

RGS

Bestimmung des Produktes aus Elektronen-
dichte und Magnetfeld in einem kleinen
Theta-Pinch mittels Polarimetrie bei 633 nm.

E. Glock

IPP 1/116

April 1971

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Bestimmung des Produktes aus Elektronen-
dichte und Magnetfeld in einem kleinen
Theta-Pinch mittels Polarimetrie bei 633 nm.

E. Glock

IPP 1/116

April 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.*

(in German)

April 1971

Abstract

The product of electron density and axial magnetic field in a 5 kJ θ -pinch was measured by the Faraday rotation of a He-Ne laser beam at 633nm. With 10 mW laser output at disposal and ca. 20 ns rise time in the detector channel a signal-to-noise ratio of unity was attained with

$$n_e \cdot B \cdot \ell = 10^{21} \text{ Gauss} \cdot \text{cm}^{-2},$$

corresponding, e.g., to 100 Gauss in 1 m coil length with $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The measurements are consistent with supplementary flux measurements and smear photographs. Some of the ideas prevailing about the phenomena in a θ -pinch could not be confirmed.

Inhaltsverzeichnis

<u>1. Einleitung</u>	S.	1
<u>2. Versuchsanordnung</u>		4
2.1 θ -pinchanlage		
2.2 Meßanordnungen		
2.21 Bildwandlerschmieraufnahmen		
2.22 Flußschleifen		5
2.23 Polarimetrie		
<u>3. Auswertung und Ergebnisse</u>		8
3.1 Lage, Verteilung und Bewegung		
3.2 Fluß- und Feldmessungen		9
3.3 Polarimetrie		12
<u>4. Kombination von Meßwerten</u>		16
<u>5. Ergebnisse und Folgerungen</u>		19
<u>Literaturverzeichnis</u>		21
<u>Abbildungen</u>		23

1. Einleitung

Der Faraday-Effekt im Sichtbaren und Ultraroten wurde in den letzten Jahren mehrfach zur Messung von Dichte und Magnetfeld im Plasma benützt [1-9]. Für kleine Dichten und Felder sowie für kurze Meßstrecken ist der Drehwinkel der Polarisations-ebene so klein, daß die parasitäre Doppelbrechung und die Depolarisation durch Streuung in den optischen Elementen des Strahlenganges berücksichtigt werden muß. Weil die Größe dieser Störungen nicht a priori bestimmt werden konnte, war es notwendig, die Plasmameter auch mit anderen Meßverfahren zu erfassen und so die Zuverlässigkeit der polarimetrischen Ergebnisse zu prüfen. Es wurde die Flußänderung im Plasma durch kompensierte Flußschleifen (Greensche Sonden [10,11]) und die Begrenzung, Bewegung und Verteilung des Plasmas durch Bildwandleraufnahmen erfaßt [12,13].

Die wichtigsten Parameter, nämlich Energiedichte, Feld und Dichte sind lokal und momentan definierte Größen; Messungen liefern jedoch Integrale über irgendwelche, meist verschiedene Bereiche. In unserem Fall sind die Meßwerte, in den Koordinaten der Abb. 1 und mit den Indizes $i = 1, 2, 3, 4$ für die Sondennummer, mit x, y, z für die Richtung des Spaltes und mit k für die Entladungsnummer folgendermaßen definiert:

1. Drehung des Polarisationswinkels

$$\delta\alpha_k(t) = \text{const.} \int_{-z_k(t)}^{z_k(t)} B_z(x_k, y_k, z, t) n_e(x_k, y_k, z, t) dz. \quad (1)$$

2. Zeitableitung der Flußdifferenz in der Querschnittsebene der Sonde i

$$d_{ik} = \text{const.} \int_0^{x_{ik}} \int_0^{y_{ik}} B_z(x, y, z_i, t) dx dy. \quad (2)$$

3. Filmschwärzung S auf den Schmierbildern (Schmierkoordinate mit t bezeichnet) durch das Emissionsvermögen η des Plasmas im Empfindlichkeitsbereich der Kathode und im Raumwinkel des Aufnahmeobjektivs:

$$S_{x,k}(x,t) = \text{const} \int_{-R}^R \eta(x,y,0,t) dy ;$$

$$S_{y,k}(y,t) = \text{const} \int_{-R}^R \eta(x,y,0,t) dx ; \quad (3)$$

$$S_{z,k}(z,t) = \text{const} \int_0^R \int_0^{\sqrt{R^2-y^2}} \eta(x,y,z,t) dx dy.$$

n_e aus Gl.(1) hängt mit η aus Gl.(3) durch eine Funktion

$$\eta = f(n_e, T) \quad (4)$$

zusammen, die je nach Temperatur- und Dichtebereich verschiedene Form hat und aus der Theorie entnommen werden kann

[14-16]

Wenn nun die 7 Integralgleichungen (2) und (3) zusammen mit (4) nach B_z und n_e aufgelöst würden, ließe sich mit Gl.(1) die Richtigkeit des gemessenen Wertes von $d\alpha$ prüfen. Da jedoch das Gleichungssystem unterbestimmt ist und die Genauigkeit der Meßwerte begrenzt, entnehmen wir der als gültig angesehenen Theorie des θ -Pinches zusätzliche Information, um auf diesem Umweg aus unabhängigen Messungen auf vergleichbare Größen zukommen. Allerdings handelt es sich dabei nicht um eine Theorie im eigentlichen Sinn, sondern um Vorstellungen vom physikalischen Ablauf dieser Entladungsform, die mit der Zeit ziemlich allgemein verwendet werden; sie werden meist stillschweigend als richtig vorausgesetzt:

- I) Die Zündung, d.h. das Einsetzen starker Plasmaströme, tritt etwa während $\vec{B}_z = 0$, $\vec{E}_\varphi = \text{Max}$ ein. Nur zu dieser Zeit können Elektronen über mehrere Ionisierungsgenerationen beschleunigt werden [17-20]. Das Plasma liegt anfangs in Wandnähe und besteht aus schnellen Elektronen und langsamen Ionen.
- II) Bei steigendem \vec{B}_z und hohem \vec{E}_φ bewirkt die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift eine Radialbeschleunigung nach innen (magnetohydrodynamisch als magnetische Druckdifferenz dargestellt).
- III) Rechnungen im MHD - Bild mit Reibung für die Dichte- und Feldverteilung [21-23] ergeben eine von der magnetischen Druckdifferenz nach innen getriebene Dichtewelle, wobei das Plasma die Form eines sich füllenden Hohlzylinders hat, jedoch mit endlichen Gradienten an den begrenzenden Flächen. Doch ist die Näherung mit Rechteckverteilung über dem Radius weitgehend brauchbar.
- IV) Die radialen Schwingungen, die man beobachtet, sind Kompressionsschwingungen der Plasmabegrenzung um eine Gleichgewichtslage des magnetischen Druckes außen und des magnetischen und gaskinetischen Druckes innen [24-25].
- V) Wegen der z - Komponente des gaskinetischen Druckes strömt das Plasma aus den offenen Enden aus. Dies geschieht, wegen der Gültigkeit der Gesetze der Gasdynamik, in der Form einer einlaufenden Verdünnungswelle [26-28].
- VI) Abgesehen von den stoßfreien Plasmen gibt es nur 2 wesensverschiedenen Entladungstypen beim θ - Pinch: solche mit gleicher und solche mit entgegengesetzter Richtung des Außenfeldes.

Wir werden in der Folge sehen, daß sich diese Grundvorstellungen, so plausibel sie sind, nicht alle aufrechterhalten lassen.

2. Versuchsanordnung

2.1 θ -Pinch-Anlage

Die elektrischen und geometrischen Abmessungen des θ -Pinches zur Erzeugung des Versuchsplasmas sind aus Abb. 2 zu entnehmen. Größter Wert wurde auf die Reinheit des Füllgases gelegt. Bei einem Restdruck $< 10^{-7}$ Torr und einer Leckrate von etwa 10^{-9} Torr ℓ/s war der Zustrom von Fremdgas in der Zeit vom Abtrennen der Pumpe bis zur Entladung etwa 10^8 cm^{-3} Moleküle. Der Verunreinigungsgrad war also $< 10^{-6}$; anschaulich gesprochen bedeutet das ein Fremdatom in einem Würfel von 100 Atomen Kantenlänge. Zusätzlich fand eine Kühlfalle mit flüssigem Stickstoff Verwendung.

Ebenfalls in Hinblick auf die Reinheit der Gasfüllung wurde auf eine Vorionisierung verzichtet. Die Zündung erfolgte beim ersten Nulldurchgang des schwingenden Spulenfeldes. Eine kapazitiv übertragene hochfrequente Kabelschwingung (sog. Zündhilfe) verbesserte die Reproduzierbarkeit der Zündung nur wenig.

2.2 Meßanordnungen

Aus der Vielzahl der bekannten Untersuchungsmethoden für die physikalischen Plasmaeigenschaften wurden die drei in der Einleitung genannten ausgewählt, weil sie ohne Einwirkung auf das Plasma arbeiten und zuverlässige Meßwerte liefern, die außerdem noch übersichtlichen Auswerteverfahren zugänglich sind.

2.21 Bildwandler-Schmier-Aufnahmen

Die Lage, Ausdehnung und Dichte des Plasmas wurde mit Bildwandlern durch drei Schmieraufnahmen senkrecht zueinander orientierter Spalte aufgenommen. Ein Spalt wurde direkt auf die Kathode abgebildet, die beiden anderen über Umlenkprismen [29]. Auf Abb. 3 ist der Strahlengang zur Aufnahme der 3 Projektionen gezeigt.

2.22 Flußschleifen

Zur Beobachtung der z -Komponente des Magnetfeldes ohne Störung des Plasmas dienten die in Abb. 4 eingezeichneten Flußschleifen. Die Spannung, die das Vakuumfeld in diesen erzeugte, wurde mit der in der Außenspule induzierten Spannung kompensiert. Wegen nicht zu beseitigender Blindwiderstände in den Meßkanälen für die vier Sonden trat ein frequenzabhängiger Abgleichfehler auf; dieser und der Amplitudenabfall ist im Bereich von $1 \div 40$ MHz in Abb. 5 gezeigt. Resonanzen traten in den Meßkreisen in diesem Frequenzbereich nicht auf; somit sind alle Signale eindeutig auf Vorgänge im Plasma zurückzuführen.

2.23 Polarimetrie

Bei der großen Verschiedenheit der verfügbaren polarimetrischen Meßmethoden ist die Auswahl einer bestimmten zu begründen. Die empfindlichsten, nämlich die mit Abgleich zweier Intensitäten, sind bei rascher Änderung nicht brauchbar. Somit verbleiben nur die direkten und die Differenzmethoden, deren Schemata in Abb. 6 gezeigt sind:

- i) Kleine Verdrehung α des Analysators gegen die Sperrichtung und direkte Messung der Intensitätsänderung durch den Drehwinkel $\delta\alpha$.
- ii) Aufteilung in 2 senkrechte Komponenten im Analysator und Messung der Intensitätsdifferenz bei Drehung $\delta\alpha$.
- iii) Amplitudenteilung in 2 Komponenten und Messung der Intensitätsdifferenz durch $\delta\alpha$ hinter 2 um $\pm\alpha$ verdrehten Analysatoren.

Das wichtigste Kriterium ist zunächst das Rauschverhältnis. Nach Schottky [30] ist der RMS-Strom des Schrotrauschens, das bei Weitem überwiegt:

$$\bar{i}_N = \sqrt{2e(i + \delta i) M(1+B)\Delta f} \quad (5)$$

mit $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$,

$\overline{i + \delta i}$ = Mittelwert des Gesamtstromes, M = Verstärkungsfaktor, $1 + B$ = Dynodenrauschen, Δf = Bandbreite des Meßkanales. Änderungen einer Größe durch das zu untersuchende Plasma werden mit dem Präfix δ bezeichnet. Ein durch Drehung des Polarisationswinkels im Plasma, $\delta\alpha$, hervorgerufenen Stromsignal δi ergibt mit dem Schrotrauschen ein Signal-Rauschverhältnis

$$S/N = \delta i / \overline{i}_N.$$

Bei einer ursprünglichen Verdrehung des Analysators um α gegen die Sperrichtung ist der durchgelassene Lichtstrom

$$\phi + \delta\phi = \phi_0 \sin^2(\alpha + \delta\alpha), \quad (6)$$

wo ϕ_0 der primäre Lichtstrom ist. Setzen wir $\phi/\phi_0 = \varphi$ etc. und vernachlässigen die 2. Ordnung in $\delta\alpha$, so ist die Transmission

$$\varphi + \delta\varphi = \sin^2\alpha + 2\sin\alpha\cos\alpha\delta\alpha \quad (7)$$

Sei k die Kathodenempfindlichkeit, etwa in $[k] = A/W$ oder $e/h\nu$ so ist

$$i + \delta i = M \cdot k (\varphi + \delta\varphi). \quad (8)$$

Damit ergibt sich :

Methode i: α klein, $\sin\alpha \approx \alpha$, $\cos\alpha \approx 1$, $\alpha + \delta\alpha \approx \alpha$;

$$\varphi + \delta\varphi = \alpha^2 + 2\alpha\delta\alpha, \quad \text{woraus folgt:}$$

$$(S/N)_i = \sqrt{\frac{4M^2k^2\alpha^2\delta\alpha^2}{2eMk\alpha^2(1+B)\Delta f}} = \delta\alpha \sqrt{\frac{2Mk}{e(1+B)\Delta f}}. \quad (9)$$

Methode ii: $\alpha = \pi/8$, $\sin\alpha = \cos\alpha = \sqrt{2}$; $\alpha + \delta\alpha \approx 2$;

$$\varphi + \delta\varphi = 2 + 4\delta\alpha, \quad \text{woraus folgt:}$$

$$(S/N)_{ii}^* = \sqrt{\frac{M^2k^216\delta\alpha^2}{Mk4e(1+B)\Delta f}} = \sqrt{2} (S/N)_i. \quad (10)$$

Hier sind jedoch 2 Empfänger nötig, deren Rauschen sich unter der Wurzel addiert. Man erhält daher:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{ii} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{S}{N}\right)_{ii}^* = \left(\frac{S}{N}\right)_i . \quad (11)$$

Methode iii: Hier errechnet sich für jeden Empfänger zunächst

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{iii}^* = \left(\frac{S}{N}\right)_i ,$$

ein Wert, der durch die Differenzbildung verdoppelt wird. Andererseits liefert die halbe Primärintensität*) einen Faktor $\frac{1}{\sqrt{2}}$ und die Addition des Rauschens der beiden Empfänger nochmals $\sqrt{2}$ im Nenner, sodaß auch hier

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{iii} = 2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{S}{N}\right)_{iii}^* = \left(\frac{S}{N}\right)_i . \quad (12)$$

Nachdem das Rauschverhältnis bei den drei Methoden gleich ist, wählen wir diejenige mit den wenigsten optischen und elektrischen Bauteilen, nämlich i. Dies deshalb, weil jedes optische Element in kleinem Maße doppelbrechend und depolarisierend wirkt und jeder Verstärker zusätzliche Rauschquellen und Nichtlinearitäten enthält.

Abb. 7 zeigt den endgültig gewählten Aufbau für die Polarmetrie. Der Polarisator vor dem Eintrittsfenster war notwendig, weil der Polarisationsgrad des Lasers allein für die Messung nicht ausgereicht hätte. Die Parallelversetzung des Meßstrahles in der Ebene des Kollektorschlitzes erfolgte durch gleiche Verschiebung der beiden Umlenkspiegel in Pfeilrichtung. Die Wirkungsweise der Abbildungen und Blenden zur räumlichen Trennung des Meßstrahles vom umgebenden Plasmaleuchten zeigt Abb. 8. Mit der Linse L_1 wurde ein Fernbild F des Lasers von ca 1mm \varnothing im Plasma erzeugt und mit L_2 ein Nahbild N von ca 0.1mm \varnothing auf einem Kreuzspalt (Blende B_2).

*) Teilerplatte!

3. Auswertung und Ergebnisse

3.1 Lage, Verteilung und Bewegung

Um aus den Bildwandleraufnahmen die Lage und die Dichteverteilung des Plasmas zu rekonstruieren, müssen wir voraussetzen können, daß die Filmschwärzung monoton von Dichte und Temperatur des abgebildeten Plasmas abhängt. Diese Voraussetzung ist nicht selbstverständlich; durch Linienstrahlung können relativ kalte Plasmen im Spektralbereich der Photokathode optisch dick sein, während bei höheren Temperaturen in diesem Bereich keine Anregung mehr stattfindet. Da im Deuterium dieses sog. "Ausbrennen" von Linien nur an Verunreinigungen vorkommt und diese bei uns unter 10^{-6} liegen, können wir mit der Kontinuumsstrahlung allein rechnen und die Filmschwärzung als ein ähnliches Bild der Plasmaverteilung in der jeweiligen Projektion ansehen.

Der Zusammenhang zwischen der Schwärzung S und der Leuchtdichte η - und damit n_e - wurde bereits in den Gln.(3) angegeben. Eine Auflösung dieser drei Gleichungen wäre zwar mit einigen zusätzlichen Annahmen möglich, verlangte aber eine densitometrische Auswertung der Schmierbilder. Nun sind aber elektronische bildverstärkende Elemente nicht reproduzierbar genug, um eine Intensitätseichung sinnvoll durchzuführen, weshalb wir davon absehen. Außerdem genügt einige Vorstellungskraft bei der Betrachtung der Aufnahmen (Abb.9), um ihnen alle Information zu entnehmen, die wir benötigen. Um einen größeren Helligkeitsbereich zu erfassen, wurden die 2 Projektionen auf die Radien verschieden belichtet.

Bei den Projektionen auf die Radien zeigte sich kein Grund gegen die Annahme von Zylindersymmetrie, aber auch keiner für die Annahme eines Vollzylinders, der ein deutliches Schwärzungsmaximum in der Mitte zeigen müßte. Etwa gleichmäßige Schwärzung im Mittelbereich läßt darauf schließen, daß die Projektion eines Hohlzylinders vorliegt, bei der die scharfen Intensitätsmaxima durch mangelhafte Abbildung verwischt sind (Abb. 10). Der Plasmazylinder entsteht in

Wandnähe und geht mit etwa $80\text{mm}\mu\text{s}^{-1}$ nach innen. Bei etwa $1/3$ des Rohrdurchmessers erreicht er eine Gleichgewichtsform, um die er oszilliert. Der Gleichgewichtsradius nimmt mit etwa $8\text{mm}\mu\text{s}^{-1}$ ab.

In der axialen Projektion sind Schwärzungsänderungen in z -Richtung und solche in t -Richtung verschieden zu bewerten. Die Lichtleiterplatte im Kollektorschlitz $\lceil 29 \rceil$, die zum Herausspiegeln des Lichtes verwendet wird, läßt eine räumliche Auflösung nur nach z zu, nicht jedoch in y -Richtung, wie Abb. 11 zeigt. Das bedeutet, daß bei einer radialen Kompression die Teilchen im Gesichtsfeld bleiben - abgesehen von den 2 Außensegmenten -, während eine in Achsenrichtung fortschreitende Dichteänderung das bekannte Schmierbild einer Strömung gibt (Abb. 12), das hier vom Aufleuchten des Plasmas in den Kompressionsschwingungen überlagert ist. Der Durchbruch erfolgt in den Mitten der beiden Spulenhälften, von denen dann je zwei Stöße mit etwa $40\text{mm}/\mu\text{s}$ auslaufen. Die nach der Mitte laufenden Stöße werden aneinander reflektiert und laufen mit ca $30\text{mm}/\mu\text{s}$ nach außen, wo sie von der von außen einlaufenden Verdünnungswelle gekreuzt werden. In den ersten Kompressionen gibt die Überlagerung der einlaufenden radialen mit der auslaufenden axialen Strömung eine resultierende Bewegung, die mit ca 60° gegen z geneigt ist. In Abb. 13 ist der Versuch gemacht, die aufeinander folgenden Plasmakonfigurationen perspektivisch darzustellen.

3.2 Fluß- und Feldmessungen

Die von der Green'schen Sondenkombination abgegebenen Spannungen werden durch die Änderung der Flußdifferenz im Plasma erzeugt. Um hieraus Aussagen über die lokalen Felder zu gewinnen, müssen wir eine Annahme über deren Verteilung zu Hilfe nehmen. Nachdem die Leuchtdichteverteilung der radialen Bildwandlernaufnahmen die Annahme einer Plasmadichteverteilung in Form eines Hohlzylinders nahelegt, erscheint für das Magnetfeld die Rechtecksverteilung über dem Durchmesser die nächstliegende Idealisierung, wobei der Sprung der Feldstärke

etwa mit der Grenze des leuchtenden Bereiches zusammenfällt. Wir nehmen also die in Abb. 14 gezeigte Feldverteilung zumindest als qualitativ richtig an. In der perspektivischen Darstellung entspricht das Volumen dem Fluß.

Wir führen folgende Bezeichnungen ein:

f_i = Windungsfläche der Sonde Nr. i ; $i = 1, 2, 3, 4$.

B_i = Induktion zwischen Spule und Plasma im Querschnitt bei $z = z_i$; $B = \bar{B}_i$

B_{pli} = Induktion im Plasma im Querschnitt bei z_i

Q = Spulenquerschnitt

$Q \cdot q$ = Plasmaquerschnitt (als konstant bez. z angenommen)

$b_i = B_i - B_{pli}$

ψ = der die äußere Kompensationsspule durchsetzende Bruchteil des Gesamtflusses.

Mit diesen Bezeichnungen weicht unsere Darstellung etwas von der Green'schen Darstellung ab [10]: Wir bezeichnen die Signalspannungen an den sechs Flußschleifen der Abb. 4 mit

$$s_i(t) = f_i \dot{B}_i, \quad (13)$$

$$s(t) = \psi Q \left[\dot{B}_i - \frac{d}{dt} (q \cdot b_i) \right], \quad (14)$$

$$s_0(t) = c \dot{B}. \quad (15)$$

Gleicht man die Verstärker der einzelnen Meßkanäle so ab, daß für das Vakuumfeld die Differenz

$$d_i = s - s_i \quad (16)$$

verschwindet, so liefert die durch ein Plasma hervorgerufene Änderung das Signal

$$d_i = \psi Q \frac{d}{dt} (q b_i). \quad (17)$$

Integration über die Zeit liefert die Induktionen

$$S_i = f_i B_i, \quad (18)$$

$$S = \psi Q [B_i - q b_i], \quad (19)$$

$$S_0 = c B, \quad (20)$$

$$D_i = \psi Q q b_i. \quad (21)$$

Mit einer unabhängig vorgenommenen Messung des Vakuumfeldes war es möglich, mit den bei Green angegebenen Eichungen alle Konstanten zu bestimmen. $q(t)$ wurde aus den Bildwandlernaufnahmen entnommen. Um die Funktionen $D_i(t)$ zu erhalten, mußten die als Integrale aus den Oszillogrammen gewonnenen Funktionen $\tilde{D}_i(t)$ noch 2 Korrekturen unterworfen werden: Einmal mußte eine mögliche Neigung der nachträglich eingezeichneten Nulllinien dadurch beseitigt werden, daß die Felddifferenzen mit dem Außenfeld gegen Null gehen mußten (Addition eines Termes kt^2); ferner mußte bei der zunehmenden Schwingungsfrequenz der Frequenzgang der Verstärkerleistung korrigiert werden. So ergab sich:

$$\hat{D}_i = \tilde{D}_i(t) + kt^2; \quad (22)$$

$$D_i = \hat{D}_i (1 + 0,2 t) - 0,2 \int_0^t \hat{D}_i(\tau) d\tau. \quad (23)$$

Das hieraus nach

$$B_{pli} = 0,04 [1,95 \int S_0 dt - a_i D_i (\frac{1}{q} - 1)], \quad *) \quad (24)$$

berechnete Feld im Plasma unterschied sich im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht vom Vakuumfeld. Deshalb wurde noch die Felddifferenz

$$b_i = 0,04 a_i \frac{D_i}{q}$$

berechnet. Sie ist in Abb. 15 logarithmisch eingezeichnet für eine Entladung, in der ihr Vorzeichen nicht wechselt, jedoch nur für die Sonden 1 und 2 entsprechend den Querschnittebenen bei $z = 0$ und $z = 20\text{mm}$.

*) a_i ist Eichfaktor

Die Differenz beträgt weniger als 1% des Feldes; ebenso verhält sich der Plasmastrom zum Spulenstrom. Setzen wir, wie üblich, $\beta = p : (B^2/8\pi)$ und den gaskinetischen Druck gleich der Differenz der magnetischen Drucke

$$p \cdot 8\pi = B^2 - B_{pl}^2,$$

so erhält man durch Einsetzen unter Vernachlässigung quadratischer Terme in b :

$$\beta = 2b/B = \frac{2D_i}{\psi Q q B} \approx 10^{-3}. \quad (25)$$

Zur Klärung einer seit langem beobachteten Erscheinung trugen die bei verschiedenen z aufgenommenen Sondensignale bei: Die mit einer Rogowski-Spule im Kollektor gemessene Änderung des Gesamtflusses zeigt eine Schwingung etwa der dreifachen Frequenz der optisch und magnetisch beobachteten Kompressionschwingungen (Abb. 16, untere Spur). Überlagerung der Sondensignale aus verschiedenen Querschnittsebenen (obere Spuren) zeigt eine leichte Phasendifferenz, die, zu einer Schwingung zusammengefaßt, eine mehrfach höhere Frequenz vertauscht. Aus der Existenz phasenverschobener Schwingungen in benachbarten Spulenabschnitten läßt sich schließen, daß die Längskopplung in der θ -Pinch-Spule nur gering sein kann.

3.3 Polarimetrie

Das Plasma des θ -Pinches ist nun nach Ausdehnung, Bewegung, Feld und Dichte in gewissen Grenzen bekannt, sodaß wir den für die Faraday-Drehung zu erwartenden Winkel $\delta\alpha$ zu $1' \leq \delta\alpha \leq 10'$ abschätzen können. Aus dem Diagramm Abb. 17 kann man diesen Wert entnehmen. Nun wurde einerseits der Bereich der Polarisationsdrehung abgetastet und dabei die parasitäre Doppelbrechung, d.h. der Störlichtanteil variiert, Abb. 18, andererseits die durchgelassene Intensität bei Überlagerung eines konstanten Störlichtanteils von 10^{-6} , 10^{-5} usw, mit einigen Zwischenwerten, berechnet und aufgetragen, s. Abb. 19. Der Vergleich der Kurven zeigt, daß diese einfache Annahme die

gemessenen Durchlaßkurven ganz gut wiedergibt. Wir benützen nun Abb. 19 um den Vordrehwinkel α auszusuchen. 10^{-6} der Primärintensität war der Anteil, auf den sich die Störintensität mit einigen Kunstgriffen reduzieren ließ, entsprechend einer elliptischen Polarisation mit Achsenverhältnis 1:1000. Der Kompromiß zwischen der Empfindlichkeit gegen Winkeldrehung und der unerwünschten Empfindlichkeit gegen Änderung der Störintensität wurde bei $\alpha = \pm 700''$ gefunden.

Mit den zuletzt angegebenen Daten, der Primärintensität des Lasers und der Quantenausbeute an der Photokathode des SEV ist ein mittlerer Strom von $5 \cdot 10^9$ e/s an der Kathode zu erwarten. Bei einer Signalmodulation von 0.5 und einer Bandbreite von 20 MHz ist mit einem mittleren Rauschanteil von 10-20%, d.h. mit einem Rauschverhältnis von 5 bis 10 zu rechnen. Eine Verbesserung ist wünschenswert. Wir erreichen sie durch Abschneiden der Bandbreite.

Als schnellstes erfaßbares Phänomen im Plasma zeigen die Sondenkurven und Bildwandleraufnahmen die Kompressionsschwingungen, deren Frequenz mit ansteigendem Feld zunimmt. Durch Abschneiden der höheren Frequenzen auf rechnerischem Wege konnte das Rauschen, besonders am Anfang, verkleinert werden. Die Zeitabhängigkeit der Periodendauer ergab sich im Mittel zu

$$\tau_{1/2} = 0,3 \exp(-1,46 t), \quad \tau \text{ und } t \text{ in } \mu\text{s}.$$

Das vom Oszillographen aufgezeichnete Signal der vom SEV am Arbeitswiderstand erzeugten Spannung $\tilde{u}(t)$ wurde nun mit einer Rechteckfunktion

$$Y(t) = \begin{cases} 6,67 \exp 1,46 t' & \text{für } t' - 0,075 \exp(-1,46 t') \leq t \leq t' + 0,075 \exp(\dots) \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (26)$$

gefaltet:

$$u(t) = \int_0^{\infty} \tilde{u}(t-t') Y(t') dt', \quad (27)$$

was praktisch so durchgeführt wurde:

$$u(t) = \int_{t-0,075 \exp(-1,46 t)}^{t+0,075 \exp(-1,46 t)} \tilde{u}(t') dt' \cdot 6,67 \exp(1,46 t). \quad (28)$$

Zur Veranschaulichung sind in Abb. 20 eine geglättete und eine ungeglättete Kurve aufeinander kopiert. Bei der Auswertung mußte noch berücksichtigt werden, daß die mangelhafte Langzeitkonstanz des Lasers, des SEV und der Verstärker eine Eichung für jeden Schuß erforderte. Zu diesem Zweck wurde unmittelbar nach jeder Entladung der Abstand v_0 zwischen der Nulllinie und dem konstanten Signal der Verdrehung α ohne Plasma, d.h. mit $d\alpha = 0$, aufgezeichnet (letzteres mit großer Zeitkonstante). Bei Vorhandensein von drehendem Plasma mißt man dann am Abschlußwiderstand R die Spannung

$$v(d\alpha) = \Phi_0 k M R (\varphi + d\varphi) = \Phi_0 k M R (\alpha + d\alpha)^2. \quad (29)$$

Wir setzen nun $v(d\alpha)/v(0) = V(d\alpha)$ mit $V(0) = 1$ und erhalten mit einer dimensionsbehafteten Konstanten C und der bereits ausgewählten Verdrehung $\alpha = \pm 700''$

$$C(\alpha + d\alpha)^2 = V(d\alpha); \quad \alpha = \pm 700'' = \sqrt{1/C}$$

und damit den Ausdruck:

$$d\alpha = \pm 700'' (\sqrt{V(d\alpha)} - 1). \quad (30)$$

Dabei ist für $\text{sgn } \alpha = \text{sgn } d\alpha$ das positive, für $\text{sgn } \alpha = -\text{sgn } d\alpha$ das negative Zeichen zu nehmen. Bei der Auswertung wurde in Gl. (30) die aus der geglätteten Spannung $u(t)$ normierte Spannung verwendet.

Der einfache Zusammenhang zwischen dem Drehwinkel $d\alpha$ einerseits und Feld und Dichte andererseits läßt sich als Kennlinie darstellen (Abb. 21). Mit ihrer Hilfe kann man bereits an Hand der Oszillogramme den Einfluß des Plasmaleuchtens abschätzen: Auf Abb. 22 sind die Oszillogramme zweier Entladungen übereinanderkopiert, die sich durch die entgegengesetzte Verdrehung des Analysators unterscheiden, in ihrem magnetischen Verlauf (\mathfrak{z}_0) jedoch möglichst ähnlich sind. Die beobachtbare Verschiebung beider Kurven nach unten, d.h. zu größeren Intensitäten, ist zweifellos auf unpolarisierte Anteile zurückzuführen.

Man kann daraus ein einfaches Korrektionsverfahren für den Falschlichtfehler ableiten: Man zeichnet nach Augenmaß das Zeitmittel der Kurven ein und zieht von jeder die Hälfte des Abstandes ab.

Wie weiter aus Abb. 21 zu erkennen ist, ist bei gleichem Zeitverlauf der Polarisationsdrehung spiegelsymmetrischer Verlauf der Intensität bezüglich I_0 zu erwarten, sobald die Analysatorverdrehung umgekehrt wird. Diese Symmetrie bleibt im Wesentlichen erhalten, wenn bei beiden Winkeln ein Falschlichtanteil hinzutritt. Das Fehlen dieser Symmetrie bei den beiden Entladungen der Abb. 22 war ein Hinweis, daß selbst ein nahezu identischer Verlauf der Flußänderung große Unterschiede im Verlauf von $n_e \cdot B$ auf dem Meßstrahl zuläßt, m.a.W. daß die Polarimetrie von mehr Zufallsvariablen beeinflusst wird als die Flußmessung. Die Vermessung der Schmierbilder der Projektionen der Radialverteilung auf die x -Achse ergab eine Streuung der Mittelpunkte in einem Bereich von ca. 2mm, die der Begrenzungen etwa im doppelten Bereich. Auch die Lage der Projektion auf die y -Achse, d.h. senkrecht zur Kollektorebene ist dem Zufall unterworfen, wenn auch in kleinerem Maß. Es wurde noch eine Anzahl gleich stark belichteter Aufnahmen auf die Reproduzierbarkeit der Lage der Plasmagrenzen in x - und y -Richtung untersucht. Hier wird die Schwankung der Mittelpunktlage noch von der Schwankung des Querschnittes überlagert. Abb. 23 zeigt maßstäblich die beobachteten Existenzgrenzen der Maxima und der Minima in x - und y -Richtung etwa $1 \mu s$ nach der Zündung. Die mangelhafte Reproduzierbarkeit des SEV-Signals ist demnach auf die Unsicherheit der Lage der Dichteverteilung relativ zum Meßstrahl und nicht auf die Unsicherheit der Polarisationsmessung zurückzuführen. Das SEV-Signal als solches liefert uns also keinen Grund, an der Richtigkeit der Anzeige zu zweifeln, abgesehen von kleineren Verfälschungen durch das Rauschen.

4. Kombination von Meßwerten

Das eigentliche Ziel der Untersuchung, nämlich die Prüfung der Faradaydrehung auf ihre Eignung als Meßprinzip, ist mit dieser Feststellung noch nicht erreicht. Und die Plausibilität allein der vorliegenden Meßwerte im Sinne einer Theorie genügt auch nicht als Kriterium, es sei denn, die Theorie stellt einen lückenlosen Zusammenhang zwischen den Parametern des Experimentes und den gemessenen Größen her. Andernfalls kann ja eine Diskrepanz zwischen Meßwerten und "theoretischen" Werten auch zu Lasten der "Theorie" gehen.

Erst die Übereinstimmung einer Messung mit einer davon unabhängigen zweiten Messung oder wenigstens die Übereinstimmung gleich definierter Größen, die aus teilweise unabhängigen Kombinationen von Meßwerten gebildet wurden entscheidet über die Brauchbarkeit der verwendeten Methode. Bei dem Satz von Meßgrößen, der zu unserer Verfügung stand, schien es sinnvoll, die Übereinstimmung an der Elektronendichte zu prüfen. Diese läßt sich nämlich durch drei verschiedene Beziehungen aus folgenden Größen gewinnen:

n_0 = Fülldichte, $q(t)$ = Querschnittsverhältnis,

$\tau(t)$ = Periode der Kompressionsschwingungen,

$B_z(t)$ = Magnetfeld und $\delta\alpha(t)$ = Drehwinkel.

Diese Beziehungen sind:

$n_q = n_0/q$, wobei $1/q$ das aus den radialen Schmierbildern(31) entnommene Kompressionsverhältnis in der Querschnittsebene ist.

$n_\tau = \text{const } \tau^2 B_z^2 / q$ nach I.B.Taylor [24]. Eine graphische Darstellung des Zusammenhanges gibt (32) Abb. 24. .

$n_{\delta\alpha} = \text{const } \delta\alpha / B_z$. (33)

Jeder dieser drei Ausdrücke für die Dichte enthält also ein Argument, das in den anderen beiden nicht vorkommt. Abb. 25 zeigt den zeitlichen Verlauf bei acht Entladungen. Die Resultate der übrigen Auswertungen waren im Wesentlichen die gleichen. Die Abweichungen sind erheblich und es ist zu prüfen, wie weit sie von den Voraussetzungen kommen, die den Auswertungen zugrunde liegen.

Bei n_q wurde der Plasmaquerschnitt als Maß des Volumens verwendet, d.h. die Länge als konstant angenommen. Wegen der offenen Enden ist das nur berechtigt, solange die z -Komponente der Geschwindigkeitsverteilung vernachlässigbar ist, also bis nach der zweiten Kompression. Die weitere Verkleinerung des Querschnittes ist nicht mit einer Verdichtung, sondern mit einem Ausströmen des Plasmas verknüpft, sodaß n_q nur bis nach der zweiten Kompression brauchbare Werte liefert.

Für n_r gilt dasselbe, was den Anstieg mit der Zeit betrifft, weil es ebenfalls den Faktor $1/q$ enthält. Die halbe Größenordnung, um die n_r bereits in der ersten Kompression n_q und $n_{\delta a}$ übertrifft, ist damit jedoch nicht erklärt. Diese Diskrepanz geht zu Lasten von n_r : Bei der Ableitung des Zusammenhanges zwischen Oszillationsfrequenz, Masse und Magnetfeld hat Taylor nämlich sehr spezielle Annahmen über den Bewegungszustand des schwingenden Plasmas gemacht, Annahmen, die zwar plausibel, aber keineswegs sichergestellt sind. Eine spätere, vereinfachte Ableitung von Green und Niblett [25] geht von den gleichen Voraussetzungen aus. Wir müssen also diesen Weg der Dichtebe-
rechnung verwerfen.

Bei der Berechnung von $n_{\delta a}$ wurde vorausgesetzt, daß die Länge des Plasmas auf dem Meßstrahl konstant bleibt. Der Hauptgrund für die Einführung der Bildwandleraufnahmen mit axialer Auflösung [29] war die Möglichkeit, diese Voraussetzung zu prüfen, und zwar ohne Feldverzerrung, wie sie sich bei der Verwendung aus Scheiben zusammengesetzter Spulen nicht vermeiden läßt. Dies gilt für alle Meßverfahren, die über z integrieren. Aus Abb. 9 ist zu entnehmen, daß diese Voraussetzung ziemlich gut erfüllt ist.

In einer Richtung muß die Vertrauenswürdigkeit der Messung eingeschränkt werden : Das Schrotrauschen und der Falschlichtanteil des Intensitätssignales wurden durch die w.o. angegebenen Korrekturen reduziert, aber nicht beseitigt. Ihr Einfluß auf die Genauigkeit von $n_{\delta\alpha}$ ändert sich im Lauf einer Entladung nur wenig. Nun steht aber im Ausdruck für $n_{\delta\alpha}$ im Nenner B_z , das etwa bei 0 beginnt und nach $0.5 \mu s$ etwa die Hälfte seines Endwertes erreicht. D.h., daß alle Fehler des Intensitätssignales im Vergleich zu späteren Phasen stark überhöht werden. Wir haben daher $n_{\delta\alpha}$ erst ab $0.3 \mu s$ aufgezeichnet; zu diesem Zeitpunkt sind die Fehler etwa dreifach überhöht, verglichen mit der Zeit des Feldmaximums.

Da nun die Werte von n_q bis etwa $0.6 \mu s$ verlässlich sind und die von $n_{\delta\alpha}$ ab $0.3 \mu s$, ist ein Vergleich der beiden zwischen $0.3 \leq t \leq 0.6 \mu s$ möglich. Zu diesem Zweck ist auf Abb. 26 für 12 Entladungen der Verlauf von n_q und $n_{\delta\alpha}$ gezeigt. Wir stellen folgendes fest:

Die Maxima der beiden Kurven sind zeitlich gegeneinander verschoben.

Die Modulation von $n_{\delta\alpha}$ ist viel stärker und in späteren Stadien auch schneller als die von n_q . Ein gelegentliches Überschwingen zu "negativen" Dichten ist auf die Unsicherheit der Nullpunkt-lage zurückzuführen (Falschlichtkorrektur).

Das Maximum von $n_{\delta\alpha}$ stimmt mit dem gleichzeitigen Wert von n_q auf etwa 20% überein.

Die verbleibenden Abweichungen zwischen $n_{\delta\alpha}$ und n_q sind verständlich, wenn man bedenkt, daß $n_{\delta\alpha}$ durch Integration über ein dünnes Bündel mit Achse in x_k, y_k gewonnen wurde, n_q dagegen durch Integration über die Querschnittsebene bei $z=0$ unter der Voraussetzung rechteckiger Dichteverteilung (Vgl. Einleitung). Die zeitliche Verschiebung der Maxima läßt sich ebenfalls auf die Verschiedenheit der Integrationsbereiche zurückführen: Wenn sich die Plasmagrenze durch den ortsfesten Meßstrahl verschiebt, kann das Maximum der Teilchenzahl im Volumen des Strahles zeitlich unabhängig sein vom Minimum des Plasmaquerschnittes. Die zu spä-

teren Zeiten sich andeutende Frequenzverdopplung läßt sich, wie Abb. 27 zeigt, mit einer Dichteverteilung in Form eines Hohlzylinders erklären. Auf das Vorhandensein dieser Verteilung weist auch die Modulation von n_{sd} , die gegen 0 geht. Bei der Entscheidung der Frage, ob die Dichteverteilung mehr einem Vollzylinder oder einem Hohlzylinder ähnelt, benützen wir den Vergleich mit dem qualitativen Verlauf von n_{sd} , wie er sich für jede der beiden Formen voraussagen läßt. In Abb. 28 ist die gegenseitige Durchdringung des Meßstrahlvolumens und des Plasmavolumens als Funktion der Zeit für die aus den Bildwandleraufnahmen bekannte Plasmabewegung unter beiden Voraussetzungen aufgezeichnet. Die Merkmale der Bewegung eines Hohlzylinders treten in Abb. 26 so häufig auf, daß die Erklärung mit der Aufeinanderfolge zufälliger Rauschimpulse im SEV-Signal nicht möglich ist. Zur exakten Voraussage der gemessenen Dichte ist dieses einfache geometrische Modell natürlich nicht brauchbar, da es z.B. zur Beschreibung des Schneepflugmodells und nur teilweise erfüllter Strahlquerschnitte verfeinert werden müßte.

5. Ergebnisse und Folgerungen

In der vorliegenden Untersuchung ist nachgewiesen, daß bei der meßtechnischen Anwendung der Faraday-Drehung das Rauschverhältnis 1 für 10 mW Laserleistung bei 633 nm unter Verwendung eines SEV der Type 7265 mit S-20 Kathode mit einer Anstiegszeit des gesamten Meßkanals von 20 ns erreicht wird für

$$n_e \cdot B_z \cdot \ell = 10^{21} \text{ } \Gamma \text{ cm}^{-2}.$$

Bei einer Plasmalänge $\ell = 1 \text{ m}$ ergibt sich somit eine Auflösungsgrenze von

$$\begin{array}{ll} \Delta n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3} & \text{bei } B_z = 100 \text{ k } \Gamma \text{ oder} \\ \Delta B_z = 100 \text{ } \Gamma & \text{bei } n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}; \end{array}$$

hier sind die in großen θ -Pinchanlagen erreichbaren Werte eingesetzt.

Darüber hinaus haben sich bezüglich der Vorgänge im θ -Pinch Folgerungen ergeben, welche bisherigen Annahmen (vgl. S.3) teilweise widersprechen:

Die Grenzzone des Plasmas, d.h. die Schicht des Dichteabfalles ist dünner als 1 mm.

Die Form des Hohlzylinders bleibt bis in späte Stadien der Entladung erhalten.

Der radialen Plasmabewegung ist eine axiale etwa derselben Größe überlagert, sodaß die Resultante $30^\circ \div 60^\circ$ gegen die Feldrichtung geneigt ist.

Es führt zu Widersprüchen, wenn man die auftretenden Schwingungen als radiale Kompressionsschwingungen auffaßt.

In Achsenrichtung tritt nicht nur eine einlaufende Verdünnungswelle, sondern auch eine auslaufende Stoßwelle auf.

Die Unterschiede der Beobachtungen an verschiedenen Anlagen legen die Vermutung nahe, daß eine große Zahl wesensverschiedener Formen der θ -Pinch-Entladung möglich ist.

Herrn F. Lindenberger danke ich für entscheidende Hilfe bei der Lösung vieler meßtechnischer Probleme; Herrn R. Wunderlich für die Entwicklung des Auswerteprogrammes.

Literaturverzeichnis

- [1] A.A. Dougal, J.P. Craig, R.F. Gribble;
Phys. Rev. Letters 13, 156, (1964)
- [2] I.S. Falconer, R. Benesch, S.A. Ramsden;
Physics Letters, 14, 38, (1965)
- [3] P. Bogen, D. Rusbüldt;
Phys. Fluids, 9, 2296, (1966)
- [4] F. Rostas;
C. R. Acad. Sc. Paris, 265, 904, (1967)
- [5] R.F. Gribble, E.M. Little, W.E. Quinn;
Proc. APS Top. Conf. Los Alamos 1967, A 3
- [6] I.S. Falconer, S.A. Ramsden;
J. appl. Phys., 30, 3449, (1968)
- [7] B. Prinn, M.R. Barrault;
Brit. J. appl. Phys., 2, 1013, (1969)
- [8] R. Turner, T.O. Poehler;
The Phys. Fluids, 13, 1072 (1970)
- [9] Faraday Rotation Vol I;
A DDC Bibliography (DDC-TAS-70-7-1)
Washington 1970
- [10] T.S. Green;
Nucl. Fusion, 2, 92, (1962)
- [11] T.S. Green; A.A. Newton, S.E. Segre;
Nucl. Fusion, 6, 223, (1966)
- [12] R.W. Harris, I.E. Mc Clintock;
Phys. Fluids, 9, 2274, (1966)
- [13] E.A. Mc Lean;
J. appl. Opt., 6, 2120, (1967)
- [14] W. Finkelburg, Th. Peters;
S. Flügge, Handb. d. Phys. XXVIII, Berlin 1957,
p. 104 ff.
- [15] W. Finkelburg, H. Maecker;
S. Flügge, Handb. d. Phys. XXII, Berlin 1956,
p. 353 ff.
- [16] H.R. Griem;
Plasma Spectroscopy,
Mc Graw-Hill, 1964, p. 113 ff, 134 ff, 159 ff.

- [17] E. Bertolini, B. Brunelli, R. Gratton, S.E. Segre;
Proc. VI. Conf. phen. ion. gases, Paris 1963, p. 553
- [18] R. Chodura;
Z. Naturf. 19, 679, (1964)
- [19] G. Malesani, G. Zangirolami;
On the Ionization and Breakdown in Thetapinch Con-
figuration, UPe - 68/04, Padova 1968
- [20] R. Bono, S. Costa, P.L. Mondino, G. Rostagni;
Plasma produktion and heating in superposed fields
Thetapinch, UPe - 69/15, Padova 1969
- [21] D. Düchs;
Proc. VI. Conf. phen. ion. gases, Paris 1963, p. 567
- [22] D. Düchs, H. R. Griem;
Phys. Fluids, 9, 1099, (1966)
- [23] R.W. Harris;
Phys. Fluids, 10, 2675, (1967)
- [24] D.B. Taylor;
US. AEC - Report No TID - 7582, p. 26, (1959)
(Proc, Gatlinburg Conf.)
- [25] G.B.F. Niblett, T.S. Green;
Proc. Phys. Soc., 74, 737, (1959)
- [26] I.B. Taylor, I.A. Wesson;
Nucl. Fus. 5, 159, (1965)
- [27] K.S. Thomas;
Phys. Fluids, 11, 1125, (1968)
- [28] R.L. Morse;
Phys. Fluids, 11, 1558, (1968)
- [29] E. Glock, K. Hübner;
Laborbericht IPP 1/34, (1965)
- [30] V.I. Markov;
Sovjet Journ. of opt. Tech. (JOSA - edition),
35, 745, (1968)

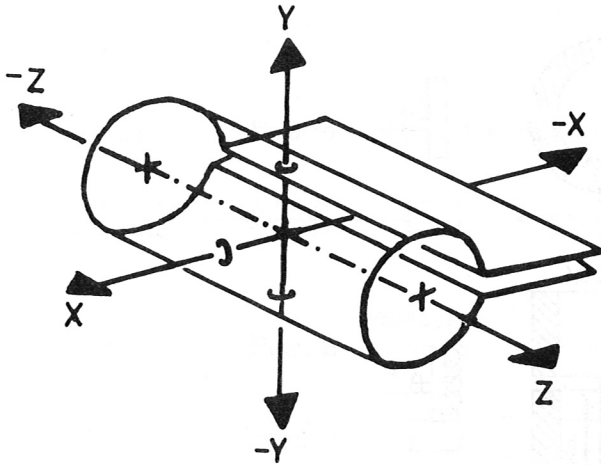


Abb. 1 Koordinatensystem.

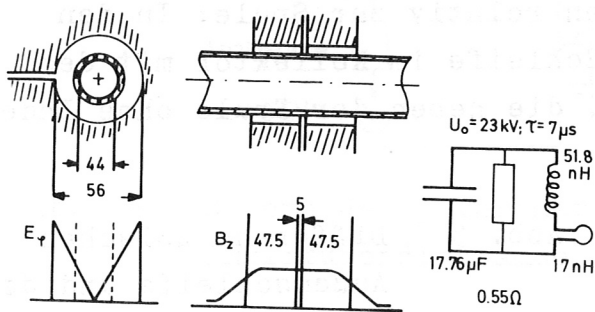


Abb. 2 .Abmessungen der Spule;
darunter: Schematischer Verlauf von $E_{\varphi}(r)$ und $B_z(Z)$;
daneben: Daten des Entladungskreises.

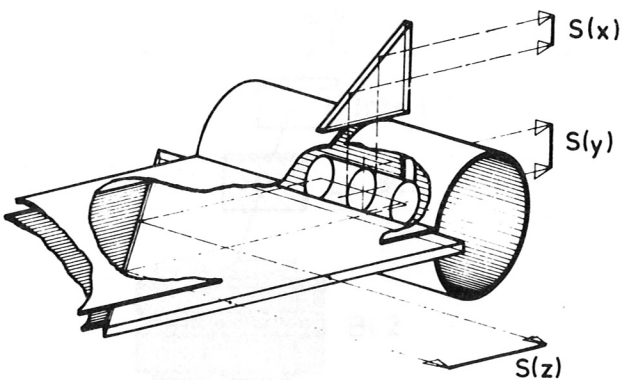


Abb. 3 Lage der mit Schmierbildwandlern aufgenommenen Projektionen des Plasmas relativ zur Spule; der weiße Zylinder in der Spule stellt das Plasma dar.

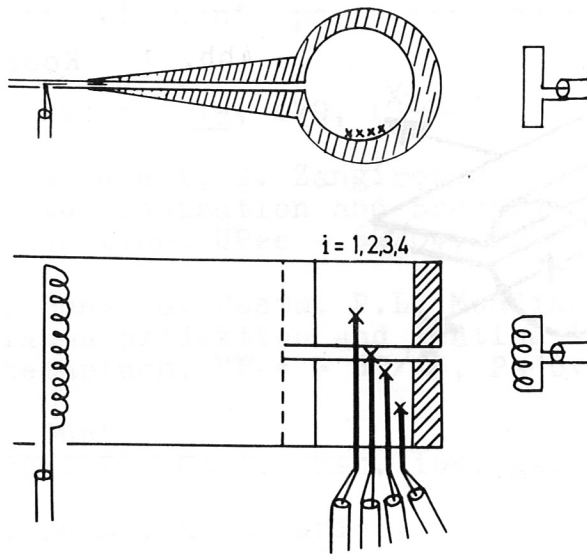


Abb. 4 Lage der 6 Flußschleifen relativ zur Spule; In den Formeln S. 10 ist die Schleife im Kollektor mit dem Index $i = 0$ bezeichnet, die neben der Spule ohne Index.

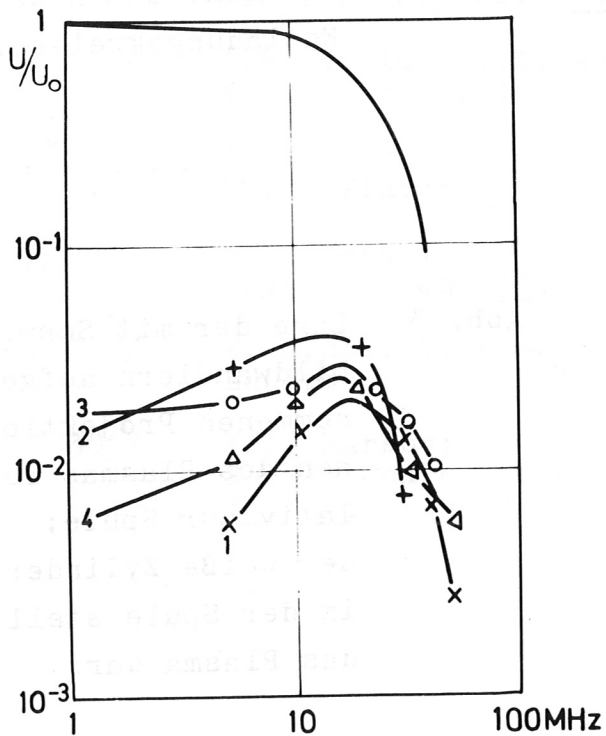


Abb. 5 Differenz zwischen Außenschleife und den Schleifen $i = 1, \dots, 4$.
Oberste Kurve: Frequenzgang.
Untere Kurve: nicht abgleichbarer Rest.

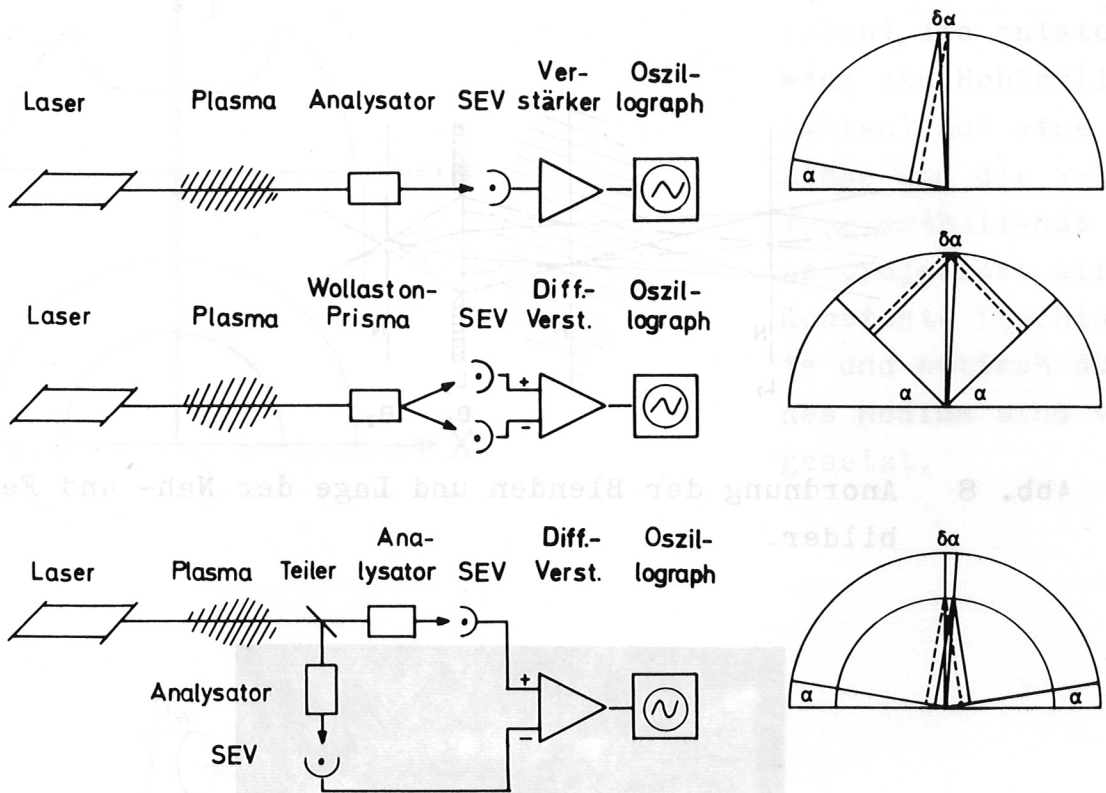


Abb. 6 Schema der polarimetrischen Meßmethoden und zugehörige Amplitudendiagramme.

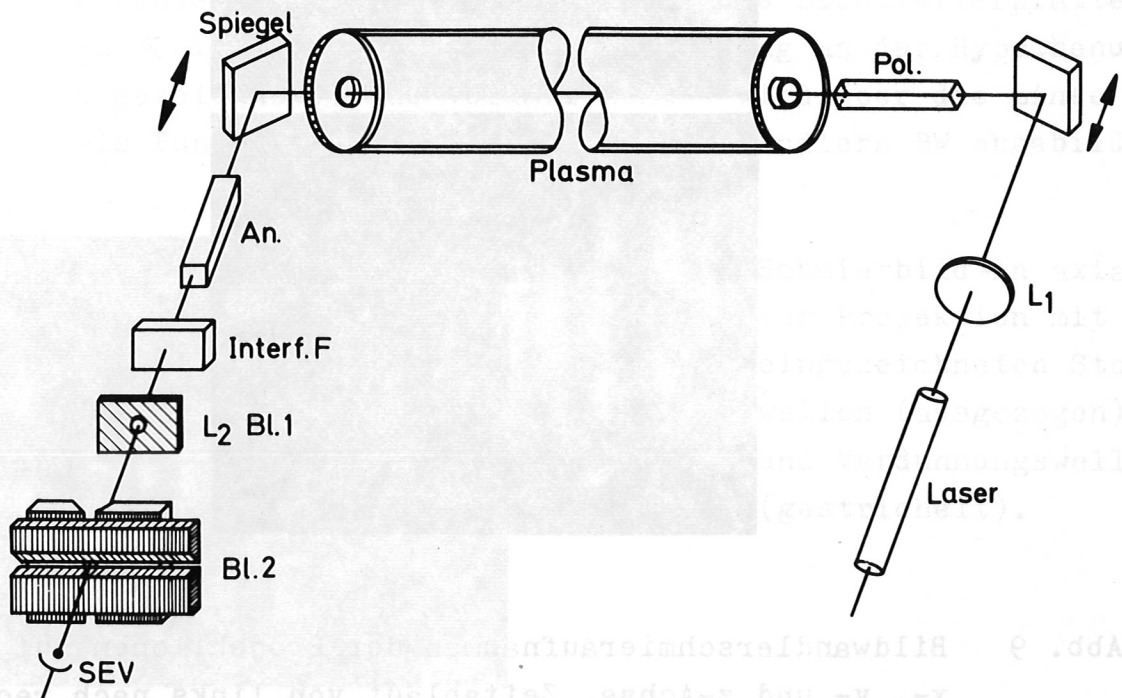


Abb. 7 Polarimetrische Meßanordnung.

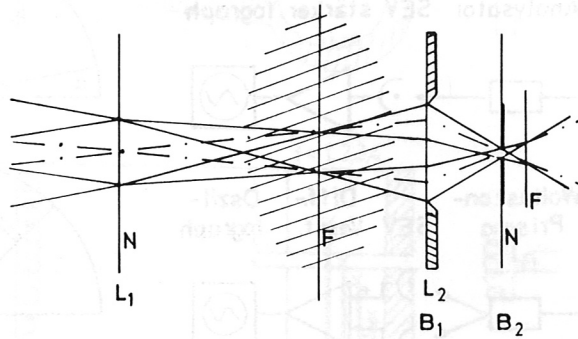


Abb. 8 Anordnung der Blenden und Lage der Nah- und Fernbilder.

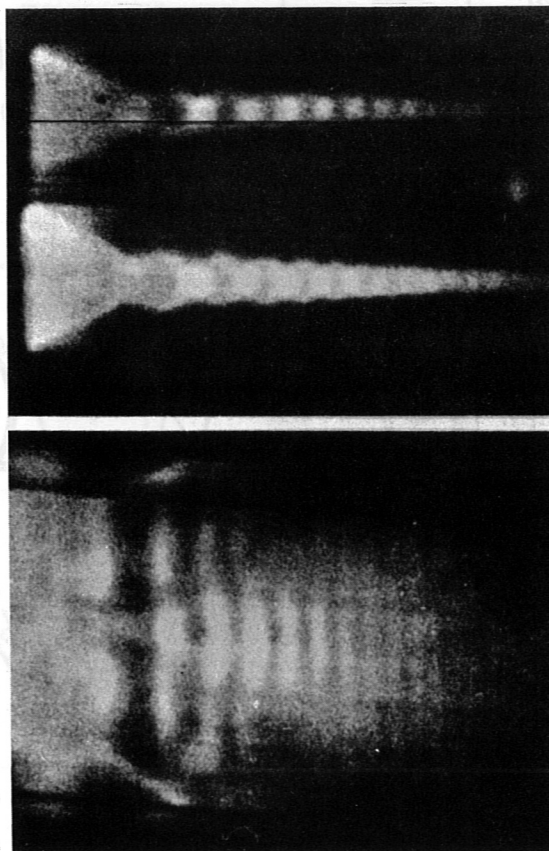


Abb. 9 Bildwandlerschmieraufnahmen der Projektionen auf die x-, y- und z-Achse. Zeitablauf von links nach rechts ca. $2 \mu\text{s}$.

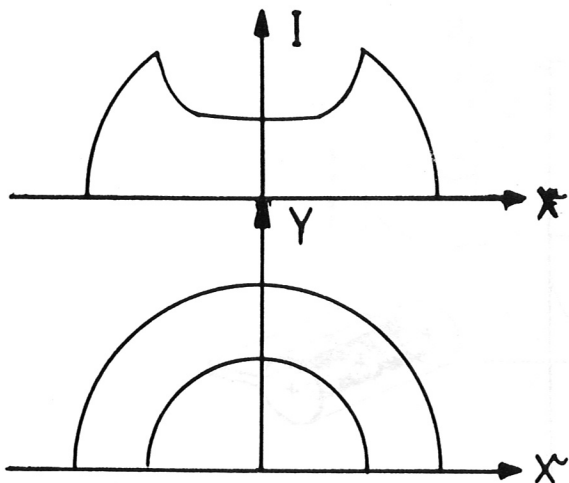


Abb. 10 Intensitätsverteilung (oben), die entsteht, wenn ein Hohlzylinder (unten) auf eine die Achse und die x-Richtung enthaltende Ebene projiziert wird. Konstante Leuchtdichte und optisch dünnes Medium sind vorausgesetzt.

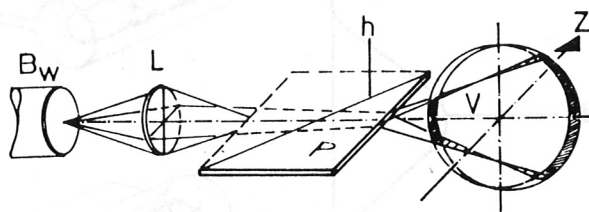


Abb. 11 Strahlengang der Abbildung durch die Lichtleiterplatte P im Kollektorschlitze (ohne Spiegelung an der Hypothense h gezeichnet). Das Volumelement V wird über die Linse L als Punkt auf der Kathode des Bildwandlers BW abgebildet.

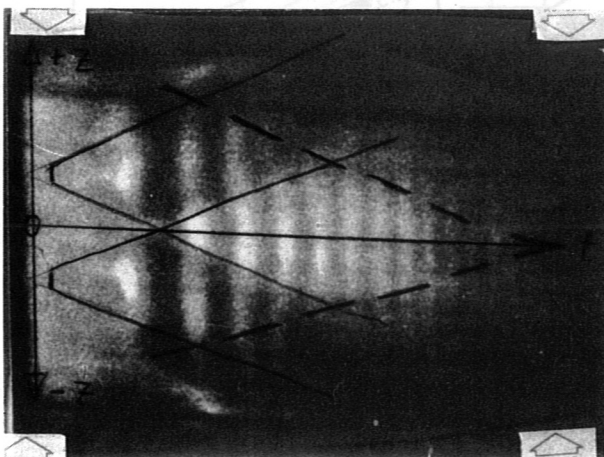


Abb. 12 Schmierbild in axialer Projektion mit eingezeichneten Stoßwellen (ausgezogen) und Verdünnungswellen (gestrichelt).

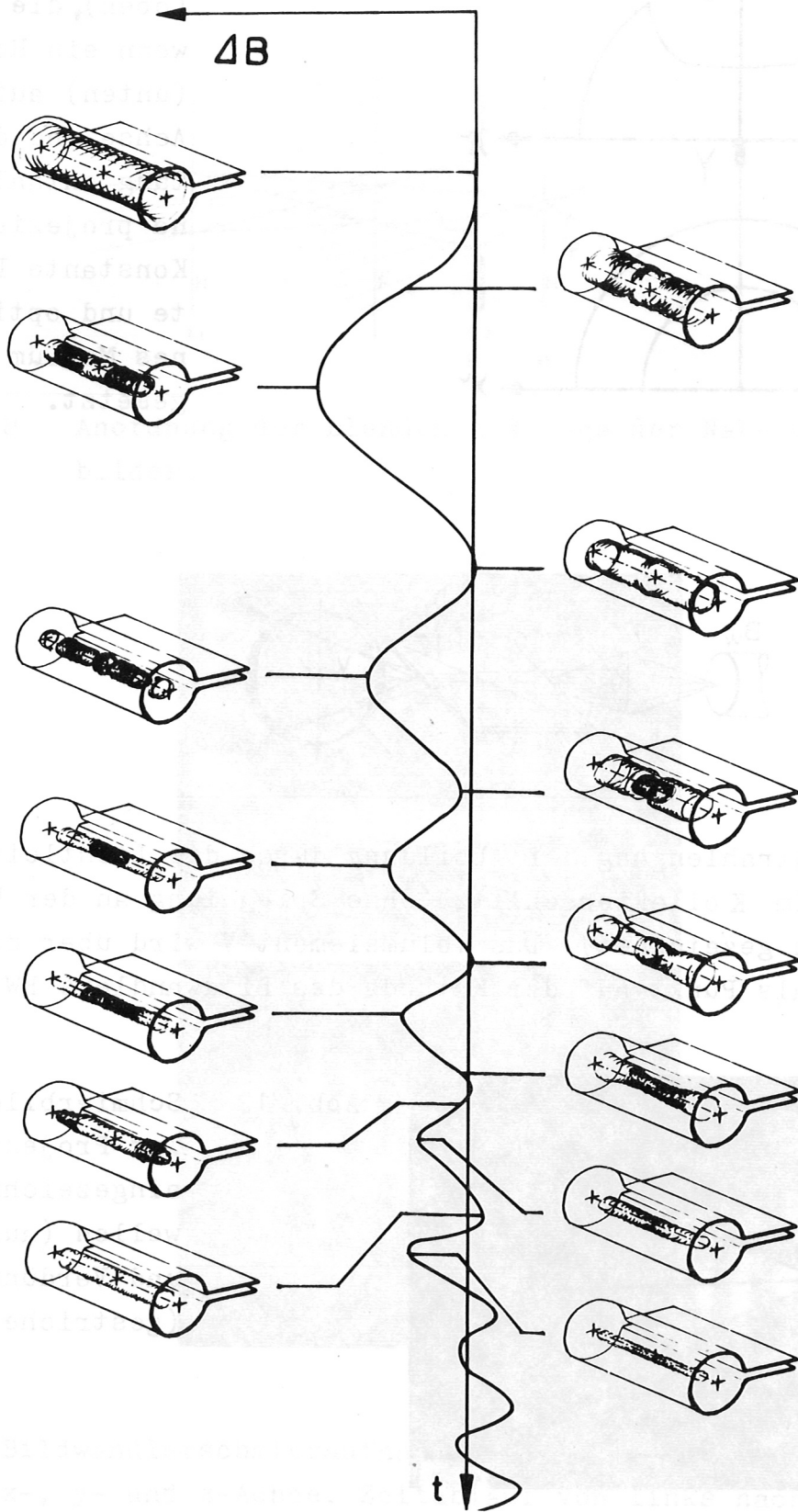


Abb 13 Rekonstruktion des Plasmas in perspektivischer Ansicht. Zeitverlauf von oben nach unten ca. 2 μ s. Als Zeitmaßstab ist der aus Sondenmessungen gewonnene Strom $I_{\psi} \sim B_i - B_{pli} = b_i$ für $i = 2$ eingezeichnet.

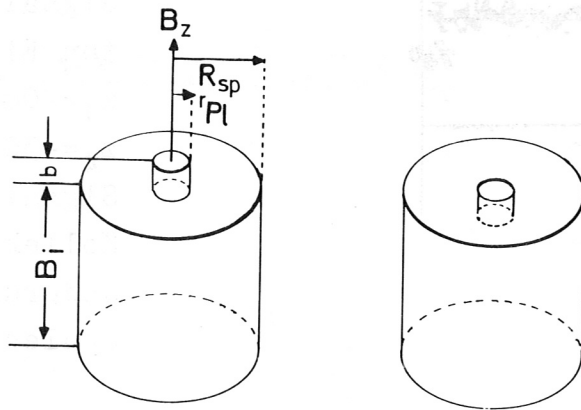


Abb. 14 Schema der Rechtecksverteilung von B_z über dem Spulenquerschnitt für $b_i < 0$ und $b_i > 0$.

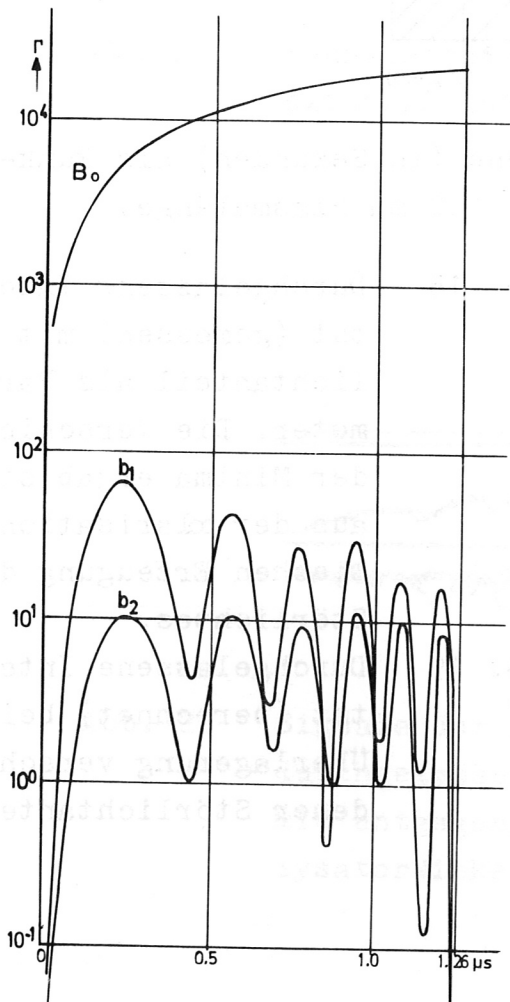


Abb. 15 Verlauf von B_z sowie b_1 und b_2 bei einem Schuß ohne Vorzeichenwechsel von b_i .

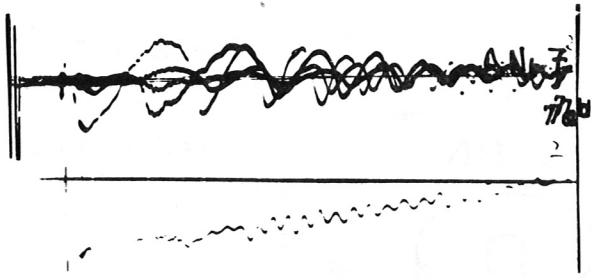


Abb. 16 Aufeinanderkopierte Signale der kompensierten Flußschleifen bei $z_1=20\text{mm}$, $z_2=0$, $z_3=10\text{mm}$, $z_4=-30\text{mm}$, darunter Signal der Schleife im Kollektor, das die Flußänderungen der gesamten Spulenlänge summiert.

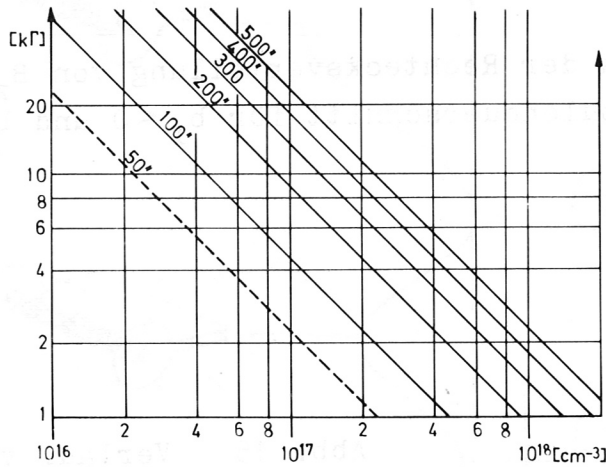


Abb. 17 Drehung der Polarisations Ebene (in Sekunden) als Funktion von Feld und Dichte bei 100 mm Plasmalänge.

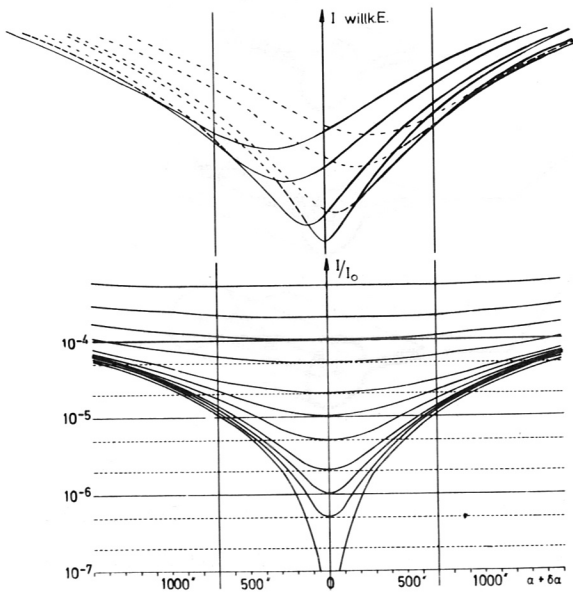


Abb. 18 Durchgelassene Intensität (gemessen) mit Störlichtanteil als Parameter. Die Verschiebung der Minima ergab sich aus der polarisationsoptischen Erzeugung des Störlichtes.

Abb. 19 Durchgelassene Intensität (berechnet) bei Überlagerung verschiedener Störlichtanteile.

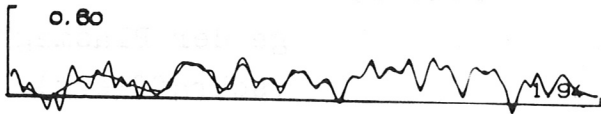


Abb. 20 Wirkung der rechnerischen Kurvenglättung nach Gl.(28), S. 13.

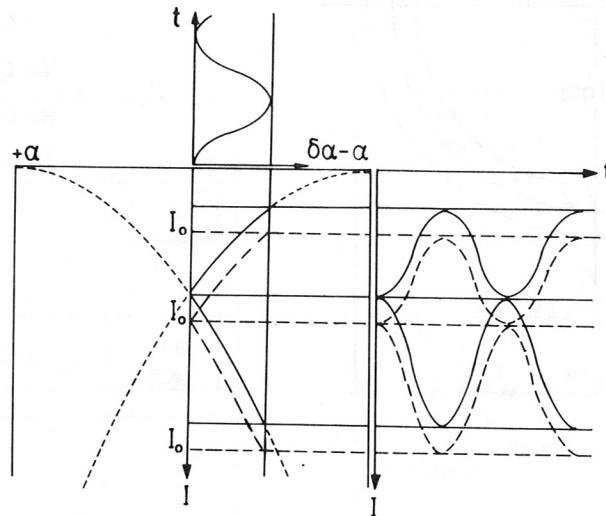


Abb. 21 Kennliniendarstellung des Zusammenhanges zwischen Intensität und Winkel.

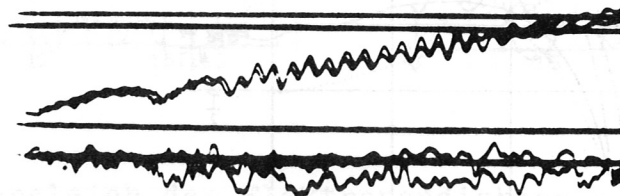


Abb. 22 Signale der Änderung des Gesamtflusses und der durchgelassenen Intensität von zwei Entladungen mit entgegengesetztgleicher Verdrehung des Analysatorwinkels.

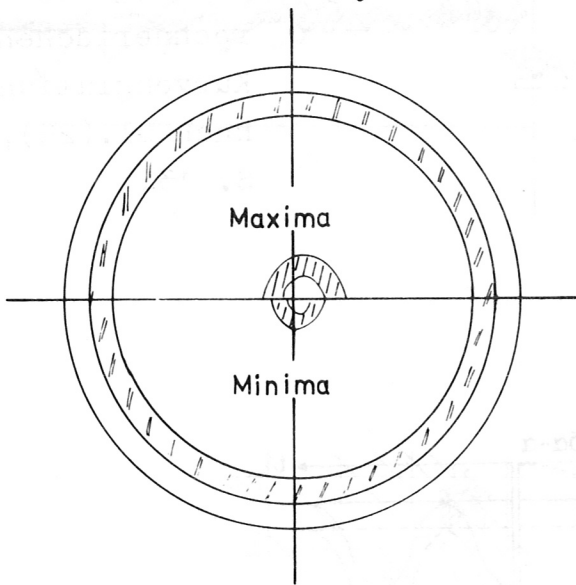


Abb. 23 Streubereich der Lage der Plasmagrenzen (schraffiert) im Entladungsrrohr, entnommen aus den Schmierbildern der x- und y-Projektion 1 μ s nach der Zündung. Oben zum Vergleich der Querschnitt des Meßstrahles.

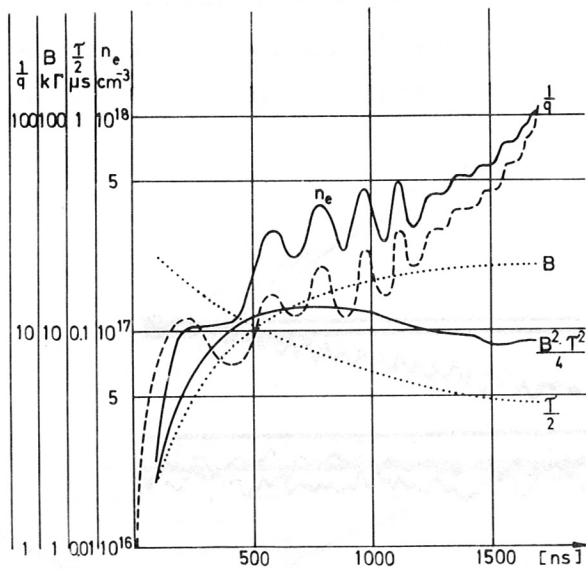


Abb. 24 Darstellung der Berechnung von n_e nach [25]

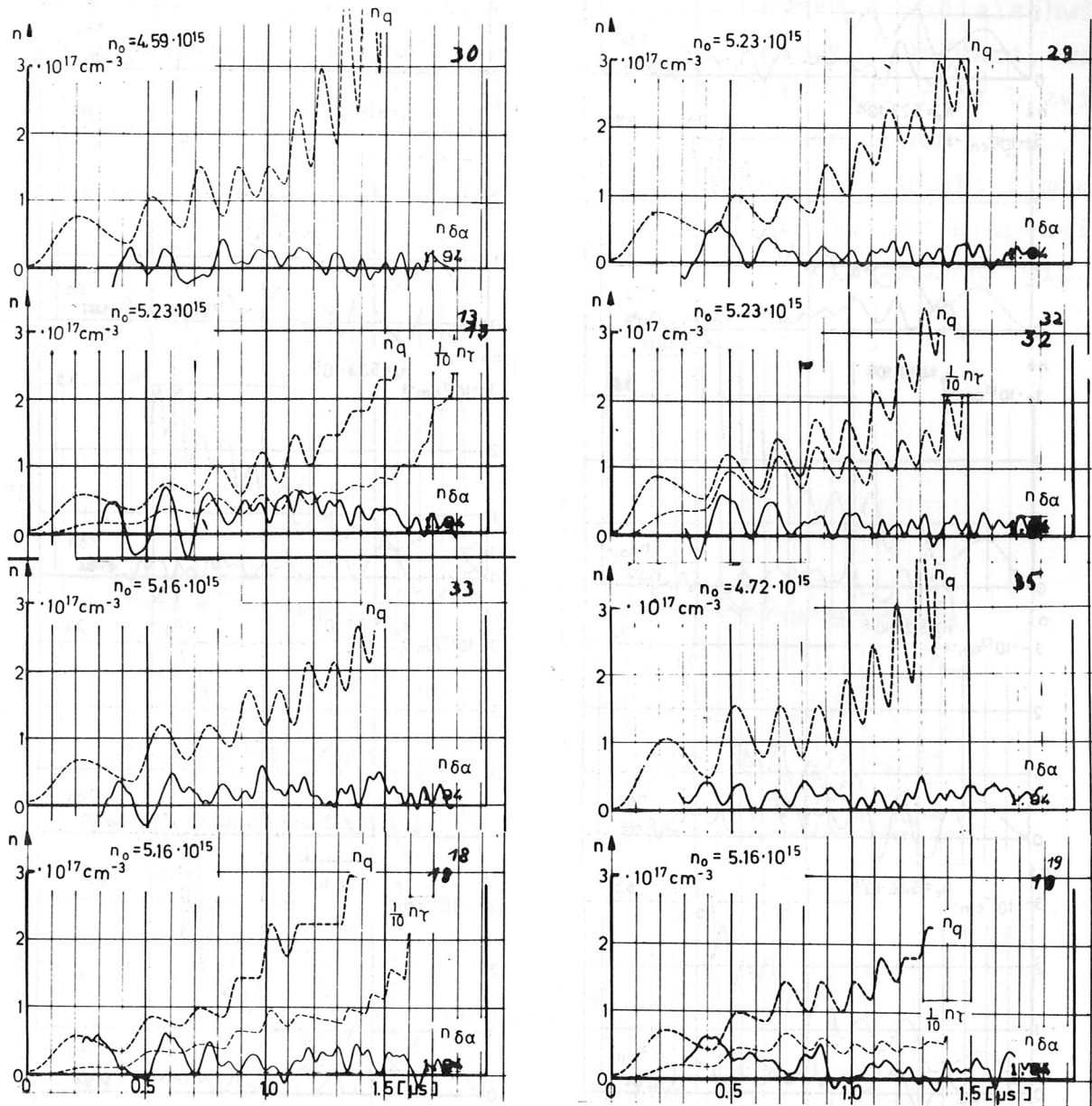


Abb. 25 Vergleich der Elektronendichten n_q , n_{τ} und $n_{\delta\alpha}$ aus 8 Entladungen.

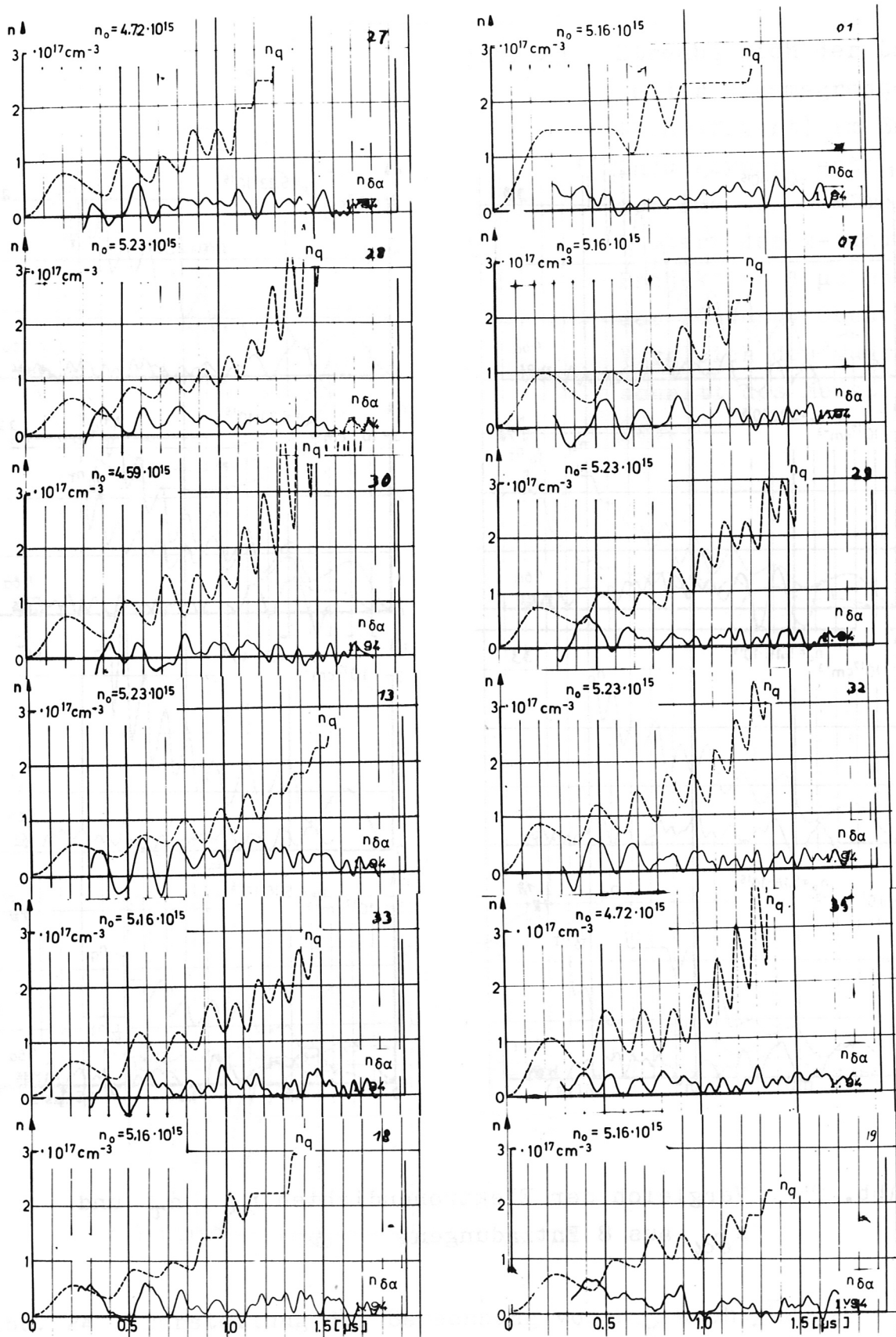


Abb. 26 n_q und $n_{\delta\alpha}$ aus 12 Entladungen.

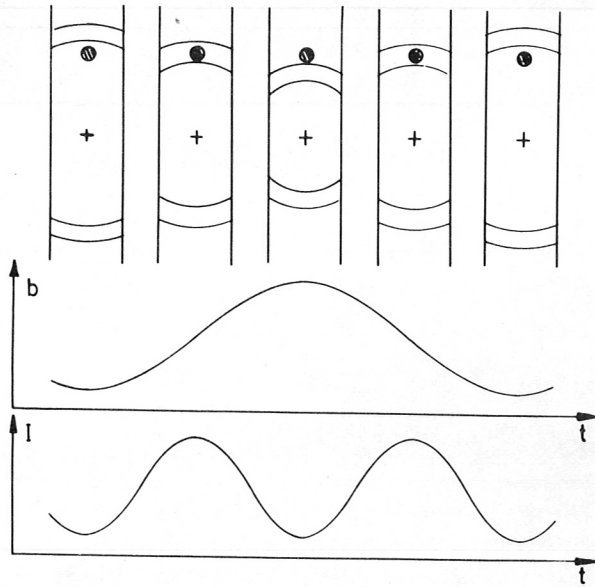


Abb. 27 Wenn ein Plasmahohlzylinder mit der Frequenz f Radialschwingungen ausführt, wird die Differenz b zwischen Innen- und Außenfeld mit f moduliert, der (eingezeichnete) Meßstrahl mit $2f$.

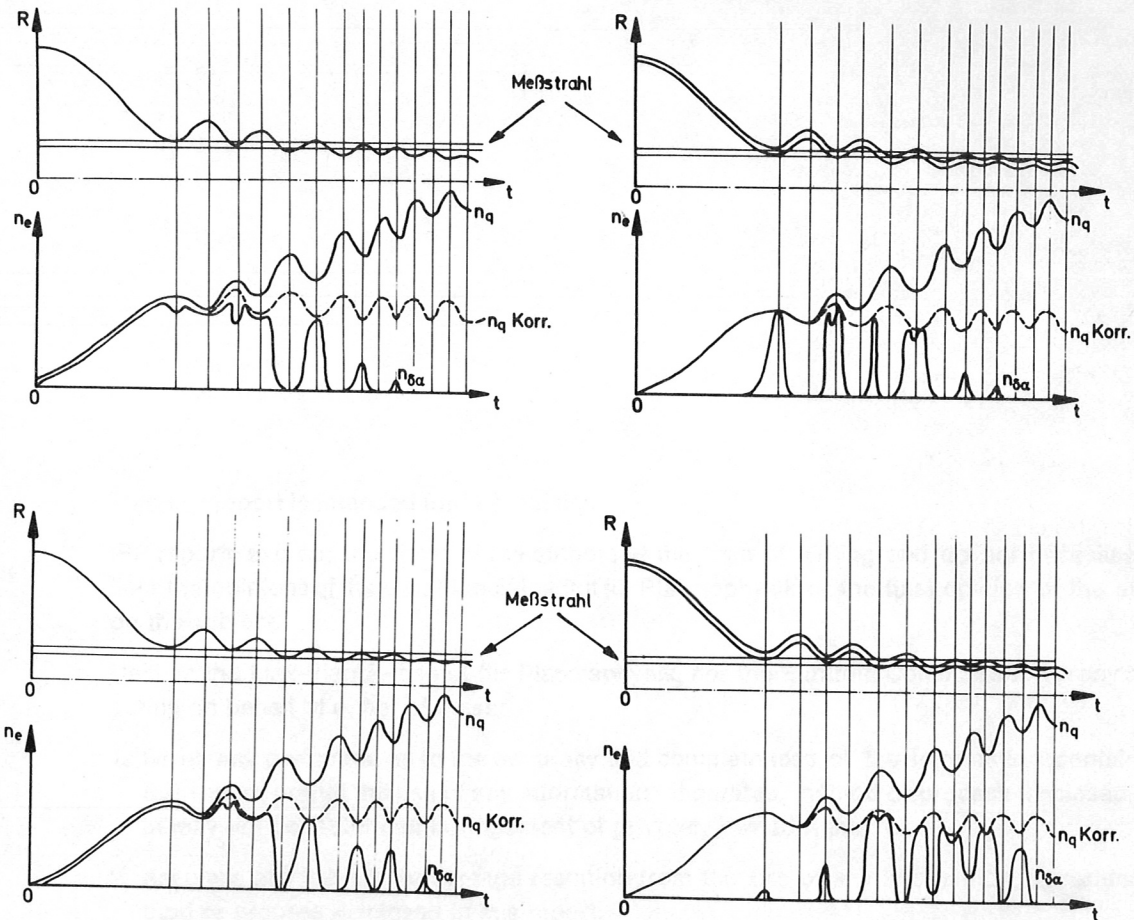


Abb. 28 Schematische Darstellung der Modulation der Dichten n_q (aus Querschnitt), $n_q \text{ korr.}$ (um die Endverluste korrigiert) und $n_{\delta\alpha}$ (aus der Faradaydrehung), wenn das Plasma einen Vollzylinder bildet (linke Seite) und wenn es einen Hohlzylinder bildet (rechte Seite); Die oberen und die unteren Bilder zeigen etwas verschiedenen Achsenabstand des Meßstrahles.