

durch die Punkte hindurchzulegen. Aus dieser gemittelten side-on-Verteilung kann dann durch numerische Lösung der Abelschen Integralgleichung die radiale Verteilung der Intensität berechnet werden. Diese Rechnungen wurden am Elektronenrechner TR 4 der Universität Hamburg nach einem in ¹ beschriebenen Verfahren durchgeführt. Abb. 8 zeigt als Beispiel die Gegenüberstellung einer side-on-Verteilung und der dazugehörigen radialen Intensitätsverteilung nach Lösung der Abelschen Integralgleichung.

Um die mit der Mittelung der Punktverteilungen verbundenen Unsicherheiten zu reduzieren, wurden bei einigen Messungen die Koordinaten der einzelnen Punkte direkt digital in einen Lochstreifen gestanzt (Baugruppe D in Abb. 2 b) und die Mittelung dann mit Hilfe des TR 4-Rechners durchgeführt. Da-

bei zeigte es sich jedoch, daß mit einer erheblich größeren Punktdichte gearbeitet werden mußte, um zu brauchbaren „glatten“ gemittelten Kurven zu gelangen, so daß dadurch die Meßzeit stark anstieg.

Die weitere Auswertung der berechneten Radialverteilungen zur Ermittlung der Temperatur- und Elektronendichteverteilungen erfolgte nach dem Normtemperaturverfahren, aus den absoluten Intensitäten von Kontinuums- und Linienstrahlung sowie aus dem Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsstrahlung. Diese Verfahren wurden bereits in ² genauer beschrieben.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danken wir für die Förderung dieser Arbeit. Der Bundesminister für wissenschaftliche Forschung hat uns in dankenswerter Weise die Mittel für den Aufbau dieser Apparatur zur Verfügung gestellt.

Thermalisierung und zeitliche Entwicklung der Elektronendichte und Temperatur von Funkenkanälen in Wasserstoff

H. THOLL

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. 25 a, 420—429 [1970] ; eingegangen am 17. Dezember 1969)

In a streamer initiated pre-discharge channel in H₂ the axial and radial electron density distributions were measured at different times of the channel development. It was found that at any point in the channel where the electron density reaches $\approx 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ an immediate thermalisation of the plasma at this point takes place in a time of $\approx 10 \text{ nsec}$. Due to the inhomogeneous radial and axial electron density distribution in a streamer initiated discharge channel the thermalisation begins at first in a constricted region of the channel.

The further development of the electron density and temperature distributions in the thermalized channel was studied by means of spectroscopic plasma diagnostic methods in channels initiated by different overvoltages. These experiments have shown that the inhomogeneous axial electron density distribution is equalized after a time of $\approx 100 \text{ nsec}$. The maximum electron density of $\approx 1 - 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ is reached in the channel axis immediately after the thermalisation of the channel whereas the temperature increases during the time of the highest energy input to the maximum of $\approx 5 - 6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

1. Einleitung

In früheren Arbeiten wurde die axiale Verteilung der Intensität des emittierten Lichtes von Funkenkanälen untersucht. Dies erfolgte in älteren Experimenten mit Hilfe der photographischen Beobachtung¹⁻³, oder es wurden Drehspiegelanordnungen

benutzt, die auch die Durchführung zeitaufgelöster Spektroskopie gestatteten². Eine Fortsetzung dieser Untersuchungen wurde in neueren Arbeiten mit Hilfe der Photomultipliertchnik⁴ und durch den Einsatz elektronischer Bildverstärker und Bildwandler-Wischkameras durchgeführt⁵⁻⁷. Alle diese Untersuchungen ergaben, daß insbesondere bei Funken, die mit hö-

Sonderdruckanforderungen an I. SANDER, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg, D-2000 Hamburg 36, Jungiusstraße 11.

¹ W. HOLZER, Z. Phys. **77**, 676 [1932].

² K. R. ALLEN u. K. PHILLIPS, Proc. Roy. Soc. London **278**, 168, 188 [1964].

³ H. THOLL, Z. Naturforsch. **19 a**, 704 [1964].

⁴ H. THOLL, Proc. 7th Int. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Belgrad **1**, 620 [1965].

⁵ K. H. WAGNER, Z. Phys. **189**, 465 [1966].

⁶ J. KOPPITZ, Z. Naturforsch. **22 a**, 1089 [1967].

⁷ A. A. DORAN, Z. Phys. **208**, 427 [1968].



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 digitalized 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.

herer Überspannung im homogenen Feld gezündet wurden, eine auffallende und gut reproduzierbare Achsenstruktur auftritt. Diese zeigt als wesentliches Merkmal eine Verengung des Funkenkanals, deren Lage zwischen Anode und Kathode durch die Überspannung bestimmt wird. Auch die Untersuchungen mit der Nebelkammer⁸ zeigten diese charakteristische Struktur. Dort machte sich diese Verengung als hell leuchtender Knoten bemerkbar, der sich etwa in Höhe des kritisch gewordenen Lawinenkopfes ausbildete. Die Messungen in⁴ und in⁶ zeigten dann, daß sich diese Verengung, auch „Hals“ genannt, etwa 4–5 mm hinter dem kritisch gewordenen Lawinenkopf (auf der kathodengerichteten Seite) entwickelt. Die Entwicklung dieses Halses wird vermutlich durch das an dieser Stelle überhöhte und radial stark konzentrierte Ionenfeld der Primärlawine verursacht.

Bei höherer Energiezufuhr in den Vorentladungskanal entsteht schließlich ein thermischer Funkenkanal, der in radialer Richtung expandiert. Die oben angeführte Struktur verschwindet und neue, für die thermische Entwicklung charakteristische Strukturen entstehen.

Um einen genaueren Einblick in diese Prozesse zu erhalten, wurde in der vorliegenden Arbeit eine detaillierte spektroskopische Untersuchung der zeitlichen Entwicklung sowohl der axialen als auch der radialen Verteilung der emittierten Strahlung von Funkenkanälen in Wasserstoff durchgeführt, wobei auch insbesondere der Übergang aus der Vorentladungsphase in die hydrodynamische Expansionsphase des thermischen Funkens studiert wurde. Aus den gemessenen Intensitätsverteilungen war es möglich, die Elektronendichte und Temperaturverteilungen zu ermitteln, an Hand derer sowohl die Thermalisierung als auch die weitere hydrodynamische Entwicklung und schließlich auch die Abkühlung und der Zerfall des Funkens detailliert studiert werden konnte.

2. Entwicklung der Elektronendichte und Thermalisierung im Vorentladungskanal

Die Untersuchungen der radialen und axialen Intensitätsverteilungen bei verschiedenen Wellenlängen erfolgte mit Hilfe einer automatisch arbeitenden Ap-

paratur, deren Aufbau und Wirkungsweise in⁹ detailliert beschrieben wurde, so daß an dieser Stelle darauf verzichtet werden kann. Die zeitliche Entwicklung der Axial- und Radialstruktur der Elektronendichte wurde in einem durch den Kanalaufbau erzeugten Vorentladungskanal unter folgenden experimentellen Bedingungen studiert:

Gas: H₂; Druck: $p = 460$ Torr bei 20 °C; Spannung: $U = 21,6$ kV; Überspannung: $\Delta U/U = 16,8\%$; $E/p = 23,5$ V/cm·Torr; Elektrodenabstand: $d = 2$ cm (homogenes Feld); Zahl der gestarteten Primärelektronen: $n_0 \cong 300$. — Daraus ergibt sich für $\alpha = 9,4$ cm⁻¹, für die Elektronendriftgeschwindigkeit $v_- = 0,8 \cdot 10^7$ cm/sec, für den kritischen Laufweg der Lawine nach Gl. (1) $x_c = 1,53$ cm und für die kritische Laufzeit $t_c = x_c/v_- = 180$ nsec.

Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 1 aufgetragen.

Die Ermittlung der Elektronendichte im Vorentladungskanal erfolgte nach folgendem Verfahren:

Zu den vorgegebenen Zeitpunkten wurden durch side-on-Beobachtung die Intensitätsverteilungen senkrecht zur Kanalachse und bei verschiedenen Achsenabständen x bei $\lambda = 6000$ Å und bei $\lambda = 6550$ Å (H_α) gemessen. Da der Dissoziationsgrad im Vorentladungskanal noch sehr gering ist, werden die Balmer-Linien des H-Atoms noch nicht emittiert und das Spektrum besteht in den beobachteten Wellenlängenbereichen zunächst aus dem Viellinienspektrum des H₂-Moleküls. Aus den gemessenen side-on-Verteilungen konnten durch Lösung der Abelschen Integralgleichung die radialen Intensitätsverteilungen bei verschiedenen Achsenabständen x berechnet werden¹⁰.

Die emittierte Intensität $I(r, x)$ zu einem bestimmten festgehaltenen Zeitpunkt ist proportional zur Stromdichte $j(r, x)$ am Orte r, x zum gleichen Zeitpunkt:

$$j(r, x) = A I(r, x) \quad (A \text{ Eichfaktor}), \quad (2)$$

$$j(r, x) = \varepsilon v_- \cdot N_e(r, x) \quad (3)$$

(N_e Elektronendichte, ε Elementarladung),

$$N_e(r, x) = A I(r, x) / (\varepsilon v_-). \quad (4)$$

Die Bestimmung des Eichfaktors A erfolgte durch Messung des im äußeren Kreis fließenden Gesamtstromes J :

$$J = \varepsilon v_- \cdot N/d \quad (5)$$

(N gesamte im Kanal enthaltene Elektronenzahl),

$$N = \int_0^d \int_0^R 2 \pi r N_e(r, x) dr dx \quad (6)$$

(d Kanallänge, R Kanalradius zum entspr. Zeitpunkt). Einsetzen von (2), (3) und (4) in (5) liefert für den

⁸ H. RAETHER, Z. Phys. **112**, 464 [1939].

⁹ H. THOLL, I. SANDER u. H. MARTINEN, Z. Naturforsch., in Vorbereitung.

¹⁰ H. THOLL, Z. Naturforsch. **22 a**, 1068 [1967].

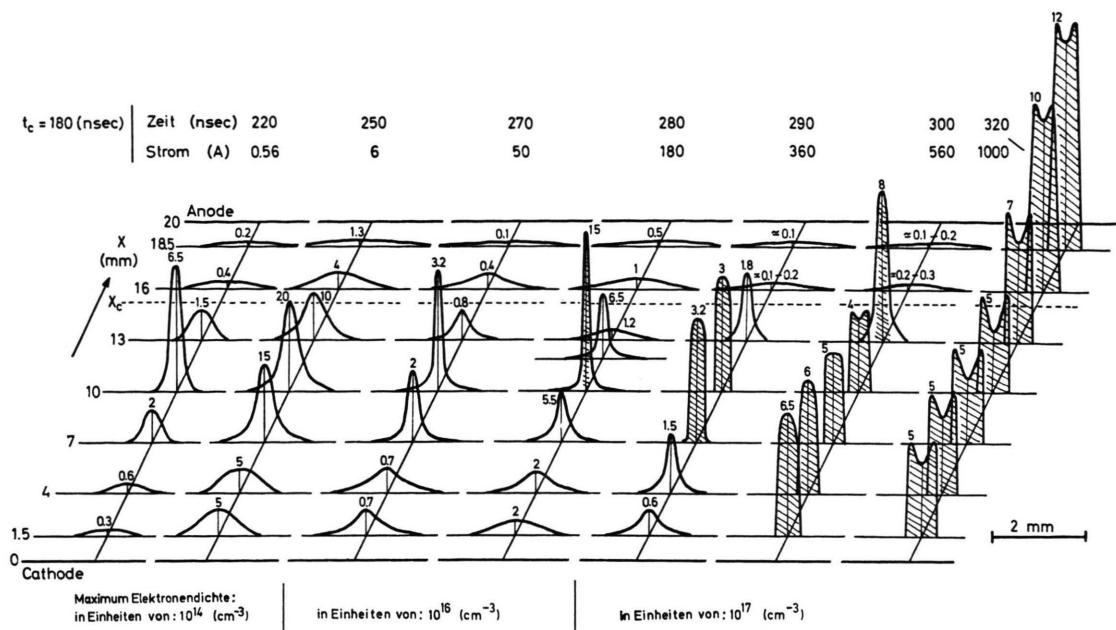


Abb. 1. Radiale Verteilung der Elektronendichte im Vorentladungskanal bei verschiedenen Achsenabständen x und zu verschiedenen Zeiten der Entwicklung; x_c, t_c : kritischer Laufweg und kritische Laufzeit der Primärlawine; oben 1. Zeile: Entwicklungszeitpunkt; 2. Zeile: Strom im Kanal zu diesem Zeitpunkt; an den Verteilungen ist die Maximaldichte angegeben in Einheiten, die unterhalb der Abb. angegeben sind; schraffiert sind die thermalisierten Bereiche.

Eichfaktor A :

$$A = J d / (2 \pi \int_0^R \int_0^R I(r, x) dr dx). \quad (7)$$

Mit (7) ergibt sich aus (4):

$$N_e(r, x) = d J I(r, x) / (\epsilon v - 2 \pi \int_0^R \int_0^R I(r, x) dr dx). \quad (8)$$

Die Integration über $I(r, x)$ wurde numerisch an der Hamburger TR 4-Rechenanlage durchgeführt. Voraussetzung für dieses Verfahren ist, daß v konstant ist. Dies ist im Vorentladungskanal näherungsweise erfüllt, da das angelegte Feld noch nicht zusammengebrochen ist.

Die in Abb. 1 für verschiedene Achsenabstände x aufgetragenen radialen Elektronendichteverteilungen zeigen nun über ein Zeitintervall von 100 nsec die Entwicklung des Vorentladungskanals bis zu dem über die gesamte Länge thermalisierten Plasmakanal. Die Zeit wird vom Startzeitpunkt der Primärelektronen n_0 aus gezählt. Auf Grund der zu geringen Quantenausbeute der Strahlung in Wasserstoff konnte zu früheren Zeiten als 220 nsec, also während der Kanal-Entwicklung, nicht gemessen werden.

Die Elektronendichteverteilungen zur Zeit 220 nsec zeigen jedoch sehr deutlich die auf Grund der vorangegangenen Kanal-Entwicklung erzeugte hohe Elektronendichte von $6,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ in der Kontraktions-

zone (neck) bei $x = 10 \text{ mm}$, also auf der Kathodenseite von $x_c = 15,3 \text{ mm}$. Dagegen beträgt die Elektronendichte in Anodennähe, also im Bereich des ehemaligen anodengerichteten streamers, nur einige 10^{13} cm^{-3} . Da das angelegte Feld noch nicht zusammengebrochen ist, steigt die Elektronendichte in allen Teilen des Kanals durch Ionisation schnell an. Im Zeitintervall 260–270 nsec tritt eine weitere Kontraktion der Verengungszone bei 10 mm ein, und nun ist auch zuerst die Strahlung von Atomlinien wie H_α und H_β nachweisbar, woraus sich schließen läßt, daß jetzt ein merklicher Anteil der H_2 -Moleküle dissoziiert ist.

Als Beispiel zeigt Abb. 2 a das emittierte Spektrum zum Zeitpunkt 270 nsec zwischen 4000 Å und 7000 Å gemessen in der Verengung bei 10 mm und in Anodennähe bei 16 mm. Das Auftreten von H_α , H_β , H_γ bei 10 mm ist deutlich erkennbar, wogegen bei 16 mm nur das Viellinienspektrum des H_2 -Moleküls registriert wird, da infolge der zu geringen Elektronendichte die Dissoziation in diesem Bereich noch nicht so weit fortgeschritten ist. Erst 20 nsec später bei 290 nsec setzt im Anodenteil bei 16 mm die Emission von Atomlinien ein (Abb. 2 b).

Im Verlauf der weiteren Entwicklung kontrahiert der Kanal bei 10 mm weiter (280 nsec), die Strah-

lung in der Randzone des Kanals bricht mehr und mehr zusammen, da infolge der steigenden Leitfähigkeit das elektrische Feld zusammenbricht; dagegen wird aus dem Inneren des Kanals schließlich die Strahlung eines thermischen Plasmas emittiert (290 nsec). Dieser Übergang in das thermische Plasma ist durch folgende Merkmale gekennzeichnet:

a) Es tritt ein steiler Intensitätsanstieg der emittierten Strahlung auf. Zum Beispiel steigt die Intensität bei $x = 10$ mm im Intervall 270–290 nsec (Abb. 1) im Kontinuum bei 6000 Å um etwa das 10-fache und im Bereich von H_α um mehr als das 100-fache.

b) Der Wasserstoff ist vollkommen dissoziiert und es wird nur noch Rekombinationskontinuum und das Linienspektrum des H-Atoms über den gesamten Querschnitt des Kanals in einem zueinander nahezu konstanten Verhältnis emittiert, wobei sich dieses Verhältnis in den folgenden Zeitpunkten der Entwicklung des Funkenkanals nicht mehr wesentlich ändert.

c) Die radiale Intensitätsverteilung der Strahlung ändert sich deutlich und zeigt einen sehr steilen Abfall am Kanalrand.

d) Die radiale Expansion infolge des durch die Aufheizung der Ionen und der Neutralteilchen verursachten Überdrucks ($\cong 10$ -fach) im Kanal beginnt. Der Funkenkanal geht in seine hydrodynamische Phase über. (Siehe die Zunahme des Kanaldurchmessers von 290–320 nsec bei 10 mm (Abb. 1).)

Die Thermalisierung des Kanals in Kathodennähe erfolgt etwas verzögert bei $\cong 300$ nsec. Da der Vorentladungskanal in Anodennähe einen relativ großen Durchmesser von $\cong 2$ mm hat, innerhalb dessen die Elektronendichte nahezu konstant ist, ist es verständlich, daß über einen größeren Querschnitt gleichzeitig eine Thermalisierung einsetzt. Dies führt dazu, daß zum Zeitpunkt 320 nsec, zu dem schließlich auch der Kanal in Anodennähe thermalisiert ist, dieser etwa den gleichen Durchmesser besitzt wie der bereits über $\cong 30$ nsec hinweg expandierende übrige Kanal. Ferner verursacht diese breite nahezu konstante Elektronendichteverteilung durch geringe statistische Schwankungen einen relativ großen radialen Jitter des Thermalisierungszentrums innerhalb eines Durchmessers von $\cong 1$ mm. Es konnte im Anodenbereich sogar beobachtet werden, daß sich zwei Thermalisierungszentren gleichzeitig in radialer Richtung

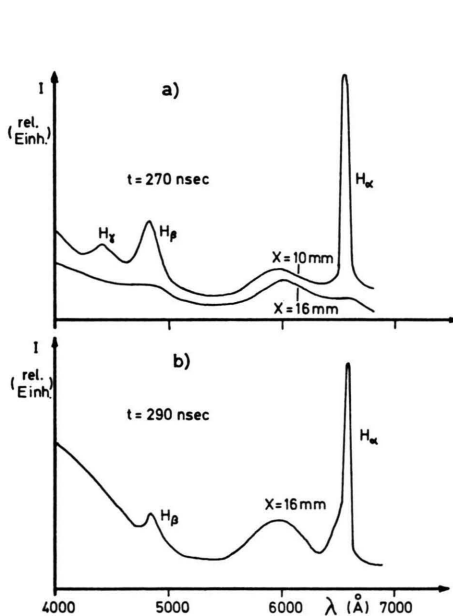


Abb. 2. Aus der Achse des Vorentladungskanals emittiertes Wasserstoffspektrum. a) Zum Zeitpunkt 270 nsec bei den Achsenabständen 10 mm (in der Verengung) und 16 mm (in Anodennähe); b) zum Zeitpunkt 290 nsec bei 16 mm; weiteres im Text.

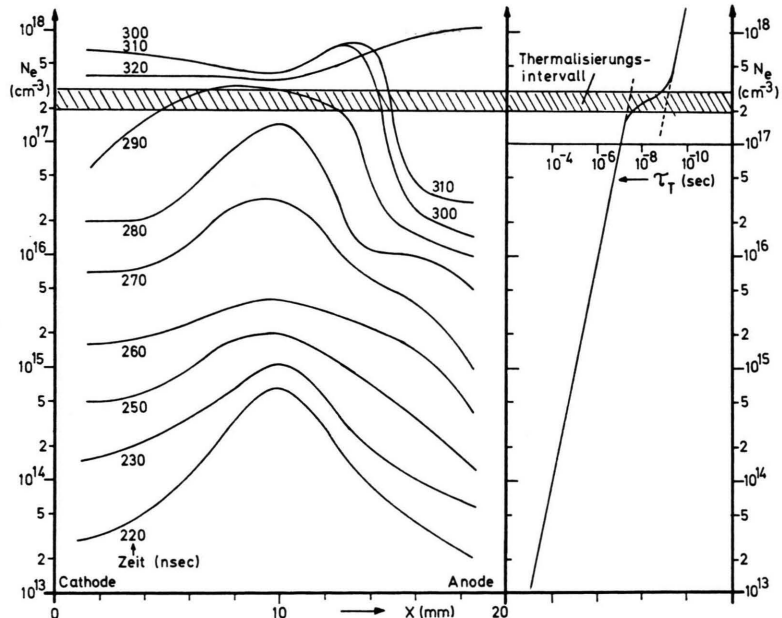


Abb. 3. Links: Elektronendichte in der Achse des Vorentladungskanals als Funktion des Achsenabstandes x ; Parameter: Zeit; Rechts: Einstellzeit zwischen Elektronen- und Ionentemperatur (Thermalisierungszeit) als Funktion der Elektronendichte; schraffiert ist das Thermalisierungsintervall.

nebeneinander ausbildeten. Solche Effekte traten in der Verengung und im kathodengerichteten Teil naturgemäß nicht auf, so daß der Funkenkanal in diesen Bereichen auch sehr viel besser reproduzierbar war als in Anodennähe.

3. Diskussion des Thermalisierungsprozesses

Für das Verständnis der Thermalisierung des Funkenplasmas innerhalb weniger nsec ist es erforderlich, eine Abschätzung der Einstellzeiten durchzuführen. Unter Verwendung der Näherungsformeln von GRIEM¹¹ wurde bereits in¹⁰ gezeigt, daß die Einstellzeit für die thermische Besetzung der Energieniveaus (Boltzmann-Verteilung) bei einer Elektronendichte von $\cong 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und Temperatur von $\cong 2 \cdot 10^4 \text{ K}$ auf den Wert von $\cong 1 \text{ nsec}$ absinkt. Am langsamsten erfolgt die Einstellung der Gleichgewichtstemperatur zwischen Elektronen (T_e) und Ionen sowie Neutralteilchen (T_i , T_0), d. h. die Aufheizung der schweren Teilchen, da bei jedem elastischen Stoß nur der Bruchteil m/M der Energie der stoßenden Elektronen übertragen wird. Diese Thermalisierungszeit kann man abschätzen zu:

$$\tau_T = (M/m) \cdot (v Q N_e)^{-1}; \quad (9)$$

v Thermische Geschwindigkeit der Elektronen; N_e Elektronendichte; Q Wirkungsquerschnitt.

Q setzt sich aus einem Anteil der Stöße der Elektronen mit Neutralteilchen Q_0 und einem Anteil der Stöße mit Ionen Q_i zusammen. Führen wir wir noch den Ionisierungsgrad $I = N_i/N_g = N_e/N_g$ für ein Wasserstoffplasma ein (N_g Gesamteilchendichte $N_i + N_0$, N_0 Neutralteilchendichte), so kann für Q geschrieben werden:

$$Q = Q_0(1 - I) + Q_i I. \quad (10)$$

Der Ionenquerschnitt Q_i berechnet sich für ein vollionisiertes Plasma zu $Q_i = 3 \cdot 10^{-15} (E_i/kT)^2 \text{ cm}^{-2}$ (E_i Ionisierungsspannung des H-Atoms = 13,6 eV) und ist somit für Elektronentemperaturen von $\cong 3 \text{ eV}$ um mehr als eine Größenordnung größer als Q_0 ¹².

Legt man für die Diskussion von τ_T eine Anfangsgasdichte im Funkenkanal von einigen 10^{19} cm^{-3} entsprechend einem Druck von einigen 100 Torr zugrunde, so ergibt sich für Elektronendichten $< 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ($I < 10^{-3}$) für $Q \cong Q_0$. Für Elektronendichten $> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ beginnt der Term $Q_i I$ zu überwie-

gen, und schließlich kann man bei einem Ionisierungsgrad von $I \cong 0,1$ für $Q \cong Q_i I$ schreiben. Im Fall der Vollionisation wird $Q = Q_i$. Durch das Anwachsen von $Q_i I$ bei Ionisierungsgraden $> 1\%$ infolge der Coulomb-Wechselwirkung verkürzt sich τ_T in zunehmendem Maße und fällt schließlich auf Werte von $< 1 \text{ nsec}$. Deshalb ist also eine Aufheizung des Plasmas dann zu erwarten, wenn die Elektronendichte im Kanal einige 10^{17} cm^{-3} erreicht.

Das Experiment, dessen Ergebnis in Abb. 3 aufgetragen ist, bestätigt dann auch diese Erwartung. In Abb. 3 ist rechts die Thermalisierungszeit τ_T als Funktion der Elektronendichte aufgetragen, die im schraffierten Thermalisierungsintervall bei $2 - 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ den Übergang von $\tau_T = (M/m) (v Q_0 N_e)^{-1}$ zu $\tau_T = (M/m) (v Q_i N_e)^{-1}$ zeigt und sich dabei auf $< 1 \text{ nsec}$ verkürzt. Links ist die maximale Elektronendichte in der Kanalachse als Funktion des Achsenabstandes x mit der Zeit als Parameter aufgetragen. Die Elektronendichteüberhöhung in der Kontraktionszone bei 10 mm ist deutlich erkennbar (siehe auch Abb. 1). Im Zeitintervall 280 bis 290 nsec durchläuft die Elektronendichte in dieser Zone das Thermalisierungsintervall und das Plasma wird aufgeheizt. Im Kathodenbereich durchläuft N_e erst zwischen 290 und 300 nsec dieses Intervall und die Thermalisierung erfolgt entsprechend später. Schließlich folgt als letztes der Bereich in Anodennähe (310 bis 320 nsec). Die lange Verzögerung der Aufheizung des Bereichs vor der Anode liegt also offensichtlich an der zunächst zu niedrigen Elektronendichte. Wenn jedoch der gesamte übrige Teil des Funkenkanals thermalisiert und hochleitend geworden ist, dann erfolgt die Energieeinspeisung nur noch in den schlecht leitenden Bereich vor der Anode, da im übrigen Kanal das elektrische Feld zusammengebrochen ist. Die Folge ist dann ein sprunghafter Elektronendichteanstieg von einigen 10^{16} auf $\cong 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ in einer Zeit von etwa 5 nsec. Infolge dieser schnellen Aufheizung erreicht die Elektronendichte im Bereich vor der Anode auch höhere Werte als im übrigen Kanal, in dem die Aufheizung in einer Zeit von 10 – 20 nsec abläuft.

Diese zeitliche Entwicklung des Vorentladungskanals und seiner Thermalisierung erzeugt nun als „Anfangsbedingung“ für die weitere hydrodynamische Entwicklung (Expansion) des thermischen Fun-

¹¹ H. R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book Comp., New York 1964.

¹² L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases, Intersci. Publ., New York 1956.

kenkanals einen Plasmakanal von einigen Zehntel mm Durchmesser, mit einer charakteristischen Achsenstruktur der Elektronendichte, deren wesentliches Merkmal die hohe Elektronendichte vor der Anode ist (Abb. 1 320 nsec).

4. Zeitliche Entwicklung der Radial- und Axialstruktur von Elektronendichte und Temperatur im thermischen Funkenkanal

Die Bestimmung von Elektronendichte und Temperatur im thermischen Funkenkanal erfolgte aus den gemessenen radialen Intensitätsverteilungen nach dem Normtemperaturverfahren¹³ und aus den Absolutintensitäten von Linien- und Kontinuumsstrahlung. Diese Methoden wurden in¹⁰ ausführlich behandelt, so daß an dieser Stelle darauf verzichtet werden kann.

Zur Diskussion der weiteren an die Thermalisierungsphase sich anschließenden Entwicklung haben wir aus einer Vielzahl von gemessenen Verteilungen die radiale und axiale Verteilung von Elektronendichte und Temperatur zu drei verschiedenen Zeitpunkten der Kanalentwicklung in Abb. 4 a – f aufgetragen. Die Zeitzählung erfolgte in dieser Abb. vom Beginn der Expansion des Kanals aus; insofern entspricht der Zeitpunkt 60 nsec in Abb. 4 a, b in etwa dem Zeitpunkt 320 nsec in Abb. 1. Auch die experimentellen Bedingungen sind die gleichen wie in Abb. 1.

a) *Axiale Struktur*: Abb. 4 a zeigt wieder die hohe Elektronendichte von $\cong 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ vor der Anode zu Beginn der Entwicklung, deren Entstehung bereits erläutert wurde. In Abb. 4 c (200 nsec) ist bereits ein Ausgleich dieser axialen Dichteunterschiede erfolgt. Diese nahezu konstante Elektronendichte wird auch in der weiteren Entwicklung beibehalten (Abb. 4 e 2000 nsec). Ein weitergehende Diskussion der Axialstruktur wird im nächsten Abschnitt durchgeführt.

b) *Radiale Struktur*: Das zu Beginn der Entwicklung (60 nsec) sich andeutende Elektronendichteminimum vertieft sich bis zu 200 nsec hin, um dann in der späten Abkühlungsphase (2000 nsec) wieder zu verschwinden. Die Ursache für dieses Verhalten ist die sich einstellende radiale Temperaturverteilung (Abb. 4 b, d, f). Für das Verständnis dieses Effektes betrachten wir den Funkenkanal als ein thermisches

Plasma und gehen z. B. in Abb. 4 c, d vom Kanalrand in radialer Richtung zur Funkenmitte. Dann steigt die Temperatur von einigen $10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ auf $\cong 6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ an. Infolge dieser Temperatursteigerung und der damit verbundenen Zunahme der Ionisation (Saha-Gleichung) steigt zunächst die Elektronendichte steil an, bis bei der Normtemperatur $T_n \cong 15\,000 - 20\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ der Ionisierungsgrad gegen eins geht. Ein weiterer Temperaturanstieg bewirkt nun infolge der Expansion des Plasmas einen Elektronendichterückgang. Für $T < T_n$ (Kanalrand) überwiegt also die Zunahme durch Ionisation und für $T > T_n$ die Abnahme durch Expansion. Der Dichteabfall durch Expansion erfolgt mit $1/T$, wenn der Druck p als konstant über den Querschnitt vorausgesetzt wird. Hat die Temperatur in der Kanalachse T_n noch nicht erreicht, wie etwa in Abb. 4 a, b, oder sinkt sie wieder unter diesen Wert, wie in Abb. 4 e, f, dann verlagert sich das Elektronendichtemaximum zurück in die Kanalachse. Eine eingehendere Diskussion dieses Verhaltens mit den dazu erforderlichen Berechnungen der Elektronendichte als Funktion der Temperatur und des Druckes für ein thermisches Wasserstoffplasma wurde bereits in¹⁰ durchgeführt.

5. Axialstruktur von Elektronendichte und Temperatur bei verschiedener Überspannung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde klar, wie stark die axiale Struktur der Elektronendichte zu Beginn der Entwicklung des thermischen Kanals von den experimentellen Bedingungen abhängt, unter denen die Entwicklung des Vorentladungskanals abläuft. Die zeitlich und örtlich inhomogene Thermalisierung des Vorentladungskanals erzeugte das in Abb. 4 a dargestellte Elektronendichteprofil, welches vor der Anode eine hohe Elektronendichte von $\cong 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufweist, die dann in der ehemaligen Verengungszone ein Minimum mit $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ durchläuft, um schließlich in Kathodennähe wieder auf $6 - 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ anzusteigen.

Eine Erhöhung der Überspannung führt nun zu einer Verkürzung des kritischen Laufweges x_c der Primärlawine und somit zu einer Verschiebung der Verengung in Kathodenrichtung. Insofern erwartet man auch eine Verlagerung des gesamten axialen Elektronendichteprofiles des thermischen Kanals in Kathodenrichtung. Zur Überprüfung dieses Verhaltens haben wir die axialen Elektronendichteverteilungen

¹³ R. W. LARENZ, Z. Phys. **129**, 327, 343 [1951].

Abb. 4 a

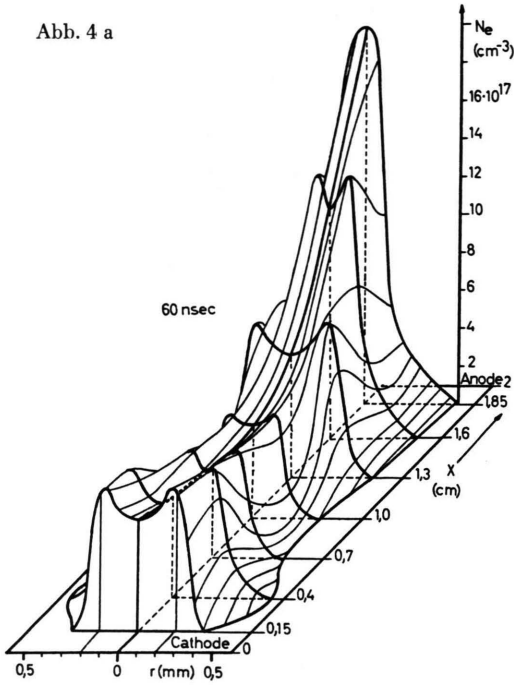


Abb. 4 b

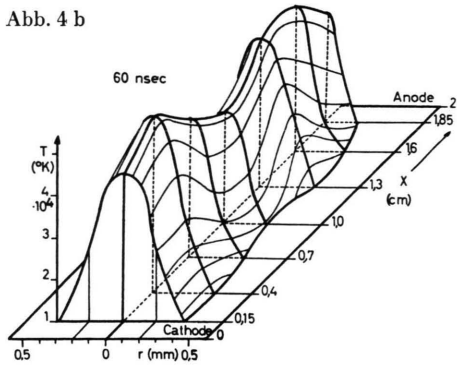


Abb. 4 c

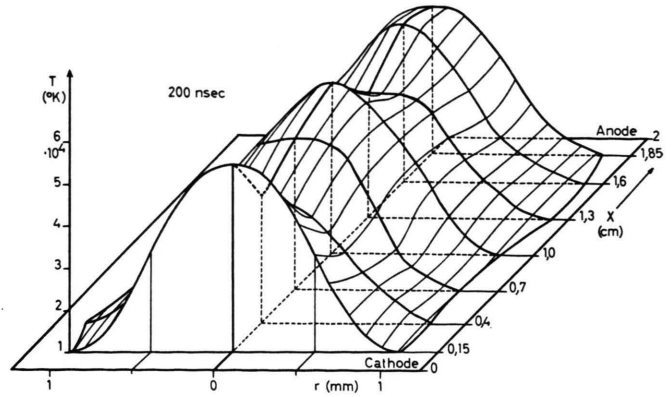
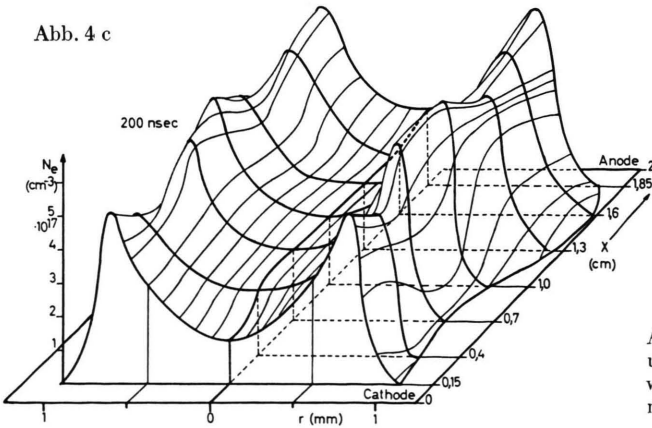


Abb. 4 d

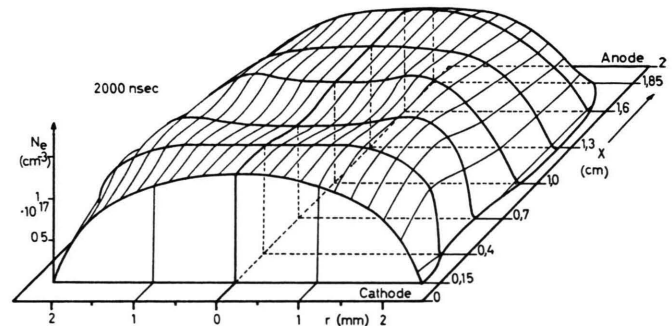


Abb. 4 e

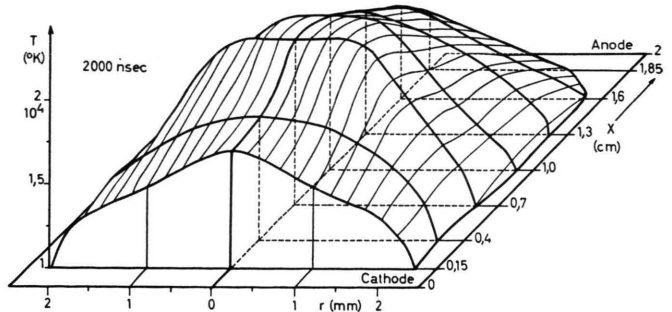


Abb. 4 f

Abb. 4. Radiale und axiale Verteilung der Elektronendichte und Temperatur im thermischen Funkenkanal zu drei Entwicklungszeiten; 4 a, b: 60 nsec, 4 c, d: 200 nsec, 4 e, f: 2000 nsec nach der Kanalexpanstion; links (a, c, e) Elektronendichte; rechts (b, d, f) Temperatur.

gen im thermischen Kanal bei drei verschiedenen Überspannungen untersucht.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 5 a, b, c dargestellt. Abb. 5 gibt die Elektronendichtefelder bei drei Überspannungen wieder, wobei als Abszisse die Zeit im logarithmischen Maßstab und als Ordinate der Achsenabstand x aufgetragen wurde. Die eingezeichneten Kurven sind Linien gleicher Elektronendichte. Da sich die radiale Verteilung der Dichte in dieser Darstellung nicht wiedergeben läßt, wurde die Elektronendichte in der Kanalachse (Mittendichte) aufgetragen. Links wurde die Form des Vorentladungskanals mit seiner charakteristischen Verengung (neck) und der kritische Laufweg x_c eingezeichnet. Deutlich ist in der Folge a, b, c die Verkürzung von x_c und die Verschiebung der Verengung in Kathodenrichtung mit wachsender Überspannung erkennbar. Gleichzeitig verschieben sich das zunächst bei 8–10 mm liegende Elektronendichtetal (Abb. 5 a) und der in Anodenrichtung sich anschließende Dichteberg in Kathodennähe wird eben-

falls zur Kathode hin verschoben und verschwindet in Abb. 5 c schließlich ganz, d. h. die Verengungszone liegt dann unmittelbar über der Kathode. Der Bereich hoher Elektronendichte zwischen Verengung und Anode dehnt sich in zunehmendem Maße aus.

Infolge des höheren Druckes, der sich, bedingt durch die schnellere Aufheizung, im Kanal zwischen Verengung und Anode aufbaut, expandiert dieser Bereich auch schneller in radialer Richtung. Diese Erscheinung ist gut in Abb. 6 zu erkennen, in welcher die axiale Verteilung des Funkenradius zu verschiedenen Zeitpunkten aufgetragen wurde. Für Abb. 6 gelten die experimentellen Bedingungen von Abb. 5 a. Da auch im Bereich zwischen Verengung und Kathode ein höherer Druck als in der Verengung herrscht, expandiert auch dieser Teil schneller als die Verengungszone zwischen 7 und 11 mm. Die Folge dieser schnelleren Expansion in den Bereichen überhöhter Elektronendichte ist nun auch ein schnellerer Dichteabbau in diesen, so daß bereits nach etwa 100 nsec (gemessen vom Beginn der Expansion) die Elektronendichte in der Kanalachse im

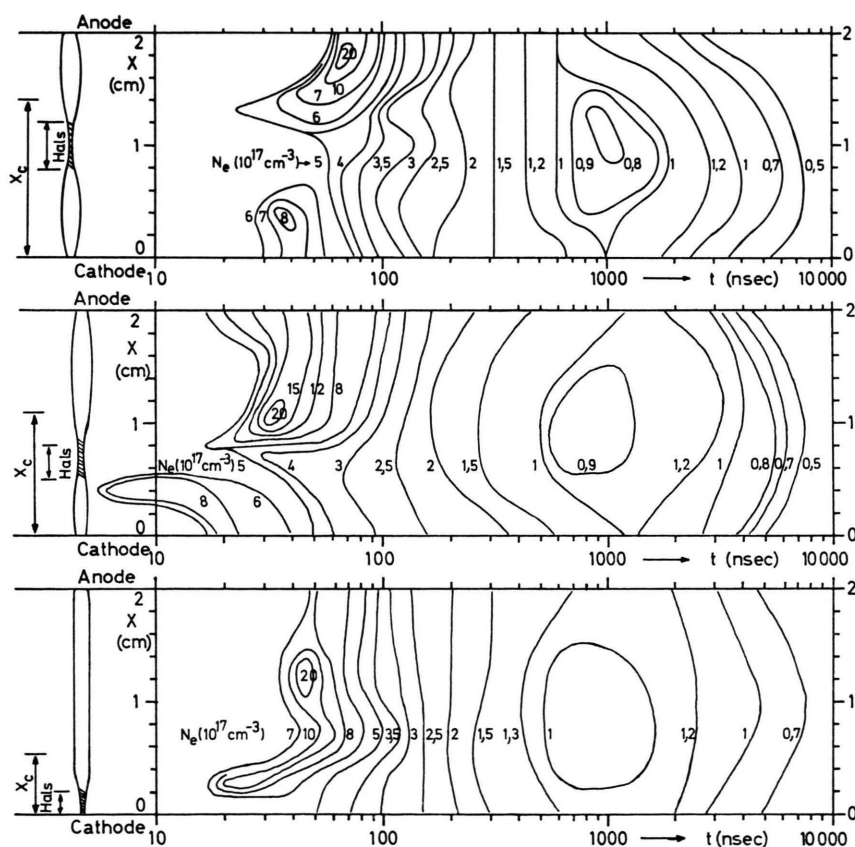


Abb. 5. Elektronendichtefelder von thermischen Wasserstofffunken (Kurven gleicher Elektronendichte in der Kanalachse) als Funktion von Zeit und Achsenabstand bei drei verschiedenen Überspannungen; p in allen Fällen 460 Torr;

| | a) | b) | c) |
|--------------|------|------|---------------|
| E/p | 23,5 | 25,0 | 29,0 V/cmTorr |
| $\Delta U/U$ | 16,8 | 24,5 | 44,0 % |
| x_c | 1,53 | 1,10 | 0,55 cm |

weitere Erläuterungen im Text.

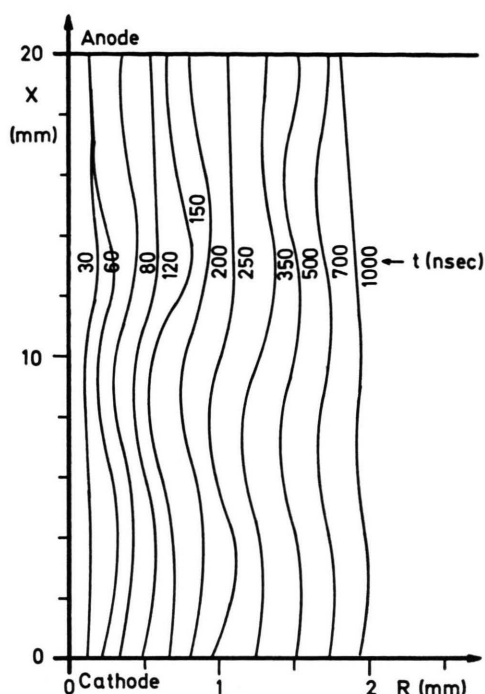


Abb. 6. Axiale Verteilung des Funkenradius zu verschiedenen Zeitpunkten der Kanalexansion (experimentelle Bedingungen wie in Abb. 5 a).

gesamten Kanal auf etwa $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ abgefallen ist. In der folgenden Weiterentwicklung unterscheiden sich die axialen Dichtestrukturen der Funkenkanäle bei den drei Überspannungen nur noch unwesentlich. Man kann sagen, daß von dieser Zeit an der Funke seine Vorgeschichte „vergessen“ hat.

In der Abkühlungsphase für $t > 1 \mu\text{sec}$ sinkt die Elektronendichte in der Nähe von Anode und Kathode schneller als im übrigen Kanal. Dies liegt offensichtlich an der schnelleren Abkühlung des Plasmas durch den Kontakt mit den Elektroden, wie das Isothermenfeld der Abb. 7 sehr deutlich zeigt. Abb. 7 enthält das zu Abb. 5 a gehörende Temperaturfeld. Die Temperatur erreicht zwischen Verengung und

Kathode ihren Maximalwert von $\cong 5 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, wobei durchaus Fluktuationen vorkommen, in denen die Temperatur bis $6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ anwächst (siehe auch Abb. 4 d). Ferner zeigen alle 3 Felder von Abb. 5 a, b, c, daß die Elektronendichte in der Kanalachse (Mittendichte) bei etwa $1 \mu\text{sec}$ ein flaches Minimum durchläuft. Die Ursache hierfür ist, daß bei nahezu erfolgtem Ausgleich zwischen Druck im Kanalinneren und Außendruck des umgebenden Gases die Temperatur des Plasmas noch höher als die Normtemperatur $T_n \cong 15\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ ist, so daß bei der weiteren Abkühlung die Elektronendichte noch über das Normtemperaturmaximum bei $\cong 3 \mu\text{sec}$ läuft. In Elektrodennähe erfolgt die Abkühlung so schnell, daß zur Zeit des Druckausgleichs bei etwa $1 - 1,5 \mu\text{sec}$ bereits die Normtemperatur erreicht ist, so daß kein neuer Elektronendichteanstieg mehr erfolgt. Dieses Verhalten wurde insbesondere bereits in ¹⁰ an Hand einer Funkenkennlinie noch genauer erläutert.

6. Abschließende Diskussion

Nachdem in dieser Arbeit die Thermalisierung und die Entwicklung des thermischen Plasmas von Funken untersucht worden ist, die über den Kanalaufbau gezündet wurden, scheint es angebracht, noch einige allgemeine Bemerkungen zur Bildung von thermischen Funkenkanälen zu machen. Für den Vorentladungsmechanismus kennt man den hier beschriebenen Kanalaufbau, welcher von vornherein zu einem räumlich konzentrierten Vorentladungskanal führt, und den Townsend-Mechanismus, der über viele Lawinengenerationen eine breitflächige Vorentladung erzeugt. Zur Frage, wann in einer konzentrierten Kanalentladung oder in einer breitflächigen, im homogenen Feld ablaufenden Townsend-Entladung ein thermischer Funkenkanal entsteht, läßt sich folgende Abschätzung machen:

Zur Vereinfachung sei über das gesamte Entladungsvolumen konstante Elektronendichte N_e ange-

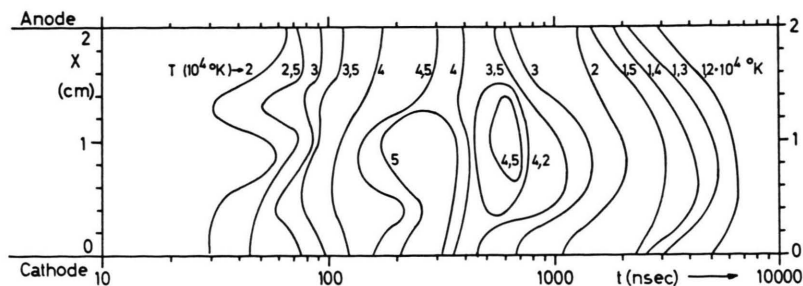


Abb. 7. Temperaturfeld eines thermischen Wasserstofffunken (Kurven gleicher Temperatur in der Kanalachse) als Funktion von Zeit und Achsenabstand (experimentelle Bedingungen wie in Abb. 5 a).

nommen; ferner seien Abstrahlungsverluste vernachlässigt. Dann muß für die Erzeugung von N_e im Volumen V die Energie

$$E = (E_i + E_{th}) N_e V \quad (11)$$

aufgewendet werden (E_i Ionisierungsenergie 13,6 eV in Wasserstoff; E_{th} thermische Energie der Elektronen $\cong 3$ eV). Der Kanalaufbau erzeugt einen Vorentladungskanal mit $V \cong 0,2$ cm³ bei einem Elektrodenabstand von 2 cm. Das Entladungsvolumen einer Townsend-Entladung beträgt dagegen $\cong 20$ cm³. Setzt man für N_e die für die Thermalisierung notwendige kritische Elektronendichte $N_e \cong 10^{17}$ cm⁻³ und für $E_i + E_{th} \cong 16$ eV, dann muß beim Kanalaufbau zur Erzeugung eines thermischen Funkens eine Energie von $E \cong 0,05$ Joule in den Kanal eingespeist werden. Im Fall des Townsend-Aufbaus muß diese Energie des um etwa zwei Größenordnungen größeren Entladungsvolumen wegen $\cong 5$ Joule sein. Die Abschätzung berücksichtigt nicht die im Entladungsvolumen vorkommenden Elektronendichteüberhöhungen, so daß man in Wirklichkeit mit etwas niedrigeren Energiebeträgen auskommen dürfte.

Es ist verständlich, daß ein thermischer Funkenkanal, dem gerade die zur Thermalisierung notwendige Mindestenergie zugeführt wurde, nicht wesentlich weiter aufgeheizt wird und deshalb auch kaum expandiert. Diese Expansion als Funktion unter-

schiedlicher Energieeinspeisung wird in einer weiteren Arbeit behandelt werden¹⁴. Die örtlichen Schwankungen der Elektronendichte führen häufig zur Thermalisierung einzelner Bereiche des Entladungsplasmas, in denen N_e den Wert 10^{17} cm⁻³ übersteigt, wogegen das übrige Entladungsplasma kalt bleibt, da die Energie bereits aufgebraucht ist. Es bilden sich in diesem Fall thermalisierte Fäden innerhalb des Vorentladungsplasmas^{2, 3, 6}.

Wo die Thermalisierung zuerst einsetzt, hängt also nur davon ab, wo die Elektronendichte den kritischen Wert von $\cong 10^{17}$ cm⁻³ übersteigt. In einer Townsend-Entladung ist dies offensichtlich zuerst vor der Kathode der Fall, denn Messungen in⁷ haben gezeigt, daß unter diesen Bedingungen die Thermalisierungsfront an der Kathode und wenig später eine zweite Front an der Anode startet; im Gegensatz dazu startete die Thermalisierungsfront unter den in dieser Arbeit vorliegenden Kanalaufbaubedingungen in der in der Mitte der Entladungsstrecke liegenden Verengungszone. In einer Townsend-Entladung kommt noch hinzu, daß auch in radialer Richtung statistische Elektronendichteschwankungen auftreten, was dann naturgemäß zu großen örtlichen Schwankungen des Einsatzortes des Funkens führt.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danke ich für die Förderung dieser Arbeit. Herrn I. SANDER und Herrn H. MARTINEN danke ich für die Hilfe bei der Durchführung der Messungen. Der Bundesminister für wissenschaftliche Forschung hat dankenswerter Weise Mittel für diese Untersuchungen zur Verfügung gestellt.

¹⁴ H. MARTINEN u. H. THOLL, Z. Naturforsch., in Vorbereitung.