

# Resonanzabsorption magnetoakustischer Wellen in einem dichten Argonplasma

Autor(en): **Hoegger, B. / Appert, K. / Fässler, K.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **44 (1971)**

Heft 3

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114285>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Resonanzabsorption magnetoakustischer Wellen in einem dichten Argonplasma<sup>1)</sup>

von **B. Hoegger, K. Appert, K. Fässler, L. Krlin<sup>2)</sup>** und **H. Schneider**

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Ue.

(29. X. 70)

*Abstract.* In a cylindrical argon plasma, the heating and the energy dissipation of magnetoacoustic waves were calculated and studied experimentally. Optical spectroscopy, laser interferometry, magnetic probes and diamagnetic loop techniques were used as diagnostics. The maximal temperature increase and energy dissipation were observed under resonant conditions. It turned out that 45% of the available electromagnetic energy was absorbed in the plasma.

## 1. Einleitung

In früheren Arbeiten [1, 2] wurde die Verstärkung des Anregungsfeldes der magnetoakustischen Welle in linearer und nichtlinearer Näherung untersucht.

Die Hauptaufgabe dieser Arbeit ist die Untersuchung der physikalischen Bedingungen, unter denen die Erregung und Absorption magnetoakustischer Wellen zur Aufheizung eines annähernd vollionisierten, zylindrischen Plasmas führt. Es soll gezeigt werden, dass Absorption und Aufheizung Resonanzcharakter besitzen.

Die in unserem und anderen Laboratorien [3, 4] beschrittenen Wege, den Mechanismus der Dämpfung und Absorption der magnetoakustischen Welle besser zu verstehen, unterscheiden sich im einzelnen.

Das Plasma wird durch eine langsame Gasentladung erzeugt, die mit einem axialen Magnetfeld stabilisiert wird. Es ist von einer leitenden Berandung umgeben, die zugleich zur Erzeugung der magnetoakustischen Welle dient.

Zu Beginn der Anregung sollen alle Ausgangsgrößen, so das longitudinale, quasistationäre Magnetfeld, die Elektronen-, Ionen- und Neutralteilchendichten und die Temperatur bekannt sein. Sie sollen homogen über den Querschnitt und die Länge des Zylinders sein. Ihre Änderung während der Anregung soll in Funktion der Ausgangsgrößen und Anregungsparameter mit verschiedenen Diagnostikmethoden untersucht werden.

<sup>1)</sup> Diese Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

<sup>2)</sup> Permanente Adresse: Czechoslovak Academy of Science, Institute of Plasma Physics, Prague.

## 2. Theorie

### 2.1. Grundgleichungen

Unser Experiment soll durch die Gleichungen beschrieben werden, die in [5] aus den Transportgleichungen für ein Mehrkomponentenplasma und den Maxwell'schen Gleichungen hergeleitet werden.

Folgendes Gleichungssystem ist somit für Plasma ( $p$ )- und Neutralteilchenkomponente ( $n$ ) im Gauß'schen CGS-System gegeben:

$$\partial \varrho_l / \partial t + \nabla(\varrho_l \mathbf{v}_l) = 0 \quad (l = p, n), \quad (1)$$

$$\varrho_p D_p \mathbf{v}_p / Dt = (1/c) \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \varrho_p \nu_{in} (\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_n), \quad (2)$$

$$\varrho_n D_n \mathbf{v}_n / Dt = -\varrho_p \nu_{in} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_p), \quad (3)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = (4 \pi / c) \mathbf{j}, \quad (4)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = - (1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t \quad (5)$$

$$\mathbf{E} + (1/c) \mathbf{v}_p \times \mathbf{B} = \chi \mathbf{j}, \quad (6)$$

$$(3/2) (2 \varrho_p + \varrho_n) \partial T / \partial t + T \{2 \varrho_p \nabla \mathbf{v}_p + \varrho_n \nabla \mathbf{v}_n\} = m_i \chi : (\mathbf{j}; \mathbf{j}). \quad (7)$$

$\varrho_p = n_i m_i$ ,  $\varrho_n = n_n m_n$  sind die Massendichten der Plasma- bzw. Neutralteilchenkomponente,  $\mathbf{v}_p$  und  $\mathbf{v}_n$  ihre magnetohydrodynamischen Geschwindigkeiten;  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{B}$  und  $\mathbf{E}$  bezeichnen die Stromdichte, magnetisches und elektrisches Feld;  $T$  ist die Plasmatemperatur und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

Die substantiellen Ableitungen sind gegeben durch:

$$D_l / Dt = \partial / \partial t + \mathbf{v}_l \nabla. \quad (8)$$

Die Impulsaustauschfrequenz  $\nu'_{in}$  zwischen Ionen und Neutralteilchen ist durch die reduzierte Stossfrequenz  $\alpha'_{in}$  [6], definiert:

$$\nu'_{in} = (1/2) n_n \alpha'_{in}. \quad (9)$$

Der Widerstandstensor  $\chi$  wird in [5, 7] definiert.

### 2.2. Lösungsmethode des Gleichungssystems und der Wellengleichung

In [2] wird gezeigt, dass bei nicht zu grosser Auslenkung des Plasmas aus dem Gleichgewicht und Annahme konstanter Temperatur das System (1)–(6) durch sukzessive Approximation gelöst werden kann. Hierzu setzt man für jede vorkommende Grösse eine Reihe

$$A = A^{(0)} + A^{(1)} + A^{(2)} + \dots \quad (10)$$

mit  $A^{(n+1)} / A^{(n)} \sim \varepsilon \ll 1$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) an, wobei die Grössen  $A^{(0)}$  das Gleichgewicht beschreiben. Im vorliegenden Fall sind  $B_z^{(0)}$ ,  $\varrho_p^{(0)}$ ,  $\varrho_n^{(0)}$  und  $T^{(0)}$  von Null verschieden und konstant in Raum und Zeit.

In [1] und [2] findet man die Lösung von (1)–(6) in erster Ordnung unter Annahme von Zylindersymmetrie ( $\partial / \partial \phi = \partial / \partial z = 0$ ) und einer  $e^{-i\omega t}$  Zeitabhängigkeit:

$$A^{(1)}(\mathbf{r}, t) = A^{(1)}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}. \quad (11)$$

Für das Magnetfeld  $B^{(1)}(\mathbf{r}, t)$  gelte ausserdem die Randbedingung:

$$B^{(1)}(R, t) = B_{ex} e^{-i\omega t} \quad (12)$$

wo  $B_{ex}$  die Amplitude,  $\omega$  die Frequenz des anregenden Feldes und  $R$  den Radius des Plasmazylinders bedeuten. Die reellen physikalischen Grössen sind durch den Realteil der Grösse  $A^{(1)}(r, t)$  gegeben.

$$j_{\varnothing}^{(1)}(r) = C J_1(k r), \tag{13}$$

$$B_z^{(1)}(r) = (4 \pi/c k) C J_0(k r), \tag{14}$$

$$v_{l_r}^{(1)}(r) = (i \Omega_i C/g_l \omega \varepsilon n^{(0)}) J_1(k r) \quad (l = p, n), \tag{15}$$

$$\varrho_l^{(1)}(r) = \varrho_l^{(0)} (\Omega_i C k/g_l \omega^2 e n^{(0)}) J_0(k r) \quad (l = p, n). \tag{16}$$

Hier bedeuten  $J_0(x)$ ,  $J_1(x)$  die Besselfunktionen nullter bzw. erster Ordnung. Die durch die Randbedingung (12) festgelegte Konstante  $C$  ist:

$$C = (k c/4 \pi) B_{ex}/J_0(k R), \tag{17}$$

$k$  ist die Wellenzahl.

$$\begin{aligned} k^2 &= (\omega/c_a)^2 \{g_p/[1 - i(\omega g_p c^2 \chi_{\perp}/4 \pi c_a^2)]\}, \\ c_a^2 &= B_z^{(0)2}/4 \pi \varrho^{(0)}; \quad \varrho^{(0)} = \varrho_p^{(0)} + \varrho_n^{(0)} = n^{(0)} m_i, \\ g_p &= I(1 + i x)/(1 + i I x); \quad g_n = (1 + i x)/i x, \\ x &= v_{in}/(1 - I) \omega; \quad I = \varrho_p^{(0)}/\varrho^{(0)}; \quad \chi_{\perp} = \alpha_{\perp}/e^2 n^{(0)2} I^2, \end{aligned} \tag{18}$$

$e$  ist die Elementarladung.  $\alpha_{\perp}$  ist der Koeffizient der Reibung zwischen Elektronen und Ionen senkrecht zum Magnetfeld, er wird in [5, 7] definiert.

### 2.3. Temperaturgleichung

Gleichung (7) zeigt, dass für den Lösungsansatz einer sich nicht nur oszillatorisch ändernden Temperatur die Näherung zweiter Ordnung notwendig ist, da die Joulesche Heizung  $\chi_{\perp}^{(0)} |j_{\varnothing}^{(1)}|^2$  von zweiter Ordnung ist.

Erste Ordnung:

$$3/2 n^{(0)} (1 + I) \partial T^{(1)}/\partial t + n^{(0)} T^{(0)} \{2 I \nabla \mathbf{v}_p^{(1)} + (1 - I) \nabla \mathbf{v}_n^{(1)}\} = 0. \tag{19}$$

Daraus erhält man die Temperatur in erster Ordnung:

$$T^{(1)} = T^{(0)} (k \Omega_i C/\omega^2 e n^{(0)}) J_0(k r) 2/3 (1 + I)^{-1} (1 + I/g_p). \tag{20}$$

Von der Temperatur in zweiter Ordnung interessiert nur der säkulare Teil, denn nur dieser ergibt eine Temperaturerhöhung. Es genügt somit  $\langle \partial T^{(2)}/\partial t \rangle$  zu berechnen, wobei das Symbol  $\langle \rangle$  die zeitliche Mittelung über eine Periode bedeutet. Mit (13)–(16) und (20) lässt sich zeigen, dass bis auf die zwei Glieder der rechten Seite von (21) alle anderen bei der Mittelung wegfallen oder vernachlässigbar sind.

$$\begin{aligned} \langle \partial T^{(2)}/\partial t \rangle &= \{\chi_{\perp}^{(0)}/3 (1 + I) n^{(0)}\} |j_{\varnothing}^{(1)}|^2 + \\ &- (2/3) T^{(0)}/(1 + I) \{2 I \nabla \mathbf{v}_p^{(2)} + (1 - I) \nabla \mathbf{v}_n^{(2)}\}. \end{aligned} \tag{21}$$

Im gleichen Parameterbereich, in dem (7) gilt [5], lässt sich der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung (21) gegenüber dem ersten vernachlässigen, solange

$$|v_p^{(2)}/v_p^{(1)}| \ll 30 |J_1(k r)/J_0(k R)| \xi \tag{22}$$

erfüllt ist.

Hier bedeutet

$$\xi = B_{ex}/B_z^{(0)}. \tag{23}$$

Ausser in unmittelbarer Nähe der Achse ist (22) nach [2] sehr gut erfüllt; im gewählten Parameterbereich wird somit für den säkularen Teil der Temperatur  $T^{(2)}$  nur die Lösung der Wellengleichung in erster Ordnung gebraucht. Verwenden wir für die mittlere Temperaturerhöhung für  $j_{\varnothing}^{(1)}$  die Gleichungen (13), (17) und (23), so erhalten wir:

$$\langle T^{(2)}(r, t) \rangle = \{B^{(0)2} c^2 [k]^2 \chi_{\perp}^{(0)} / 48 \pi^2 (1 + I) n^{(0)}\} [J_1(k r) / J_0(k R)]^2 \xi^2 t. \quad (24)$$

Da die Temperaturmessung bei grösser werdender räumlicher Inhomogenität schlechter wird, ist es angebracht, aus  $\langle T^{(2)}(r, t) \rangle$  Grössen zu berechnen, die unmittelbar experimentell überprüfbar sind, wie etwa die vom gesamten Plasmazyylinder der Länge  $l$  in der Zeit 0 bis  $t$  im Mittel absorbierte Energie  $Q(t)$  oder der effektive Plasmawiderstand  $R_{eff}$ :

$$Q(t) = 3 \pi l n^{(0)} (1 + I) \int_0^R \langle T^{(2)}(r, t) \rangle r dr, \quad (25)$$

$$R_{eff} = (2/J^2) dQ/dt, \text{ wobei } J = (l c/4 \pi) B_{ex} \text{ bedeutet.} \quad (26) \quad (27)$$

$J$  ist der Anregungsstrom, der in dem das Plasma umgebenden Zylinder fliesst [1, 2]. Setzt man (24) in (25) ein und berechnet das Integral, so erhält man:

$$Q(t) = (l B^{(0)2} c^2 \chi_{\perp}^{(0)} / 16\pi) F(k R) \xi^2 t, \quad (28)$$

$$R_{eff} = (2 \pi \chi_{\perp}^{(0)} / l) F(k R), \quad (29)$$

$$F(z) = - |z/J_0(z)|^2 \cdot J_m(J_0(z) J_1^*(z)) / J_m(z^2). \quad (30)$$

Das Symbol \* bezeichnet den konjugiert-komplexen,  $J_m$  den imaginären Teil,  $F(z)$  ist ein aus Besselfunktionen gebildeter Ausdruck.

#### 2.4. Diskussion der theoretischen Resultate

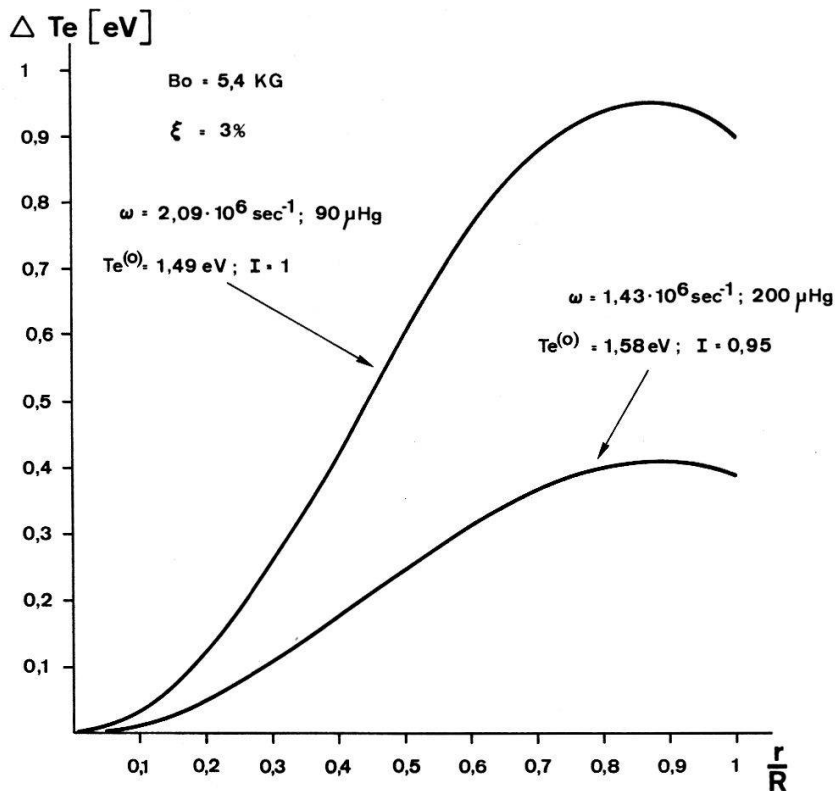
Figur 1 zeigt die theoretische Temperaturerhöhung  $\Delta T = \langle T^{(2)}(x, t = 2 \pi/\omega) \rangle$  pro Periode in Funktion des Radius  $x = r/R$ . Die Aufheizung erfolgt vor allem am Rande des Zylinders, da  $\Delta T$  nach (24) der Besselfunktion  $J_1(k r)$  proportional ist.

Figur 2 zeigt die maximale Temperaturerhöhung pro Periode in Funktion des Gasdruckes:

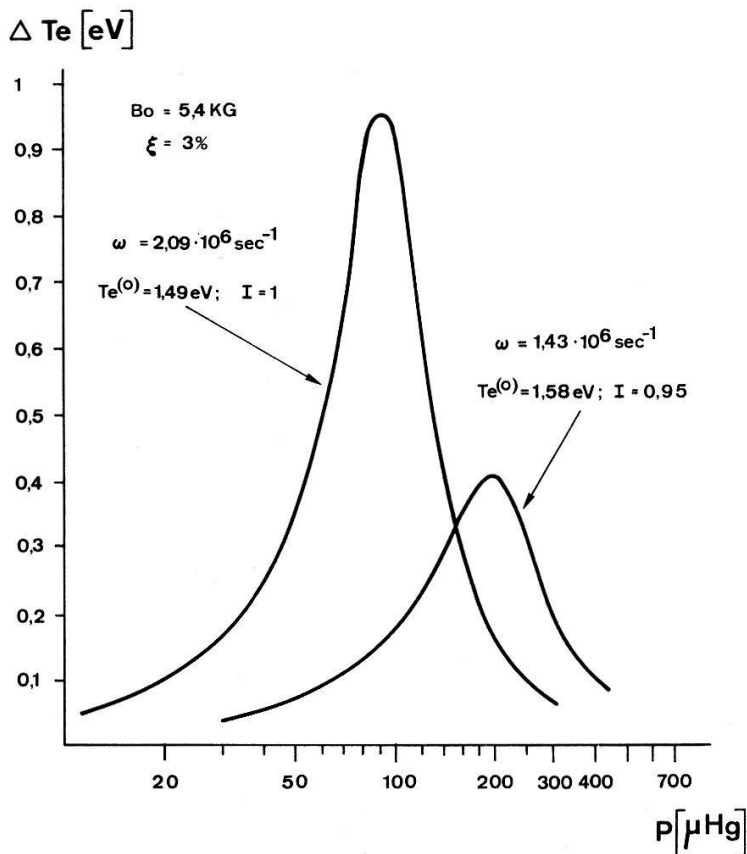
$$\Delta T_{max} = \max \langle T^{(2)}(x, 2 \pi/\omega) \rangle \quad (0 \leq x \leq 1).$$

Die Temperaturerhöhung wird maximal, wenn  $J_1(k r)$  maximal ist und die Resonanzbedingung erfüllt ist:  $J_0(k R)$  minimal. Die Aufheizung ist bei kleinem Resonanzdruck wirkungsvoller.

Figur 3 zeigt den effektiven Plasmawiderstand in Funktion des Gasdruckes für die Parameter der Figur 2. Die Resonanzstellen liegen bei etwas grösseren Drücken als in Figur 2, da der Widerstand eine andere Dichteabhängigkeit hat als die Temperaturänderung.



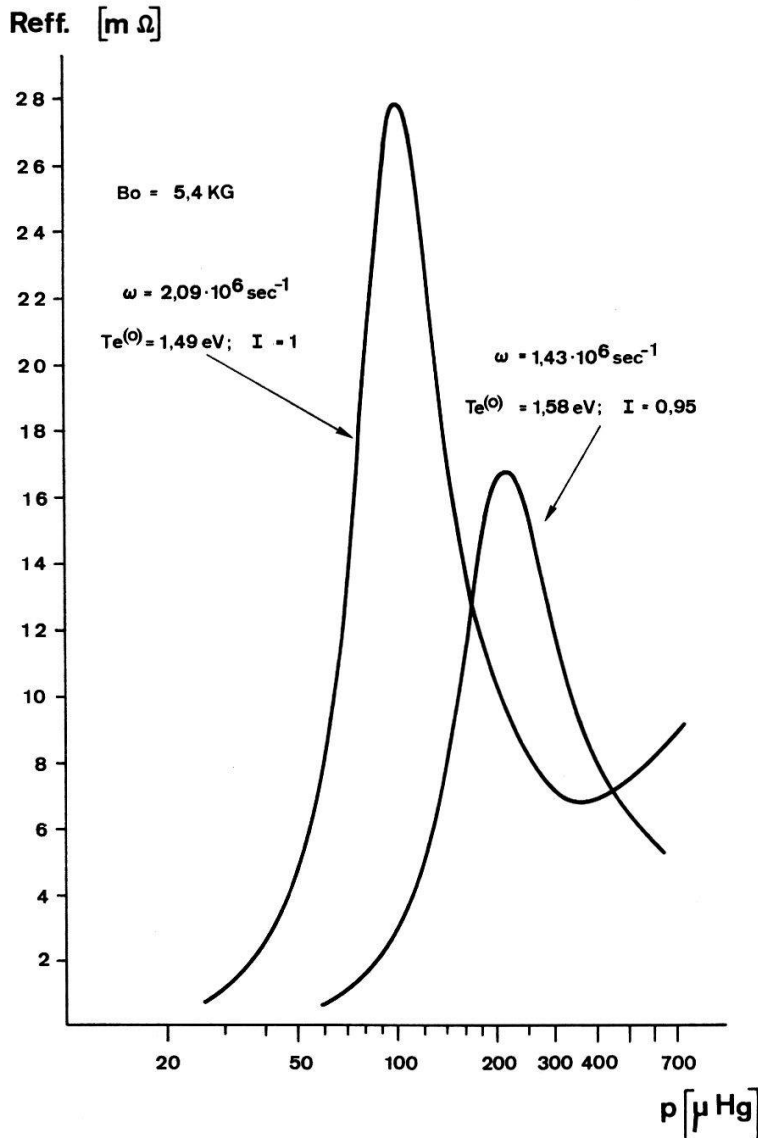
Figur 1  
 Temperaturerhöhung  $\Delta T$  pro Periode in Funktion des Radius  $r/R$ .



Figur 2  
 Maximale Temperaturerhöhung  $\Delta T_{max}$  pro Periode in Funktion des Gasdruckes.

### 2.5. Anregung der magnetoakustischen Resonanz

Die Anregung, wie sie in (12), (23) und (27) angenommen wird, ist nicht realistisch, denn es steht kein unendliches Energiereservoir zur Verfügung, das eine konstante Amplitude  $B_{ex}$  liefern würde. Vielmehr erfolgt die Anregung durch einen gedämpften Schwingkreis, in welchem die das Plasma umgebende Spule enthalten ist.



Figur 3  
Effektiver Plasmawiderstand in Funktion des Gasdruckes.

Dämpfung  $\delta$  und Frequenz  $\omega$  eines solchen Kreises sind gegeben durch:

$$\delta = R/2L, \quad \omega = (1/CL - R^2/4L^2)^{1/2}, \quad (31)$$

$R$  ist der Widerstand,  $L$  die Selbstinduktion und  $C$  die Kapazität des Kreises. Es lässt sich experimentell zeigen, dass die Frequenz  $\omega$  des Kreises nicht messbar davon abhängig ist, ob sich Plasma mit Magnetfeld  $B^{(0)}$  in der Spule befindet oder Vakuum, wohl aber  $\delta$ . Da der Dämpfungsterm  $R^2/4L^2$  klein gegenüber  $1/CL$  ist, folgt daraus, dass nur der Widerstand  $R$  des Kreises vom Plasma beeinflusst werden kann.

$R_0$  bezeichne den Widerstand des Schwingkreises ohne Plasma. Definieren wir die Dämpfung des Schwingkreises ohne Plasma mit  $\delta_0$ , mit Plasma mit  $\delta$ , so wird

$$\delta_0 = R_0/2L, \quad \delta = (R_0 + R_{eff})/2L. \quad (32)$$

Um die Resultate der Temperaturgleichung (24) und der Gleichung der absorbierten Energie (28) mit dem Experiment vergleichbar zu machen, muss zudem die realistische Zeitabhängigkeit

$$A^{(1)}(r, t) = A^{(1)}(r) e^{-i(\omega - i\delta_{exp})t} \quad (33)$$

anstelle von (11) eingesetzt werden, wobei  $\delta_{exp} \ll \omega$  den experimentell ermittelten Wert von  $\delta$  bedeutet. Vernachlässigt man den Einfluss von  $\delta_{exp}$  auf  $k$ , so ist die einzige Änderung in (24) und (28) die, dass anstelle von  $t$  die Funktion:

$$\theta_\delta(t) = (1 - e^{-2\delta t_{exp}})/2 \delta_{exp} \quad (34)$$

steht. Der mit diesen neuen Bedingungen berechnete Plasmawiderstand  $R_{eff}$  ist konsistent mit dem in (29) berechneten.

Die totale Temperaturerhöhung  $\langle T_{tot}^{(2)}(r) \rangle$  und die total absorbierte Energie  $Q_{tot}$  können demnach wegen  $\theta_\delta(t = \infty) = 1/2 \delta_{exp}$  als

$$\langle T_{tot}^{(2)}(r) \rangle = (\omega/4 \pi \delta_{exp}) \langle T^{(2)}(r, 2 \pi/\omega) \rangle, \quad (35)$$

$$Q_{tot} = (\omega/4 \pi \delta_{exp}) Q(2 \pi/\omega) \quad (36)$$

geschrieben werden. Die rechte Seite von (35) und (36) ist durch (24) und (28) gegeben. Die Figuren 1 und 2 können somit auch mit der Abänderung (35) gelesen werden.

### 3. Experiment

#### 3.1. Beschreibung der Apparatur und Plasmaerzeugung

Das Blockschaltbild der Figur 4 zeigt den experimentellen Aufbau. Es zeigt die Magnetfeldspule zur Erzeugung des quasistationären  $B_0$ -Feldes, das Entladungsrohr mit einem Innendurchmesser von 75 mm, mit den zwei Ringelektroden im Abstand von 88 cm und die einwindige Spule zur Anregung der magnetoakustischen Welle.

Koaxiale Stromrückleiter verbinden die Ringelektroden über einen Kollektor, der mit fünf Koaxialkabeln über ein Schaltignitron mit der Kondensatorbank verbunden ist.

Die Magnetfeldspule zur Erzeugung des gepulsten, quasistationären  $B_0$ -Feldes ist aus acht in Serie geschalteten, einlagigen Sektoren aufgebaut, wobei die Enden so korrigiert sind, dass das Magnetfeld konstant über die Länge der Anregespule bzw. zwischen den Ringelektroden und homogen über den Querschnitt des Entladungsrohres ist.

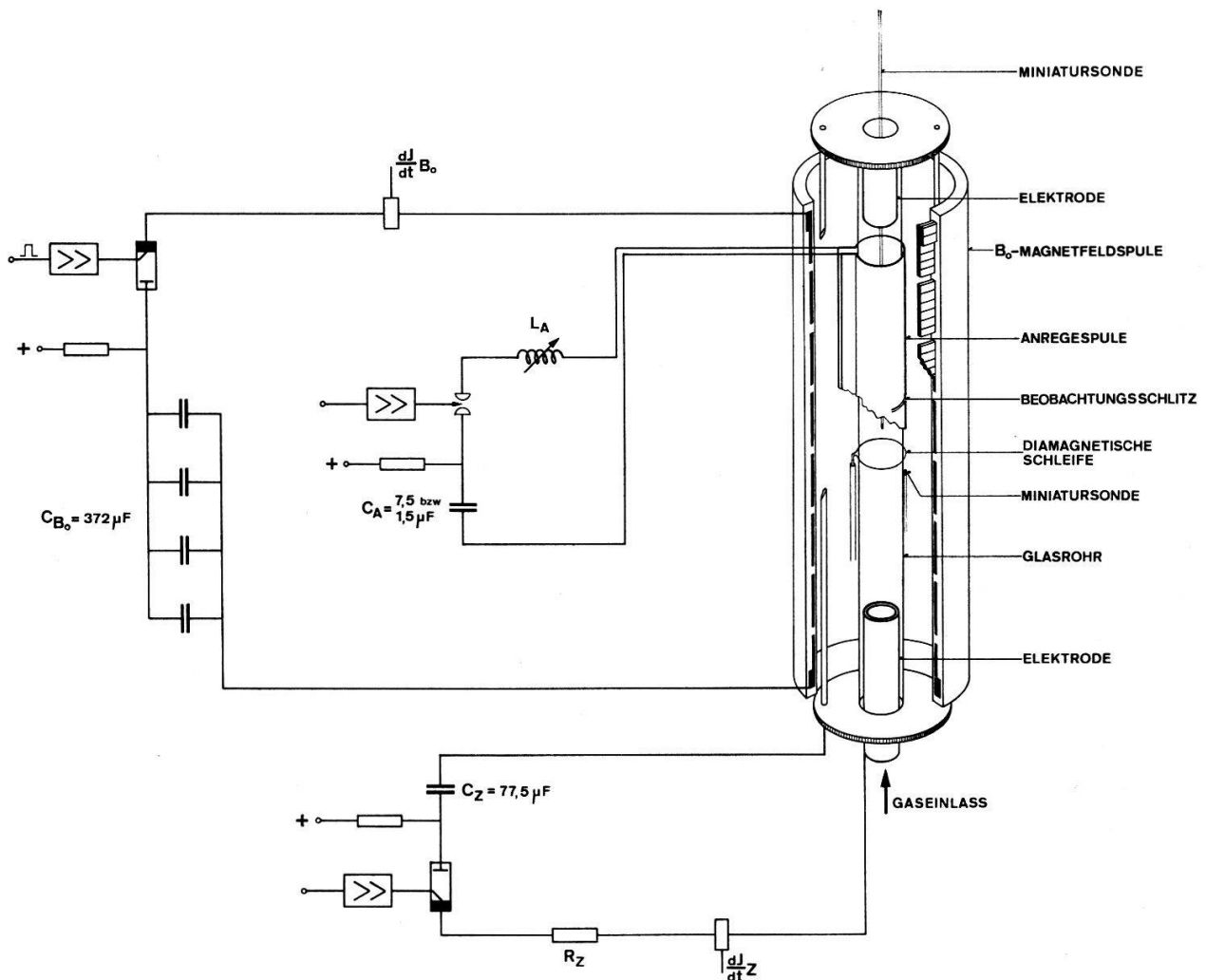
Die einwindige Spule zur Anregung der magnetoakustischen Welle ist mit 15 Koaxialkabeln, die äquidistant über die ganze Länge der Spule verteilt sind, verbunden. Jedes der Kabel ist über eine variable Zusatzinduktivität und eine schnelle Druckfunkenstrecke mit einem Impulskondensator verbunden.

In der Mittelebene des Entladungsgefäßes, zwischen Anregungsspule und Glasrohr, befinden sich die «Diamagnetische Schleife» und eine elektrostatisch abgeschirmte Miniatursonde. Eine weitere Sonde befindet sich in einem axial im Entladungsrohr verschiebbaren Pyrexröhrchen.

Das hier beschriebene Experiment wurde mit Argon als Füllgas ausgeführt. Das Entladungsgefäß wurde mit einer Öldiffusionspumpe auf  $10^{-5}$  Torr ausgepumpt und



während des Experimentes kontinuierlich mit Argon durchgespült. Die Anregung der magnetoakustischen Welle erfolgt im Nachglühen einer langsamen, mit dem quasi-stationären Magnetfeld  $B_0$ -stabilisierten Gasentladung [2].



Figur 4  
Blockschaltbild der Entladungsanordnung.

### 3.2. Messmethoden

#### 3.2.1. Magnetfeld und Strom

Zur Messung der Dämpfung des Randfeldes  $B^{(1)}(R, t)$  während der Anregung der magnetoakustischen Welle dient die elektrostatisch abgeschirmte Miniatursonde, die sich zwischen Glasrohr und Anregungsspule befindet:  $N = 140$  Wdg,  $\varnothing = 2,12$  mm,  $FN = 4,66 \cdot 10^{-4}$  m<sup>2</sup>.

Die Miniatursonde auf der Achse dient zur Messung des Feldes  $B^{(1)}(r = 0, t)$  und zur Registrierung transientser Effekte:  $N = 150$  Wdg,  $\varnothing = 1,1$  mm,  $FN = 1,43 \cdot 10^{-4}$  m<sup>2</sup>. Beide Sonden sind von einer elektrostatischen Abschirmung umgeben, die aus einem geschlitzten Messingröhrchen von 0,1 mm Wandstärke besteht. Die SONDENSIGNALE werden über doppeladriges Kabel ( $Z = 92 \Omega$ ), in massiven Kupferrohren zum Faradaykäfig geführt, wo sie mit einem «Tektronix Type 0 Plug In»-Operationsverstärker integriert und mit einem «Type 555 Dual-Beam Oscilloscope» registriert werden.

Damit eine quantitative Messung hochfrequenter Magnetfelder durchgeführt werden kann, ist es besonders wichtig, die Miniatursonden mit einer genauen Methode zu kalibrieren. Die Autoren [8] beschreiben alle Einzelheiten, um den Frequenzgang und die Transmission der Sonden mit grosser Genauigkeit zu messen.

Zur Messung des Entladungsstromes wird eine abgeschirmte Rogowskispule in den Entladungskreis geschaltet (siehe Blockschaltbild), dessen integriertes Signal direkt proportional dem Strom ist.

### 3.2.2. Elektronendichte

Der von einer elektromagnetischen Welle zurückgelegte optische Weg hängt linear von der Brechungszahl  $n$  des durchlaufenen Mediums ab. Die Brechungszahl ihrerseits ist vor allem eine Funktion der Elektronendichte, die in unserem Plasma als variabler Parameter auftritt und deshalb über optische Weglängenänderungen interferometrisch bestimmt werden kann. Für die interferometrische Messung des axialen Elektronendichteverlaufes im Nachglühen der Gasentladung wurde ein He-Ne-Gaslaserinterferometer  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  nach [9] benutzt. Die Methode hat aber zwei wesentliche Nachteile: Die Zeitauflösung ist schlecht und das Vorzeichen der Elektronendichteänderung muss bekannt sein. Figur 7h zeigt die modulierte Laserintensität, gemessen mit einer Hp 4220 Pin Fotodiode. Speise- und Signalspannung des Detektors laufen über zwei getrennte, erdsymmetrisch abgeschirmte Kabel in massiven Kupferrohren in den Faradaykäfig. Um die Anlage von hochfrequenten Störungen, die durch die verschiedenen Kondensatorbankentladungen entstehen, abzuschirmen, wurde der Laser mit Fotodiode und Vorverstärker in ein metallisch abgeschirmtes Gehäuse eingebaut, das nur mit dem Faradaykäfig galvanisch verbunden ist. Ist das Vorzeichen der Elektronendichteänderung unbekannt und ist eine bessere Zeitauflösung erwünscht, so lässt man den äusseren Spiegel des Interferometers während des Beobachtungszeitraums mit konstanter Geschwindigkeit geradlinig und achsenparallel auf den Laserresonator zulaufen: «Moving Mirror»-Methode [10–12]. Durch diese Bewegung wird die optische Weglänge so verändert, dass eine periodische Folge von Maxima und Minima der Laserintensität erzeugt wird. Ändert sich zusätzlich die Elektronendichte, so erfolgt eine der Elektronendichteschwankung entsprechende Phasenverschiebung. Figur 7d zeigt die Intensitätsmodulation des Lasers während der Anregung der magnetoakustischen Welle. Den zeitlichen Elektronendichteverlauf erhält man durch Ausmessung der «fringe pattern» und Verwendung eines Rechenprogrammes [11].

Zur Überprüfung der mit dem Laserinterferometer gemessenen Elektronendichten wurde die spektroskopische Methode der Starkverbreiterung der  $H_{\beta}$ -Linie benutzt [13]. Zu diesem Zweck wurde dem Argon 1,27% Methan beigemischt. Mit einem Monochromator wurde das Linienprofil «side on» zeitlich aufgelöst gemessen [1]. Die mit beiden Methoden ermittelten Resultate stimmen gut überein.

### 3.2.3. Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur kann bei Voraussetzung von lokalem thermodynamischem Gleichgewicht aus der Relativintensität zweier Linien des gleichen Ionisationszustandes bestimmt werden [13].

Die Volumenstrahldichte einer Linie, auch Emissionskoeffizient genannt, ist gegeben durch:

$$\varepsilon_{nm} = (1/4 \pi) (g_m/Q_z^A) n_z^A A_{nm} h \nu_{nm} e^{-U_m/kT} \text{ Watt/cm}^3. \quad (37)$$

$g_m$  = statistisches Gewicht des oberen Niveaus;  $Q_z^A$  = Zustandssumme;  $n_z^A$  = Anzahl der Partikel  $A$  pro  $\text{cm}^{-3}$ , der Ladung  $z$ ;  $A_{nm}$  = Wahrscheinlichkeit für Strahlungsemission der Frequenz  $\nu_{nm}$ , des Überganges  $m \rightarrow n$ ;  $U_m$  = Anregungsenergie des oberen Niveaus. Betrachten wir ein rotationssymmetrisches Plasma, so gilt für die Flächenstrahldichte (oder Intensität) die Beziehung:

$$I(x) = 2 \int_x^R \varepsilon(r) (r^2 - x^2)^{-1/2} r \, dr. \quad (38)$$

Die Linie muss selbstabsorptionsfrei sein.  $I(x)$  ist die in einem bestimmten Abstand von der Achse gemessene Intensität. Wird über den Durchmesser gemessen, so gilt:

$$I(0) = 2 \int_0^R \varepsilon(r) \, dr. \quad (39)$$

Bildet man den Quotienten zweier Linienintensitäten des gleichen Elementes und der gleichen Ionisationsstufe, so erhält man:

$$\frac{I'(0)}{I(0)} = A'_{nm} g'_m \lambda'_{nm} \int_0^R n_z^A(r) e^{-U'_m/T(r)} \, dr / A_{nm} g_m \lambda_{nm} \int_0^R n_z^A(r) e^{-U_m/T(r)} \, dr. \quad (40)$$

Setzen wir ein homogenes Temperatur- und Dichteprofil voraus, so entspricht der Quotient der Intensitäten dem Quotienten der Emissionskoeffizienten:

$$I'/I = (A'_{nm} g'_m \lambda'_{nm} / A_{nm} g_m \lambda_{nm}) e^{(U_m - U'_m)/T}. \quad (41)$$

Daraus folgt, dass der Quotient  $I'/I$  von der Elektronendichte unabhängig ist.

Berechnet man das Intensitätsverhältnis in Funktion der Temperatur, unter der Benützung der Übergangswahrscheinlichkeiten  $A'_{nm}$  und  $A_{nm}$  nach Olsen [14], so erhält man für den Quotienten der beiden verwendeten  $A_{\text{II}}$ -Linien:

$$I'(A_{\text{II}} 4609 \text{ \AA}) / I(A_{\text{II}} 4806 \text{ \AA}) = 1,60 e^{-1,91/T}. \quad (42)$$

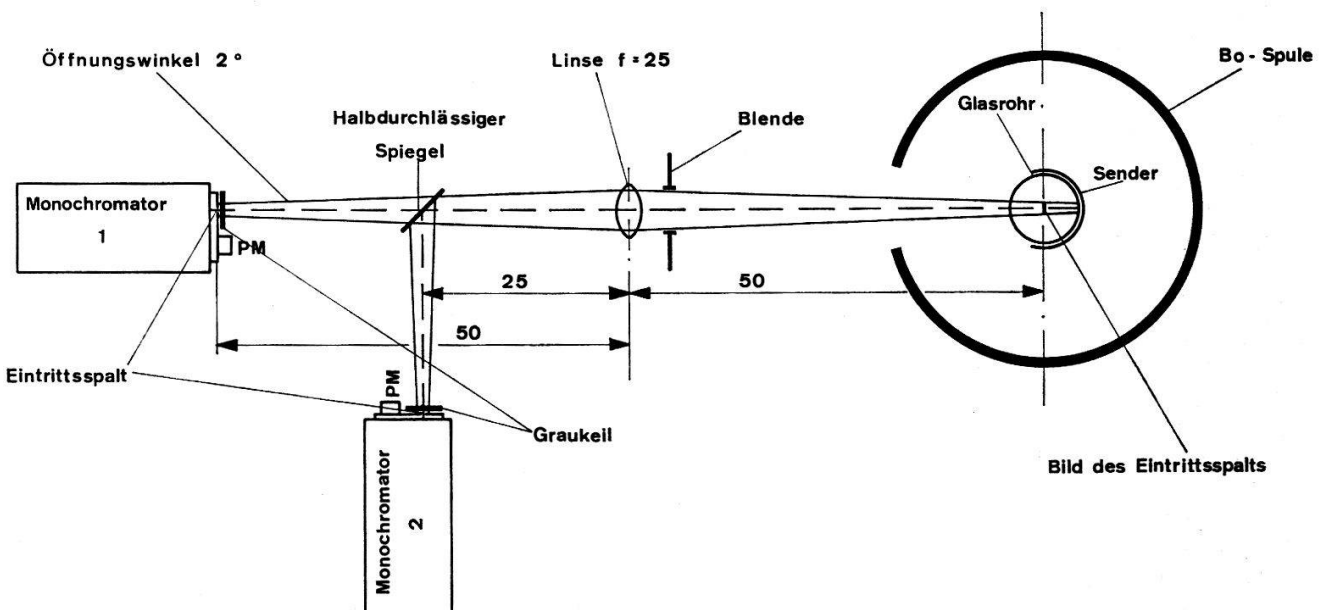
Da die Übergangswahrscheinlichkeiten  $A'_{nm}$  und  $A_{nm}$  nicht besonders genau bekannt sind, kann der Fehler durch diese Ungenauigkeit bedeutend werden [13, 14]. Unter der Annahme, dass die relative Intensität genau gemessen werde, erhält man aus der in der Literatur für die verwendeten Linien gefundenen experimentellen  $A_{nm}$  folgende Fehler für die Absolutmessung  $T_e^{(0)}$  und eine Temperaturänderung  $\Delta T_e$  der Elektronentemperatur:

$$\begin{aligned} \text{Fehler der Temperatur } T_e^{(0)} &= \pm 15\%_0 \text{ für } T_e^{(0)} \ll 2 \text{ eV}, \\ \Delta T_e &= \pm 15\%_0 \text{ für } T_e^{(0)} \ll 2,5 \text{ eV}. \end{aligned}$$

Die Messung der Elektronentemperatur mit der vorgenannten Methode kann infolge von räumlichen Inhomogenitäten der Dichte und der Temperatur fraglich werden. Zunächst sei bemerkt, dass Inhomogenitäten in der Dichte weniger gefährlich sind, da die Dichte linear in die Integrale der Gleichung (40) eingeht. Hingegen steht

die Temperatur im Exponenten. Um die Grössenordnung der durch eine Inhomogenität hervorgerufenen Fehler zu erhalten, genügt es, die Inhomogenität der Temperatur zu studieren. Eine Inhomogenität von 30% in der Temperaturverteilung ergibt einen Fehler von  $\leq 10\%$  der gemessenen Temperatur gegenüber der wahren mittleren Temperatur.

Figur 5 zeigt die experimentelle Messanordnung zur Messung des zeitlichen Elektronentemperaturverlaufes. Mit zwei Jarrel-Ash-0,5-m-Typ-Ebert-Monochromatoren (mit  $16 \text{ \AA/mm}$  linearer Dispersion am Ausgangsspalt) wird simultan die relative Intensität der beiden genannten  $A_{II}$ -Linien gemessen. Die Anlage wurde mit einem Laserstrahl durch die Horizontalebene des Entladungsrohres, über das Zentrum des Eingangsspalt auf die Spiegelmitte justiert. Mit Hilfe eines halbdurchlässigen Spiegels werden 50% des Strahles auf das Zentrum des zweiten Monochromatoreinganges abgelenkt. Eine Linse ( $f = 0,25 \text{ m}$ ) bildet den Eintrittsspalt auf das Zentrum des Entladungsrohres im Verhältnis 1:1 ab. Als Detektor der relativen Linienintensitäten wurden zwei RCA 1P28 Photomultiplier verwendet. Die P.M. wurden so geschaltet [15], dass sie im Impulsbetrieb linear und formgetreu arbeiteten. Zudem wurde bei der Auswertung die spektrale Empfindlichkeit der P.M. berücksichtigt.



Figur 5  
Experimentelle Anordnung zur Messung des zeitlichen Elektronentemperaturverlaufes.

Bei der Auswahl der zwei  $A_{II}$ -Linien musste darauf geachtet werden, dass sie in einem von Verunreinigungslinien freien Gebiet liegen. Ausserdem müssen die Linien selbstabsorptionsfrei sein, was für unseren Parameterbereich nach [14], Gleichung (6) zutrifft. In der Umgebung der beiden gewählten Linien ist das Kontinuum um einen Faktor 50 schwächer als die Linienintensität und muss deshalb nicht berücksichtigt werden. Als Eintrittsspalte wurden zwei 100-Mikron-Spalte gewählt. Die Austrittsspalte wurden so dimensioniert, dass das ganze Linienprofil betrachtet wird, was einer Spaltbreite von 250 Mikrons oder  $4 \text{ \AA}$  entspricht.

Figur 7e),f zeigen den zeitlichen Verlauf der relativen Linienintensitäten

$A'_{II}(4609)$  und  $A_{II}(4806)$  mit und ohne Anregung. Der zeitliche Temperaturverlauf wird aus diesen Aufnahmen nach Gleichung (42) bestimmt.

Der experimentelle Fehler der beschriebenen Temperaturmessung wurde maximal zu 8% abgeschätzt, was einen totalen Fehler von 23% ergibt.

### 3.2.4. Plasmadiamagnetismus

Der diamagnetische Fluss eines zylindrischen Plasmas wird mit Hilfe einer das Entladungsrohr umgebenden Leiterschleife, der «Diamagnetischen Schleife», gemessen. Dies entspricht einer Messung des zum Magnetfeld  $B_0$  senkrechten Plasmadruckes  $p_{\perp}$  [16].

Der Plasmadruck ist durch die Teilchendichte der geladenen Teilchen und die Temperatur  $T_e$ ,  $T_i$  gegeben:

$$p_{\perp} = k (n_e T_{e\perp} + n_i T_{i\perp}) . \quad (43)$$

Mit  $n_e = n_i$  kann bei bekannter Elektronendichte  $n_e$  durch Messung des Diamagnetismus  $(T_e + T_i)_{\perp}$  bestimmt werden.

Der thermische Energieinhalt der geladenen Teilchen beträgt:

$$E_L = (3/2) V p_{\perp} . \quad (44)$$

wo  $V$  das Volumen der Plasmasäule ist.

Im Folgenden soll die Beziehung zwischen dem beobachteten diamagnetischen Signal und dem Plasmadruck abgeleitet werden.

Unter der Voraussetzung, dass das Signal des gepulsten, quasistationären Magnetfeldes und des Feldes der Wellenanregung kompensiert werden kann, gilt mit den zwei Vorbedingungen

- zylindrisches Plasma vom Radius  $r_p$ ,
- Plasmadruck  $\ll$  magnetischer Druck:  $\beta = (2 \mu_0 p_{\perp})/B_0^2 \ll 1$ ,

die folgende theoretische Herleitung:

Das magnetische Moment eines geladenen Teilchens, das um die Magnetfeldlinien rotiert, stellt einen Kreisstrom dar:

$$\mu = J F A m^2 \quad (45)$$

wobei

$J = q v_c$ ,  $F = \pi r_c^2$ ,  $v_c = q B/2 \pi m_c r_r = m v_{\perp}/q B$   
 $q =$  el. Ladung,  $r_c, v_c =$  Zyklotronradius bzw. Frequenz bezeichnen. Daraus erhält man:

$$\mu = m v_{\perp}^2/2 B \quad (46)$$

und das totale magnetische Moment  $m_n$  pro Volumeneinheit für Elektronen und Ionen:

$$m_n = 1/2 (n_e m_e \bar{v}_{\perp e}^2 + n_i m_i \bar{v}_{\perp i}^2) 1/B = p_{\perp} 1/B , \quad (47)$$

mit  $p_{\perp} = p_{\perp}(r, z)$  und  $B = B(r)$ .

Mit dem Einheitsvektor  $\hat{z}$  geschrieben, erhält man das magnetische Moment pro Volumeneinheit an der Stelle  $z$ :

$$m_m = -\hat{z} p_{\perp}/B . \quad (48)$$

Das totale magnetische Moment, herrührend von den diamagnetischen Strömen in einem Zylinder der Länge  $dz$ :

$$dm = -\hat{z} 2\pi \int_0^{r_p} (\phi_{\perp}(r, z)/B(r)) r dr dz \quad \text{oder} \quad (49)$$

$$dm = -\hat{z} \pi r_p^2 \langle \phi_{\perp}(z)/B \rangle dz, \quad \text{wobei} \quad (50)$$

$$\langle \phi_{\perp}(z)/B \rangle = (1/\pi r_p^2) \int_0^{r_p} (\phi_{\perp}(z)/B) 2\pi r dr. \quad (51)$$

Im allgemeinen Fall werden  $\phi_{\perp}(r)$  und  $B(r)$  über den Radius gemittelt. Mit  $B(r) = B_0$  erhält man:

$$dm = -\hat{z} (\pi r_p^2/B_0) \langle \phi_{\perp}(z) \rangle dz. \quad (52)$$

Analog (45) kann (52) in der Form geschrieben werden:

$$dm = J_p F dz \quad (53)$$

mit

$$J_p = \langle \phi_{\perp} \rangle / B. \quad (54)$$

Das magnetische Moment kann also von einem Strom  $J_p$  erzeugt gedacht werden, der an der Oberfläche des Plasmazylinders fließt. Umgibt an der Stelle  $z_1$  eine Leiterschleife mit dem Radius  $r_L > r_p$  konzentrisch das Plasma, dann beträgt die in der Schleife induzierte Spannung:

$$V_L(\text{ind}) = \int_{-\infty}^{+\infty} M(z - z_1) j_p(z) dz. \quad (55)$$

$M(z - z_1)$  ist die Gegeninduktivität zwischen Stromschleife und diamagnetischer Schleife an der Stelle  $z_1$ . Ist  $J_p$  konstant über eine grosse Distanz verglichen mit der räumlichen Auflösung der Schleife, dann ist das Problem analog dem eines Solenoids, und die induzierte Spannung wird in guter Näherung gegeben durch:

$$V_L = \mu_0 \pi r_p^2 \dot{J}_p = M \dot{J}_p. \quad (56)$$

$M$  ist die Gegeninduktivität pro Längeneinheit zwischen diesem Solenoid und der Leiterschleife,  $J_p$  der Strom pro Längeneinheit im Solenoid.

Das Integral der in der Leiterschleife induzierten Spannung entspricht einer Flussmessung  $\Phi_L$ , die eine Bestimmung von  $J_p$  und damit des Plasmadruckes erlaubt:

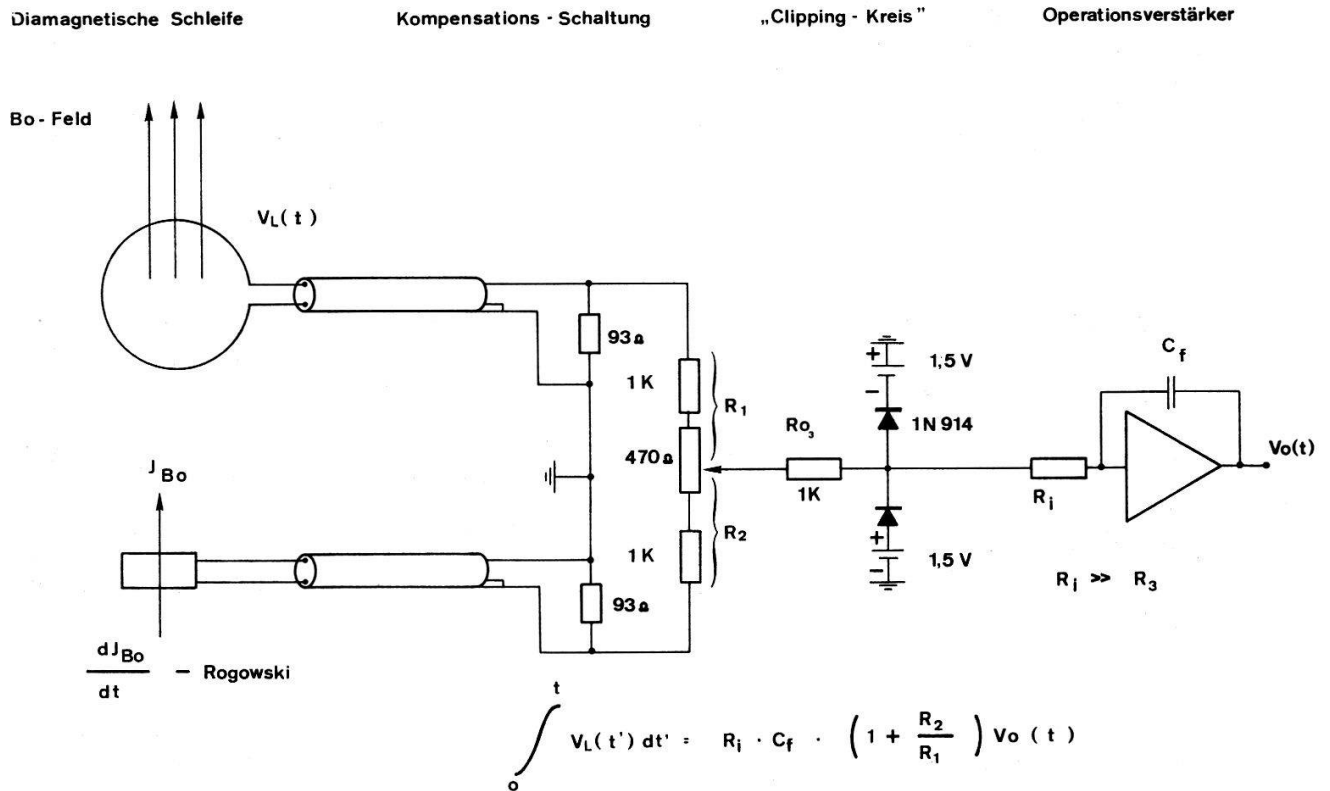
$$\int_0^t V_L(t') dt' = \mu_0 \pi r_p^2 J_p = \Phi_L(t). \quad (57)$$

Die Beziehung zwischen dem Plasmadruck und dem gemessenen Signal erhält man aus (54) und (57):

$$\langle \phi_{\perp} \rangle = -\Phi_L(t) B_0 / \mu_0 \pi r_p^2. \quad (58)$$

Figur 6 zeigt die Schaltung zur Messung des diamagnetischen Effektes. Die «Diamagnetische Schleife» wurde in einem Plexiglasrohr, das zur Isolation gegenüber der Anregungsspule und zur mechanischen Festigung dient, in die Mittelebene des Ent-

ladungsrohres gebracht. Zudem wird in den Stromkreis zur Erzeugung des gepulsten  $B_0$ -Feldes eine abgeschirmte Rogowskispule geschaltet, deren Signal zur Kompensation des Vakuumsignals der «Diamagnetischen Schleife» gebraucht wird.



Figur 6

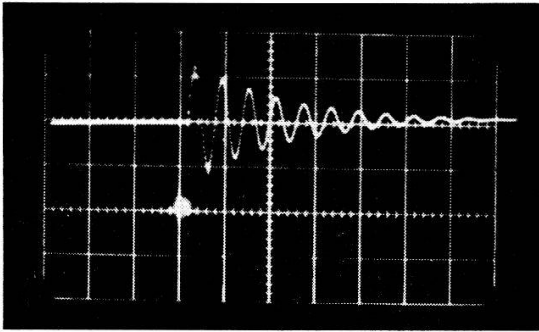
Schaltung zur Messung des diamagnetischen Effektes.

Das in unserem Fall in der Schleife induzierte Signal des  $B_0$ -Feldes ist mindestens eine Größenordnung grösser als das nützliche Signal  $V_L(t)$ , was eine Kompensation erforderte. Zur Kompensation wurde eine einfache Brückenschaltung benutzt. Das induzierte Signal des hochfrequenten Anregungsfeldes (Amplitude 200 Vpp) konnte nicht genügend kompensiert noch ausgefiltert werden. Trotzdem ist es wichtig, dieses Störsignal so stark als möglich zu unterdrücken, ansonsten eine starke Übersteuerung des Operationsverstärkers die Messresultate verfälschen würde. Ein einfacher «Clipping-Kreis» beschneidet diese Amplitude auf  $\pm 2$  V. Das nützliche Signal, das eine kleinere maximale Amplitude als das Fenster hat, wird linear und unverzerrt durchgelassen. Das «diamagnetische» Signal wird analog 3.2.1 integriert und registriert.

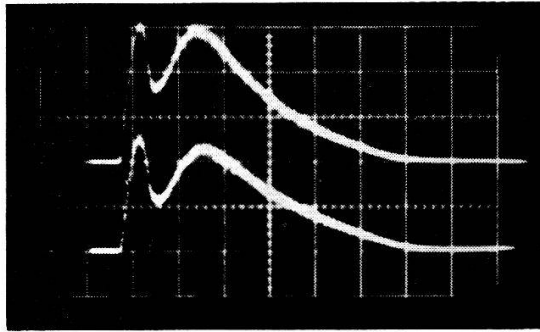
### 3.2.5. Drehspiegelkamera und elektronische Bildwandlerkamera

Zur quantitativen Diagnose dynamischer Effekte der Plasmaentladung wurden zeitlich aufgelöste Aufnahmen senkrecht zur Achse des Entladungsrohres mit einer Drehspiegelkamera, wie sie in [1,2] beschrieben wird, aufgenommen. Mit einem stabilisierenden Magnetfeld von 5,4 kG konnten keine makroskopischen Instabilitäten mehr beobachtet werden.

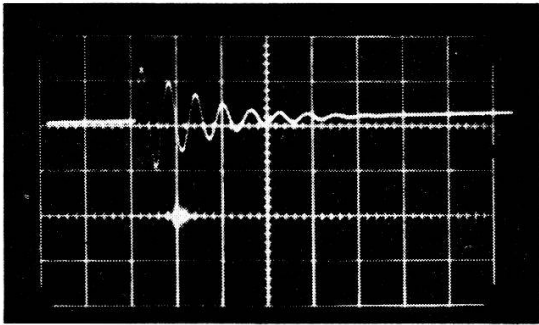
Zwei «Beckman & Whitely Model 501 Image Converter Cameras» mit einstellbarer Belichtungszeit zwischen 5 und 1000 nsec ermöglichten, Momentanaufnahmen



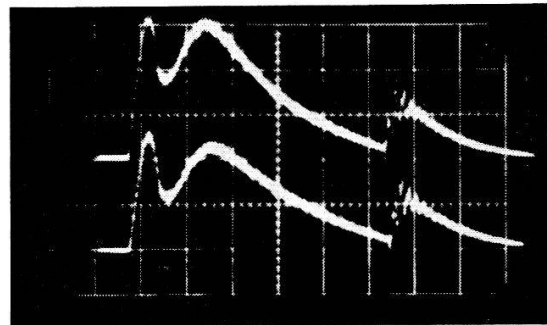
a)  $B^{(1)}$  ( $r = R$ ), ohne Plasma  
 $5 \mu\text{sec/E}$ ,  $\omega = 2.09 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$   
 $\xi = 5\%$



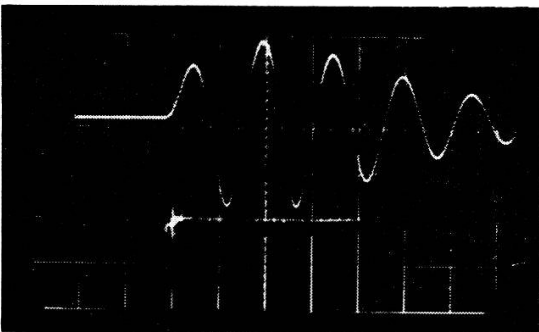
e) Linienintensitäten  
 $A_{II}$  (4609) und  $A_{II}$  (4806)  
 $20 \mu\text{sec/E}$ ,  $150 \mu\text{Hg}$



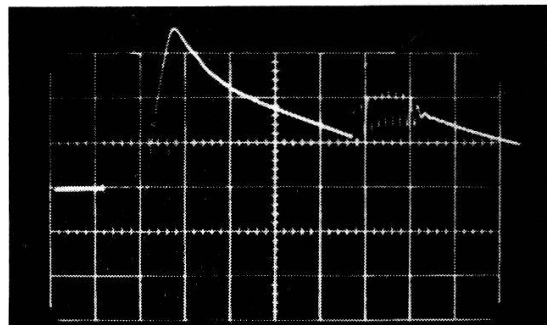
b)  $B^{(1)}$  ( $r = R$ ), mit Plasma  
 $5 \mu\text{sec/E}$ ,  $150 \mu\text{Hg}$



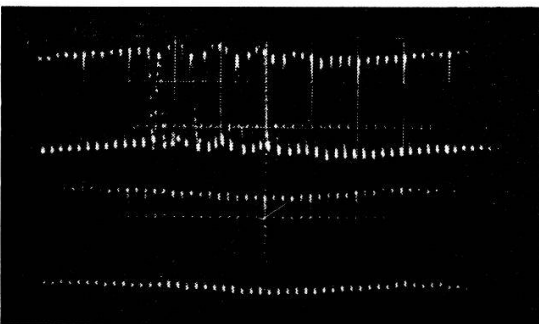
f) Linienintensitäten, mit Anregung  
 $\xi = 9\%$ ,  $\omega = 2.09 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ,  $20 \mu\text{sec/E}$



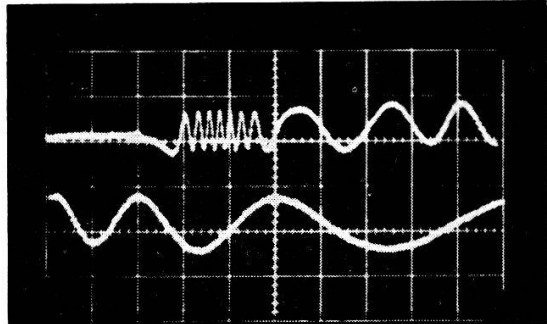
c)  $B^{(1)}$  ( $r = 0$ )  
 $2 \mu\text{sec/E}$



g) Diamagnetismus, mit Anregung  
 $\xi = 5\%$ ,  $20 \mu\text{sec/E}$



d) Laserintensität  
bewegter Spiegel ( $r = 0$ )  
 $5 \mu\text{sec/E}$ ,  $\omega = 1.43 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$   
 $\xi = 10\%$ ,  $240 \mu\text{Hg}$



h) Laserintensität  
ruhender Spiegel ( $r = 0$ )  
ohne Anregung  
 $5 \mu\text{sec/E}$

Figur 7

Signale der verschiedenen Diagnostikmethoden.



des Anregungsvorganges der magnetoakustischen Welle in axialer Richtung zu vorgegebenen Zeitpunkten zu registrieren. Der gewünschte Zeitpunkt konnte durch externe Impulsverzögerungseinheiten eingestellt werden. Ein Monitorimpuls, der direkt dem Hochspannungsgenerator zur Zündung der Bildwandlerröhre entnommen wird, erlaubt mit einem simultanen Signal der Sonde am Rande des Entladungsrohres eine exakte Funktionskontrolle der beiden Kameras.

Ein Fenster am Ende des Entladungsrohres ermöglicht eine axiale Beobachtung der Plasmasäule. Das Licht der Plasmasäule wird durch einen «beamsplitter» zu gleichen Teilen auf beide Kameras verteilt. Die beiden Bildwandlerkameras wurden mit der Plasmaerzeugung und der Anregung der magnetoakustischen Welle zeitlich so synchronisiert, dass eine Kamera vor der Anregung und die andere während der Anregung mit einer Belichtungszeit von 100 nsec ausgelöst wurde. Figur 11 zeigt eine Aufnahme der Plasmasäule während der Anregung.

### 3.3. Experimentelle Resultate

#### 3.3.1. Resonanzmessungen

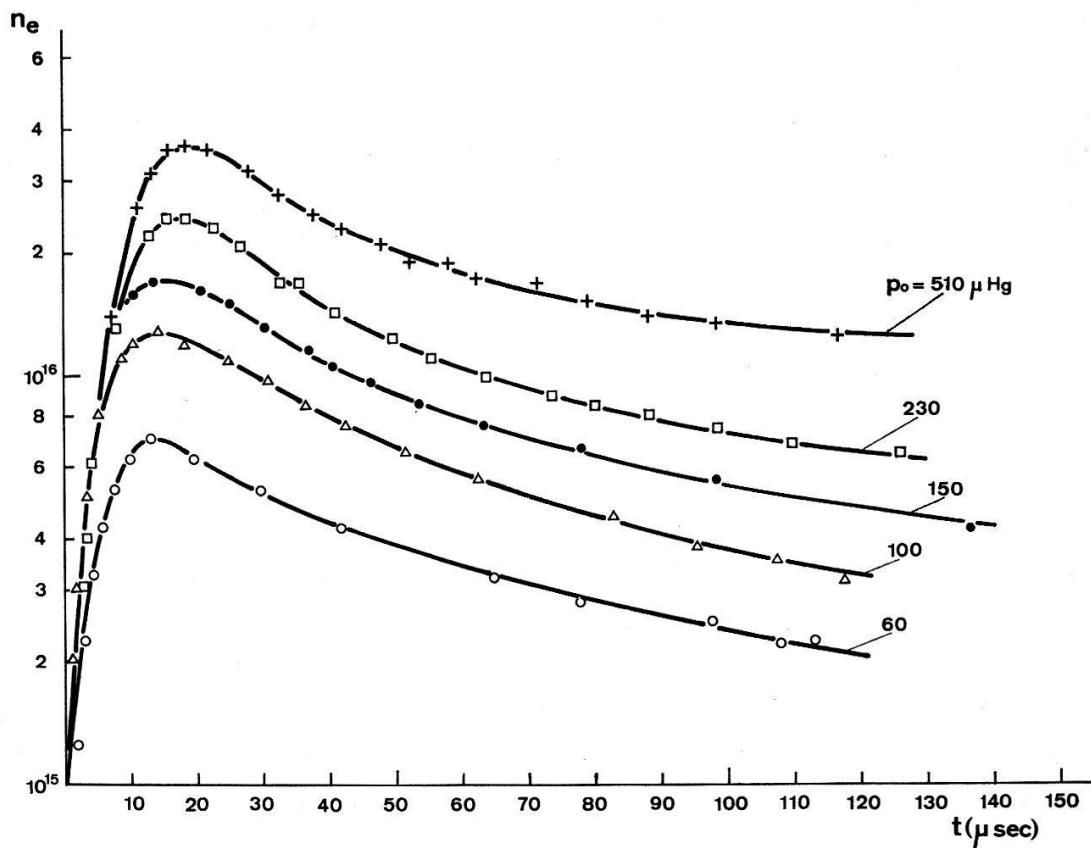
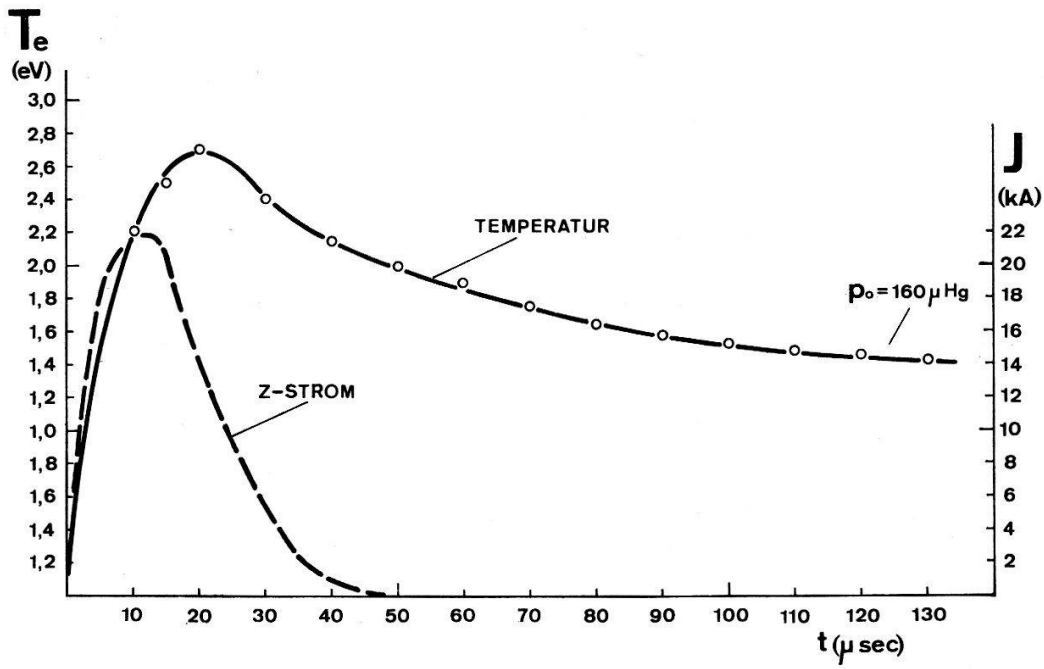
Zur Messung der Resonanzverstärkung des Wellenfeldes  $B^{(1)}(r=0, t)$  wurde die Dichte bzw. der Füllgasdruck  $p$  als kontinuierlicher Parameter variiert. Die diskret variable Frequenz des Anregungskreises wurde so gewählt, dass bei konstantem Magnetfeld  $B_0 = 5,4$  kG die maximale Resonanzüberhöhung zwischen 200–250  $\mu\text{Hg}$  bzw. 100–150  $\mu\text{Hg}$  lag, woraus sich die Anregungsfrequenzen  $\omega = 1,43 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  bzw.  $\omega = 2,09 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  ergaben.

Figur 7c zeigt das Signal des Wellenfeldes  $B^{(1)}(r=0, t)$ , das mit der in 3.2.1 beschriebenen Miniatorsonde gemessen wurde. Wird das so gemessene Signal auf das Signal der Miniatursonde ausserhalb des Entladungsgefässes normiert:  $\eta = B^{(1)}(r=0, t)/B^{(1)}(R, t)$ , so erhält man für die erste Halbperiode eine Verstärkung  $\eta(T/4) = 1,5$  und für die vierte Halbperiode:  $\eta(7 T/4) = 4,2$  für die Anregungsparameter  $\xi = 5\%$  und  $\omega = 2,09 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ . Das Signal der Figur 7c zeigt sehr deutlich einen Einschwingvorgang während der ersten Periode.

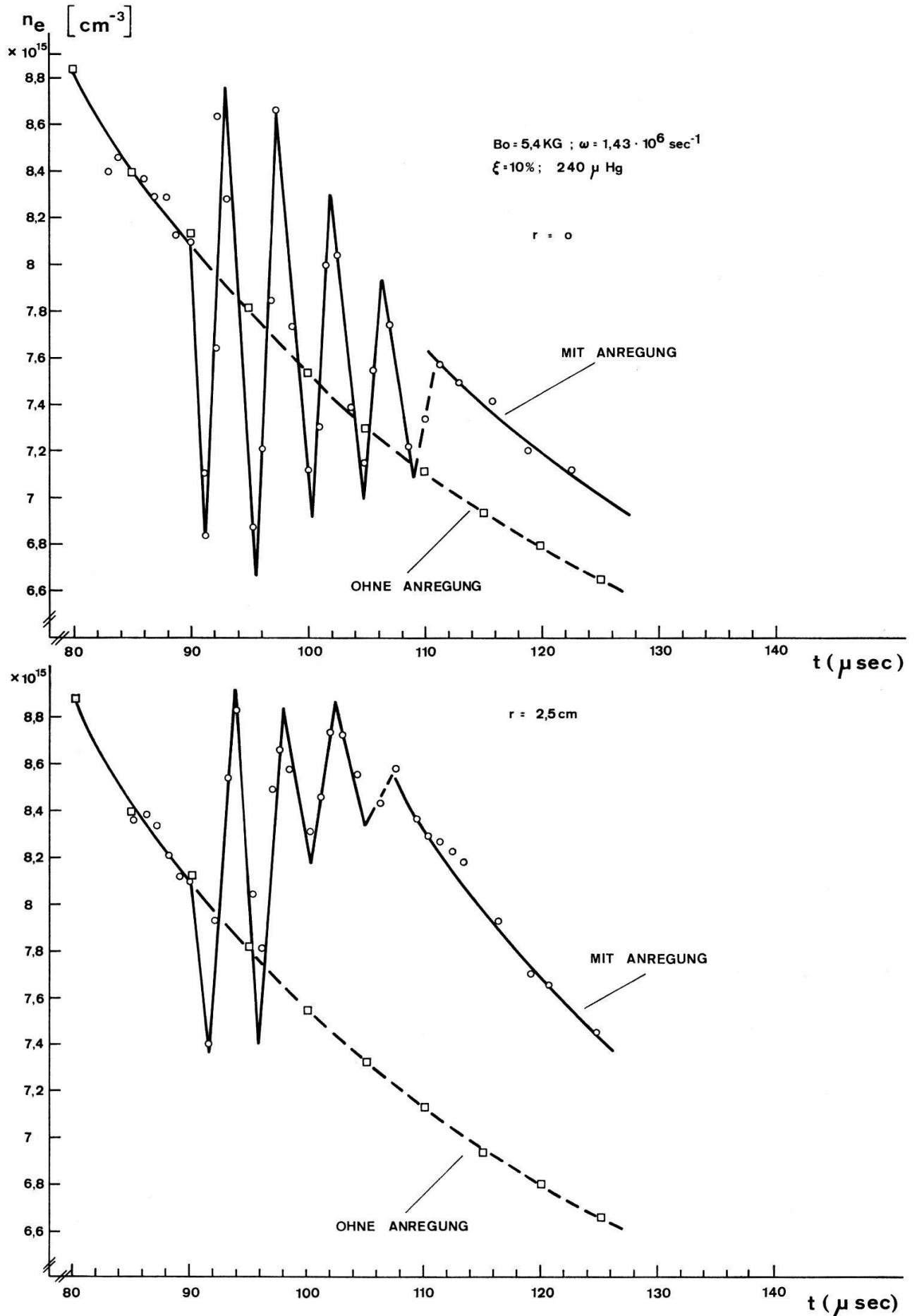
#### 3.3.2. Elektronendichtemessung

Zur Bestimmung des Ionisationsgrades wurde der zeitliche Elektronendichteverlauf  $n_e^{(0)}(r, t)$ , mit dem Füllgasdruck als Parameter, längs der Achse gemessen. Figur 8 zeigt die mit der in 3.2.2 beschriebenen Messmethode ermittelten Werte. Der Zündpunkt der magnetoakustischen Wellenanregung wurde im Nachglühen so gewählt, dass der Ionisationsgrad  $I$  zwischen  $0,95 \leq I \leq 1$  war.

Während der Anregung wurde mit bewegtem äusserem Spiegel des Laserinterferometers die Elektronendichteschwankung  $n_e^{(1)}(r, t)$  entlang der Achse gemessen. Diese Messungen wurden für die beiden Anregungsfrequenzen  $\omega = 1,43 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  und  $\omega = 2,09 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  und für verschiedene Anregungsparameter  $\xi$  durchgeführt. Figur 9 zeigt  $n_e^{(1)}(r, t)$  für zwei verschiedene Abstände von der Achse in axialer Richtung gemessen.



Figur 8  
Entladungsstrom, Temperatur und Elektronendichte der Gasentladung in Funktion des Gasdruckes.



Figur 9 Zeitliche Elektronendichteänderung für zwei verschiedene Achsenabstände in axialer Richtung gemessen.

Aus dieser Figur können folgende Resultate abgelesen werden:

Die Frequenz der Elektronendichteschwankung stimmt mit der Anregungsfrequenz überein. Die Amplitude der Dichteoszillationen ist auf der Achse optimal. Zusätzlich zum oszillatorischen Anteil der Elektronendichteschwankung tritt ein säkularer Anteil, es wird also ein Teil der Energie des Wellenfeldes vom Plasma zum Ionisieren absorbiert. Die Ionisation ist auf der Achse minimal.

### 3.3.3. Temperaturmessungen

Um Aussagen über die Temperaturerhöhung während der Anregung machen zu können, muss der zeitliche Temperaturverlauf des Plasmas ohne Anregung bekannt sein. Figur 8 zeigt z. B. den nach 3.2.3 gemessenen zeitlichen Verlauf der Elektronentemperatur  $T_e^{(0)}$  mit dem Füllgasdruck  $p = 150 \mu\text{Hg}$ . Der zeitliche Temperaturverlauf ist nur schwach druckabhängig, was nach [1], Gl. (43) zu verstehen ist, da sich in unserem Experiment der zeitliche Verlauf des Ionisationsgrades nur schwach mit dem Gasdruck ändert.

Die Temperaturerhöhung  $\Delta T_e$  während der Anregung erhält man aus dem mit und ohne Anregung gemessenen zeitlichen Verlauf:  $\Delta T_e = T_e^{(1)}(t_A) - T_e^{(0)}(t_A)$ ;  $t_A$  ist der Zeitpunkt des Anregungsbeginns. Die Temperaturkurve  $T_e^{(1)}(t)$  wird auf den Anregungsbeginn extrapoliert. Trägt man die so erhaltenen  $\Delta T_e$ -Werte in Funktion des Füllgasdruckes  $p$  auf, wobei die Anregungsfrequenz  $\omega$  und der Anregungsparameter  $\xi$  als feste Parameter gewählt werden, so sieht man einen deutlichen Resonanzcharakter der Temperaturerhöhung (Fig. 10). Die Resonanzhöhe hängt von der Anregungsfrequenz und Energie ab; der Resonanzdruck ist eine Funktion der Anregungsfrequenz.

### 3.3.4. Kurzaufnahmen mit der elektronischen Bildwandlerkamera

Wie in 3.2.3 bemerkt wurde, kann die Messung der Elektronentemperatur durch räumliche Inhomogenitäten der Dichte und Temperatur fraglich werden.

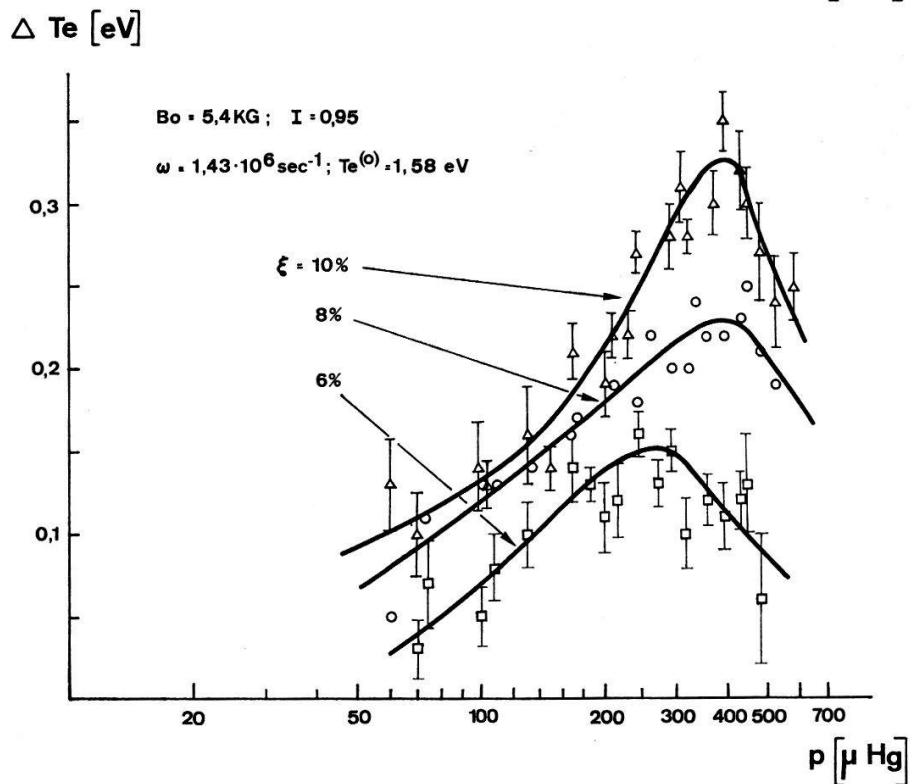
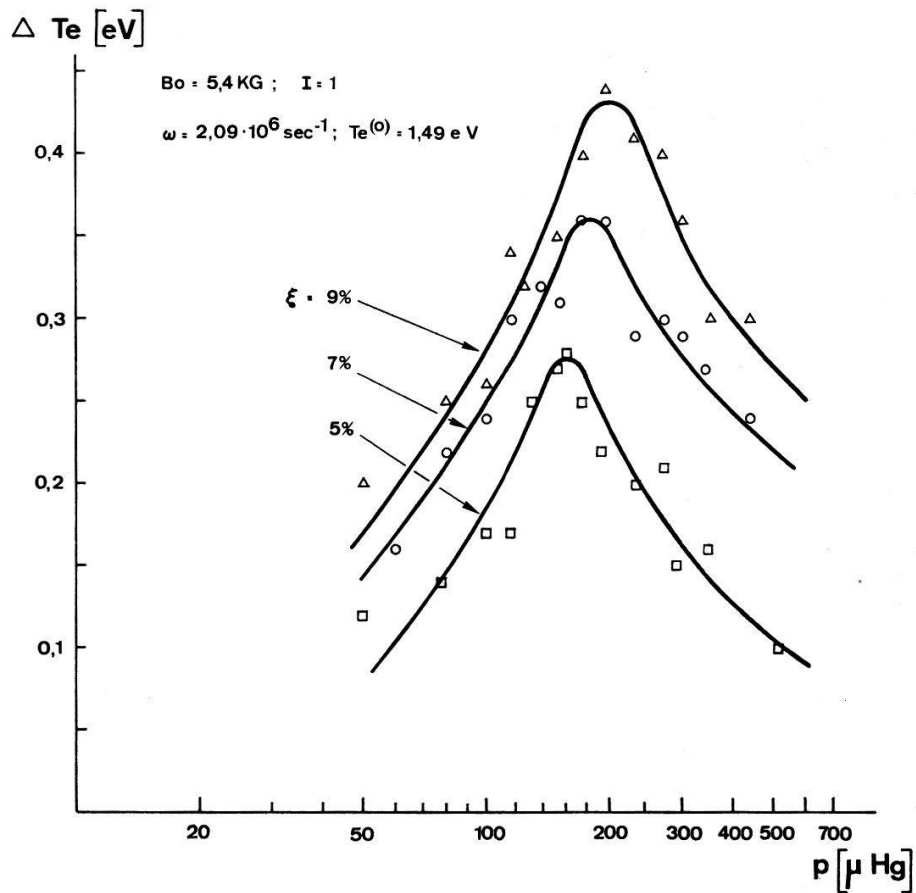
Mit der in 3.2.5 beschriebenen Methode konnte die zeitliche Entwicklung von Inhomogenitäten mit der Bildwandlerkamera qualitativ registriert werden. In Schritten von  $5 \mu\text{sec}$  vom Beginn der Anregung gerechnet, wurden in der Resonanz für verschiedene Anregungsparameter Kurzaufnahmen gemacht. Figur 11 zeigt eine Aufnahme der Plasmasäule in Achsenrichtung während der Anregung. Die Kamera wurde  $25 \mu\text{sec}$  nach Beginn der Anregung ausgelöst: Belichtungszeit  $100 \text{ nsec}$ ; Füllgasdruck  $250 \mu\text{Hg}$ ;  $\omega = 1,43 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ; Anregungsparameter  $\xi = 6\%$ .

Die verschiedenen, zeitlich gestaffelten Kurzaufnahmen während der Anregung zeigen, dass die Temperaturverteilung in 2.4, Figur 1, realistisch ist.

### 3.3.5. Dämpfungsmessungen

Mit der in 3.2.1 beschriebenen Methode wurde der Dämpfungskoeffizient, der in 2.5, Gleichung (32), definiert wird, bestimmt.

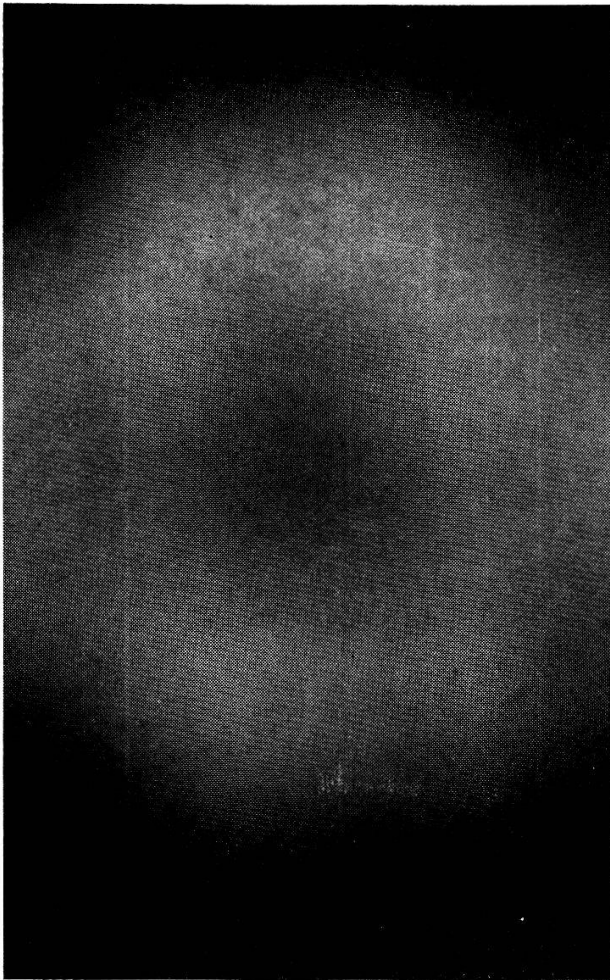
Die Messung der Dämpfungskoeffizienten des Randfeldes  $B^{(1)}(R, t)$  mit und ohne Plasma, Figur 7a) und b), erlaubt die Bestimmung des effektiven Plasmawiderstandes und der vom Plasma absorbierten elektromagnetischen Energie.



Figur 10  
 Temperaturerhöhung  $\Delta T_e$  während der Anregung in Funktion des Gasdruckes.

Figur 12 zeigt die gemessenen Dämpfungskoeffizienten  $\delta$  bzw.  $R_{eff}$  in Funktion des Füllgasdruckes, mit 3 Werten des Anregungsparameters  $\xi$  und 2 Werten der

Anregungsfrequenz  $\omega$ . Die Kurven zeigen ausgeprägten Resonanzcharakter;  $\delta$  und  $R_{eff}$  sind unabhängig von der Anregungsenergie.



Figur 11  
Kurzaufnahme des Plasmazylin-  
ders in axialer Richtung 25  $\mu$ sec nach  
Beginn der Anregung.

Die vom Plasma absorbierte Energie berechnet sich wie folgt:

$$Q_D = \{(\delta - \delta_0)/\delta\} Q_{EM} = \{R_{eff}/(R_0 + R_{eff})\} Q_{EM} . \quad (59)$$

Die elektromagnetische Energie  $Q_{EM}$  des Anregungsschwingkreises kann aus Magnetfeldmessungen  $B^{(1)}(r=0, t)$  und den Schwingkreisdaten für verschiedene Anregungsparameter  $\xi$  berechnet werden.

Setzt man die Dämpfungskoeffizienten für die zwei Anregungsfrequenzen in Gleichung (59) ein, so erhält man in der Resonanz:

$$\begin{aligned} \omega = 1,43 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1} & & \omega = 2,09 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1} \\ Q_D = 0,45 \cdot Q_{EM} & & Q_D = 0,44 \cdot Q_{EM} . \end{aligned}$$

Für  $\omega = 1,43 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  und  $6\% \leq \xi \leq 10\%$  beträgt die vom Plasma in der Resonanz absorbierte Energie:  $6,5 \leq Q_D \leq 18,0$  Joules, für  $\omega = 2,09 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  und  $5\% \leq \xi \leq 9\%$  beträgt die maximale, vom Plasma absorbierte Energie:  $10,0 \leq Q_D \leq 29,3$  Joules.

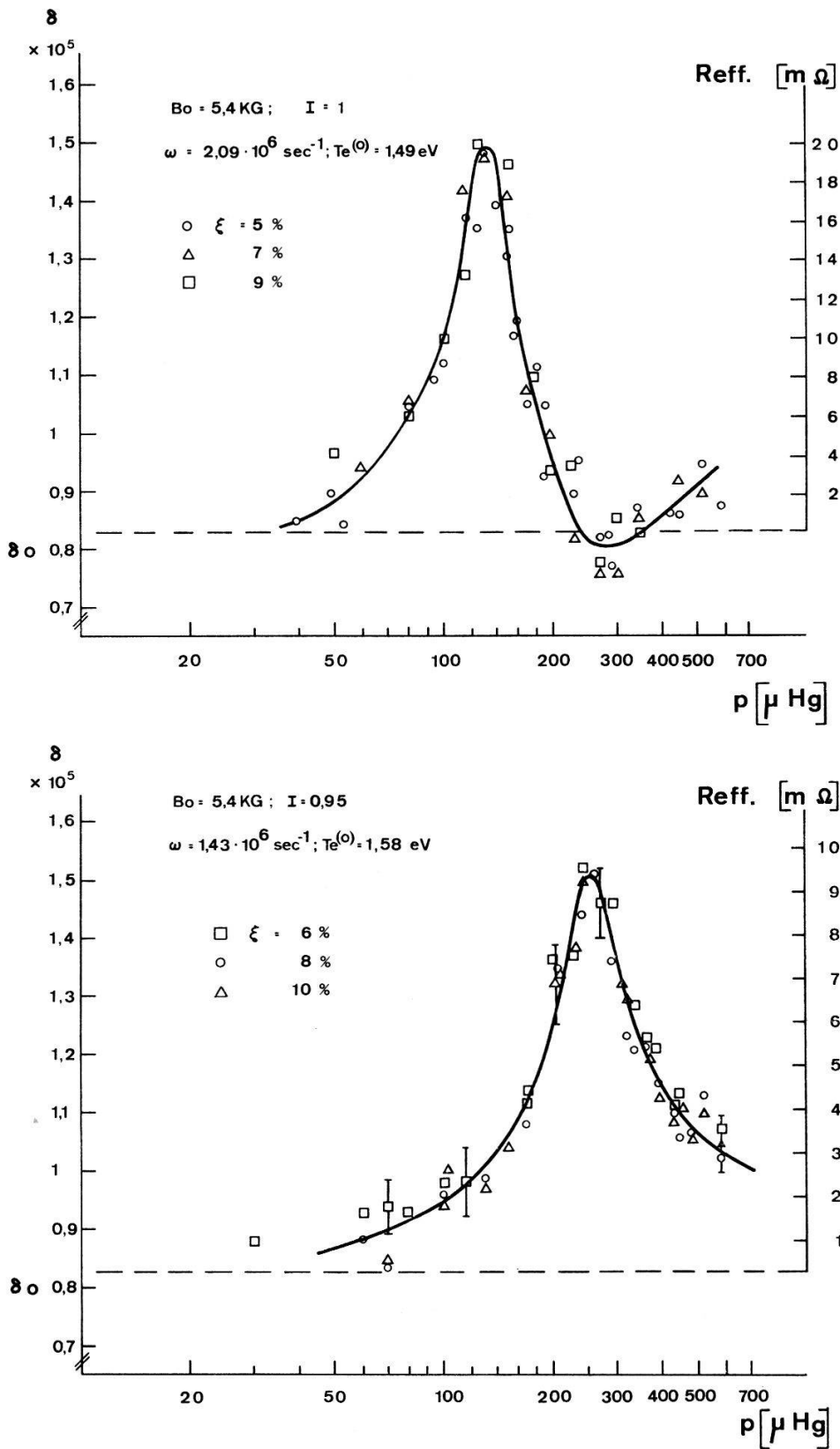
### 3.3.6. Messung des Plasmadiamagnetismus

Die während der Anregung von den geladenen Teilchen absorbierte Energie kann nach der in 3.2.4 beschriebenen Methode aus den gemessenen diamagnetischen Signalen berechnet werden.

Der thermische Energieinhalt  $E_L$  der geladenen Teilchen des Plasmazylin-  
ders vom Volumen  $V$  beträgt nach (44) und (58):

$$E_L = 3 V n_e(t) k T(t) = (3/2) V \Phi_L(t) B_0 / \mu_0 \pi r_p^2 \tag{60}$$

mit  $n_e = n_i$ ;  $T_e = T_i$ .



Figur 12  
 Dämpfungskoeffizienten bzw. Plasmawiderstand in Funktion des Gasdruckes.

Die während der Anregung vom Plasma absorbierte Energie:

$$Q_L = (3/2) V (B_0/\mu_0 \pi r_p) \Delta\Phi_L(t_E) \quad (61)$$

$t_E$  = Zeit am Ende der Anregung. Für  $\omega = 2,09 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  und verschiedene Anregungsparameter  $\xi$  erhält man für den Resonanzfall:  $5\% \leq \xi \leq 9\%$ ;  $4,3 \leq Q_L \leq 6,2$  Joules.

### 3.3.7. Energiebilanz

In 3.3.5 wurde die totale, vom Plasma absorbierte Energie  $Q_D$  aus der Dämpfungsmessung bestimmt. Diese Energie kann ausserdem aus der Temperatur- und Ionisationsgradänderung  $\Delta I$  berechnet werden:

$$Q^* = Q_{\text{Thermisch}} + Q_{\text{Ionisation}}, \quad (62)$$

$$Q_{\text{Thermisch}} = (3/2) V n^{(0)} (1 + I + \Delta I \Delta T + T^{(0)} \Delta I), \quad (63)$$

$$Q_{\text{Ionisation}} = V n^{(0)} E_i \Delta I, \quad (64)$$

$E_i$  = Ionisationsenergie der ersten Stufe in Argon.

In 3.3.6 wurde ausserdem die vom Plasma absorbierte thermische Energie  $Q_L$  der geladenen Teilchen aus der Änderung des Plasmadiamagnetismus bestimmt.

Vergleich von  $Q^*$  und  $Q_D$ : Die  $Q^*$ -Werte sind für  $\xi = 5\%$  und  $6\%$  um einen Faktor 1,1 und für  $\xi = 7\%$ – $10\%$  um einen Faktor 1,25 bis 2 kleiner als  $Q_D$ . Diese Abweichungen können durch folgende Ursachen erklärt werden: In den  $Q^*$ -Berechnungen wurde angenommen, dass nur Neutralteilchen ionisiert werden. Die Anregung erfolgt jedoch in einer Zeit, da  $I \leq 1$  ist, somit kann auch Zweifachionisation auftreten. Für  $\Delta I$  wurde ein Mittelwert über den Radius eingesetzt, der die Randeffekte nicht berücksichtigt, da wegen der Anordnung der Ringelektroden  $\Delta I$  nur über  $2/3$  des Radius gemessen werden konnte.

Vergleich von  $Q_{\text{Thermisch}}$  und  $Q_L$ : Die  $Q_{\text{Thermisch}}$ -Werte sind um einen Faktor 1,5 kleiner als die  $Q_L$ -Werte. Der über den Diamagnetismus gemessene thermische Energieinhalt der geladenen Teilchen kann jedoch optimal um einen Faktor 1,3 grösser sein als der Energieinhalt aller Teilchen, da diese Messung die Neutralteilchen nicht berücksichtigt. Die Abweichung beträgt dann noch  $10\%$ , was innerhalb der Messgenauigkeit von  $Q_{\text{Thermisch}}$  liegt, dessen Messfehler ohne Berücksichtigung des oben erwähnten Fehlers für  $\Delta I$   $20\%$  beträgt.

Vergleich von  $Q_{\text{Thermisch}}$  und  $Q_{\text{Ionisation}}$ :  $Q_{\text{Ionisation}}$  ist unter Vernachlässigung der Mehrfachionisation im Mittel einen Faktor 2 grösser als  $Q_{\text{Thermisch}}$ .

## 4. Schlussfolgerung

Wir untersuchten theoretisch und experimentell die Temperaturerhöhung und Energieaufnahme eines dichten, zylindrischen Plasmas bei der Anregung einer magnetoakustischen Welle und fanden folgende Resultate:

Die gemessenen Resonanzstellen der Temperaturerhöhung liegen, verglichen mit den theoretisch gefundenen Werten, zu hoch. Bei kleiner Anregungsenergie ist die Abweichung geringer; dies kann mit in der Theorie nicht berücksichtigten nichtlinearen Effekten höherer Ordnung und Inhomogenitäten am Rande zusammenhängen, was



weiter untersucht werden soll. Im Experiment konnten mit dem aufgebauten Schwingkreis keine Schwingungen kleinerer Amplitude erzeugt werden; andererseits ist bei zu kleiner Anregungsenergie die Temperaturänderung in der Grössenordnung des Fehlers. Die gemessenen  $\Delta T_e$ -Werte sind um einen Faktor 5 kleiner als die theoretisch berechneten. Diese Abweichung kann damit zusammenhängen, dass in der Theorie die Temperaturänderung unter der Voraussetzung berechnet worden ist, dass keine Energie an die Ionisation verlorenght. Im Experiment konnte gezeigt werden, dass der Hauptteil der Energie zur Ionisation und nicht zur Aufheizung absorbiert wird.

Eine maximale Ionisationsgradänderung am Rande, die Oszillation der Elektronen in radialer Richtung mit maximaler Amplitude auf der Achse, ähnlich der Magnetfeldamplitude, konnten gemessen werden.

Die experimentell gefundenen Resonanzstellen für den effektiven Plasmawiderstand liegen höher als die theoretischen, sind jedoch sowohl in der Lage als auch in der Amplitude unabhängig von der Anregungsenergie. Die theoretischen Resonanzamplituden sind um einen Faktor 1,4–1,7 höher, die Gründe für diese Abweichungen können die gleichen wie bei der Temperaturerhöhung sein.

Ein Vergleich der mit verschiedenen Diagnostikmethoden erhaltenen absorbierten Energie ergibt zum Teil gute Übereinstimmung, die Abweichungen wurden bereits in 3.3.7 erklärt. Die theoretischen und experimentellen Werte für die total vom Plasma aufgenommene Energie zeigt eine dem Plasmawiderstand analoge Abweichung.

Die total vom Plasma aufgenommene Energie beträgt 45% der zur Verfügung stehenden Energie im Schwingkreis.

Herrn Prof. Dr. O. Huber danken wir für sein stetes Interesse und seine Unterstützung, die die Ausführung dieser Arbeit ermöglichte. Herrn E. Weise danken wir für den Aufbau des Laserinterferometers.

#### LITERATURVERZEICHNIS

- [1] E. CANTIENI et al., *Helv. phys. Acta* 36, 993 (1963).
- [2] K. FAESSLER et al., *Helv. phys. Acta* 42, 23 (1969).
- [3] I. A. KOVAN et al., *Soviet Phys. JETP* 26, 747 (1968).
- [4] M. P. VASIL'EV et al., *Soviet Phys. JETP* 27, 882 (1968).
- [5] K. APPERT et al., *Wellen- und Temperaturgleichungen für die magnetoakustische Resonanz in teilweise ionisiertem Argon*, Interner Bericht, Universität Freiburg, Plasma FR 102 (1970).
- [6] K. APPERT, *Phys. Lett.* 32A, 477 (1970).
- [7] S. I. BRAGINSKI, *Rev. Plasma Phys.* 1, Ed. Acad., M. A. Leontovich, New York.
- [8] R. C. PHILLIPS et al., *Rev. Sci. Instrum.* 36, 1822 (1965).
- [9] D. E. ASHBY et al., *Appl. Phys. Lett.* 3, 13 (1963).
- [10] J. B. GERARDO et al., *J. appl. Phys.* 36, 2146 (1965).
- [11] J. FREUND, *Inst. für Plasmaphysik Garching, IPP 1/38* (1968).
- [12] E. WEISE, *Diplomarbeit, Universität Freiburg* (1970), unveröffentlicht.
- [13] H. R. GRIEM, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill Book Company, New York).
- [14] H. N. ØLSEN, *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* 3, 59 (1963).
- [15] O. E. BERGE, *Verwendung von Sekundärelektronenvervielfacher in der quantitativen Spektroskopie*, Laborbericht, Universität Kiel (1967).
- [16] C. L. LONGMIRE, *Elementary Plasmaphysics* (Interscience, 1963).