

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Kurzzeitaufnahmen der Interferenz-
streifenverteilung über den Quer-
schnitt des Entladungsgefäßes einer
Thetapinchanlage

Franz Peter Küpper

IPP 1/10

Mai 1963

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.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
I. Interferenzstreifen-aufnahmen mit zwei Frequenzen	4
1. Grundlagen der Experimente	4
2. Versuchsanordnung	12
a) Thetapinch	13
b) Interferometer	16
c) Funkenblitz	20
d) Steuerung	24
3. Auswertung	26
a) Elektronendichtebestimmung	26
b) Fehlerbetrachtung	30
4. Versuchsergebnis	31
II. Dreibildkameraaufnahmen der Interferenzstreifen- verteilung	33
1. Begründung des Versuchs	33
2. Versuchsanordnung	37
a) Optischer Aufbau	37
b) Elektrische Anlage	40
c) Steuerung	42
3. Auswertung	45
4. Versuchsergebnis	46
5. Aufnahmen "Nullter Ordnung"	51
Literaturverzeichnis	56
Abbildungen 7 und 12b bis 15c	57
Anhang	67

Zusammenfassung

Die Messung der Elektronendichte im Plasma mit Hilfe eines optischen Interferometers ist 1958 zum erstenmal vorgeschlagen worden ¹⁾ und wird seit zwei Jahren mit Erfolg angewendet. Die Behandlung allgemeiner Fragen der interferometrischen Messungen am Thetapinch ist bereits erfolgt ²⁾ und wird hier nach Möglichkeit vermieden.

Die interferometrischen Dichtemessungen, die in dieser Arbeit beschrieben werden, dienen zur Beantwortung zweier Fragen.

I. Welchen Einfluß haben angeregte Wasserstoffmoleküle, -molekülionen, -atome sowie Wasserstoffionen und Verunreinigungen auf die Interferenzstreifenverschiebung ?

II. Wie ist die radiale Symmetrie der Elektronendichteverteilung ?

Zur Beantwortung beider Fragen werden Kurzaufnahmen der Interferenzstreifenverteilung über die Fläche des Entladungsrührquerschnitts benutzt.

¹⁾ Alpher, White, Physics of Fluids 1, S. 452

²⁾ Igenbergs, Diplomarbeit

Im Abschnitt I wird gezeigt, daß die Einflüsse der störenden Teilchen auf die Interferenzstreifenverschiebung innerhalb der Fehlergrenzen der Auswertung liegen. Die Verschiebung der Interferenzstreifen ist demnach ein genaues Maß für die Änderung der Elektronendichte. Dieses Ergebnis kann nicht verallgemeinert werden, es ist an die speziellen Versuchsbedingungen der benutzten Thetapinchanlage gebunden.

Der Abschnitt II enthält die Symmetrieuntersuchung der Elektronendichte. Zur Vermeidung der Forderung der Reproduzierbarkeit der Entladung, werden während einer Entladung drei Kurzaufnahmen der Interferenzstreifenverteilung gemacht. Der hierzu verwendete Bildwandler läßt Belichtungszeiten von 10 Nanosekunden bei einem zeitlichen Bildabstand von 200 nsec zu. Diese Belichtungszeiten erlauben scharfe Aufnahmen der Interferenzstreifen zu fast allen Zeitpunkten der Entladung. Die Auswertung der Interferenzstreifenbilder lassen erkennen, daß sich die Orte gleicher Elektronendichte, zumindest nach der ersten maximalen Kompression, ringförmig um ein Zentrum ordnen, das jedoch nicht am Ort der Spulenachse zu liegen braucht. Kreisförmige Zonen gleicher Elektronendichte, deren Mittelpunkt die Spulenachse ist, sind nicht beobachtet worden.

Bezüglich der Symmetrie der Dichteverteilung bei Beginn der Entladung sind, je nach der Richtung der eingefangenen Magnetfelder, große Unterschiede festgestellt worden. In der Ebene des Spulenanschlusses treten zu beiden Seiten des Gefäßmittelpunktes unterschiedliche Gradienten der Elektronendichte auf. Die Aufnahmen der Dichtefelder zeigen, daß von Elektronendichtemessungen längs eines Durchmessers der Querschnittsfläche nicht auf die Dichteverteilung an anderen Punkten des Querschnitts geschlossen werden darf.

Die Aufnahmen "Nullter Ordnung" liefern ohne Auswertung direkt die Symmetrieverhältnisse der Elektronendichten.

I. Interferenzstreifen aufnahmen mit zwei Frequenzen

1. Grundlagen der Experimente

Die bisherigen Messungen der Elektronendichte mit dem Interferometer nach Mach-Zehnder hatten zur Voraussetzung, daß die beobachtete Streifenverschiebung allein durch die vorhandenen Elektronen erfolgte. Die Gültigkeit dieser Annahme wird durch ein Experiment geprüft.

Im allgemeinen können keinerlei Voraussetzungen über die Reinheit einer Entladung gemacht werden. In einer Wasserstoffentladung muß man damit rechnen, Wasserstoffmoleküle, -Atome und -Ionen sowie Verunreinigungen der verschiedensten Elemente im Entladungsgefäß vorzufinden. Die H_2 -Moleküle, H_2^+ Ionen, H-Atome und Verunreinigungen können in allen möglichen Anregungszuständen vorhanden sein. Der Brechungsindex kann demnach geschrieben werden:

$$n = n_{H_2} + n_{H_2^+} + n_H + n_V + n_e$$

Der Beitrag der H-Ionen (n_{H^+}) wird vernachlässigt; siehe Gleichung (5).

Alle erwähnten Teilchen, mit Ausnahme der Wasserstoffionen und Elektronen, stellen schwingungsfähige Systeme

mit einer großen Zahl von Übergangsfrequenzen $\omega_{\mu\nu}$ dar.

Die Dispersionsformel (1) der Wellenmechanik ³⁾

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi e^2}{mc} \sum_{\mu, \nu} \frac{N_{\mu\nu} f_{\nu}}{\omega_{\mu\nu}^2 - \omega^2} \quad (1)$$

läßt erkennen, daß bei einer ungünstigen Wahl der Frequenz ω des interferierenden Lichtes, der Nenner der Summe sehr klein und damit der Beitrag der betreffenden Teilchensorte zur Änderung des Brechungsindex beträchtlich werden kann.

Bei der Bestimmung der Elektronendichte während einer Entladung ist nur der Gesamteinfluß aller störenden Teilchen auf die Änderung des Brechungsindex maßgebend und muß eliminiert werden.

Der Beitrag der genannten Teilchen zum Brechungsindex wird durch ein Experiment bestimmt. Dessen Wirkungsweise soll für angeregte Wasserstoffatome erklärt und berechnet werden.

³⁾ Sommerfeld, Optik Band IV

Für den Übergang $\mu \rightarrow \nu$ lautet die Dispersionsformel (1) :

$$n_{H1}^2 - 1 = \frac{4\pi e^2}{mc} \cdot \frac{N_{\mu\nu} f_{\mu\nu}}{\omega_{\mu\nu}^2 - \omega_1^2} \quad (2)$$

ω_1 sei die Frequenz des eingestrahnten Lichtes. Werden gleichzeitig Interferenzen mit einer zweiten Frequenz ω_2 erzeugt, liefert (1) für den gleichen Übergang einen Wert n_{H2}^2 , der sich von n_{H1}^2 je nach der Größe der Differenzen $\omega_{\mu\nu}^2 - \omega_1^2$ und $\omega_{\mu\nu}^2 - \omega_2^2$ unterscheidet.

Für das Plasma gilt die Dispersionsgleichung

$$n_{e,H^+}^2 - 1 = - \frac{\Omega_p^2 + \Omega_p'^2}{\omega^2} \quad (3)$$

Hier sind die Zyklotronfrequenzen der Elektronen und Ionen gegen die Frequenz ω des eingestrahnten Lichtes vernachlässigt. Der Unterschied beträgt für maximale Magnetfeldstärken mehr als 3 Zehnerpotenzen. Ferner sind die Dämpfungsmechanismen und die Absorption vernachlässigt. Es wird vorausgesetzt, daß kein Magnetfeld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle existiert.

Wegen $\Omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{m_{H^+}} N_{H^+}$, $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{m_e} N_e$ (4)

und $m_{H^+} \gg m_e$ (5)

folgt mit $N_e \approx N_{H^+}$: $\Omega_p^2 \ll \omega_p^2$

Damit lautet die Gleichung (3) unter Berücksichtigung von (5)

$$n_e^2 - 1 = - \frac{4\pi e^2}{m_e \omega^2} \cdot N_e \quad (6)$$

Die Gleichungen (2) und (6) zeigen, der Brechungsindex für Elektronen n_e hat eine andere Frequenzabhängigkeit als der Brechungsindex der einzelnen angeregten Zustände der Wasserstoffatome. Mit der Vernachlässigung $n+1 \approx 2$ ergeben die Gleichungen (1) und (6) für die Änderung der Brechungsindizes der beiden Teilchensorten

$$\Delta n_H = \frac{2\pi e^2}{m_e} \sum_{\mu, \nu} \frac{f_{\mu\nu}}{\omega_{\mu\nu}^2 - \omega^2} \cdot N_{\nu} \quad \text{und} \quad (7)$$

$$\Delta n_e = - \frac{2\pi e^2}{m_e \omega^2} \cdot N_e \quad (8)$$

In (7) und (8) sind die Dichten der H-Atome und Elektronen vor der Messung gegenüber den entsprechenden Werten zur Zeit der Messung vernachlässigt.

Unter der Voraussetzung des thermischen Gleichgewichts können die Besetzungsdichten N_ν für bestimmte Temperaturen T_i aus der Boltzmann Formel ⁴⁾ berechnet werden. Die Gesamteilchendichte N_0 wird vorgegeben. Alle übrigen Größen werden Tabellen entnommen ⁵⁾

$$N_\nu = N_0 \frac{g_\nu}{Z_0(T)} \exp\left(-\frac{E_\nu}{kT}\right) \quad (9)$$

g_ν : Statistisches Gewicht der Anregungsstufe ν ,
siehe (10)

E_ν : Anregungsenergie des Zustandes ν

$Z_0(T)$: Zustandssumme, siehe (11)

$$g_\nu = 2\nu^2 \quad (10)$$

$$Z_0(T) = \sum_\nu g_\nu \exp\left(-\frac{E_\nu}{kT}\right) \quad (11)$$

Die Tabelle 1 enthält die Zusammenstellung der nach (7) und (8) berechneten Werte $\Delta n_H(\omega)$ und $\Delta n_e(\omega)$. Die Flächendichte N_0 (siehe Gl.(9) und S.11) der H-Atome beträgt $5 \cdot 10^{17}$ Teilchen pro cm^2 ; der gleiche Wert wurde für die Elektronendichte N_e eingesetzt. $\Delta n_H(\omega)$ ist für verschiedene Temperaturen T (siehe Gleichung (9) und (10)) angegeben. Die Werte für N_0 und T sind der Rechnung

⁴⁾ Unsöld, Physik der Sternatmosphären, S.83

⁵⁾ Allen, Astrophysical Quantities

von D. Düchs ⁶⁾ entnommen. Die in der Tabelle angegebenen Frequenzen ω sind bei den Experimenten verwendet worden.

$\omega \cdot 10^{-15}$ [sec ⁻¹]	$\Delta n_e(\omega)$ $\cdot 10^5$	$\Delta n_H(\omega) \cdot 10^5$		
		10^4°K	$4 \cdot 10^4 \text{°K}$	$7 \cdot 10^4 \text{°K}$
2,99	-8,90	+1,44	-16,4	-20,4
3,43	-6,66	+0,143	-1,69	-2,02

Tab. 1

Die Abhängigkeit der Brechungsindizes der H-Atome und Elektronen von der Frequenz des interferierenden Lichtes.

Der Einfluß aller anderen angeregten Teilchenarten auf den Brechungsindex ist entsprechend ihren Übergangsfrequenzen von der Frequenz des interferierenden Lichtes abhängig, wie das am Beispiel des Wasserstoffatoms gezeigt worden ist.

⁶⁾ D. Düchs, Diplomarbeit

Die Änderung des Brechungsindex Δn wird aus der Streifenverschiebung der Interferenzstreifen bestimmt. Interferieren Lichtwellen der Frequenz ω , so ist die Verschiebung der Interferenzstreifen um z Ordnungen proportional der Änderung des Brechungsindex Δn multipliziert mit der Länge L der Meßstrecke.

$$z = \frac{\omega}{2\pi c} \cdot L \cdot \Delta n \quad (12)$$

Bei einer inhomogenen Dichteverteilung längs des Meßweges L ist $\Delta n = \Delta n(l)$. Dann wird aus (12):

$$z = \frac{\omega}{2\pi c} \int_0^L \Delta n(l) dl \quad L = 16 \text{ cm} \quad (13)$$

Mit der Beziehung (7) lautet (13) jetzt für den Beitrag z_s aller störenden Teilchen zur Streifenverschiebung:

$$z_s(\omega) = C \cdot \omega \int_0^L \sum_{\nu} \frac{f_{\nu}}{\omega_{\nu}^2 - \omega^2} \cdot N_{\nu}(l) dl \quad (14)$$

Ferner ergibt (8) mit (13) die Streifenverschiebung z_e durch die Elektronen:

$$z_e(\omega) = -\frac{C}{\omega} \int_0^L N_e(l) dl, \quad C = \frac{e^2}{m_e c} \quad (15)$$

Die Streifenverschiebung z ist also kein Maß für eine örtliche Dichte, sondern gibt den Wert des Integrals über alle örtlichen Dichten längs des Meßweges L . Der Ausdruck $\int_0^L N(l)dl$ wird als Flächendichte bezeichnet, seine Dimension ist cm^{-2} . Die Gleichungen (14) und (15) zeigen, wie die Interferenzstreifenverschiebung z sich mit der Frequenz ω auf unterschiedliche Weise ändert, je nachdem diese Verschiebung durch störende Teilchen z_s oder Elektronen z_e bewirkt wird. Werden zu gleicher Zeit zwei Kurzaufnahmen der Streifenverteilung über den Querschnitt des Entladungsgefäßes mit zwei Frequenzen gemacht, kann die Streifenverschiebung $z_e(\omega)$ eliminiert werden. Danach zeigt ein Vergleich der beiden Aufnahmen, ob darüber hinaus noch eine Verschiebung $z_s(\omega)$ erfolgt ist. Zu diesem Zweck werden $z_s(\omega)$ und $z_e(\omega)$ für 2 verschiedene Frequenzen untersucht. Es kann unter Umständen sein, daß die Frequenzen von allen beteiligten Übergängen aller Teilchen, deren zugehörige Besetzungsdichten und Oszillatorstärken symmetrisch zu den Frequenzen ω_1 und ω_2 liegen. In diesem Fall wird das Experiment keinen Einfluß der störenden Teilchen auf die Streifenverschiebung ergeben, obwohl solche Teilchen vorhanden sind. Die Untersuchung mit der 2-Frequenzmethode liefert nur die Summe der Beiträge der störenden Teilchen zum Gesamtbrechungsindex.

2. Versuchsanordnung

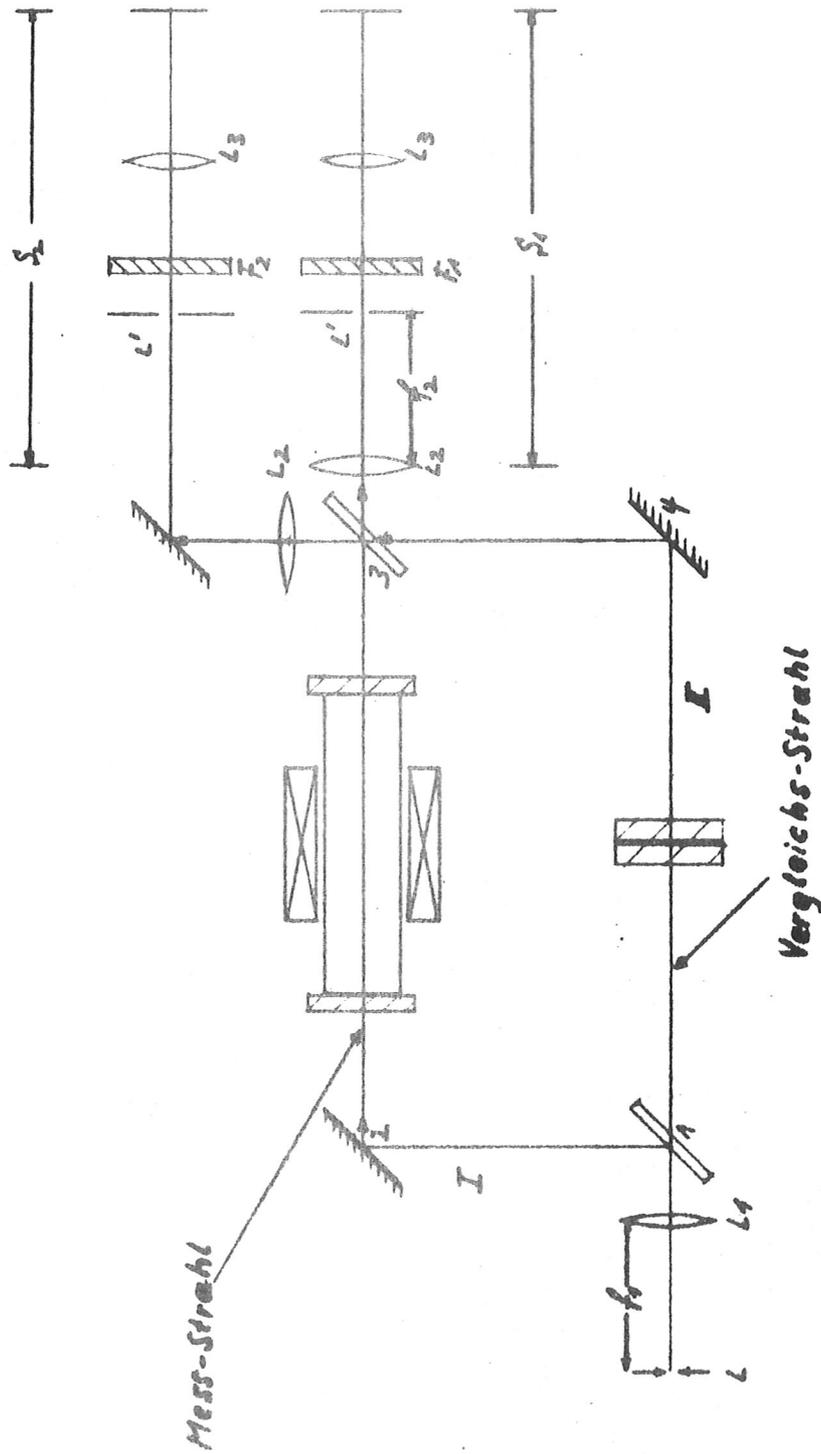


Abb. 1
Strahlengang in der Versuchsanordnung für Zweifrequenzaufnahmen

Die Abbildung 1 vermittelt eine Übersicht des gesamten Aufbaues. Der Funkenblitz L dient als Kurzzeitlichtquelle. Im Meßstrahlengang I des Mach-Zehnder Interferometers ist die Spule mit dem Entladungsgefäß montiert. Die Achse des Gefäßes fällt mit der optischen Achse des Strahlenganges I zusammen. Die Systeme S_1 und S_2 dienen zur Abbildung der Interferenzstreifen mit zwei verschiedenen Frequenzen. Diese werden durch die Filter F_1 und F_2 bestimmt.

a) Thetapinch

Die wichtigsten Angaben, die den Thetapinch charakterisieren, sind in der Tabelle 2 zusammengestellt.

Die Schaltung der sechs Kondensatoren wird mit sechs Dreielektrodenfunkenstrecken durchgeführt. Die Streuung dieser sechs Schalter liegt unter 50 nsec. Die Steuerung der Schalter $S_1 - S_6$ (siehe Abb. 2) besorgt die Funkenstrecke S_0 , deren Zündung die Erdung der Mittelelektroden der sechs Schalter zur Folge hat.

Kondensatoren	6
Gesamtkapazität C	46,26 μ F
Ladespannung U	18 kV
Energieinhalt E	7,48 kJ
Dauer einer Schwingung	7,2 μ sec
Gesamtinduktivität	28 m μ Hy
Spuleninduktivität	20 cm
dJ/dt max	$6,3 \cdot 10^{11}$ A/sec
maximaler Spulenstrom	$7,17 \cdot 10^5$ A
maximales Magnetfeld im Inneren der Spule	53 k Γ
Spulenlänge	16 cm
Spulendurchmesser innen	5,7 cm
Gefäßdurchmesser innen	4,5 cm
Gefäßlänge	78 cm
Anfangsdruck	10^{-1} Torr
Füllgas	Wasserstoff

Tab. 2

Daten der Versuchsanordnung der Thetapinchanlage

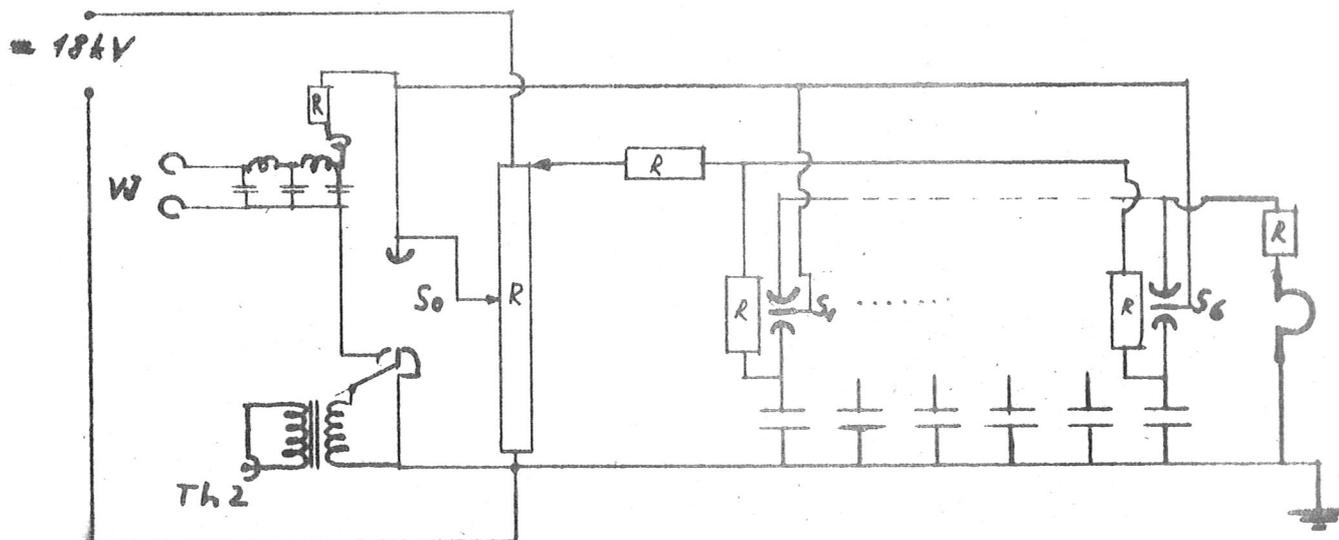


Abb. 2

Schaltbild der Kondensatorbatterie und der Vorionisation

In diesem Augenblick wird die Feldstärke zwischen den aufgeladenen Elektroden und den Mittelelektroden der einzelnen Funkenstrecken so groß, daß ein Funkenkanal entstehen kann und die Entladung der Kondensatoren tritt ein. Zur Zündung der Funkenstrecke S₀ liefert ein Thyatrongerät einen Hochspannungsimpuls von 7,5 kV. Das Gerät wird mit einem Niederspannungsimpuls

von 20 - 100 V ausgelöst. Die Funkenstrecke S_0 schaltet mit der Kondensatorentladung noch eine hochfrequente Kabelentladung ein, die zur besseren Ionisierung des Gases in der Spule beiträgt.

b) Interferometer

Die Theorie des verwendeten Interferometers nach Mach-Zehnder sowie die Beschreibung eines Gerätes mit Einspiegeleinstellung ist von W. Kinder ⁷⁾ veröffentlicht worden. Hier sei nur auf den virtuellen Ort des Interferenzstreifenbildes eingegangen, da dies für die Abbildung der Interferenzerscheinung wichtig ist. Das Prinzip eines Interferometers mit Einspiegeleinstellung ist von W. Kinder und G. Hansen ⁸⁾ angegeben worden. Seine Bedeutung ist folgende: Bei einem Experiment, bei dem die Interferenzstreifen nicht mit dem Auge beobachtet, sondern mit einer optischen Apparatur abgebildet werden, ist es sehr zweckmäßig, wenn der virtuelle Ort der Interferenzstreifen unabhängig ist von deren Anzahl und Richtung.

⁷⁾ Kinder, Optik 1946, 1. Bd. S. 413 ff.

⁸⁾ Kinder und G. Hansen Mehrplatteninterferometer

Diese Bedingung wird am einfachsten mit der Einspiegeleinstellung erfüllt. Mit Einspiegeleinstellung ist gemeint: Die Drehung eines Spiegels allein bestimmt Richtung und Anzahl der Streifen, ohne deren Ort zu ändern.

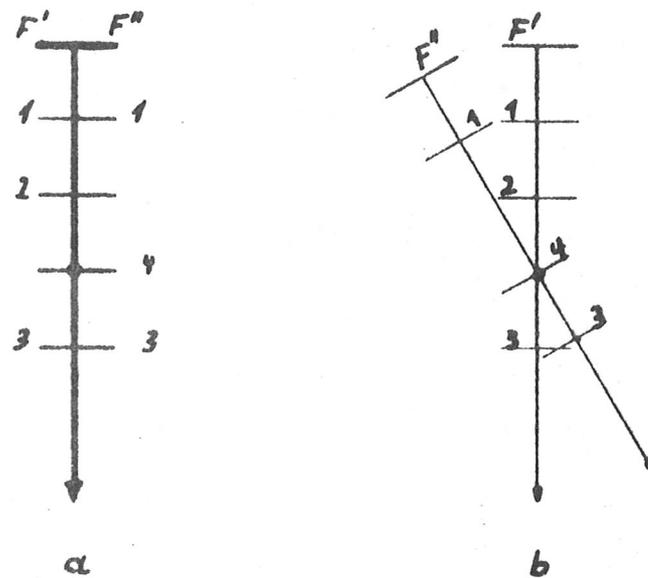


Abb. 3

Der Weg der Wellenflächen F' und F'' durch das Interferometer bei zwei verschiedenen Stellungen des Spiegels 4 .

Abb. 3 soll schematisch den virtuellen Ort der Interferenzen erklären. Die Spiegelnummern 1 - 4 (siehe auch Abb. 1) links der Strahlen beziehen sich auf den Weg von F' , die Zahlen rechts der Strahlen auf F'' . In der Abbildung 3a ist der Weg zweier Wellenflächen F' und F'' durch das Interferometer für den Fall dargestellt, daß alle Spiegel zueinander parallel sind. Die Abbildung 3b zeigt den Verlauf nach Drehung des Spiegels 4. Die Interferenzstreifen sind demnach am Ort des Spiegels 4 lokalisiert. Da der Spiegel 3 von Spiegel 2 genau doppelt so weit entfernt ist, wie Spiegel 3 von Spiegel 4, sind die Interferenzstreifen in der Mitte zwischen den Spiegeln 2 und 3 scharf. Die Abb. 3b läßt ebenfalls erkennen, daß eine beliebige Drehung des Spiegels 4 den Ort der Interferenzstreifen nicht verändert. Bei den Messungen ist die Spule mit dem Entladungsgefäß in der Mitte zwischen den Spiegeln 2 und 3 angebracht. Bei gleicher Einstellung der abbildenden Optik können Streifenzahl und Richtung beliebig eingestellt werden.

Die Interferenzstreifen werden mit zwei getrennten Optiken S_1 und S_2 abgebildet (siehe Abb. 1). Auf den beiden Filmebenen entstehen zwei scharfe Bilder der Interferenzstreifen und des Entladungsgefäßquerschnittes. Die Abbildungsstrahlengänge S_1 und S_2 unterscheiden sich mit Aus-

nahme der verschiedenen Filter F_1 und F_2 nicht wesentlich voneinander.

(Bei normalem Gebrauch ist die Öffnung für den senkrechten Strahlengang nicht zugänglich. Das dort austretende Licht wird benutzt, um mit Hilfe eines fest eingebauten Fernrohres die Beleuchtungseinrichtung zu justieren. Nach der Beseitigung dieser Einrichtung steht ein zweiter Strahlengang für Aufnahmen mit einer anderen Frequenz zur Verfügung. Durch diese Anordnung wird eine Lichtteilerplatte im normalen Strahlengang vermieden. Sie hätte eine Verminderung der Beleuchtungsstärken der Aufnahmen um mehr als die Hälfte bewirkt. Weil die vorhandene Intensität gerade noch zur Schwärzung höchstempfindlicher Filme ausreicht, ist dieser Gewinn wesentlich).

Eine Schwierigkeit bei der Belichtung der Filme bedeutet die Störung durch das Eigenleuchten des Plasmas. Zwischen Plasma und Filmebene ist kein Verschluss vorhanden. Ein bestimmter Teil des Eigenleuchtens der Entladung belichtet die exponierten Filme. Um dennoch Aufnahmen der Interferenzstreifen zu erhalten, muß der Ort der Austrittspupille des Interferenzstreifenlichtes genau bestimmt werden. An diese Stelle wird eine Blende mit der Öffnung 1,2 mm gebracht. Dieser Durchmesser entspricht genau der Größe

des Bildes der Lichtquelle. Die Blende reicht aus, das nicht fokussierte Plasmaleuchten in genügendem Maße auszublenden.

c) Funkenblitz

Die Belichtungszeiten zur Abbildung der Interferenzstreifen müssen unter 50 Nanosekunden liegen, sonst kann man keine scharfen Interferenzstreifen aufnahmen erwarten. Bei einer zulässigen Bewegungsunschärfe von 2-Zehntel der Streifenbreite heißt das, daß die Streifen sich in 250 nsec um maximal eine Ordnung verschieben. Diese Zeiten reichen für viele Phasen der Entladung. Während der Eigenschwingungen des Plasmas erfolgt die Verschiebung um eine Ordnung in einem Fünftel der Zeit.

Es ist zunächst ein Funkenblitz gebaut worden, der von sich aus die erforderliche Belichtungszeit von maximal 50 nsec erzeugt ⁹ ¹⁰). Damit können außerhalb der Phase

⁹) H. Schardin und E. Fünfer Zeitschrift f. ang. Physik
4. Band, S. 185 ff.

¹⁰) H. Fischer Journ. of Opt. Cos. of Am. Vol 51, 543 ff.

der Eigenschwingungen scharfe Interferenzstreifenbilder aufgenommen werden.

Bei dem Bau des Funkenblitzes waren einige Bedingungen besonders zu beachten. Die Intensität des Lichtes soll zur Schwärzung von Filmen ausreichen. Die Leuchtdauer muß möglichst kürzer als 50 nsec sein. Ferner darf der Durchmesser des Leuchtflecks 0,4 mm nicht überschreiten. Die Zündung des Funkenblitzes soll mit einer Streuung von höchstens 50 nsec erfolgen. Zudem muß das ganze Gerät so gebaut sein, daß es auf einer optischen Bank gut justiert werden kann.

Die Abbildung 4 zeigt einen Schnitt des Funkenblitzes, der die gestellten Bedingungen erfüllt. Die Halbwertsbreite des Lichtimpulses beträgt 40 nsec. Der Blitz bezieht seine Energie aus Kabelentladungen. Das Gerät ist achsialsymmetrisch aufgebaut. Der Grund ist die Vermeidung großer Induktivitäten. Die wesentlichen Bestandteile des Funkenblitzes sind der Kabelkondensator, die Zündfunkenstrecke und der Funkenkanal.

Der Kabelkondensator besteht aus 10 parallel geschalteten 60 Ohm-Kabeln, die auf 18 - 21 kV aufgeladen werden.

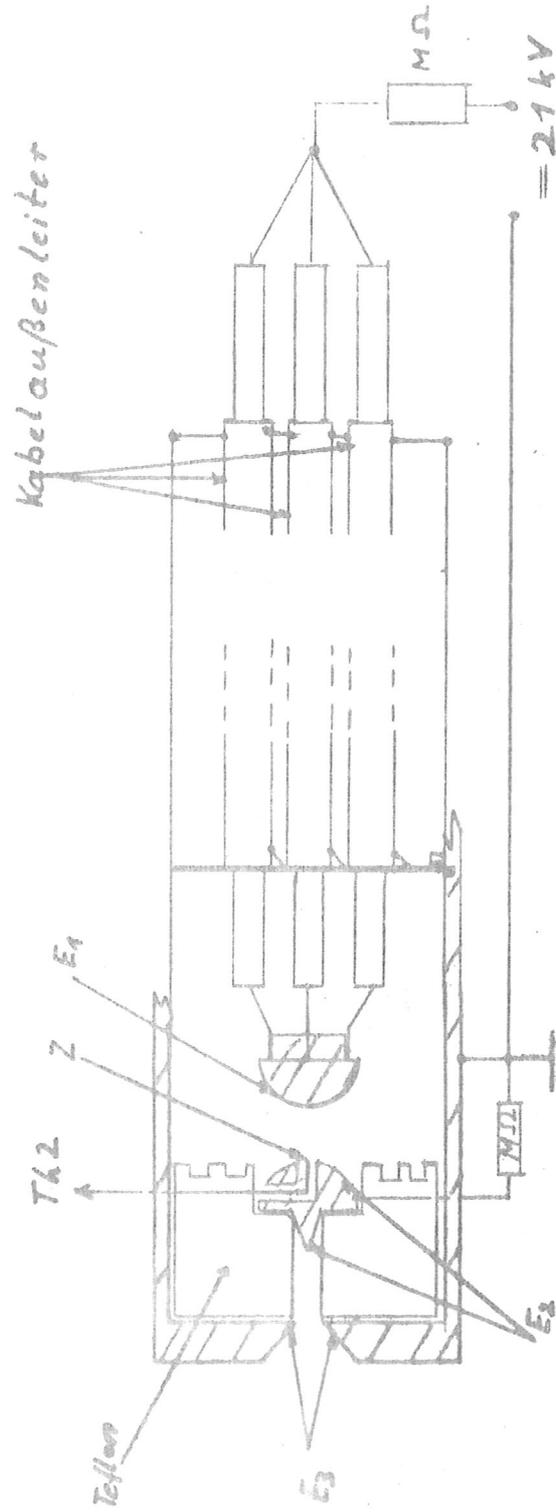


Abb. 4
Aufbau des Funkenblitzes

Die Kapazität der Kabel beträgt zusammen 800 pF bei einer Länge von 10 x 1 m. Alle Kabelseelen sind an beiden Enden miteinander verbunden. Das gleiche gilt für die Außenleiter, die geerdet und mit dem Metallkopf des Funkenblitzes leitend verbunden sind. Zur Zündung des Kabelkondensators wird, wie bei der Zündung der Thetapinchentladung, ein Hochspannungsimpuls zur Ionisierung des Elektrodenzwischenraumes $E_1 - E_2$ verwendet. Der Impuls bewirkt den Überschlag eines Funkens vom Zündstift Z auf die Elektrode E_2 . E_2 ist hochohmig geerdet. Der Kabelkondensator entlädt sich nun auf die Elektrode E_2 und von dort weiter durch den Funkenkanal auf E_3 , das geerdete Außenteil des Funkenblitzes. Zur Erhöhung des Funkenwiderstandes ist die Entfernung $E_2 - E_3$ gegenüber $E_1 - E_2$ möglichst groß zu wählen. Denn alleine die Energie, die in $E_2 - E_3$ in sichtbares Licht umgewandelt wird, kann zur Erzeugung der Interferenzstreifen ausgenutzt werden.

Weil der Leuchtfleck des Blitzes wegen der optischen Voraussetzungen sehr klein bleiben muß ($\emptyset = 0,4$ mm), ist es notwendig, dem Funken zwischen E_2 und E_3 einen möglichst engen Kanal vorzuschreiben. Für diesen Zweck

eignet sich Teflon am besten. Es genügt zur Isolation der hohen Spannung, läßt sich mit ausreichender Genauigkeit verarbeiten und ist im Gegensatz zu Plexiglas so temperaturfest, daß der Funkenkanal nicht schon nach wenigen Entladungen auf das Doppelte seines Durchmessers ausgeschmolzen ist. In diesem Fall schlägt der Funke nicht mehr auf den Lochrand von E_3 , sondern endet neben der Bohrung. Damit geht ein großer Teil des Lichtes für die Belichtung der Aufnahmen verloren.

Der Funkenblitz ist so justiert, daß der Funkenkanal $E_2 - E_3$ in der optischen Achse des Interferometers liegt. Zudem steht E_3 im Brennpunkt der Linse L_1 . Das Verhältnis der Brennweiten f_1/f_2 (siehe Abb. 1) der Linsen L_1 und L_2 ist 1:3. Bei einer Gegenstandsgröße von 0,4 mm hat das Bild des Funkenkanals in der Brennebene von L_2 einen Durchmesser von 1,2 mm. Dieses Bild stellt die Austrittspupille des Interferometers bezüglich der Interferenzstreifenabbildung dar.

d) Steuerung

Die Zündung der Entladung und des Funkenblitzes sowie die Aufzeichnung des Entladungsvorganges und der Zeitpunkt der Aufnahmen werden mit elektronischen Mitteln erreicht. Das Schaltschema in Abb. 5 gibt eine Übersicht der angewandten Methode.

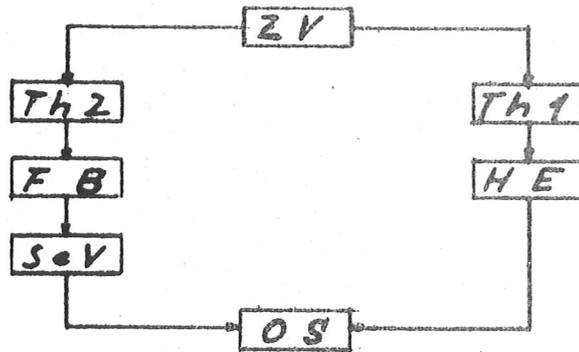


Abb. 5

Schaltschema der elektrischen Anordnung des Zweifrequenzversuches

Die Auslösung aller Vorgänge geht vom Zeitverzögerungsgerät ZV aus, das nach Beendigung der Ladung der Kondensatorbatterie von Hand betätigt wird. Der Spannungsimpuls von ZV bewirkt zweierlei: Erstens werden die Vorionisierung und die Hauptentladung über das Thyatron Th 1 gezündet. Zweitens löst der Spannungsanstieg das Thyatrongerät Th 2 aus. Der Hochspannungsimpuls (7,5 kV)

dieses Gerätes zündet den Funkenblitz. Der elektrische Vorgang der Entladung der Kondensatorbatterie wird durch die dJ/dt -Kurve erfaßt. Diese erhält man mit einer Rogowski-Spule, die in der Nähe der Thetapinchspule um eine der beiden Zuleitungen gelegt worden ist. Der Multiplier SeV registriert den Lichtimpuls des Funkenblitzes. Ein Zweistrahloszillograph schreibt das dJ/dt - und das Multipliersignal. Das Oszillographenschirmbild gestattet die zeitliche Zuordnung von dJ/dt -Kurve zum Aufnahmezeitpunkt.

3. Auswertung

a) Bestimmung der Elektronendichteverteilung aus den photographischen Aufnahmen der Interferenzstreifenverteilung.

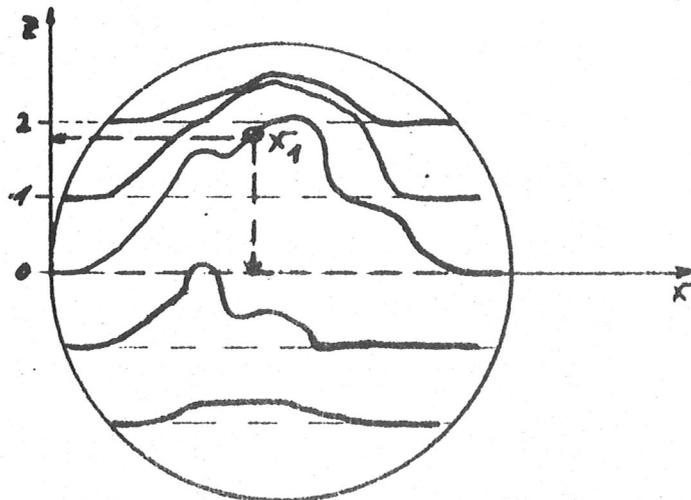


Abb. 6

Skizze der Interferenzstreifenverteilung in der Querschnittsfläche des Entladungsgefäßes

Die Elektronendichteänderungen im Entladungsgefäß bewirken Interferenzstreifenverschiebungen (siehe Gleichung (15)). Diese Verschiebungen werden gemessen. Da die zur Interferenz gelangenden Lichtwellen das ganze Entladungsgefäß durchlaufen haben, ist die Streifenverschiebung an einem Punkt X_1 (siehe Abb. 6). proportional der gesamten Änderung der Elektronendichte längs des Meßweges.

Durch Drehung des Spiegels 4 um seine horizontale Achse, entsteht für die Lichtwellen, von der optischen Achse aus senkrecht zur Drehachse, zum Spiegelrand hin eine linear ansteigende Phasenverschiebung. Sie bewirkt äquidistante zueinander parallele, waagerechte Interferenzstreifen. Bei einer Entladung deformieren die vom Radius abhängigen Phasengeschwindigkeiten die Phasenebenen der durchlaufenden Lichtwellen. Die am Interferometer eingestellte Phasendifferenz und die von den Elektronen her stammende überlagern sich und ergeben die beobachtete Interferenzstreifenverteilung über die Fläche des Entladungsrohrquerschnittes. Die Auswertung besteht darin, die auf zwei verschiedene Arten entstandenen Phasen-

differenzen voneinander zu trennen und zu messen. Die am Interferometer eingestellte Differenz ist mit Hilfe einer Aufnahme der Interferenzstreifen ohne Entladung leicht zu erhalten. Die Interferenzstreifen der sogenannten Nullaufnahme dienen als Nullpunkt für die Messung der von den Elektronen erzeugten Phasenverschiebung der Lichtwelle.

Ist durch eine radial unabhängige Erhöhung der Elektronendichte im ganzen Bereich des Entladungsgefäßes eine Streifenverschiebung von einer Ordnung eingetreten, kann diese Verschiebung ebenfalls bestimmt werden. Die Möglichkeit hierzu ergibt sich aus der Halbwertsbreite des verwendeten Filters. Sie beträgt 200 \AA . Das Maximum der Durchlässigkeit liegt bei 5500 \AA . Mit zunehmender Ordnung nimmt die Streifenbreite zu. Erfahrungsgemäß sind von der 6. Ordnung an Unterschiede in der Interferenzstreifenbreite festzustellen. Bei der 7. Ordnung ist das Maximum der Wellenlänge 5400 \AA gegen das Maximum der Welle mit 5600 \AA bereits um mehr als $\pi/2$ verschoben. Die Interferenzstreifen werden vor Beginn der Messung stets so eingestellt, daß der Streifen Nullter Ordnung in der Mitte des Entladungsgefäßes liegt. Dann nehmen, bei waagerechter Streifenlage, die Ordnungen nach oben

und unten zu. Der Vergleich einer Aufnahme mit verschobenen Streifen mit einer Nullaufnahme läßt erkennen, ob an irgendeiner Stelle des Rohrquerschnittes ein Streifen höherer Ordnung, als die Nullaufnahme zeigt, eingewandert ist. Die Streifen verschieben sich bei zunehmender Elektronendichte nur in einer Richtung. Deswegen muß bei der Beurteilung entweder der untere oder obere Rand des Querschnittes untersucht werden. Es können keine Streifenüberschneidungen vorkommen. Das würde bedeuten, an einem Ort treten zur gleichen Zeit zweierlei verschiedene Dichtewerte auf. Die Nullage der einzelnen Interferenzstreifen kann demnach in jedem Fall gefunden werden.

Die Bestimmung der Flächendichte am Ort X_1 (siehe Abb. 6) besteht darin, die Verschiebung des Streifens, der durch X_1 läuft, aus seiner Nullage festzulegen. Man muß ausmessen, um wieviel Ordnungen, bzw. Bruchteile von Ordnungen, sich dieser Streifen verschoben hat. Das ist der Wert z der Gleichung (13). Die Bestimmung der Flächendichte wird an möglichst vielen Punkten der Querschnittsfläche des Entladungsgefäßes vorgenommen. Dann werden die Werte mit den zugehörigen Lagekoordinaten auf Papier übertragen. Jetzt können Linien gezogen werden, die

vorher festgelegte Intervalle der Flächendichte abgrenzen.

Nach diesem Verfahren werden auch die Zweifrequenzaufnahmen ausgewertet. Hierzu werden zunächst $z_e(\omega_1)$ und $z_e(\omega_2)$ bestimmt. Nachdem die Streifenverschiebung in einer der beiden Aufnahmen ausgemessen worden ist, wird die Verschiebung auf die Frequenz der anderen Aufnahme umgerechnet und für jeden Punkt dort eingetragen. Stimmen die Streifenverschiebungen in allen Punkten überein, liegt der Einfluß aller vorhandenen störenden Teilchen auf die Elektronendichtemessung unter der Meßgenauigkeit.

b) Fehlerbetrachtung

Der Fehler in der Bestimmung der Lage eines bestimmten Wertes der Elektronendichte ist kleiner als 1 mm. Der maximale Fehler der Flächendichte beträgt $3 \cdot 10^{16} [\text{cm}^{-2}]$. Die zeitliche Ungenauigkeit liegt bei diesen Aufnahmen lediglich in der Festlegung des gemeinsamen Aufnahmezeitpunktes. Seine Bestimmung geschieht durch das Multipliersignal, das ein Maß für den Lichtimpuls des Funkenblitzes darstellt. Wegen des gewählten Zeitmaßstabes des Oszillographen (2 Mikrosekunden/cm), ist die zeitliche Zuordnung der Zweifrequenzaufnahmen zur dJ/dt -Kurve mit einer Genauigkeit von

± 50 nsec möglich. Diese Zeit ist so lang, daß keine Anstiegszeiten von Multiplier, Oszillograph und Rogowski-spule betrachtet werden brauchen.

4. Versuchsergebnis

Die Abbildung 7 (siehe S. 67) zeigt als Beispiel ein Paar der Zweifrequenzaufnahmen, die mit Licht der

Frequenzen $\omega_1 = 3,43 \cdot 10^{15}$ und $\omega_2 = 2,99 \cdot 10^{15}$ [sec⁻¹]
aufgenommen worden sind. Das entspricht den Wellenlängen

5500 Å und 6300 Å. Die Aufnahmen sind nach dem beschriebenen Verfahren ausgewertet und miteinander

verglichen worden. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 8,(S.32)

Beide Aufnahmen geben demnach die gleiche Verteilung der Elektronendichte über den Querschnitt des Entladungsgefäßes zu dem bestimmten Zeitpunkt der Entladung an.

Weitere Aufnahmen, die zu anderen Zeitpunkten gemacht worden sind, hatten das gleiche Ergebnis. Das bedeutet,

der gesamte Einfluß aller möglichen störenden Teilchen

auf die Änderung des Brechungsindex liegt unter der Meß-

genauigkeit. Damit ist gezeigt, daß die Messungen, die in

dieser Arbeit besprochen werden, die Änderung des

Brechungsindex durch Elektronendichteänderungen beschreiben.

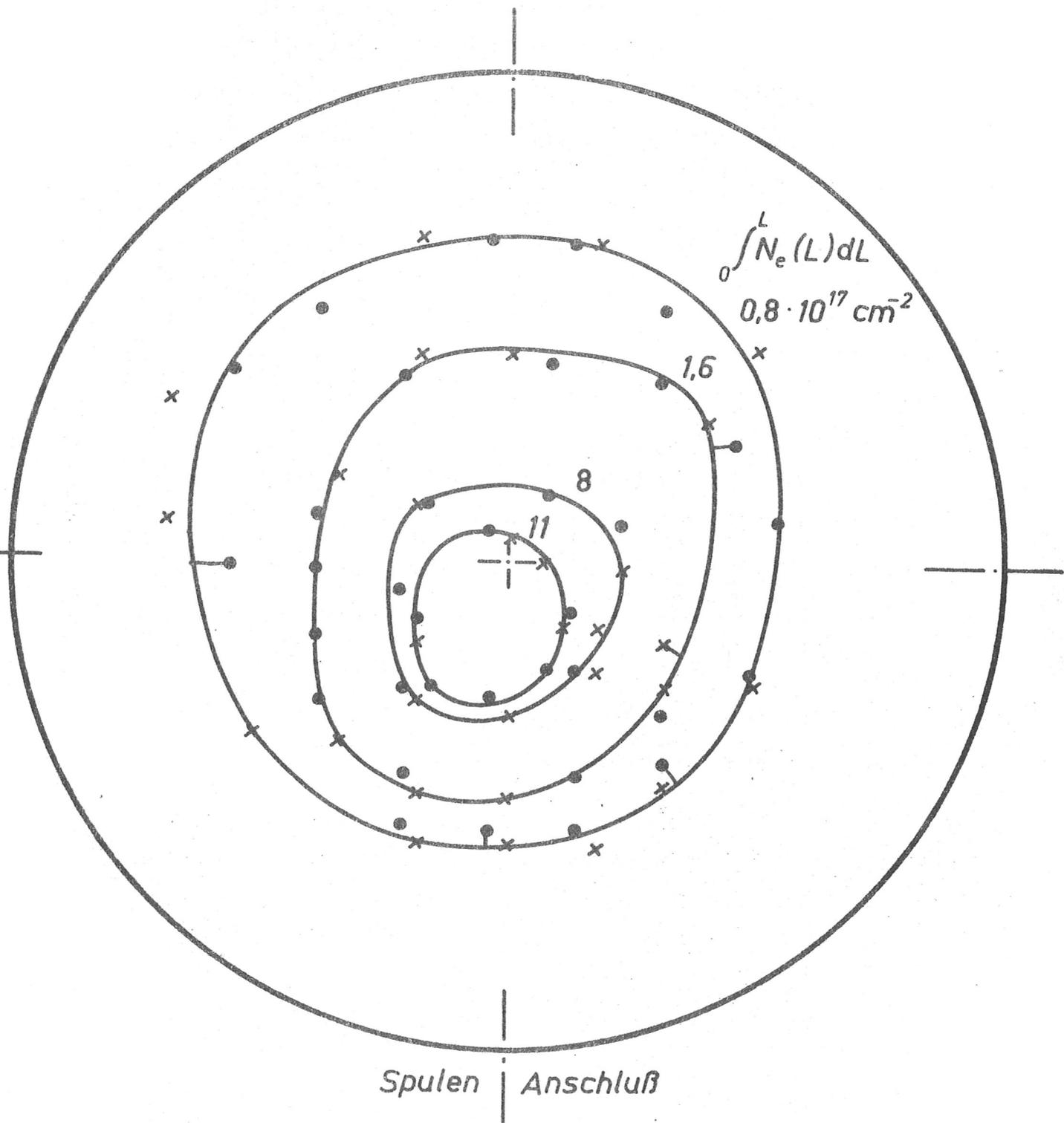


Abb. 8

Auswertung einer Zweifrequenzaufnahme

x: $\lambda = 5500 \text{ \AA}$

•: $\lambda = 6300 \text{ \AA}$

Aufnahmezeitpunkt:

1 μsec nach der 1. max. Kompr.

Anfangsdruck: $3 \cdot 10^{-2}$ Torr

Das Ergebnis darf nicht ohne weiteres auf andere Theta-pincentladungen übertragen werden, da es naturgemäß vom Reinheitsgrad der Entladung beeinflusst wird.

II.) Dreibildkameraaufnahmen der Interferenzstreifen- verteilung

1.) Begründung des Versuchs

Die bisherigen interferometrischen Untersuchungen an Thetapincentladungen ¹¹⁾ ¹²⁾ sind mit Hilfe von Schmieraufnahmen gemacht worden. Bei diesem Verfahren wird das Bild eines Spaltes zusammen mit den Interferenzstreifen mit einem Drehspiegel über eine Filmebene bewegt. Die Interferenzstreifen stehen senkrecht zum Spalt. Bei diesen Aufnahmen wird die Streifenverschiebung nur in der Spaltebene zeitlich verfolgt. Die radiale Symmetrie der Elektronendichte wird dabei vorausgesetzt.

¹¹⁾ R.D.Medford, A.L.T.Powell, A.G.Hunt und J.K.Wrighth, Proc. Fifth Intern. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, München 1961, North-Holland Publishing Comp. Amsterdam S. 2000 ff.

¹²⁾ E. Fünfer, K. Hain, H. Herold, P.P.Igenbergs und F.P.Küpper, Z.Naturforschung 17a, 967 ff. 1962

In diesem Kapitel wird die Frage der zeitlichen Änderung der radialen Symmetrie der Elektronendichte für den bereits früher beschriebenen Thetapinch experimentell untersucht. Die Ergebnisse werden dann auch zeigen, inwieweit das Modell der radialen Symmetrie der Elektronendichte, das von K. Hain u.a. ¹³⁾ ¹⁴⁾ und D. Düchs ⁶⁾ in ihren numerischen Behandlungen der Thetapinchentladung zu Grunde gelegt ist, einem Thetapinch mit endlicher Spulenlänge und der bislang üblichen massiven, in Z-Richtung geschlitzten Spule, entspricht.

Bei der Messung der Dichteverteilung mit dem Funkenblitz zu verschiedenen Zeitpunkten muß die Reproduzierbarkeit der Elektronendichteänderungen während einer Entladung vorausgesetzt werden. Diese sehr schwer zu rechtfertigende Voraussetzung wird umgangen, indem mehrere Kurzaufnahmen während der gleichen Entladung hergestellt werden. Die Verwendung von mehreren Funkenblitzen nach der Cranz-Schardin-Methode hätte mehrere Aufnahmen während einer Entladung ermöglicht. Die Versuche mit einem Funkenblitz haben jedoch gezeigt, daß die Belichtungszeit nur für bestimmte Phasen der Entladung ausreichend kurz ist.

¹³⁾ K.u.G.Hain, Roberts, Köppendörfer
Z.Naturforschg. 15a, S. 1039

¹⁴⁾ K. Hain u. Kolb, Conf. on Nuclear Fusion, Salzburg
CN 10/029, 1961

Insbesondere bei Aufnahmen mit antiparallel eingefangenen Feld können die Streifenverteilungen zu vielen Zeitpunkten der Entladung mit einer Belichtungszeit von 40 nsec nicht scharf widergegeben werden. Unter diesen Voraussetzungen wären Serienaufnahmen mit Funkenblitzen sinnlos gewesen. Einen Ausweg bietet die Verwendung eines Bildwandlers. Dieses Gerät muß die Funktion eines Verschlusses und die der räumlichen Trennung zeitlich hintereinanderliegender Bilder zusammen erfüllen. Diese Bedingungen erfüllt mit Einschränkung eine sogenannte Dreibildkamera. Sie bildet an verschiedenen Orten ihres Leuchtschirmes drei Interferenzstreifenbilder während einer Entladung ab. Die Funktion des Verschlusses bewirkt ein Gitter in der Nähe der Kathode der Bildwandleröhre. Zusätzliche Ablenkpotentiale besorgen die örtliche Trennung der 3 Bilder auf dem Anodenschirm der Röhre.

Der Ausdruck Kathodenbelichtungszeit dividiert durch die Öffnungszeit des Bildwandlers heißt Schließfaktor der Bildwandleröhre. Dieser Faktor beträgt 10^5 . Das bedeutet, bei Benutzung einer kontinuierlichen Lichtquelle muß dem

Bildwandler ein weiterer Verschuß vorgeschaltet werden.

Die Abbildungsqualität ist stark abhängig von den eingestellten Verschußzeiten, sofern diese im Nanosekundenbereich liegen. Für Zeiten unter 20 nsec sind die Schaltkapazitäten der Ablenkplatten und Gitter nicht mehr klein genug, so daß die Impulse nicht mehr einwandfrei hergestellt werden können. Das räumliche Auflösungsvermögen ist infolgedessen über den Radius der Kathode nicht konstant. Die Mitte des Bildes auf der Fotokathode wird am besten abgebildet. Bei einer Belichtungszeit von 10 nsec beträgt das Auflösungsvermögen nur noch 4 Linien je Millimeter bis zu einem Abstand von 5 mm vom Röhrenmittelpunkt. Die Intensität des Interferenzstreifenbildes zwingt ebenfalls zu kleinen Abbildungen. Brauchbare Aufnahmen erhält man bei Bildgrößen von 10 mm Durchmesser.

2. Versuchsanordnung

a) Optischer Aufbau

Die Abbildung 9 zeigt eine Übersicht des optischen Teiles des Aufbaues. Eine Quecksilberhöchstdrucklampe von $1,5 \times 10^5$ stilb wird als Lichtquelle verwendet. Der ausnutzbare Teil des Lichtbogens wird von L_1 in die Öffnung der Blende vergrößert abgebildet. Diese Blende steht im Brennpunkt der Linse L_2 . Das abbildende System besteht bei den Dreibildaufnahmen nur aus einem Strahlengang. Die Interferenzen sind wieder in der Mitte zwischen Spiegel 2 und 3 des Interferometers lokalisiert. Die Abbildung der Interferenzen verläuft über zwei Zwischenabbildungen. Zunächst bilden die Linsen L_3 und L_4 die Interferenzstreifen auf die Kathode des Bildwandlers ab (siehe Abb. 9). Dann erfolgt eine elektronenoptische Abbildung der Streifen durch den Bildwandler auf den Leuchtschirm der Anode. Schließlich besorgt L_5 die Abbildung der drei Bilder vom Anodenschirm in die Filmebene. Das Filter F_1 bestimmt die Frequenz des betrachteten interferierenden Lichtes.

Wie schon erwähnt, beträgt der Schließfaktor der Bildwandlerröhre 10^5 . Das bedeutet, bei Aufnahmen von 10 nsec Belichtungszeit, ist eine Beleuchtungsdauer der Kathode von 10^{-3} sec gerade noch tragbar. Um einwandfreie

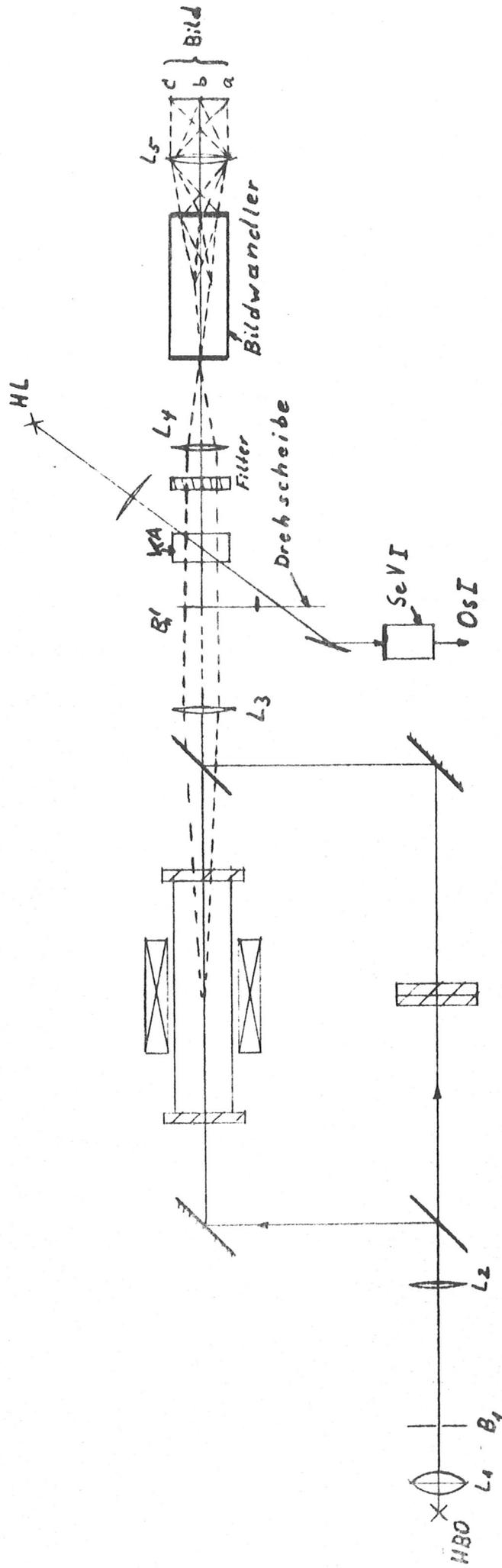


Abb. 9

Strahlengang im Versuchsaufbau für Dreibildaufnahmen

Bilder zu erhalten, waren Zeiten von 0,3 Millisee erforderlich. Der verwendete Vorverschluß, der diese Kathodenbelichtungszeit begrenzt, besteht aus einer Drehscheibe, die zweimal geschlitzt ist und aus einem Kameraverschluß. Die Drehscheibe steht in der Ebene der Austrittspupille des Interferometers, also in der Ebene des Lichtquellenbildes. Bei der Rotation der Scheibe gibt jeder der beiden gegenüberliegenden Schlitze für 0,3 Millisee. den Lichtweg zur Bildwandlerkathode frei. Um Vielfachbelichtungen der Kathode wegen der Rotation der Scheibe zu vermeiden, öffnet sich der zwischengeschaltete Verschluß der Kamera nur während der Zeit einer halben Umdrehung der Drehscheibe.

Der Verstärkungsfaktor der Bildwandleröhre ist so groß, daß der Verlust an Beleuchtungsstärke bei der Abbildung der drei Bilder vom Anodenschirm ausgeglichen wird. Eine ausreichende Schwärzung des verwendeten höchstempfindlichen Filmes kann nur durch eine zusätzliche Intensitätssteigerung der Quecksilberhöchstdrucklampe während der Aufnahmezeiten erreicht werden.

b) Elektrische Anlage

Der elektrische Teil der Versuchsanordnung muß aufwendiger als beim Zweifrequenzexperiment angelegt werden.

Die Vorionisierung war bisher zugleich mit der Hauptentladung gezündet worden. Sollen aber im Plasma antiparallele Magnetfelder eingeschlossen werden, muß die Vorionisation früher als die Hauptentladung geschaltet werden. Deswegen ist eine weitere Funkenstrecke eingebaut worden, mit der, unabhängig von der Hauptentladung, die Vorionisation in Gang gebracht werden kann.

Zur Steigerung der Leistungsabgabe der Quecksilberhochdrucklampe HBO 100 von Osram, wird eine Laufzeitkette eingebaut, die während 3 Mikrosekunden den Strom der Lampe von 5 auf 100 A steigert. Die gemessene Intensitätssteigerung beträgt einen Faktor 6-7 der Intensität bei 5 Ampere Stromdurchgang. Das Schaltbild des Lampenpulskreises stellt Abb. 10 dar.

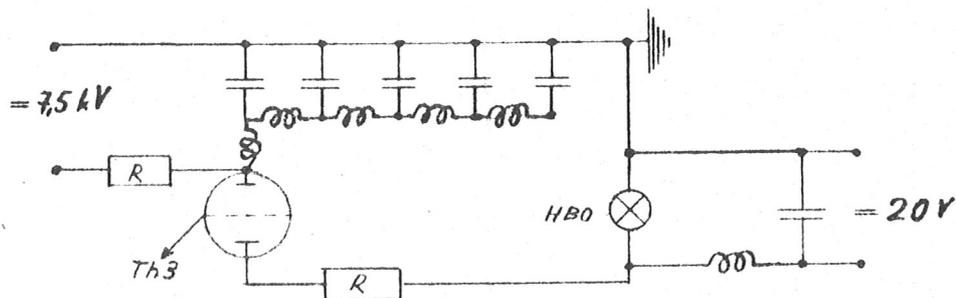


Abb. 10

Schaltbild des Pulskreises der Quecksilberhochdrucklampe HBO 100

Die Kondensatoren der Laufzeitkette werden auf eine Spannung von 7,5 kV aufgeladen. Als Schalter für die Laufzeitkette dient eine Thyatronröhre.

c) Steuerung

Folgende Vorgänge sind nun zeitlich aufeinander abzustimmen: Die Vorionisation VJ, die Hauptentladung HE, Die Lampenpulsung, die richtige Stellung der Drehscheibe DS, die Öffnung des Kameraverschlusses KA und schließlich die Steuerung der Bildwandlerkamera. Das Schema der Schaltung der einzelnen Teile zeigt Abb. 11.

Die Erklärung hält sich an die zeitliche Aufeinanderfolge der einzelnen Vorgänge. Da die Öffnung des Kameraverschlusses der langsamste Vorgang der ganzen Anlage ist, muß bei ihm die Steuerung beginnen. Das Experiment wird demnach durch die mechanische Öffnung dieses Verschlusses in Gang gesetzt. Als der nächst schnellere Vorgang ist die Drehung der Scheibe mit in die Steuerung einzubeziehen. Dies geschieht mit einer Hilfslichtquelle (HL), Abb. 9 zeigt deren Anordnung. Der Lichtstrahl trifft demnach nur bei geöffnetem Verschuß auf die Drehscheibe. Erst dann, wenn einer der

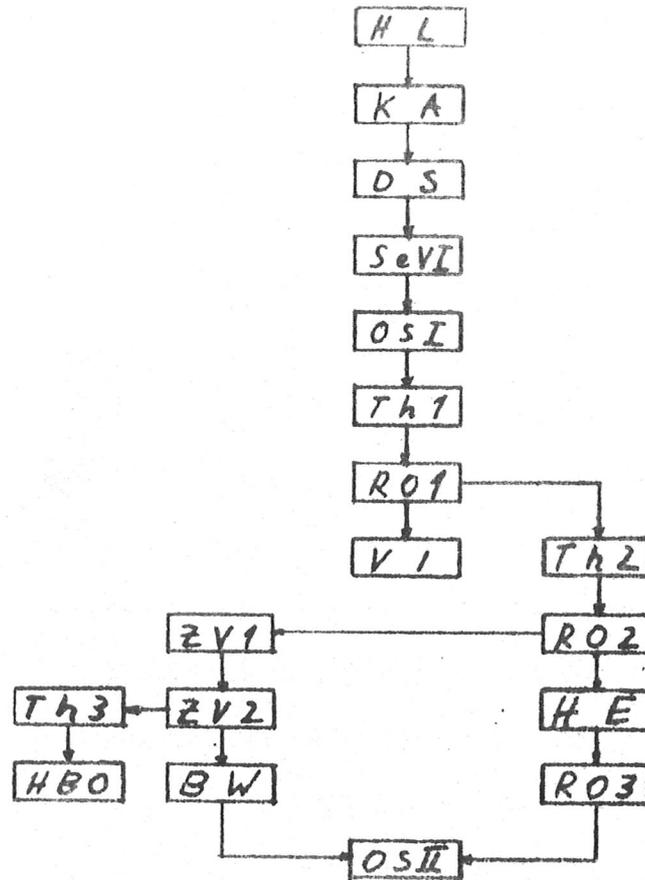


Abb. 11

Schaltschema der elektrischen Anordnung für die Dreibildaufnahmen

beiden Schlitze der Scheibe den Interferometerlichtstrahl durchläßt, kann der Hilfslichtstrahl durch ein kleines Loch der Drehscheibe über einen Umlenkspiegel

auf den Multiplier SeVI fallen. Das Multipliersignal steuert über den Oszillographen O SI das Thyratrongerät Th1. Th1 zündet mit seinem Hochspannungsimpuls die Vorionisationsfunkenstrecke VI. Die Rogowskispule Ro1 erhält durch den Stromanstieg in einem der Vorionisationskabel einen Spannungsimpuls, der das Thyratrongerät TH2 zur Zündung der Hauptentladung startet. Noch vor der Zündung der Hauptentladung erhält die Spule R02 einen Spannungstoß, der zur Zündung des Zeitverzögerungsgerätes ZV1 benutzt wird. Der Ausgang von ZV1 ist mit dem Eingang eines zweiten Verzögerungsgerätes Zv2 verbunden. Der Spannungsanstieg am Ausgang A1 von Zv2 zündet das Thyratrongerät Th3, dessen Röhre den Lampenpuls einschaltet. Mit konstanter Verzögerung zum Ausgang A1 bestimmt der Spannungsimpuls am Ausgang A2 von Zv2 schließlich die Öffnung der Bildwandleröhre BW.

Die Einstellung der Zeitverzögerung von A1 zu A2 am Gerät Zv1 ist so gewählt, daß der Bildwandler dann geöffnet wird, wenn der Lampenpuls seinen maximalen Wert hat. Die Öffnungsimpulse des Bildwandlers erhält der 2-Strahl Oszillograph Os2. Der zweite Eingang von Os2 erhält den Spannungsverlauf von Ro3, der das dJ/dt der Hauptentladung wiedergibt. Damit ist die zeitliche Zuordnung der Aufnahmezeitpunkte zum Entladevorgang bestimmt.

3. Auswertung

Bei der Ermittlung der Fehler, mit denen die Versuchsergebnisse behaftet sind, gibt es gegenüber den Angaben in Abschnitt 3b Unterschiede. Die Messung der Spannungsanstiege am Gitter G1 der Bildwandlerröhre und damit die Bestimmung der Aufnahmezeitpunkte, mit einem Oszillograph, dessen Anstiegszeiten in der gleichen Größenordnung liegen, wie die Zeiten, die gemessen werden sollen, kann nicht mehr gut sein. Hierbei muß ein maximaler Fehler von ± 15 nsec angenommen werden.

Eine weitere Steigerung der Ungenauigkeit der Auswertung bewirken die hellen Gitterstreifen der Bildwandlerröhre, die das Bild senkrecht zu den Nullstreifen durchziehen. Nur bei Belichtungszeiten in der Größenordnung einiger Hundert Nanosekunden, kann die Abbildung dieser Streifen durch geeignete Wahl der Gitterspannungen der Röhre verhindert werden. Diese Streifen erhöhen den Fehler allerdings nur für die ausgewerteten Punkte, die in den Streifen liegen um den Faktor 2.

In Abb. 12b auf Seite 57, (siehe Schnitte in α - und β -Richtung) sind die maximalen Fehler eingezeichnet. Die Kreise geben die Ungenauigkeit in den Ortskoordinaten an. Die eingezeichneten Fehlerstrecken bestimmen die Fehler in der Dichtermittlung. Die Verteilung der

Fehler über den Querschnitt gilt für alle Auswertungen.

4. Versuchsergebnis

Die Darstellung der Auswertungen zerfällt in zwei Teile. Der erste zeigt die Flächendichteverteilung im Entladungsrührquerschnitt. Die zweite stellt Schnitte in den angegebenen Richtungen α und β dar. Sie dienen der anschaulicheren Darstellung der Symmetrieverhältnisse in zwei zueinander senkrechten Durchmessern. Die Buchstaben a, b, c hinter der Nummer der Abbildung bestimmen die Zugehörigkeit der Auswertungen zur gleichen Entladung. Die ausgewerteten Interferenzstreifenaufnahmen sind im Anhang (siehe Seite 67) zusammengestellt. Die Nummern (12) bis (15) entsprechen den zugehörigen Auswertungen in Abb. 12b bis 15c (Seite 57 - 66). Die Bezeichnung $B_z:\uparrow\uparrow$ und $B_z:\uparrow\downarrow$ deuten die Richtung des eingefangenen Feldes zum äußeren Feld an. Die Zeitangabe ist mit t bezeichnet und wird in Einheiten von Nanosekunden angegeben. Der Nullpunkt der Zeitmessung ist der Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression des Plasmas. Dieser Zeitpunkt kann aus der dJ/dt Kurve ermittelt werden. In den Querschnitt des Entladungsgefäßes sind Linien gleicher Flächendichte eingezeichnet. Schraffierte Flächen stellen Gebiete dar,

in denen die Elektronendichte in dem Intervall liegt, das die begrenzenden Dichtelinien angeben.

Die Schnitte α und β haben als Abszisse den Querschnitt des Entladungsgefäßes in der durch α und β angegebenen Richtung. Die β -Achse liegt in der Ebene des Spulenanschlusses. Die Ordinate gibt die Flächendichte in Einheiten von 10^{17} (cm^{-2}) an. Alle anderen Bezeichnungen stimmen mit den oben erläuterten überein. Gelegentlich wurde die erste Aufnahme zeitlich vor die Entladung gelegt. Auf diese Art erhält man ein System der unverschobenen Streifen, das bei der Auswertung der beiden folgenden Aufnahmen verwendet wird. Das hat den Vorteil, daß der Einfluß der Wärmebewegung auf die Streifenverschiebung bei der Auswertung berücksichtigt werden kann. Da die Streifenverschiebung auf Grund von Temperaturunterschieden innerhalb von Bruchteilen einer Minuten erfolgt, ist sie während der kurzen Zeit (430 nsec), in der die drei Aufnahmen gemacht wurden, gleich Null zu setzen.

Bei den vorliegenden Ergebnissen fehlt die Angabe der Magnetfeldstärken. Es sind bei den Versuchen gleichzeitig keine Magnetfeldmessungen gemacht worden. Aus vergleichbaren Messungen, die mit der gleichen Vorionisierung am gleichen Thetapinch von H. Herold¹²⁾ gemacht worden sind,

kann die Richtung der eingefangenen magnetischen Felder bestimmt werden.

Die Abbildungen 12b bis 13c (siehe Seite 57 - 61) zeigen die Auswertungen für antiparallel eingefangenes Magnetfeld. Die zugehörigen Interferenzstreifen aufnahmen siehe Anhang Abb.(12) und (13). Die Bilder 12b und 12c sind zu frühen Zeitpunkten des Entladevorganges aufgenommen. Sie lassen einen Plasmaschlauch erkennen, dessen Durchmesser in der α -Richtung größer ist, als in der β -Richtung. Bei der Aufnahme 12b ist die Zone der höchsten Elektronendichte nicht ringförmig geschlossen. 240 nsec später, bei 12c hat die Schließung bereits stattgefunden. 12c ist 20 nsec vor der dritten maximalen Kompression aufgenommen. An den Schnitten in α - und β -Richtung ist erkennbar, daß die Kompression symmetrisch zur Achse des Entladungsgefäßes erfolgt ist. Beim Vergleich der Elektronendichteverteilungen im Rohrquerschnitt mit den zugehörigen Schnitten in α - und β -Richtung, fällt auf, daß die Schnitte scheinbar eine bessere Symmetrie zur Gefäßachse zeigen, als die Dichteverteilungen in der Querschnittsfläche sie angibt. Diesen Eindruck verursachen die im Querschnitt eingetragenen Linien der niedrigsten Elektronendichte. Diese beschreiben aber nur das Verhalten eines kleinen Teiles der Gesamtzahl der Elektronen.

Die Aufnahmen 13b und 13c sind so spät nach der ersten maximalen Kompression entstanden, daß das umgekehrt eingefangene magnetische Feld bereits aus dem Innern des Plasmaschlauches entwichen ist. Den Vorgang bezeichnet man als anomale Diffusion des Magnetfeldes. Ein Merkmal, das allen Aufnahmen mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld gemeinsam ist, stellt der zum Spulenanschluß hin kleinere Gradient der Elektronendichte dar. Das gleiche Verhalten zeigen die Aufnahmen "Nullter Ordnung", die im letzten Abschnitt der Arbeit behandelt werden.

Die Auswertungen der Aufnahmen mit parallel eingefangenen magnetischen Feldern zeigen die Abbildungen 14a bis 15c. Es werden zunächst die Aufnahmen betrachtet, die zu späten Zeitpunkten der Entladung gemacht worden sind, siehe Abbildungen 14b, 14c und 15c. Die photographischen Aufnahmen dazu siehe Anhang. Die Symmetrie ist bei Abb. 14b und 14c bereits erheblich besser als bei Abb. 15c. Ein Grund dafür ist der verhältnismäßig frühe Zeitpunkt der Aufnahme 15c. Eine dem bei antiparallelem Feld ähnliche Verteilung der Dichtegradienten in der α -Richtung ist nur bei Abb. 14b erkennbar.

Die Bilder 14a und 15b (siehe Seite 62 und 65) weichen von den übrigen ab. Ihr Aufnahmezeitpunkt liegt bei 14a

40 nsec nach der ersten maximalen Kompression und bei 15b 70 nsec davor. Das Merkwürdige an der Elektronendichteverteilung ist, daß zu diesen frühen Zeitpunkten noch keine zusammenhängenden Gebiete der maximalen Elektronendichten bestehen. Die α und β -Schnitte geben diese Verteilung nicht an. Zu diesen Zeitpunkten wird die Aussage von Schmieraufnahmen der Interferenzstreifenverteilung fragwürdig. Leider sind die Zeiten von 200 nsec zwischen jeder Bildwandleröffnung viel zu lang, um die Entwicklung solcher Kanäle hoher Elektronendichte studieren zu können. Die weiteren Aufnahmen zeigen, daß sich aus diesen Kanälen, die zu Beginn der Entladung entstanden sind, später ein einziger Schlauch der maximalen Elektronendichte bildet. Es ist kaum anzunehmen, daß diese Kanäle mit den von E.M.Little u.a. ¹⁵⁾ beobachteten im Zusammenhang gesehen werden können, da sich jene, soweit man dies aus den veröffentlichten Aufnahmen entnehmen kann, erst zu Zeiten von 2 Mikrosekunden nach der ersten maximalen Kompression ausbilden. Zu diesen Zeiten hat aber vorher bereits ein geschlossener Plasmaschlauch im Entladungsgefäß bestanden.

¹⁵⁾ Little, Quinn, Ribe und Sawyer
Salzburg CN - 10/155

Der Vergleich der Auswertungen mit parallelem und antiparallelem eingefangenen magnetischen Feld deutet in der Anfangsphase der Entladung auf eine bessere Zylindersymmetrie der Elektronendichteverteilung beim antiparallelen Feld. Das Symmetriezentrum liegt meist außerhalb der Mitte des Entladungsgefäßes. Aus Messungen der Elektronendichte in α - oder β -Richtung kann während der ersten 200 nsec nach der ersten maximalen Kompression nicht quantitativ auf die Dichteverteilung im übrigen Gefäßquerschnitt geschlossen werden. Erst später liefert solch eine Messung genaue Aussagen über die Elektronendichten, die für den Querschnitt gelten.

Bei der Beurteilung der Aufnahmen ist zu beachten, daß sie integrale Dichtewerte darstellen. Deswegen kann daraus nicht unbedingt auf eine gleiche Verteilung der Elektronendichte in der Spulenmitte geschlossen werden. Im Hinblick auf die Auswertungen 12b, 12c und 14b erscheint die Voraussetzung der radialen Symmetrie der Elektronendichteverteilung als eine erfüllbare Bedingung.

5. Aufnahmen "Nullter Ordnung"

Der Name "Nullte Ordnung" bezieht sich auf die Einstellung des Interferometers. Stehen alle Spiegel am Interferometer zueinander parallel, tritt für die interferierenden Strahlen kein Phasenunterschied in Abhängigkeit vom

Spiegeldurchmesser auf. Das bedeutet anschaulich, man sieht keine Interferenzstreifen im bisherigen Sinne. Innerhalb der ganzen Fläche des Entladungsgefäßes interferieren ohne Plasma nur zwei Phasenebenen konstanter Phasendifferenz. Bei monochromatischem Licht sieht man dann bei Parallelverschiebung vom Spiegel 3 abwechselnd die Querschnittsfläche des Entladungsgefäßes hell oder dunkel. Da auf Grund der endlichen Filterbreite die Intensitäten der Ordnungen schwanken, wählt man zweckmäßigerweise durch Parallelverschiebung von Spiegel 3 die Interferenz der nullten Ordnung zum Ausgangspunkt der Messung.

Die mit dieser Einstellung beobachteten Interferenzstreifen sind Orte gleicher Elektronendichte. Denn jetzt enthalten die Aufnahmen keine von der Einstellung des Interferometers herstammende Phasendifferenz (siehe Seite 27). Ohne jede Auswertung gibt die photographische Aufnahme ein exaktes Bild der Elektronendichteverteilung wieder. Hierdurch verringert sich der Zeitaufwand der Untersuchung um ein Vielfaches. Alle Fehler, die mit dem Verfahren der Auswertung zusammenhängen, werden vermieden. Bei monochromatischem interferierendem Licht können den einzelnen Interferenzstreifen keine quantitativen Elektronendichtewerte zugeordnet werden, dazu fehlen zwei Angaben: Erstens ist es nicht möglich, den

Streifen Nullter Ordnung zu finden, der für die Messung die Nullmarke darstellt.

Zweitens ist die Richtung des Dichtegradienten in der Querschnittsfläche nicht bekannt.

Sollen Aufnahmen dieser Art quantitative Dichtewerte liefern, müssen die Interferenzstreifen mit weißem Licht erzeugt und farbig aufgezeichnet werden. Dann sind die fehlenden Angaben aus den Farben und ihrer Reihenfolge zu entnehmen.

Mit dem Versuchsaufbau wie er in Kapitel II, 2 beschrieben worden ist, können Aufnahmen mit monochromatischem Licht hergestellt werden. Der Bildwandler ermöglicht nur eine schwarz-weiß-Abbildung der Interferenzfiguren. Verwendet man einen Funkenblitz, so reicht für die erforderlichen kurzen Belichtungszeiten die Intensität der Lichtquelle nicht aus, um die handelsüblichen Farbfilme genügend zu belichten.

Die schwarz-weiß-Aufnahmen "Nullter Ordnung" sind mit der gleichen Versuchsanordnung gemacht worden, wie sie Abb. 9 zeigt. Die Ergebnisse sind im Anhang zusammengefaßt. Bei diesen Aufnahmen stört die zusätzliche Ab-

bildung des Gitters der Bildwandlerröhre in besonderer Weise.

Die Aufnahmen sollen lediglich als Beispiele für die Anwendbarkeit des vorgeschlagenen Verfahrens dienen. Im Rahmen dieser Arbeit ist keine systematische Untersuchung mit der angegebenen Methode vorgesehen.

Die Anordnung der Aufnahmen entspricht der der Abbildungen 12b - 15c. Der Spulenanschluß befindet sich demnach auf der linken Seite des jeweiligen Bildes.

Die Aufnahmen 16 und 17 (siehe Anhang) zeigen die Elektronendichteverteilung bei antiparalleleingefangenen magnetischen Feldern. Die kleineren Anstiege der Elektronendichte auf der Seite des Spulenanschlusses sind wie bei den Auswertungen Abb. 12b bis 13c deutlich zu beobachten.

Bemerkenswert ist die Abbildung 16. 16a zeigt eine Dichteverteilung, die keine großen Anstiege aufweist. 200 nsec später, 120 nsec nach der ersten maximalen Kompression, ist am linken Rand zunächst eine eng begrenzte Zone (siehe 16b) höherer Elektronendichte zu sehen. Aus der Aufnahme 16b darf nicht auf das Fehlen des rechten Halbringes im Entladungsgefäßquerschnitt ge-

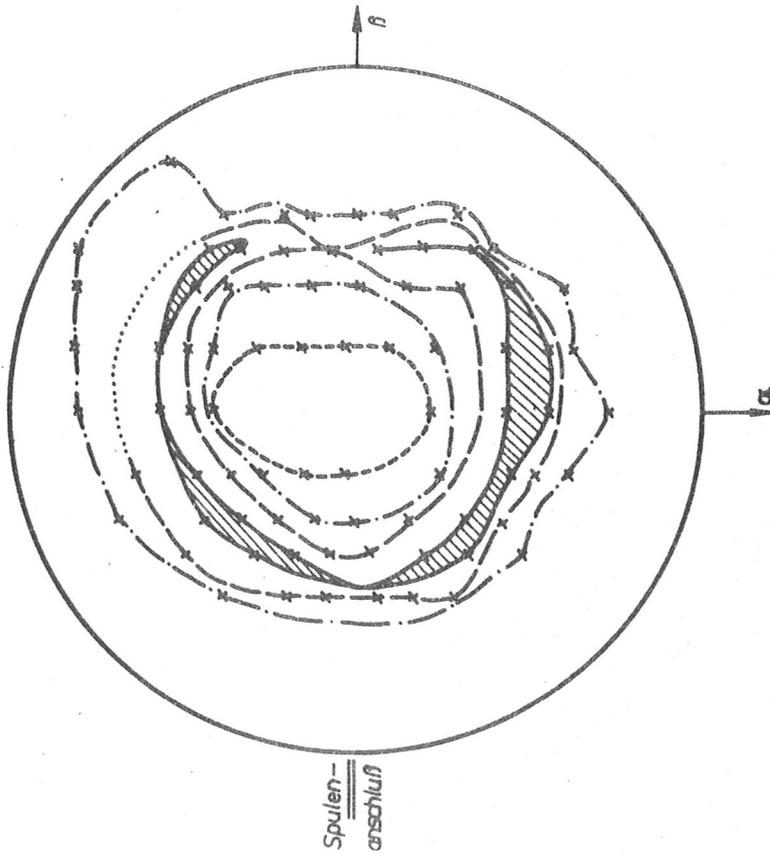
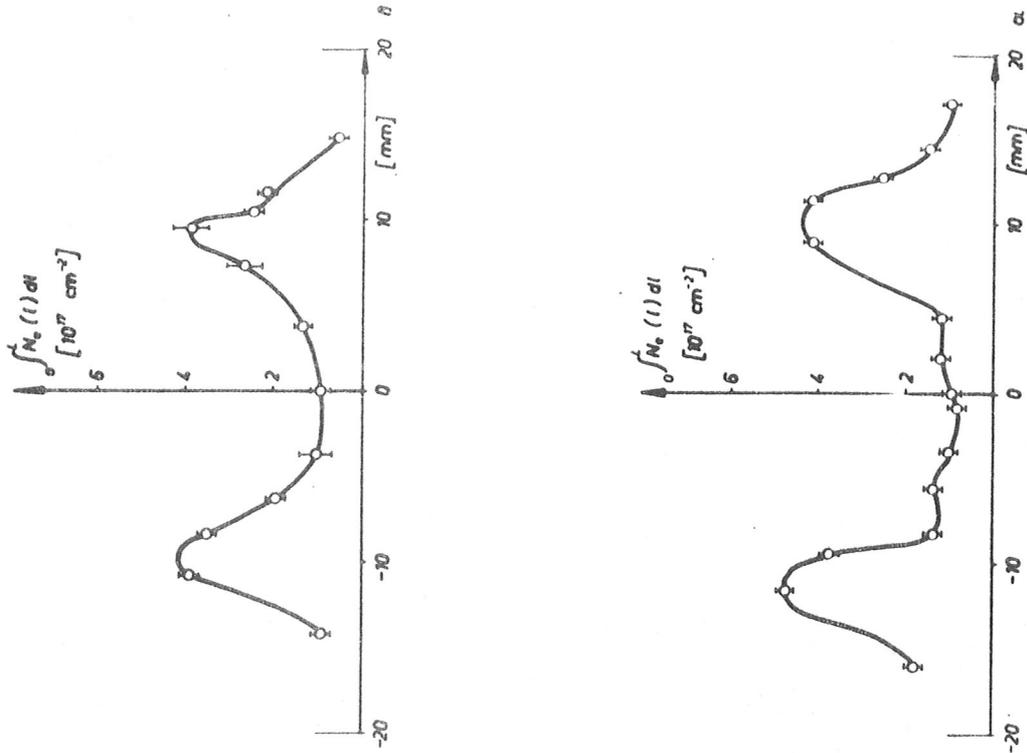
geschlossen werden. Der Querschnitt des Entladungsgefäßes beträgt 45 mm. Der Ansaugflansch mit einem Durchmesser von 40 mm verdeckt einen Kreisring von 2,5 mm Breite der Querschnittsfläche des Entladungsgefäßes. Die Zone erhöhter Elektronendichte auf der rechten Seite kann deswegen hinter dem 2,5 mm breiten Ring liegen. Die Abbildung deutet in dem Fall darauf hin, daß die Elektronen zu dem betreffenden Zeitpunkt auf der linken Seite weiter in das Gefäßinnere gelaufen sind als auf der rechten Seite.

Die Aufnahmen mit parallel eingefangenen magnetischem Feld (Abb. 18) sind zum Teil zu Zeiten kurz vor oder nach der ersten maximalen Kompression gemacht worden. Sie zeigen wie die Abbildungen 14a und 15b keine dem antiparallelen Feld vergleichbare Symmetrie der Elektronendichteverteilung. Zudem ist die Unschärfe der Aufnahmen ein Beweis für die zu Beginn der Arbeit aufgestellte Mindestforderung an die Belichtungszeiten, die noch scharfe Abbildungen erlauben.

Literaturverzeichnis

- 1) R.A.Alpher u. D.R.White, Phys, Fluids, 1, 452, 1958
- 2) P.P.Igenbergs, Diplomarbeit, Universität München und Institut für Plasmaphysik G.m.b.H., Garching bei München, Jan. 1963
- 3) A.Sommerfeld, Vorlesung über theor. Physik, "Optik" Band IV 1959
- 4) A.Unsöld, Physik der Sternatmosphäre, S. 83
- 5) C.W.Allen, Astrophysical Quantities, 1955
- 6) D.Düchs, Diplomarbeit, Universität München und Institut für Plasmaphysik G.m.b.H., Garching bei München, Frühjahr 1963
- 7) W. Kinder, Optik 1, 413 ff. 1946
- 8) W. Kinder und G. Hansen "Mehrplatten-Interferometer" DRP. 732 190 (Klasse 42h/3411) vom 12. Juli 1941
- 9) H. Schardin und E. Fünfer, Z. angew. Phys. Band 4
- 10) H. Fischer, J. Opt. Soc. of Am., 51, 543 ff. 1961
- 11) R.D.Medford, A.L.T.Powell, A.G.Hunt und J.K.Wright Proc. Fifth Intern. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, München 1961, North-Holland Publishing Comp., Amsterdam S. 2000 ff.
- 12) E. Fünfer, K. Hain, H. Herold, P.P.Igenbergs und F.P.Küpper, Z. Naturforschung 17a, 967 ff. 1962
- 13) K.u.G.Hain, K.V. u. S.J.Roberts u. W.Köppendörfer, Z.Naturforschung 15a, 1039, 1960
- 14) K. Hain und A.C.Kolb, Conf. on Nuclear Fusion, Salzburg CN 10/029, 1961
- 15) E.M.Little, W.E.Quinn, F.L.Ribe und A.G.Sawyer Conf. on Plasma Physics a. Controlled Nuclear Research, Salzburg CN-10/155, 1961

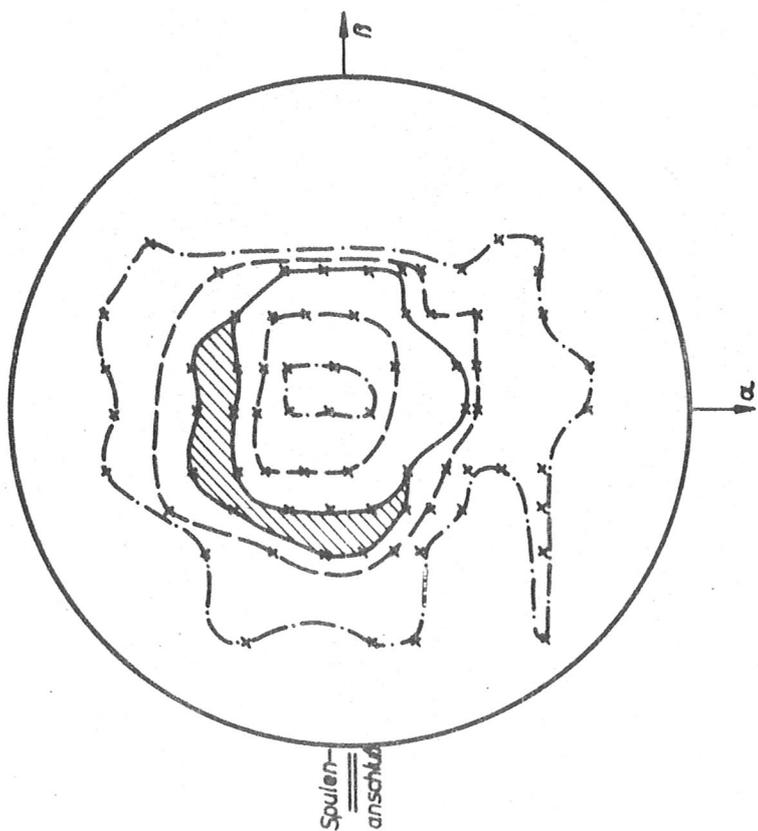
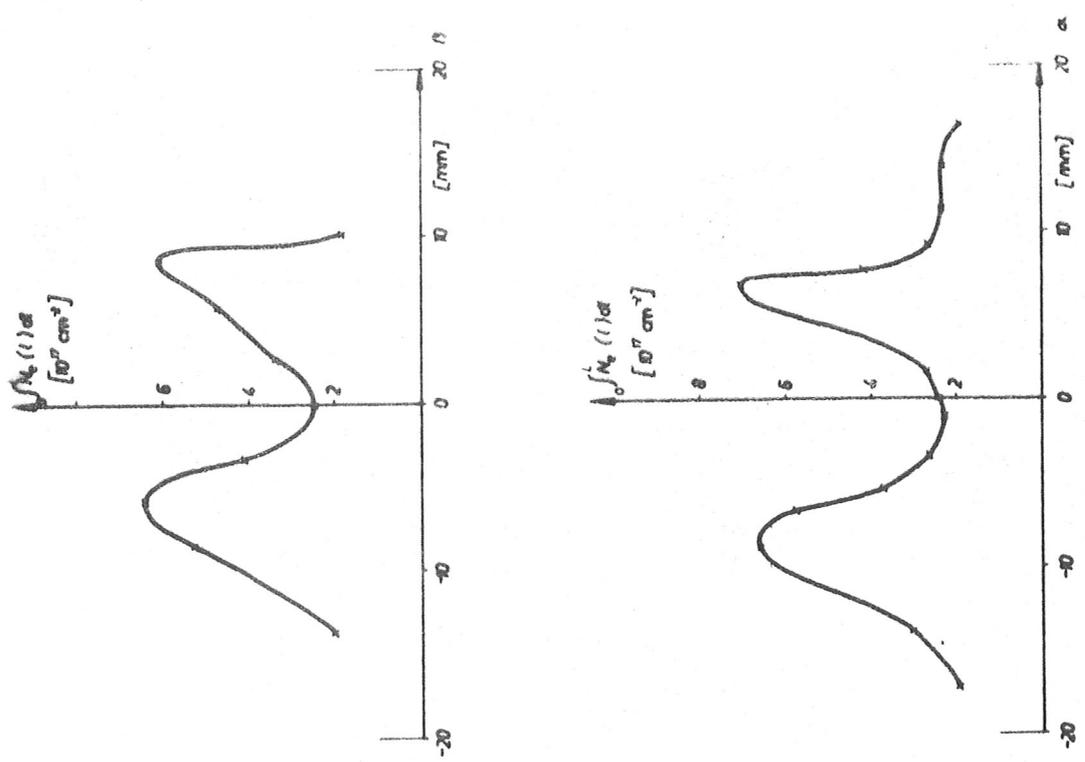
Auswertungen der Interferenzstreifenaufnahmen.



$B_z : H$
 $t : +50 \text{ nsec}$

$\int N_e(t) dl$	Line Style
$0,4 \cdot 10^{17} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$	--- (dashed)
$1,6 \cdot 10^{17} \text{ "}$	- - - (dash-dot)
$2,9 \cdot 10^{17} \text{ "}$	— (solid)
$4,1 \cdot 10^{17} \text{ "}$	— (solid)

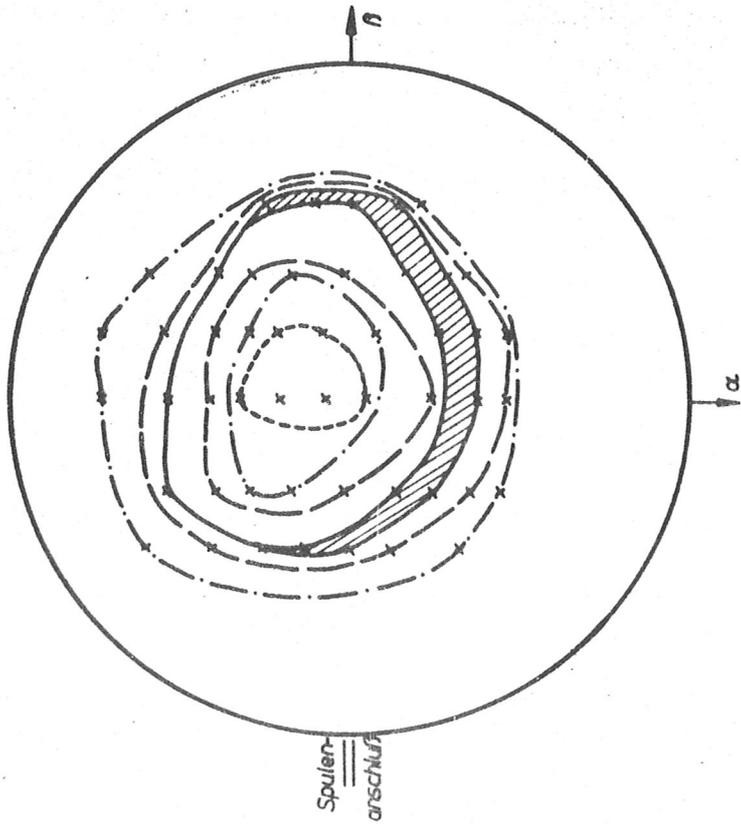
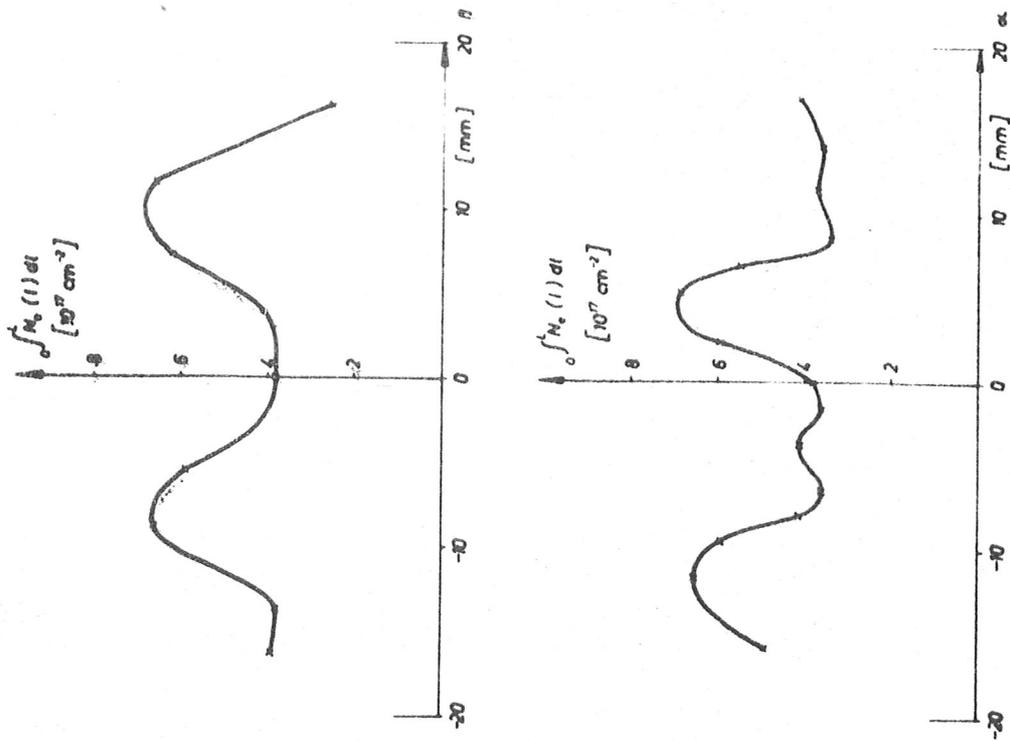
Abb. 12 b



$B_z : H$
 $t : +290 \text{ nsec}$

$\int N_z(t) dl$	$\int N_r(t) dl$
$1.2 \cdot 10^{17} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$	-----
$2.5 \cdot 10^{17}$	-----
$3.7 \cdot 10^{17}$	-----
$5.4 \cdot 10^{17}$	-----

Abb. 12 c



$\int N_e(t) dt$	B_z	t
$3.3 \cdot 10^{17} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	11	+250 nsec
$4.5 \cdot 10^{17}$	---	---
$5.4 \cdot 10^{17}$	---	---
$6.6 \cdot 10^{17}$	---	---

Abb. 13 a

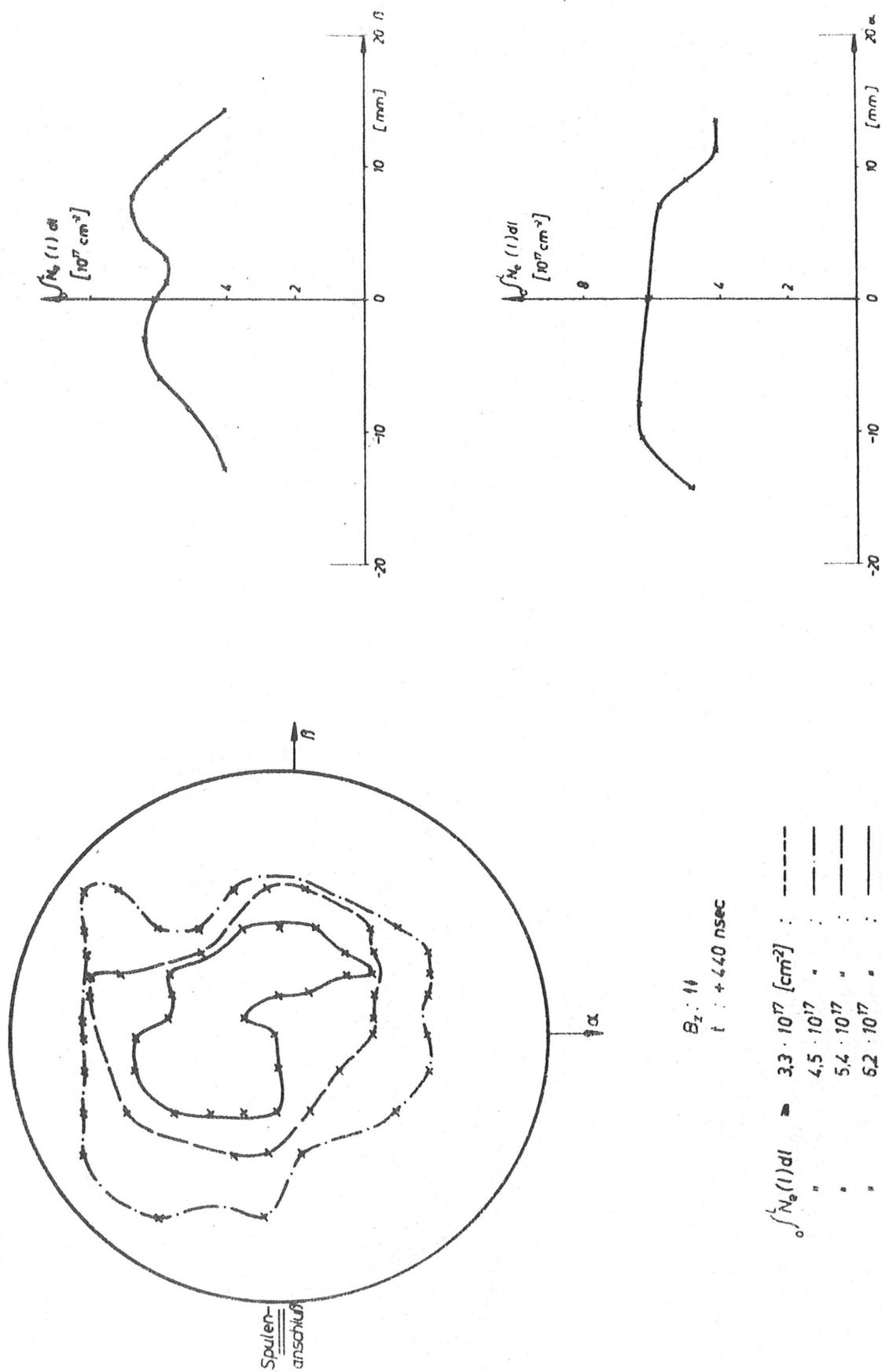
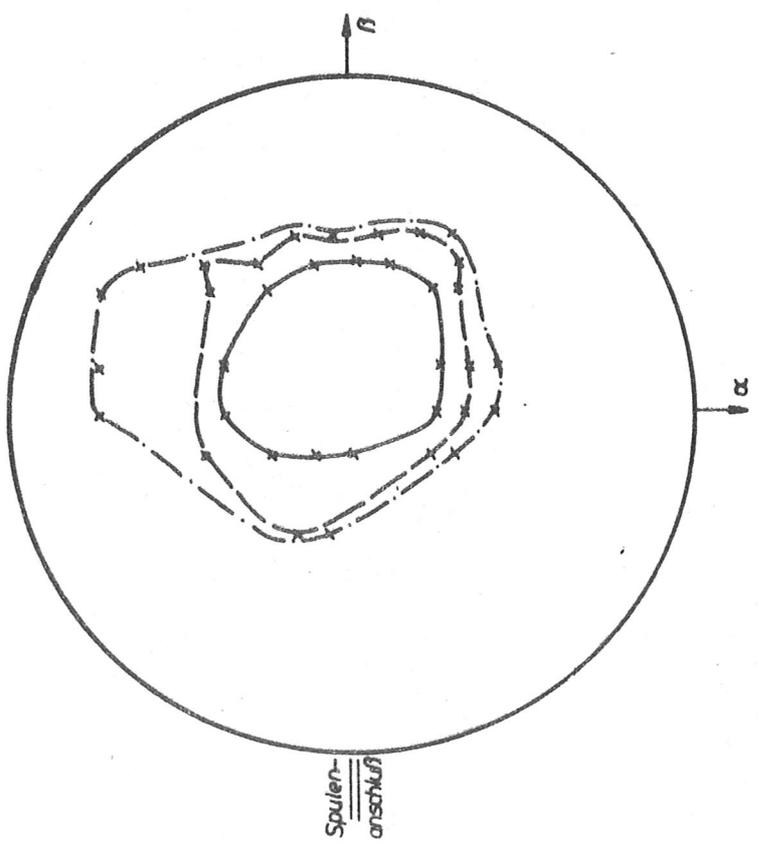
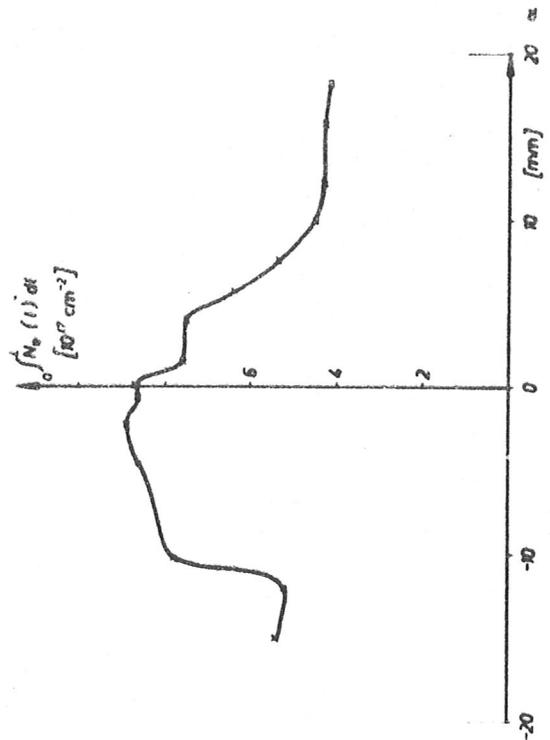
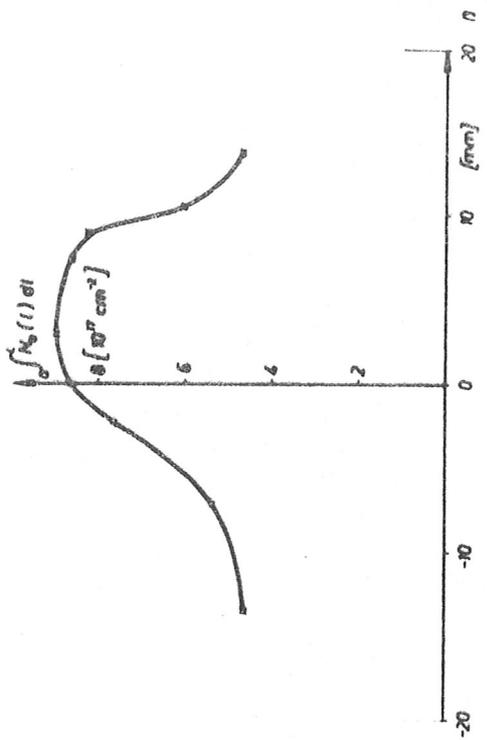


Abb. 13 b



$B_z : 41$
 $t : + 580 \text{ nsec}$

$\int N_e(t) dt$	$=$	$4.1 \cdot 10^{17} [\text{cm}^{-2}]$	----
"	"	$5.4 \cdot 10^{17}$	----
"	"	$6.2 \cdot 10^{17}$	----
"	"	$7.5 \cdot 10^{17}$	----

Abb. 13 c

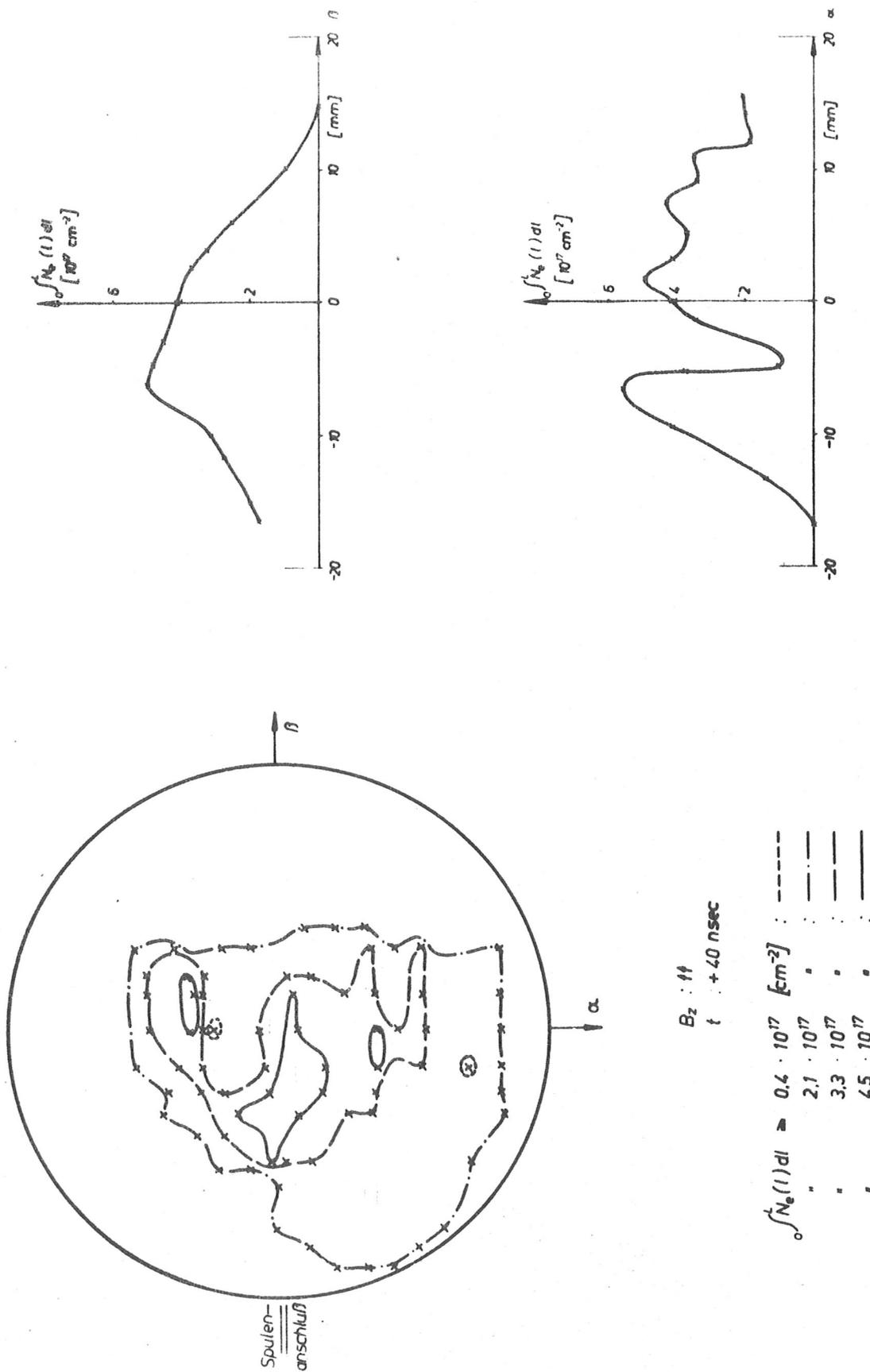
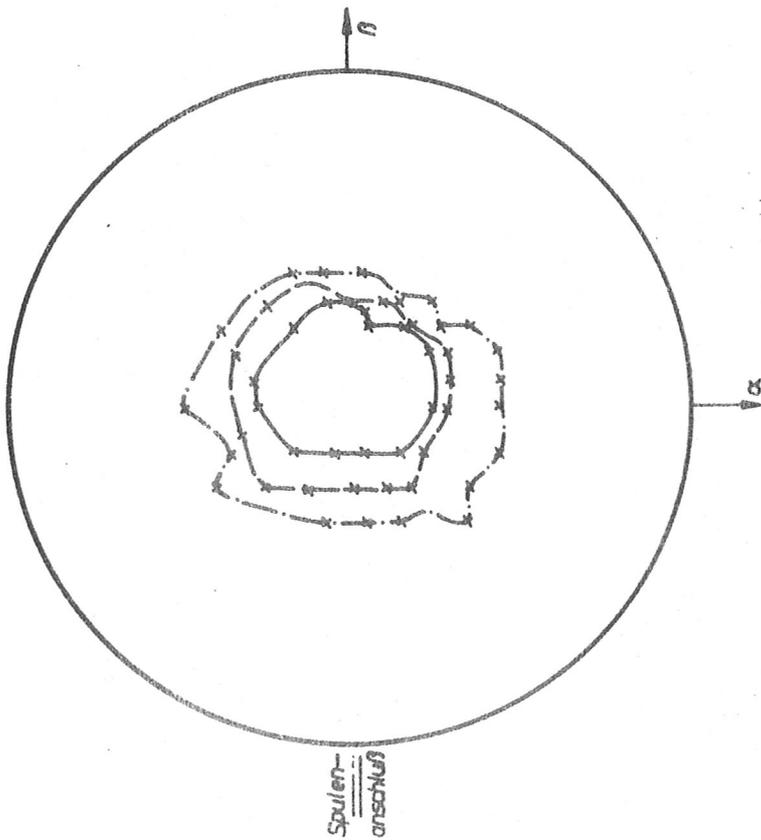
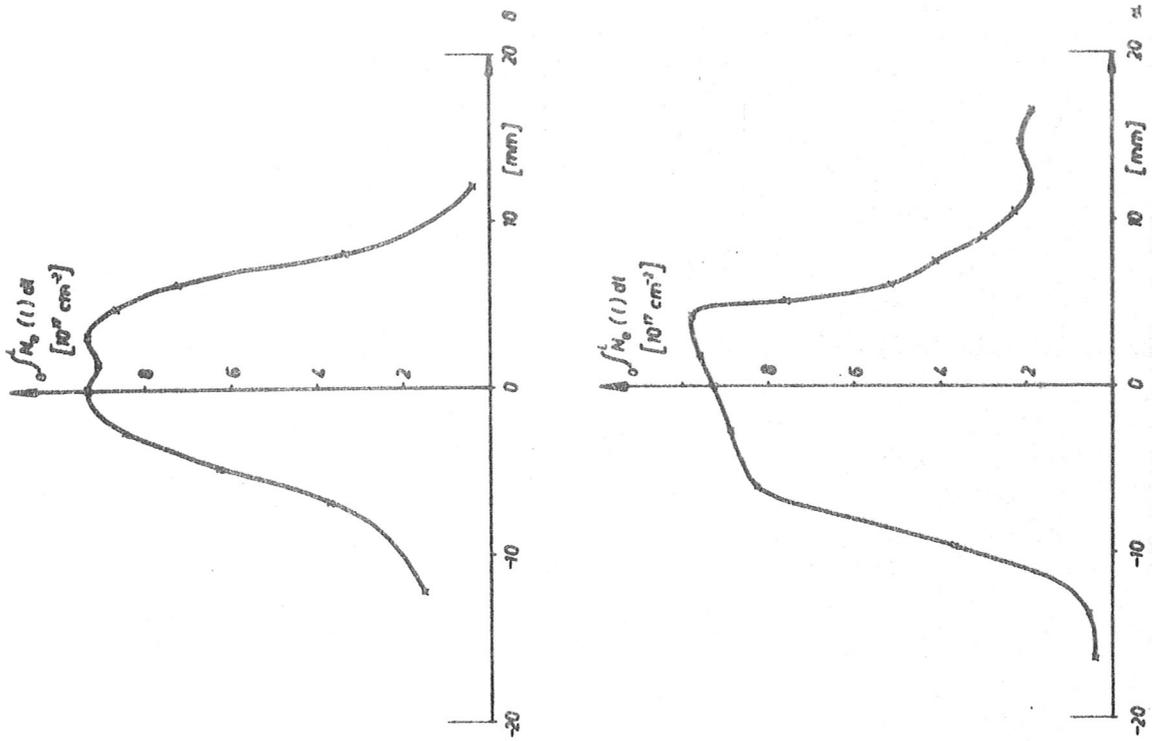


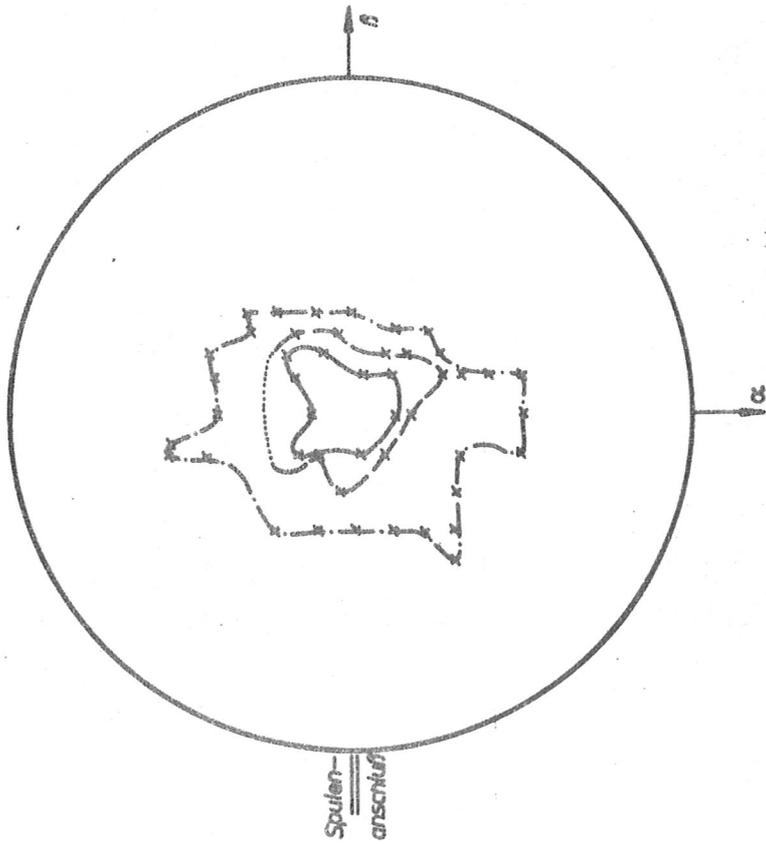
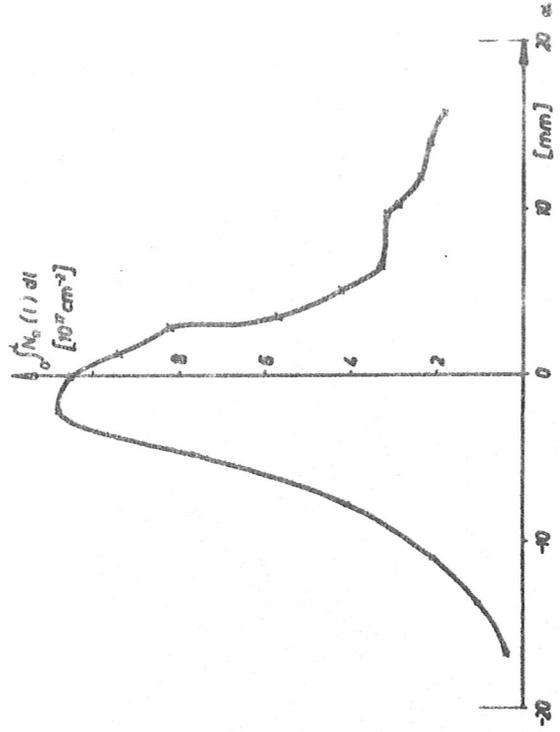
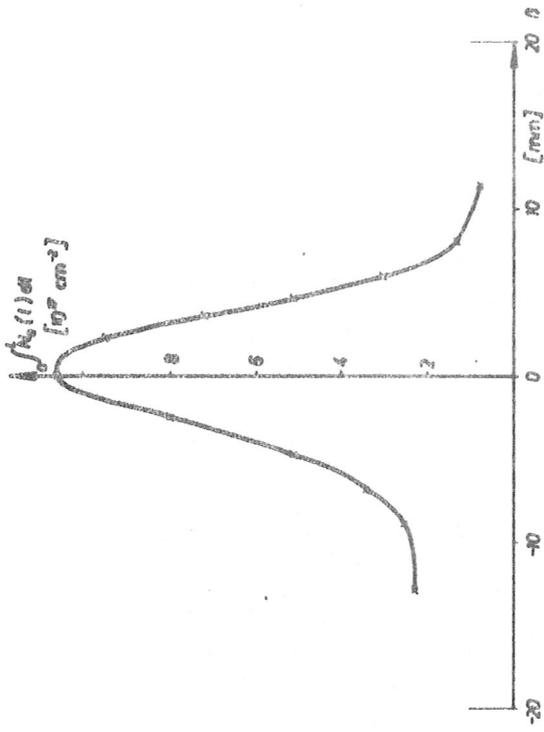
Abb. 14 a



$B_2 : 11$
 $t : +230 \text{ nsec}$

$\int N_2(1) dl$	\approx	$0.8 \cdot 10^{17} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$	---
"	"	$2.9 \cdot 10^{17}$	---
"	"	$5.0 \cdot 10^{17}$	---
"	"	$7.5 \cdot 10^{17}$	---

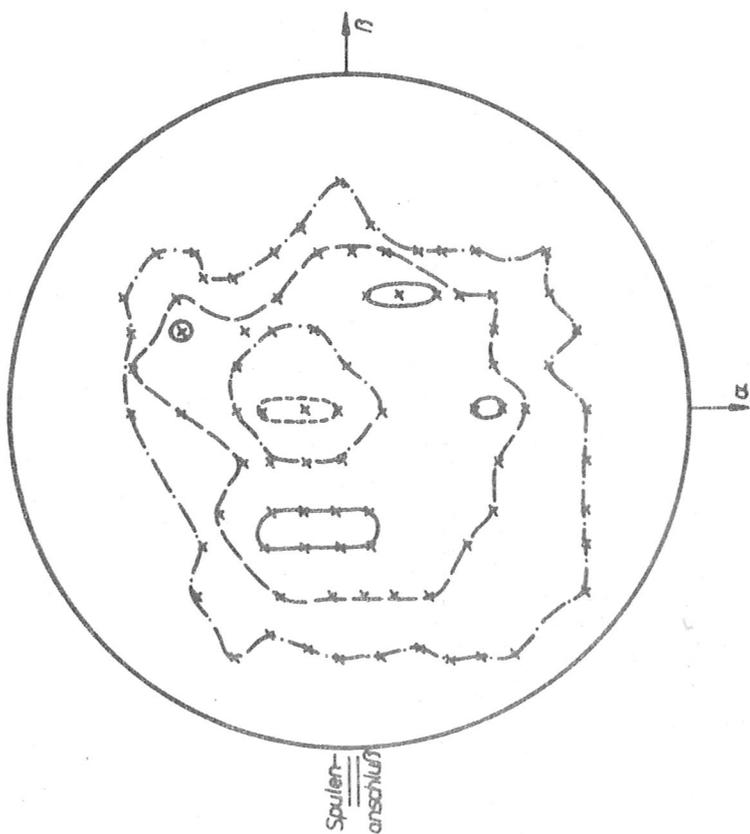
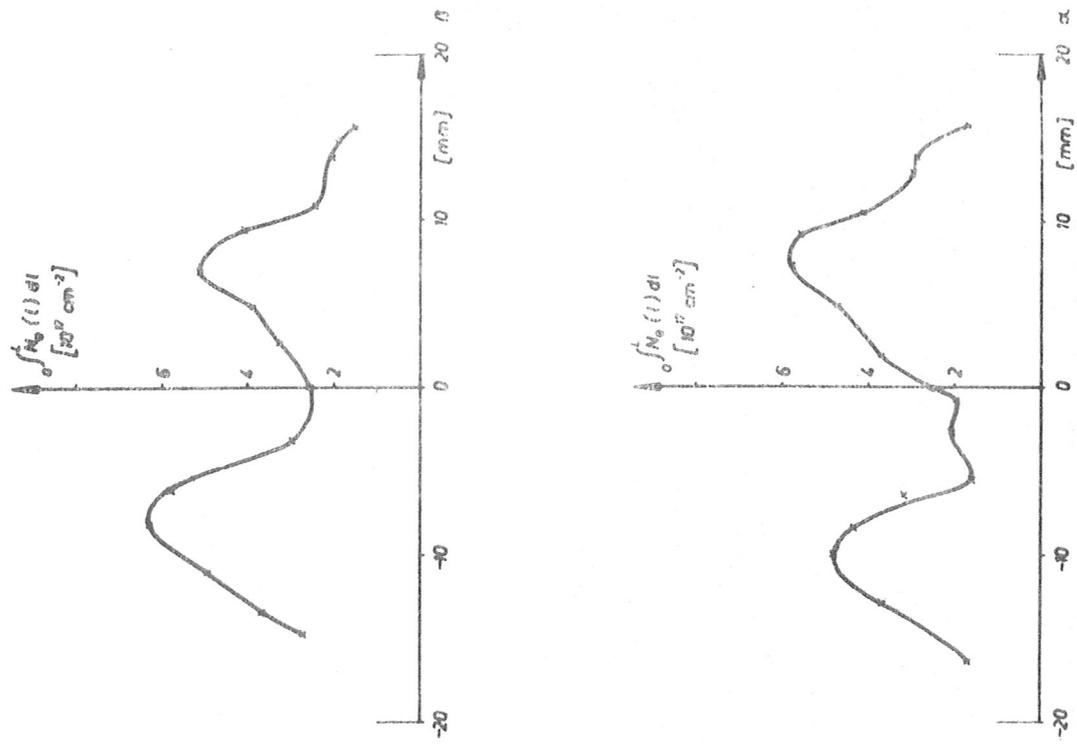
Abb. 14 b



$B_z : 11$
 $t : +470 \text{ nsec}$

$\int N_0(t) dt$	$0.8 \cdot 10^{17} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$	-----
•	$2.9 \cdot 10^{17}$	•
•	$5.4 \cdot 10^{17}$	•
•	$7.9 \cdot 10^{17}$	•

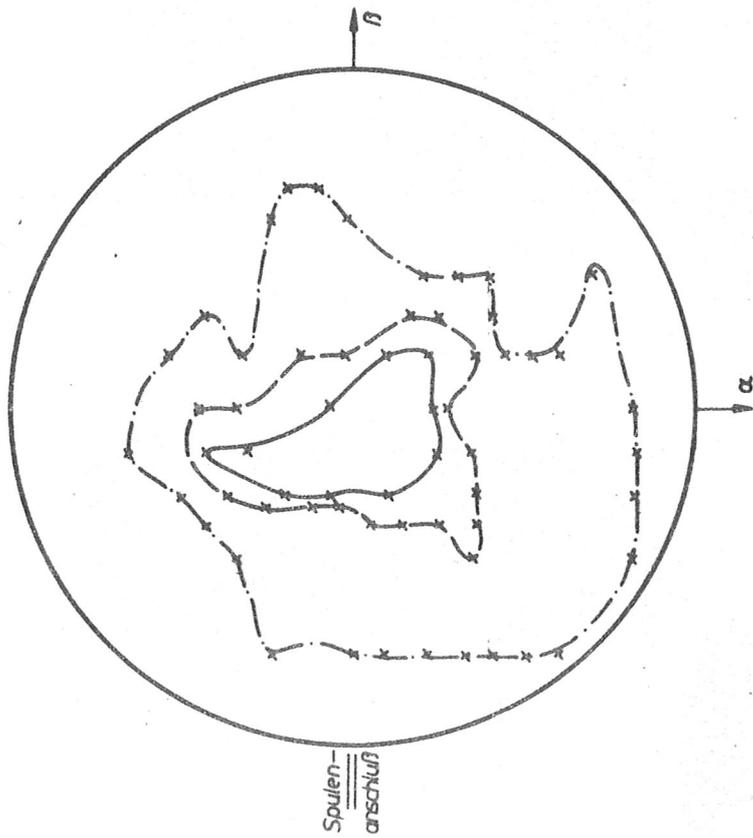
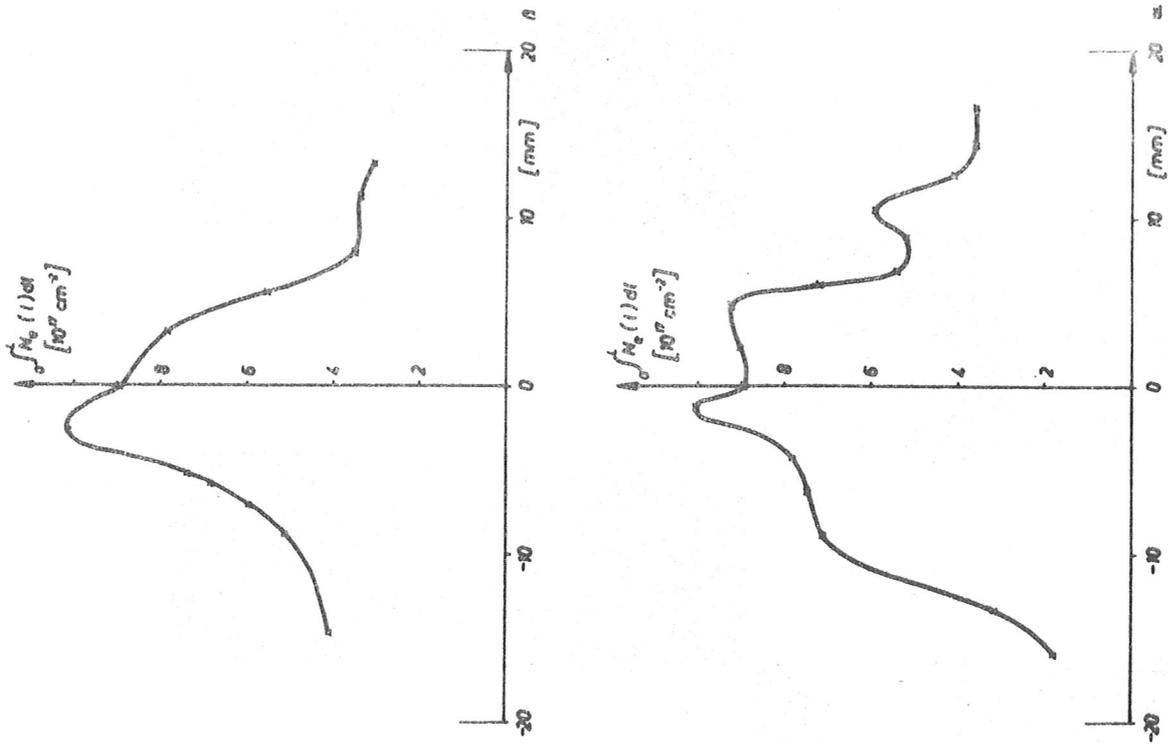
Abb. 14 c



$B_z : 11$
 $t : -70 \text{ nsec}$

$\int N_e(t) dl$	$0.8 \cdot 10^{17} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$	---
"	$2.5 \cdot 10^{17}$	---
"	$4.1 \cdot 10^{17}$	---
"	$5.8 \cdot 10^{17}$	---

Abb. 15 b



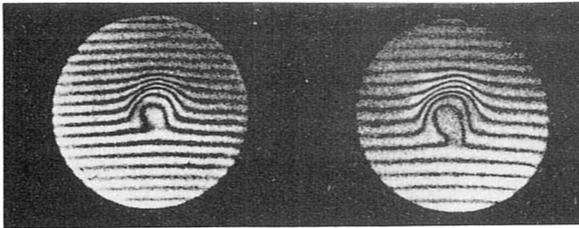
Spulen-
anschlus

$B_z : H$
 $t : +170 \text{ nsec}$

$\int N_e(t) dt$	B_z	Line Style
$1.2 \cdot 10^{17} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$	$3.7 \cdot 10^7$	--- (dashed)
$3.7 \cdot 10^{17}$	$6.2 \cdot 10^7$	- - - (long dashed)
$6.2 \cdot 10^{17}$	$8.2 \cdot 10^7$	— (solid)
$8.2 \cdot 10^{17}$		— (solid)

Abb. 15 c

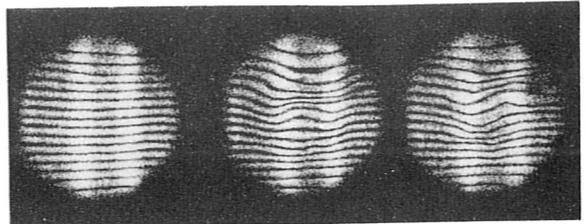
Zweifrequenzaufnahme



$\lambda_1 = 5500 \text{ \AA}$

$\lambda_2 = 6300 \text{ \AA}$

Abb. 7



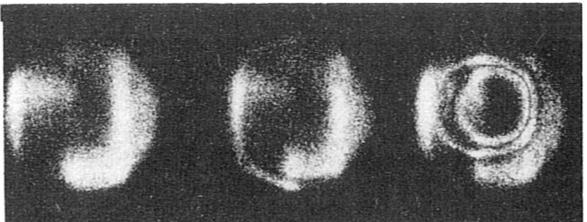
a b c

Abb. (15)



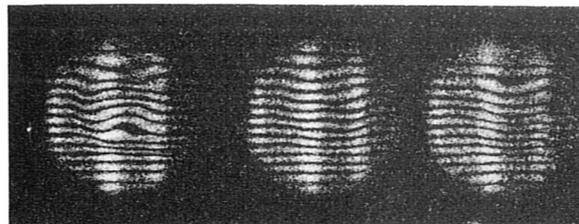
a b c

Abb. (12)



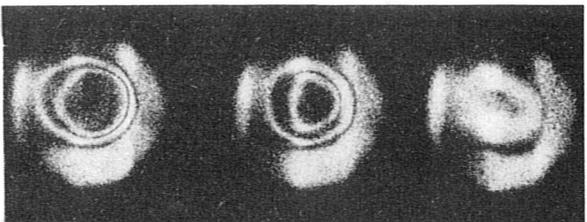
-300 nsec -110 nsec +120 nsec

Abb. 16 $B_Z \uparrow \uparrow$



a b c

Abb. (13)



+40 nsec +230 nsec +470 nsec

Abb. 17 $B_Z \uparrow \uparrow$



a b c

Abb. (14)



-80 nsec +110 nsec +340 nsec

Abb. 18 $B_Z \uparrow \uparrow$

Interferenzstreifen-aufnahmen