

UNTERSUCHUNG EINER STARKSTROMGASENTLADUNG IM MAGNETISCHEN LÄNGSFELDE*

A. L. BESBATSCHENKO, I. N. GOLOVIN, D. P. IVANOV,
V. D. KIRILLOV UND N. A. JAVLINSKIJ
Academy of Sciences, Moscow, U.S.S.R.

ZUSAMMENFASSUNG

Die Gasentladung im Deuterium bei Stromstärken bis zu 700 tausend Ampere im magnetischen Längsfelde bis zu 12000 Oersted wurde untersucht. Die Einwirkung des Feldes auf den Verlauf der Entladung wurde festgestellt und eine Zunahme des Magnetfeldes im Innern der Entladungssäule entdeckt. Eine Bewertung der Plasmaleitfähigkeit und der Ionisierungszahl wird gegeben.

I. EINLEITUNG

Die Starkstromgasentladung hat in der letzten Zeit die Aufmerksamkeit der Forscher im Zusammenhang mit dem Suchen nach einer Möglichkeit der Erregung von steuerbaren thermonuklearen Reaktionen auf sich gezogen. In den Arbeiten [1] und [2] wurden die Erwärmungsverfahren des Plasmas auf dem Wege einer direkten Beschleunigung der Ionen durch das Magnetfeld des durch das Gas fließenden Stromes untersucht. Wie aber in diesen Arbeiten gezeigt wurde, kann das heisse Plasma nicht lange aufrechterhalten werden, weil die Entladungssäule schnell zusammenbricht, das Plasma die Wände berührt und sich abkühlt.

Die Vermutung schien also natürlich, dass ein magnetisches Längsfeld die Labilität der Plasmasäule aufheben oder jedenfalls den Vorgang des Zusammenbruches und der darauffolgenden Abkühlung der Plasmasäule verzögern könnte.

In diesem Artikel ist die Beschreibung von Untersuchungen der Gasentladung im Deuterium bei einem Druck von 0.05 bis zu 0.4 mm Hg enthalten. Die verschiedenen Stadien der Entladung beim Anwachsen des Stromes von Null bis zum Maximum wurden studiert. Die Strom-

* Presented at the Symposium by I. N. Golovin.

stärke erreichte 700 tausend Ampere, die Feldstärke des Längsfeldes 12000 Oersted. Die Untersuchungen wurden bei einer mit der Feldstärke des Entladungsstromes vergleichbaren Längsfeldstärke ausgeführt.

2. DIE BESCHREIBUNG DER ANLAGE

Die Untersuchung der Gasentladung wurde mit einer Impulsanlage durchgeführt, deren Aufbau in der Abb. 1 dargestellt ist. Eine 65 bis

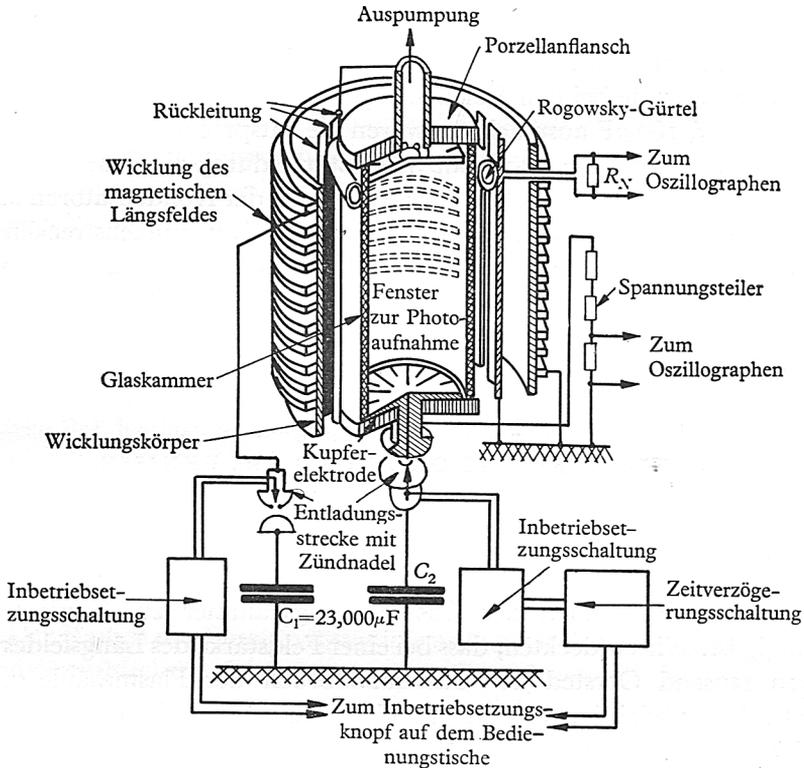


Abb. 1. Aufbau der experimentellen Anlage.

70 cm lange Entladungskammer aus Glas oder in einigen Fällen aus Porzellan von 18–20 cm Durchmesser mit flachen Kupferelektroden an den Enden, ist innerhalb einer Spule von 36 cm Diameter untergebracht. Die Öffnungen zwischen den Wicklungswindungen ermöglichen es, das Leuchten der Entladung zu beobachten.

Eine Kondensatorenatterie $C_1 = 23000 \mu\text{F}$, die über eine Kugelfunkenstrecke in die Spule entladen wird, erregt im Kreise gedämpfte elektrische

Schwingungen, die eine Frequenz von 73 Hz haben. Das magnetische Längsfeld ist in dem von der Entladungskammer eingenommenen Volumen genügend homogen und erreicht in der ersten Halbperiode eine Feldstärke von 12000 Oersted für eine Aufladung der Kondensatoren-batterie bis zu einer Potentialdifferenz von 2 kV.

In dem Augenblick, wenn das Magnetfeld der Spule durch sein Maximum geht, wird von einem steuerbaren Entlader die Entladung der Kondensatoren-batterie C_2 durch die Gasentladungskammer zustande gebracht. Die Frequenz des Schwingungskreises, der aus C_2 , den strom-zuführenden Schienen und der Entladungskammer besteht, ist hoch und im Verhältnis zu ihr kann man das magnetische Längsfeld als konstant betrachten. Für die bei den Versuchen gebrauchten Kapazitäten von C_2 , die $30 \mu\text{F}$ und $180 \mu\text{F}$ ausmachten, waren die entsprechenden Frequenzen 43 bzw. 17 kHz, und die maximale Stromstärke durch die Gasentladungskammer 330 kA und 700 kA bei einer Aufladung der Kondensatoren bis zu einem Potentialunterschied von 40 kV. Die Kugelfunkstrecken im Kreise der Kondensatoren-batterien C_1 und C_2 haben eine Zündvorrichtung, die von einer Thyatronenschaltung gesteuert wird. Zum Einschalten der Batterie C_2 im erforderlichen Augenblick dient eine Röhrenschaltung mit einstellbarer Zeitverzögerung.

3. DIE MESSMETHODEN UND ERGEBNISSE

In den Arbeiten [1] und [2] ist festgestellt worden, dass in der Abwesenheit des magnetischen Längsfeldes die Bestehungsdauer der Entladungssäule klein und von der Geschwindigkeit der Trägheitsbewegung des ionisierten Gases von den Wänden der Gasentladungskammer zur deren Mitte abhängig ist. Wir entdeckten, dass bei einer Feldstärke des Längsfeldes von einigen tausend Oersted der Zusammenbruch der Plasmasäule später eintritt. Es ist wichtig, dass ein merkbarer Unterschied im Zusammenbruchsvorgang in Abwesenheit des äusseren magnetischen Feldes zu beobachten ist. Tatsächlich kommt in der Abwesenheit eines äusseren magnetischen Feldes der Zusammenbruch gleich nach der ersten Zusammenziehung zustande. Falls ein magnetisches Feld z. B. von einer Stärke von 0.7 oder 2 tausend Oersted vorhanden ist (siehe Abb. 3), führt die Schnur eine volle Schwingung aus, ohne zusammenzubrechen.

Bei allen von uns untersuchten Arbeitsverhältnissen, wenn der Strom im Gas sein Maximum erreicht, treten im Leuchtspektrum der Entladung Siliziumlinien auf, die auf eine Verdampfung der von der Entladung abgebrannten Kammerwände hinweisen.

Bei den Versuchen wurden die Stromstärke der Entladung, die Spannung zwischen den Elektroden, der Radius der Entladungssäule und der Mittelwert des magnetischen Längsfeldes in derselben gleichzeitig gemessen.

Die Stromstärke der Entladung wurde mit einem Rogovsky-Gürtel gemessen, der mit einem Nebenwiderstand R_N überbrückt war, wobei $R_N \ll \omega L$, wo ω die Kreisfrequenz des Entladungskreises und L die Selbstinduktion des Gürtels bezeichnen. Die Spannung auf dem Widerstande R_N , die dem vom Gürtel umfassten Strom proportional ist, wurde mit einem Doppelstrahl-Impulselektronenstrahloszillographen OK-17 registriert.

Die Spannung zwischen den Elektroden wurde über einen niederohmigen Spannungsteiler, der in der Abb. 1 dargestellt ist, durch den anderen Strahl desselben Oszillographen registriert. Einige Beispiele der Strom- und Spannungszoszillogramme werden in der Abb. 2 wiedergegeben.

Eine regelmässige Sinusform des Stromes wird vom Kreise bestimmt, dessen Wellenwiderstand grösser als der Widerstand der Gasentladung ist. Die Spitze im Spannungsdiagramm bei $H=0$ ist dadurch zu erklären, dass beim schnellen Zusammenziehen der Entladungssäule eine zusätzliche induktive Komponente der Elektrodenspannung $2V = \frac{\dot{a}}{a} lI$ auftritt, wo a den Säulenradius, l den Abstand zwischen den Elektroden und I die Stromstärke der Entladung bedeuten. Mit dem Anwachsen des magnetischen Feldes wird die Zusammenziehung der Säule verzögert und die zusätzliche induktive Komponente kleiner, die Spannung nimmt einen gleichmässigen cosinusförmigen Verlauf.

Eine Vergleichung der Oszillogramme 2a und 2b zeigt, dass auch eine Erhöhung des Anfangdruckes des Gases die Spannungskurve glättet.

Der Radius der Entladungssäule wurde nach Entladungsaufnahmen auf photographischem Wege gemessen, die mit einem Schnellphotoregistrirergerät mit einer Aufnahmegeschwindigkeit von 2×10^6 Aufnahmen/Sek. gemacht wurden. Einige Beispiele solcher Aufnahmen sind in der Abb. 3 angegeben. Zur Bestimmung derjenigen Aufnahme, die dem Anfang des Vorgangs entspricht, wurde gleichzeitig mit der Entladungssäule auch der Funke in der Kugelentladungsstrecke photographiert. Der Radius der Entladungssäule, der durch die Breitenmessung des sichtbaren Schwärzungsgebietes des Films bestimmt wurde, ist als eine Zeitfunktion bei verschiedenen Entladungsverhältnissen in der Abb. 4 aufgetragen. Dabei wurden die Aufnahmen für das Zeitmoment ausgenützt, bevor die Entladungssäule die zylindrische Symmetrie verliert.

Eine Bestimmung des Radius von den Aufnahmen ist nur nach den

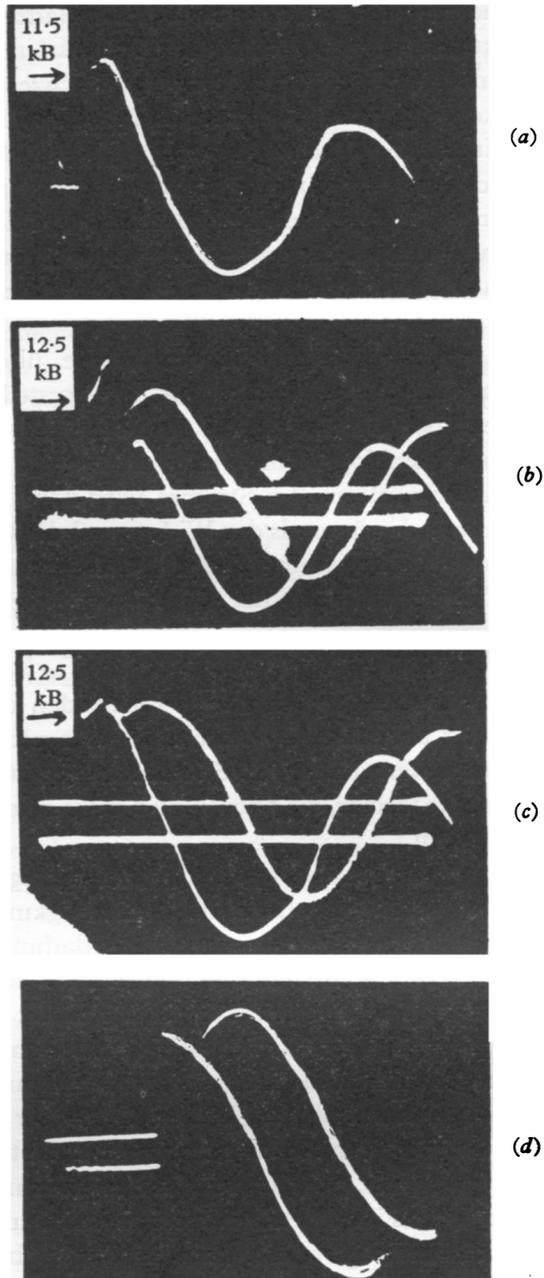


Abb. 2. Oszillogramme der Elektrodenspannung und des Entladungsstromes. $f=43$ kHz, $I_{\max}=250$ kA. (a) $H_0=0$, $p=0.3$ mm Hg, (b) $H_0=0$, $p=0.05$ mm Hg, (c) $H_0=1500$ Oersted, $p=0.05$ mm Hg, (d) $H_0=8000$ Oersted, $p=0.05$ mm Hg.

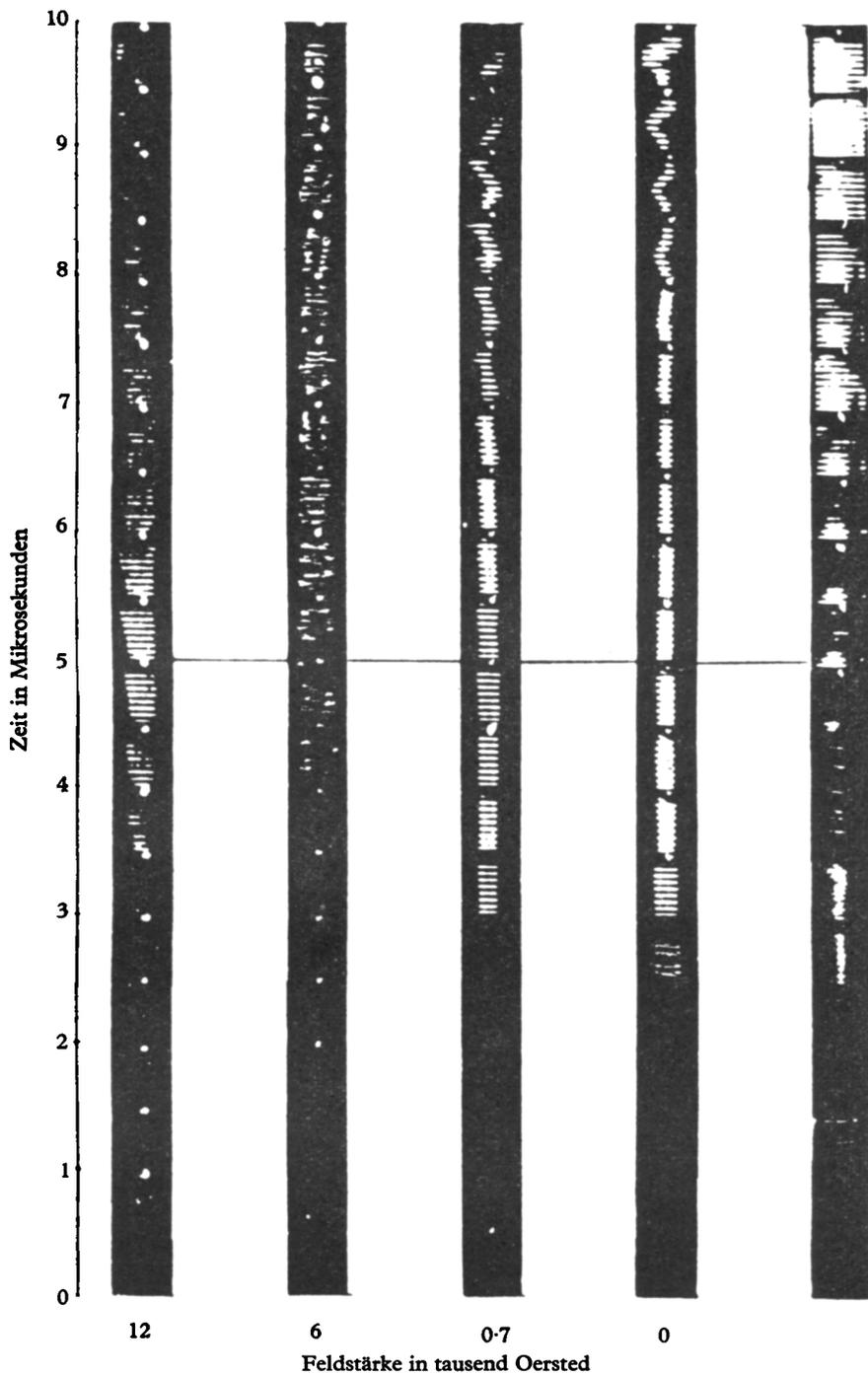


Abb. 3. Schnellphotoaufnahmen der Gasentladung. Die dunklen Linien quer über der Entladung sind Schatten von Spulenwindungen für magnetische Längsfelderregung.

ersten 1·5–2 Mikrosekunden nach dem Anfang der Entladung möglich, weil im Anfangsmoment die Leuchthelligkeit zu klein ist. Eine Extrapolierung der angeführten Kurven zu Null hin zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen dem Anfangsradius der Säule a_0 und dem inneren Radius der Entladungskammer. Weiterhin wird angenommen, dass der auf diese Art und Weise bestimmte Radius der leuchtenden Entladungszone mit dem Radius derjenigen Zone zusammenfällt, in welcher der Strom fließt. Die Zusammenziehung wird durch eine Stei-

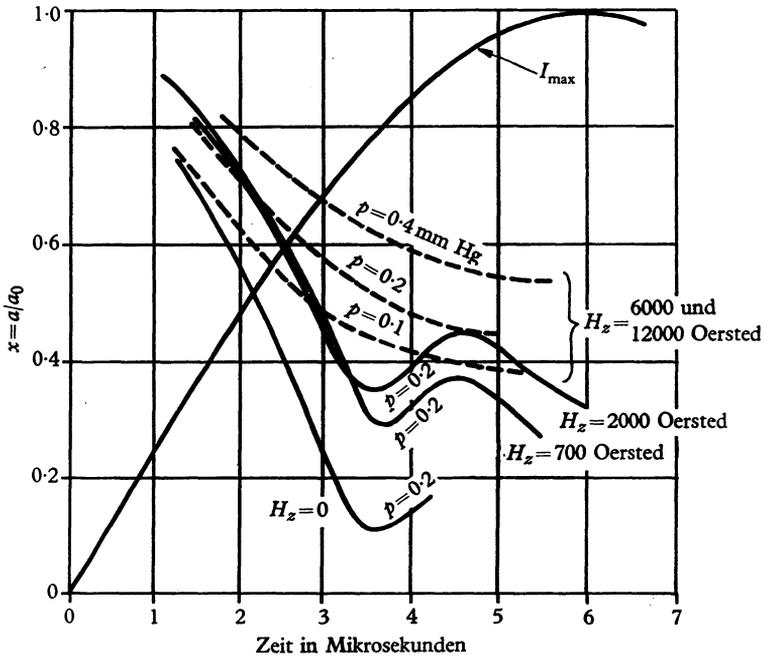


Abb. 4. Abhängigkeit des Radius der Entladungssäule im Deuterium von der Zeit, erhalten von Schnellphotoaufnahmen vom Typ der Abb. 3.

gerung der magnetischen Feldstärke bis zu 6000 Oersted bedeutend verzögert. Eine weitere Steigerung des Feldes hat einen geringen Einfluss auf die Zusammenziehung der Gasentladungssäule.

Die Messung der Verteilungsänderung des magnetischen Längsfeldes im Laufe der Entladung wurde durch eine Windung vorgenommen, die nach Abb. 5 angeordnet war. Bei der Zusammenziehung der Entladungssäule wird das magnetische Feld vom Plasma mitgenommen. Das Längsfeld innerhalb der Säule wächst an, ausserhalb derselben nimmt es etwas ab (Abb. 6). Dabei bleibt doch der gesamte Magnetfluss innerhalb der

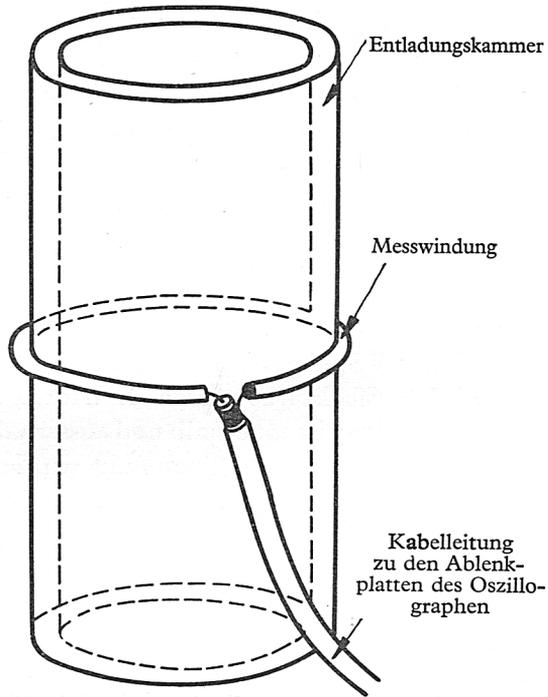


Abb. 5. Anordnung der Windung, zur Messung der Änderung des Längsfeldes bei der Entladung.

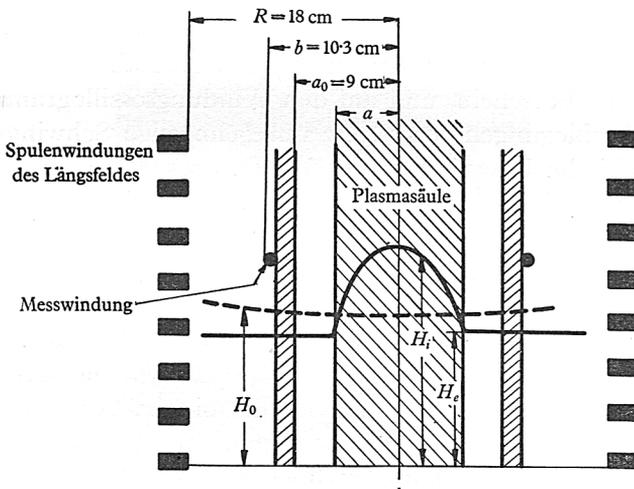


Abb. 6. Änderung des magnetischen Längsfeldes während der Entladung.

Spule konstant, weil für die Frequenz des Entladungskreises die Spule, die das magnetische Längsfeld bildet, durch die sie speisende Kondensatorbatterie praktisch kurzgeschlossen ist.

Das Anwachsen des Magnetflusses innerhalb der Messwindung, der auf ihr eine elektromotorische Kraft E erregt, ist der Abnahme des Flusses ausserhalb der Windung gleich:

$$\pi a^2 \Delta \bar{H}_i - \pi (b^2 - a^2) \Delta H_e = \int_0^t E dt = \pi (R^2 - b^2) \Delta H_e. \quad (3.1)$$

Es bedeuten: $\Delta \bar{H} = \bar{H}_i - H_e$ mittlere Zunahme der Feldstärke dem Querschnitt nach innerhalb der Entladungssäule; $\Delta H_e = H_0 - H_e$ Abnahme der Feldstärke ausserhalb der Säule; a Radius der Entladungssäule; b Radius der Messwindung; R Spulenradius; t die Zeit vom Anfang der Entladung gerechnet; H_0 Längsfeldstärke vor der Entladung; H_i und H_e die Grösse des Feldes beziehungsweise innerhalb und ausserhalb der Entladungssäule.

Die an der Windung erregte Spannung wurde durch ein angepasstes Koaxialkabel direkt oder über einen Spannungsteiler aus Widerständen auf die Platten eines Oszillographen übertragen. Gleichzeitig wurde der andere Strahl zum Aufschreiben der Stromstärke benutzt. Die Oszillogramme wurden photographiert und graphisch integriert. Einige Beispiele der Oszillogramme der Spannungswindung werden in der Abb. 7 angeführt.

Aus den Schnellphotographien (Abb. 3) ist ersichtlich, dass im Laufe von 5–6 Mikrosekunden die Entladungssäule eine regelmässige zylindrische Form beibehält. Die Oszillogramme (Abb. 7) zeigen bei $H \neq 0$ in dieser Zeit eine gleichmässig verlaufende Kurve, die ein Anwachsen des Längsfeldes innerhalb der Entladungssäule aufweist, aber im Falle $H = 0$ ist in dieser Zeit die elektromotorische Kraft an der Windung gleich Null.

Nach 6 Mikrosekunden kommen auf den Aufnahmen Ausbiegungen der Säule zum Vorschein, und auf den Windungsozillogrammen treten mit diesen Ausbiegungen verknüpfte unregelmässige Schwingungen auf.

Eine graphische Integrierung der Windungsozillogramme wurde nur im ersten Zeitabschnitt ausgeführt, wo der Säulenradius a bekannt ist.

Wie aus der Formel (3.1) folgt, kann man für diesen Fall nicht nur ΔH_e , sondern auch $\Delta \bar{H}_i$ und folglich auch den Fluss im Inneren der Säule $\phi_i = \pi a^2 \bar{H}_i$ für ein beliebiges Zeitmoment bestimmen.

In der Abb. 8 geben die punktierten Kurven das gemessene Verhältnis ϕ_i/ϕ_0 in Abhängigkeit von der Zeit an ($\phi_0 = \pi a^2 H_0$). Die ganzen Kurven wurden aus der Berechnung erhalten, die mit der Aufnahme gemacht wurde, dass $\bar{H}_i^2 - H_e^2 = H_\phi^2$, wo H_ϕ das eigene Feld des Entladungsstromes auf der Oberfläche der Entladungssäule bedeutet. Das Zusammenfallen der Kurven führt zur Folgerung, dass der Gasdruck im Vergleich zum

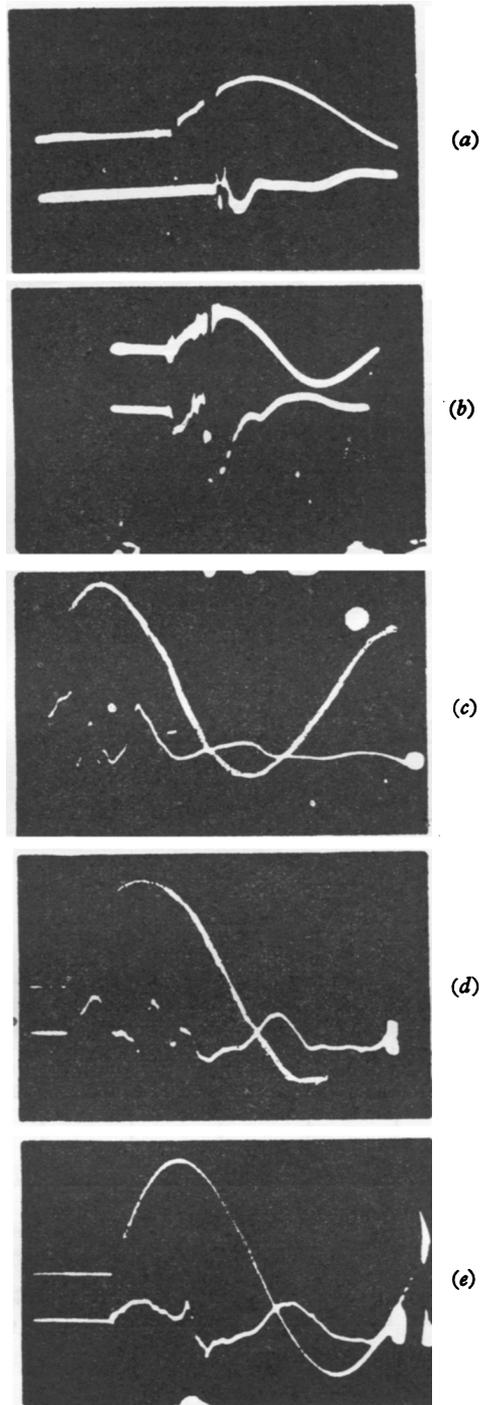
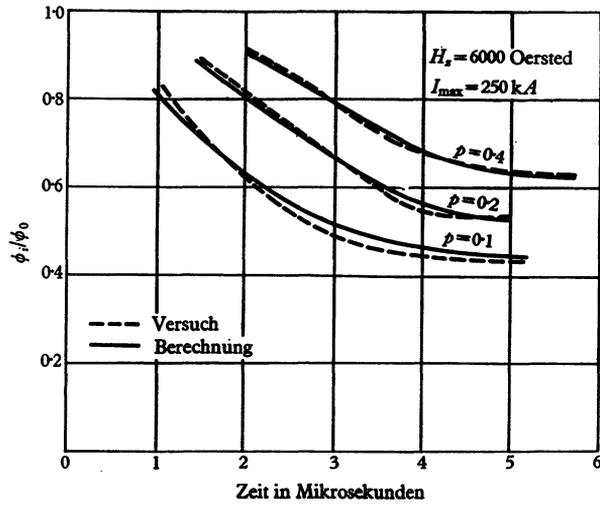
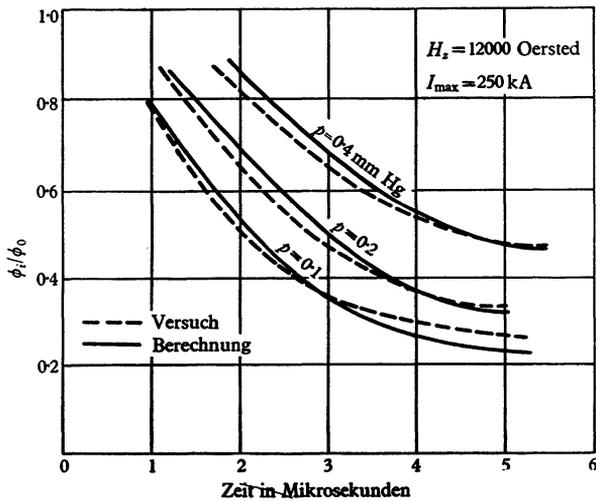


Abb. 7. Oszillogramme des Entladungstromes und der Spannung an der Windung, die die Änderung des magnetischen Längsfeldes während der Entladung misst. $f=43$ kHz, $p=0.1$ mm Hg, $I_{\max}=300$ kA. (a) $H_0=0$, (b) $H_0=170$, (c) $H_0=2 \times 10^3$, (d) $H_0=6 \times 10^3$ und (e) $H_0=12 \times 10^3$ Oersted.



(a)



(b)

Abb. 8. Änderung des Verhältnisses zwischen dem in der Säule zurückgebliebenen magnetischen Fluss ϕ_t und dem anfänglichen Fluss $\phi_0 = \pi a_0^2 H_0$.

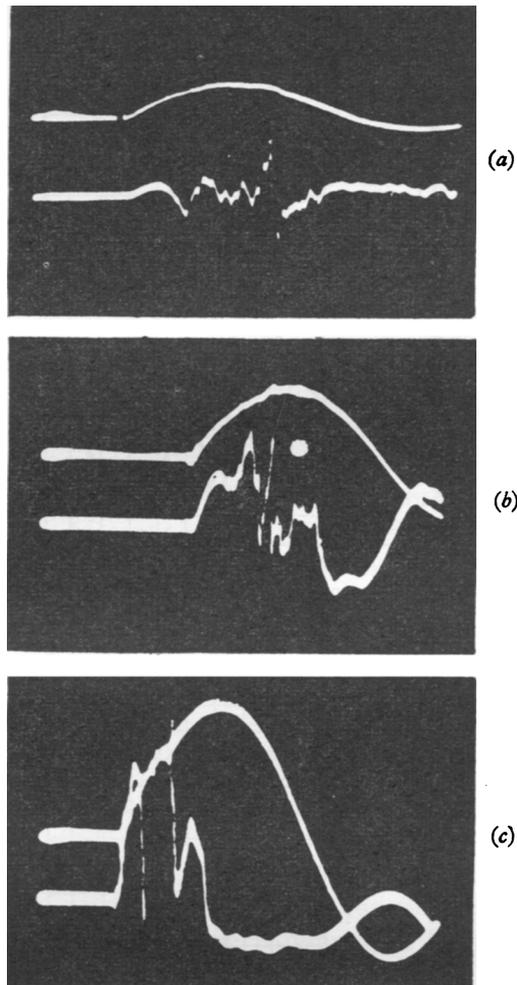


Abb. 9. Spannungszoszillogramme an der Windung für verschiedene Werte des maximalen Stromes. $f=17$ kHz, $p=0.1$ mm Hg und $H_0=4000$ Oersted. (a) $I_{\max}=160$, (b) $I_{\max}=360$ und (c) $I_{\max}=700$ kA.

magnetischen Druck klein ist. Dafür spricht auch die Bearbeitung der Oszillogramme der Windungsspannung E_0 für verschiedene Werte des Entladungsstromes I (Abb. 9), aus welcher zu ersehen ist, dass im jeden Zeitmoment $\int E_b dt$ näherungsweise dem Quadrat von I proportional ist. Tatsächlich ist einerseits $\int E_b dt \sim I^2$, andererseits $\int E_b dt \sim (H_1^2 - H_e^2) a^2$. Die Abnahme von ϕ_i/ϕ_0 mit der Abnahme des Radius zeigt eine verhältnis-

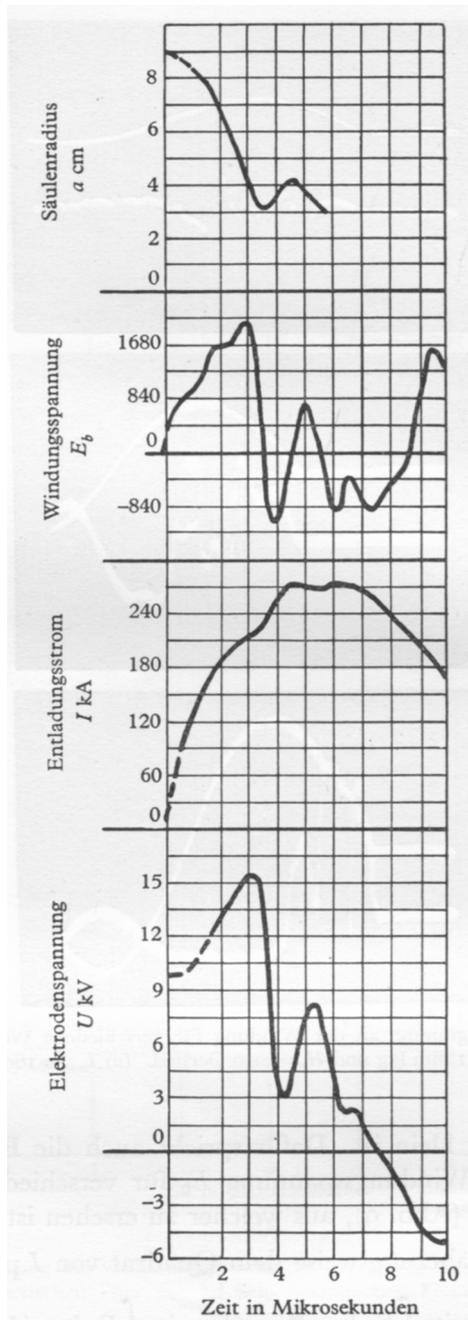


Abb. 10. Abhängigkeit von der Zeit des Entladungssäulenradius, der Windungsspannung, des Entladungsstromes und der Elektrodenspannung bei einem Längsfelde von 2000 Oersted.

mässig geringe Leitfähigkeit des Plasmas unter den ersten drei Mikrosekunden an, so dass ein bedeutender Teil des Flusses ϕ_0 (unter gewissen Verhältnissen grösser als die Hälfte) im Kompressionsvorgang die Säule verlässt. Während der fünften und sechsten Mikrosekunde, wie aus der Abb. 8 vorgeht, hört das Herauskriechen des Längsfeldes aus der Entladungssäule praktisch auf.

Als eine Illustration dazu, wie weit die Änderungen aller unserer zu messenden Grössen mit der Zeit von der Kompression abhängig sind, die auf den Schnellphotoaufnahmen beobachtet wird, sind in der Abb. 10 der Radius a der Entladungssäule, die Wicklungsspannung E , die Entladungsstromstärke I und die Spannung zwischen den Elektroden V in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Alle Kurven sind bei einem Druck von $p = 0.2$ mm Hg und $H = 2000$ Oersted aufgenommen. Dem Moment der ersten maximalen Zusammenziehung der Säule entspricht ein Durchgang der Windungsspannung durch Null. Das Anwachsen des Entladungsstromes wird in diesem Moment kleiner, aber die Spannung zwischen den Elektroden erreicht ihr Maximum. Bei der Ausbreitung der Säule ändert die Windungsspannung ihr Zeichen, der Entladungsstrom wächst verhältnismässig rasch an, die Spannung zwischen den Elektroden sinkt.

4. RADIALE BEWEGUNGEN IN DER ENTLADUNGSSÄULE

Eine vollständige theoretische Untersuchung des Plasmazustandes während der Entladung würde sehr kompliziert werden. Darum muss man die Gasdynamik der Säulenkompression und die dabei auftretenden kinetischen Vorgänge (Ionisation, Streuung, Umladung u.a.) einzeln studieren. Wir wollen nun die Frage über die Kompression der Plasmasäule betrachten.

Wie aus den Aufnahmen hervorgeht, die in der Abb. 3 wiedergegeben werden, zieht sich die Entladungssäule bei allen gegebenen Werten des Längsfeldes in den 5–6 Mikrosekunden zusammen und bleibt dabei der Länge nach homogen. Die Entladungszonen, die in der Nähe von Elektroden liegen, erscheinen auf den Aufnahmen nicht, und wir werden ihnen in diesem Aufsatz kein Interesse schenken. Wir nehmen zur Beschreibung des Anfangstadiums der Entladung also an, dass alle die die Entladung kennzeichnenden Grössen nur Funktionen des Abstandes von der Entladungssache sind. Wir vernachlässigen die innere Friktion, d.h. wir nehmen an, dass die kinetische Energie der radialen Bewegung nicht über andere Freiheitsgrade verfügt.

Unter gemachten Voraussetzungen kann die Kompression der Plasma-säule durch die folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\frac{d}{dt} \left(Mn\alpha \frac{dr}{dt} \right) = -\frac{d}{dr} (nT) + \frac{1}{c} [j \mathbf{H}]. \quad (4.1)$$

Es bedeuten: j die Stromdichte in der Entladungssäule; M die Ionenmasse, gleich der Atommasse; n die Summe der Atom- und Ionenzahlen in 1 cm^3 des Plasmas; T die Plasmatemperatur im ganzen. Die Grösse α kennzeichnet das Mitnehmen des neutralen Gases durch das sich zusammenziehende Plasma.

Die Gleichung (4.1) beschreibt die Bewegung eines beliebigen Plasma-punktes innerhalb der Entladungssäule. Die Schnellphotoaufnahmen (Abb. 3) zeigen, wie der Radius a der Oberfläche der Entladungssäule mit der Zeit sich ändert. Um eine Differentialgleichung aus (4.1) erhalten zu können, die die Abhängigkeit des Radius a von der Zeit bei einem gegebenen Änderungsgesetz des vollen Stromes und bei einem gegebenen Längsfeld bestimmt, wollen wir die folgenden vereinfachenden Annahmen machen:

1. Wir betrachten die Säulenmasse, die an der Bewegung teilnimmt, als gleichmässig über den Querschnitt verteilt und konstant in der Zeit.
2. Wir nehmen an, dass die Geschwindigkeit und damit auch die Beschleunigung der Punkte innerhalb der Säule proportional zum Abstand von der Entladungssachse sind.
3. Wir vernachlässigen den Druck nT im Vergleich zu den elektrodynamischen Kräften.

Unter Voraussetzung dieser Annahmen und nach einer Umformung, die im Anhang angegeben worden ist, und unter Einführung von dimensionslosen Variablen, erhalten wir eine Gleichung, die den Radius der Entladungssäule mit der Zeit in folgender Art und Weise verbindet:

$$x\ddot{x} - \left(\frac{t_{0c}}{t_M}\right)^2 \left[\frac{1}{x^2} - x^2 \left(\frac{b_1^2 - 1}{b_1^2 - x^2} \right)^2 \right] + \frac{\sin^2 \omega_0 \tau}{\omega_0^2} = 0. \quad (4.10)$$

Diese Gleichung kann für gegebene Parameter t_{0c} , t_M , b und ω_0 zahlenmässig integriert werden. Die Ergebnisse einer Integration für zwei kennzeichnende Fälle sind in den Abb. 11 und 12 mit ganzen Linien eingetragen worden.* In denselben Abbildungen sind die Ergebnisse der Messung des Säulenradius nach Schnellphotographien eingezeichnet. Wir sehen, dass für ein Feld $H = 2000$ Oersted (Abb. 11) die berechnete Kurve

* Die Integration wurde von G. A. Michailov auf einer Elektronenrechenmaschine CEM-1 durchgeführt.

den experimentellen Punkten ganz nahe kommt, während für ein Feld von 6000 Oersted (Abb. 12) die berechnete Kurve bedeutend höher über den experimentellen Punkten liegt.

Wie die Messungen mit Hilfe der Windung (siehe [3]) gezeigt haben, verbleibt das Längsfeld nicht in der Säule, sondern kriecht aus ihr heraus. Eine genaue Lösung der Aufgabe unter Berücksichtigung des Herauskriechens des Feldes ausserhalb der Säule ist kompliziert, und bei

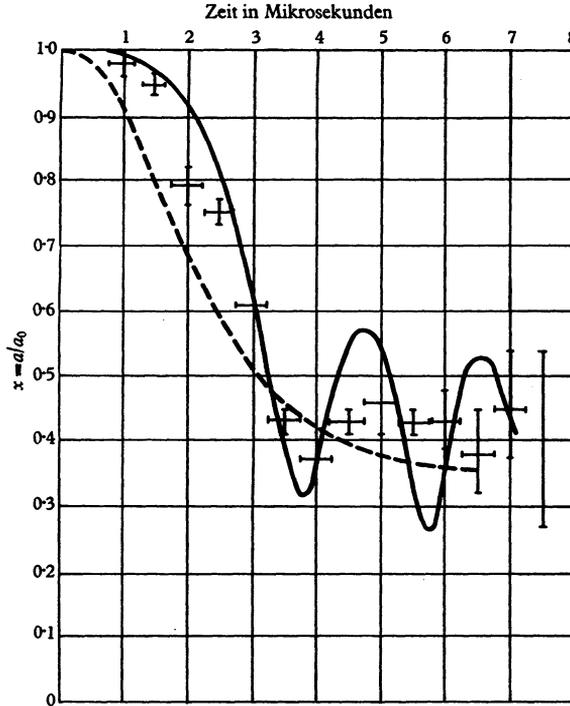


Abb. 11. Änderung des Entladungssäulenradius mit der Zeit bei einem Längsfeld von 2600 Oersted. Die ganzen Kurven sind nach den Gleichungen (4.10) und (4.13) berechnet worden. Die punktierten Kurven sind in der Annahme erhalten worden, dass die Masse der Entladungssäule gleich Null ist, d.h. dass ein Gleichgewicht der magnetischen Spannungen $H_0^2 - H_t^2 = H^2$ auf der Oberfläche der Entladungssäule herrscht. $H_0 = 2000$ Oersted, $I_0 = 250$ kA, $\omega = 2.5 \times 10^6$ sek⁻¹, $p = 0.2$ mm Hg.

unserer nicht besonders grossen Präzision der Messungen und zahlreichen Vereinfachungen, die bei der Aufstellung der Gleichung (4.10) gemacht wurden, hat sie keinen Sinn. Daher werden wir bei der Berechnung der radialen Schwingungen das Herauskriechen nur dadurch in Rechnung ziehen, dass wir einen solchen Koeffizienten $\beta^2(x) < 1$ einführen, dass

$$\bar{H}_1^2 = H_0^2 \frac{\beta^2}{x^4} \text{ wird.}$$

Bis zur 6^{ten} Mikrosekunde bei Feldern von 6 und 12 tausend Oersted, wie es die Kurven der Abb. 8 zeigen, ist der Fluss in der Säule mit einer genügenden Genauigkeit zu ihrem Radius proportional, d.h.

$$\beta^2(x) = x^2. \quad (4.12)$$

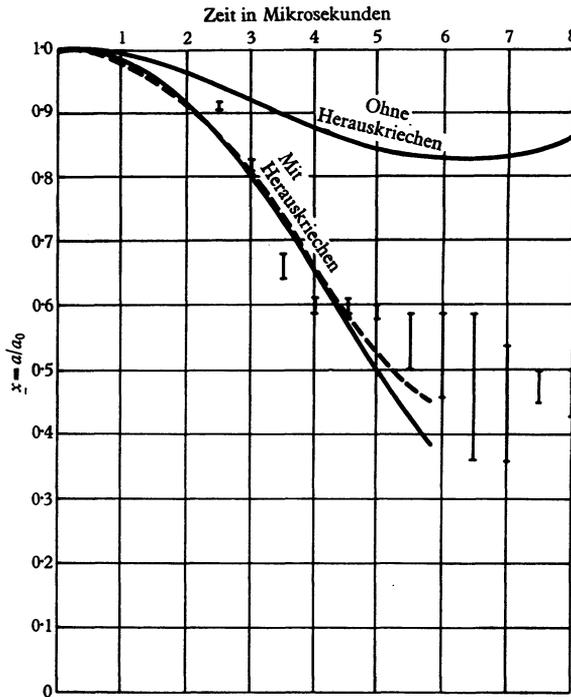


Abb. 12. Änderung des Entladungssäulenradius mit der Zeit bei einem Längsfeld von 6000 Oersted. Die ganzen Kurven sind nach den Gleichungen (4.10) und (4.13) berechnet worden. Die punktierten Kurven sind in der Annahme erhalten worden, dass die Masse der Entladungssäule gleich Null ist, d.h. dass ein Gleichgewicht der magnetischen Spannungen $H_1^2 - H_2^2 = H^2$ auf der Oberfläche der Entladungssäule herrscht. $H_0 = 6000$ Oersted, $I_0 = 250$ kA, $\omega = 25 \times 10^6$ sek⁻¹, $p = 0.2$ mm Hg.

Wenn wir (4.11), (4.12) und (4.9) in (4.4) einsetzen (siehe Anhang), so erhalten wir die Gleichung der radialen Säulenbewegung mit Rücksicht auf das Herauskriechen des Längsfeldes:

$$x\ddot{x} - \left(\frac{t_{0c}}{t_M}\right)^2 \left[\frac{\beta^2}{x^2} - x^2 \left(\frac{b_1^2 - \beta}{b_1^2 - x^2} \right)^2 \right] + \frac{\sin^2 \omega_0 \tau}{\omega_0^2} = 0. \quad (4.13)$$

Das Ergebnis aus der Integration der Gleichung (4.13) ist in der Abb. 12 wiedergegeben.

Obwohl in den Gleichungen (4.10) und (4.13) der Gasdruck vernachlässigt wurde, ist es zu ersehen, dass für die ersten vier Mikrosekunden die

experimentellen Punkte zufriedenstellend auf die berechnete Kurve fallen. Es ist ein Beweis dafür, dass die grundlegenden Faktoren, die den Kompressionsvorgang bestimmen, richtig berücksichtigt wurden. Die Erhitzung des Plasmas ist offenbar so gering, dass sie keine bedeutende Abweichung zwischen dem Versuch und der Berechnung hervorruft. Aus der Bewertung folgt, dass die Mitteltemperatur des Plasmas 15–20 eV nicht überschreiten kann.

5. ÜBER DIE LEITFÄHIGKEIT DES PLASMAS

Das Anwachsen des magnetischen Längsfeldes innerhalb der Entladungssäule kann nicht nur durch das Mitnehmen des Feldes durch das sich zusammenziehende Plasma verursacht werden. Die theoretischen Untersuchungen zeigen, dass, falls die freie Laufzeit eines Elektrons von der Geschwindigkeit seiner Bewegung abhängt, so ist die stationäre Leitfähigkeit des Plasmas längs und quer des magnetischen Feldes verschieden. Berechnungen, die in Rücksicht auf die Coulomb'sche Dispersion durchgeführt wurden^[4], ergeben, dass die Leitfähigkeit in der Querrichtung des Feldes zweimal kleiner ist als in der Längsrichtung. In der Entladungssäule ergibt das eigene magnetische Feld in Zusammensetzung mit dem äusseren Längsfeld spiralförmig gewundene Kraftlinien. Infolge der Anisotropie der Leitfähigkeit ist der Strom zur Achse nicht parallel gerichtet, sondern wird krumm, wie es die Abb. 13 zeigt, und gibt eine Längskomponente des Magnetfeldes, die immer das anfängliche Feld steigert. Die Grösse dieses Effektes ist vom Verhältnis H_ϕ/H_z abhängig. Bei kleinen Längsfeldern $H_z < H_\phi$ kann der Effekt sehr bedeutend ausfallen, was auch beim Versuch beobachtet wird.

Falls die Säule, die sich bis auf einen kleinen Radius zusammenzieht, das ganze Längsfeld mitnimmt, das bis zum Entladungsbeginn das Entladungsröhr füllt, besetzt nun, infolge der Einschliessung des ganzen Flusses des Längsfeldes in der Säule, der ausserhalb des Entladungsröhres gewesene Fluss beinahe die ganze Spulenfläche. Die Abnahme des äusseren Feldes wird dabei zu

$$\Delta H_e = H_0 \frac{a_0^2 - a^2}{R^2 - a^2} \approx H_0 \frac{a_0^2}{R^2} \quad \text{bei } a \ll a_0.$$

Aus diesem Grunde kann das Integral der elektromotorischen Kraft nach der Zeit $\int_0^t E dt$, das von der Windung aufgenommen wird, nicht grösser sein als

$$\pi(R^2 - b^2) \Delta H_e = \pi H_0 (R^2 - b^2) \frac{a_0^2}{R^2}.$$

Bei einem nicht vollständigen Mitnehmen wird das Anwachsen des Flusses innerhalb der Windung und dementsprechend $\int E dt$ kleiner.

Bei Versuchen mit einem Längsfeld von 100 Oersted gibt jedoch die Anzeige der Windung ein Integral, das mehr als zweimal die angegebene Grösse übersteigt. Es bedeutet, dass der Fluss nicht nur die Säule nicht verlässt, sondern sogar in ihr anwächst. Der beobachtete Effekt liegt weit

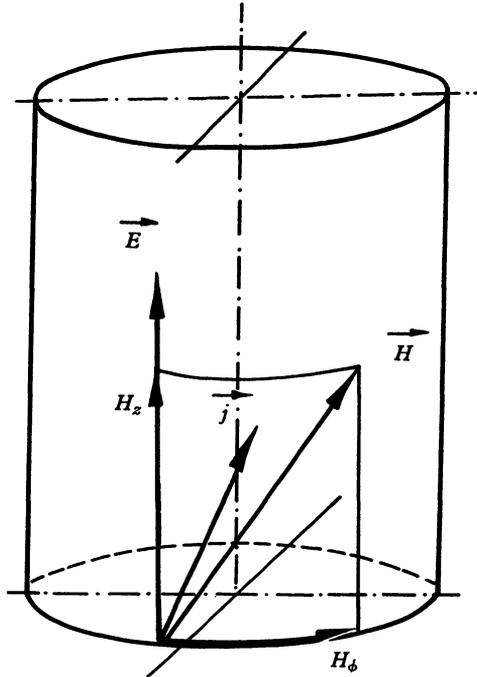


Abb. 13. Die Stromrichtung in der Entladungssäule bei anisotroper Leitfähigkeit.

ausserhalb der Messfehlergrenzen. Er könnte durch die Verdrehung der Säule in eine zylindrische Spirale erklärt werden. Wir haben auf keiner der Aufnahmen eine Verdrehung der Säule in den ersten drei Mikrosekunden beobachtet. Unterdessen ist das Integral der Windungsspannung auf die Rechnung des Mitnehmens des Feldes grösser, als es sein sollte, und wird schon in diesem Anfangsmoment beobachtet. Daher ist es meist wahrscheinlich, dass das beobachtete Anwachsen des Flusses des Längsfeldes in der Entladungssäule bei kleinen anfänglichen Feldstärken durch die Anisotropie der Plasmaleitfähigkeit im magnetischen Felde verursacht wird.

Wir wollen nun zur Bewertung der Grösse der Leitfähigkeit übergehen. Nachdem wir durch Versuch das Herauskriechen des magnetischen Feldes aus der konvergierenden Säule bestimmt haben, können wir die Plasmaleitfähigkeit bewerten. Um die Berechnung nicht zu komplizieren, werden wir die Schätzung der Leitfähigkeit des Entladungplasmas auf ein starkes magnetisches Feld ($H_0 > 3000$ Oersted) begrenzen, wobei wir die Anisotropie der Leitfähigkeit vernachlässigen. In diesem Falle ist die Änderung des magnetischen Längsflusses innerhalb der Säule $d\phi_i/dt$ mit der Leitfähigkeit σ durch die folgende Beziehung verknüpft:

$$\frac{d\phi_i}{dt} = \frac{ac^2}{2\sigma} \left(\frac{\partial Z_z}{\partial r} \right)_{r=a} \quad (5.1)$$

die aus Maxwells Gleichungen abgeleitet worden ist.

Für die Berechnung der Leitfähigkeit nach der Formel (5.1) ist es notwendig, nicht nur die Geschwindigkeit zu wissen, mit welcher das Feld aus der Säule 'herauskriecht', sondern auch die Verteilung des Längsfeldes über seinen Querschnitt.*

Wenn wir die Aufgabe annähernd lösen wollen, kann man bei einer geringen Leitfähigkeit als eine erste Annäherung eine parabolische Verteilung des Feldes innerhalb der Säule annehmen, zum Beispiel:

$$H_i = H_e \left[1 + A \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \right]. \quad (5.2)$$

Es ist nicht schwer, den Parameter A zu bestimmen, wenn wir die mittlere Feldstärke in der Säule und die Feldstärke ausserhalb dieser kennen, weil

$$\bar{H}_i = H_e \left(1 + \frac{A}{2} \right).$$

Für den Fall der Beständigkeit des magnetischen Flusses in der Spule vom Radius R ist

$$A = \frac{2R^2}{a^2} \cdot \frac{H_0 - H_e}{H_e}. \quad (5.3)$$

Bei solcher Feldverteilung ist

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial r} \right)_{r=a} = - \frac{2AH_e}{a}. \quad (5.4)$$

Falls wir (5.3) und (5.4) in (5.1) einsetzen, erhalten wir:

$$\sigma = 2c^2 \frac{R^2}{a^2} \cdot \frac{H_0 - H_e}{d\phi_i/dt}.$$

* V. D. Shafranov schlug eine Methode zur Berechnung der Verteilung des Längsfeldes über den Querschnitt vor und nahm auch an der Besprechung über die Ergebnisse teil.

$H_0 - H_e$ wird durch die Windung gemessen, a von der Photoaufnahme, $d\phi_i/dt$ kann man aus den Kurven der Abb. 8 erhalten. Eine auf diese Art und Weise berechnete Leitfähigkeit bei verschiedenen Arbeitsverhältnissen wird in der Abb. 14 angeführt. Für die erhaltenen Werte für σ muss die Eindringungstiefe des Stromes j_ϕ , der das magnetische Längsfeld aufrechterhält, wegen des Skin-Effektes sehr klein sein. Die Verteilung

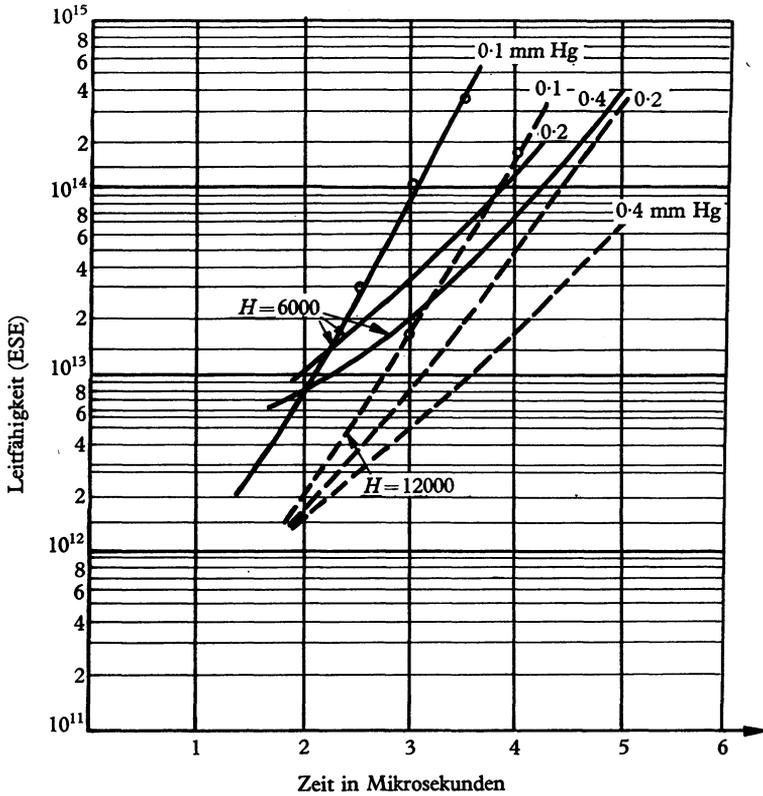


Abb. 14. Leitfähigkeit des Plasmas, berechnet nach der gemessenen Geschwindigkeit des Herausweichens des Längsfeldes aus der Entladungssäule. Innerhalb der Säule ist eine parabolische Verteilung des Längsfeldes angenommen worden. Formel (5.2).

des Längsfeldes wird innerhalb der Schnur mehr gleichmässig und an deren Grenzen mehr steil, als dies von der Formel (5.2) angegeben wird. Dann wird $(\partial H_z / \partial r)_{r=a}$ und folglich werden auch die Werte von σ grösser sein als die in der Abb. 14 angeführten. Jedoch unterscheiden sich die Werte für σ , die mit Rücksicht auf den Skin-Effekt berechnet werden, von den angeführten nicht mehr als zweimal, und auch dieses geschieht in der vierten bis fünften Mikrosekunde, wenn die Bestimmung von σ aus der Geschwindig-

keit des Heraus kriechens wegen der Abnahme der Konvergenzgeschwindigkeit der Säule sehr ungenau wird.

Falls man andererseits auf Anisotropie der Leitfähigkeit Rücksicht nimmt, so werden die σ -Werte beispielsweise 1.5–2mal kleiner. Jedoch erklären diese Fehler nicht die Tatsache, dass, wenn man auch die Stromdichte j_z und die Leitfähigkeit als konstant über dem Säulenquerschnitt annimmt, der Spannungsfall im Längswiderstand der Säule für die angeführten Werte in der zweiten und dritten Mikrosekunde die ganze gemessene Spannung bedeutend übersteigt, während aus der Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung ersichtlich ist, dass die Wirkspannungskomponente die volle Entladungsspannung bedeutend unterschreitet. Darum sind die wirklichen Leitfähigkeitswerte grösser als die in der Abb. 14 angeführten.

6. ÜBER DIE IONISIERUNGSZAHL

Wenn wir die Plasmaleitfähigkeit kennen, können wir die Ionisierungszahl bestimmen. Wir können die bekannte Formel für Leitfähigkeit benutzen:

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m}. \quad (6.1)$$

Es bedeuten: n_e die Zahl von Elektronen in 1 cm^3 und τ_e die freie Elektronenlaufzeit. Die freie Elektronenlaufzeit zwischen zwei Zusammenstößen mit Wasserstoff-Molekülen und Atomen wird aus der folgenden Formel bestimmt, die für Elektronentemperaturen zwei bis mehrere Zehner Elektronvolt gibt:

$$\tau_{ea} = \frac{2 \cdot 2 \cdot 10^{-10}}{p(1-\eta)}. \quad (6.2)$$

Hier bedeuten: p den Gasdruck in mm Hg und $\eta = n_e/n_0$ die Ionisierungszahl (n_0 ist die Summe der Atom- und Ionenzahl in 1 cm^3 des Plasmas).

Für die Formel (6.2) nehmen wir den Koeffizienten $2 \cdot 2 \cdot 10^{-10}$ an, der am besten mit den Angaben von Hayley und Reed^[5] und mit dem vollen Wechselwirkungsquerschnitt des Elektrons mit dem Molekül H_2 nach den Messungen von Townsend und Ramsauer^[6] übereinstimmt.

Die freie Elektronenlaufzeit zwischen aufeinanderfolgenden Coulomb-Streuungen auf Ionen ist verschieden, in Abhängigkeit davon, ob die Elektronen eine regulierende Komponente längs oder quer zu den magnetischen Kraftlinien haben. Für die Bewegung längs der magnetischen Kraftlinien gibt die folgende Formel:

$$\frac{1}{\tau_{eu}} = \frac{3\pi^2}{32} \left(\frac{e^2}{kT} \right)^2 n_e V \ln \left| \frac{1}{(2\pi n_e)^{1/3}} \frac{kT}{e^2} \right|. \quad (6.3)$$

Für die Bewegung quer zu den magnetischen Kraftlinien ist τ_{eu} zweimal kleiner. In der Formel (6.3) wurden die Coulombkräfte an dem Debye-Radius abgeschnitten für ein Plasma mit einer Iontemperatur gleich derjenigen von Elektronen. Wenn $T_e \gg T_u$, so wird der Logarithmus in der Formel (6.3) für $T_e = 10$ eV und $T_u = \frac{1}{40}$ eV 1.5mal kleiner als für $T_e = T_u = 10$ eV. Soweit wir die Iontemperatur nicht kennen, können wir ganz willkürlich für alle weiteren Bewertungen den aus der Formel (6.3) entnommenen Wert für τ_{eu} annehmen. Für $n_e = 10^5$, $T = 10$ eV erhalten wir:

$$\tau_{eu} = 1.3 \cdot 10^5 \frac{T_{eV}^{3/2}}{n_e} = 1.8 \cdot 10^{-12} \frac{T_{eV}^{3/2}}{\eta \beta}, \quad (6.4)$$

wo T_{eV} die Temperatur in Elektronenvolt bedeutet. Die freie Elektronenlaufzeit in der Formel (6.1) ist mit (6.2) und (6.4) durch die folgende Beziehung verbunden:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{ea}} + \frac{1}{\tau_{eu}}. \quad (6.5)$$

Wenn wir (6.5), (6.4) und (6.2) in (6.1) einsetzen, erhalten wir:

$$\sigma = \frac{4 \times 10^{15}}{1/\eta - 1 + \frac{122}{T_{eV}^{3/2}}}. \quad (6.6)$$

Durch die Messung der Leitfähigkeit erhalten wir also nur eine Beziehung zwischen möglichen Werten der Ionisierungszahl η und der Temperatur T_{eV} .

In der Abb. 15 sind Kurven $\eta(T)$ für verschiedene Werte von σ wiedergegeben, die nach der Formel (6.6) berechnet worden sind. Der höchste Wert des Leitvermögens in der vierten-fünften Mikrosekunde (Abb. 14) ist gleich 4×10^4 (ESE). Wir sehen von den Kurven der Abb. 15, dass bei der Annahme einer sogar hohen Elektronentemperatur diesem Leitvermögen eine Ionisierungszahl grösser als 15 % entspricht, was mit den Angaben in [7] übereinstimmt.

7. SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen gestatten die folgenden Schlüsse zu machen:

1. Das magnetische Längsfeld verzögert das Zusammenziehen der Entladungssäule unter Einwirkung des eigenen Stromfeldes. Der Zusammenbruch der Entladungssäule tritt später ein als bei $H_z = 0$. Nach der ersten Konvergenz bei $H_z \leq 2000$ Oersted werden radiale Schwingungen

der Säule beobachtet, worauf die Säule sich ausbiegt und, endlich, deutliche Umrisse verliert. Auf diese Art und Weise unterscheidet sich der Zusammenbruchprozess in Anwesenheit eines Längsfeldes wesentlich vom Zusammenbruch der Säule in Abwesenheit eines äusseren Längsfeldes.

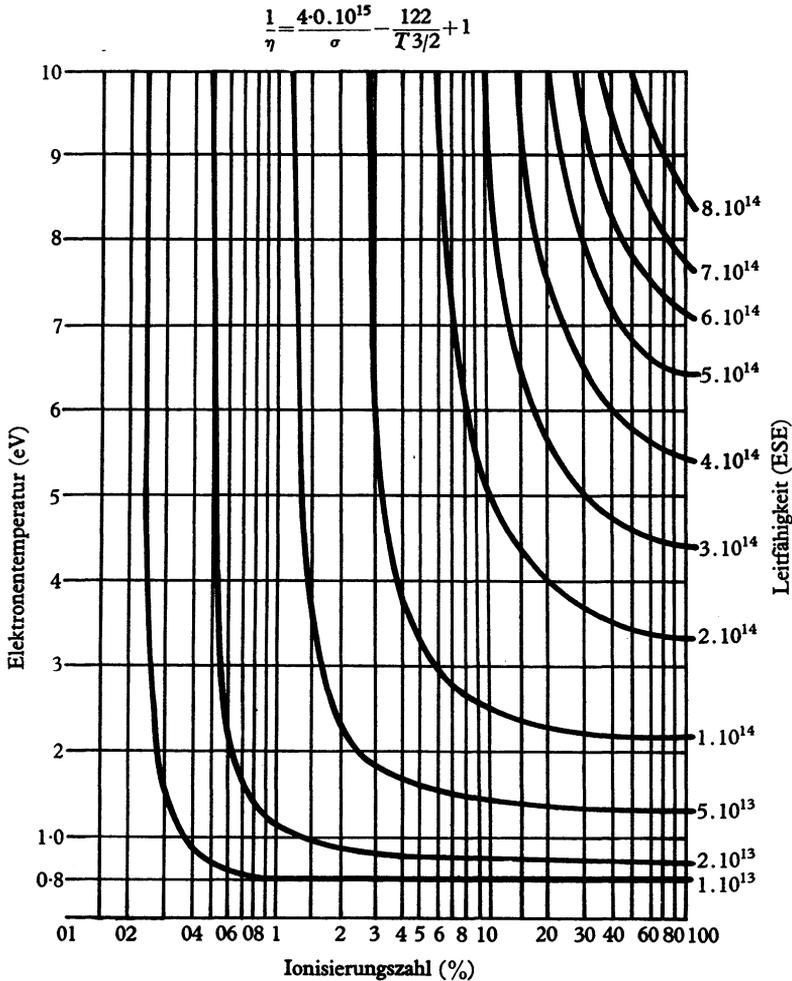


Abb. 15 Zusammenhang zwischen der Ionisierungszahl und der Elektronentemperatur bei einigen Leitfähigkeitswerten des Plasmas.

2. Es ist festgestellt worden, dass das Anwachsen der Feldstärke des magnetischen Längsfeldes innerhalb der Gasentladungssäule nicht durch die Zusammenziehung der Säule allein erklärt werden kann. Offenbar ist der beobachtete Effekt durch die Anisotropie des Plasmas im magnetischen Felde verursacht.

3. Im Rahmen der Fehlergrenzen des Versuches geschieht die Zusammenziehung der Entladungssäule bei einem Druckgleichgewicht des Längsfeldes und des eigenen magnetischen Feldes, was auf eine verhältnismässig niedrige Plasmatemperatur hinweist. Die Bewertung zeigt, dass die Plasmatemperatur 15–20 eV nicht übersteigt.

4. Das Leitvermögen des Plasmas, auf Grund des Mitnehmens des magnetischen Flusses bewertet, erreicht in der vierten-fünften Mikrosekunde 4×10^{14} (ESE).

5. Die Ionisierungszahl in der Plasmasäule, nach dem Leitvermögen bewertet, erreicht 15 %.

Die Verfasser benützen die Gelegenheit, ihren Dank an L. A. Artsimovitch für die wertvollen Besprechungen und das Interesse für die Arbeit auszusprechen.

Anhang

Nach dem Weglassen des Gliedes $-d/dr(nT)$ in (4.1) und nach der Multiplikation der so erhaltenen Gleichung mit $r^2 dr$ und nach deren Integration in den Grenzen von 0 bis a , erhalten wir:

$$MN\alpha a\ddot{a} = -N\bar{T} + \frac{a^2}{2} [H_\phi^2 - (\overline{H_{zi}^2} - H_{ze}^2)]. \quad (4.2)$$

Hier bedeuten: $N = \pi a^2 n$ die Gesamtzahl der Ionen und Atome auf 1 cm Säulenlänge; $H_\phi = 2I/ca$ die Feldstärke des Stromes I , der in der Säule an deren Oberfläche fliesst; $\overline{H_{zi}^2}$ das mittlere Quadrat des Längsfeldes innerhalb des Gebietes vom Radius a ; H_{ze} die Feldstärke des Längsfeldes im Abstand a von der Achse; T die mittlere Plasmatemperatur am Querschnitt.

Eine Vergleichung von Berechnungen, die sich auf diese Annahme gründen, mit den Messergebnissen zeigt, dass die letztere für die drei ersten Mikrosekunden gültig ist, während für die nächsten drei Mikrosekunden der Druck nT offenbar nicht mehr zu vernachlässigen ist (siehe 4).

Es ist bequemer, die Gleichung (4.2) in dimensionslose Veränderliche umzuschreiben, die in der Arbeit (2) ausgenutzt wurden:

$$x = \frac{a}{a_0}; \quad \tau = \frac{t}{t_{0c}}. \quad (4.3)$$

Wollen wir annehmen, dass der Strom sich nach dem Gesetz $I = I_0 \sin \omega t$ ändert. Dabei bekommt die Gleichung (4.2), in dimensionslose Veränderliche umgeschrieben, die folgende Form:

$$x\ddot{x} - \left(\frac{t_{0c}}{t_M}\right)^2 \frac{\overline{H_i^2} - H_e^2}{H_0^2} x^2 + \frac{\sin^2 \omega_0 \tau}{\omega_0^2} = 0, \quad (4.4)$$

wo ausser der 'charakteristischen Zeit',

$$t_{0c} = \sqrt{\left[\frac{ca_0}{I_0 \omega} \sqrt{\left(\frac{MN\alpha}{2} \right)} \right]}, \quad (4.5)$$

die laut der Arbeit [2] die Konvergenzzeit der Säule in Abwesenheit des magnetischen Längsfeldes bestimmt, noch eine andere Zeitcharakteristik, die 'magnetische Zeit' erschienen ist:

$$t_M = \frac{\sqrt{(2MN\alpha)}}{H_0}. \quad (4.6)$$

Wie wir weiter sehen werden, wird die Periode der radialen Säulenschwingungen im Felde von der magnetischen Zeit bestimmt. Es ist bequem, den Wert der magnetischen Feldstärke vor der Entladung gleich H_0 zu setzen und a_0 gleich dem anfänglichen Radius der Entladungssäule anzunehmen. Die dimensionslose Frequenz in (4.4) wird aus der folgenden Formel bestimmt:

$$\omega_0 = \omega t_{0c}. \quad (4.7)$$

Zur Integrierung der Gleichung (4.4) muss man die Abhängigkeit des \overline{H}_i^2 und H_e vom Säulenradius wissen.

Bei einer grossen Plasmaleitfähigkeit ist das magnetische Feld 'eingefroren', das Längsfeld ist über dem Querschnitt konstant, und der Fluss innerhalb der Entladungssäule ändert sich mit der Zeit nicht. In diesem Falle:

$$\overline{H}_i^2 = H_i^2 = \frac{H_0^2}{x^4}. \quad (4.8)$$

Bei allen Versuchen (siehe 3) wird ausserdem der Fluss des Längsfeldes innerhalb der Spule von Radius b aufrechterhalten, die das magnetische Feld erregt, d.h. in jedem Moment ist

$$H_0 b^2 = H_e (b^2 - a^2) + H_i a^2. \quad (4.9)$$

Unter Anwendung von (4.8) und (4.9), sowie der Bezeichnungseinführung $b/a_0 = b_1$, erhalten wir die Bewegungsgleichung (4.10).

Die Gleichung (4.10) wurde von uns für die Anfangsverhältnisse $x = 1$, $\dot{x} = 0$ bei $t = 0$ ausgerechnet. Es sei δ die durch eine Störung hervorgerufene Abweichung von der Lage x_1 , die durch die Gleichung (4.10) bei den gegebenen Anfangsverhältnissen bestimmt wird.

Falls wir $x = x_1 + \delta$ in die Gleichung (4.10) einsetzen und die Grösse δ^2 gegenüber 1 vernachlässigen, sowie auch wenn wir für das Gebiet von Schwingungen $\ddot{x}_1 \frac{\delta}{x_1} \ll \delta$ ansehen, erhalten wir:

$$\ddot{\delta} + \left(\frac{t_{0c}}{t_M} \right)^2 R^2 \delta = 0, \quad (4.11)$$

d.h. der Säulenradius schwingt herum um den Gleichgewichtswert x_1 . Der Faktor R wird nur durch die Geometrie der Anlage, den Radius x_1 der zusammengedrückten Säule, sowie auch durch die Bedingungen der Aufrechterhaltung von Fluss in der Säule und der Spule, die das Längsfeld erregt, bestimmt:

$$R = 2 \left[\frac{\beta^2}{x_1^4} + \left(\frac{b_1^2 - \beta}{b_1 - x_1^2} \right)^2 \left(1 + \frac{2x_1}{b_1^2 - x_1^2} \right) \right]. \quad (4 \cdot 14)$$

Folglich ist die dimensionale Schwingungsfrequenz der zusammengedrückten Entladungssäule:

$$\Omega = \frac{R}{t_M} = \frac{RH_0}{\sqrt{(2MN\alpha)}}. \quad (4 \cdot 15)$$

LITERATUR

- [1] Andrianov, A. M., Artsimovitch, L. A., Basilevskaja, O. A., Prohorow, I. G. and Filippow, N. W. *Atomnaja Energija*, **1**, no. 3, 76, 1956.
- [2] Leontowitsch, M. A. and Osowetz, S. M. *Atomnaja Energija*, **1**, no. 3, 81, 1956.
- [3] Ginsburg, V. L. *Theorie der Ausbreitung von Radiowellen in der Ionosphäre*. OGIS, GTI (1949).
- [4] Braginskij, S. I. Privatmitteilung.
- [5] Hayley, R. H. and Reed, I. W. *The Behaviour of Slow Electrons in Gases* (1941).
- [6] Siehe, zum Beispiel, Massey, H. S. W. and Burhop, E. H. *Electronic and Ionic Impact Phenomena* (1952), Seite 206.
- [7] Lukjanow, S. J. and Sinizin, W. I. *Atomnaja Energija*, **1**, no. 3, 88, 1956.