

Jetzt kann man orthogonalisieren und die Koeffizienten  $c_s^{(r)}$  bestimmen. Man geht aus von  $h_0 = c_0^{(0)}$ . Die Konstante wird berechnet nach

$$\int k_z c_0^{(0)} \mathcal{Q}(k_z c_0^{(0)}) dk = 1.$$

Das ist aber wegen (39), (40)

$$c_0^{(0)2} \cdot B J_5 \gamma^2 = 1. \quad (42)$$

Das folgende Polynom ist  $h_1 = c_0^{(1)} + c_1^{(1)} \eta$ . Die beiden Konstanten werden bestimmt aus der Normierung für  $h_1$ :

$$c_0^{(1)2} A_{00} + 2 c_0^{(1)} c_1^{(1)} A_{01} + c_1^{(1)2} A_{11} = 1$$

und der Orthogonalität zu  $h_0$ :

$$c_0^{(1)} c_0^{(0)} A_{00} + c_1^{(1)} c_0^{(0)} A_{01} = 0.$$

Mit Hilfe von (40) ist dann

$$c_1^{(1)2} = \frac{1}{B J_5 \left( 1 - \frac{\alpha^2}{4 \gamma^2} \right)} \approx \frac{1}{B J_5}; \quad (43)$$

$$c_0^{(1)2} = \frac{1}{B J_5 \left( \frac{4 \gamma^4}{\alpha^2} - \gamma^2 \right)} \approx \frac{\alpha^2}{4 \gamma^4 B J_5}. \quad (44)$$

c) Die Transportgrößen: Nach Gl. (35) erhält man für die elektrische Leitfähigkeit in erster Nähe-

rung:

$$\sigma^{(1)} = \frac{\hbar^2 e^2}{4 \pi^3 m^2} (\alpha_0^2 + \alpha_1^2),$$

oder mit Hilfe von (41), (42) bis zu Größenordnungen von  $10^{-4}$

$$\sigma^{(1)} = \sigma^{(0)} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2/4 \gamma^2}{1 + \alpha^2/4 \gamma^2} \right\}.$$

$$\text{Dabei ist } \sigma^{(0)} = \frac{12 \sqrt[3]{9 \pi e^2 n^{2/3} \hbar^3 c_1^6 \varrho}}{(k T)^5 J_5}.$$

Ebenso erhält man

$$\kappa^{(1)} = \kappa_0 \frac{1 - 3 \pi^2 \alpha^2/2}{1 + \alpha^2/4 \gamma^2}; \quad \kappa_0 = \frac{4 \pi^3 \hbar c_1^4 \varrho}{3 k T^2 J_5}$$

und

$$S^{(1)} = S^{(0)} \frac{1 + \pi^2 \gamma^2/4 + 3 \alpha^2/16 \gamma^2}{1 + \alpha^2/4 \gamma^2}; \quad S^{(0)} = \frac{\pi^2 k^2}{2 e \zeta} T.$$

Die Zweckmäßigkeit des vorliegenden Verfahrens wird besonders offenbar bei der Berechnung höherer Näherungen, auf deren Durchführung bei dem zugrunde gelegten speziellen einfachen Modell verzichtet werden soll.

Für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für wertvolle Diskussionen möchte ich Herrn Prof. Dr. M. KOHLER danken.

## Über Untersuchungen an linearen Stoßentladungen

Von W. FRIE, H. MAECKER, A. MICHEL, H. MOTSCHMANN und H. SCHINDLER

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke, Erlangen

(Z. Naturforsch. 16 a, 121—126 [1961]; eingegangen am 2. November 1960)

Mit einer Stoßstrombatterie von  $1030 \mu\text{F}$ ,  $15 \text{kV}$  Ladespannung und  $4 \cdot 10^{-9} \text{H}$  Eigeninduktivität wurden bei Entladungen durch ein Gefäß von  $38 \text{cm} \phi$  und  $45 \text{cm}$  Höhe Stromanstiegsgeschwindigkeiten bis zu  $1,5 \cdot 10^{12} \text{A/sec}$  sowie Maximalströme von  $1,2 \cdot 10^6 \text{A}$  erreicht. Von Entladungen dieser Anlage sowie einer kleinen  $28,6 \mu\text{F}$ -Versuchsbatterie wurden zeitaufgelöste Aufnahmen eines Entladungsquerschnittes und zeitaufgelöste Spektren hergestellt. Die Querschnittsaufnahmen zeigen während des Zündvorganges ein Aufleuchten des ganzen Volumens, auf das nach einer Dunkelpause die Kontraktionsphase folgt. Die nach der Zündung über den ganzen Querschnitt verteilte Entladung wird nämlich durch den Skineffekt zur Wand verlagert und dann durch die LORENTZ-Kräfte zur Achse getrieben. Dementsprechend sinkt die Selbstinduktion nach der Zündung auf ein Minimum, um danach wieder anzusteigen. — Die Entladungsspektren zeigen insbesondere bei hohen Drucken intensive Kontinua während der Kontraktionen, an die sich später die Linienemission des Wandmaterials anschließt. Sondenmessungen erlaubten, die Erhaltungsdauer der Achsenymmetrie zu bestimmen und ergaben die Existenz von Wirbelströmen in Axialebenen innerhalb der Entladung. Messungen des magnetischen Flusses zeigen, daß bis zum Beginn der Wandablösung der größte Teil der Entladungsenergie zum Aufbau des Magnetfeldes verbraucht wird. Unterhalb  $6 \cdot 10^{-2}$  Torr tritt RÖNTGEN- und Neutronenstrahlung auf. RÖNTGEN-Emission von  $100 \text{kV}$  mittlerer äquivalenter Spannung wird während jeder Kontraktion neben einem Impuls beim Zünden der Entladung registriert. Ein Neutronenimpuls von mehr als  $10^7$  Neutronen wird nach der zweiten Kontraktion gleichzeitig mit der Schraubeninstabilität beobachtet.

### Die Anlagen

Zur Untersuchung stromstarker Stoßentladungen wurde eine Kondensatorbatterie von  $1030 \mu\text{F}$  für  $15 \text{kV}$  Ladespannung aufgebaut, über deren Konstruktion an

anderer Stelle berichtet werden soll. Infolge der kleinen Eigeninduktivität der Anlage von  $4 \cdot 10^{-9} \text{H}$  werden im Kurzschluß eine Stromanstiegsgeschwindigkeit von  $3,8 \cdot 10^{12} \text{A/sec}$  und ein Maximalstrom von  $7,6 \cdot 10^6 \text{A}$  erreicht. Mit einem zylindrischen Entladungsgefäß aus



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Duranglas von 38 cm Innendurchmesser und 45 cm Länge sinken die entsprechenden Werte auf maximal  $1,5 \cdot 10^{12}$  A/sec und  $1,2 \cdot 10^6$  A.

Die Batterie ist in 36 Baugruppen von je  $28,6 \mu\text{F}$  unterteilt, die getrennt aufgeladen und über Koaxialrohre und getriggerte Einzelfunkenstrecken auf das Entladungsgefäß geschaltet werden. Die Stromzuführung erfolgt koaxial zum Entladungskanal, und zwar entweder durch einen unmittelbar an dem Gefäß anliegenden Aluminiumzylinder oder für optische Beobachtungen durch einen zylindrischen Käfig aus 1 cm starken achsenparallelen Stäben in 3 cm lichtem Abstand. Die Entladungskammer wird auf einen Enddruck von  $8 \cdot 10^{-6}$  Torr evakuiert und über ein Palladiumfilter mit Deuterium oder leichtem Wasserstoff gefüllt.

Für orientierende Versuche wurde neben dieser großen Anlage auch eine kleine, nur aus einer Baugruppe bestehende Batterie mit einem Entladungsgefäß von 18 cm Innendurchmesser und 49 cm Höhe betrieben. Die hieran durchgeführten Messungen waren trotz der geringen Ladeenergie der Anlage so aufschlußreich, daß auch hierüber berichtet werden soll.

### Messung der Stromänderung, des Stromes und der Entladungsspannung

Die zeitliche Änderung des Stromes wird mit Hilfe eines um den Strompfad gelegten Rogowskigürtels gemessen, woraus sich der Strom durch elektrische Integration mittels eines R-C-Gliedes ergibt. Die Entladungsspannung liefert ein induktionsarmer, niederohmiger Spannungsteiler. In Abb. 1 sind Beispiele derartiger Messungen wiedergegeben.

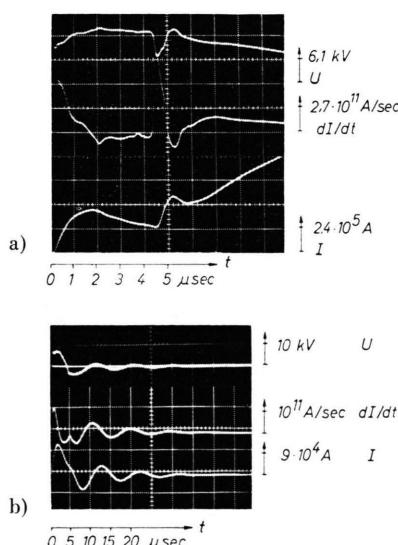


Abb. 1. Spannung  $U$ , zeitliche Stromänderung  $dI/dt$  und Stromstärke  $I$  als Funktion der Zeit; a) große Anlage,  $p_0 = 0,3$  Torr  $D_2$ , b) kleine Anlage,  $p_0 = 1,2$  Torr  $H_2$ .

### Trommelkameraaufnahmen des Entladungsquerschnittes

Mit einer Trommelkamera, die für Filmgeschwindigkeiten bis zu 100 m/sec ausgelegt ist, sind zeit-aufgelöste Aufnahmen eines Entladungsquerschnittes gemacht worden. Dieser Querschnitt wurde mittels einer am Entladungsgefäß befindlichen Schlitzblende von 3 mm Höhe ausgeblendet. Die Abbildung erfolgte mit einem Schmalfilmobjektiv,  $f = 10$  mm, in ca. 300-facher Verkleinerung. Dieses Objektiv ließ sich in einer Schlittenführung seitlich verschieben und gestattete so, eine größere Anzahl von Aufnahmen auf verschiedenen Umlaufbahnen des gleichen Films unterzubringen. Die aus obigen Daten folgende Zeitunschärfe von ca.  $0,1 \mu\text{sec}$  ist dem photographischen Auflösungsvermögen angemessen. Das räumliche Auflösungsvermögen erlaubt die klare Wiedergabe eines 3 mm-Rasters am Ort des Gefäßes. Aufnahmen von Entladungen beider Stoßanlagen bei verschiedenen Füllgasdrucken zeigen Abb. 2 \* und Abb. 3. Die Stäbe des Käfigs erscheinen als Dunkelstreifen und können zur Ortsmarkierung dienen. Man erkennt während des Zündvorganges besonders bei hohen Drücken ein schwaches Aufleuchten des Gesamtquerschnittes mit nachfolgender Dunkelpause und die Zunahme der Kontraktionsgeschwindigkeit mit abnehmendem Druck, ferner ein Queraufleuchten des ganzen Gefäßes im Augenblick der ersten Kontraktion und weitere Einzelheiten, wie Expansion, spätere Kontraktionen und Turbulenzerscheinungen.

### Photoelektrische Registrierungen

Parallel zu den Querschnittsaufnahmen erfolgte die Registrierung des Gesamtlichtes mit Hilfe einer Photozelle entweder längs des Gefäßdurchmessers oder längs einer Sehne. Das Signal der Photozelle wurde zugleich mit der Stromänderungskurve auf einen Zweistrahlzosillographen gegeben. Dieses Verfahren erlaubt eine genaue zeitliche Zuordnung von elektrischen und optischen Vorgängen und gibt einen ungefähren Überblick über die relativen Intensitäten. Dabei wurde die Photozelle in der Regel extrem übersteuert, weswegen Abweichungen von dem linearen Zusammenhang zwischen Lichtintensität und Photosignal zu erwarten sind. Beispiele für derartige Aufnahmen längs eines Durchmessers

\* Abb. 2, 3, 5, 6 auf Tafel S. 124 a bis d.

finden sich ebenfalls in Abb. 2 und Abb. 3. Aus ihnen ist die Zeit vom Stromflußbeginn bis zum Intensitätsmaximum während der ersten Kontraktion unmittelbar abzulesen. Abb. 4 zeigt zwei Registrierungen an der kleinen Anlage bei Füllgasdrucken von 2,3 und 1,2 Torr entlang einer Sehne im Achsenabstand von etwa 4 cm. Das entspricht in

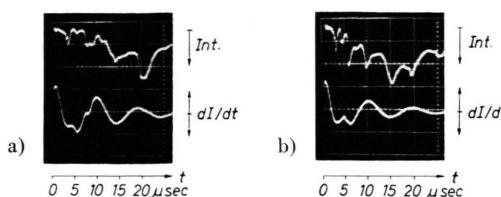


Abb. 4. Registrierung der Lichtintensität längs einer Sehne in 4 cm Abstand von der Achse bei verschiedenen Anfangsdrucken, kleine Anlage, a)  $p_0 = 2,3$  Torr  $H_2$ , b)  $p_0 = 1,2$  Torr  $H_2$ .

den Querschnittsaufnahmen der Mittellinie zwischen zwei Dunkelstreifen im ersten Seitenfeld. Man erkennt aus der Doppelstruktur des ersten Ausschlages zwischen 3 und 4  $\mu$ sec bzw. 2 und 3  $\mu$ sec, daß zwei Leuchtfreitonen zur Mitte laufen. Ein Teil des gesamten Aufnahmematerials spricht für die Deutung als vorlaufende Stoßwelle und nachfolgende Materiewelle, ein anderer für eine durch die Stäbe des Käfigs hervorgerufene Abweichung der Entladung von der Rotationssymmetrie. Die erste Welle ist insbesondere bei niedrigen Drucken schwächer, die zweite läuft auf das Gebiet maximaler Helligkeit bei der Kontraktion zu. Die nächste Spitze, bei 2,3 Torr sehr schwach und bei 1,2 Torr deutlich ausgeprägt, stimmt überein mit dem Queraufleuchten des Gefäßes im Zeitpunkt der Kontraktion bei 5,5 bzw. 4,0  $\mu$ sec. Der folgende Ausschlag entspricht der auslaufenden Welle. Er ist bei 2,3 Torr breit und wellig, da hier am Ort der Beobachtung, wie die entsprechende Querschnittsaufnahme zeigt, offenbar eine Abbremfung und Umlenkung erfolgt.

### Trommelkameraaufnahmen des Entladungsspektrums

Zur Untersuchung der Spektraleigenschaften der Entladung wurde im Prinzip die gleiche Technik wie bei den Querschnittsaufnahmen angewandt, nur

<sup>1</sup> I. V. KURCHATOV, Harwell Vortrag 1956. Übersetzt in J. Nucl. Energy II, 4, 193 [1957].

<sup>2</sup> L. C. BURKHARDT, R. H. LOVBERG u. J. A. PHILIPS, Los Alamos Report LA-2131 [1956].

mit dem Unterschied, daß die Schlitzblende nunmehr durch einen kleinen Spektrographenspalt ersetzt und vor dem Objektiv noch ein Prisma angeordnet war. Zur Aufnahme des sichtbaren Spektralbereiches befand sich der Eintrittsspalt vor dem Gefäß. Durch geeignete Stellung des  $60^\circ$ -Prismas und der Kamera mit Schmalfilmobjektiv,  $f = 75$  mm, gelang es, das Spektrum zwischen 6500 und 3700 Å über den gesamten Bereich mit ausreichender Schärfe in ca. 1 cm Länge abzubilden. Bei einer Spalthöhe von 1 mm betrug die Zeitunschärfe ca. 0,25  $\mu$ sec; obwohl die Dispersion zwischen etwa 150 und 800 Å/mm variierte, ließen sich die Na-D-Linien noch eben trennen.

Zur Aufnahme des UV-Spektrums mußte das Entladungsgefäß mit einem Quarzfenster versehen werden. Um ein rasches Bedampfen des Fensters zu verhindern, wurde bei der großen Anlage der Spektrographenspalt in den Entladungsraum verlegt. Mit einem  $60^\circ$ -Prisma und einem UV-Achromaten,  $f = 200$  mm, ließ sich auch in diesem Falle das gesamte Spektrum zwischen 6500 und 2300 Å auf 35-mm-Kleinbildfilm mit ausreichender Schärfe abbilden. Die zeitaufgelösten Entladungsspektren der kleinen Anlage (Abb. 5) zeigen die Linien der BALMER-Serie des Füllgases und mehrere Kontinua. Die Hauptkontinua fallen zeitlich mit den Kontraktionen zusammen, da längs eines Durchmessers beobachtet wurde. Bei niedrigen Drucken treten auch Ionenlinien des Kohlenstoffs als Verunreinigungen auf. Einen anderen Charakter haben die Entladungsspektren der großen Anlage (Abb. 6). Die Linien des Füllgases heben sich nur bei verhältnismäßig hohen Drucken heraus. Sonst dominieren kontinuierliche Spektren und Linienspektren von Verunreinigungen (Si I – IV, Al) aus der Gefäßwand und den Elektroden.

### Sondenmessungen

Um Aufschluß über die elektrischen Vorgänge im Innern der Stoßentladungen zu erhalten, wurden das zirkulare Magnetfeld und dessen zeitliche Ableitung mit magnetischen Sonden als Funktion des Radius und der Zeit gemessen<sup>1, 2</sup>. Aus den Sondenmessungen können Aussagen über die radiale Verteilung des Stromes, der Stromdichte und der durch die Stromänderung induzierten elektrischen Feldstärke gemacht werden. Die Sonden waren kleine Induktionsspulen mit 40 Windungen von 1 mm Ø und 2 mm Länge. Die Verwendung von Differential-

sonden<sup>3</sup> hat sich bei unseren Messungen als nicht unbedingt notwendig erwiesen. Die Spulen konnten in einem diametral in den Entladungszylinder eingekitteten Quarzrohr auf verschiedene Achsenabstände gebracht werden. Wird nur mit einer einzigen Sonde nacheinander bei verschiedenen Radien gemessen, so muß die Entladung gut reproduzierbar sein. Besser ist daher die synchrone Messung während einer Entladung mit mehreren Sonden. Zu diesem Zweck wurden sechs Sonden in festen Abständen an einem dünnen Stab angebracht. Die Signale des „Sechs-Sondenbaumes“ wurden mit drei Zwei-strahlzosillographen aufgezeichnet. Die Registrierung der  $dI/dt$ -Kurve auf einem weiteren Oszilloskop ergab eine genaue zeitliche Zuordnung zu anderen Messungen, bei denen ebenfalls der  $dI/dt$ -Verlauf mit aufgenommen worden ist. Voraussetzung für die Auswertungen ist die Rotationssymmetrie der Entladung. Solange diese Voraussetzung erfüllt ist, müssen die Signale zweier Sondenspulen gleichen Windungssinnes, die sich im selben Abstand von der Achse diametral gegenüberstehen, spiegelbildlich gleich sein. Die Zeit vom Beginn der Entladung bis zum Einsatz der Turbulenz ist druckabhängig, wie auch die optischen Messungen zeigen. Bei höheren Drucken bleibt die Rotationsymmetrie länger erhalten. An Abb. 7 erkennt man, daß bei 0,4 Torr nach 5  $\mu$ sec die Symmetrie bereits stark gestört ist, während bei 1,2 Torr bis 20  $\mu$ sec keine Störung auftritt. Beispiele integrierter Sondensignale für verschiedene Radien geben Abb. 8 und 9. Ohne weitergehende Auswertung ist aus dem zu kleineren Radien hin immer später beginnenden Signal zu erkennen, daß die Entladung vom Gefäßrand zur Achse hin läuft. In der Achse fließt nur zwischen 3 und 5  $\mu$ sec Strom mit einem Maximum bei 4,2  $\mu$ sec. Das integrierte Sondensignal ist  $I_r/r$  proportional, wobei  $I_r$  jeweils der Strom ist, der innerhalb des Kreises fließt, auf dessen Umfang die Sonde steht. Das Signal bei  $r = 9$  cm stellt den Gesamtstrom dar. Er hat in Abb. 8 bei 6  $\mu$ sec den Wert Null. Innerhalb des Zylinders von 7,5 cm Radius fließt aber zu dieser Zeit ein positiver Strom. Nahe der Gefäßwand muß also ein Strom in umgekehrter Richtung fließen, damit der Gesamtstrom Null wird. Daraus kann man bereits auf geschlossene Ströme in

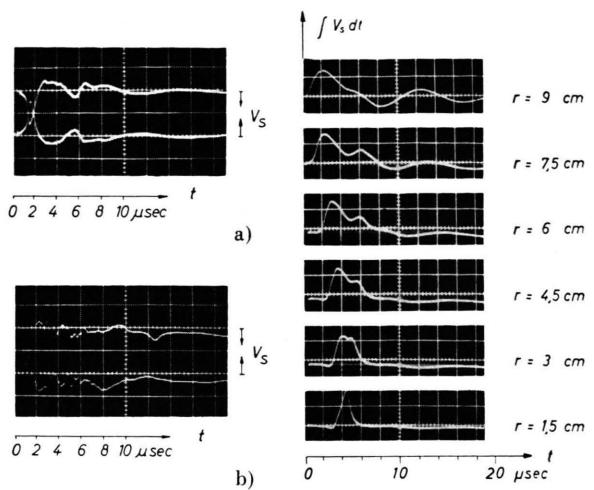


Abb. 7. Signale  $V_s$  zweier diametral gegenüberstehender Sonden mit gleichem Achsenabstand bei verschiedenen Drucken, kleine Anlage, a)  $p_0 = 1,2$  Torr  $H_2$ , b)  $p_0 = 0,4$  Torr  $H_2$ .

Abb. 8. Zeitintegral der Sondenspannung  $\int V_s dt$  bei verschiedenen Abständen  $r$  von der Achse als Funktion der Zeit, kleine Anlage,  $p_0 = 1,2$  Torr  $H_2$ .

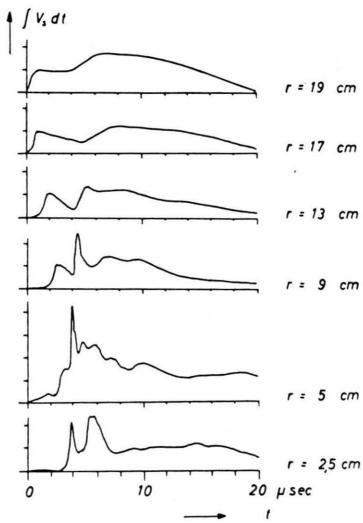


Abb. 8. Zeitintegral der Sondenspannung  $\int V_s dt$  bei verschiedenen Abständen  $r$  von der Achse als Funktion der Zeit, kleine Anlage,  $p_0 = 1,2$  Torr  $H_2$ .

Abb. 9. Zeitintegral der Sondenspannung  $\int V_s dt$  bei verschiedenen Abständen  $r$  von der Achse als Funktion der Zeit, große Anlage,  $p_0 = 0,3$  Torr  $D_2$ .

Axialeebenen innerhalb der Entladung schließen<sup>4,5</sup>. Das Signal der innersten Sonde in Abb. 9 zeigt im Gegensatz zu dem der entsprechenden Sonde in Abb.

<sup>3</sup> H. FÖRSTER u. J. SCHLÜTER, Proc. 4th Intern. Conf. of Ionization Phenomena in Gases (Uppsala, Aug. 1959), North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1960, Bd. II, 867.

<sup>4</sup> L. C. BURKHARDT u. R. H. LOVBERG, Sec. U.N. Int. Conf. Geneva Rep. 2395 [1958].

<sup>5</sup> K. L. AITKEN, J. N. BURHAM u. P. REYNOLDS, Proc. Uppsala Conf. 1959, II, 896 [1960].

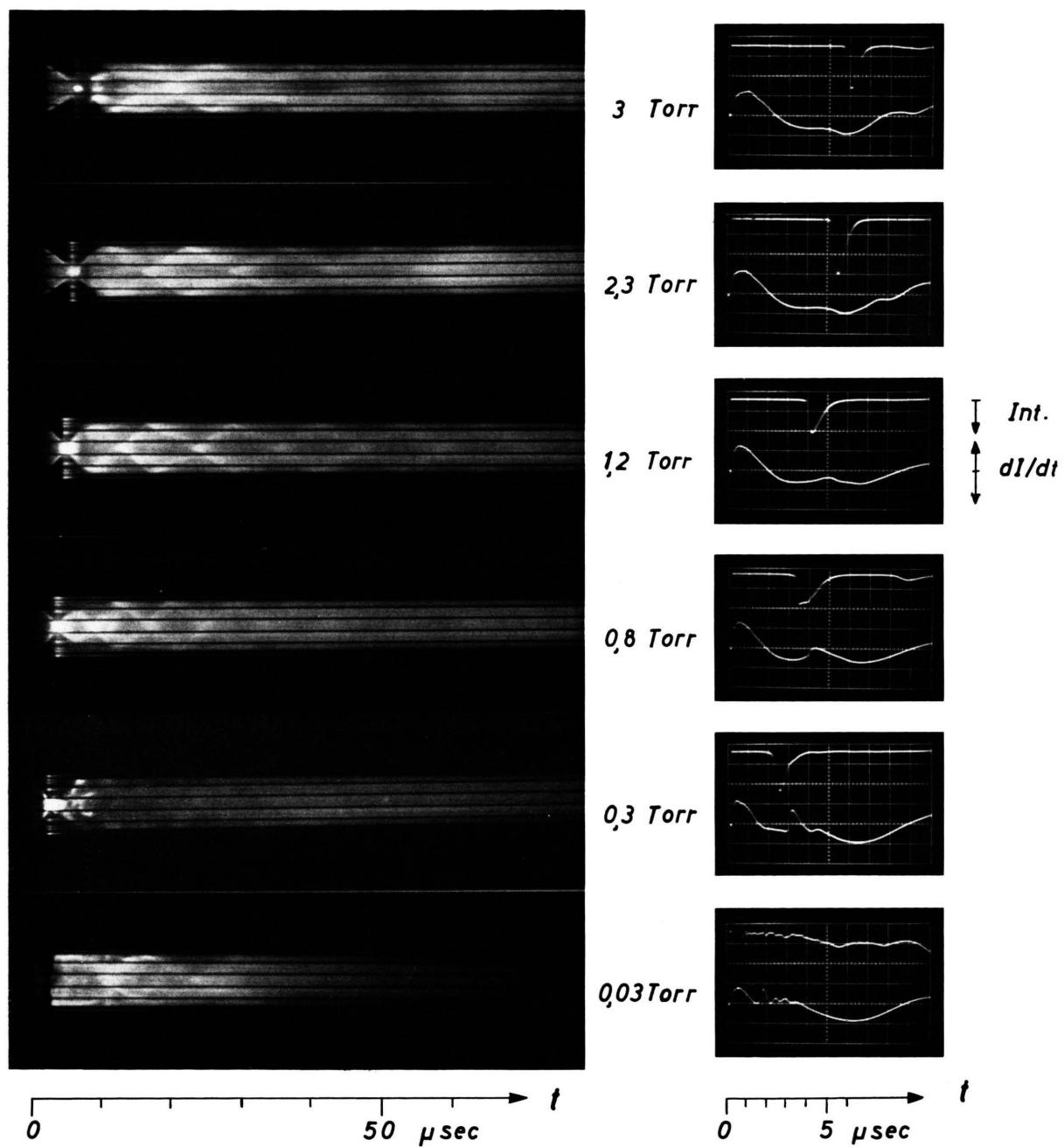


Abb. 2. Trommelkameraaufnahmen eines Entladungsquerschnittes der kleinen Anlage bei verschiedenen Füllgasdrücken und zugehörige Oszillrogramme der Lichtintensität sowie der Stromänderung  $dI/dt$ .

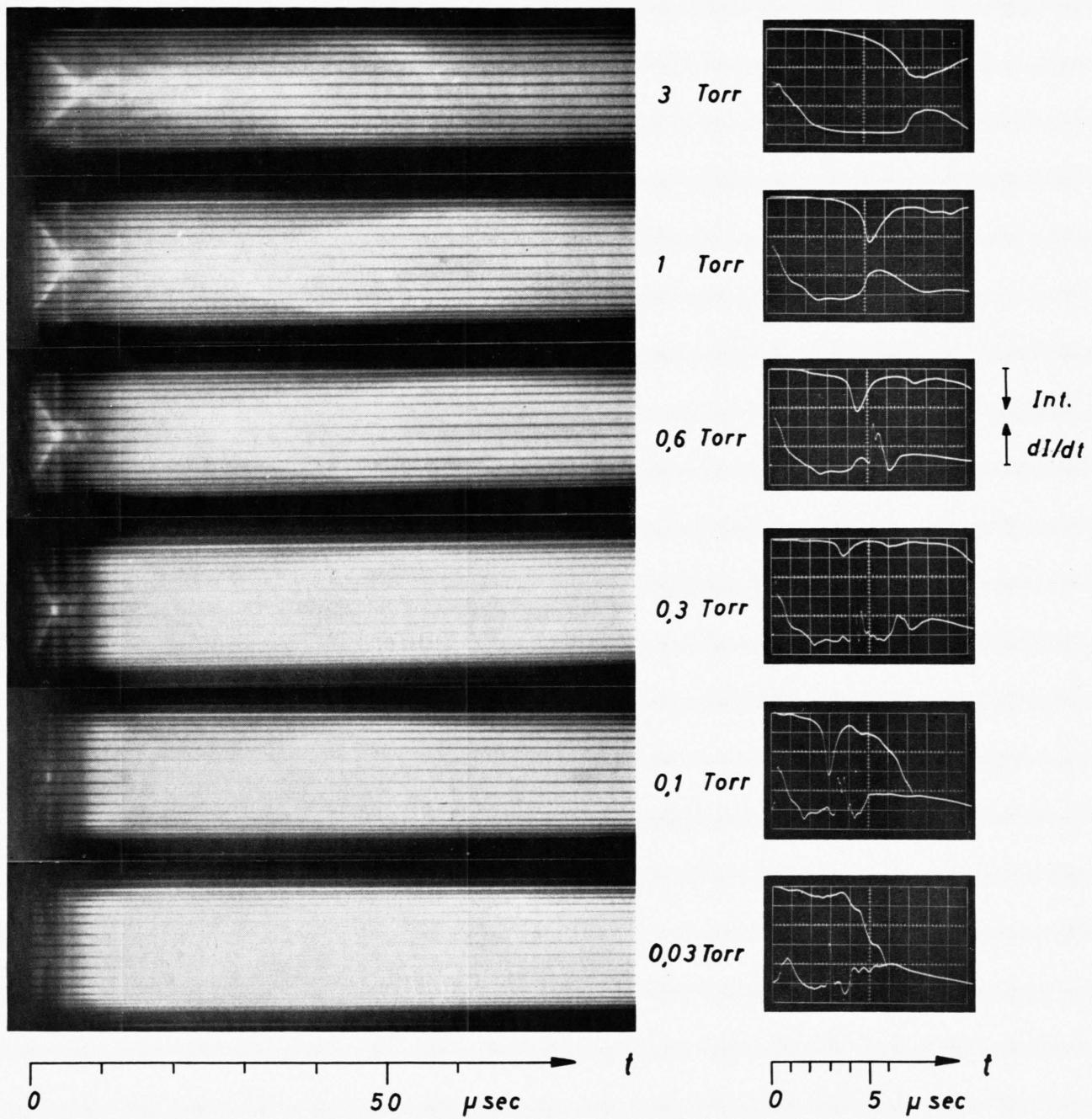


Abb. 3. Trommelkameraaufnahmen eines Entladungsquerschnittes der großen Anlage bei verschiedenen Füllgasdrücken und zugehörige Oszillogramme der Lichtintensität sowie der Stromänderung  $dI/dt$ .

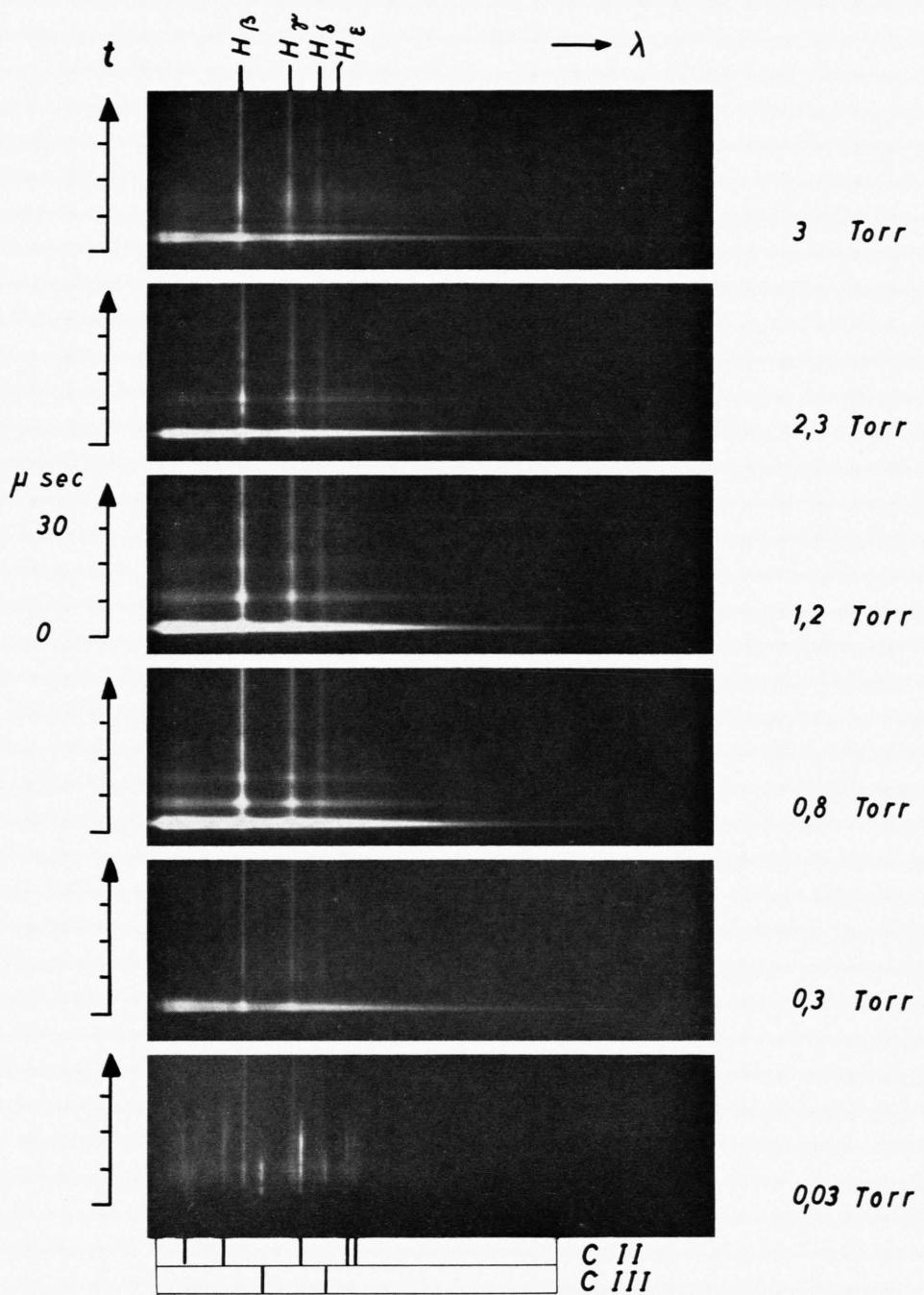


Abb. 5. Zeitaufgelöste Entladungsspektren der kleinen Anlage bei verschiedenen Füllgasdrücken.

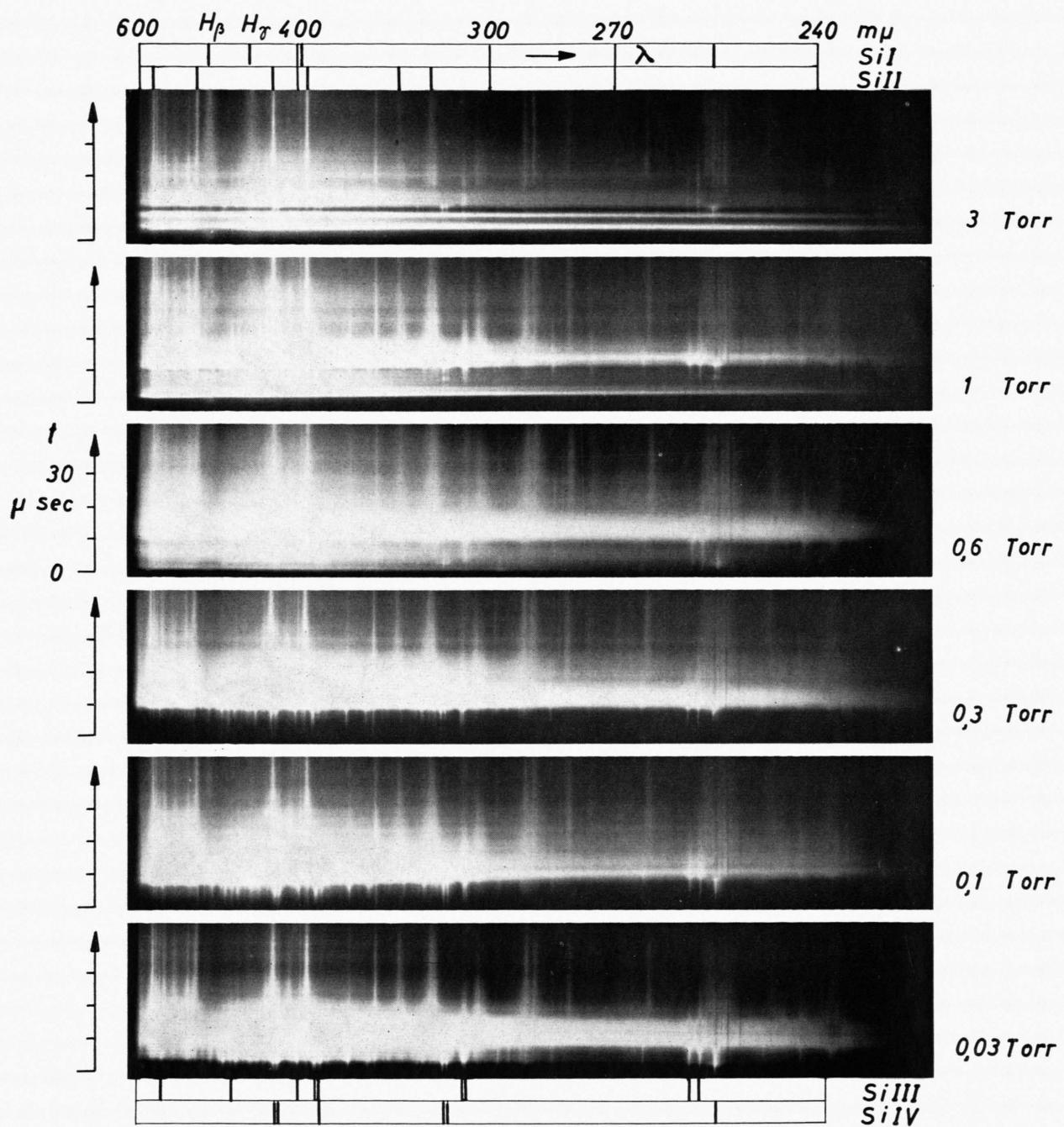


Abb. 6. Zeitaufgelöste Entladungsspektren der großen Anlage bei verschiedenen Füllgasdrücken.

8 einen Achsenstrom, der länger als 15  $\mu\text{sec}$  fließt. Die kontrahierende Entladung erreicht die Sonde nach 3  $\mu\text{sec}$ . Eine Mikrosekunde später ist der Achsenstrom bis zum ersten Maximum angestiegen. Einem relativen Minimum bei 4,5  $\mu\text{sec}$  folgt nach 5,5  $\mu\text{sec}$  ein weiteres Maximum. In diesem Falle sind also zwei Kontraktionen ausgebildet.

Außer den erwähnten Spulensonden wurden auch lange Schleifensonden von 0,3 cm Breite und 20 cm Länge verwandt, die gestatten, den gesamten magnetischen Fluß  $\Phi$  oder dessen zeitliche Änderung im Bereich zwischen Außenleiter und Eintauchradius zu messen.

### Selbstinduktion und Energie

Denkt man sich die Entladung auf einen dünnwandigen Zylinder mit variablem Durchmesser zusammengezogen, dann lässt sich aus dem Spannungs- und Stromverlauf mit Hilfe der Spannungsbilanz

$$U = IR + \frac{\partial(L_{\text{eff}} I)}{\partial t}$$

unter Vernachlässigung der Ohmschen Verluste eine effektive Selbstinduktion

$$L_{\text{eff}}(t) = \frac{\int_0^t U(t') dt'}{I(t)}$$

und daraus der effektive Entladungsradius

$$r_{\text{eff}}(t) = r_0 \exp\left(-\frac{2\pi}{\mu_0 l} L_{\text{eff}}(t)\right)$$

( $r_0$  = Radius,  $l$  = Länge des Entladungsgefäßes) als Funktion der Zeit berechnen. In Abb. 10 sind neben  $I$ ,  $U$  und  $dI/dt$  auch  $L_{\text{eff}}$  und  $r_{\text{eff}}$  für 0,15 Torr Deuterium wiedergegeben. Zwischen 1 und 5  $\mu\text{sec}$  stimmen der effektive und der aus Trommelkameraaufnahmen entnehmbare Radius befriedigend überein. Der steile Abfall der Selbstinduktion während 0,5  $\mu\text{sec}$  nach der Zündung ist reell. Mißt man nämlich den magnetischen Gesamtfluß  $\Phi(t)$  innerhalb des Koaxialleiters der Entladung mittels einer Schleifensonde und bestimmt aus der Gleichung

$$L(t) = \Phi(t)/I(t)$$

die Selbstinduktion  $L$ , dann resultiert wieder ein ähnlicher Abfall (Abb. 11 d). Dieser Verlauf zu Beginn der Entladung entspricht der Ausbildung des Skineffektes. Die Abweichungen während der er-

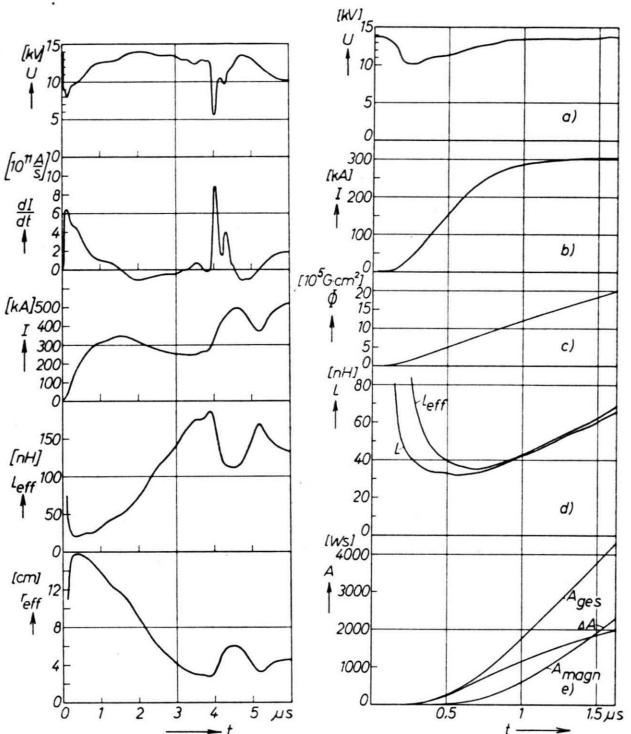


Abb. 10. Spannung  $U$ , zeitliche Stromänderung  $dI/dt$ , Stromstärke  $I$ , effekt. Selbstinduktion  $L_{\text{eff}}$  und effektiver Entladungsradius  $r_{\text{eff}}$  als Funktion der Zeit, große Anlage,  $p_0 = 0,15$  Torr  $D_2$ .

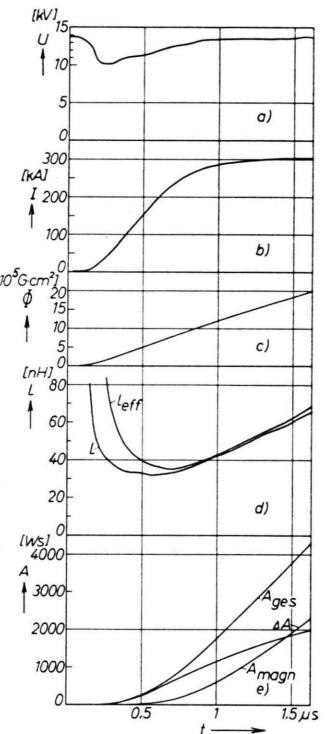


Abb. 11. Spannung  $U$ , Stromstärke  $I$ , magnetischer Ge- samtfluß  $\Phi$ , effektive Selbstinduktion  $L_{\text{eff}}$  und  $L$ , Ge- samtenergie  $A_{\text{ges}}$ , magne- tische Feldenergie  $A_{\text{magn}}$  und deren Differenz  $\Delta A$  für den Anlaufvorgang als Funktion der Zeit, große Anlage,  $p_0 = 0,06$  Torr  $D_2$ .

sten 0,5  $\mu\text{sec}$  werden von dem nicht vernachlässigbaren Ohmschen Widerstand der Entladung verursacht.

Aus dem magnetischen Gesamtfluß lassen sich weiterhin die magnetische Feldenergie und aus deren Differenz gegen die Gesamtenergie der Entladung die Arbeit bestimmen, die dem Plasma in Form von Wärme, Ionisierungs- und Kompressionsarbeit zugeführt wird. In Abb. 11 e sind für den Anlaufvorgang die Gesamtenergie

$$A_{\text{ges}}(t) = \int_0^t U(t) I(t) dt,$$

die magnetische Feldenergie

$$A_{\text{magn}}(t) = \frac{1}{2} L(t) I^2(t)$$

und deren Differenz  $\Delta A$  wiedergegeben.

Es zeigt sich, daß während der ersten  $0,5 \mu\text{sec}$  die zugeführte Energie fast ausschließlich zum Aufbau des Magnetfeldes verbraucht wird. Sondenmessungen ergaben, daß nach etwa  $0,8 \mu\text{sec}$  sich das Plasma von der Wand abzulösen beginnt. Aus dem Verlauf der  $\Delta A$ -Kurve folgt, daß bis zum Beginn der Wandablösung die dem Plasma in Form von Ionisierungsarbeit und JOULE-Wärme zugeführte Energie klein ist im Vergleich zur Gesamtenergie  $A_{\text{ges}}$ .

### Neutronen- und Röntgen-Impulsmessung

Entladungen der großen Anlage emittieren unterhalb 0,06 Torr Deuterium Neutronen- und RÖNTGEN-Strahlen. In Abb. 12 sind Oszillogramme der Neutronen- und RÖNTGEN-Impulse zusammen mit  $U$  und  $dI/dt$  wiedergegeben. Die Neutronen wurden mittels eines bleiabgeschirmten Plastikphosphors und Photoelektronenvervielfachers registriert. Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen entsprechen jedem Zählimpuls  $10^5$  Neutronen. Die Emission setzt ebenso wie bei FÜNFER und Mitarbeiter<sup>6</sup> nach der zweiten Kontraktion gleichzeitig mit der schraubenförmigen Instabilität ein, wie sich durch Messung des axialen magnetischen Flusses zeigen läßt. Sie hat für 0,03 Torr Deuterium ein Maximum und fällt nach kleineren Drucken zu wieder ab.

RÖNTGEN-Impulse wurden mittels eines NaJ(Tl)-Kristalles und Photoelektronenvervielfachers bei Entladungen sowohl durch schweren als auch durch leichten Wasserstoff registriert, und zwar treten neben einem Impuls beim Zünden weitere Impulse in jeder Kontraktion auf. Die Beobachtung der RÖNTGEN-Emission stimmt überein mit den Ergebnissen von LUKYANOV und PODGORNY<sup>7</sup> sowie von KOMEL'KOV, MOROZOVA und SKVORTSOV<sup>8</sup>. Dagegen konnten FÜNFER und Mitarbeiter<sup>9</sup> keine und CURRAN und Mitarbeiter<sup>10</sup> nur gelegentlich eine sehr schwache Strahlung feststellen. Eine Härtemessung der Strahlen während der ersten Kontraktion durch

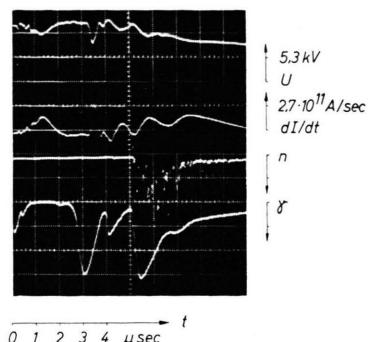


Abb. 12. Neutronen- und RÖNTGEN-Emission zusammen mit Spannung  $U$  und zeitlicher Stromänderung  $dI/dt$ , große Anlage,  $p_0 = 0,02$  Torr  $D_2$ .

Absorption und durch Amplitudenmessung an Einzelimpulsen mittels eines geeichten Kristalles ergab eine mittlere äquivalente Spannung von 100 kV. Die Härte schwankt jedoch von Entladung zu Entladung. Darüber hinaus treten die Impulse nicht reproduzierbar auf. Eine Ausnahme bildet die Strahlung während der ersten Kontraktion, die in jeder Entladung, wenn auch manchmal nur schwach, registriert wird. FÜNFER und Mitarbeiter<sup>11</sup> beobachten mit äußerem axialem Magnetfeld zwar auch RÖNTGEN-Impulse im Moment der ersten Kontraktion, doch scheinen diese auf andere Weise zu entstehen, da sie ohne Magnetfeld nicht feststellbar sind. Die Strahlungsintensität außerhalb des Entladungsgefäßes ist so gering, daß ein zwischen Verstärkerfolien eingebetteter RÖNTGEN-Film von fünfzig Entladungen nicht nachweisbar geschwärzt wird.

In dieser Abhandlung wurde über eine Reihe von Messungen an linearen Stoßentladungen und über einige unmittelbar daraus ableitbare Zusammenhänge berichtet. Die Ergebnisse weitergehender Auswertungen sollen einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

An den Messungen waren die Elektroassistentin Fr. G. HAGER und die Ingenieure Herr F. POHL und Herr J. STROH wesentlich beteiligt.

<sup>6</sup> E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK u. C. ANDELINGER, Z. Naturforschg. **14 a**, 329 [1959].

<sup>7</sup> S. Yu. LUKYANOV u. I. M. PODGORNY, Atomnaya Energiya **1**, 79 [1956]. Übersetzt in J. Nucl. Energy II, **4**, 224 [1957].

<sup>8</sup> V. S. KOMEL'KOV, T. J. MOROZOVA u. U. V. SKVORTSOV, Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions, Pergamon Press, London, Bd. II, 244 [1959].

<sup>9</sup> E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK u. C. ANDELINGER, Z. Naturforschg. **13 a**, 524 [1958].

<sup>10</sup> S. C. CURRAN, K. W. ALLEN, H. A. B. BODIN, R. A. FITCH, N. J. PEACOCK u. J. A. REYNOLDS, Sec. U.N. Int. Conf. Geneva Rep. P 1460 [1958].

<sup>11</sup> E. FÜNFER, G. LEHNER u. H. TUCZEK, Z. Naturforschg. **15 a**, 566 [1960].