

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Messung der radialen Elektronendichte-
und Magnetfeldverteilung beim Theta-
pinch und Vergleich mit numerischen
Rechnungen

E. Tünfer, K. Hain, H. Herold,
P. Igenbergs, F.P. Küpper

IPP 1/6

August 1962

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.

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

E. Fünfer, K. Hain, H. Herold, P. Igenbergs,
F.P. Küpper
Institut für Plasmaphysik GmbH. Garching b. München

In a θ - 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 and White (1) and Ascoli-Bartoli u.a. (2) eingeführt. Wright u.a. (3) 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 (4) wurde bereits von Hain und Kolb (5) 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 den Radius im Verlauf der Entladung wurde mit einer 6-fach 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 (ä.D. 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 μsec 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 auf einem Spalt abgebildet, der senkrecht zu den Streifen steht. Mit einem schnellaufenden Drehspiegel wird eine Schmieraufnahme des Spaltbildes hergestellt. Die Zeitauflösung war etwa $2 \cdot 10^{-8}$ sec. Die Lage des Spalts zur Spule ist in Abb. 1 angegeben.

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

$$z = \frac{1}{\lambda} \Delta n L$$

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

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

Δn setzt sich aus den Beiträgen der Plasmaelektronen (Δn_e), der H^+ -Ionen (Δn_{H^+}), H-Atome (Δn_{H}) und der H_2 -Moleküle (Δn_{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

$$n_e^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

wo

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

N_e = Elektronendichte/cm³

$\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ die Frequenz des Interferometerlichtes ist.

Daraus folgt:

$$\Delta n_e = - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}$$

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 H⁺-Ionen zum Brechungsindex kann wegen

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

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

Der Einfluss der angeregten Moleküle und Atome ($\Delta n_H + \Delta n_{H_2}$) auf die Änderung des Brechungsindex wurde experimentell untersucht. Für Atome und Moleküle gilt die Dispersionsgleichung

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

Bei passender Wahl der Frequenzen des eingestrahltten Lichtes (ω) zu den Resonanzfrequenzen ω_{0i} wird $\Delta n_{H_1} + \Delta n_{H_2}$ weitaus stärker mit der Frequenz variieren als Δn_e .

Bei einem Vergleich zweier Streifenverschiebungen 1 und 2, die mit Licht der Frequenzen ω_1 und ω_2 zum gleichen Zeitpunkt der Entladung erzeugt werden, wird sich der Beitrag $\Delta n_{H_1} + \Delta n_{H_2}$ in verschiedener Weise bemerkbar machen, je nach der Lage von ω zu den verschiedenen Resonanzstellen ω_{0i} . Dagegen ändert sich die Streifenverschiebung für den Beitrag der Elektronen nur in einer Richtung, wobei $Z_e \cdot \omega = \text{const.}$ sein muss. Diese Änderung ist bei der Auswertung der folgenden Interferenzaufnahmen rechnerisch eliminiert worden.

Abb. 2 zeigt eine Skizze der Versuchsanordnung. Der Funkenblitz L entwirft mit Hilfe der beiden abbildenden Systeme S_1 und S_2 auf den Platten P_1 und P_2 zur gleichen Zeit Bilder der Interferenzstreifenverteilungen. Die Wellenlängen λ_1 und λ_2 sind durch die Filter F_1 und F_2 vorgegeben. Abb. 3 zeigt Momentaufnahmen der Interferenzstreifenverteilungen über den Querschnitt des Entladungsgefäßes. Die bei den Aufnahmen verwendeten Filter hatten ihre maximale Durchlässigkeit bei 5500 \AA bzw. 6300 \AA . 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 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 Auswer-

teuungenauigkeiten verursacht. Die Krümmung der Lichtstrahlen aufgrund 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 (6).

Ergebnisse

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

Das Zustandekommen und die Auswertung solcher Schmieraufnahmen der Interferenzstreifen kann an Hand des schematischen Diagramms (Abb. 5) verstanden werden. Es ist die Phasendifferenz zwischen den interferierenden Lichtstrahlen durch das Entladungsgefäß (Messstrahl) und durch Luft (Vergleichsstrahl) über den Durchmesser des Entladungsgefäßes aufgetragen. Ohne Plasma, d.h. bei homogener Dichte im Entladungrohr entstehen parallele Streifen, aufgrund 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 $1 \text{ k}\Gamma$. Es ist die Flächen-dichte 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.

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 darauf folgend mit zentralem Dichtemaximum.

Antiparalleles Feld

Die Ergebnisse der Messungen mit eingefangenen antiparallelen Feld zeigen ein wesentlich anderes Verhalten des Plasmas als mit parallelem Feld (Abb. 8 mit $B_0 = - 3 \text{ k}\Gamma$). 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, $t = 0,78 \text{ }\mu\text{sec}$).

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} 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 Spulenenden und die Vorgänge im Aussenvolumen zu beachten. Diese Einflüsse seien an Hand einer Messung erläutert. In Abb. 9 ist der zeitliche Verlauf des Feldes und der Flächendichte in der Spulenachse aufgetragen. Es war paralleles Feld $B_0 = 1 \text{ k}\Gamma$ 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 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) gegenläufige 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 Spulenenenden 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 $N_{\text{exp}} = \frac{1}{L} \int_0^L N_e(l) dl$ definieren. L ist die Spulenlänge. Diese Dichte wird im nächsten Abschnitt mit der theoretischen Dichte in einer unendlich langen Spule verglichen. N_{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_{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 (5) 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 Spulenenenden 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 (4) und (5) 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 kV . Der Feldverlauf zeigt gute Übereinstimmung mit dem berechneten Verlauf. Die Übereinstimmung erstreckt sich auf die räumliche Lage des Feld-Nulldurchganges, 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, $t = 0,22 \text{ } \mu\text{sec}$). Der Feldgradient zwischen antiparallelem und äusseren 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 $0,30 \text{ } \mu\text{sec}$ 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 β gleich 1 ist ($\beta = \frac{n k (T_e + T_i)}{B_a^2 / 8\pi}$). In dieser Schicht

fliessen beträchtliche azimuthale Ströme. Es werden z.B. bei der ersten maximalen Kompression nach der Theorie Stromdichten von $8,5 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$ erreicht.

Die Maximalwerte der gemessenen Dichte sind etwa um einen Faktor 2 bis 2,5 niedriger als die theoretischen Werte. Dies rührt 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 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 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 auch 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 ($B_0 = 1 \text{ kG}$), so zeigt sich, dass die experimentellen Daten in den Anfangsphasen der Entladung bis zur ersten Kompression zeitlich verzögert sind. Die Zeitdifferenz 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 gemessenen 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 (4). 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 $\frac{Z}{Z_0}$ 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 parallelen Feld über mehrere Kompressionsschwingungen hinweg keine prinzipiellen und grossen Abweichungen vom theo-

retisch 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 Spulenden 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. Sicht 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 eingefangenen 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 Thetapinchen, bei denen 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 (7). Der Plasmahohlzylinder kann auch in

viele solche Stromringe aufspalten. Dies geschieht möglicherweise unter dem Einfluss von Geschwindigkeitsrauminstabilitäten oder aufgrund der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas. In den Stromringen können sich dann sekundäre magnetohydrodynamische Instabilitäten entwickeln (8). Schliesslich besteht noch die Möglichkeit, dass in der Plasmaschicht im Bereich um $E_z = 0$ Elektronen hoher Energie eingeschlossen sind, die zu Mikroinstabilitäten führen können. Diese Vermutung wurde von Little u.a. (9) geäussert.

Bei den vorliegenden Experimenten scheint keine starke axiale Kompression des Plasmas stattzufinden. Nach (10) 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 Anwachszeit 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 $-4 \text{ k}\Gamma$ 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 Eerattung 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.

Literatur

- (1) R.A. Alpher, D.R. White, Phys. of Fluids 1, 452 (1958)
- (2) U. Ascoli-Bartoli, A. De Angelis, S. Matelucci
Nuove Cimento 18 Ser. 10, 1116 (1960)
- (3) J.K. Wright, R.D. Medford, A.G. Hunt und J.D. Herbert
Proc. Phys. Soc. 78, 1439 (1961)
- (4) K. u. G. Hain, K.V. u. S.J. Roberts, W. Köppendörfer
Zeitschrift für Naturforschung 15a, 1039 (1960)
- (5) K. Hain u. A.C. Kolb - Conference on Nuclear Fusion,
Salzburg CN 10/029 (1961)
- (6) P. Igenbergs, F.P. Küpper in Vorbereitung
- (7) M. Dazey, V. Josephson u. R. Wuerker - Phys. Rev. Let.
5, 416 (1960)
- (8) H.P. Furth - Conference on Nuclear Fusion, Salzburg
CN 10/174 (1961)
- (9) E.M. Little, W.E. Quinn u. F.L. Ribe - Phys. of Fluids
4, 730 (1961)
- (10) H.A.E. Bodin, T.S. Green, G.B.F. Niblett, N.J. Peacock
J.M.P. Quinn, J.A. Reynolds - Conference on Nuclear Fu-
sion Salzburg CN 10/70 (1961)

Tabelle 1

Daten der Thetapinch - Anlage

Energie	7,5 k Joule
Ladespannung	18 k Volt
Kapazität	46.4 μ F
Gesamtinduktivität	28 μ Hy
dI/dt <i>max</i>	6.3 . 10^{11} A/sec
Max. Magnetfeld- stärke	53 k Γ
Periodendauer	7,2 μ sec
Spulenlänge	16 cm
Spuleninnendurchm.	5,8 cm
Entladungsgefäß- länge	78 cm
Entladungsgefäß- innendurchmesser	4,5 cm

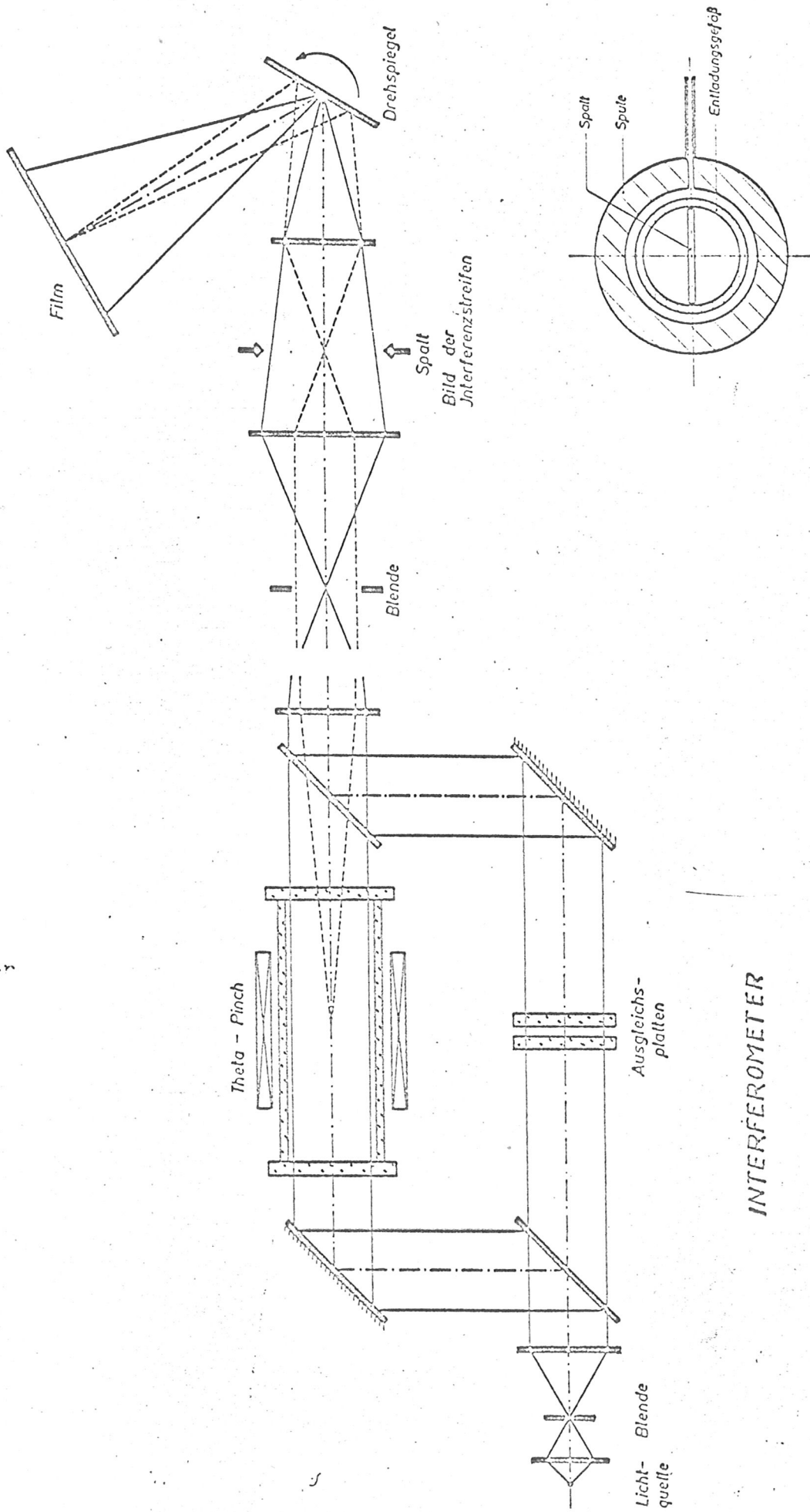
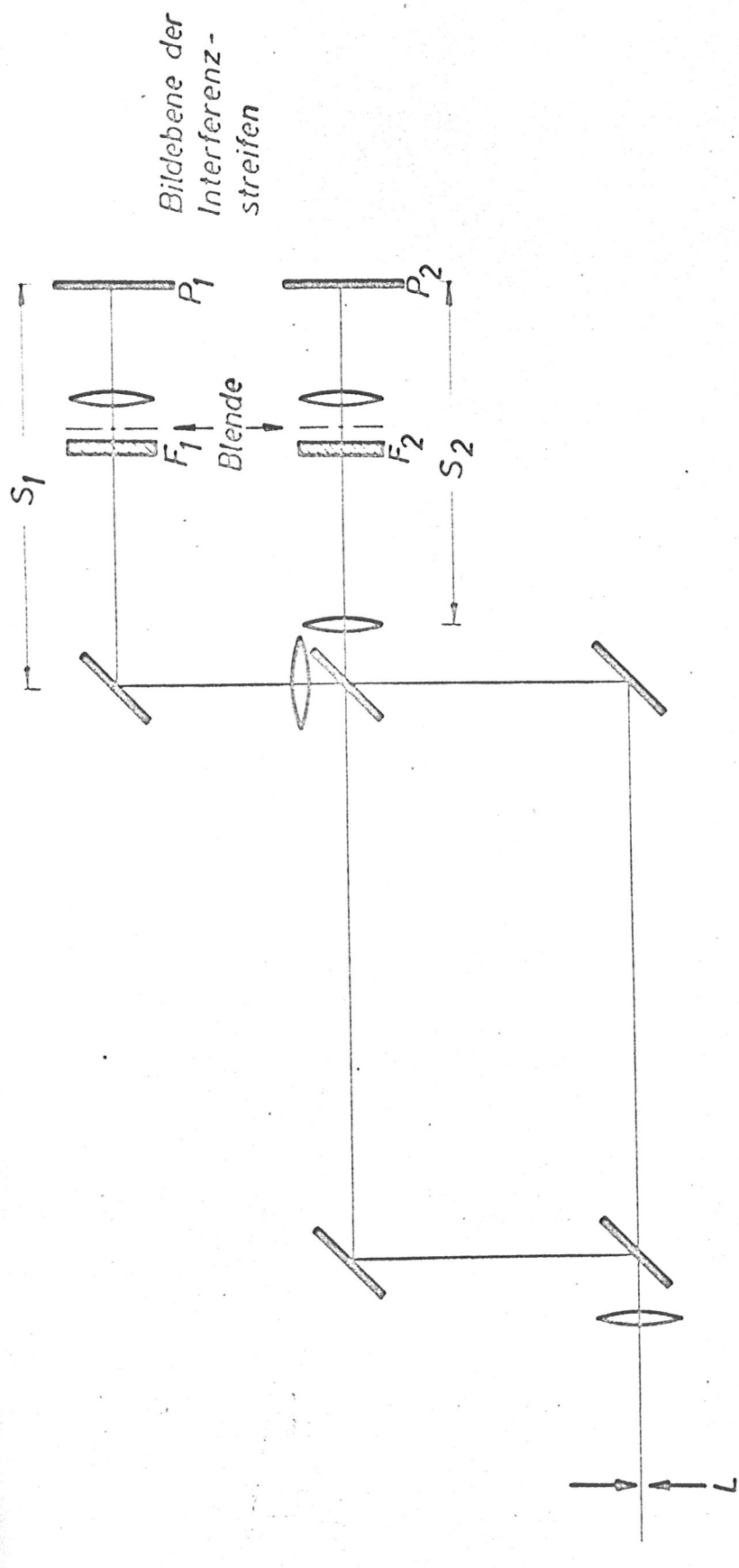


Abb. 1 Anordnung zur Messung der zeitlichen Änderung der Streifenverschiebungen über einen Durchmesser des Entladungsgefäßes mit Drehspiegel.

Logo des Spalts zur Spule



INTERFEROMETER

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

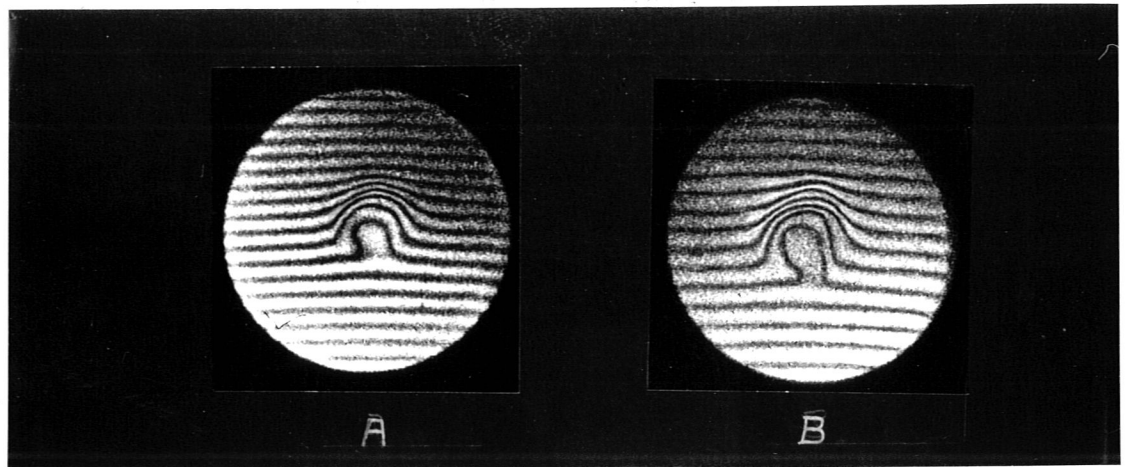


Abb. 3 Momentaufnahmen der Interferenzstreifenverteilung über den Querschnitt des Entladungsröhres. A) $\lambda_1 = 5500 \text{ \AA}$, B) $\lambda_2 = 6500 \text{ \AA}$ Anfangsdruck $p_0 = 10^{-1} \text{ mm Hg}$, Wasserstoff. Aufnahmezeit $t = 1 \text{ \mu sec}$ nach Beginn der Halbwelle. Belichtungsdauer 40 nsec.

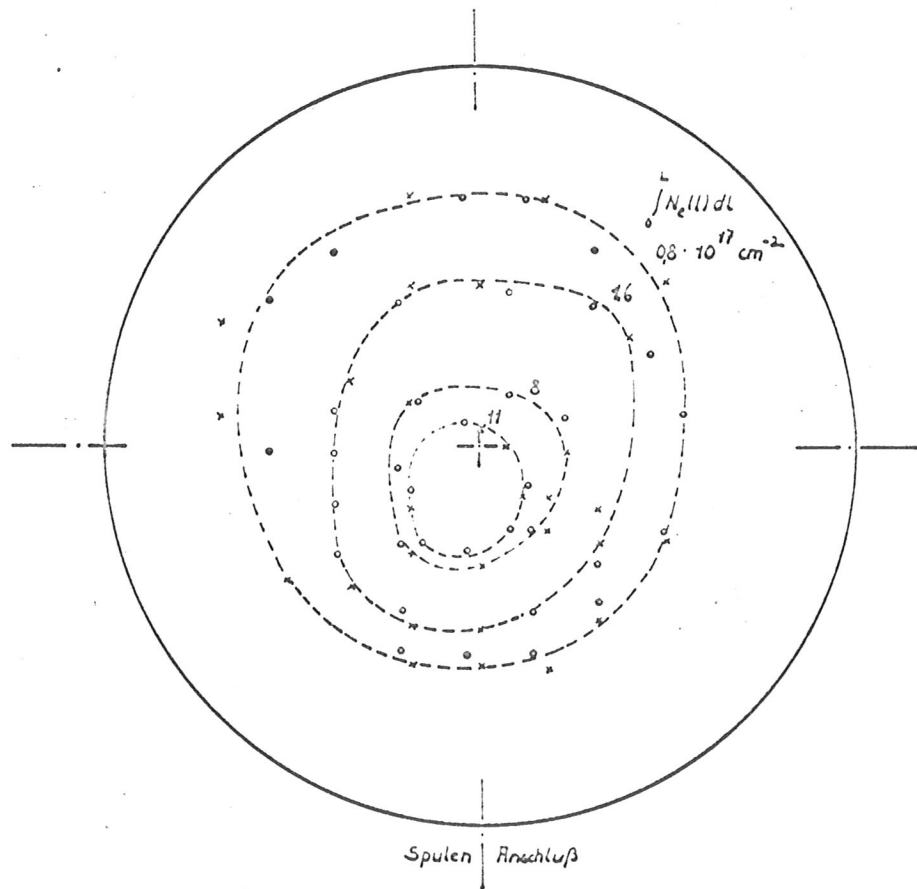


Abb. 4 Auswertung zweier Interferenzstreifenverteilungen für $\lambda_1 = 5500 \text{ \AA}$ (x), $\lambda_2 = 6500 \text{ \AA}$ (o). Es sind die Orte gleicher Flächendichte angegeben.

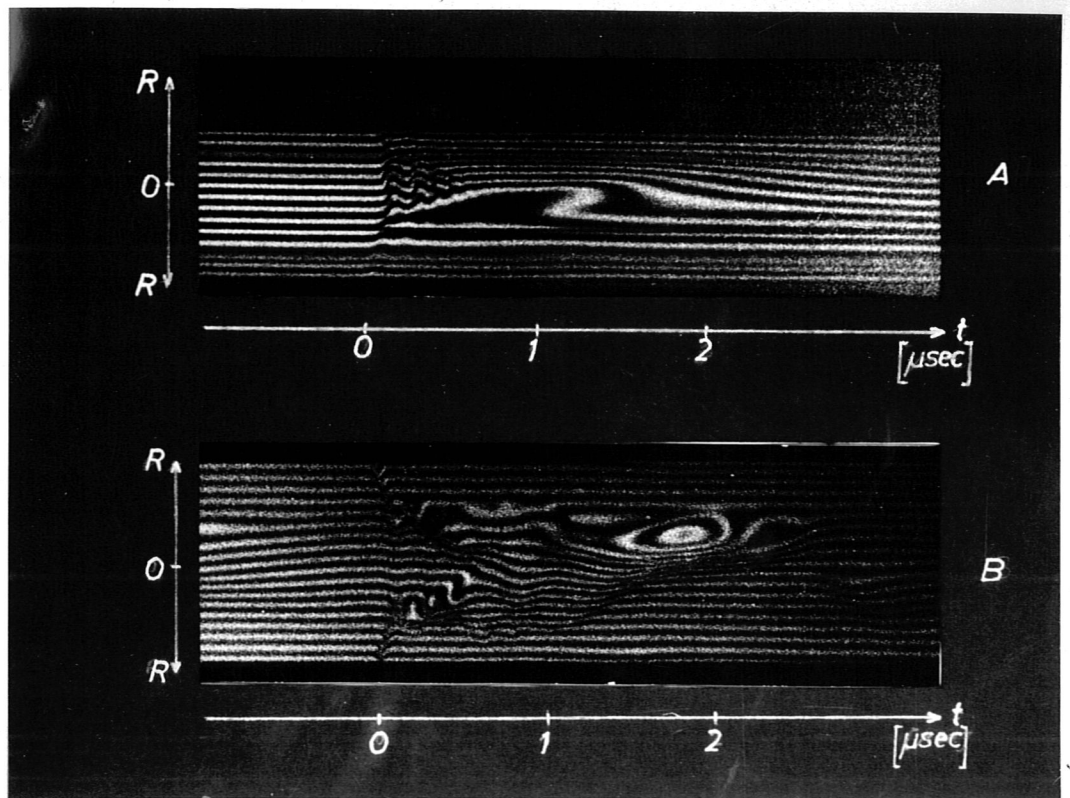


Abb. 5 Schmieraufnahmen von Interferenzstreifen: A) eingefangenes paralleles Feld, $B_0 = 1 \text{ kG}$, B) eingefangenes antiparalleles Feld, $B_0 = -3 \text{ kG}$, $p_0 = 10^{-1} \text{ mm Hg}$ Wasserstoff

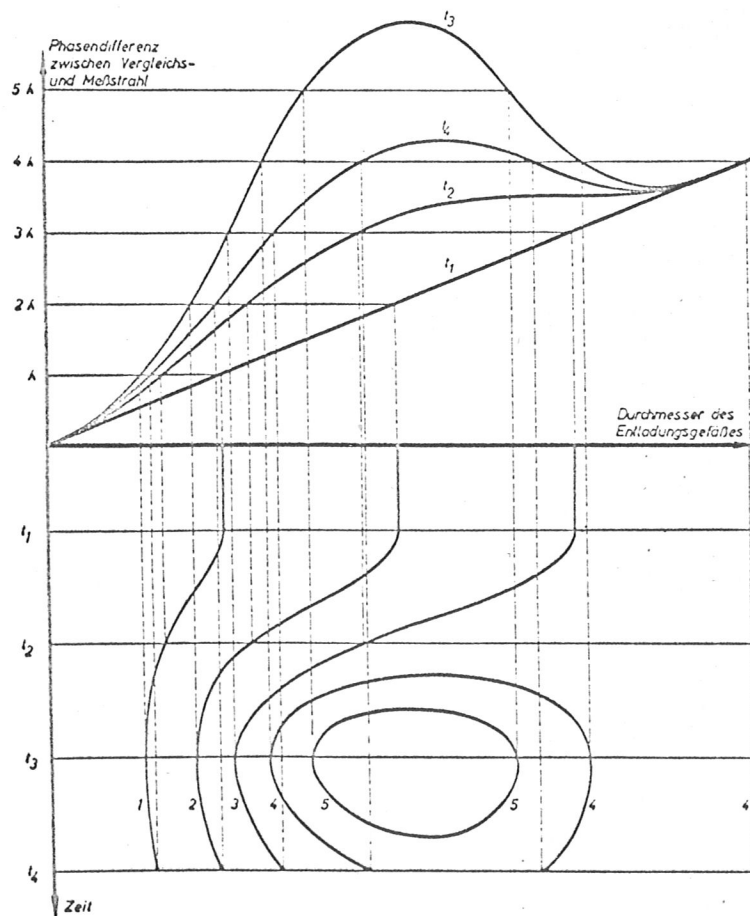


Abb. 6 Beziehung zwischen Phasendifferenz und zeitlich aufgelöster Streifenverschiebung.

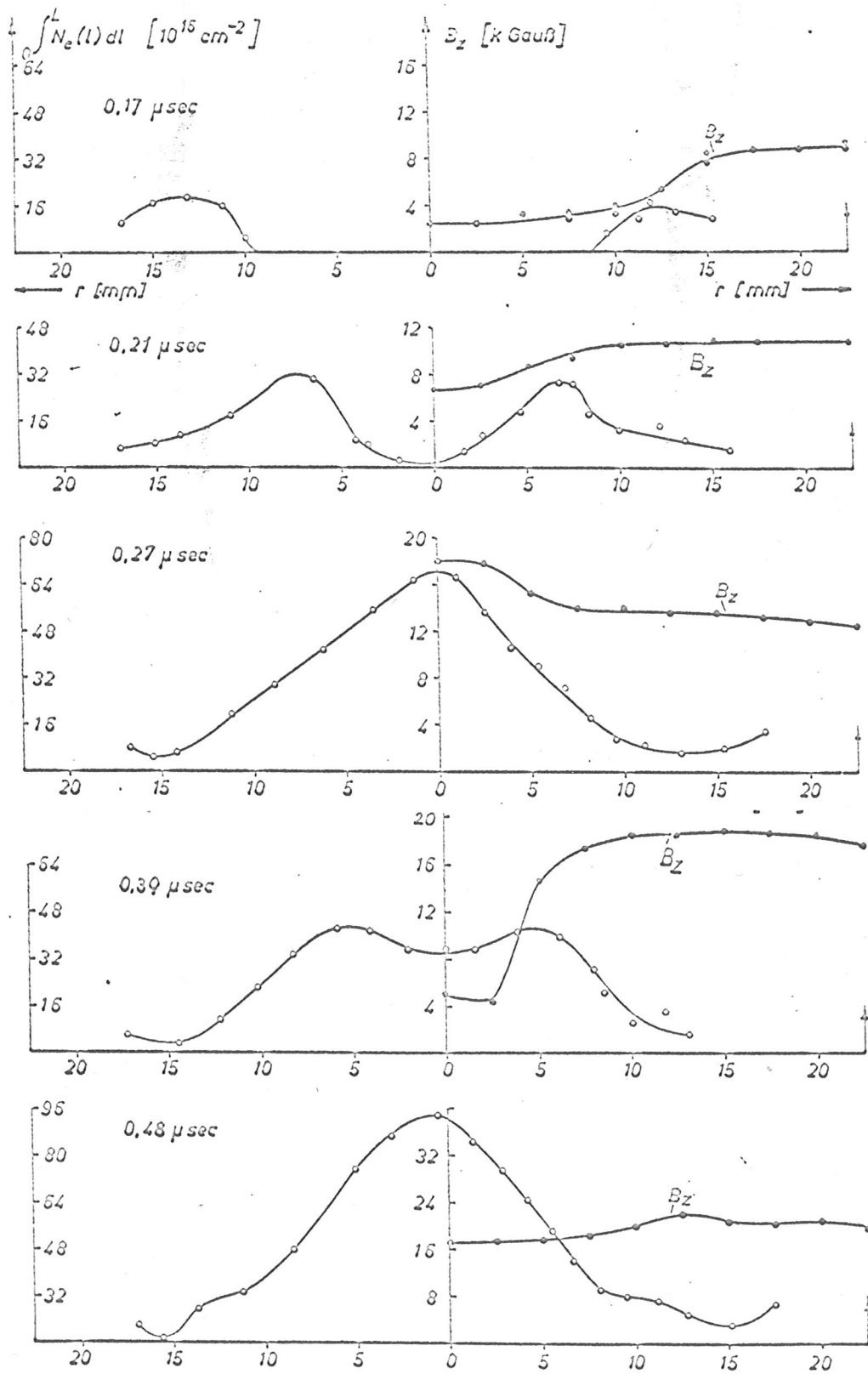


Abb. 7 Magnetfeldverlauf B_z und Flächendichteverlauf N_e bei parallelem eingefangenen Feld, $B_0 = 1 \text{ kG}$, für verschiedene Zeiten nach Beginn der Halbwelle.

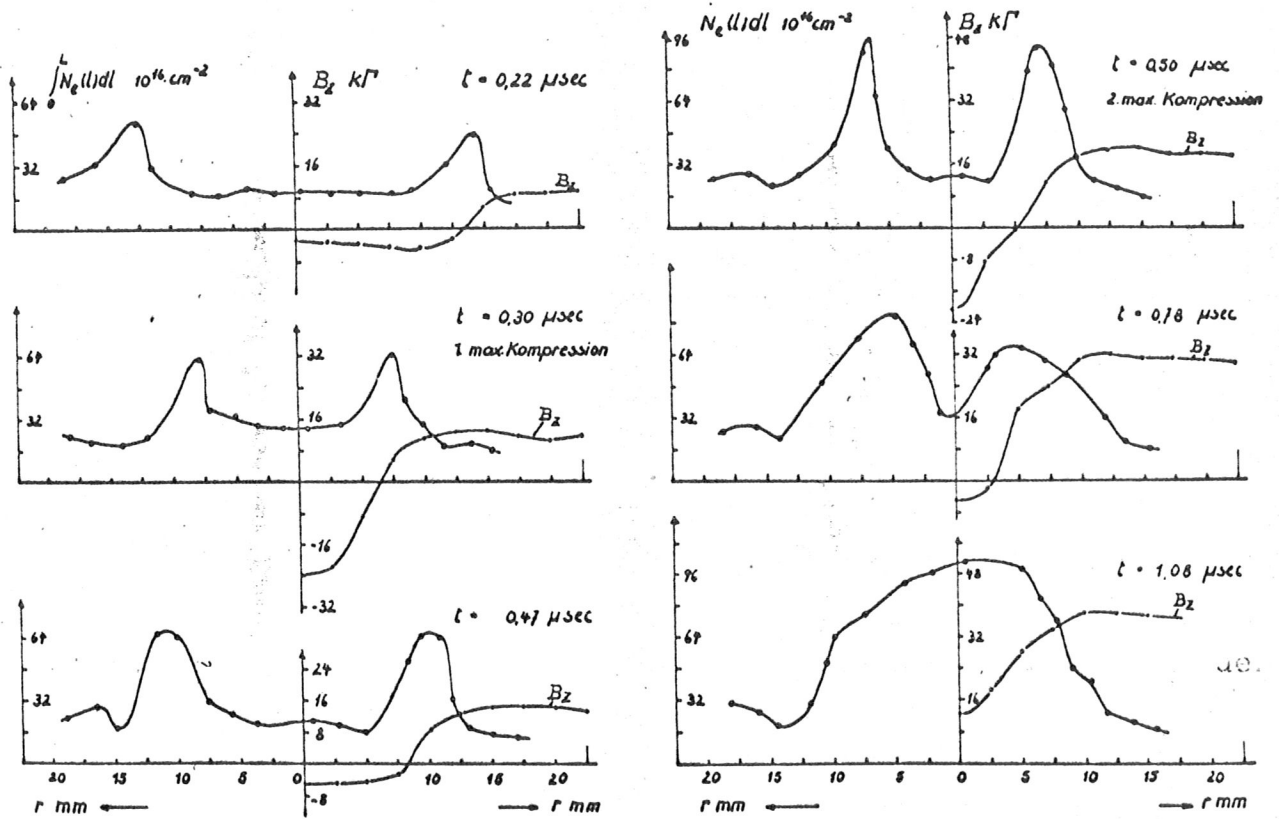


Abb. 8 Magnetfeldverlauf B_z und Flächendichteverlauf $\int N_e(L) dl$ bei antiparallelem eingefangenen Feld, $B_0 = -3 \text{ kG}$; für verschiedene Zeiten nach Beginn der Halbwelle.

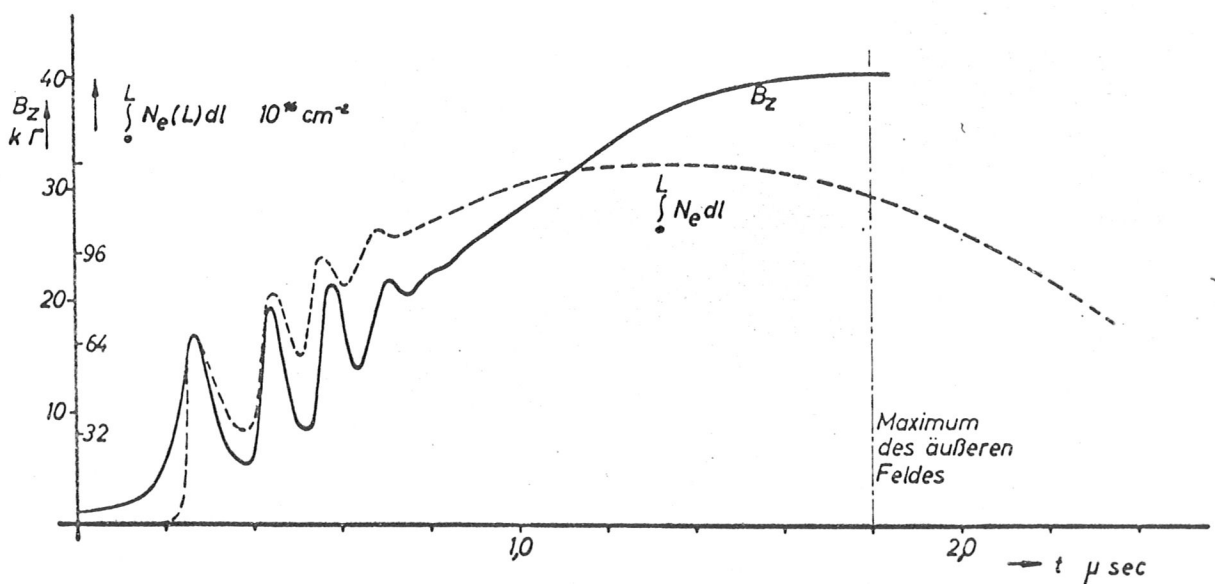


Abb. 9 Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes B_z und der Flächendichte $\int N_e(L) dl$ in der Achse des Entladungsröhres für eingefangenes paralleles Feld $B_0 = 1 \text{ kG}$.

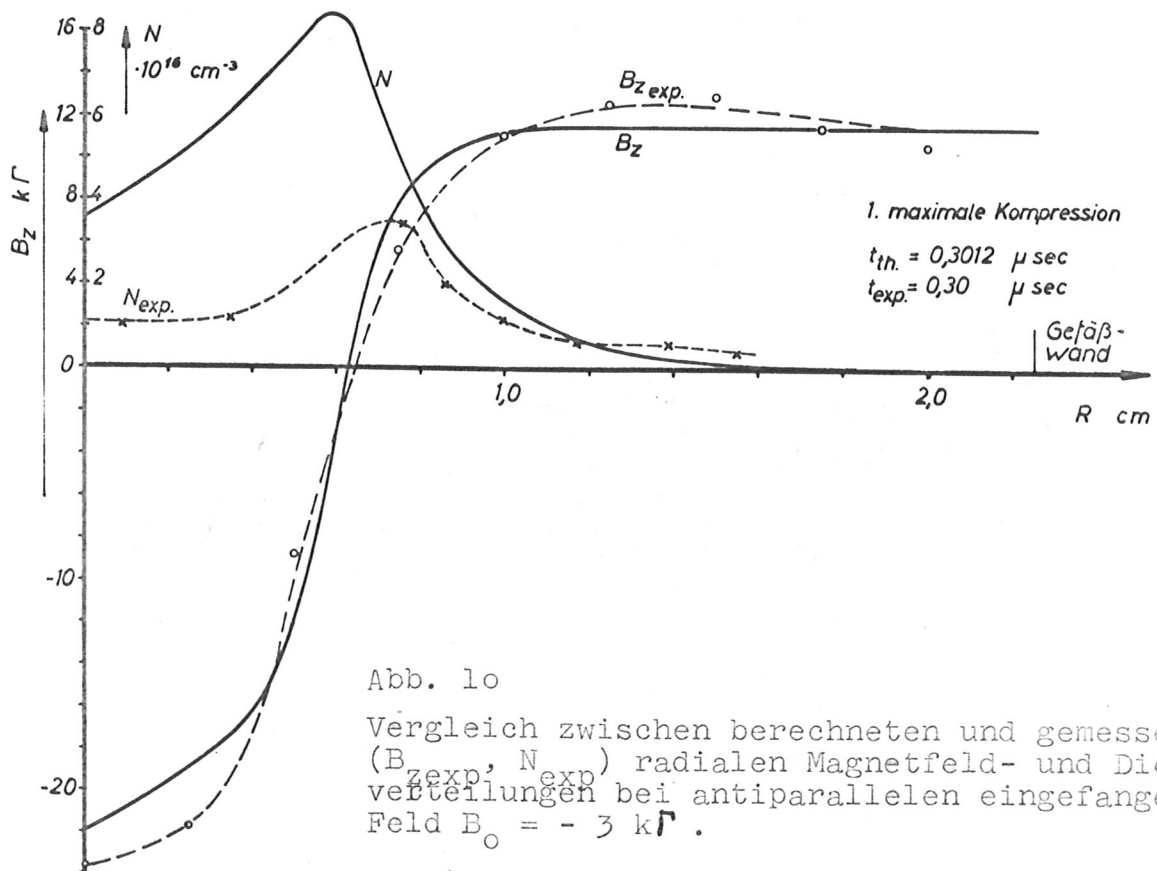
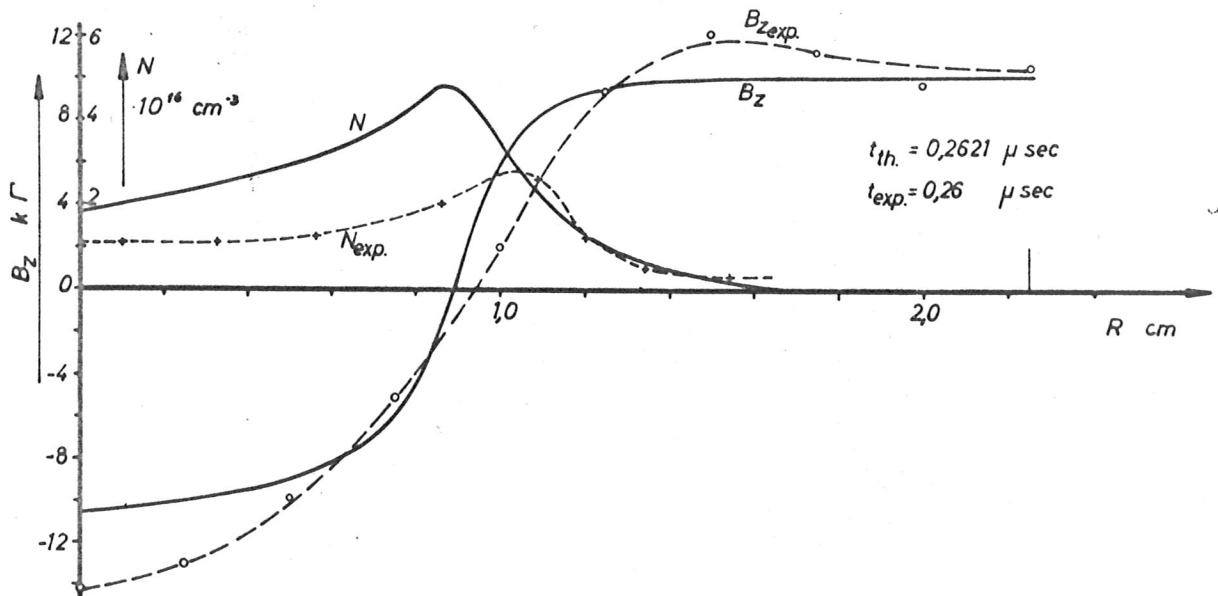
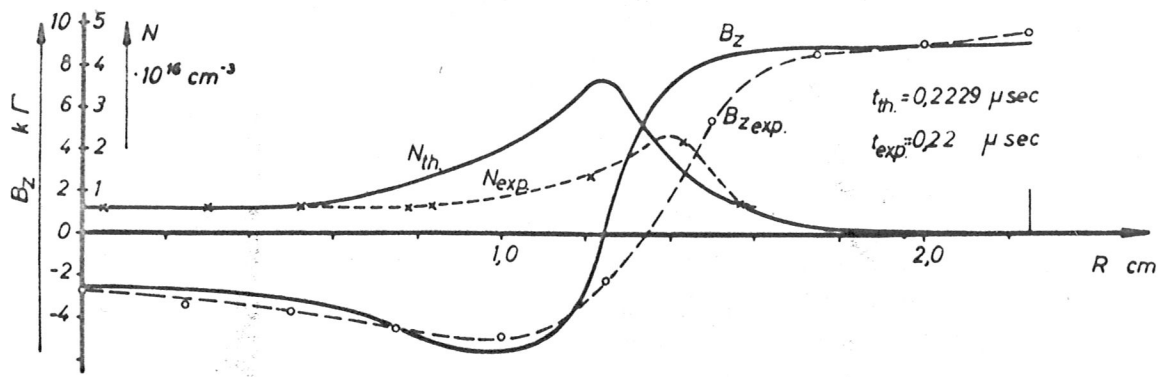


Abb. 10

Vergleich zwischen berechneten und gemessenen ($B_{zexp.}$, N_{exp}) radialen Magnetfeld- und Dichteverteilungen bei antiparallelem eingefangenen Feld $B_0 = -3 \text{ k}\Gamma$.

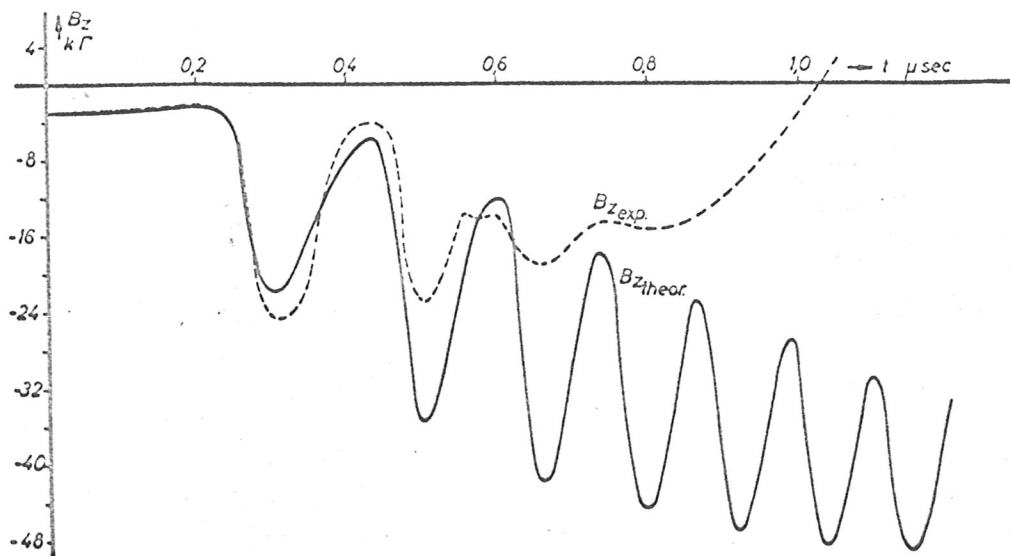


Abb. 11 Zeitlicher Verlauf des gemessenen und berechneten Magnetfeldes in der Achse der Spule für eingefangenes antiparalleles Feld $B_0 = -3 \text{ kG}$.

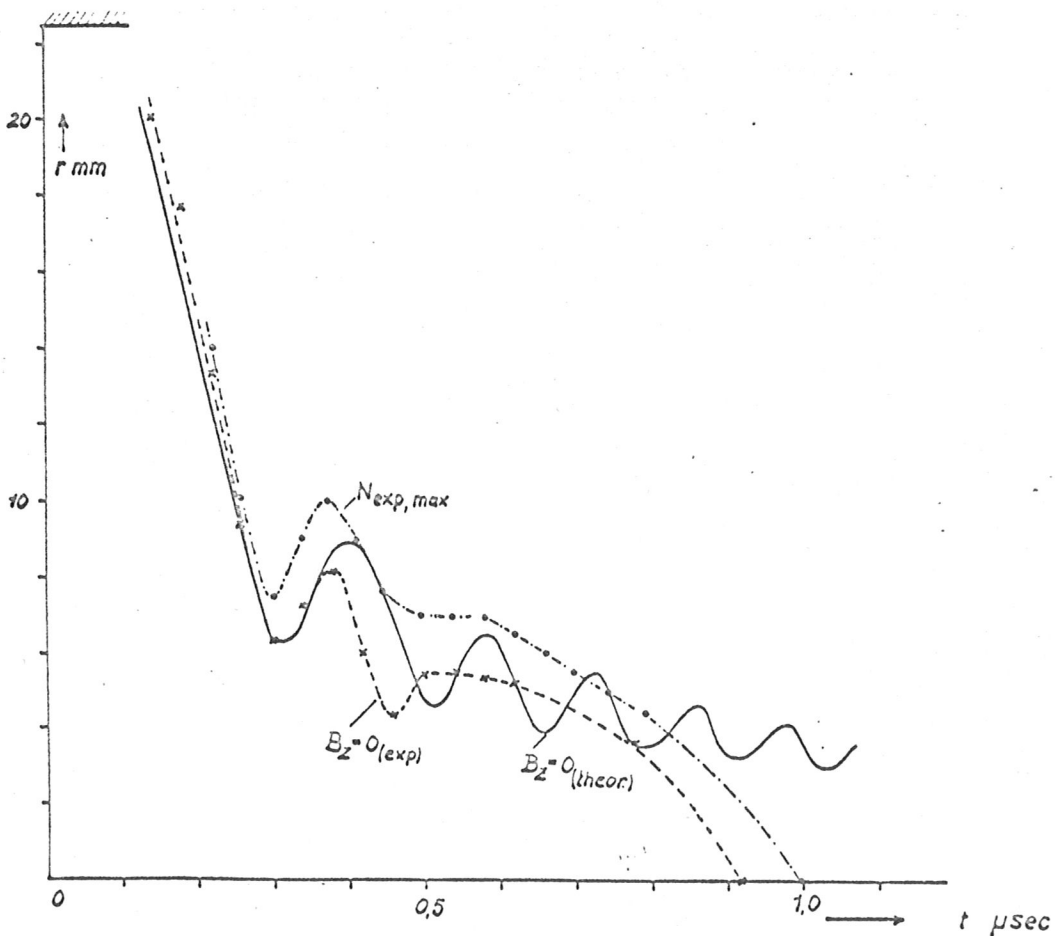


Abb. 12 Radiale Lage des gemessenen Dichtemaximums und des gemessenen und berechneten Nulldruckganges des Magnetfeldes im Verlauf der Entladung. $B_0 = -3 \text{ kG}$.

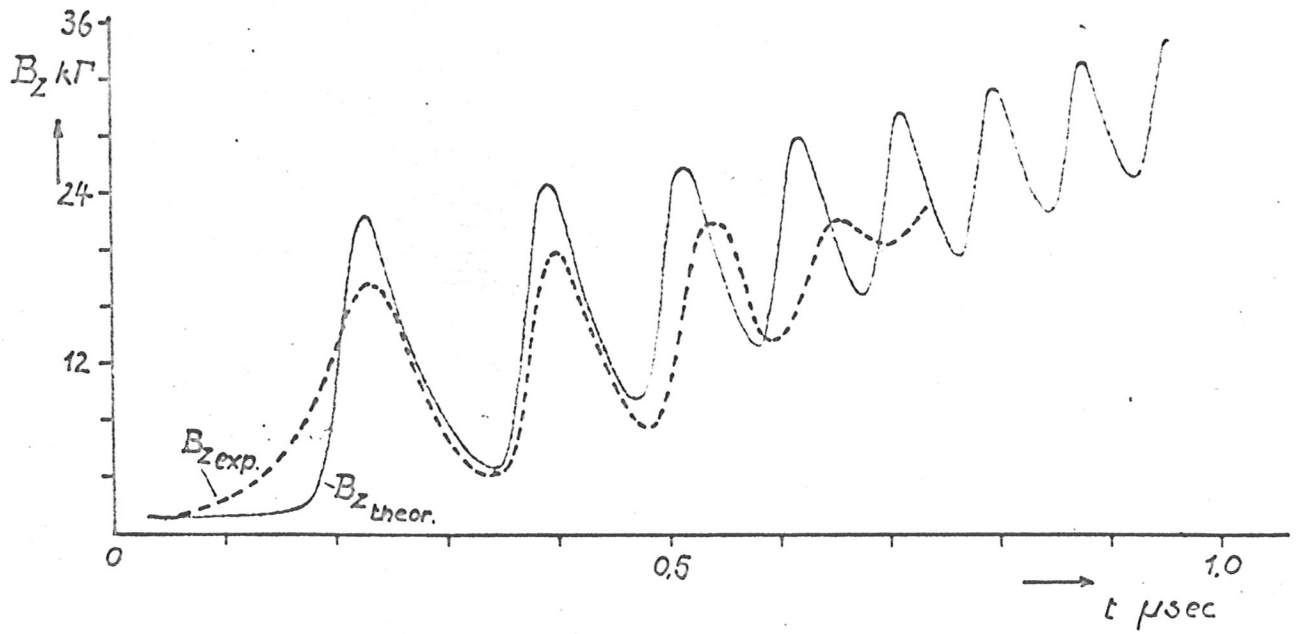


Abb. 13 Zeitlicher Verlauf des gemessenen und berechneten Magnetfeldes in der Spulenachse für eingefangenes paralleles Feld. $B_0 = +1 \text{ kG}$.

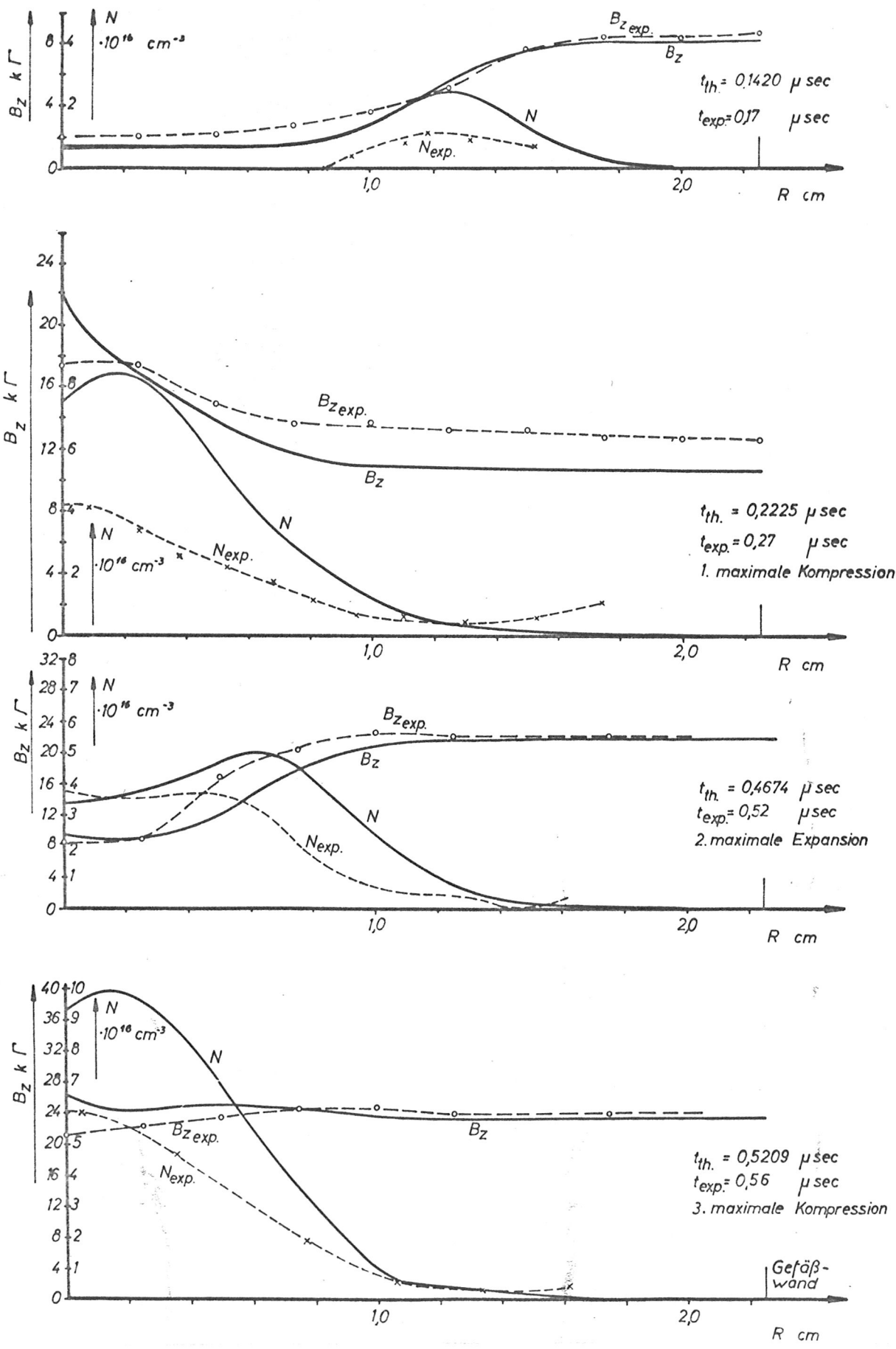


Abb. 14 Vergleich zwischen gerechnetem und gemessenem ($B_{z,exp}$, N_{exp}) radialen Magnetfeld- und Dichteverlauf für paralleles eingefangenes Feld $B_0 = + 1 k\Gamma$.