

Experimentelle Untersuchungen an Drahtexplosionsentladungen im Hochvakuum

LUTZ NIEMEYER

Institut für Plasmaphysik der Technischen Universität Hannover

(Z. Naturforsch. 24 a, 1707—1715 [1969]; eingegangen am 6. August 1969)

Experimental Investigation of Exploding Wire Discharges in High Vacuum

Explosions of 0.03—0.25 mm diameter wires of Cd, Al, Cu, and W in high vacuum ($p < 10^{-5}$ Torr) are investigated. The time development of the discharge column is shown to be determined by two main processes: a) In the time preceding the explosion, particles are emitted from the surface of the heated wire and initiate a peripheral discharge. The mechanism of particle emission is found to be evaporation of neutral atoms and/or thermionic emission of charged particles. The latter process is influenced by the strong radial electric field which is caused by the coaxial discharge geometry at the wire surface. b) The wire material vaporizes explosively forming an expanding cloud of nonconducting vapor which is subsequently converted to a plasma by the peripheral discharge penetrating into it from outside.

The discharge column exhibits instabilities which are shown to be of MHD origin. They are significantly reduced by applying an axial magnetic field to the discharge column. A quantitative spectroscopic investigation is performed during the magnetic contraction phase of stabilized 0.05 mm Al wire explosions. The plasma temperature is found to be about 50 000 °K in the axis of the column and higher than 80 000 °K at its periphery. The mean electron density is estimated to be of the order of some 10^{19} cm $^{-3}$.

Stoßentladungen einer Kondensatorbatterie über dünne Drähte aus leitendem Material werden als Drahtexplosionen bezeichnet und eignen sich zur Erzeugung von Plasmen hoher Dichte. Bei den bisherigen Untersuchungen an Drahtexplosionen hat sich u. a. herausgestellt, daß das Medium, das den Draht umgibt, im allgemeinen einen wesentlichen Einfluß auf den Entladungsablauf und auf die Eigenschaften des entstehenden Plasmas hat (z. B. Übergreifen des Entladungsvorgangs auf das umgebende Medium, gasdynamische Vorgänge im umgebenden Medium). Es ist daher von Interesse Drahtexplosionen zu untersuchen, bei denen das umgebende Medium durch Evakuieren des Entladungsgefäßes auf 10^{-5} bis 10^{-6} Torr weitgehend beseitigt worden ist. Dieser spezielle Typ von Drahtexplosionen ist bisher nur unvollständig untersucht worden. Insbesondere besteht Unklarheit über den Aufbaumechanismus der Entladung und über die Struktur und Zustandsgrößen der entstandenen Plasmasäule. Die vorliegende Untersuchung gibt einen Beitrag zur Klärung dieser Probleme.

1. Versuchsaufbau und Beobachtungsmethoden

Versuchsaufbau

Der Stoßentladungskreis zur Erzeugung der Drahtexplosionen besteht aus einer Kondensatorbatterie (10 bzw. 30 μ F, 20 bzw. 30 kV), die nach Art einer

Z-Pinch-Anordnung an ein zylindrisches Entladungsgefäß angeschlossen wird. Der Draht befindet sich in der Achse des Gefäßes und wird an die Elektroden angelötet. Außerhalb des Gefäßes ist zwischen dessen Wandung und dem hohlzylindrischen coaxialen Rückleiter eine Helmholtz-Spule angebracht, mit der am Ort der Drahtexplosion ein annähernd homogenes axiales Magnetfeld erzeugt werden kann. Der Spulenstrom wird durch eine Kondensatorentladung geliefert und erlaubt die Erzeugung von Magnetfeldern mit einer Halbperiode von 20 μ s und Kraftflußdichten bis zu 16 kGauß. Durch eine passend gewählte Verzögerung zwischen den Triggerzeitpunkten von Drahtexplosions- und Feldbatterie läßt sich erreichen, daß die hier untersuchte erste Viertelperiode der Drahtexplosionsentladung (Dauer ≈ 3 μ s) im Bereich des Strommaximums der Feldbatterie, d. h. bei zeitlich annähernd konstantem Axialfeld abläuft.

Untersuchungsverfahren

a) Messung des Entladungsstroms und seiner zeitlichen Änderung mit Hilfe von Induktionsspulen zwischen den Stromzuführungen.

b) Kinematographische Aufnahmen der Entladungssäule mit einer Drehspiegelanordnung nach BORTFELDT¹.

c) Schmieraufnahme eines spaltförmigen Ausschnittes aus der Entladungssäule senkrecht zu ihrer

Sonderdruckanforderungen erbeten an Dr. L. NIEMEYER, Institut für Plasmaphysik der Technischen Universität Hannover, D-3000 Hannover, Callinstr. 15.

¹ J. BORTFELDT, Dissertation, Technische Hochschule Hannover 1962.

Achse. Das Gesichtsfeld kann durch eine Hilfsentladung von rückwärts beleuchtet werden (Schattenanordnung, vgl. z. B. TIEMANN²).

d) Stigmatisches Momentspektrum eines spaltförmigen Ausschnittes aus der Entladungssäule senkrecht zu ihrer Achse (Spektralbereich 2300 bis 6000 Å). Der Kurzzeitverschluß wird mit einer Drehspiegelanordnung nach BORTFELDT³ realisiert. Neben dem Spektrum werden auf derselben Photoplatte mit gleicher Belichtungszeit spektral zerlegt Schwärzungsmarken sowie das Spektrum einer Vergleichsentladung bekannter Absolutstrahldichte aufgenommen. Durch photometrischen Schwärzungsvergleich kann dann die Mitte-Rand-Verteilung der absoluten spektralen Strahldichte quantitativ bestimmt werden. Als Vergleichsentladung dient eine Drahtexplosion in Luft unter Atmosphärenbedingungen, deren spektrale Strahldichte auf etwa 5% reproduzierbar ist und photoelektrisch an die Strahldichtenormale Kohlebogen und Wolfram-Bandlampe angeschlossen wurde.

Die spektrale optische Schichtdicke der Entladung wird nach einem bei MEINERS⁴ angegebenen Verfahren gemessen, indem die Entladung mit ihrer eigenen Strahlung zonenweise rückdurchstrahlt wird. Aus dem Strahldichteverhältnis \bar{S}/S von benachbarten durchstrahlten und nicht durchstrahlten Entladungszonen ergibt sich dann die optische Schichtdicke zu $\tau = \ln R - \ln((\bar{S}/S) - 1)$, wo R das Reflexionsvermögen der Rückdurchstrahlungsoptik ist.

Alle genannten Beobachtungsverfahren werden gleichzeitig angewandt. Dabei sind die optischen Verfahren durch Verwendung eines einzigen Drehspiegels exakt miteinander synchronisiert. Ihre Zuordnung zu den elektrischen Messungen erfolgt durch photoelektrische Signale mit einer Unsicherheit von etwa ± 30 ns.

2. Überblick über den Entladungsablauf

Zunächst soll anhand eines typischen Beispiels ein Überblick über den Ablauf einer Drahtexplosion im Hochvakuum gegeben werden (Abb. 1*). Nach dem Beginn des Entladungsstromes erkennt man auf der

Schmieraufnahme den Schatten des noch nicht explodierten Drahtes. 0,5 μ s nach Strombeginn tritt an der Drahtoberfläche eine Leuchterscheinung auf, d. h. es setzt eine periphere Entladung ein, deren Entstehungsmechanismus in Abschnitt 3 behandelt wird. Etwa 0,1 μ s nach dem Einsatz der peripheren Entladung geht der Draht explosionsartig in einen expandierenden Kanal über, der sich im Innern der peripheren Entladung dunkel abhebt. Das Verhalten dieses Innenkanals wird in Abschnitt 4 untersucht. Die kinematographische Bildfolge der Abb. 1 zeigt, daß die Entladungssäule Instabilitäten aufweist. Der Mechanismus dieser Instabilitäten sowie ein Verfahren zu ihrer teilweisen Stabilisierung werden in Abschnitt 5 betrachtet. Etwa 1,8 μ s nach Strombeginn beobachtet man auf der Schmieraufnahme der Abb. 1 den Ansatz zu einer Kontraktion der Entladungssäule. Die Eigenschaften des kontrahierten Entladungsplasmas werden in Abschnitt 6 behandelt.

3. Periphere Entladung

Bei Drahtexplosionen in dichteren Gasen wird häufig beobachtet, daß der Entladungsstrom unterbrochen wird, sobald der Draht explodiert. Dieses Phänomen, das als Dunkelpause bezeichnet wird, beruht nach CHACE⁵ darauf, daß das Drahtmaterial infolge der Expansion seine metallische Leitfähigkeit verliert und so den Entladungsstrom unterbricht. Es zeigt sich nun in Übereinstimmung mit Beobachtungen, z. B. von WEBB⁶, daß diese Stromunterbrechung bei Drahtexplosionen im Hochvakuum nicht auftritt. Dies liegt an der peripheren Entladung, die immer bereits vor dem Beginn der Expansion des Drahtmaterials einsetzt und daher den Entladungsstrom übernehmen kann, nachdem der Draht seine Leitfähigkeit verloren hat.

Es soll nun untersucht werden, wodurch die periphere Entladung entsteht. Ein Gasentladungsdurchbruch im Restgas des Hochvakuums oder ein Entladungsaufbau mit Hilfe von Elektrodenmaterial (Mechanismus des Hochvakuumfunkens) kommen als Entstehungsursache nicht in Frage, da sich in der Entladungsstrecke bei fehlendem Draht weder

² W. TIEMANN, Dissertation, Technische Hochschule Hannover 1968.

³ J. BORTFELDT, Proc. Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, München 1961, S. 1931.

⁴ D. MEINERS, Forschungsbericht BMwF FB-K 66-27 [1966] und J. BORTFELDT, D. MEINERS, W. WEBER u. L. WITTIG, Z. Angew. Phys. 27, 240 [1969].

* Abb. 1, 3, 5, 7 und 8 auf Tafel S. 1710 a, b.

⁵ W. G. CHACE, in: Exploding Wires (Hrsg. W. G. CHACE), Vol. I, Plenum Press, New York 1959, S. 7.

⁶ F. H. WEBB, H. H. HILTON, P. H. LEVINE, A. V. TOLLSTRUP, in: Exploding Wires (Hrsg. W. G. CHACE), Vol. II, Plenum Press, New York 1962, S. 37.

stationär noch im Stoß ein Durchbruch erzielen läßt. Die Entstehung der peripheren Entladung muß daher unmittelbar mit einer Emission von Teilchen aus der Oberfläche des aufgeheizten Drahtes erklärt werden. Grundsätzlich kommen hierfür zwei Mechanismen in Frage:

- a) Abdampfen von neutralen Atomen des Drahtmaterials. (Das Abdampfen von adsorbierten Oberflächenverunreinigungen kann vernachlässigt werden, da die Drähte kurz vor der Entladung im Hochvakuum ausgeheizt wurden.)
- b) Thermische Emission von Elektronen bzw. Ionen.

Der erste Prozeß wird im wesentlichen durch die Siedetemperatur bzw. Verdampfungswärme des Drahtmaterials bestimmt. Der zweite Prozeß hängt von dem Elektronen- bzw. Ionen-Austrittspotential des Drahtmaterials ab und wird darüber hinaus auch durch ein elektrisches Feld senkrecht zur Drahtoberfläche beeinflusst. Dabei bestimmt die Feldrichtung das Ladungsvorzeichen der bevorzugt emittierten Teilchenart. Außerdem kann bei großen Feldstärken ($E > 10^5$ V/cm) eine erhebliche Erniedrigung der Austrittspotentiale durch den Schottky-Effekt verursacht werden.

Da der Draht die Achse einer coaxialen Leiteranordnung bildet, tritt an seiner Oberfläche ein elektrisches Feld mit einer radialen Komponente auf, sobald ein Spannungsabfall vorhanden ist. Während der Aufheizphase des Drahtes wird dieser Spannungsabfall überwiegend durch den ohmschen Widerstand des Drahtes bestimmt. Die radiale Feldkomponente E_r hat dann nach SOMMERFELD⁷ den Betrag:

$$E_r = \frac{z \cdot I}{\pi \sigma r_0^3 \ln(r_0/R)} \quad (1)$$

Hier ist r_0 der Radius und σ die spezifische Leitfähigkeit des Drahtes, I der Strom, R der Radius des coaxialen Rückleiters und z der Abstand des betrachteten Drahtabschnitts vom abgeschlossenen Ende der Leiteranordnung, d. h. von der oberen Elektrode. Die Größenordnung von E_r läßt sich aus dem gemessenen Entladungsstrom abschätzen; es ergeben sich Werte von 10^5 bis 10^6 V/cm.

Einen Überblick über die relative Bedeutung der verschiedenen Emissionsmechanismen gewinnt man durch einen Vergleich der entsprechenden Stromdichten j der emittierten Teilchen bei verschiedenen

Temperaturen T . Die Emission von neutralen Atomen berechnet sich mit Hilfe der Dampfdruckkurve $p = p(T)$ zu:

$$j_0 = 3 \cdot p(T) / [\sqrt{2\pi} \sqrt{M k T}] \quad (2)$$

wo M die Masse der Dampfatome und k die Boltzmann-Konstante ist. Die Sättigungsemission von Elektronen berechnet sich nach der Dushman-Gleichung zu

$$j_- = (A/e) T^2 \cdot e^{-e\varphi/kT} \quad (3)$$

wo A eine universelle Konstante, e die Elementarladung und φ das Austrittspotential der Elektronen ist. Die Ionenemission gehorcht einem ähnlichen Gesetz, ist jedoch unter vergleichbaren Bedingungen immer um mehrere Größenordnungen kleiner als die Elektronenemission. Der Schottky-Effekt verursacht bei einem elektrischen Feld E eine Erniedrigung von φ um den Betrag $\Delta\varphi = (e^3 E/2 \pi \epsilon_0)^{1/2} / k T$ und eine dementsprechend erhöhte Emission.

Die für Kupfer und Wolfram berechneten Emissionsstromdichten sind in Abb. 2 dargestellt. Man

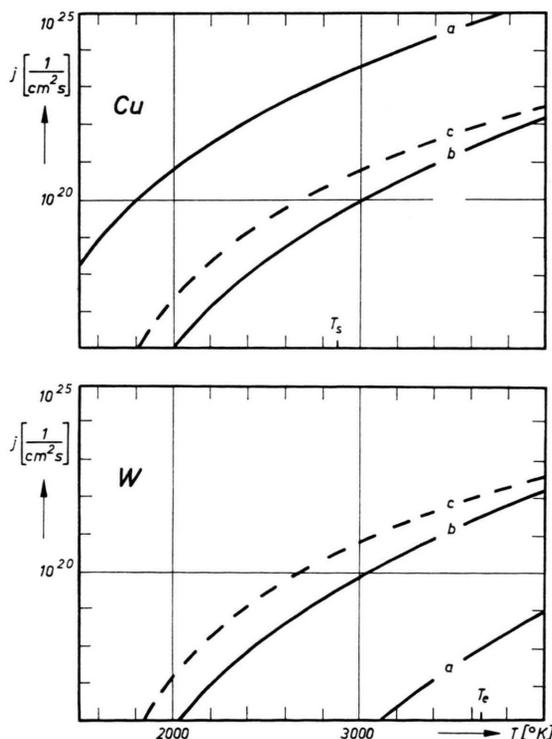


Abb. 2. Emittierte Teilchenstromdichten aus Cu und W. a) Neutralatome, b) Elektronen, c) Elektronen unter Berücksichtigung des Schottky-Effekts bei einem elektrischen Radialfeld von 10^6 V/cm.

⁷ A. SOMMERFELD, Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. III, Dieterich, Wiesbaden 1948, S. 126.

erkennt daraus folgendes: Bei Cu-Drähten überwiegt die Neutralteilchenemission (Kurve a). Der Einsatz der peripheren Entladung wird daher im wesentlichen durch die beginnende Verdampfung des Drahtes bestimmt, durch einen Vorgang also, der eng mit der Drahtexplosion zusammenhängt. Daher kann die periphere Entladung erst kurze Zeit vor der Drahtexplosion einsetzen (vgl. Abb. 1).

Bei W-Drähten überwiegt umgekehrt die Elektronenemission (Kurven b und c), so daß die periphere Entladung schon wesentlich vor der Drahtverdampfung bzw. -explosion einsetzen kann. Das wird durch die Schmieraufnahme der Abb. 3 bestätigt: Die periphere Entladung setzt etwa $0,7 \mu\text{s}$ nach Strombeginn ein, während die Expansion des Drahtmaterials erst $1 \mu\text{s}$ später beginnt (da der Expansionsbeginn auf der Reproduktion nicht mehr zu erkennen ist, wurde er mit einem Pfeil gekennzeichnet). Die kinematographischen Aufnahmen der Abb. 3 zeigen eine verstärkte Ausbildung der peripheren Entladung zur unteren Elektrode hin. Diese Erscheinung wird verständlich, wenn man beachtet, daß die Radialfeldstärke E_r nach Gl. (1) proportional zu z ist, d. h. zur unteren Elektrode hin zunimmt. Sie verursacht dort eine vergrößerte Emission und eine entsprechend stärker ausgebildete periphere Entladung. Auch der Einfluß der Radialfeldrichtung läßt sich beobachten: Wenn der Entladungsstrom und mit ihm das Radialfeld so gepolt ist, daß die Emission von Elektronen unterstützt wird, baut sich die periphere Entladung wesentlich schneller auf, als bei umgekehrter Polung, bei der nur die erheblich schwächere Emission von positiven Ionen oder Neutralatomen stattfinden kann.

Zusammenfassend ergibt sich also, daß die periphere Entladung bei Drahtmaterialien mit relativ niedrigem Siedepunkt (z. B. Cd, Al, Cu) vorwiegend durch einen *Verdampfungsvorgang* eingeleitet wird, während sie bei schwersiedenden Drahtmaterialien wie z. B. Wolfram bereits lange vor der explosionsartigen Verdampfung des Drahtes durch *thermische Elektronenemission* gezündet wird.

4. Innenkanal

Der Übergang des Drahtes in einen expandierenden Dampfzylinder, den Innenkanal, ist ein komplizierter instationärer Verdampfungsvorgang, der innerhalb von einigen 10^{-8} s abläuft und mit den hier verwendeten Beobachtungsmethoden zeitlich nicht mehr aufgelöst werden kann. Er soll daher

bilanzmäßig durch folgende einfache energetische Betrachtung beschrieben werden: Der Draht nimmt, ohne zunächst wesentlich zu verdampfen, durch ohmsche Aufheizung einen Energiebetrag auf, der größer als die zur Verdampfung erforderliche Energie ist (Überhitzung). Erst dann geht er in vernachlässigbar kurzer Zeit in einen sehr dichten Dampfzylinder über, der aufgrund seines hohen Druckes expandiert. Unter Vernachlässigung der peripheren Entladung kann man diesen Expansionsvorgang näherungsweise als ein ungehindertes Auseinanderdiffundieren der Dampfatome in das umgebende Vakuum hinein beschreiben. Die Durchrechnung dieses kinetischen Expansionsmodells führt zu einer zeitabhängigen radialen Dampfdichteverteilung $n(r, t)$ der Form

$$n(r, t) = (\beta r_0^2 / t^2) e^{-r^2 \beta / t^2}. \quad (4)$$

Hier sind r_0 und n_0 Radius und Teilchendichte der anfänglichen Dichteverteilung, d. h. des Drahtes. Der Parameter $\beta = M/2 k T$ kennzeichnet die thermische Geschwindigkeitsverteilung der Dampfatome im Anfangszustand, für die eine Maxwell-Verteilung angenommen wird. Die Dichteverteilung (4) hat die Form einer mit der Zeit auseinanderfließenden Gauß-Kurve und ist in Abb. 4 schematisch dargestellt.

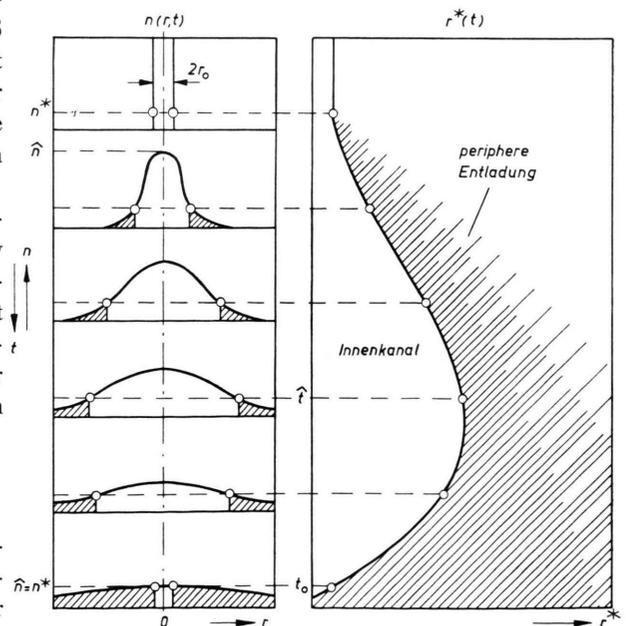


Abb. 4. Schematische Darstellung der freien Expansion einer Dampfsäule ins Vakuum und der zeitlichen Entwicklung des Grenzradius $r^*(t)$; Gln. (4) und (5).

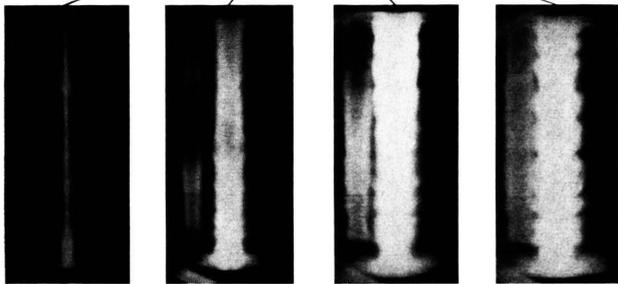
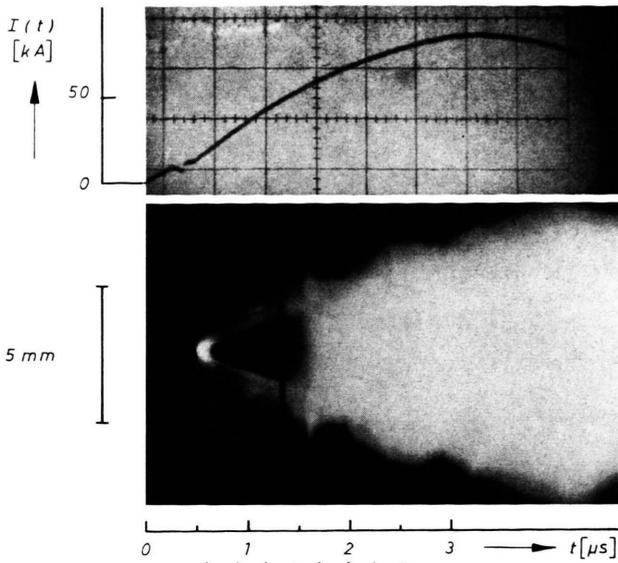


Abb. 1. Entladungsstrom $I(t)$, Schmieraufnahme (Schattenverfahren) und Kinematographie der Explosion eines Cu-Drahtes ($\phi = 0,1$ mm, $l = 5$ cm, $C = 10 \mu F$, $U_0 = 20$ kV). Die seitlichen Leuchterscheinungen auf den kinematographischen Aufnahmen sind Reflexbilder. Der senkrechte, dunkle Streifen auf der Schmieraufnahme ist eine Zuordnungsmarke.

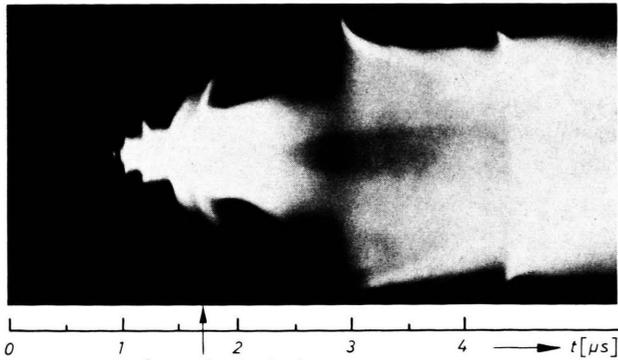


Abb. 3. Schmieraufnahme (Schattenverfahren) und Kinematographie der Explosion eines W-Drahtes ($\phi = 0,1$ mm, $l = 5$ cm, $C = 10 \mu F$, $U_0 = 20$ kV). Reflexbilder und Zuordnungsmarke wie auf Abb. 1. Die plötzlichen Querschnittsänderungen auf der Schmieraufnahme sind unproduzierbar und werden durch Instabilitäten verursacht, deren Turbulenzelemente sich in axialer Richtung über den Schmierpalt bewegen.

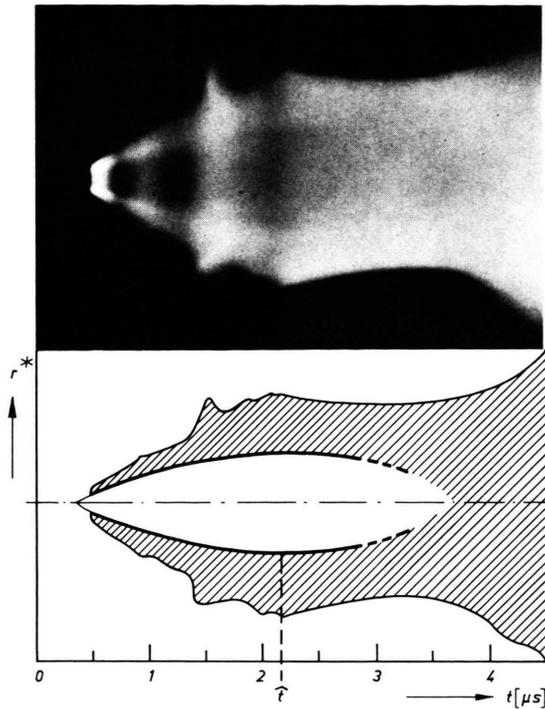


Abb. 5. Zur zeitlichen Entwicklung des Innenkanals. Entladungparameter: Cd-Draht, $\phi = 0,1$ mm, $l = 5$ cm, $C = 10 \mu\text{F}$, $U_0 = 20$ kV.

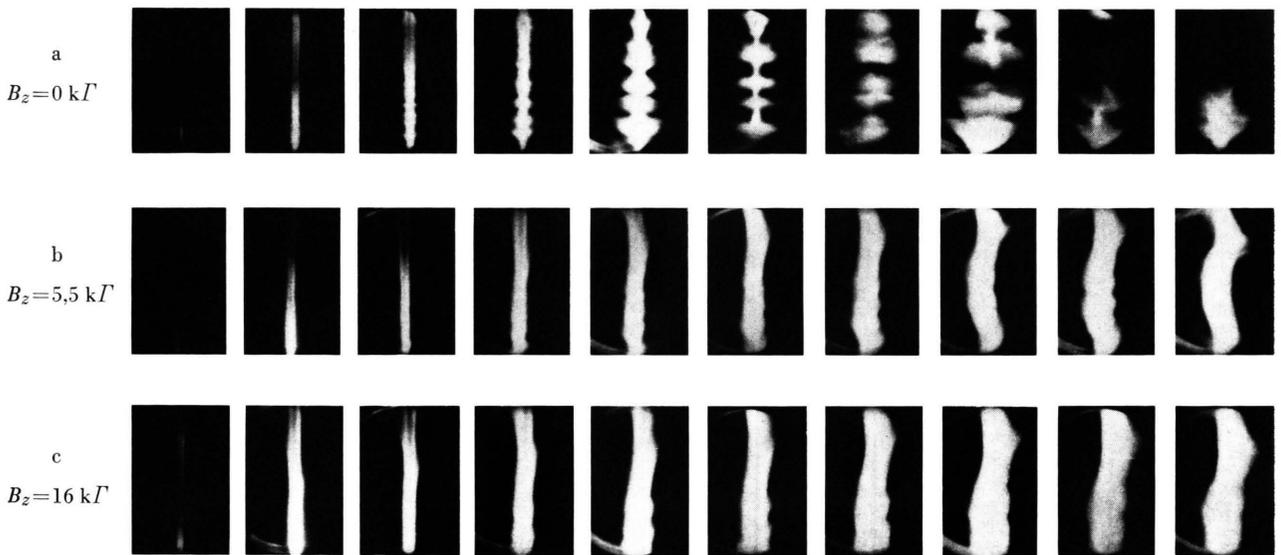


Abb. 7. Instabilitäten und ihre Stabilisierung durch ein axiales Magnetfeld B_z . Kinematographie von Entladungen unter gleichen Bedingungen bei verschiedenen Stabilisierungsfeldern B_z . Entladungparameter: Cu-Drähte, $\phi = 0,03$ mm, $l = 4$ cm, $C = 30 \mu\text{F}$, $U_0 = 30$ kV. Zeitlicher Bildabstand: $0,18 \mu\text{s}$.

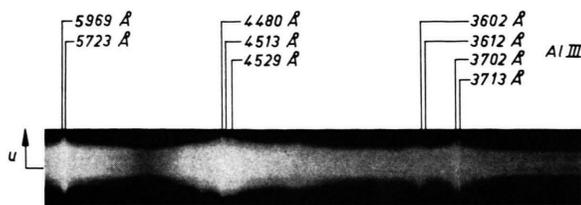


Abb. 8. Ausschnitt aus dem Mittel-Rand-Spektrum der kontrahierten Entladungssäule. Belichtungszeit des Spektrums: $0,3 \mu\text{s}$. Entladungparameter: Al-Draht, $\phi = 0,05$ mm, $l = 2$ cm, $C = 30 \mu\text{F}$, $U_0 = 30$ kV, Stabilisierungsfeld $B_z = 16$ kGauß. Alle gekennzeichneten Linien sind Al III-Linien. Die Streifen parallel zur Dispersionsrichtung sind besonders deutlich am rechten Ende des Spektrums zu erkennen.

Die an der Entladungsstrecke anliegende Spannung führt nun überall dort in dem expandierenden Dampf zum Durchbruch einer Gasentladung, wo die Teilchendichte n kleiner als eine gewisse von der Spannung U abhängige Durchbruchsdichte $n^*(U)$ ist. Dieser Dichte n^* entspricht wiederum ein Grenzzradius r^* , derart, daß die Entladung nur für $r > r^*$, also in den äußeren Bereichen der Dampfsäule zünden kann. Für $r < r^*$, also in der Umgebung der Achse, liegt dagegen ein nichtleitender, dichter Dampfzylinder vor. Diese Struktur stimmt mit der beobachteten Gliederung der Entladungssäule in periphere Entladung und Innenkanal überein und wird durch die spektroskopische Beobachtung bestätigt. Aus dem Bereich der peripheren Entladung werden nur Linien des ionisierten Drahtmaterials emittiert, während der Innenkanal ausschließlich Linien des nichtionisierten Drahtmaterials aufweist.

Die zeitliche Entwicklung des Grenzzradius $r^*(t)$ folgt aus Gl. (4) durch Auflösen nach r :

$$r^{*2} = (t^2/\beta) \ln[\beta r_0^2 n^*/(t^2 n_0)]. \quad (5)$$

Die Diskussion dieser Funktion zeigt, daß der Grenzzradius r^* nach einer anfänglichen Expansion zur Zeit $\hat{t} = r_0(\beta n^*/e n_0)^{1/2}$ ein Maximum $\hat{r} = r_0(e n^*/n_0)^{1/2}$ durchläuft, und anschließend wieder zur Achse zurückkehrt, die er zur Zeit $t_0 = 1,65 \hat{t}$ erreicht. Dieser Verlauf ist in Abb. 4 schematisch aus der zeitlichen Entwicklung des Dichteprofiles $n(r, t)$ konstruiert worden. Die Rückkehr des Grenzzradius r^* zur Achse kommt dadurch zustande, daß die Achsendichte $\hat{n} = n(o, t)$ der Dampfdichteverteilung unter die Durchbruchsdichte n^* absinkt. Dem entspricht ein Vordringen der peripheren Entladung bis zur Achse, d. h. eine vollständige Umwandlung des Dampfzylinders in Entladungsplasma. Die Abb. 5 zeigt, daß dieser zeitliche Verlauf des Grenzzradius r^* durch die Beobachtung im wesentlichen bestätigt wird: Der Grenzzradius durchläuft etwa zum Zeitpunkt $\hat{t} = 2,2 \mu\text{s}$ ein Maximum und wird dann langsam wieder kleiner. Sein Eintreffen in der Achse ist allerdings nicht mehr zu erkennen, da die periphere Entladung zunehmend optisch dicker wird und keine Beobachtung des Achsenbereichs mehr zuläßt. Durch spektroskopische Beobachtung ist jedoch sichergestellt, daß der Innenkanal sich spätestens $4 \mu\text{s}$ nach Strombeginn aufgelöst hat, da zu diesem Zeitpunkt keine Linien des nichtionisierten Drahtmaterials mehr auftreten.

Einschränkend sei darauf hingewiesen, daß die bisherigen Betrachtungen von der Voraussetzung einer ungehinderten Dampfexpansion ausgingen und daher um so weniger zutreffen, je stärker die periphere Entladung anwächst. Eine quantitative Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist daher nur während der Anfangsphase der Expansion zu erwarten. Für einen quantitativen Vergleich muß der Verlauf $r^*(t)$ nach Gl. (5) berechnet werden. Hierzu sind Zahlenwerte für die Größen β und n^* erforderlich. Den Wert von β erhält man durch folgende Betrachtung: der Draht nimmt bis zum Beginn seiner Expansion einen Energiebetrag W_0 auf, den man aus dem gemessenen zeitlichen Verlauf des Entladungsstroms ermitteln kann.

Die Energieaufnahme W_0 des Drahtes bis zu seiner Explosion und die an der Entladung abfallende Spannung U lassen sich allein aus dem zeitlichen Verlauf des Entladungsstroms $I(t)$ ermitteln, indem man die Energie- bzw. Spannungsbilanz im Entladungskreis betrachtet. Die Größen, die außer W_0 bzw. U in diesen Bilanzgleichungen auftreten, lassen sich entweder unmittelbar aus $I(t)$ berechnen oder können durch eine Kurzschlußentladung bestimmt werden. Die Induktivität der Entladung läßt sich mit hinreichender Genauigkeit aus dem beobachteten Entladungsdurchmesser berechnen.

Von dieser Energie ist der Anteil $N \cdot w_v$ erforderlich, um das Drahtmaterial zu verdampfen (N : Anzahl der Atome im Draht, w_v : Innere Verdampfungsenergie pro Atom). Der Restbetrag $W_0 - N w_v$ steht dann als Energie der thermischen Teilchenbewegung $\frac{3}{2} N k T$ für die Expansion zur Verfügung, woraus $T = (W_0 - N w_v) / (\frac{3}{2} N k)$ und damit $\beta = M / (2 k T)$ folgt. Die Berechnung von $n^*(U)$ erfordert zunächst die zwischen den Elektroden liegende Spannung U , die sich ebenfalls aus der Strommessung ermitteln läßt. Weiterhin muß der Zusammenhang $n^* = n^*(U)$ bekannt sein, der im allgemeinen in Form der Paschen-Kurve $U = f(n^* \cdot l)$ angegeben wird (l = Elektrodenabstand). Der Verlauf dieser Kurve ist für die hier auftretenden Metaldämpfe leider nicht bekannt. Man kann jedoch zu einer gegebenen Spannung U eine ungefähre obere und untere Schranke der zu erwartenden Durchbruchsdichte n^* abschätzen, indem man den Wertebereich betrachtet, innerhalb dessen die bekannten Paschenkurven anderer Gase und Dämpfe verlaufen. Mit den so erhaltenen Schrankenwerten \bar{n}^* und \underline{n}^* lassen sich dann nach Gl. (5) zwei Grenzkurven $\bar{r}^*(r)$ und $\underline{r}^*(t)$ berechnen. Diese Kurven sind zusammen mit den aus den Schmieraufnahmen

entnommenen Meßwerten der Expansion in Abb. 6 dargestellt und zeigen, daß das theoretische Modell den Beginn des beobachteten Expansionsvorgangs im Rahmen der Rechengenauigkeit auch quantitativ richtig wiedergibt.

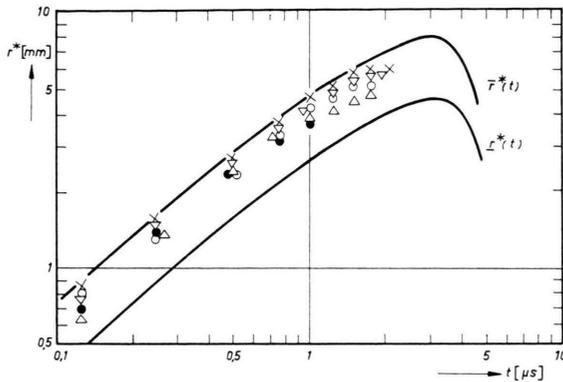


Abb. 6. Quantitativer Vergleich zwischen berechneter und gemessener Expansion des Grenzradius r^* . Meßwerte von 5 Entladungen unter gleichen Bedingungen (Cu-Drähte, $\phi=0,1$ mm, $l=4$ cm, $C=5 \mu\text{F}$, $U_0=30$ kV).

5. Instabilitäten und Stabilisierung

Im Gegensatz zu Drahtexplosionen in dichteren Gasen, die im allgemeinen zu recht stabilen Entladungssäulen führen, treten bei Drahtexplosionen im Hochvakuum starke Instabilitäten auf, die auch von AYCOBERRY⁸ und KATZENSTEIN⁹ beobachtet worden sind. Dieser Unterschied ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß das umgebende Gas einer Formänderung der Plasmasäule einen Trägheitswiderstand entgegensetzt, der im Hochvakuum verschwindend klein wird. Die genannten Instabilitäten verursachen die schlechte Reproduzierbarkeit der Entladungen und führen in den meisten Fällen so schnell zu einer turbulenten Zerstörung der Entladungssäule, daß sich z. B. die Säulenkontraktion nicht mehr einwandfrei ausbilden kann. Es ist daher erforderlich, den Entstehungsmechanismus der Instabilitäten zu klären und entsprechende Vorkehrungen zu ihrer Stabilisierung zu treffen.

Die kinematographische Bildfolge der Abb. 7 a gibt ein Beispiel für den zeitlichen Ablauf der Instabilitäten und zeigt, daß diese zu Anfang als annähernd periodische Einschnürungen der Entladungs-

säule auftreten. Diese Form läßt vermuten, daß es sich um magneto-hydrodynamische Instabilitäten vom Typ $m=0$ handelt. Diese Vermutung wird durch weitere Beobachtungen bestätigt. Die Theorie der MHD-Instabilitäten nach KRUSKAL¹⁰ ergibt, daß bei zylindrischen Entladungssäulen mit axial fließendem Strom vorwiegend $m=0$ - und $m=1$ -Instabilitäten auftreten, die unter anderem die folgenden Eigenschaften haben:

a) Die Anwachsrate von $m=0$ - und $m=1$ -Störungen nehmen mit abnehmendem Säulenradius zu. Die beobachteten Instabilitäten besitzen diese Eigenschaft: Die Entladungen erweisen sich als um so instabiler, je dünner die explodierenden Drähte sind, je kleiner also der Radius der entstehenden Plasmasäule ist.

b) Durch ein überlagertes axiales Magnetfeld B_z werden die $m=0$ -Instabilitäten um so besser stabilisiert, je größer B_z ist. Auch dieses Verhalten wird beobachtet. Die Abb. 7 b und c zeigen, daß die $m=0$ -Instabilitäten sich um so schwächer ausbilden, je stärker das Axialfeld ist.

c) Die Stabilisierung von $m=1$ -Instabilitäten durch ein axiales Magnetfeld ist nach der Theorie nicht in allen Fällen möglich. Es tritt vielmehr unter gewissen Bedingungen eine instabilitätsanfachende Wirkung des Axialfeldes auf, die am stärksten für Störungen ist, deren Ganghöhe etwa den Wert $4\pi r B_z/B_\phi$ besitzt. Hier ist r der Radius der Plasmasäule und B_ϕ ihr azimuthales Eigenmagnetfeld. Auch diese Erscheinung läßt sich beobachten: Abb. 7 b und c zeigen, daß das Axialfeld zwar die $m=0$ -Instabilitäten unterdrückt, jedoch das Auftreten starker $m=1$ -Instabilitäten nicht verhindert. Darüberhinaus kann man aus den gemessenen Werten von Entladungsstrom und Säulenradius r sowie aus der Größe von B_z die nach der Theorie zu erwartende Ganghöhe maximaler Anfachung $4\pi r B_z/B_\phi$ abschätzen. Der so berechnete Wert stimmt größenordnungsmäßig mit den beobachteten Ganghöhen überein.

Eine weitergehende quantitative Übereinstimmung zwischen Beobachtungen und Theorie ist nicht zu erwarten, da die in der Theorie gemachten Voraussetzungen (z. B. zeitliche Konstanz des Entladungsstroms) bei den vorliegenden Entladungen nicht erfüllt sind. Die obigen qualitativen Übereinstim-

⁸ C. AYCOBERRY, A. BRIN, E. DELOBEAU u. P. VEYRIE, Proc. 5th Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, München 1961, S. 1052.

⁹ J. KATZENSTEIN u. M. SYDOR, J. Appl. Phys. **33**, 718 [1962].

¹⁰ M. KRUSKAL u. J. L. TUCK, Proc. Roy. Soc. London A **245**, 222 [1958].

mungen zeigen jedoch hinreichend, daß die auftretenden Instabilitäten magnetohydrodynamischer Natur sind.

Obwohl das axiale Magnetfeld keine vollständige Stabilisierung der Entladung ermöglicht, bewirkt es doch eine gegenüber dem nicht stabilisierten Fall wesentlich verlängerte Lebensdauer der Plasmasäule. Auf eine vollständige Beseitigung der verbleibenden $m=1$ -Instabilitäten mußte verzichtet werden, da nach TAYLER¹¹ hierzu ein leitender Zylinder erforderlich wäre, der die Entladung in geringem Abstand ($R < 5 r \approx 2,5$ cm) coaxial umgibt. Eine solche Anordnung konnte aus Gründen der Hochspannungsisolation und der Beobachtbarkeit des Plasmas nicht verwendet werden.

6. Kontraktionsphase

Die Eigenschaften kontrahierter Drahtexplosionsplasmen im Hochvakuum sind bereits von AYCOBERRY⁸ und KATZENSTEIN⁹ unter verschiedenen Bedingungen untersucht worden. Bei der Explosion von deuterierten Li-Drähten schließt KATZENSTEIN⁹ aus der beobachteten Kontraktionsdynamik und aus der als thermonuklear angenommenen, zeitlich integrierten Neutronenausbeute auf eine Plasmatemperatur von etwa 3 000 000 °K. AYCOBERRY⁸ untersucht die Explosion eines Cu-Drahtes und ermittelt aus der gemessenen elektrischen Energieaufnahme der Entladung eine Temperatur von 75 000 °K. In der vorliegenden Arbeit wird die Kontraktionsphase bei Explosionen von Al-Drähten mit axialem Magnetfeld untersucht, wobei die Plasmatemperatur mit einer spektroskopischen Methode bestimmt wird. Die bei KATZENSTEIN⁹ und AYCOBERRY⁸ angegebenen Entladungsbedingungen konnten aus technischen Gründen nicht reproduziert werden. Eine quantitative Übereinstimmung mit den hier durchgeführten Messungen ist daher nicht zu erwarten.

Abbildung 8 zeigt einen Ausschnitt aus dem Mittele-Rand-Spektrum der kontrahierten Säule. Die hellen Streifen parallel zur Dispersionsrichtung rühren von der zonenweisen Rückdurchstrahlung her (vgl. Abschn. 1 d). Das Spektrum besteht aus einem starken Kontinuum und einem überlagerten Linienspektrum. Das Kontinuum erstreckt sich über den gesamten

beobachteten Spektralbereich (2300–6000 Å) und wird hauptsächlich aus dem annähernd rotations-symmetrischen Kern der Entladungssäule emittiert. Die Kontinuumsstrahldichte hat in der Säulenmitte ein Maximum und fällt zum Rand der Säule monoton ab. Das überlagerte Linienspektrum besteht im wesentlichen aus Al III-Linien und reicht über den Rand des Kontinuums hinaus. Eine quantitative Auswertung zeigt, daß die Linien ihre maximale Intensität im Gegensatz zum Kontinuum am Rande des Säulenkerne besitzen und daher vorwiegend aus dem Randbereich der Säule emittiert werden. Diese Struktur des Spektrums ermöglicht es, unabhängig voneinander Aussagen über den Säulenkerne und den Randbereich zu gewinnen, indem man das Kontinuum bzw. das Linienspektrum untersucht.

Um insbesondere eine quantitative Temperaturbestimmung durchzuführen, ist zunächst der Zusammenhang zwischen den lokalen Zustandsparametern des Plasmas und den gemessenen Werten von spektraler Strahldichte S und optischer Schichtdicke τ zu betrachten. Die aus einem beliebigen Plasma emittierte Strahldichte S ist allgemein

$$S = \int_a^b \varepsilon(x) \exp\left\{-\int_x^b \kappa'(\xi) d\xi\right\} dx. \quad (6)$$

Die optische Schichtdicke τ beträgt

$$\tau = \int_a^b \kappa'(x) dx.$$

Hier sind $\varepsilon(x)$ und $\kappa'(x)$ die Verteilungen des Emissionskoeffizienten und des effektiven Absorptionskoeffizienten längs des Beobachtungsstrahls, dessen Koordinate x sei. a und b sind die Grenzen des Plasmas auf dem Beobachtungsstrahl. Eine Abschätzung nach GRIEM¹² ergibt, daß sich das hier untersuchte Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Unter dieser Voraussetzung gilt das Kirchhoff-Plancksche Gesetz $\varepsilon(x)/\kappa'(x) = B[T(x)]$, mit dem Gl. (6) übergeht in

$$S = \int_a^b B[T(x)] \kappa'(x) \exp\left\{-\int_x^b \kappa'(\xi) d\xi\right\} dx. \quad (7)$$

Bei homogener Temperaturverteilung folgt hieraus durch Integration

$$S = B(T) (1 - e^{-\tau}). \quad (8)$$

Die Plasmatemperatur T kann in diesem Spezialfall also unmittelbar aus den Werten von S und τ auf

¹¹ R. J. TAYLER, Proc. Phys. Soc. London B 70, 1049 [1957].

¹² H. R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York 1964, S. 129.

einem Beobachtungsstrahl ermittelt werden, ohne daß zusätzliche Messungen erforderlich sind. Besteht dagegen längs des Beobachtungsstrahls eine inhomogene Temperaturverteilung $T(x)$ die zwischen den Extremwerten T_{\max} und T_{\min} verläuft, so führt eine Integralabschätzung in Gl. (7) zu folgendem Ergebnis: Wenn man aus den Meßwerten von S und τ nach Gl. (8) formal eine Größe B^* berechnet, so erhält man dazu aus der Planck-Funktion $B(T)$ einen Temperaturwert T^* , für den

$$T_{\min} \leq T^* \leq T_{\max} \quad (9)$$

gilt. Mit dieser Beziehung läßt sich insbesondere eine untere Schranke für die höchste Temperatur auf dem Beobachtungsstrahl angeben. Eine Anwendung dieser Betrachtungen auf die vorliegenden Spektren führt zu folgenden Ergebnissen:

Temperatur des Säulenkerns

Zunächst läßt sich zeigen, daß der Säulenkern eine annähernd homogene Temperaturverteilung besitzt. Zu diesem Zweck wertet man die Mitte-Rand-Verteilung von S und τ im Kontinuum aus und berechnet daraus die entsprechende Verteilung der Größe $B^* = S/(1 - e^{-\tau})$. Abbildung 9 gibt ein Beispiel für das Ergebnis dieser Auswertung und zeigt,

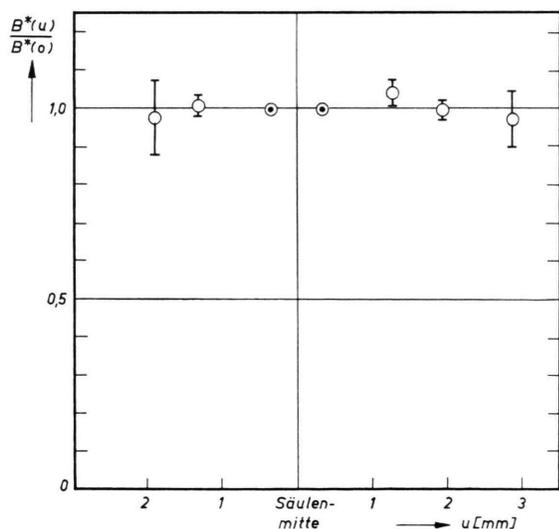


Abb. 9. Beispiel für die gemessene relative Mitte-Rand-Verteilung der Größe $B^*(u) = S(u)/(1 - e^{-\tau(u)})$ über die kontrahierte Entladungssäule bezogen auf den Wert $B^*(0)$ in der Säulenmitte. \odot Mittelwerte und mittlere Fehler aus Meßwerten bei den Wellenlängen 2535 Å, 2740 Å, 2925 Å, 3250 Å, 3400 Å, 3670 Å, 4900 Å, 5115 Å und 5350 Å im Kontinuum; \ominus Bezugswerte in der Säulenmitte. Entladungsparameter wie in Abb. 8.

daß die B^* -Verteilung über den Säulendurchmesser u im Rahmen der Meßfehler konstant ist. Dementsprechend ist auch die radiale Temperaturverteilung im Säulenkern konstant. Die Richtigkeit dieses Schlusses läßt sich bei zylindersymmetrischer Entladungssäule nachweisen, indem man Gl. (7) partiell integriert. Aus der Annahme einer konstanten Mitte-Rand-Verteilung von B^* folgt dann notwendig die Konstanz der radialen Temperaturverteilung. Infolgedessen kann eine Temperaturbestimmung nach Gl. (8) durchgeführt werden. Abb. 10 gibt ein Bei-

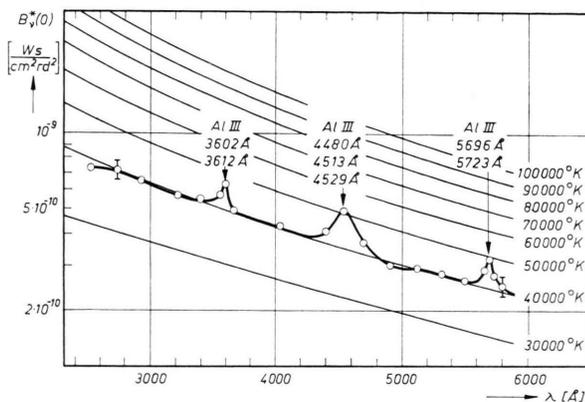


Abb. 10. Beispiel für die gemessene spektrale Verteilung der Größe $B^*(0) = S(0)/(1 - e^{-\tau(0)})$ in der Mitte der kontrahierten Entladungssäule. \circ Meßwerte, — spektrale Strahl-dichteverteilungen $B(\lambda)$ des schwarzen Körpers (Planck-Isothermen) bei Temperaturen zwischen 30 000 und 100 000 °K. Entladungsparameter wie in Abb. 8.

spiel für die spektrale Verteilung der Größe B^* in der Säulenmitte. Die zum Vergleich eingezeichneten Planck-Isothermen zeigen, daß die Meßwerte überall außerhalb der Al-III-Linien mit der Isothermen für 40 000 °K zusammenfallen, woraus sich die Temperatur des Säulenkerns in diesem Falle zu 40 000 °K ergibt. Bei anderen Entladungen erhält man auf die gleiche Weise Temperaturen zwischen 40 000 und 55 000 °K.

Temperatur des Randbereichs

Der Randbereich der kontrahierten Entladungssäule ist wegen der einsetzenden Instabilitäten nicht mehr rotationssymmetrisch, so daß keine Aussagen über eine Temperaturverteilung mehr möglich sind. Eine Temperaturbestimmung aus der Strahlung des Al III-Linienspektrums kann daher nur als Abschätzung nach Gl. (9) durchgeführt werden. Die erforderlichen Werte von S und τ werden zweckmäßigerweise nicht in der Säulenmitte gemessen, sondern auf

Beobachtungsstrahlen, die seitlich am Säulenkern vorbeigehen und nur den Randbereich allein durchsetzen. Auf diese Weise erhält man aus den Messungen in den Maxima der verschiedenen Al III-Linien Temperaturwerte zwischen 70 000 und 90 000 °K. Die Temperatur des Randbereichs liegt also oberhalb der Temperatur des Säulenkerns, d. h. das Plasma besitzt einen positiven radialen Temperaturgradienten.

Mit Hilfe der spektroskopisch bestimmten Temperaturen läßt sich nun eine Abschätzung der mittleren Teilchendichten im Säulenkern durchführen. Hierzu geht man von der mittleren Gesamtdichte aller Atome und Ionen aus, die sich aus der Anzahl der im Draht enthaltenen Atome und aus dem Durchmesser des Säulenkerns berechnen läßt. Dabei wird die Zahl der Teilchen im Randbereich gegenüber der Teilchenzahl im dichten Säulenkern vernachlässigt. Hinzu kommen die Saha-Gleichungen und die Bedingung für die Quasineutralität des Plasmas. Damit liegt ein Gleichungssystem für die Elektronen- und Ionendichten vor, das sich unter Berücksichtigung der Erniedrigung der Ionisierungsenergien iterativ lösen läßt. Es ergeben sich so mittlere Elektrodendichten von 10^{19} bis $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

und eine überwiegend zwei- und dreifache Ionisierung der Al-Atome. Die Anwesenheit von Al⁺⁺⁺-Ionen tritt in dem hier untersuchten Spektralbereich nicht in Erscheinung, da die langwelligsten Linien des Al IV-Spektrums bereits im Vakuum-UV liegen.

Weiterhin läßt sich noch eine Abschätzung durchführen, die eine Aussage über den Kontraktionsmechanismus des Säulenkerns erlaubt. Die spektroskopische Untersuchung hat gezeigt, daß der Säulenkern eine homogene Temperaturverteilung besitzt. In einer isothermen Plasmasäule erhält man aus der Gleichgewichtsbedingung bei einer magnetischen Plasmakontraktion eine Beziehung zwischen dem Entladungsstrom I , der Plasmatemperatur T und der Liniendichte N der Teilchen in der Säule: $I = \text{const} \cdot \sqrt{NT}$ (Bennett-Gleichung¹³). Die Größe N läßt sich aus den mittleren Teilchendichten in der Säule abschätzen, so daß der Strom I berechnet werden kann. Bei den vorliegenden Entladungen erhält man auf diese Weise Ströme von 100 bis 140 kA, die recht gut mit dem gemessenen Strom von 100 kA übereinstimmen. Man kann daraus schließen, daß es sich bei der beobachteten Plasmakontraktion um einen Pincheffekt handelt.

Die Anregung zu dieser Arbeit verdanke ich meinem verstorbenen Lehrer Prof. Dr. H. BARTELS. Herrn Prof. Dr. W. A. v. MEYEREN danke ich dafür, daß er mir die Durchführung der Untersuchungen ermöglichte.

¹³ S. GLASSTONE u. R. H. LOVBERG, Controlled Thermonuclear Reactions, D. van Nostrand Co., Princeton 1960, S. 225.