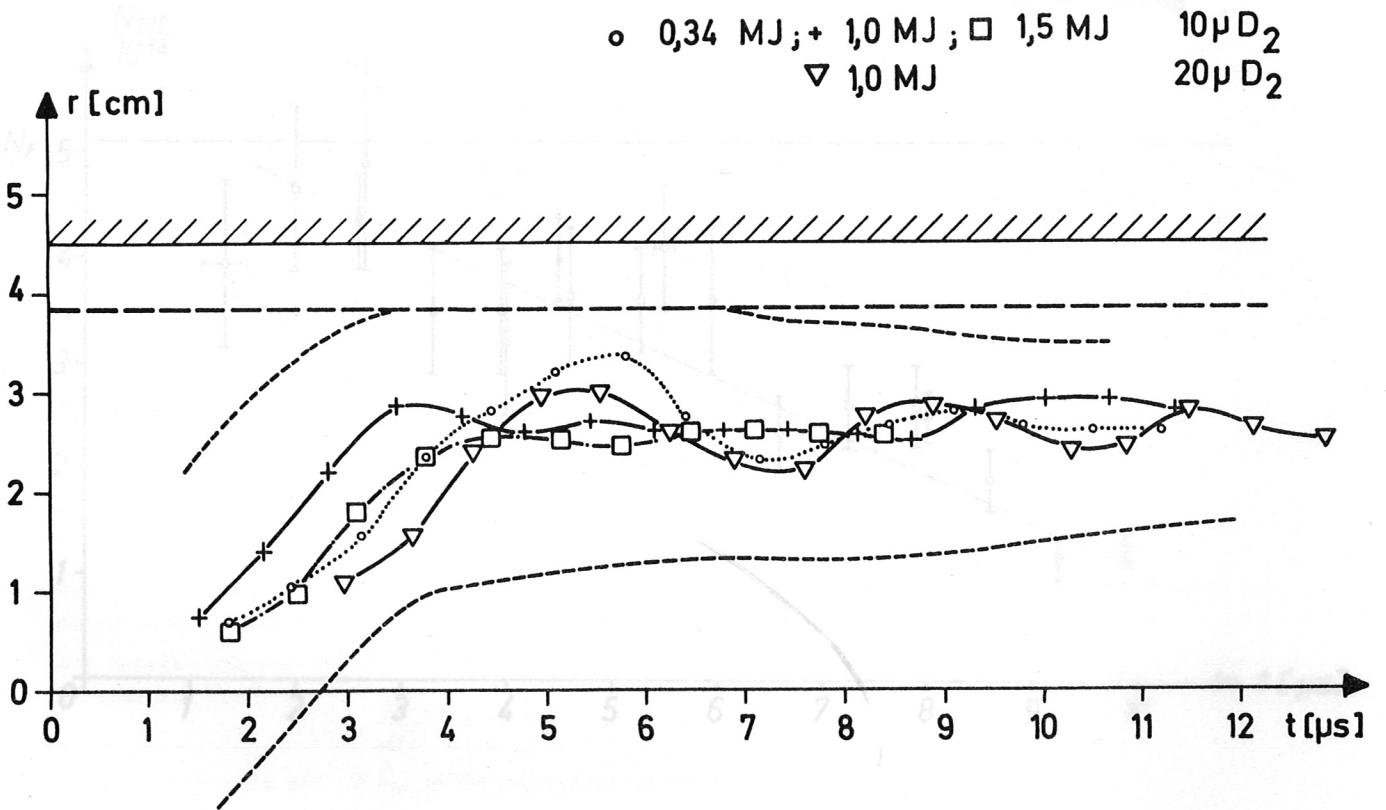


Bild 13 Gesamtzahl der Elektronen im Plasma, 1,0 MJ. Die Kurven für die Laser-Energieaufnahmen sind mit eingezzeichnet.

Bild 13 Plasmadrift. Die kurzgestrichelte Kurve gibt den ungefähren Rand des Plasmas, die Zeitachse die Lage der Gefäßachse an. Die langgestrichelte Linie ist die Grenze des Gesichtsfelds.
 + entspricht Bild 10, □ entspricht Bild 11, o entspricht Bild 12.
 ▽ entspricht einer 20 μ D₂-Entladung, zum Vergleich.

b) Gesamtteilchenzahl und Endverluste

Aus den Dichteprofilen kann die Gesamtzahl der in der Plasmasäule enthaltenen Elektronen und - wegen der Quasineutralität - damit auch die Gesamtzahl der Ionen bestimmt werden. Die Integration der Dichte über den Raum geschieht zunächst unter der Annahme von Rotationssymmetrie. Dabei wird aber nachträglich noch die räumliche Ausdehnung des Plasmas senkrecht zu der Richtung berücksichtigt, über die das Elektronendichteprofil bestimmt wurde.

In den Bildern 14 und 15 ist jeweils die Gesamtteilchenzahl (Elektronen bzw. Ionen) für Entladungen mit 1,0 MJ und $10 \mu D_2$ Fülldruck und 3% O_2 Verunreinigung über der Zeit aufgetragen.

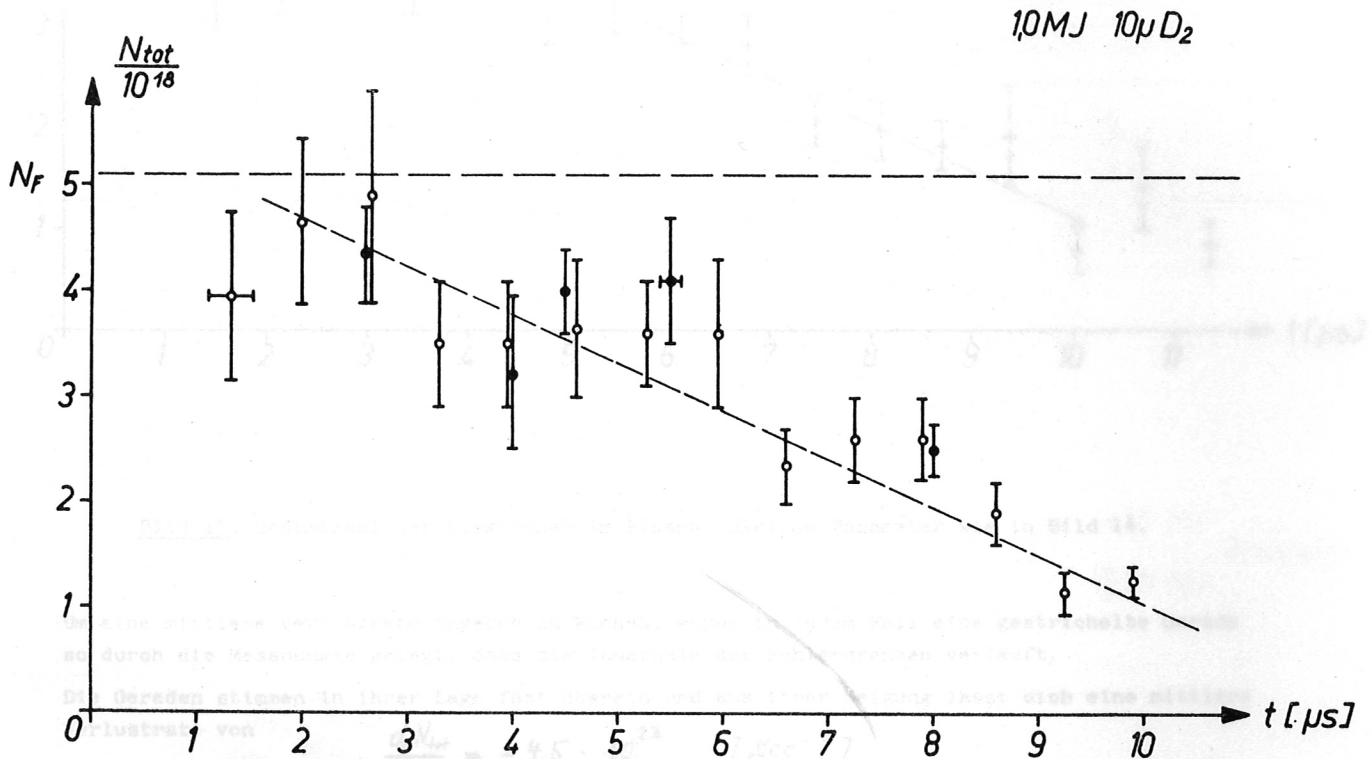


Bild 14 Gesamtzahl der Elektronen im Plasma, 1,0 MJ. Die Messpunkte von Laser-Einzelaufnahmen sind mit • eingezeichnet.

$$\frac{dN_{tot}}{dt} = -4,0 \cdot 10^{23} \text{ (s}^{-1}\text{)}$$

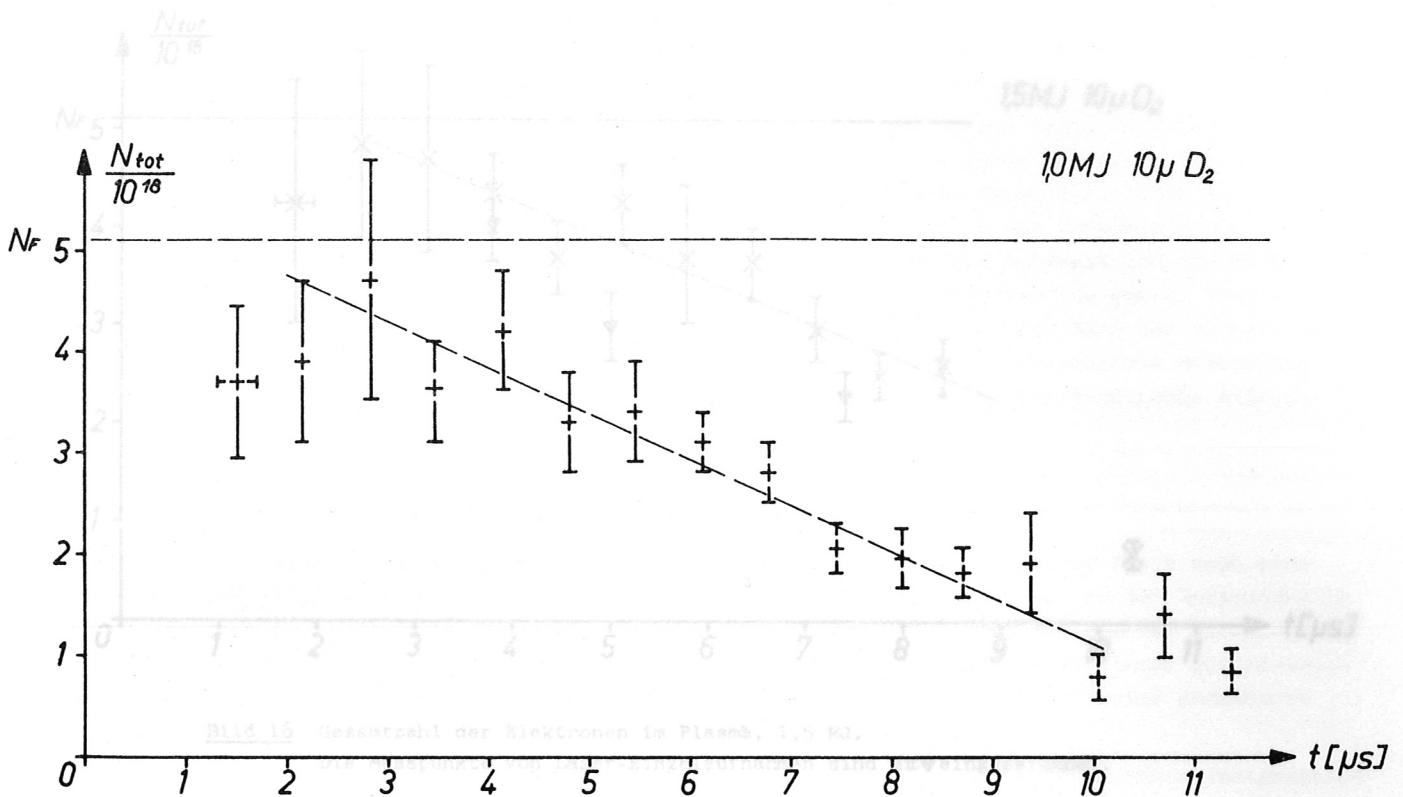


Bild 15 Gesamtzahl der Elektronen im Plasma, 1,5 MJ.

Bild 15 Gesamtzahl der Elektronen im Plasma. Gleiche Parameter wie in Bild 14.

Um eine mittlere Verlustrate angeben zu können, wurde in jedem Fall eine gestrichelte Gerade so durch die Messpunkte gelegt, dass sie innerhalb der Fehlergrenzen verläuft.

Die Geraden stimmen in ihrer Lage fast überein und aus ihrer Neigung lässt sich eine mittlere Verlustrate von

$$\frac{dN_{tot}}{dt} = -4,5 \cdot 10^{23} \quad [Sec^{-1}]$$

entnehmen, woraus mit $\tau \dot{N}_{tot} = N_F$ eine Ausflusszeit $\tau = 11,4 \mu s$ folgt.

Der hauptsächlichste Messfehler rührt von der Ungenauigkeit her, mit der die räumliche Ausdehnung des Plasmas in Richtung der Interferenzstreifen gemessen werden kann.

In Bild 16 ist der Verlauf der Gesamtteilchenzahl für eine Ladeenergie von 1,5 MJ und 10 µ D₂ Fülldruck dargestellt. Aus der in Bild 16 eingezeichneten, gestrichelten Geraden folgt eine mittlere Verlustrate für Elektronen bzw. Ionen von

$$\frac{dN_{tot}}{dt} = -4,0 \cdot 10^{23} \quad [Sec^{-1}]$$

In Bild 17 sind zum Vergleich alle Fälle zusammengestellt, einschliesslich einiger mit dem Laser hergestellter Momentaufnahmen mit 3% O₂ Verunreinigung. Die 0,34 MJ-Entladung ist darin nicht berücksichtigt.

Bild 17 Gesamtzahl der Elektronen im Plasma. Zusammenstellung mehrerer Fälle zum Vergleich. □, ◇ mit 3% O₂; alle übrigen Messpunkte entsprechen 3% O₂ Verunreinigung. Die punktierte Gerade entspricht den Fällen □

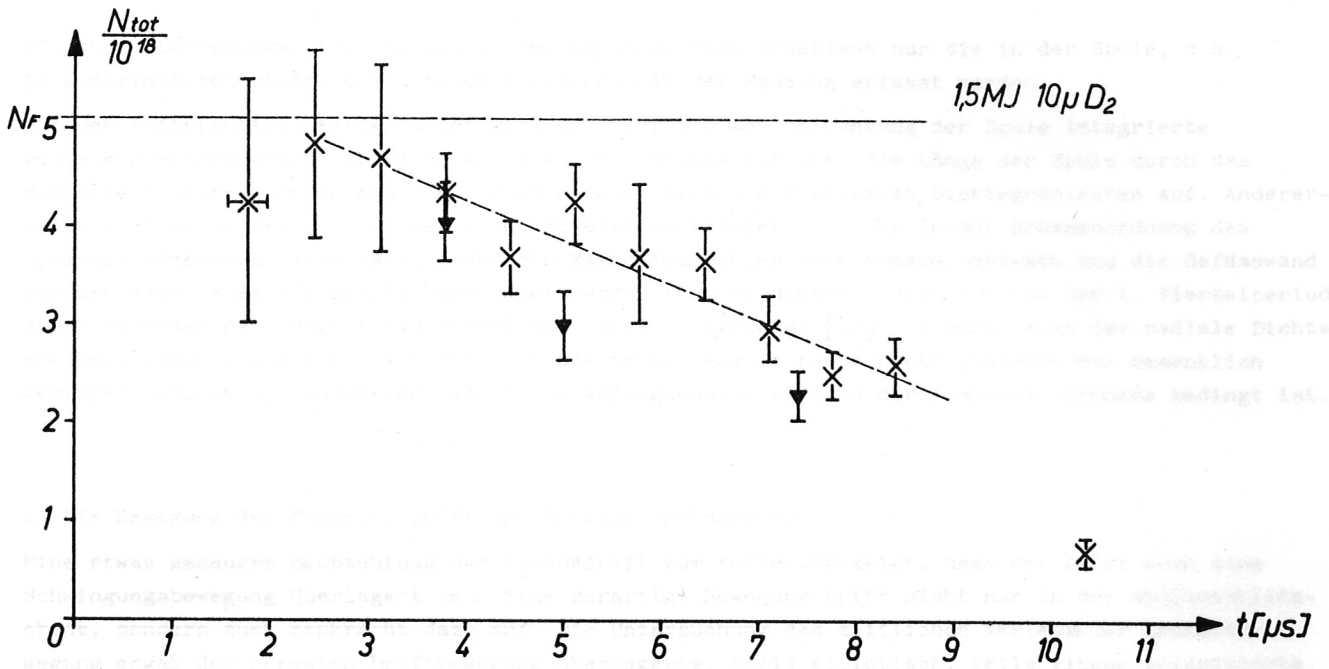


Bild 16 Gesamtzahl der Elektronen im Plasma, 1,5 MJ.
Die Messpunkte von Laser-Einzelaufnahmen sind mit ▼ eingezeichnet.

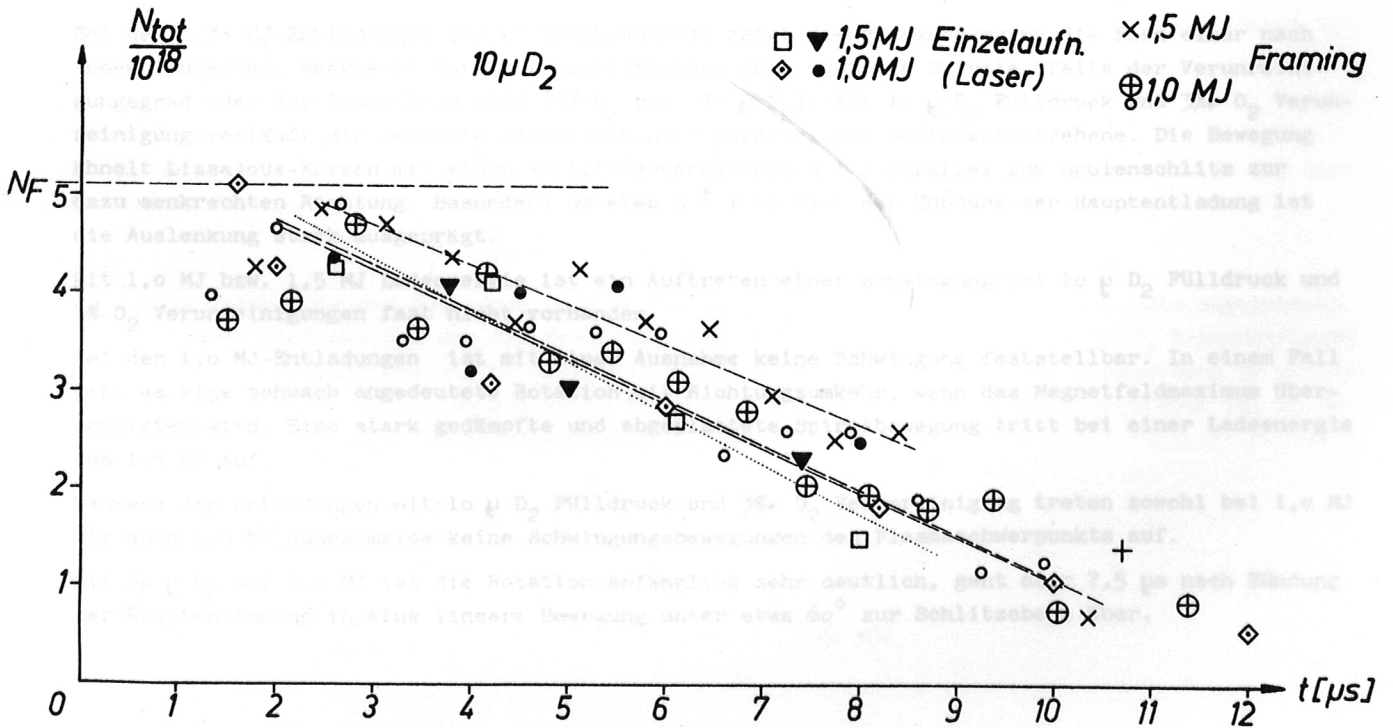


Bild 17 Gesamtzahl der Elektronen im Plasma. Zusammenstellung mehrerer Fälle zum Vergleich. □, ◇ mit 3% O₂; alle übrigen Messpunkte entsprechen 3% O₂ Verunreinigung. Die punktierte Gerade entspricht den Punkten □.

Folgende Überlegungen berechtigen zu der Annahme, dass praktisch nur die in der Spule, d.h. im komprimierten Plasma enthaltenen Elektronen in der Messung erfasst werden.

Mit dem Differentialinterferometer wird der über die Achsenrichtung der Spule integrierte radiale Elektronendichtegradient gemessen. Das Plasma ist über die Länge der Spule durch das Magnetfeld stark komprimiert. In diesem Bereich treten die grössten Dichtegradienten auf. Andererseits gibt es an den Spulenden einen Bereich in axialer Richtung in der Grössenordnung des Spulendurchmessers, innerhalb dessen die Magnetfeldlinien nach aussen umbiegen und die Gefässwand durchstossen. Ausströmende Ladungsträger werden also in diesem Gebiet vom (in der 1. Viertelperiode stets anwachsenden) Magnetfeld radial nach aussen abgelenkt [10], wodurch auch der radiale Dichtegradient schnell abnimmt. Weiterhin ist die am Spulenende beobachtete Liniendichte wesentlich geringer als im Spuleninneren, was durch Anfangsendverluste in der Kompressionsphase bedingt ist.

c) Die Bewegung des Plasmas; Drift und Schwingungsbewegung

Eine etwas genauere Beobachtung der Plasmadrift zum Kollektor zeigt, dass der Drift noch eine Schwingungsbewegung überlagert ist. Eine derartige Bewegung tritt nicht nur in der Spulenschlitzebene, sondern auch senkrecht dazu auf. Die Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Gesamtbewegung ergab der normalen Driftbewegung überlagerte, teils elliptisch, teils linear polarisierte Bewegungen des gesamten Plasmas. Dieser auch als "wobble" bezeichnete Effekt wurde andernorts ebenfalls festgestellt und experimentell eingehender untersucht [11].

In allen Fällen, wo in der ersten Viertelperiode eine Rotation des Plasmaschwerpunkts festgestellt werden konnte, verlief diese in Richtung des Spulenstroms. In einigen Fällen änderte sich der Drehsinn im Zeitbereich $\pm 1 \mu\text{s}$ um das Magnetfeldmaximum. In diesem Zeitbereich konnte der Plasmenschwerpunkt praktisch nicht lokalisiert werden. Die Schwingungsamplituden betragen einige Millimeter.

Bei den 0,34 MJ-Entladungen (25 kV Ladespannung) zeigt die Plasmabewegung die Form einer nach innen laufenden, senkrecht zur Spulenschlitzebene abgeplatteten Spirale, falls der Verunreinigungsgrad oder der Druck hoch sind (3% O_2 bzw. 20 μD_2). Mit 10 μD_2 Fülldruck und 3% O_2 Verunreinigung verläuft die Bewegung wesentlich mehr parallel zur Spulenschlitzebene. Die Bewegung ähnelt Lissajous-Kurven mit einem Amplitudenverhältnis 3 : 2 parallel zum Spulenschlitz zur dazu senkrechten Richtung. Besonders um etwa $5 \pm 1 \mu\text{s}$ nach der Zündung der Hauptentladung ist die Auslenkung stark ausgeprägt.

Mit 1,0 MJ bzw. 1,5 MJ Ladeenergie ist ein Auftreten einer Schwingung bei 10 μD_2 Fülldruck und 3% O_2 Verunreinigungen fast nicht vorhanden.

Bei den 1,0 MJ-Entladungen ist mit einer Ausnahme keine Schwingung feststellbar. In einem Fall gibt es eine schwach angedeutete Rotation mit Richtungsumkehr, wenn das Magnetfeldmaximum überschritten wird. Eine stark gedämpfte und abgeplattete Spiralbewegung tritt bei einer Ladeenergie von 1,5 MJ auf.

Während der Entladungen mit 10 μD_2 Fülldruck und 3% O_2 Verunreinigung treten sowohl bei 1,0 MJ als auch 1,5 MJ ausnahmslos keine Schwingungsbewegungen des Plasmaschwerpunkts auf.

Mit 20 μD_2 und 1,0 MJ ist die Rotation anfänglich sehr deutlich, geht aber 7,5 μs nach Zündung der Hauptentladung in eine lineare Bewegung unter etwa 60° zur Schlitzebene über.




		0,34 MJ	1,0 MJ	1,5 MJ
10 μ D ₂	3‰ O ₂	Spirale, stark ausgeprägt		Spirale schwache Bew.
	3‰ O ₂	Lissajous-Kurven kl. Ampl. \perp Schlitz		
20 μ D ₂	3‰ O ₂	Spirale, stark ausgeprägt	Spirale + lin. polaris.	keine Entl. vorh.

Tabelle 1 Plasmabewegung

III. Diskussion der Beobachtungen

1. Das Eindringen des äusseren Magnetfelds in das Plasma

Der Anteil des äusseren Magnetfelds, der in das Plasma eingedrungen ist, kann mit Hilfe der gemessenen Temperaturen abgeschätzt werden. Die Elektronen- bzw. Ionendichte, sowie der zeitliche Verlauf der Elektronen- und Ionentemperatur und des äusseren, nach Batteriedaten gerechneten Magnetfelds sind bekannt [7].

Das Mass, in dem das Magnetfeld in das Plasma eingedrungen ist, wird bekanntlich durch die Grösse

$$(1) \quad \beta = \frac{N k (T_i + T_e)}{B_a^2 / \mu_0}$$

bei Druckgleichgewicht zwischen dem Plasma und dem äusseren Magnetfeld charakterisiert. Dabei ist N = Dichte der Elektronen bzw. Ionen, $kT_{i,e}$ = mittlere thermische Ionen- bzw. Elektronenenergie, B_a = äusseres Magnetfeld.

Die interferometrische Dichtemessung gibt die Grösse $\int N ds$ über den Beobachtungsweg. Wird (1) über die Plasmalänge integriert und durch diese geteilt, so ergibt sich ein Mittelwert $\bar{\beta}$:

$$(2) \quad \bar{\beta} = \frac{1}{L} \int N_e ds \cdot \frac{k (T_i + T_e)}{B_a^2 / \mu_0}$$

Für einige Zeitpunkte der Entladung sind in Tab. 2 einige $\bar{\beta}$ -Werte aufgeführt. Die angegebenen Werte beziehen sich auf den Ort des Dichtemaximums und sind für den Fall von 3‰ O₂ Verunreinigung gegeben. Bei 3‰ O₂ Verunreinigung unterscheiden sich die $\bar{\beta}$ -Werte von den angegebenen um maximal 10%, anfänglich nach unten, zum spätesten Zeitpunkt nach oben. Für die Ionentemperatur ist in beiden Fällen derselbe zeitliche Verlauf angenommen (T_i und T_e nach [7]).

t/us	2,0	4,0	6,0	8,0
$\bar{\beta}$	0,44	0,3	0,23	0,16

Tabelle 2 $\bar{\beta}$ am Ort des maximalen $\int N_e ds$
Bezugslänge $L = 120$ cm

Ionentemperatur $T_i = 3,7 \sin\left\{\frac{\pi}{19} \cdot 10^6 t\right\}$ [keV]

$T_e \approx 300$ [eV]

2. Endverluste

Im Abschnitt II.2b) ergab sich eine zeitliche Abnahme der Zahl der Teilchen in der Spule. Das Plasma entweicht längs der Magnetfeldlinien aus den Enden der Spule [12]. Dieses Ausströmen wird durch den Übergang der senkrecht zum Magnetfeld den Deuteronen und Elektronen zugeführten Energie in die axiale Richtung bewirkt.

In der Vorionisierungsphase (z-Pinch) ist das Plasma im Zustand thermischen Gleichgewichts. Die mittlere Flugzeit thermischer Deuteronen im Temperaturbereich einiger Elektronenvolt und 10^{14} cm^{-3} Teilchendichte liegt bei 10^{-7} sec . Bei 10μ Fülldruck entspricht eine Dichte von 10^{14} cm^{-3} einem Ionisationsgrad von 15%. Bis etwa einige 100 ns nach der Zündung der Hauptentladung steigt der Ionisationsgrad auf praktisch 100%. Dies folgt aus neueren Messungen mit dem Mach-Zehnder-Interferometer [15]. Die Dichte steigt auf einige 10^{15} an. Zur Zeit der ersten Kompression haben die Deuteronen eine mittlere Energie von 300 bis 400 eV. Das lässt sich z.B. mit Hilfe des Schneepflugmodells abschätzen. Die Ionenstosszeit kommt damit in den Bereich einer Mikrosekunde. Bereits $2 \mu\text{s}$ nach der Zündung ($T_1 = 1,2 \text{ keV}$) ist am Ort des Dichtemaximums ($2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) die Thermalisierungszeit etwa $3,5 \mu\text{s}$. Die mittlere freie Weglänge der Deuteronen beträgt dabei 1,2 m.

Es nimmt also die Ionenenergie senkrecht zum Magnetfeld schneller zu als die Stösse der Ionen untereinander eine annähernd isotrope Geschwindigkeitsverteilung wieder herstellen können. Für die Ionen bildet sich eine nicht geringe Anisotropie aus, mit dem Magnetfeld als ausgezeichneter Richtung. Zur Erhöhung der Anisotropie trägt zusätzlich der relativ schnelle Austritt der Teilchen mit hoher Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeld bei. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen kann als isotrop angenommen werden. Bei 300 eV Temperatur und $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ Dichte ist die Elektron-Elektron Stosszeit nur etwa 10^{-8} sec . Die entsprechende mittlere freie Weglänge beträgt etwa 15 cm, ist aber wegen der Elektron-Ion Stösse um einen Faktor 2 bis 3 kleiner.

Aus der zeitlichen Abnahme der Teilchenzahl in der Spule lässt sich die Ausströmgeschwindigkeit abschätzen. Mit der Vereinfachung eines Spiegelverhältnisses $R = 1$ und dass statt der mittleren Geschwindigkeit die Wurzel aus dem Mittelwert des Geschwindigkeitsquadrats genommen wird, ergibt sich

$$(3) \quad v_0 = 1,5 \frac{L}{N} \frac{dN}{dt}$$

für die mittlere Geschwindigkeit auf der Plasmaachse, wo sie einen örtlich maximalen Wert annimmt. Der Faktor 1,5 in (3) folgt aus der Annahme, dass aufgrund der Relaxation $v_0^2 \sim$ Dichte, wobei zur Rechnung ein Gaussprofil der Dichteverteilung benützt wurde.

Für eine typische Verlustrate von $4 \cdot 10^{23} \text{ sec}^{-1}$ und $N_{\text{tot}} = 3 \cdot 10^{18}$ ($\cong t = 7 \mu\text{s}$ bei 1,5 MJ) wird

$$v_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ [cm sec}^{-1}\text{]}.$$

Ein Deuteron mit dieser Geschwindigkeit hat eine Energie von 900 eV. Die gesamte mittlere Ionenenergie ist zu diesem Zeitpunkt 3,4 keV, wenn maximal 3,7 keV erreicht werden [7]. Das heisst, im Dichtemaximum entfallen auf jeden der zum Magnetfeld senkrechten Freiheitsgrade je ca. 1,2 keV mittlere Energie. Da sich aus v_0 die mittlere Ionenenergie in Magnetfeldrichtung nur bis auf einen Korrekturfaktor der Grössenordnung 1 bestimmen lässt, kann aus der durchgeführten Energieaufteilung nicht mit Sicherheit eine Energieanisotropie im Dichtemaximum entnommen werden.

Aber z.B. an dem Ort, wo $n = \frac{n_{\text{max}}}{2}$ ist, sinkt die Parallelenergie etwa um einen Faktor 2 auf ca. 500 eV und die Energie in je einem zum Magnetfeld senkrechten Freiheitsgrad ist dann ca. 1,4 keV. Die Energieanisotropie ist also etwa 3 : 1. Bei dem Vergleich bei verschiedenen Dichten ist räumliche Homogenität der Iontemperatur vorausgesetzt.

Aus den beobachteten Endverlusten in der späteren Phase der Entladung folgt also eine qualitative Bestätigung der Geschwindigkeits- bzw. Energie-Anisotropie der Ionen.

Zum Schluss eine Bemerkung zum Einfluss der Verunreinigungen, d.h. hochionisierte Atome (z.B. von Sauerstoff) auf die Endverluste.

Aus Bild 17 geht hervor, dass bei höherem Verunreinigungsgrad das Plasma nicht so lange in der Spule bleibt wie bei geringerem Verunreinigungsgrad. Die Verunreinigungen wirken also als Streuzentren für Coulombstöße beschleunigend auf die Energieübertragung aus der zum Magnetfeld senkrechten Richtung in die des Magnetfelds. Aus dem durch Gerade angegebenen mittleren Verlauf der Teilchenzahl in der Spule über der Zeit bei 1,5 MJ-Entladungen kann im Bereich

$$2,5 \cdot 10^{18} \lesssim N_{tot} \lesssim 4,5 \cdot 10^{18}$$

ein Verhältnis der Aufenthaltsdauer des Plasmas bei 0,3% O₂ Verunreinigung in der Spule zur Aufenthaltsdauer bei 3% O₂ entnommen werden, das etwa 1,3 beträgt. Bei den 1,0 MJ-Entladungen ist dieses Verhältnis aus den Messwerten mit geringerer Genauigkeit zu entnehmen. Es ist etwa 1,2 ± 0,2.

[1] F.A. Ajmeri, J. Nucl. Energy, C, 10, 1966 (S. 10-11)
[2] W.A.F. Ryan, J. Nucl. Energy, C, 10, 1966 (S. 12-13)
[3] F.L. Ribe, ORG-AT (40-1)-3393-1, Oak Ridge, Tenn., June 1966
[4] E.M. Little, W.S. Quinn, J. Nucl. Energy, C, 10, 1966 (S. 14-15)
[5] J.A. Watson, Plasma Physics and Controlled Fusion Research Vol. 1, 221, Culham CN-21/43
[6] G. Adelstein et al., ORG-AT-Plasma Physics, Garching, Laborbericht in Vorbereitung
[7] L. Spitzer, Jr., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publ. (1956)

Literatur

- [1] R.A. Alpher, D.R. White, Phys. of Fluids 1, 452 (1958)
- [2] E. Fünfer, G. Lehner, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften Bd. XXXIV (1962)
- [3] C. Andelfinger, P. Igenbergs, W.v.Jaskowsky, Vortrag auf dem 6. Intern. Kongress über Kurzzeitphotographie, Den Haag - Scheveningen (1962)
- [4] G. Nomarski, J. de Phys. 96- 135, 16 (1955)
- [5] H. Oertel, Vortrag auf dem 5th Int. Congress on High Speed Photography, Wash.(1960), 6. Int. Kongress über Kurzzeitfotografie, Den Haag-Scheveningen
- [6] A. Heiss, Laborbericht des Inst. für Plasmaphysik, Garching IPP 1/25 (1964)
- [7] C. Andelfinger, G. Decker, E. Fünfer, A. Heiss, M. Keilhacker, J. Sommer, M. Ulrich, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. I, Culham CN-21/49 (1965)
- [8] C. Andelfinger, R. Chodura, G. Decker, D. Düchs, E. Fünfer, A. Heiss, H. Hermansdorfer, M. Keilhacker, M. Ulrich, H. Zwicker, Phys. Let. Vol. 20, Nr. 5 (1966), 491
- [9] W. Engelhardt, W. Köppendörfer, Laborbericht des Inst. für Plasmaphysik, Garching IPP 1/59 (1967)
- [10] E.A. McLean, NRL. Priv. Comm. April 1966 (Pharos θ -Pinch)
- [11] H.A.B. Bodin, T.S. Green, A.A. Newton, G.B.F. Niblett, J.A. Reynolds, Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research Vol. I, Culham CN-21/34
- [12] F.L. Ribe, ORO-AT-(40-1)-3393-1, Univ. of Maryland, Juli 1966
- [13] E.M. Little, W.E. Quinn, Phys. of Fluids 8, 1168 (1965)
- [14] J.A. Wesson, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research Vol. I, 223, Culham CN-21/43
- [15] C. Andelfinger et al., Inst. für Plasmaphysik, Garching, Laborbericht in Vorbereitung
- [16] L. Spitzer, jr., Physics of fully ionized gases, Interscience Publ. (1956)