

Side-on-Interferometrie bei der Wellenlänge  $10,6 \mu\text{m}$  an Theta-Pinch-Plasmen.

A. Därr  
G. Decker  
H. Röhr

IPP 1/117

Mai 1971

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**GARCHING BEI MÜNCHEN**

# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Side-on-Interferometrie bei der Wellenlänge  $10,6 \mu\text{m}$  an Theta-Pinch-Plasmen.

A. Därr  
G. Decker  
H. Röhr

IPP 1/117

Mai 1971

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

IPP 1/117

A.Därr  
G.Decker  
H.Röhr

Side-on-Interferometrie bei  
der Wellenlänge 10,6  $\mu\text{m}$  an  
Theta-Pinch-Plasmen.

(in German)

May 1971

### Abstract

An experiment for measuring spatially resolved electron density by interferometry at 10.6  $\mu$  is described. The experiment was performed on a Theta pinch plasma side on. The intention was to prove the feasibility of this technique for use on toroidal pinches.

A transversal pumped CO<sub>2</sub> Laser of some MW power served as radiation source. A Mach Zehnder Interferometer was chosen.

An area detector of simple construction was developed and used to make the interference fringes visible. In order to make the discharge vessel (quartz) transparent for the 10.6  $\mu$  radiation Ba F<sub>2</sub> glass windows (Schott: IR6 13) were inserted.

The sensitivity of this technique is  $1 - 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ .

Some examples of measured density profiles show that this method may be used very effectively on toroidal plasma machines.

## ZUSAMMENFASSUNG

Diese Arbeit behandelt ein Experiment zur orts aufgelösten Elektronendichtemessung mittels Interferometrie bei der Wellenlänge  $10,6 \mu\text{m}$ . Das Experiment wurde an einem Theta-Pinch-Plasma side-on ausgeführt und stellt einen Vorversuch für spätere Messungen an toroidalen Pinchen dar.

Als Lichtquelle diente ein transversal erregter  $\text{CO}_2$  - Laser im Leistungsbereich von einigen MW. Das Interferometer war vom Typ Mach-Zehnder.

Zur Registrierung der Interferenzstreifen wurde ein von uns entwickelter, einfach herzustellender Flächendetektor benutzt. Um das Entladungsgefäß aus Quarz für die  $10,6 \mu\text{m}$  - Strahlung transparent zu machen, wurden Fenster aus  $\text{Ba F}_2$  - Glas von Schott (IRG 13) eingekittet.

Die Nachweisempfindlichkeit des Verfahrens liegt bei Flächendichten von  $1 - 2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$ . Einige Beispiele von gemessenen Dichteprofilen zeigen, daß diese Methode sehr gut an toroidalen Anordnungen eingesetzt werden kann.

## I. ZIEL DES VERFAHRENS UND SEINE PROBLEME

Für die Untersuchung von Plasmen im Dichtebereich von  $10^{15}$  -  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  besteht das Bedürfnis, orts aufgelöste Dichtemessungen auch dann machen zu können, wenn das Plasma in einer toroidalen Konfiguration eingeschlossen ist.

Die Probleme einer solchen Messung sind mehrfach:

1. Streumessungen sind an toroidalen Anordnungen schwierig und erfordern zum Vermeiden von Falschlicht mehrere Stützen für Blenden und Fenster, die das Plasma empfindlich stören können (kaltes Neutralgas im Stützen /1/).
2. Interferometrie mit sichtbarem Licht (eventuell unter Ausnutzung der Holografie, um Fensterprobleme zu vermeiden) ist zu unempfindlich, da im Plasma nur Wechselwirkungslängen von einigen Zentimetern zur Verfügung stehen und daher die entstehenden Phasendifferenzen nur kleine Bruchteile von  $2\pi$  betragen (bei end-on Beobachtung ist die entsprechende Wechselwirkungslänge wesentlich größer).
3. Interferometer nach Ashby, /2/ die empfindlicher sind, als Mach-Zehnder Interferometer, liefern pro Entladung nur ein Integral  $\int n(r, l) dl$  längs einer Sehne. Die Ermittlung eines Dichteprofiles  $n(r)$ , die die Anwendung der Abelinversion erfordert, ist damit fast unmöglich wegen der im allgemeinen unzureichenden Reproduzierbarkeit des Plasmas von Entladung zu Entladung.
4. Infrarot-Interferometrie, z.B. bei  $10 \mu\text{m}$ , ist wegen der Dispersionsrelation des Plasmas  $[(\text{Brechungsindex} - 1) \sim \lambda]$

zwar empfindlicher als die mit sichtbarem Licht, jedoch erfordert sie neuartige flächenhafte Detektoren und Fenster am Entladungsgefäß, die die Strahlung nicht absorbieren, die das Plasma nicht stören und die ihrerseits vom Plasma und seiner Strahlung nicht zerstört werden.

Diese Arbeit behandelt die im Punkt 4 genannten Schwierigkeiten und ihre Überwindung im Zusammenhang mit Plasmen vom Typ Theta-Pinch, Screw-Pinch und Hoch-Beta-Stellarator.

## II. FLÄCHENDETEKTOREN ZUR REGISTRIERUNG DER INTERFEROGRAMME

Infrarot-Interferometrie an langlebigen Bogenplasmen wurde mit einem Flächendetektor besonderer Art bereits durchgeführt. F.Keilmann / 3 / benutzte eine dünne Schicht Flüssigkristall, die bei geringer Erwärmung einen Farbumschlag zeigt, zum Aufzeichnen des Interferenzbildes, das mit einem  $\text{CO}_2$  - Laser von 5 Watt und einem Mach - Zehnder Interferometer gewonnen wurde.

Dieses Verfahren ist im Prinzip auch für schnellere Vorgänge anwendbar, wie sie bei Pinchplasmen vorkommen. Es stellte sich jedoch bei Vorversuchen heraus, bei denen ein gepulster TEA -  $\text{CO}_2$  - Laser / 4 / mit 1 MW Leistung verwendet wurde, daß die Ortsauflösung des Flüssigkristalldetektors dann zu gering war, wenn die Energiedichte ausreichte, um einen Farbumschlag zu bewirken. Andererseits war bei entsprechender Vergrößerung des Interferenzbildes die Energiedichte zu klein, um einen deutlichen Farbumschlag zu bewirken.

Dies sind natürlich keine prinzipiellen Hindernisse für den Einsatz des Flüssigkristalldetektors bei der Interferometrie schneller Vorgänge. Allein durch höhere Laserenergie wird diese

Schwierigkeit überwunden.

Es zeigt sich jedoch, daß bei der Benutzung eines Hochleistungsimpulslasers eine andere Art von Flächendetektor in der Empfindlichkeit vergleichbar, in der Ortsauflösung jedoch überlegen ist.

Stehen Leistungsdichten von ca  $1 \text{ MW/cm}^2$  und Energiedichten von  $0,1 \text{ J/cm}^2$  zur Verfügung, so verursacht die Strahlung auf einem fotografischen Film, der belichtet und entwickelt wurde (der also schwarz aussieht) eine sichtbare Verbrennung der Gelatineschicht. Die Oberflächenveränderung ist irreversibel. Man erhält also ein bleibendes Bild der Energieverteilung im auftreffenden Strahl. Die Ortsauflösung der Schicht beträgt ca.  $1/20 \text{ mm}$ , was durch die Aufnahme des Beugungsbildes an einer undurchlässigen Kante in Abb. 1 demonstriert wird (die beiden dicken Marken haben einen Abstand von  $1 \text{ mm}$ ).

Bei zu hohen Energiedichten nimmt die Ortsauflösung ab, da die Gelatine zu stark verbrennt und aufreißt.

Ein solcher Film eignet sich bereits als Flächendetektor für ein Interferometer. Er hat neben der guten Ortsauflösung gegenüber dem Flüssigkristalldetektor den Vorteil, daß er nicht, wie dieser, eine Vorrichtung zum Konstanthalten der Temperatur benötigt. Auch die Blitzlampe zum Beleuchten der Schicht zwecks fotografischer Aufnahme entfällt. Die gesamte Handhabung ist also wesentlich einfacher.

Durch Verluste im Strahlengang der gesamten Anordnung wird jedoch gelegentlich die Leistungsdichte am Ort der Interferenz-

streifen zu klein, um eine deutlich sichtbare Verbrennung der Gelatine zu bewirken. Durch Verkleinerung des Interferenzbildes stößt man schließlich doch an der Auflösungsgrenze der Schicht an.

Ein etwa um den Faktor 10 gegenüber dem schwarzen Film empfindlicherer Detektor kann aus letzterem durch einen einfachen Trick hergestellt werden. Man muß den Film nur mit einer sehr dünnen Graphitschicht bestreichen.

Beim Auftreffen der Strahlung wird der Graphit durch die absorbierte Energie so stark geheizt, daß er weiß aufglüht. Dieses Aufglühen kann mit einer gewöhnlichen Kamera (Polaroid) fotografiert und somit festgehalten werden.

Die Art der Anregung dieses Detektors läßt erkennen, daß er nur oberhalb einer bestimmten Leistungsdichte, die bei etwa  $100 \text{ kw/cm}^2$  liegt, funktioniert. Darunter halten sich Aufheizung und Wärmeleitung die Waage und es kommt nicht zu einer Temperaturerhöhung, die zum Aufglühen ausreicht. Demzufolge ist auch die Gradation des Detektors sehr steil (Abb.2).

Der Graphitdetektor kann aus diesem Grunde auch nicht den Flüssigkristalldetektor ersetzen, wenn längere Belichtungszeiten bei entsprechend kleinerer Leistung verwendet werden.

Die Anstiegszeit der Leuchterscheinung des Graphitdetektors ist fast so schnell wie die des registrierten Laserimpulses (150 - 200 ns), nämlich ca. 350 ns. Das Leuchten klingt ab mit einer Zeitkonstante von ca.  $1 \mu\text{s}$  (Abb. 3, Kurve 1a und 1b).



Beleuchtet man den Detektor mit Impulsen, die einen langen Schwanz aufweisen (Abb. 3, Kurve 2a), der eine Höhe von etwa 10 - 20 % der Maximalleistung hat, (diese Impulsform tritt immer dann in TEA-Lasern auf, wenn sie mit einer Stickstoffbeimischung betrieben werden), dann ist die Zeitdauer des Leuchtens von der genauen Impulsform abhängig und eine Zeitkonstante kann nicht mehr eindeutig definiert werden. (Abb.3, Kurve 2b).

Wir der Detektor mit nicht allzu hohen Strahlungsleistungen beleuchtet, so kann er mehrmals nacheinander benutzt werden, bis der Graphit verbrannt ist.

Diese Tatsache in Verbindung mit der Abklingzeitkonstante von 1  $\mu$ s sollte es gestatten, im Abstand von 1 - 2  $\mu$ s mehrere Bilder nacheinander aufzunehmen. Sie können mit einem geeigneten Bildwandler räumlich getrennt werden und gestatten somit, den zeitlichen Verlauf eines Vorganges zu verfolgen.

Die Ortsauflösung dieses graphitbeschichteten Detektors ist nicht ganz so groß wie die des unbeschichteten Filmes. Sie liegt bei etwa 0,1 mm und ist zur Aufzeichnung von Interferogrammen ausreichend, da die größere Empfindlichkeit gegenüber dem unbeschichteten Film eine entsprechende Vergrößerung des Streifenbildes gestattet.

Die Herstellung der Graphitschicht ist denkbar einfach. Am bequemsten ist die Verteilung von Graphitstaub mit einem weichen Tuch über die gewünschte Fläche.

Soll der Graphit besser haften, um unnötige Verschmutzung zu vermeiden, so hat sich ein Gemisch aus Graphitpulver, etwas Fett oder Öl und als Lösungsmittel Benzin bewährt. Dieses Gemisch

bringt man auf die Oberfläche auf und verreibt gleichmäßig mit einem weichen Tuch, bis das Lösungsmittel verdunstet ist.

Es wurde auch untersucht, ob andere Verfahren, wie Aufsprühen des Graphits mittels Spraydose oder Verwendung massiver Graphitplatten das gleiche oder ein besseres Resultat liefern. Die Leuchterscheinung trat zwar in allen Fällen auf, war jedoch weniger hell als im oben beschriebenen Fall.

Außer Graphit wurden auch andere Pulver, wie Aluminium und Magnesium getestet. Auch dabei trat die Leuchterscheinung nur mit geringerer Helligkeit auf als beim Graphit.

Es sei hier noch erwähnt, daß sich als Träger nicht nur fotografischer Film, sondern jedes Material eignet, das eine feinmatte Oberfläche besitzt. Eine schwarze Fläche als Untergrund ist jedoch wegen des größeren Kontrastes von Vorteil.

### III. FENSTER AM PLASMAGEFÄSS

Das Problem der infrarotdurchlässigen Fenster am Entladungsgefäß wurde auf folgende Weise gelöst:

Irgend eine Art von Stutzen zum Befestigen der Fenster soll möglichst vermieden werden, da das heiße Plasma stark durch das in den Stutzen enthaltene kalte Neutralgas gestört werden kann /1/. Das Fenster soll also die innere Oberfläche des Entladungsgefäßes möglichst wenig verändern. Das Fenstermaterial darf natürlich für die  $10 \mu\text{m}$  Strahlung nur geringe Verluste durch Absorption und Reflexion verursachen. Antireflex-Schichten müssen vermieden werden, da sie durch das Plasma leicht sehr schnell beschädigt würden. Die Fenster selbst dürfen vom Plasma

ebenfalls nicht oder nur sehr langsam beschädigt werden.

Germanium und Irtran 2,4 und 6 scheiden deshalb als Fenster aus, weil sie wegen ihres hohen Brechungsindex zu hohe Reflexionsverluste haben. Arsensulfidglas und Irtran 3 haben relativ hohe Absorption. Die Materialien KCl und NaCl scheinen uns nicht widerstandsfähig genug zu sein (stark hygroskopisch), obwohl Brechungsindex und Absorption klein sind.

Verwendet wurde schließlich Bariumfluoridglas der Firma Schott (JRG 13), das einen Brechungsindex von ca. 1,4 besitzt und bei 5 mm Schichtdicke eine Transmission von 82 % aufweist. Es ist außerdem so schwach hygroskopisch, daß ein Trübwerden der Fenster nicht befürchtet werden muß.

Aus diesem  $\text{BaF}_2$  - Glas wurden 2 Fenster von 6 mm Breite und 50 mm Länge bei einer Dicke von 5 mm hergestellt. Diese schmalen Fenster wurden in zwei entsprechende Schlitze, die in das Entladungsgefäß aus Quarz gesägt wurden, mit dem Zweikomponentenkleber Torr-Seal eingekittet. Sie wurden geometrisch so angeordnet, daß die Möglichkeit besteht, das Plasma von 5 mm oberhalb der Gefäßachse bis ca. 30 mm darunter zu durchleuchten (Abb. 4).

#### IV. DER $\text{CO}_2$ - LASER

Als Laser wurde ein transversal erregter, gepulster, sogenannter TEA- $\text{CO}_2$ -Laser benutzt, wie er zuerst bei Beaulieu /4/ beschrieben wurde. Er wurde bei 250 bis 300 Torr Fülldruck betrieben und emittierte Impulse im Megawattbereich. Die Impuls-

dauer betrug ca. 200 - 300 ns. Der Hauptimpuls von 200 ns Dauer wurde oft von einem Schwanz gefolgt, dessen Leistung 10 - 20 % der Maximalleistung betragen kann und der bis zu 2  $\mu$ s andauerte (Abb. 3, Kurve 2a). Wird der Laser ohne Stickstoffzusatz und mit hohem  $\text{CO}_2$ -Partialdruck betrieben, kann jedoch der lange nachleuchtende Schwanz unterdrückt werden (Abb. 3, Kurve 1a). Die Entkoppelungswiderstände waren bei dem verwendeten Laser linear angeordnet (nicht helisch verwunden, wie bei manchen Ausführungen Beaulieus), was den Vorteil hat, daß das emittierte Bündel von vornherein einen länglichen Querschnitt besitzt. Das kommt dem Verwendungszweck als Lichtquelle für das side-on-Interferometer entgegen. Das Bündel hatte einen Querschnitt von ca.  $5 \times 20 \text{ mm}^2$  und wurde ohne zusätzliche Aufweitung zur Durchleuchtung des Plasmas benutzt.

#### V. DAS INTERFEROMETER

Das Interferometer war vom Typ Mach-Zehnder und bestand aus zwei alubedampften Spiegeln auf Glasunterlage und zwei Germaniumplatten mit dielektrischen Schichten für 50 %ige Reflexion unter  $45^\circ$  und entspiegelten Rückseiten als Teiler. Der Durchmesser der Spiegel und der Teiler betrug 50 mm.

Um auf die gesamte Bündelhöhe verteilt im Vakuumfall etwa 30 Interferenzstreifen zu erhalten, müssen die interferierenden Bündel eine Neigung gegeneinander haben, die  $30\lambda/\text{Bündelhöhe}$  h beträgt (s. Abb.5). Aus den Dimensionen unseres Interferometers ergibt sich damit, daß die beiden Bündel auf der letzten Teiler-

platte einen Abstand von ca. 15 mm haben müssen. Das hat zur Folge, daß infolge der vorhandenen Teilerplatten mit 50 mm Durchmesser nur eine Bündelhöhe von 20 mm benutzt werden konnte. (Dieses Problem tritt bei der Interferometrie im Sichtbaren wegen der ca. 20 mal kleineren Wellenlänge praktisch nicht auf).

#### VI. AUSFÜHRUNG DER MESSUNG

Die Messung wurde an dem linearen Theta-Pinch ISAR III /5/ ausgeführt. Seine wichtigsten Daten sind: gespeicherte Energie  $\approx 100$  kJ, Spulenlänge 100 cm, Spulendurchmesser 120 mm, Gefäßdurchmesser 100 mm, Viertelperiode 3,8  $\mu$ s, und maximales Magnetfeld 27 kG. Bei einem Ausgangsdruck von 40 mTorr Deuterium wird ein Plasma von ca. 100 eV Elektronentemperatur und einer Dichte von einigen  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  auf der Achse erzeugt.

Der Theta-Pinch ISAR III wurde deshalb für das Experiment gewählt, da sein energetisches Plasma ähnliche Parameter aufweist, wie die zukünftig zu untersuchenden Plasmen toroidaler Pinchanordnungen. Eine Absorption der 10  $\mu$ m-Strahlung kann bei diesen Plasmen völlig vernachlässigt werden.

Da nicht von vornherein feststand, daß die Fenster durch das daraufprallende Plasma nicht zerstört werden, mußte das Experiment so aufgebaut werden, daß bei der ersten Entladung mit Plasma ein auswertbares Interferogramm entstand. Dabei war der wichtigste Punkt die zeitliche Zuordnung vom Lichtimpuls des Lasers zum Verlauf der Entladung. Der Laserimpuls wurde dadurch beobachtet, daß ein Lichtleiter das Licht der Leuchterscheinung auf dem graphitierten Detektor zu einem Fotomultiplier leitete. Anhand von Vakuum-Entladungen konnte die richtige Triggerung des Lasers geprüft und der gewünschte Meßzeitpunkt eingestellt werden.

Die Abb. 6 zeigt den Aufbau des Interferometers schematisch: Das Filter F ist eine Germaniumplatte, die verhindert, daß der Graphitdetektor GD vom sichtbaren Plasmalicht beleuchtet wird. Die Linse L bildet die Mittelebene des Entladungsgefäßes (gestrichelt) auf die Detektorebene GD ab, um eine möglichst gute Ortszuordnung der Streifenverschiebung zu erzielen. Die Platte P im Referenzstrahl dient dazu, Helligkeitsunterschiede in den beiden Zweigen des Interferometers einigermaßen auszugleichen, damit der Kontrast des Streifenbildes möglichst groß wird. Sie besteht aus Bariumfluorid und kompensiert die Fensterverluste. (ein sehr genauer Intensitätsabgleich ist nicht notwendig, da wegen der steilen Gradation des Detektors bereits eine geringe Intensitätsmodulation einen starken Kontrast bewirkt).

Ein Abgleich der optischen Weglängen in beiden Interferometerzweigen ist wegen der großen Kohärenzlänge des Laserlichtes nicht erforderlich. (Aus vorangehenden Messungen der Linienbreite von  $\leq 1 \text{ \AA}$  mittels Fabry-Perot-Interferometer resultiert eine Kohärenzlänge von  $\geq 1 \text{ m}$ ).

## VII. ERGEBNISSE

Die Bariumfluorid-Fenster haben bisher einige hundert Entladungen mit Plasma ohne sichtbare Veränderungen überstanden.

Bei den ersten Messungen betrug die Höhe des vom Laser emittierten Bündels ca. 18 mm. Damit wurde das Plasma im Bereich von 5 mm unter der Gefäßachse bis 23 mm unter der Achse durchstrahlt.

Zur Registrierung der Streifen wurde der graphitierte Detektor verwendet. Das entstehende Leuchtbild wurde mit einer Polaroid-Kamera 3-fach vergrößert fotografiert.

Von den ca. 30 Interferenzstreifen waren jeweils die 3 bis 5 äußersten gegenüber den entsprechenden den Vakuumbildes nicht verschoben (Verschiebung kleiner als  $1/20$  Streifenabstand). Nach innen zu trat eine Verschiebung um bis zu 3,7 Streifenbreiten auf. Abb. 7 zeigt im Vergleich ein Interferenzstreifenbild im Vakuumfall (oben) und das der unmittelbar darauffolgenden Entladung mit Plasma (unten). Die nach innen (links) zunehmende Streifenverschiebung ist deutlich zu sehen.

Um sicher zu sein, daß nicht ein Teil der Verschiebung durch eine Dejustierung des Interferometers zwischen den beiden Aufnahmen entstand, wurden die Vakuumbilder unmittelbar vor und unmittelbar nach der Entladung mit Plasma miteinander verglichen. In fast allen Fällen waren beide Aufnahmen identisch. Traten Abweichungen auf, was zweimal am Beginn einer Meßreihe passierte, so wurden die dazwischenliegenden Plasmaentladungen nicht ausgewertet.

Die Auswertung der Bilder erfolgte durch Ausmessen der Minima

der Interferenzstreifen mit einem Komparator. Die Minima eignen sich aus zwei Gründen besser zur Auswertung als die Maxima:

Erstens wird infolge einer kleinen Dichteänderung des Plasmas während der Dauer des Laserimpulses das Maximum verbreitert, während das Minimum schmaler wird.

Zweitens sorgt die steile, nichtlineare Gradationskurve des Detektors dafür, daß im Falle mittlerer und starker Belichtung die Maxima breiter werden als die Minima, sodaß die Lage der Minima besser definiert ist. (s. Abb.8)

Die so ermittelten Linienverschiebungen bzw. Flächendichten als Funktion des Plasmaradius zeigten die Abb. 9a. Es ist zu erkennen, daß eine Verschiebung um  $1/10$  Streifenabstand, die einer Flächendichte von  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  entspricht, mit Sicherheit angegeben werden kann. Wenn sich eine Streifenverschiebung von  $1/20$  Streifenabstand über mehrere Streifenbreiten erstreckt, kann sie ebenfalls noch gut erkannt werden.

Das tatsächliche Dichteprofil  $n(r)$  kann aus den Meßwerten unter Annahme von Rotationssymmetrie nur durch Anwendung der Abel inversion gewonnen werden. Das aus den Meßwerten der Abb. 9a resultierende Ergebnis, mit dem Rechner IBM 360/91 gewonnen, zeigt die Abb. 9b.

Aus technischen Gründen konnte, wie bereits oben erwähnt, das Plasma nur über einen Radiusbereich von ca. 20 mm untersucht werden. Da für eine Auswertung mit Hilfe der Abel inversion der Ort mit der Streifenverschiebung Null angegeben werden muß, wurde



zunächst nur der äußere Plasmabereich ( $r = 5$  mm bis  $r = 23$  mm) durchstrahlt.

Diese Messungen liefern natürlich das Dichteprofil ebenfalls nur in dem angegebenen Bereich (Abb. 9).

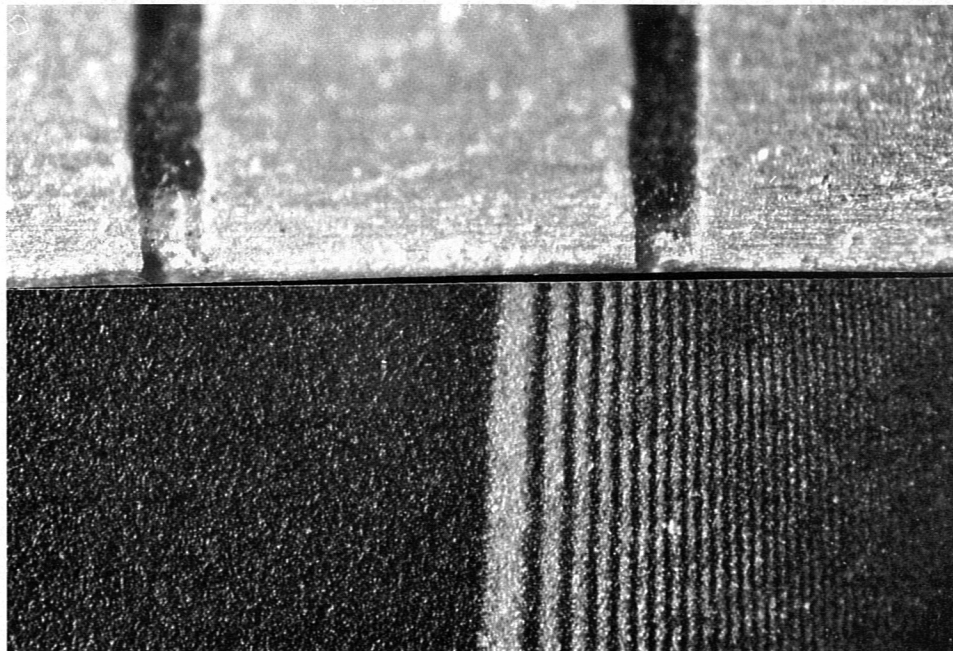
Um das gesamte Profil zu erhalten, wurden weitere Aufnahmen gemacht, bei denen der untersuchte Bereich den Ort  $r = 0$  mit enthält. Die dabei nicht mitgemessene Streifenverschiebung im äußeren Bereich von  $r = 18$  mm bis  $r = 25$  mm wurde entsprechenden vorhergehenden Aufnahmen entnommen.

Die relativ gute Übereinstimmung der so ermittelten Streifenverschiebung im überlappenden Bereich (besser als 10 %) rechtfertigt diese Methode.

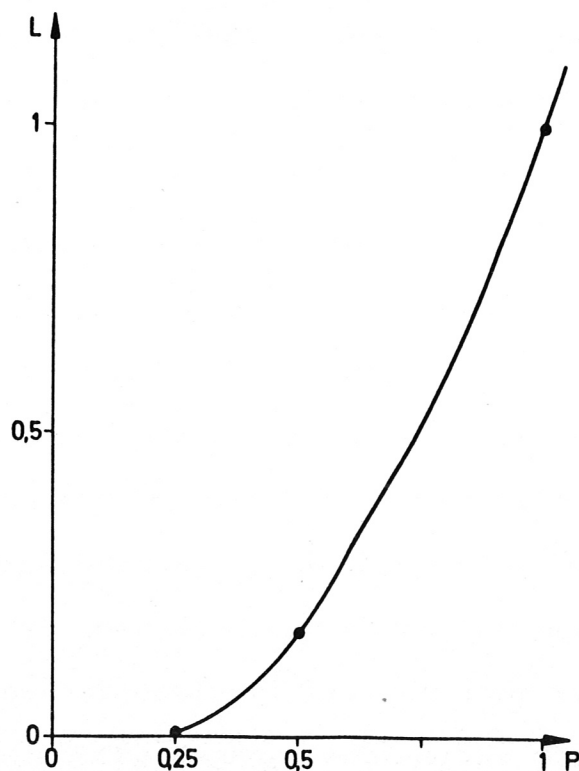
Zwei auf diese Art gewonnene vollständige Profile zeigen die Abb. 10 und 11. Bei der Aufnahme in der dynamischen Phase (ca.  $2 \mu\text{s}$  nach der Zündung), Abb. 10, ist deutlich zu erkennen, daß die Elektronendichte noch keine einfache Abhängigkeit vom Radius aufweist.

Da nach Anwendung der Abelinversion aus relativ kleinen Fluktuationen im Flächendichteprofil (Abb. 10a) große Spitzen im Dichteprofil (Abb. 10b) auftreten, muß sorgfältig geprüft werden, welche Schwankungen echt sind und welche, da statistischer Natur, durch Glätten des Flächendichteprofiles vermieden werden dürfen. Es wird vermutet, daß die Spitze bei  $r = 12$  mm nicht realistisch ist (sie wird nur durch den Meßwert einer einzigen Stützstelle hervorgerufen). Die Schulter zwischen  $r = 8$  mm und  $r = 10$  mm dürfte dagegen echt sein. Sie wird durch Meßwerte an 6 Stützstellen festgelegt.

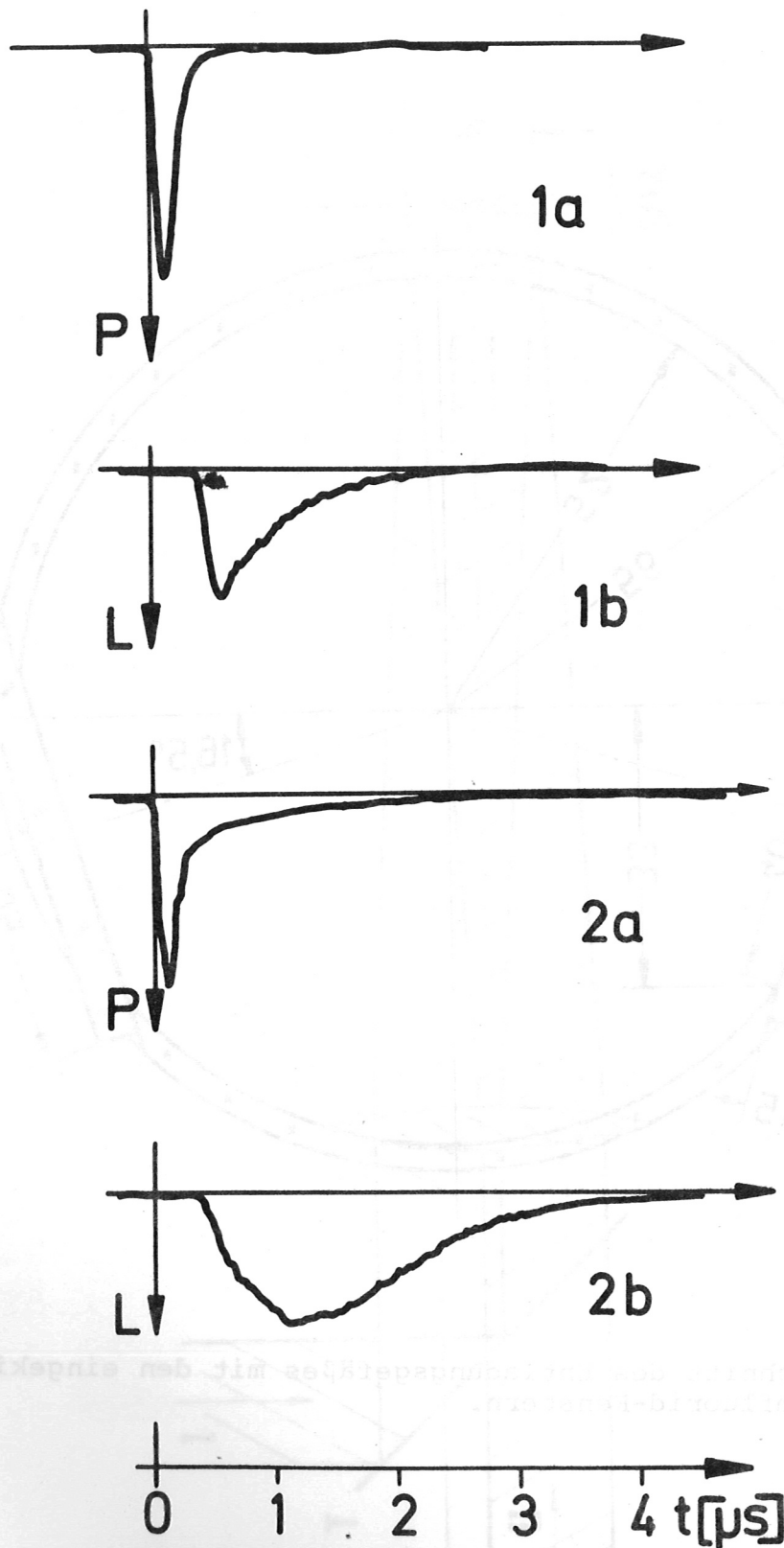
Diese Arbeit zeigt, daß die side-on-Interferometrie mit CO<sub>2</sub>-Laserlicht von 10,6 µm Wellenlänge ausgezeichnet geeignet ist, zur Messung von Dichte-Profilen an toroidalen Plasmen bis hinab zu einigen 10<sup>14</sup> cm<sup>-3</sup> Elektronen. Größere Strahlteilerplatten im Interferometer werden es ermöglichen, das zur Zeit aus 2 Teilstücken zusammengesetzte Gesamtprofil auch bei einer Entladung zu messen.



**Abb.1:** Beugungsbild einer undurchlässigen Kante im Parallellichtbündel eines gepulsten  $\text{CO}_2$ -Lasers. Der Abstand der beiden dicken Marken beträgt 1 mm und soll die Ortsauflösung des flächenhaften Detektors demonstrieren.



**Abb.2:** Lichtintensität L des aufglühenden Graphits (registriert mit Fotomultiplier) in Abhängigkeit der auftreffenden Laserleistung P (Einheiten willkürlich)



**Abb.3:** Zeitverlauf von Laserimpuls (P) und Leuchterscheinung des Graphitdetektors (L) für die Fälle kurzer Laserimpuls (1) und Laserimpuls mit Schwanz (2). Die kurzen Laserimpulse (1a) werden bei Gasfüllungen ohne Stickstoffzusatz emittiert, z.B. 150 Torr  $\text{CO}_2$  + 150 Torr He. Impulse mit Schwanz treten bei  $\text{N}_2$ -Zusatz auf, etwa 50 Torr  $\text{CO}_2$  + 50 Torr  $\text{N}_2$  + 150 Torr He.

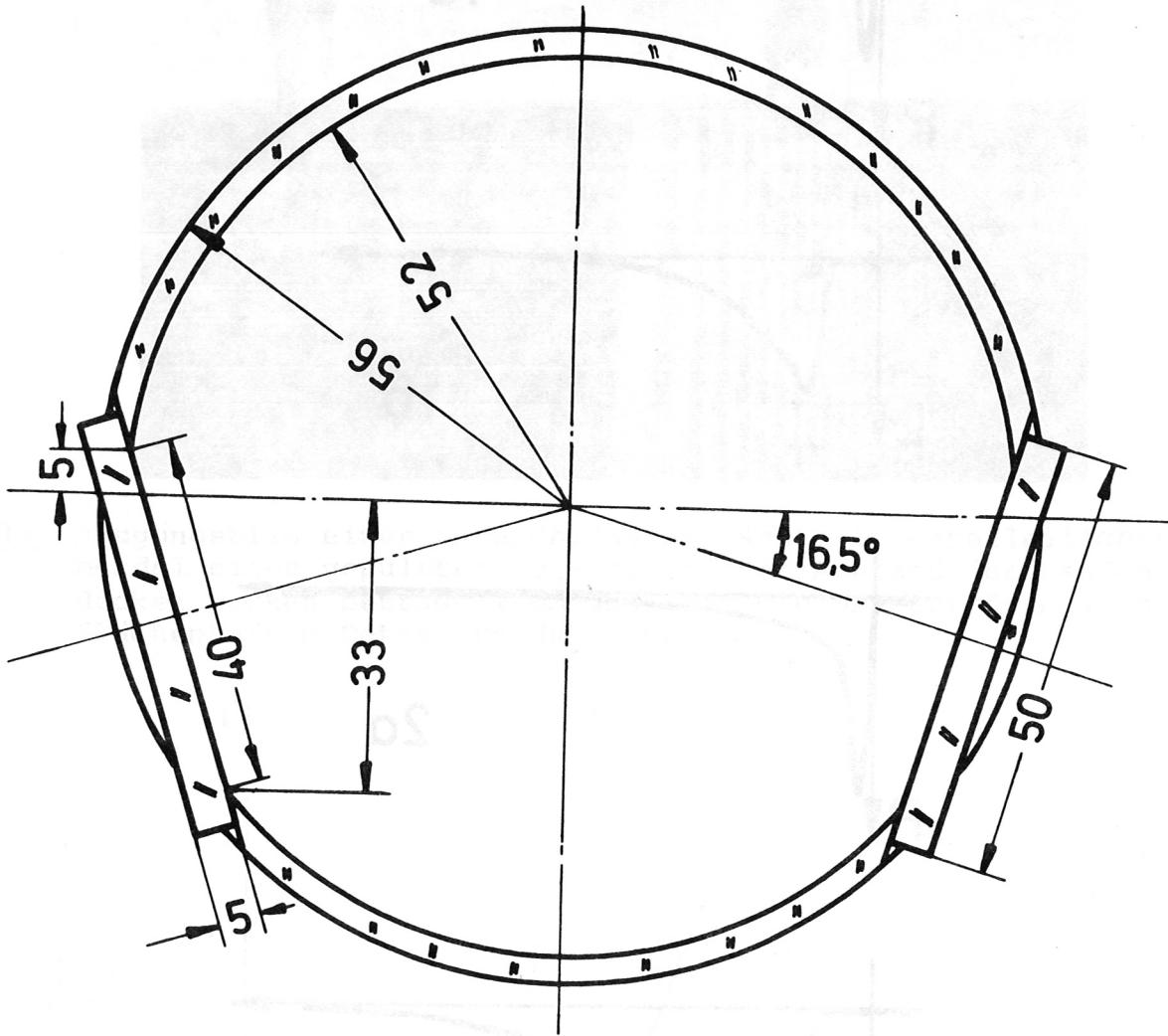
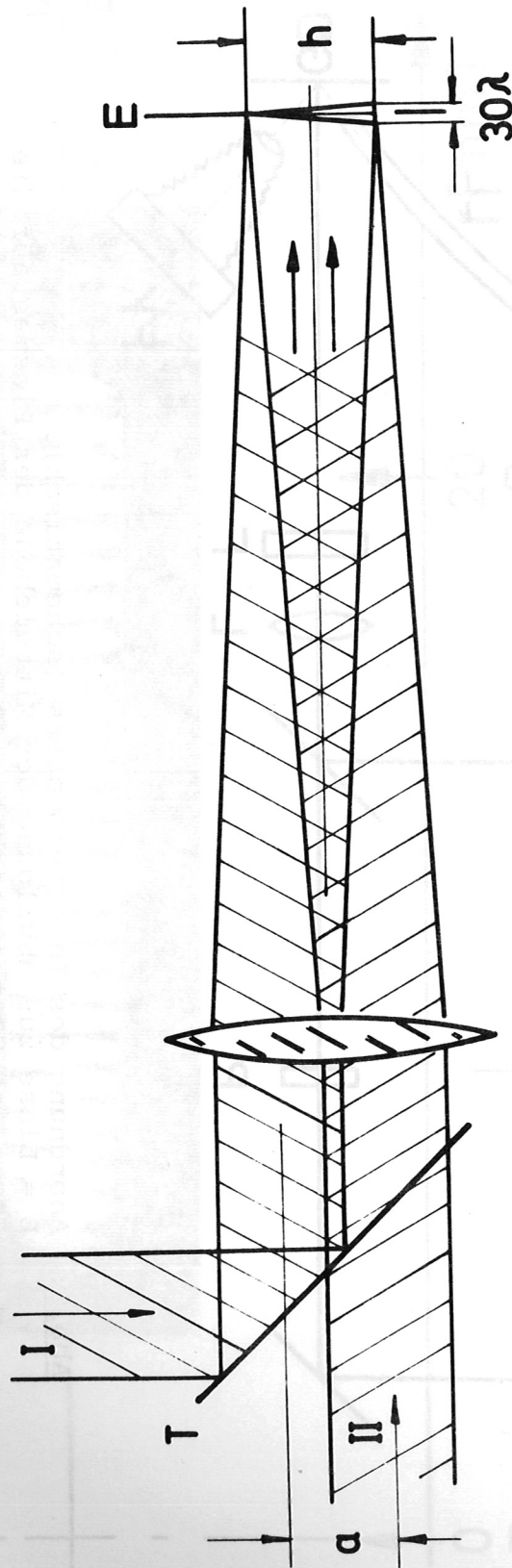


Abb.4: Querschnitt des Entladungsgefäßes mit den eingekitteten Bariumfluorid-Fenstern.

Abb. 3: Teilverlauf von Laserimpuls (2) und Leuchtstrahlung des Graphitdetektors (1) für die Wille kurzer Laserimpuls (1) und Laserimpuls mit Schwanz (2). Die kurzen Laserimpulse werden bei Bestrahlungen ohne Störstrahlung emittiert. Die Leuchtstrahlung des Graphitdetektors (1) wird bei Bestrahlung mit Schwanz (2) emittiert. Die Leuchtstrahlung des Graphitdetektors (1) wird bei Bestrahlung mit Schwanz (2) emittiert.



**Abb.5:** Um in der Detektorebene E 30 Interferenzstreifen zu erhalten, müssen die interferierenden Bündel um den Winkel  $30\lambda/h$  gegeneinander geneigt sein. Am Ort der letzten Teilerplatte T des Interferometers müssen sie daher einen Abstand a haben, der nicht, wie bei Interferometrie im Sichtbaren, zu vernachlässigen ist.

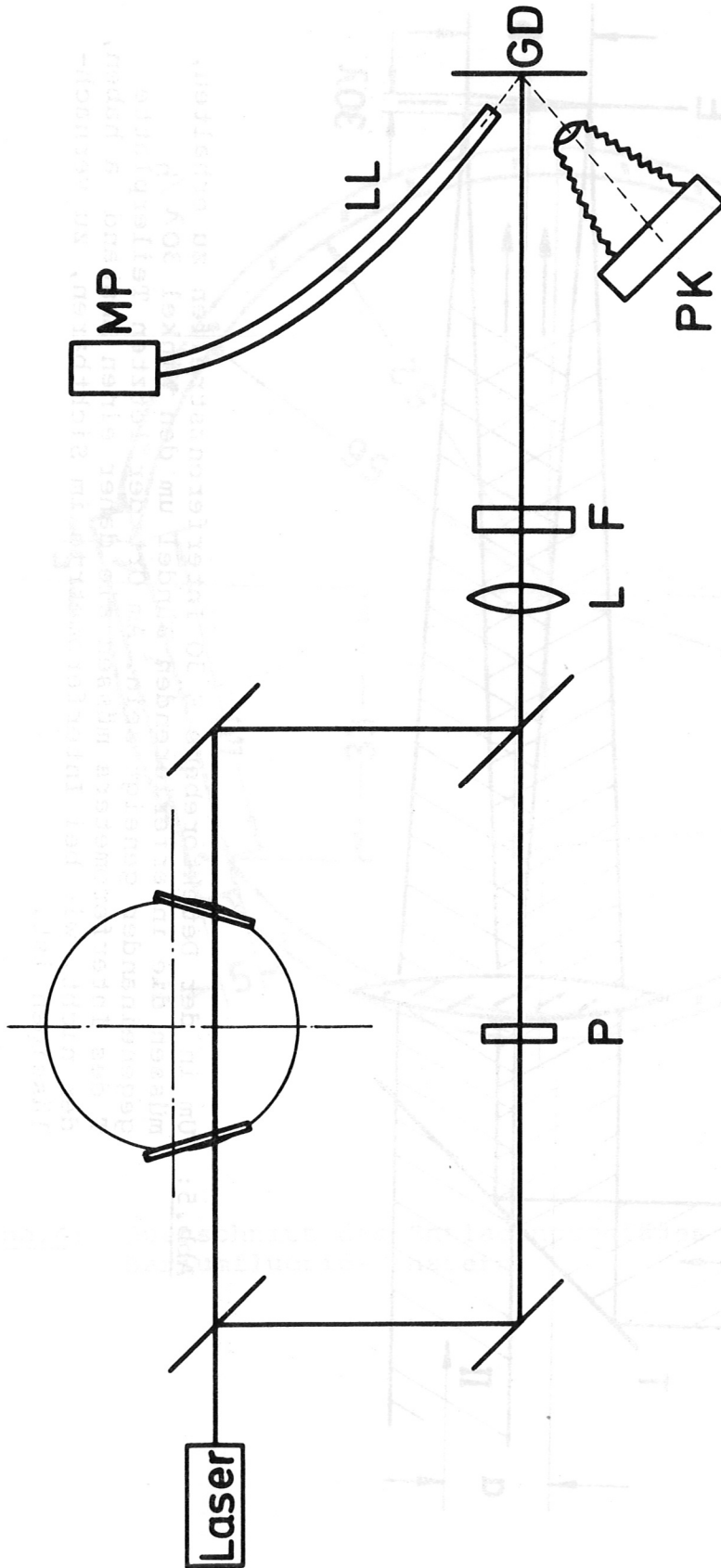


Abb. 6:

Anordnung des Interferometers (schematisch).  
L = Linse zur Abbildung der Mittelebene des Plasmas auf die Ebene des Graphitdetektors GD  
F = Filter (Germaniumplatte) zum Unterdrücken kurzwelliger Strahlung  
P = Absorptionsplatte zum Abgleich der Intensitäten in beiden Interferometerzweigen  
PK = Polaroid - Kamera  
LL = Lichtleiter, durch den mit dem Multiplier MP die Leuchteinspeisung auf dem Graphit-Detektor zeitlich verfolgt wird.

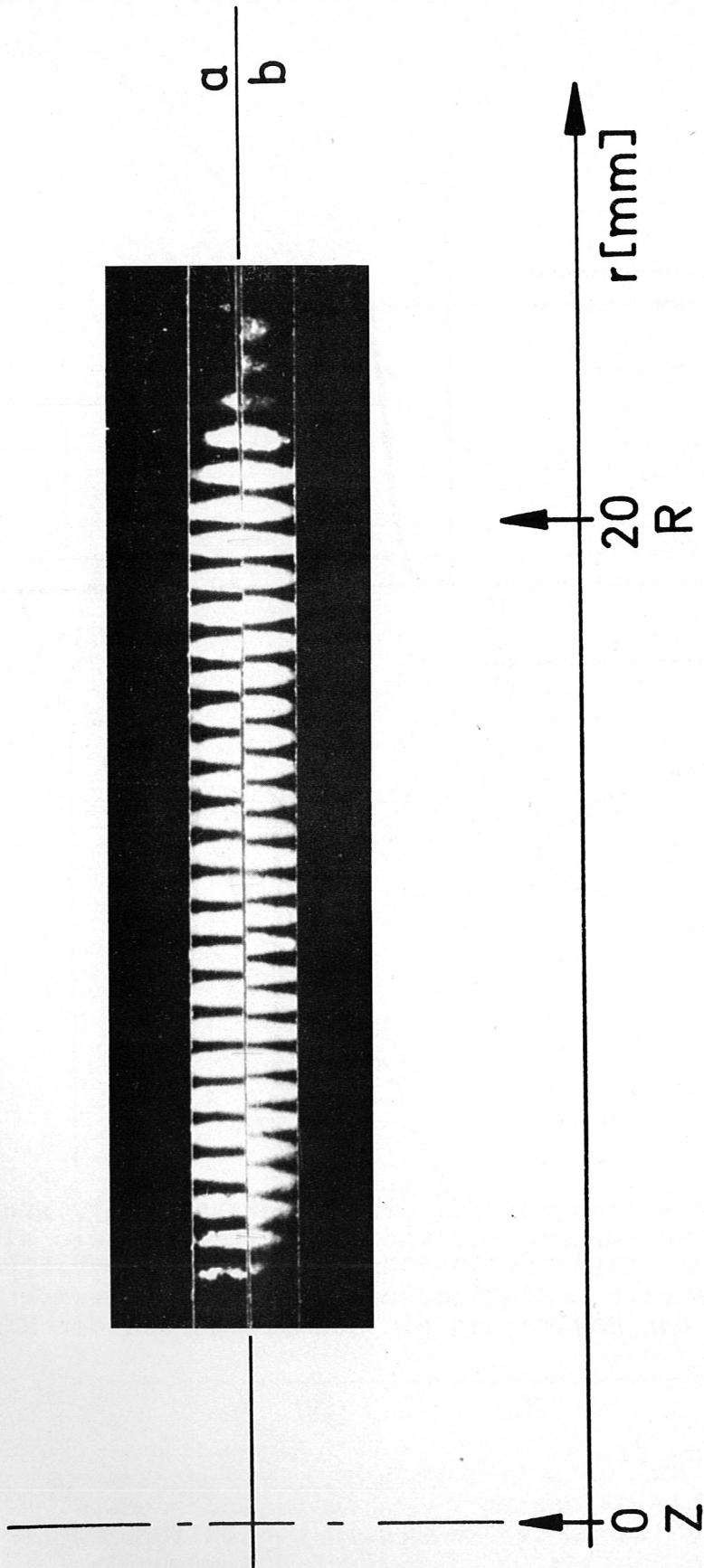


Abb.7: Vergleich der Interferenzstreifen im Vakuum (a) (oben) und im Falle der unmittelbar darauffolgenden Entladung mit Plasma (b). Bei R befindet sich der Rand des Plasmas, bei z das Zentrum.



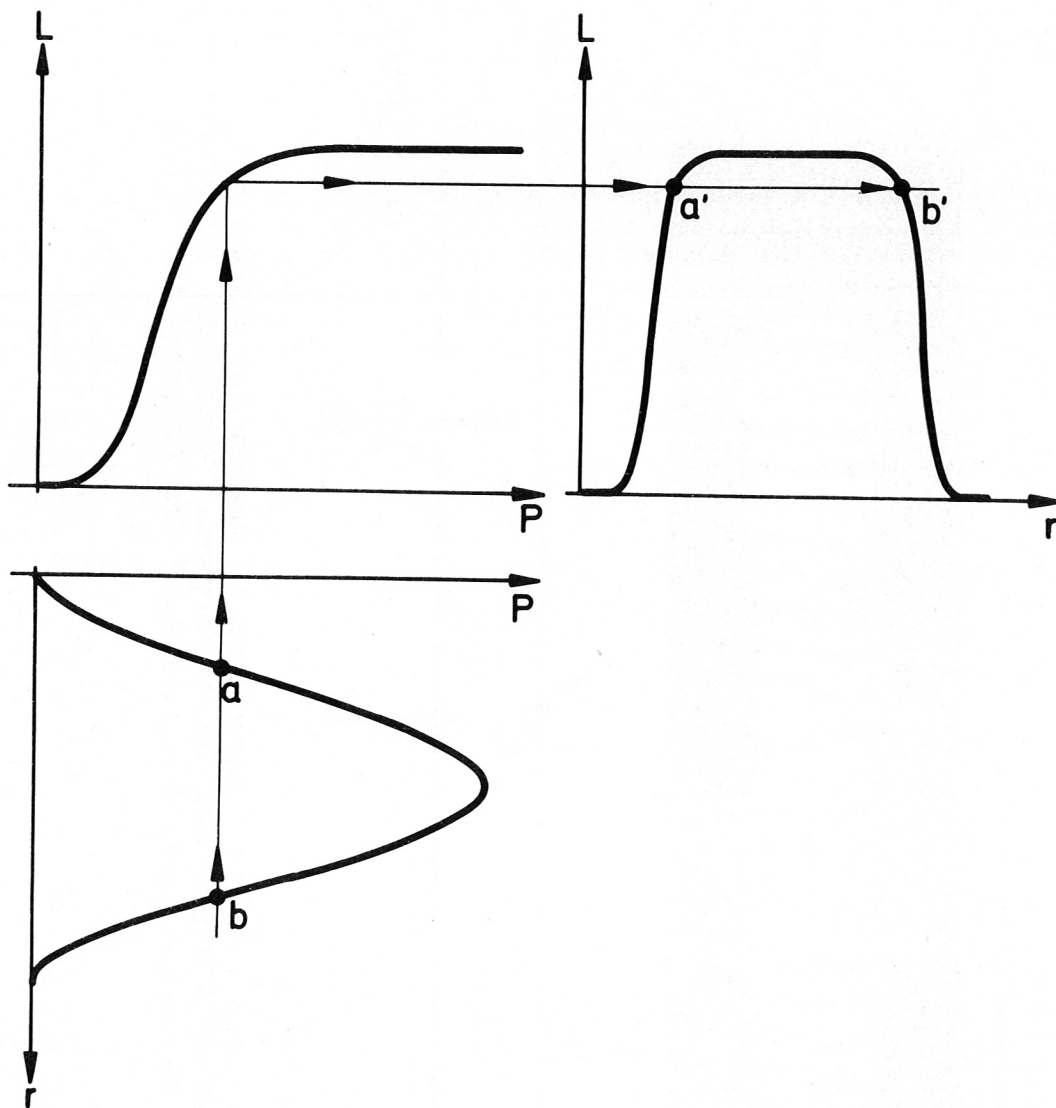
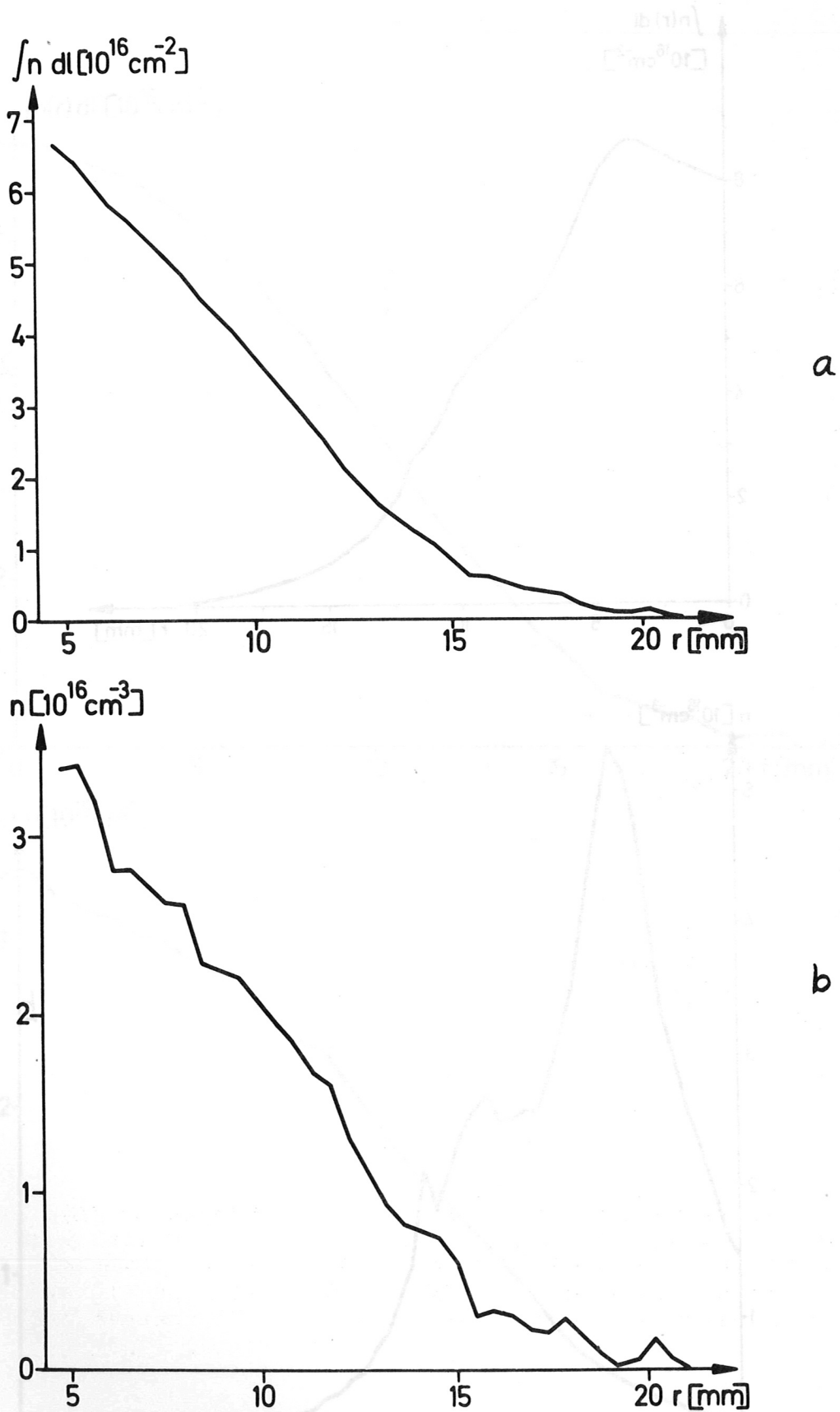


Abb.8: Helligkeitsverteilung auf dem Graphitdetektor ( $L$ ), die entsteht, wenn eine Laserintensität ( $P$ ) auftrifft, wie sie durch eine Zweistrahlinterferenz entsteht (schematisch). Die stark nicht lineare Gradationskurve ( $L$  über  $P$ ) bewirkt eine Verbreiterung der Maxima und ein Schmälerwerden der Minima.

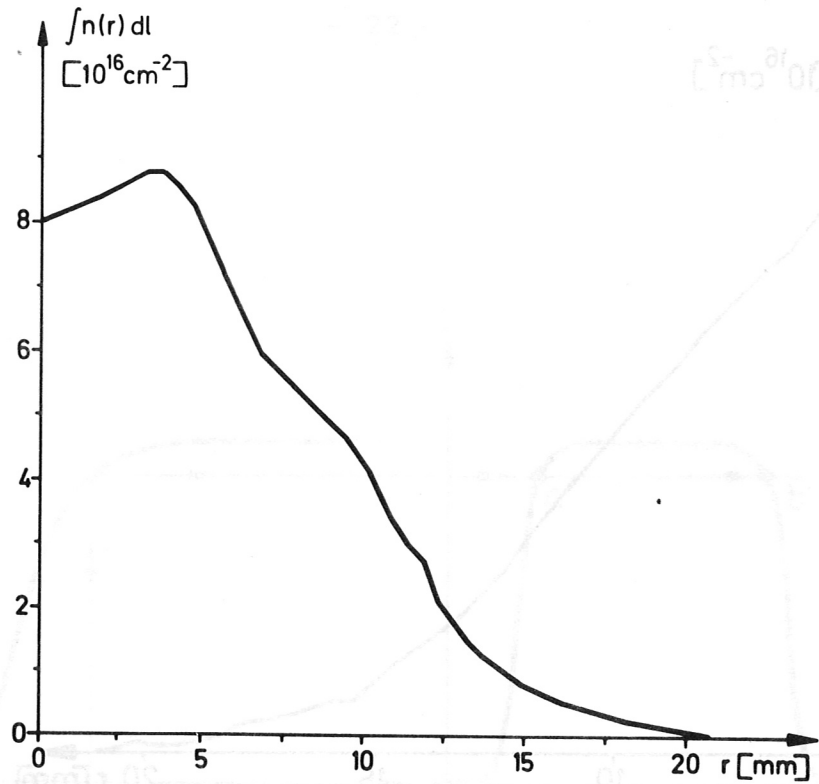


a

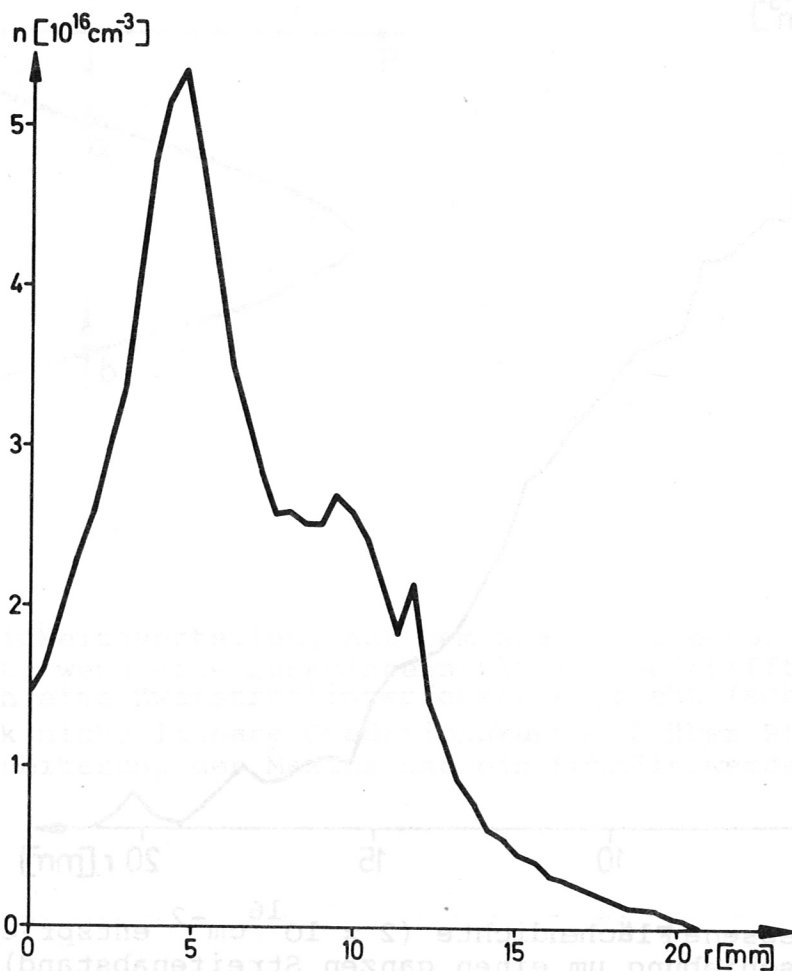
b

Abb. 9: a) Gemessene Flächendichte ( $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  entspricht einer Verschiebung um einen ganzen Streifenabstand) als Funktion des Plasmaradius. Meßzeitpunkt:  $4,3 \mu\text{s}$  nach Zündung des  $\theta$ -Pinches (entspricht etwa dem Maximum des Magnetfeldes). Die Meßkurve ist als Polygonzug gezeichnet. Jede Ecke entspricht einem Meßpunkt. (Keine Glättung)

b) Die aus 9a resultierende Elektronendichte als Funktion des Plasmaradius.

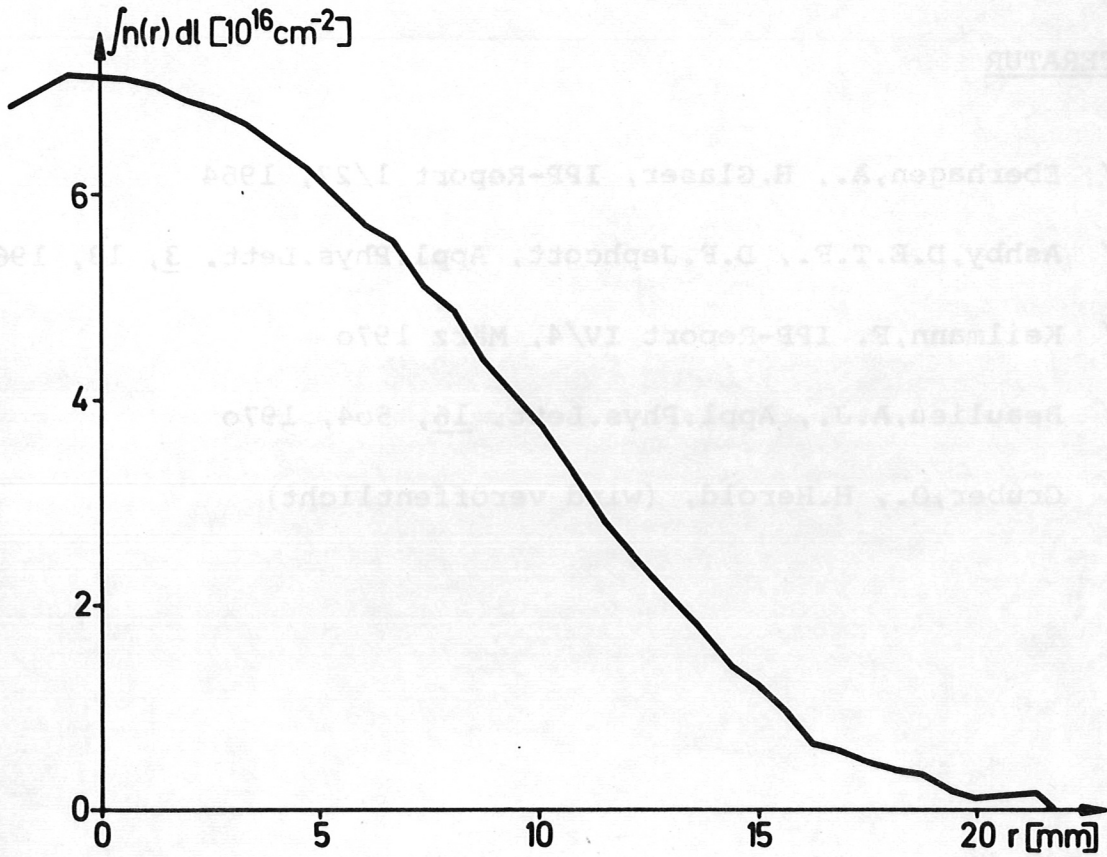


a

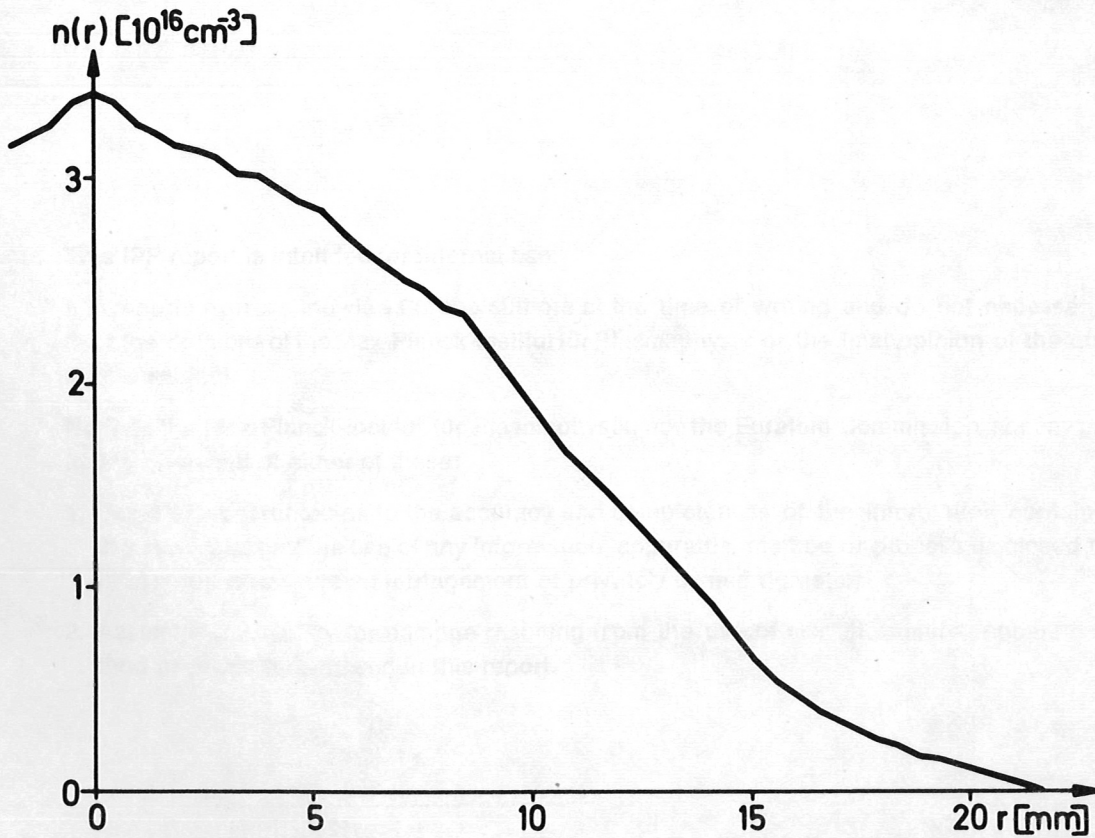


b

Abb.10: a) Flächendichte als Funktion des Plasmaradius zu einem frühen Zeitpunkt der Entladung ( $2 \mu\text{s}$  nach der Zündung). Zu diesem Zeitpunkt sind auf Schmierbildern noch deutlich Kompressionsschwingungen der Plasmasäule zu sehen.  
b) Dichte als Funktion des Plasmaradius nach Anwendung der Abelversion auf 10a.



a



b

Abb.11: a) u. b) Flächendichte und Dichte zu einem späteren Zeitpunkt der Entladung ( $5,6 \mu\text{s}$  nach der Zündung).

LITERATUR

- /1/ Eberhagen, A., H. Glaser, IPP-Report 1/27, 1964
- /2/ Ashby, D.E.T.F., D.F. Jephcott, Appl. Phys. Lett. 3, 13, 1963
- /3/ Keilmann, F. IPP-Report IV/4, März 1970
- /4/ Beaulieu, A.J., Appl. Phys. Lett. 16, 504, 1970
- /5/ Gruber, O., H. Herold, (wird veröffentlicht)

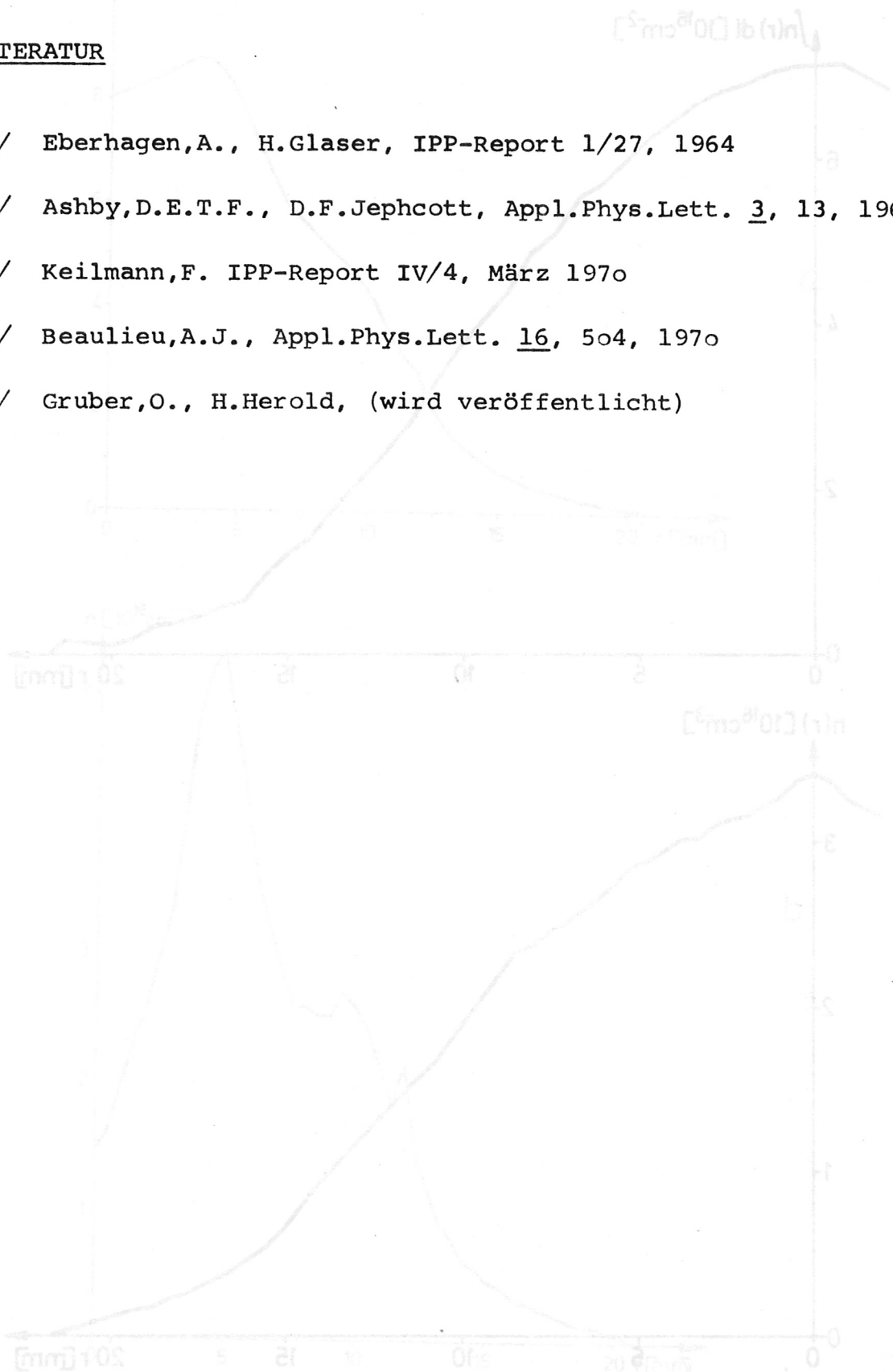


Abb. 10: a) Plasmadichte  $n(t)$  als Funktion des Zeitpunktes  $t$  im Abstand  $x$  von der Kathode. b) Plasmadichte  $n(t)$  als Funktion des Zeitpunktes  $t$  im Abstand  $x$  von der Kathode. Die Kurven zeigen die zeitliche Entwicklung der Plasmadichte in Abhängigkeit von der Entfernung  $x$  von der Kathode.