

Weiter können Abweichungen der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen von einer MAXWELL-Verteilung, insbesondere auch die erhebliche mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen, für Unterschiede zwischen theoretischen und experimentellen Daten verantwortlich sein. Näheres läßt sich jedoch wegen der allzu ungenauen Messungen der Geschwindigkeitsverteilung nicht sagen.

Diese 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.

Herrn Dr. G. VON GIERKE, Herrn Dr. F. SCHWIRZKE und Herrn Dr. H. WIMMEL danke ich für viele anregende und klärende Diskussionen, Fräulein R. RESCH und Fräulein C. SEIDEL für wertvolle Hilfe bei der Messung und Auswertung der Versuchsergebnisse.

## Messung der radialen Elektronendichte- und Magnetfeldverteilung beim Thetapinch und Vergleich mit numerischen Rechnungen

VON E. FÜNFER, K. HAIN, H. HEROLD, P. IGENBERGS und F. P. KÜPPER

Aus dem Institut für Plasmaphysik GmbH., Garching bei München

(Z. Naturforsch. 17 a, 967—976 [1962]; eingegangen am 15. August 1962)

In a  $\Theta$ -pinch the electron density as function of space and time has been measured by a MACH-ZEHNDER interferometer. Also the magnetic fields have been determined with help of magnetic probes. These experimental results are compared with the hydromagnetic theory. The agreement between these two holds for several compressions in the case of a captured parallel field, however, only for one compression for the antiparallel field. The disagreement for later times for the parallel field case can be explained by end losses and incomplete ionization which is not taken into account in the theory. In the antiparallel field case, however, the disagreement cannot be explained by generalizing the hydromagnetic theory. It seems almost sure that microinstabilities will cause the fast mixing of magnetic fields found experimentally.

Die interferometrische Messung der Elektronendichte in Plasmen wurde von ALPHER und WHITE<sup>1</sup> und ASCOLI-BARTOLI u. a.<sup>2</sup> eingeführt. WRIGHT u. a.<sup>3</sup> wendeten dieses Verfahren auf eine Thetapinch-Entladung an. In der folgenden Arbeit wird die Elektronendichte in einer Thetapinch-Entladung mit einem Interferometer räumlich und zeitlich aufgelöst untersucht, wobei Größe und Richtung des im Plasma eingefangenen Feldes verändert werden. Die Verteilung und der zeitliche Verlauf des magnetischen Längsfeldes ( $B_z$ ) im Plasma wird mit Sonden gemessen.

Die Ergebnisse werden mit den aus der numerischen Lösung der Zweiflüssigkeitstheorie für den Thetapinch gewonnenen Größen verglichen. Die Lösung der hydromagnetischen Gleichungen nach einem Programm von HAIN und ROBERTS<sup>4</sup> wurde bereits von HAIN und KOLB<sup>5</sup> auf den Thetapinch angewandt. Abweichungen zwischen Experiment und Rechnung

sind verständlich, wenn man die verschiedenen Anfangs- und Randbedingungen betrachtet.

### Experimentelle Anordnung

Die Daten der Thetapinch-Anlage sind in Tab. 1 zusammengefaßt. Das zylindrische Entladungsgefäß ist für die interferometrischen Messungen an den Enden mit planparallelen Glasplatten abgeschlossen. Es wurde mit Wasserstoff bei einem Druck von  $10^{-1}$  mm Hg gearbeitet. Die Zündung der Entladung erfolgte beim Nulldurchgang zwischen 1. und 2. Halbwelle. Durch zusätzliche schwache Vorionisierung variabler Stärke konnte der Zündzeitpunkt um den Nulldurchgang zeitlich verschoben werden und dadurch parallele oder antiparallele Felder verschiedener Größe eingefangen werden. Die Vorionisierung erfolgte durch Entladen von kapazitiv an die Gasstrecke angekoppelten Hochfrequenzkabeln, wobei die Ankopplung an die Gasstrecke und die Ladespannung verändert wurden.

Die Verteilung des Magnetfeldes über dem Radius im Verlauf der Entladung wurde mit einer 6-fach-

<sup>1</sup> R. A. ALPHER u. D. R. WHITE, Phys. Fluids **1**, 452 [1958].

<sup>2</sup> U. ASCOLI-BARTOLI, A. DE ANGELIS u. S. MATELUCCI, Nuovo Cim. (18 Ser.) **10**, 1116 [1960].

<sup>3</sup> J. K. WRIGHT, R. D. MEDFORD, A. G. HUNT u. J. D. HERBERT, Proc. Phys. Soc., Lond. **78**, 1439 [1961].

<sup>4</sup> K. u. G. HAIN, K. V. u. S. J. ROBERTS u. W. KÖPPENDÖRFER, Z. Naturforsch. **15 a**, 1039 [1960].

<sup>5</sup> K. HAIN u. A. C. KOLB, Conf. on Nuclear Fusion, Salzburg CN 10/029 [1961].



Magnetfeldsonde gemessen. Die Induktionsspulen der Sonde hatten einen Durchmesser von 0,8 mm und waren in Abständen von 2,5 mm in einer elektrostatischen Abschirmung angebracht. Die Sonde wurde durch ein Loch in der Spulenmitte radial in die Entladung eingeführt. Sie war durch ein Quarzröhrchen (äußerer Durchmesser 3 mm) gegen das Plasma geschützt.

### Interferometrische Messung der Elektronendichte

Zur Messung der Elektronendichte wurde ein MACH-ZEHNDER-Interferometer der Firma Zeiss verwandt. Es hat einen Spiegeldurchmesser von etwa 20 cm und einen freien Abstand zwischen den Spiegeln von etwa 100 cm. Als Lichtquelle wurde eine Quecksilberhochdrucklampe mit einem Grünfilter benutzt. Die maximale Durchlässigkeit des Filters liegt bei  $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ . Um genügend Lichtintensität zu erreichen, wurde die Lampe für 5  $\mu\text{sec}$  mit 100 A Brennstrom betrieben. Die Dichtemessungen wurden in Achsenrichtung des Entladungsgefäßes vorgenommen. Der Strahlengang in der Meßanordnung ist in Abb. 1 dargestellt. Die Interferenzstreifen werden

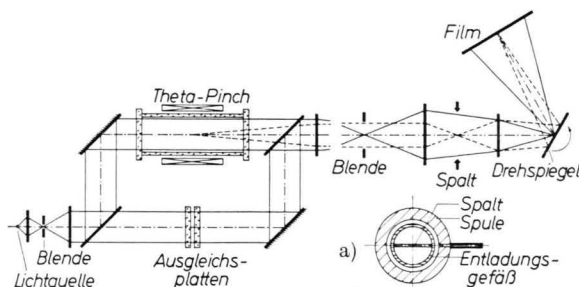


Abb. 1. Anordnung zur Messung der zeitlichen Änderung der Streifenverschiebungen über einem Durchmesser des Entladungsgefäßes mit Drehspiegel. a) = Lage des Spalts zur Spule.

auf einem Spalt abgebildet, der senkrecht zu den Streifen steht. Mit einem schnellaufenden Drehspiegel wird eine Schmieraufnahme des Spaltbildes hergestellt. Die Zeitauflösung war etwa  $2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$ . Die Lage des Spalts zur Spule ist in Abb. 1 angegeben.

Während einer Entladung ändert sich der Brechungsindex im Meßstrahl, der das Plasma durchläuft, gegenüber dem Vergleichsstrahl um den Betrag  $\Delta n$ . Dadurch entsteht eine Verschiebung der Interferenzstreifen um  $z$  Streifen. Ist  $\lambda$  die Wellenlänge der Interferometerlichtquelle und  $L$  die durchstrahlte Plasmaschicht, so gilt:

$$z = (1/\lambda) \Delta n L.$$

Da beim Thetapinch in Achsenrichtung gemessen wird und dort keine homogene Dichte herrscht, ist  $\Delta n$  vom Ort  $l$  auf der Achse abhängig. Damit wird

$$z = \frac{1}{\lambda} \int_0^L \Delta n(l) dl.$$

$\Delta n$  setzt sich aus den Beiträgen der Plasmaelektronen ( $\Delta n_e$ ), der  $\text{H}^+$ -Ionen ( $\Delta n_{\text{H}^+}$ ), H-Atome ( $\Delta n_{\text{H}}$ ) und der  $\text{H}_2$ -Moleküle ( $\Delta n_{\text{H}_2}$ ) zusammen:

$$\Delta n = \Delta n_e + \Delta n_{\text{H}^+} + \Delta n_{\text{H}} + \Delta n_{\text{H}_2}.$$

Bei den beschriebenen Versuchen kann man den Einfluß des Magnetfeldes auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen vernachlässigen, da die Elektronengyrofrequenz  $\omega_{ce} \ll \omega$  ist.

Dann ist der Brechungsindex

$$n_e^2 = 1 - (\omega_p^2 / \omega^2),$$

wo

$$\omega_p^2 = 4 \pi N_e e^2 / m_e \quad (\text{Plasmafrequenz})$$

$N_e$  = Elektronendichte/cm<sup>3</sup>,  $\omega = 2 \pi (c/\lambda)$  die Frequenz des Interferometerlichtes ist. Daraus folgt

$$\Delta n_e = -\omega_p^2 / 2 \omega^2.$$

Setzt man  $\lambda = 5500 \text{ \AA}$  und die übrigen Konstanten ein, so wird:

$$\int_0^L N_e(l) dl = z \cdot 41,3 \cdot 10^{16} [\text{cm}^{-2}].$$

Man mißt also die Zahl der Elektronen innerhalb eines Zylinders mit Querschnitt 1 und Länge  $L$ . Dieser Wert wird im folgenden als Flächendichte bezeichnet.

Der Beitrag der  $\text{H}^+$ -Ionen zum Brechungsindex kann wegen

$$\Delta n_e / \Delta n_{\text{H}^+} \approx m_i / m_e$$

( $m_i$  = H-Ionenmasse,  $m_e$  = Elektronenmasse) vernachlässigt werden.

Der Einfluß der angeregten Moleküle und Atome ( $\Delta n_{\text{H}} + \Delta n_{\text{H}_2}$ ) auf die Änderung des Brechungsindex wurde experimentell untersucht. Für Atome und Moleküle gilt die Dispersionsgleichung

$$n - 1 = \frac{2 \pi e^2}{m_e} \sum_i \frac{f_i N_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}.$$

Bei passender Wahl der Frequenzen des eingestrahnten Lichtes ( $\omega$ ) zu den Resonanzfrequenzen  $\omega_{0i}$  wird  $\Delta n_{\text{H}} + \Delta n_{\text{H}_2}$  weitaus stärker mit der Frequenz variieren als  $\Delta n_e$ .

Bei einem Vergleich zweier Streifenverschiebungen 1 und 2, die mit Licht der Frequenzen  $\omega_1$  und

Energie	7,5 kJoule
Ladespannung	18 kVOLT
Kapazität	46,4 $\mu$ F
Gesamtinduktivität	28 m $\mu$ Hy
$dI/dt_{\max}$	$6,3 \cdot 10^{11}$ A/sec
Max. Magnetfeldstärke	53 kT
Periodendauer	7,2 $\mu$ sec
Spulenlänge	16 cm
Spulennendurchmesser	5,8 cm
Entladungsgefäßlänge	78 cm
Entladungsgefäßinnendurchmesser	4,5 cm

Tab. 1. Daten der Thetapinch-Anlage.

$\omega_2$  zum gleichen Zeitpunkt der Entladung erzeugt werden, wird sich der Beitrag  $\Delta n_H + \Delta n_{H_2}$  in verschiedener Weise bemerkbar machen, je nach der Lage von  $\omega$  zu den verschiedenen Resonanzstellen  $\omega_{0i}$ . Dagegen ändert sich die Streifenverschiebung für den Beitrag der Elektronen nur in einer Richtung, wobei  $z_e \omega = \text{const}$  sein muß. Diese Änderung ist bei der Auswertung der folgenden Interferenz-aufnahmen rechnerisch eliminiert worden.

Abb. 2 zeigt eine Skizze der Versuchsanordnung. Der Funkenblitz L entwirft mit Hilfe der beiden ab-

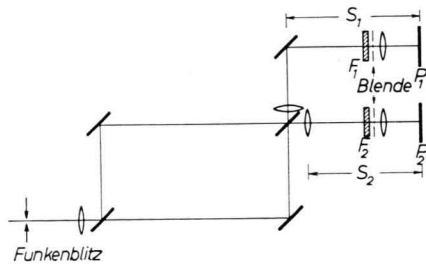


Abb. 2. Anordnung zur Aufnahme von Momentbildern der Interferenzstreifen vom Querschnitt des Entladungsgefäßes mit einem Funken. Beobachtung mit 2 Frequenzen, gegeben durch 2 Filter  $F_1$  und  $F_2$ .

bildenden Systeme  $S_1$  und  $S_2$  auf den Platten  $P_1$  und  $P_2$  zur gleichen Zeit Bilder der Interferenzstreifenverteilungen. Die Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  sind durch die Filter  $F_1$  und  $F_2$  vorgegeben. Abb. 3 zeigt Momentaufnahmen der Interferenzstreifenverteilungen über dem Querschnitt des Entladungsgefäßes. Die bei den Aufnahmen verwendeten Filter hatten ihre maximale Durchlässigkeit bei 5500 Å bzw. 6300 Å. Die Auswertung beider Aufnahmen ist in Abb. 4 dargestellt. Es sind die Orte gleicher Flächendichte angegeben. Innerhalb der Meßgenauigkeit der Anordnung konnten für verschiedene Zeitpunkte der Entladung keine systematischen Abweichungen der Streifenverschiebungen für die beiden Meßfrequenzen festgestellt werden. Man wird also annehmen

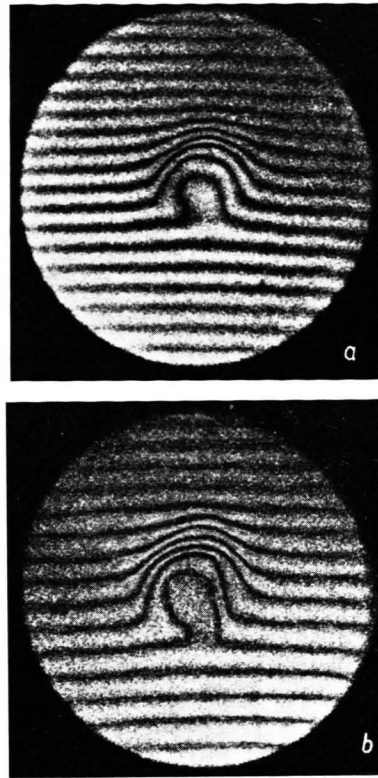


Abb. 3. Momentaufnahmen der Interferenzstreifenverteilung über dem Querschnitt des Entladungsrohres. a)  $\lambda_1 = 5500$  Å, b)  $\lambda_2 = 6300$  Å; Anfangsdruck  $p_0 = 10^{-1}$  mm Hg, Wasserstoff. Aufnahmezeit  $t = 1 \mu\text{sec}$  nach Beginn der Halbwelle. Belichtungsdauer 40 nsec.

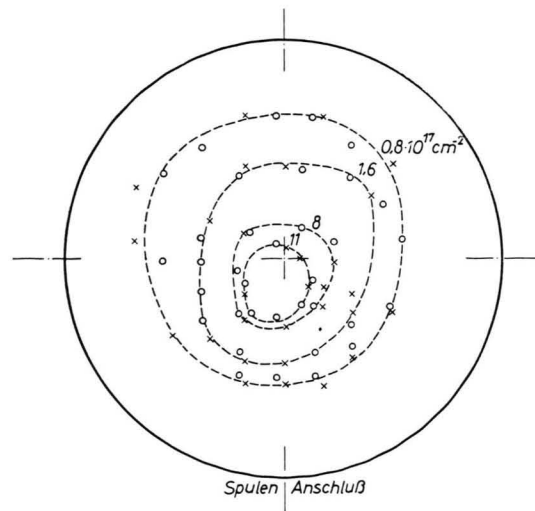


Abb. 4. Auswertung zweier Interferenzstreifenverteilungen für  $\lambda_1 = 5500$  Å (x),  $\lambda_2 = 6300$  Å (o). Es sind die Orte gleicher Flächendichte angegeben. Zahlenwerte:  $\int_0^L N_e(l) dl$ .

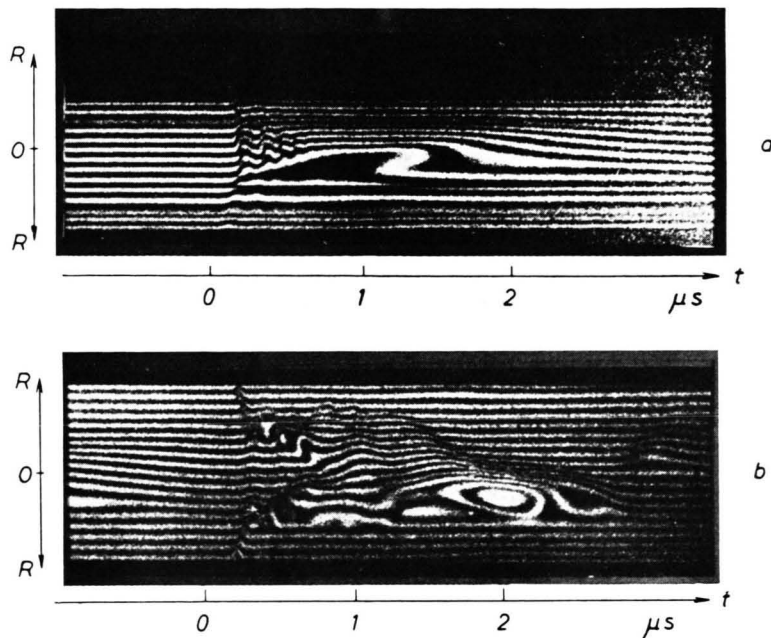


Abb. 5. Schmieraufnahmen von Interferenzstreifen: a) eingefangenes paralleles Feld,  $B_0 = 1 \text{ kV}$ , b) eingefangenes antiparalleles Feld,  $B_0 = 3 \text{ kV}$ ;  $p_0 = 10^{-1} \text{ mm Hg}$ , Wasserstoff.

dürfen, daß der Einfluß der angeregten Moleküle und Atome auf den Brechungsindex für die vorliegenden Versuchsverhältnisse vernachlässigbar ist. Mit dem interferometrischen Verfahren werden dann direkt die Flächendichten für Elektronen bestimmt.

Der maximale absolute Fehler der Flächendichte bei diesen Momentaufnahmen, wie auch bei den Schmieraufnahmen ist  $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Er wird im wesentlichen durch die Auswertungenauigkeiten verursacht. Die Krümmung der Lichtstrahlen auf Grund des Dichtegradienten im Plasma kann vernachlässigt werden.

Eine genauere Beschreibung des interferometrischen Verfahrens und die Behandlung des Einflusses der einzelnen Komponenten auf den Brechungsindex wird in einer eigenen Arbeit veröffentlicht<sup>6</sup>.

### Ergebnisse

Abb. 5 zeigt Schmieraufnahmen der Streifenverschiebung für Entladungen mit eingefangenen parallelem Feld von  $1 \text{ kV}$  und antiparallelem Feld von  $3 \text{ kV}$  bei einem Fülldruck von  $10^{-1} \text{ mm Hg}$  Wasserstoff.

Das Zustandekommen und die Auswertung solcher Schmieraufnahmen der Interferenzstreifen kann an

Hand des schematischen Diagramms (Abb. 6) verstanden werden. Es ist die Phasendifferenz zwischen den interferierenden Lichtstrahlen durch das Entladungsgefäß (Meßstrahl) und durch Luft (Vergleichsstrahl) über dem Durchmesser des Entladungsgefäßes aufgetragen. Ohne Plasma, d. h. bei homo-

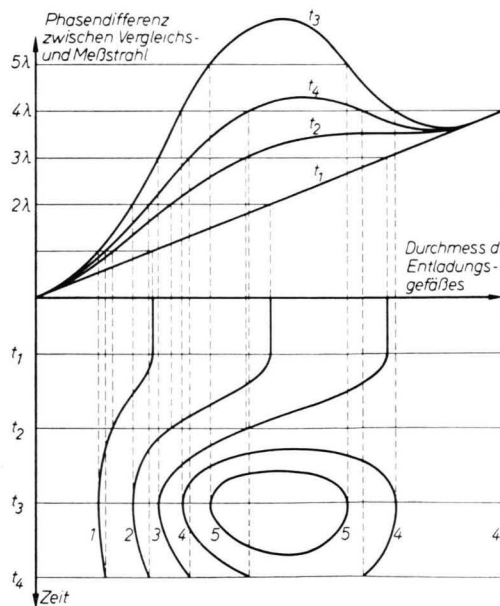


Abb. 6. Beziehung zwischen Phasendifferenz und zeitlich aufgelöster Streifenverschiebung.

<sup>6</sup> P. IGENBERGS u. F. P. KÜPPER, in Vorbereitung.

gener Dichte im Entladungrohr entstehen parallele Streifen, auf Grund der linear über dem Durchmesser ansteigenden Phasendifferenz. Während der Entladung ändert sich die Elektronendichte zeitlich ( $t_1 - t_4$ ) und örtlich. Die dadurch hervorgerufene Phasendifferenz überlagert sich der eingestellten Phasendifferenz. Es können so die etwas komplizierten experimentell beobachteten Figuren (z. B. geschlossene Interferenzlinien) im Schmierbild entstehen.

### Paralleles eingefangenes Feld

Abb. 7 zeigt die Auswertung einer Schmieraufnahme für paralleles eingefangenes Feld von etwa 1 kT. Es ist die Flächendichte in Abhängigkeit vom Durchmesser für verschiedene Zeiten nach Nulldurchgang des äußeren Feldes aufgetragen. Der Verlauf des Magnetfeldes, gemessen in der Mittelebene der Spule, ist ebenfalls angegeben.

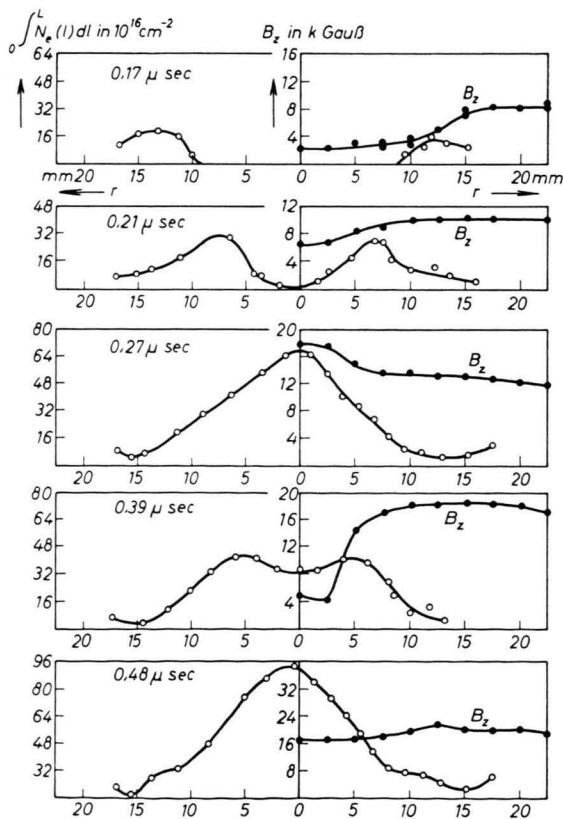


Abb. 7. Magnetfeldverlauf  $B_z$  und Flächendichteverlauf  $\int_0^L N_e(l) dl$  bei parallelem eingefangenen Feld,  $B_0 = 1 \text{ kT}$ , für verschiedene Zeiten nach Beginn der Halbwelle.

Im Anfangsstadium der Entladung sieht man das Hineinlaufen einer Schicht erhöhter Dichte, wobei das Dichtemaximum etwa mit dem größten Feldgradient zusammenfällt. Zur Zeit der ersten maximalen Kompression schließt sich der Hohlzylinder und es bildet sich ein Dichtemaximum in der Rohrmitte aus.

Im Verlauf der Kompressionsschwingungen entstehen wieder Dichtekonfigurationen mit Hohlzylinderstruktur und darauffolgend mit zentralem Dichtemaximum.

### Antiparalleles Feld

Die Ergebnisse der Messungen mit eingefangenen antiparallelem Feld zeigen ein wesentlich anderes Verhalten des Plasmas als mit parallelem Feld (Abb. 8 mit  $B_0 = -3 \text{ kT}$ ). Die einlaufende Plasmaschicht läuft nicht bis zur Mitte. Es bleibt auch während der maximalen Kompressionen zunächst ein ausgeprägtes Dichteminimum in der Rohrmitte bestehen. Das Plasma nimmt die Konfiguration eines Hohlzylinders an, wobei das Dichtemaximum etwa mit dem Nulldurchgang des Feldes zusammenfällt. Nach der 3. Kompression füllt sich das zentrale Minimum auf, gleichzeitig verschwindet der antiparallele Fluß (Abb. 8,  $t = 0,78 \mu\text{sec}$ ).

### Diskussion der Magnetfeldmessung und Dichtemessung

Die Problematik der Magnetfeldmessung im Plasma mit Sonden wurde bereits mehrfach diskutiert und wird deshalb hier nicht erörtert. Die gute Übereinstimmung zwischen gerechnetem und gemessenem Feldverlauf (s. nächster Abschnitt) in den Anfangsphasen der Entladung läßt erwarten, daß die Verfälschung des lokalen Feldverlaufs durch die Sonde zumindest für einige  $10^{-7} \text{ sec}$  gering ist. Der Meßfehler bei Ermittlung der radialen  $B_z$ -Verläufe war etwa  $\pm 500 \text{ G}$  ohne Integrationsfehler. Dieser wurde rechnerisch eliminiert.

Im Gegensatz zu den Magnetfeldmessungen, die lokale Werte in der Mittelebene der Spule ergeben, wird bei der Dichtemessung über die ganze Gefäßlänge innerhalb und außerhalb der Kompressionsspule integriert. Beim Vergleich mit den Feldmessungen oder mit der Theorie, die eine unendlich lange Spule behandelt, sind die Einflüsse der Spulenden und die Vorgänge im Außenvolumen zu beachten. Diese Einflüsse seien an Hand einer Mes-

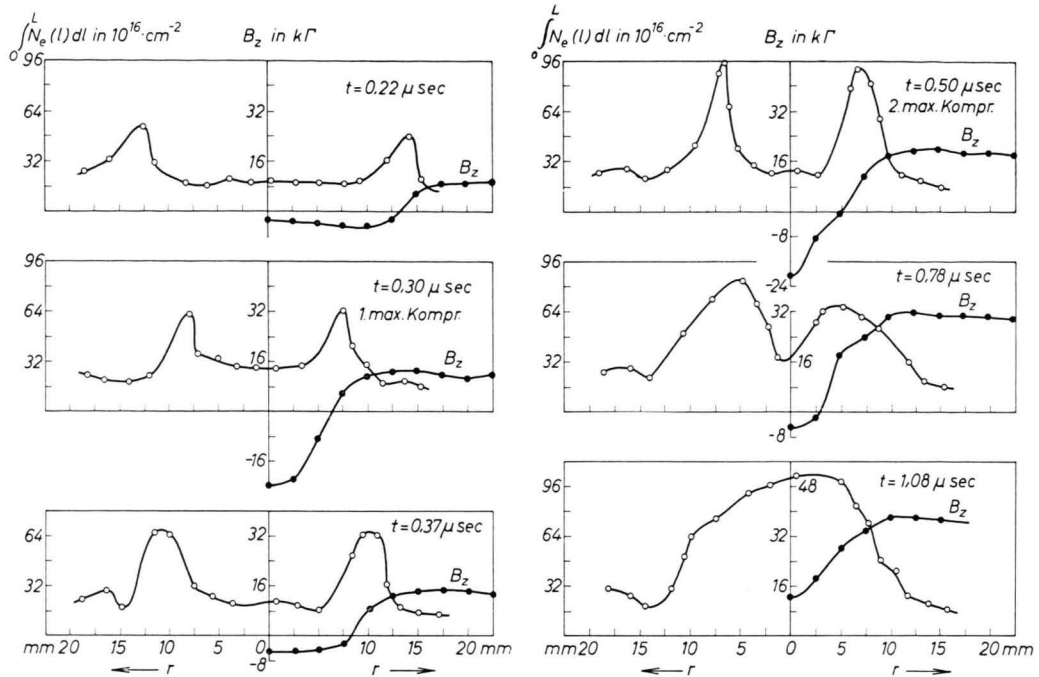


Abb. 8. Magnetfeldverlauf  $B_z$  und Flächendichteverlauf  $\int_0^L N_e(l) dl$  bei antiparallelem eingefangenen Feld,  $B_0 = -3 \text{ kG}$ , für verschiedene Zeiten nach Beginn der Halbwelle.

sung erläutert. In Abb. 9 ist der zeitliche Verlauf des Feldes und der Flächendichte in der Spulennachse aufgetragen. Es war paralleles Feld  $B_0 = 1 \text{ kG}$  eingefangen. Bei guter Leitfähigkeit des Plasmas sind die Teilchendichte und das Magnetfeld miteinander gekoppelt. Gute Leitfähigkeit herrscht sicher nach der ersten Plasmakompression. Um die Kopplung zu zeigen, sind die Kurven im ersten Kompressionsmaximum normiert.

Etwa für die Dauer der Kompressionsschwingungen haben Flächendichte und  $B_z$  einen ähnlichen Verlauf. Die Dichte steigt jedoch etwas stärker an. Dies kann nur durch Ionisierung des Gases im Volumen außerhalb der Spule bewirkt werden. Aus der Abweichung der Flächendichte vom idealen Verlauf proportional  $B_z$  kann man berechnen, daß die Ionisierung in die beiden Außenvolumen mit etwa  $10^7 \text{ cm/sec}$  fortschreitet. Dieser zeitlich ansteigende additive Beitrag zur Flächendichte ist im Vergleich mit den gemessenen Maximalwerten bis zur ersten Kompression unerheblich, erreicht jedoch bis zum Ende der Kompressionsschwingungen etwa 15% der dort gemessenen Maximalwerte der Flächendichte.

Später, etwa  $0,8 \mu\text{sec}$  nach dem Nulldurchgang, zeigt der Verlauf der Flächendichte (Abb. 9) gegen-

läufige Einflüsse an. Die Flächendichte steigt nun schwächer an als das Feld, erreicht ihr Maximum eher und sinkt nach dem Feldmaximum stärker ab. Dieses Verhalten ist auf die Plasmaverluste aus den Spulenenden zurückzuführen. Das Plasma läuft etwa den Feldlinien folgend außerhalb der Spule auseinander. Das Profil der Flächendichte über dem Durchmesser muß sich durch die Plasmaverluste verflachen, die Maximalwerte werden kleiner und es erscheinen Beiträge zur Flächendichte in der Nähe des Gefäßrandes. Der Abfall der Feldstärke an den Spulenenden dürfte etwa ähnlichen Einfluß auf das Profil der Flächendichte haben. (Es wurde mit einer Kompressionsspule ohne Spiegel gearbeitet.) Dieser Einfluß auf die Flächendichte ist bereits zu Beginn der Entladung vorhanden, während die Plasmaverluste nach Abb. 9 erst gegen Ende der Kompressionsschwingungen stärkere Abweichungen hervorrufen. Quantitative Aussagen über die Abweichungen durch Plasmaverluste und Feldabfall können noch nicht gemacht werden.

Man kann eine mittlere Dichte im Spulenvolumen durch

$$N_{\text{exp}} = \frac{1}{L} \int_0^L N_e(l) dl$$

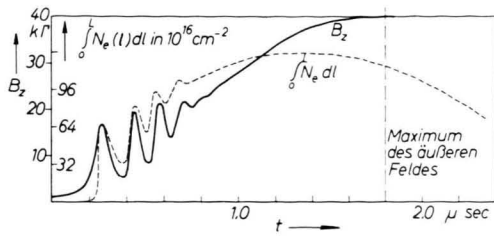


Abb. 9. Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes  $B_z$  und der Flächendichte  $\int_0^L N_e(l) dl$  in der Achse des Entladungsröhres für eingefangenes paralleles Feld,  $B_0 = 1 \text{ kG}$ .

definieren.  $L$  ist die Spulenlänge. Diese Dichte wird im nächsten Abschnitt mit der theoretischen Dichte in einer unendlich langen Spule verglichen.  $N_{\text{exp}}$  ist mit den diskutierten Abweichungen vom idealen Verlauf behaftet. Eine quantitative Übereinstimmung in den Dichteprofilen ist deshalb nicht zu erwarten. Insbesondere müssen sich fast über die ganze Halbwelle der Entladung geringere Maximalwerte der Dichte  $N_{\text{exp}}$  ergeben, bedingt durch Plasmaverluste und Feldabfall. Die scheinbare Dichteerhöhung durch Ionisierung des Außenvolumens fällt dagegen an den Orten hoher Plasmadichte kaum ins Gewicht.

### Vergleich der Meßergebnisse mit theoretischen Rechnungen

Zur numerischen Lösung der hydromagnetischen Gleichungen wurde dasselbe Verfahren und Programm wie in <sup>5</sup> benutzt. Das Programm behandelt ein vollionisiertes, quasineutrales Plasma mit Zylindersymmetrie. Alle Änderungen erfolgen nur in radialer Richtung. Die Rechnungen erfassen nicht die Vorgänge in Achsenrichtung, etwa Plasmaverluste aus den Spulenenden und den Einfluß von Neutralteilchen. Als Anfangsbedingung wurde ein homogenes Magnetfeld und Plasma mit einer Dichte von  $7 \cdot 10^{15}/\text{cm}^{-3}$  und einer Temperatur von 1 eV angenommen.

Die Daten der Batterie (s. Tab. 1) bestimmen wie in <sup>4,5</sup> die zeitliche Entwicklung der Entladung durch die Randbedingungen.

Zum Vergleich zwischen den theoretischen und experimentellen Ergebnissen sind in Abb. 10 die gemessenen und berechneten Felder und Elektronendichten als Funktion des Radius für verschiedene Zeiten bis zur ersten maximalen Kompression aufgetragen. Das antiparallele eingefangene Feld war 3 kG. Der Feldverlauf zeigt gute Übereinstimmung mit dem berechneten Verlauf. Die Übereinstimmung

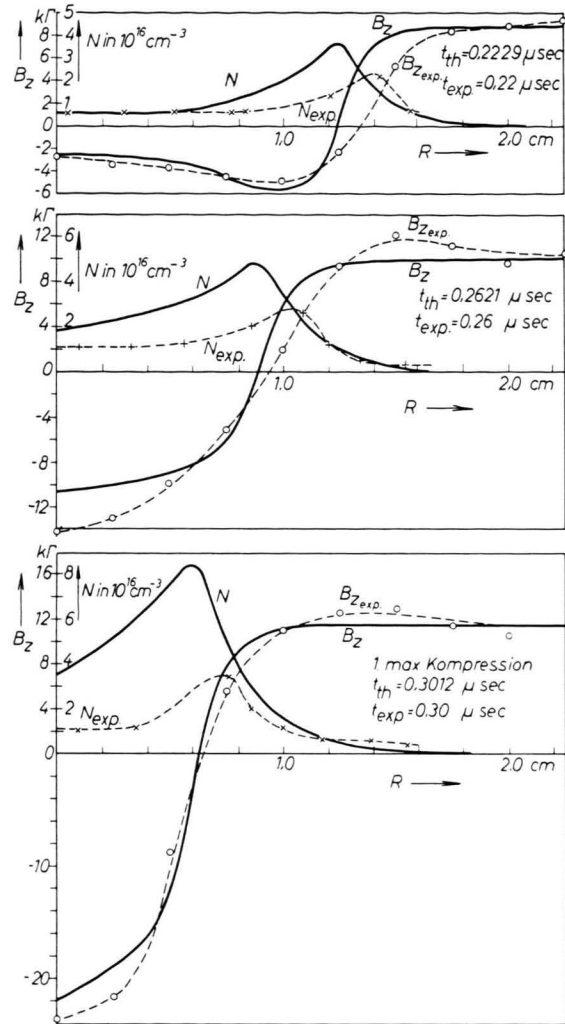


Abb. 10. Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem ( $B_z, \text{exp}$ ,  $N_{\text{exp}}$ ) radialem Magnetfeld- und Dichteverlauf bei antiparallelem eingefangenen Feld,  $B_0 = -3 \text{ kG}$ .

erstreckt sich auf die räumliche Lage des Feld-Null-durchganges, auf den Zeitpunkt der maximalen Kompression sowie auch etwa auf die Höhe der Felder über dem Radius. Es werden sogar Details wiedergegeben wie etwa die Aufstauung des negativen Feldes vor der Plasmaschicht (Abb. 10,  $t = 0,22 \mu\text{sec}$ ). Der Feldgradient zwischen antiparallelem und äußerem Feld ist im Experiment etwas geringer. Dies läßt auf schlechtere Leitfähigkeit im Experiment schließen. Die Aufstauung des Feldes außerhalb der Plasmaschicht ( $t = 0,26$  und  $0,30 \mu\text{sec}$  bei  $R = 1,5 \text{ cm}$ ) deutet an, daß bei diesem Radius noch größere Teilchendichten als in der Theorie vorhanden sind.

Der Dichteverlauf stimmt qualitativ überein. Das Dichtemaximum liegt in Theorie und Experiment am Orte des Feldnulldurchganges. Auch in der Theorie ergibt sich die für eingefangenes antiparalleles Feld charakteristische Hohlzylinderstruktur des Plasmas. In dieser Plasmaschicht hoher Dichte geht das Feld durch Null, es besteht also ein kleiner Bereich, in dem  $\beta$  gleich 1 ist

$$\beta = \frac{n k (T_e + T_i)}{B_a^2 / 8 \pi}.$$

In dieser Schicht fließen beträchtliche azimutale Ströme. Es werden z. B. bei der ersten maximalen Kompression nach der Theorie Stromdichten von 85 kA/cm<sup>2</sup> erreicht.

Die Maximalwerte der gemessenen Dichte sind etwa um einen Faktor 2 bis 2,5 niedriger als die theoretischen Werte. Wie bereits gezeigt wurde, rührt dies von der Integration über die ganze Gefäßlänge.

Nach der ersten Kompression geht die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment rasch verloren. Dies ergibt sich, wenn man den gemessenen zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes in der Achse der Spule mit dem errechneten Verlauf vergleicht (Abb. 11). Bereits bei der 2. maximalen

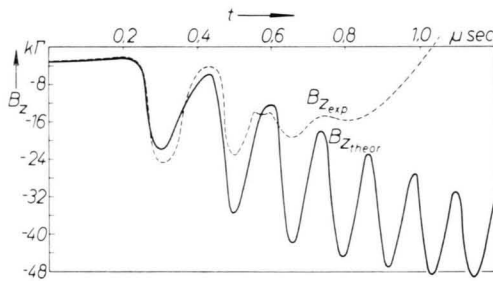


Abb. 11. Zeitlicher Verlauf des gemessenen und berechneten Magnetfeldes in der Achse der Spule für eingefangenes antiparalleles Feld,  $B_0 = -3$  kT.

Kompression erreicht das antiparallele Feld nur noch etwa 2/3 des errechneten Wertes und wechselt bei etwa  $t = 1 \mu\text{sec}$  die Richtung. Nach dieser Zeit ist also der ganze antiparallele Fluß aufgezehrt, während in der Theorie über die ganze Rechenzeit von 1,5  $\mu\text{sec}$  hinweg antiparalleler Fluß im Plasma bleibt. Auch der Dichteverlauf zeigt im Vergleich zur Theorie abweichendes Verhalten. Dies wird erkennbar bei einer Untersuchung der räumlichen Lage der hohlzylindrischen Plasmaschicht im Verlauf der Kompressionsschwingungen. In Abb. 12 ist die Lage des Dichtemaximums und außerdem die Lage des Feldnulldurchganges für Theorie und Experiment in

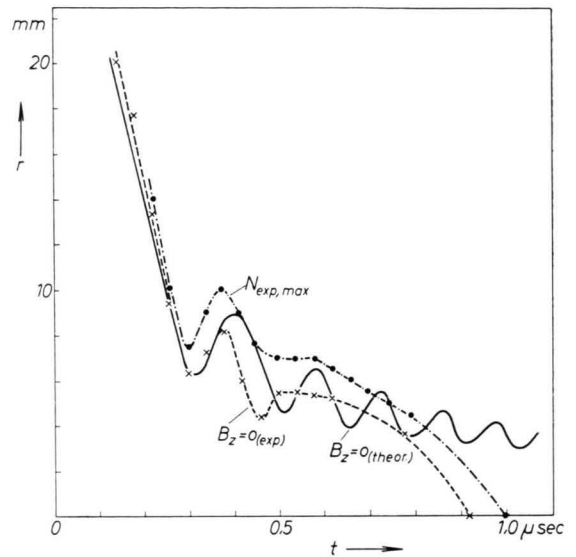


Abb. 12. Radiale Lage des gemessenen Dichtemaximums und des gemessenen und berechneten Nulldurchganges des Magnetfeldes im Verlauf der Entladung,  $B_0 = -3$  kT.

Abhängigkeit von der Zeit angegeben. Abweichungen zwischen Theorie und Experiment zeigen sich bei der ersten Expansion des Plasmas zunächst in einer Lageveränderung des Feldnulldurchganges. Charakteristisch ist weiterhin die außerordentlich rasche Dämpfung der Kompressionsschwingungen im Experiment im Gegensatz zur Theorie. Diese Dämpfung äußert sich im Dichte- und Feldverlauf. Später wandert die Plasmaschicht dem Nulldurchgang des Feldes folgend in die Gefäßmitte, wobei das zentrale Minimum aufgefüllt wird. In der Theorie bleiben die Hohlzylinderstruktur und die Schwingungen der Plasmaschicht über die ganze betrachtete Zeit bestehen. Stärkere Abweichungen zwischen gemessenem und theoretischem Feldverlauf treten zuerst bei der ersten Expansion des Plasmas im Bereich der Plasmaschicht hoher Dichte auf. Dies läßt sich aus einem Vergleich der Sondenkurven an verschiedenen Radien mit dem theoretischen Verlauf zeigen. Daraus kann geschlossen werden, daß die beschriebenen Abweichungen ihren Ursprung in dieser Schicht nehmen. Es ist jedoch nicht ausgeschlossen, daß die Rückwirkung der Sonde selbst auf das Plasma solche lokalen Abweichungen verursacht.

Vergleicht man die experimentellen und theoretischen Ergebnisse für eingefangenes paralleles Feld ( $B_0 = 1$  kT), so zeigt sich, daß die experimentellen Daten in den Anfangsphasen der Entladung bis zur ersten Kompression zeitlich verzögert sind. Die Zeit-

differenz bei der ersten Kompression beträgt etwa  $0,04 \mu\text{sec}$ . Im weiteren Verlauf ändert sich die Zeitdifferenz nicht wesentlich. Normiert man zeitlich auf das erste Kompressionsmaximum, so stimmt der weitere Zeitverlauf der Kompressionsschwingungen etwa überein. Dies ist in Abb. 13 an Hand der ge-

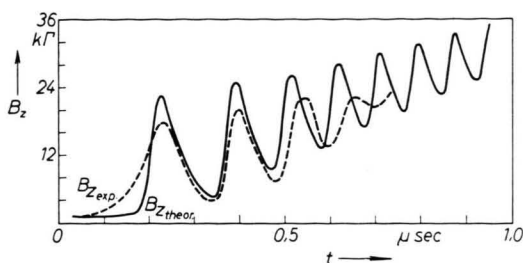


Abb. 13. Zeitlicher Verlauf des gemessenen und berechneten Magnetfeldes in der Spulenachse für eingefangenes paralleles Feld,  $B_0 = 1 \text{ kG}$ .

messenen und gerechneten Feldverläufe in der Spulenachse dargestellt. Die zeitliche Verzögerung in den Anfangsphasen der Entladung kann durch die schlechtere Leitfähigkeit des Plasmas im Experiment erklärt werden<sup>4</sup>. Bei der angewandten Methode des Feldeinfangs durch variable, schwache Vorionisation ist der Ionisierungsgrad zu Beginn der Entladung notwendigerweise geringer als bei Einfang von antiparallelem Feld. Es muß also ein Teil der Energie zur Ionisierung des Neutralgases aufgebracht werden. Dadurch wird auch die kinetische Energie vermindert, so daß die Vorgänge im Experiment langsamer verlaufen. Unvollständige Ionisierung in den Anfangsphasen ergibt sich auch aus der Dichtemessung. Durch Integration der Flächendichte über den Durchmesser des Gefäßes erhält man die Gesamtzahl der freien Elektronen ( $Z$ ) in der Entladung. Bezieht man diese auf die Zahl der freien Elektronen, die bei Vollionisierung im Spulenvolumen vorhanden sein müßten ( $Z_0$ ), so ergeben sich Werte von  $Z/Z_0$  um 0,9 bei der ersten Kompression. Da ein Teil der gemessenen Elektronen auch aus dem Volumen außerhalb der Spule stammen kann, ist der mittlere Ionisierungsgrad bei der 1. maximalen Kompression im Spulenvolumen  $\leq 90\%$ .

In Abb. 14 sind die radialen Verläufe des Feldes und der Dichte für die 1. und 3. maximale Kompression und für die 2. maximale Expansion ungeachtet des geringen Zeitunterschieds miteinander verglichen. Es ergibt sich, daß bei eingefangenen parallelem Feld über mehrere Kompressionsschwingungen hin-

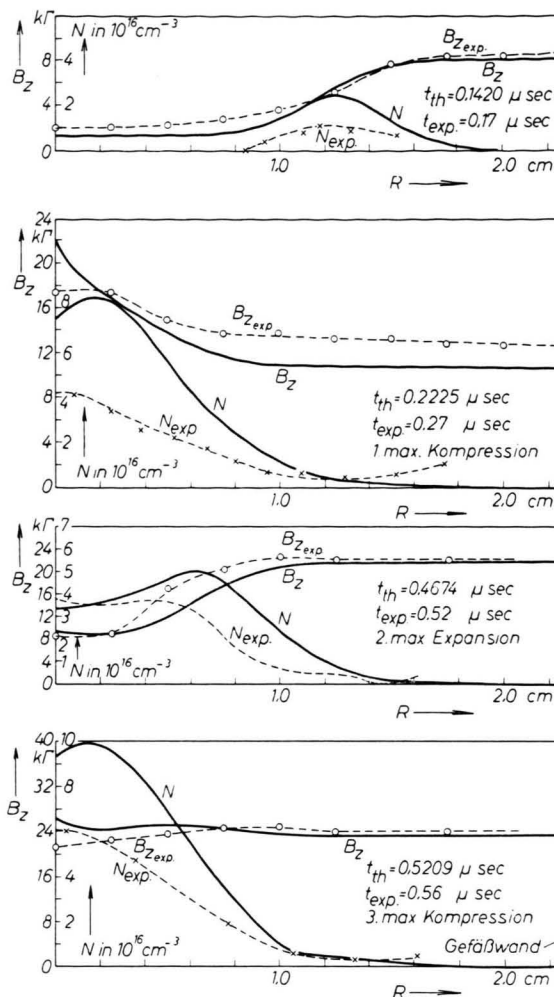


Abb. 14. Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem ( $B_{z, \text{exp}}$ ,  $N_{\text{exp}}$ ) radialem Magnetfeld- und Dichteverlauf für paralleles eingefangenes Feld,  $B_0 = 1 \text{ kG}$ .

weg keine prinzipiellen und großen Abweichungen vom theoretisch errechneten Verlauf des Feldes und der Dichte auftreten. Dabei sind für den Dichteverlauf wieder die diskutierten Abweichungen zu berücksichtigen.

Nach der 3. Kompression wird der Einfluß der Plasmaverluste aus den Spulenenenden merklich, so daß nun die Übereinstimmung verlorengeht.

### Diskussion

Der Vergleich zwischen den Experimenten und Rechnungen ergibt für die Anfangsphasen der Thetapinch-Entladung gute Übereinstimmung, besonders im lokal gemessenen radialen Magnetfeldverlauf und

qualitativ auch im Dichteverlauf. Die fast in allen Fällen etwas geringeren Feldgradienten im Experiment deuten auf eine schlechtere Leitfähigkeit, die durch unvollständige Ionisierung (besonders im Falle eingefangener paralleler Felder) hervorgerufen wird. Der Einfluß des Neutralgases äußert sich in einer Verlangsamung der Vorgänge. Sieht man von diesen geringen Unstimmigkeiten ab, so zeigen die Ergebnisse, daß die hydromagnetische Näherung die Vorgänge beim Thetapinch bemerkenswert gut beschreibt. Die Übereinstimmung erstreckt sich bei parallelem Feld auf 2–3 Kompressionsschwingungen und geht dann wegen der Plasmaverluste aus der Spule verloren. Dagegen zeigen sich bei antiparallelem eingefangenen Feld bereits nach der 1. Kompression rasch größer werdende, auch lokal beobachtbare Abweichungen von der Theorie. Diese Abweichungen bestehen in einem anomal raschen Ausgleich der entgegengesetzten Felder, begleitet von Änderung der Plasmadichtekonfiguration. Analoge Effekte können auch bei Kurzaufnahmen in Achsenrichtung der Spule beobachtet werden.

Es wurden eine Reihe von Erklärungen für diese anomalen Effekte vorgeschlagen. In einem Thetapinch, bei dem der Spulendurchmesser mit der Spulenlänge vergleichbar ist, kann eine axiale Kontraktion des Plasmahohlzylinders stattfinden. Es entsteht eine toroidale Konfiguration, ähnlich dem toroidalen  $z$ -Pinch, die durch die bekannten hydromagnetischen Instabilitäten zerstört wird<sup>7</sup>. Der Plasmahohlzylinder kann auch in viele solche Stromringe aufspalten. Dies geschieht möglicherweise unter dem Einfluß von Geschwindigkeitsrauminstabilitäten oder auf Grund der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas. In den Stromringen können sich dann

sekundäre magnetohydrodynamische Instabilitäten entwickeln<sup>8</sup>. Schließlich besteht noch die Möglichkeit, daß in der Plasmaschicht im Bereich um  $B_z = 0$  Elektronen hoher Energie eingeschlossen sind, die zu Mikroinstabilitäten führen können. Diese Vermutung wurde von LITTLE u. a.<sup>9</sup> geäußert.

Bei den vorliegenden Experimenten scheint keine starke axiale Kompression des Plasmas stattzufinden. Nach BODIN und Mitarbb.<sup>10</sup> müßte sich vor dem Einsetzen der Instabilitäten das Dichteprofil durch die axiale Kompression verbreitern, dies wird nicht beobachtet. Gegen diese Erklärung der Anomalien spricht auch die Tatsache, daß die Anwachzeit für die anomalen Effekte von der Größe des eingefangenen Feldes selbst abhängt. Je kleiner das umgekehrte eingefangene Feld ist, desto schneller verlaufen die anomalen Effekte (Felddiffusion, Dichteprofiländerung). Dies wurde für einen Bereich von  $B_0$  zwischen  $-0,6$  und  $-4$  kT festgestellt. Man sollte gerade mit kleinen antiparallelen Feldern weniger wirksame axiale Kompressionen durch Schließung der Feldlinien außerhalb der Spule erwarten.

Das Auftreten der anomalen Erscheinungen scheint eher darauf zu beruhen, daß das  $B_z$ -Feld in der Plasmaschicht (mit großen Gradienten) durch Null geht und in diesem Bereich Mikroinstabilitäten entstehen können.

Wir danken den Herren Dr. C. ANDELFINGER und W. VON JASKOWSKY für Beratung bei der Durchführung der Experimente und für wertvolle Diskussionen sowie Herrn Dr. W. BRAUN vom Wright-Patterson Air Force Base, Dayton, für Zurverfügungstellung der Rechenzeit auf der IBM 709.

<sup>7</sup> M. DAZEY, V. JOSEPHSON u. R. WUERKER, Phys. Rev. Letters **5**, 416 [1960].

<sup>8</sup> H. P. FURTH, Conf. on Nuclear Fusion, Salzburg CN 10/174 [1961].

<sup>9</sup> E. M. LITTLE, W. E. QUINN u. F. L. RIBE, Phys. Fluids **4**, 730 [1961].

<sup>10</sup> H. A. B. BODIN, T. S. GREEN, G. B. F. NIBLETT, N. J. PEACOCK, J. M. P. QUINN u. J. A. REYNOLDS, Conf. on Nuclear Fusion, Salzburg CN 10/70 [1961].