

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

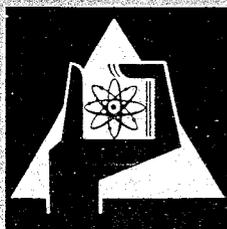
Juli 1968

KFK 857

Institut für Kernverfahrenstechnik

Elektrische Eigenschaften eines mit einem Plasmabrenner  
erzeugten schnellen Argon-Atomstrahls

R. W. Kessler, W. Obert



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



## Elektrische Eigenschaften eines mit einem Plasmabrenner erzeugten schnellen Argon-Atomstrahls

R. W. KESSLER und W. OBERT

Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

Eingegangen am 16. Februar 1968

### *Electrical Properties of a Fast Argon Atomic Beam Generated by an Arc Source*

The fast atomic beam skimmed from the supersonic beam of an arc source still contains a small fraction of plasma (order of 0.01%), permitting an electrical current to flow between the orifice system and an electrode placed in the path of the atomic beam. At sufficiently high positive electrode potential with respect to the orifice system the current flows in the form of periodic pulses. This effect can be interpreted as a self-interruption of the current through formation of a plasma-free zone in the vicinity of the last orifice, with the current increasing again as soon as the succeeding plasma flow restores contact with the electrode. — A plasma-free atomic beam is obtained by applying to the last orifice a negative potential with respect to the remaining orifice system.

Der aus einer Plasmabrenner-Überschallströmung ausgeblendete schnelle Atomstrahl enthält noch einen geringen Plasmaanteil (Größenordnung 0,01%), so daß zwischen dem Blendensystem und einer in den Atomstrahl gestellten Elektrode ein elektrischer Strom fließen kann. Bei gegenüber den Blenden genügend großem positiven Elektrodenpotential fließt der Strom nur in periodischen Impulsen. Der Effekt kann damit erklärt werden, daß sich der Strom durch Aufbau einer plasmafreien Zone in der Umgebung der letzten Blende selbst unterbricht und erst wieder ansteigen kann, sobald das aus der Blende nachströmende Plasma den Kontakt mit der Elektrode wiederherstellt. — Ein plasmafreier Atomstrahl ergibt sich, wenn die letzte Blende negativ gegenüber den vorhergehenden Blenden gepolt wird.

### *Einleitung*

Vor kurzem wurde über die Erzeugung schneller Edelgas-Atomstrahlen mit einem Plasmabrenner berichtet [1, 2]. Mit Argon als Strahlgas wurde eine kinetische Energie des Atomstrahls bis zu 5,5 eV bei einer Stromdichte von  $5 \cdot 10^{19}$  Teilchen/sterad sec erreicht. Intensive Atomstrahlen mit Energien im eV-Bereich sind für Streuversuche mit Festkörperoberflächen sowie zur Untersuchung der elastischen und reaktiven Streuung an gasförmigen Streupartnern von Interesse.

Da der Atomstrahl aus einer Plasmaströmung ausgeblendet wird, muß damit gerechnet werden, daß der im Hochvakuum laufende Strahl noch einen geringen Plasmaanteil enthält. In der vorliegenden

Arbeit werden die elektrischen Eigenschaften dieses Strahls untersucht<sup>1</sup>.

### *Experimentelle Anordnung*

Die Anordnung zur Erzeugung und Untersuchung des Atomstrahls geht aus Abb. 1 hervor. Das Strahlgas (Argon) verläßt die Düse des Plasmabrenners als heißer Überschallplasmastrahl, dessen Kern mittels Abschäler und Kollimator als Atomstrahl ins Hochvakuum übergeführt wird [1, 2]. Der im Hochvakuum fliegende Strahl passiert zunächst die auf dem Potential  $U_B$  gegen Erde befindliche Lochblende  $B$  und

<sup>1</sup> Von WINICUR und KNUTH wurden kürzlich Messungen über die Konzentration von Ionen und angeregten Zuständen in einem mit einem Plasmabrenner erzeugten 1,52 eV Argonstrahl veröffentlicht [3].

trifft dann auf die wahlweise einschwenkbare Elektrode  $A$ , die im folgenden Anode genannt wird, oder auf die Elektrode  $E_1$ . Die senkrecht zur Strahlachse verschiebbare Elektrode  $E_1$  mit der inneren Elektrode  $E_2$  dient zur Messung der Ionendichte im Strahl. Mit der Anode  $A$  und der Glühsonde  $S$  sowie der aus Linse, Schlitzblende und Photomultiplier bestehenden optischen Anordnung werden zeitabhängige Effekte beim Stromdurchgang durch den Strahl untersucht.

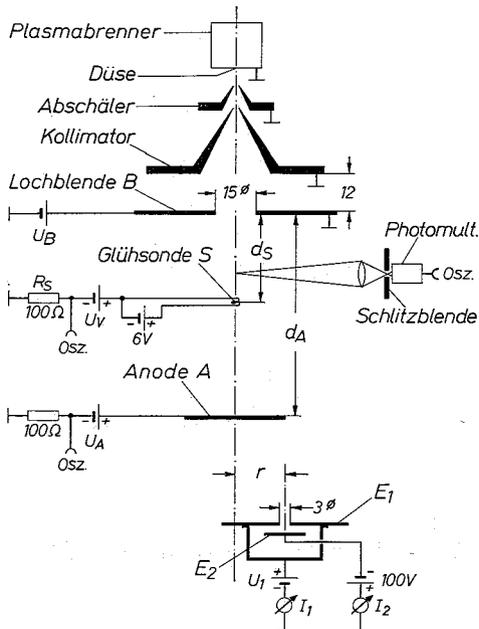


Abb. 1. Versuchsanordnung zur Erzeugung und Untersuchung des Atomstrahls (Maßangaben in mm)

*Ionendichte im Strahl*

In Abb. 2 ist der Strom  $I_1$  auf die Elektrode  $E_1$  in Abhängigkeit vom Potential  $U_1$  dieser Elektrode gegen Erde aufgetragen. Bei den Messungen waren die innere Elektrode  $E_2$  direkt an  $E_1$  angeschlossen, die Lochblende  $B$  geerdet und die Elektrode  $A$  sowie die Glühsonde  $S$  ausgebaut. Bei negativem Elektrodenpotential erreicht der Strom  $I_1$  einen Sättigungswert und ist dem Vorzeichen nach ein Einstrom positiver Ionen auf die Elektrode. Bei positivem Potential steigt der Strom auf hohe Werte mit umgekehrter Richtung.

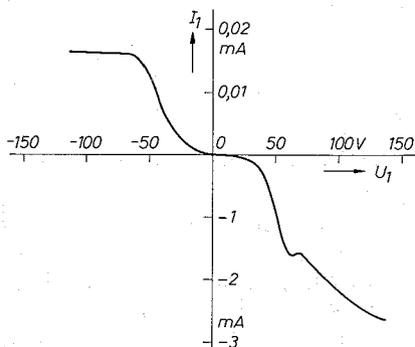


Abb. 2. Der mit einem  $x$ - $y$ -Schreiber gemessene Elektrodenstrom  $I_1$  (vgl. Abb. 1) als Funktion des Elektrodenpotentials  $U_1$  (Abstand von Kollimatoröffnung 158 mm, Plasmabrennerstromstärke 35 A, innere Elektrode  $E_2$  mit  $E_1$  verbunden, Elektrode  $A$  sowie Glühsonde  $S$  ausgebaut). Positive und negative Ordinatenachse haben verschiedene Maßeinheiten

Der Strom  $I_1$  bei positivem Elektrodenpotential  $U_1$  kann durch ein genügend großes negatives Potential  $U_B$  der Lochblende  $B$  drastisch verringert werden: So reicht bei  $U_1 = 100$  V ein Potential  $U_B = -60$  V aus, um den Strom  $I_1$  um mehr als drei Größenordnungen zu reduzieren.

Von Laufzeituntersuchungen des Atomstrahls ist bekannt, daß eine in den Strahl gestellte negativ gegen Erde gepolte Elektrode infolge des vom Plasmabrenner eingestrahلتen Lichtes Photoelektronen emittiert [2]. Weiterhin ist damit zu rechnen, daß im Atomstrahl metastabile Atome vorhanden sind, die von einer negativ gepolten Elektrode Elektronen auslösen. Der Strom  $I_1$  bei negativem Elektrodenpotential kann also nicht ausschließlich dem Einstrom positiver Ionen zugeordnet werden. Dagegen dürfte der Strom bei positiver Elektrode allein von auftreffenden Elektronen herrühren. Als einzige Quelle für diese Elektronen kommt das dem Atomstrahl beigemischte Plasma in Frage.

Eine Abschätzung der Plasmadichte und damit des Ionisationsgrades des Atomstrahls läßt sich aus der Ionenstromdichte der Plasmaströmung gewinnen. Zur Bestimmung der Ionenstromdichte wurde der Strom  $I_2$  auf die mit  $-100$  V vorgespannte innere Elektrode  $E_2$  gemessen, die sich hinter der Bohrung von 3 mm Durchmesser innerhalb der Elektrode  $E_1$  befindet.  $E_1$  war bei den folgenden Messungen geerdet, die Glühsonde sowie die Anode  $A$  waren ausgebaut.

Kurve *a* von Abb. 3 zeigt den Strom  $I_2$  bei geerdeter Lochblende  $B$  als Funktion des Abstandes  $r$  zwischen Atomstrahlachse und Lochmitte (s. Abb. 1).

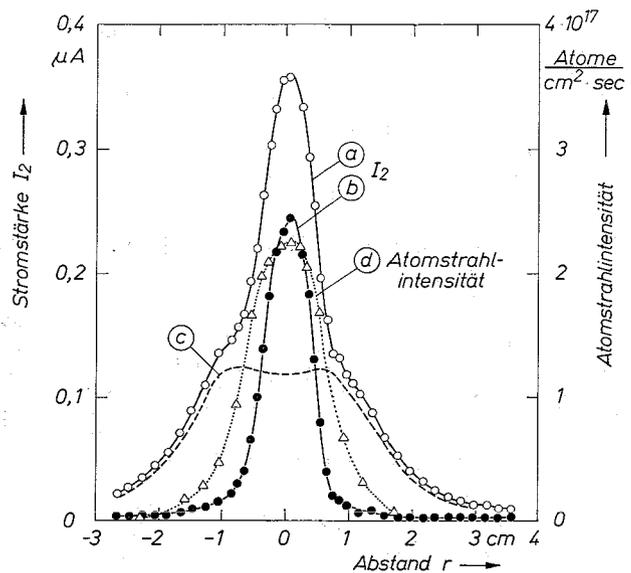


Abb. 3. Die Stromstärke  $I_2$  auf die innere Elektrode  $E_2$  (Abb. 1) als Funktion des Abstandes  $r$  zwischen Atomstrahlachse und Lochmitte ( $E_1$  geerdet, Sonde  $S$  und Elektrode  $A$  ausgebaut) sowie die Atomstrahlintensität im Abstand 158 mm von der Kollimatoröffnung (Stromstärke des Plasmabrenners 35 A). a) Strom  $I_2$  bei geerdeter Lochblende  $B$ ; b) Strom  $I_2$  bei negativ vorgespannter Lochblende ( $U_B = -60$  V); c) Differenz der Kurven *a* und *b*; d) Atomstrahlintensität

Das sich ergebende Stromstärkeprofil besteht offenbar aus einer Überlagerung von einem mit  $r$  rasch abfallenden und einem mit  $r$  langsam abfallenden Anteil. Um den in dieser Kurve enthaltenen Anteil von Elek-

tronen zu bestimmen, die durch Auftreffen von Licht und Metastabilen von der inneren Elektrode emittiert werden, wurde an die Lochblende  $B$  ein Potential von  $-60$  V gegen Erde angelegt, das ausreicht, um das Plasma aus dem Atomstrahl zu entfernen. Die so gewonnene Kurve  $b$ , bei der die langsam mit  $r$  abfallenden Profillflügel verschwunden sind, dürfte allein vom Einstrom von Photonen und Metastabilen herrühren, so daß die Differenz der Kurven  $a$  und  $b$  (Kurve  $c$ ) dem Einstrom von Ionen zugeordnet werden kann.

Werden die von den Ionen ausgelösten Sekundärelektronen vernachlässigt<sup>2</sup>, so ergibt sich aus der Kurve  $c$  in der Strahlachse eine Ionenstromdichte von etwa  $1,7 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  ( $1,06 \cdot 10^{13}$  Ionen/ $\text{cm}^2\text{sec}$ ). Aus der an der gleichen Stelle mit Staurohr und Membranmikromanometer [5] gemessenen Atomstrahlintensität von  $2,2 \cdot 10^{17}$  Atomen/ $\text{cm}^2\text{sec}$  (Kurve  $d$ ) ergibt sich damit ein Ionisationsgrad des Atomstrahls von  $4,8 \cdot 10^{-5}$ . Mit der Plasmageschwindigkeit von etwa  $3,5$  km/sec (s. u.) folgt aus der Ionenstromdichte als Ionendichte des Plasmas  $n_i = 3 \cdot 10^7$  Ionen/ $\text{cm}^3$ .

Nach Abb. 3 beträgt die Halbwertsbreite des Atomstrahl-Intensitätsprofils  $14$  mm, während sich für die Ionenstromkurve  $c$  eine Halbwertsbreite von etwa  $32$  mm ergibt. Die hierin zum Ausdruck kommende stärkere Divergenz des Plasmaanteils dürfte darauf beruhen, daß das aus Ionen und Elektronen bestehende Plasma wegen seiner kleineren mittleren Teilchenmasse eine größere Querkomponente der Geschwindigkeit besitzt als der Strahl aus neutralen Atomen.

#### Zeitabhängige Effekte beim Stromdurchgang durch den Strahl

Der Elektrodenstrom  $I_1$  (Abb. 2) ist bei negativer Elektrode sowie bei  $U_1 < +60$  V zeitunabhängig. Bei höherem positiven Elektrodenpotential fließt er dagegen nur in periodischen Impulsen. Diese zeitabhängigen Effekte wurden mit der Anode  $A$  (Abb. 1) näher untersucht.

Ein typisches Oszillogramm der Zeitabhängigkeit des Anodenstromes  $I_A$  zeigt die obere Spur von Abb. 4.

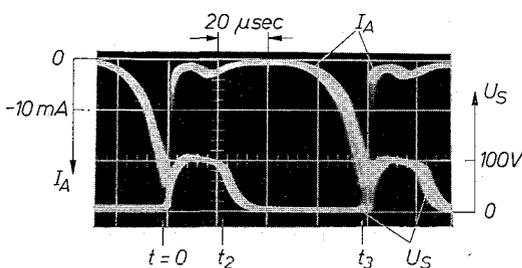


Abb. 4. Zeitabhängigkeit des Anodenstromes  $I_A$  (obere Spur) und des Glühsondenpotentials  $U_S$  (untere Spur). Sonden vorspannung  $U_V = 0$ ; Anodenpotential  $U_A = 200$  V

$I_A$  ist immer negativ, d. h. die Anode nimmt vom umgebenden Plasma Elektronen auf. Der Anodenstrom fließt trotz des zeitlich konstanten Anodenpotentials  $U_A$ <sup>3</sup> nur in periodischen Impulsen (Periodendauer  $t_3$ ). Die Existenz dieser Oszillationen ist weitgehend unabhängig von der Form und der Stellung der Anode.

<sup>2</sup> Die pro auftreffendes Ion aus gelöste Anzahl von Sekundärelektronen beträgt im vorliegenden Energiebereich weniger als 5% [4].

<sup>3</sup> Die durch den Meßwiderstand bedingten Anodenpotentialänderungen sind für die Zeitabhängigkeit des Anodenstromes ohne Bedeutung.

So sind sie auch dann vorhanden, wenn die Anodenfläche parallel zur Strahlachse orientiert ist, wenn die Blende  $B$  ausgebaut wird, wenn diese selbst als Anode verwendet wird oder wenn die Öffnung der Lochblende mit einem geerdeten Metallnetz (Maschenweite  $0,5$  mm) bedeckt wird. Auch Änderungen der Gasart (Argon, Helium, Argon-Helium-Gemische) sowie Änderungen der Betriebsbedingungen des Plasmabrenners (Stromstärke  $25$ – $250$  A, Einlaßdruck  $0,5$ – $3$  atm) hatten keinen Einfluß auf die Existenz der Oszillationen.

Um einen Einblick in den Mechanismus der Oszillationen zu gewinnen, wurde der Bereich zwischen Anode und Kollimator mit einer Glühsonde untersucht. Als Sonde wurde der Heizfaden einer kleinen Glühbirne mit  $6$  V Heizspannung verwendet. Die untere Spur von Abb. 4 zeigt den zeitlichen Verlauf des Glühsondenpotentials  $U_S$ . Zur Messung von  $U_S$  wurde keine Vorspannung benutzt ( $U_V = 0$ , s. Abb. 1) und der Sondenwiderstand  $R_S$  entfernt, die Sonde also direkt an den Eingang des Oszillographen angeschlossen. Nach Abb. 4 steigt  $U_S$  zur Zeit  $t = 0$ , d. h. sobald der negative Anodenstrom sein Maximum erreicht hat, schnell auf positive Werte in der Größenordnung des Anodenpotentials, fällt nach Durchlaufen eines Knickes bei  $t = t_2$  wieder ab und bleibt bis zum nächsten Strommaximum bei  $t = t_3$  auf einem Werte nahe Null.

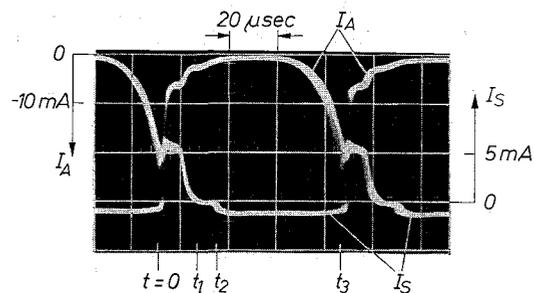


Abb. 5. Zeitabhängigkeit des Glühsondenstromes  $I_S$  (untere Spur) und des Anodenstromes  $I_A$  (obere Spur). Sonden vorspannung  $U_V = 30$  V; Anodenpotential  $U_A = 200$  V

Die untere Spur von Abb. 5 zeigt den Sondenstrom  $I_S$  bei konstantem Sondenpotential  $U_V = 30$  V (Schaltung s. Abb. 1). Danach ist im Bereich von  $t = 0$  bis  $t = t_1$  der Sondenstrom positiv (d. h. die Sonde emittiert Elektronen in das umgebende positivere Plasma), zwischen  $t_1$  und  $t_2$  ist  $I_S = 0$ , und anschließend ist  $I_S$  bis zum nächsten Maximum des Anodenstromes bei  $t = t_3$  negativ (d. h. die positiv vorgespannte Sonde absorbiert Elektronen aus dem umgebenden negativeren Plasma). Der positive Sondenstrom ist nur bei glühender Sonde vorhanden, der negative Sondenstrom dagegen auch bei kalter Sonde.

Abb. 6 zeigt die Oszillationsperiode  $t_3$  als Funktion des Abstandes  $d_A$  zwischen Anode und Lochblende für verschiedene Stromstärken  $I_{Br}$  des Plasmabrenners. Es ergeben sich Geraden, die innerhalb der Fehlergrenze durch den Ursprung  $d_A = 0$  gehen. Bei entsprechenden Messungen ohne die Lochblende  $B$  haben die Geraden den Ort der Kollimatorspitze als Ursprung. Die reziproke Steigung der Geraden von Abb. 6 stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit den aus Laufzeitmessungen (mit Unterbrecherscheibe und Ionisator [2]) für die verschiedenen Stromstärken  $I_{Br}$  ermittelten Werten der Atomstrahlgeschwindigkeit ( $3,5$  bis  $4,5$  km/sec) überein.

Die Zeit  $t_2$ , bei der nach Abb. 5 der negative Sondenstrom einsetzt, ist unabhängig vom Anodenabstand und vom Anodenpotential. Als Funktion des Sondenabstandes  $d_S$  (s. Abb. 1) aufgetragen, ergibt sich für  $t_2$  eine durch den Ursprung  $d_S = 0$  gehende Gerade, deren reziproke Steigung wieder mit der Geschwindigkeit des neutralen Atomstrahls übereinstimmt.

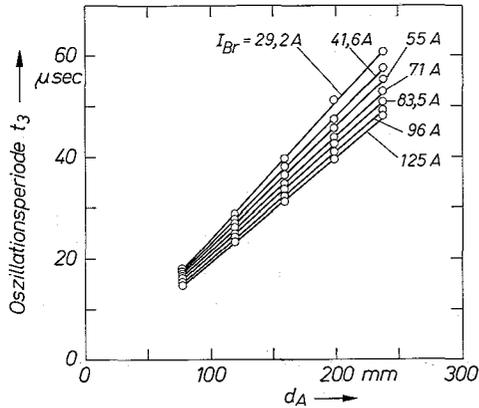


Abb. 6. Abhängigkeit der Oszillationsperiode  $t_3$  vom Abstand  $d_A$  zwischen Anode und Lochscheibe (s. Abb. 1) bei verschiedenen Plasmabrennerstromstärken  $I_{Br}$  (Anodenpotential  $U_A = 150$  V)

Die Oszillationen des Anodenstromes lassen sich mit folgendem Modell deuten: Zur Zeit des Anodenstrom-Maximums ( $t = 0$ ) entsteht im Loch der Lochblende  $B$  (bzw. in der Umgebung der Kollimatorspitze, falls die Lochblende ausgebaut ist) eine plasmafreie Zone. Durch diese wird das Plasma in einen unteren Teil, der in elektrischem Kontakt mit der Anode steht, und in einen oberen Teil, der in Kontakt mit der Blende  $B$  (bzw. dem Kollimator) steht, getrennt. Das Auftreten dieser Zone wirkt für den Anodenstrom  $I_A$  als Unterbrechung des Strompfades, so daß  $I_A$  schnell absinkt. Die plasmafreie Zone wandert mit dem Strahlmaterial stromabwärts, so daß die untere Berandung zur Zeit  $t_1$ , die obere Zeit  $t_2$  an der Sonde ankommt. Von  $t = 0$  bis  $t_1$  ist daher die Sonde von Plasma umgeben, das nahezu auf Anodenpotential ist (s. Glühsondenpotential Abb. 4). Die in dieser Zeit von der Glühsonde in das Plasma emittierten Elektronen gehen auf die Anode und verursachen bei großem Emissionsstrom im Anodenstromoszillogramm die etwa rechteckige Stufe zwischen  $t = 0$  und  $t_1$  (s. Abb. 5). Dementsprechend verschwindet diese Stufe, wenn die Sonde nicht glüht oder wenn sie zur Potentialmessung benutzt wird, wobei der Emissionsstrom klein ist. — Zwischen  $t_1$  und  $t_2$  befindet sich die Sonde in der plasmafreien Zone, kann also Elektronen weder emittieren noch absorbieren ( $I_S = 0$ , s. Abb. 5). Für  $t > t_2$  ist die Sonde erneut von Plasma umgeben, das aber jetzt in Kontakt mit der Lochblende (bzw. dem Kollimator) steht und daher etwa Erdpotential hat. Aus diesem Plasma nimmt bei Sondenstrommessung mit positiver Sondenvorspannung  $U_V$  die Sonde Elektronen auf, unabhängig davon, ob sie glüht oder nicht. Bei negativer Vorspannung  $U_V$  kann die Sonde, falls sie glüht, Elektronen in dieses Plasma emittieren. In diesem Fall wirkt sich der Sondenemissionsstrom aber nicht auf das Anodenstromsignal aus, da zu dieser Zeit das die Sonde umgebende Plasma infolge der plasmafreien Zone mit der Anode keinen

Kontakt hat. — Wie aus der Abstandsabhängigkeit von  $t_2$  (s. o.) hervorgeht, wandert das auf Erdpotential befindliche nachströmende Plasma mit Atomstrahlgeschwindigkeit auf die Anode zu. Bei genügender Annäherung an die Anode beginnt der Anodenstrom erneut zu fließen und erreicht schließlich zur Zeit  $t_3$  einen kritischen Wert, bei dem erneut eine plasmafreie Zone an der Lochblende (bzw. am Kollimator) und damit eine neue Stromunterbrechung entsteht.

Die periodische Unterbrechung des Anodenstromes ist mit einer periodischen Lichtemission verbunden. Zur Untersuchung der Leuchterscheinung wurde nach Abb. 1 eine schmale Zone des Atomstrahls auf eine senkrecht zum Strahl liegende Schlitzblende abgebildet und der durchgelassene Lichtstrom mit einem Photomultiplier registriert. Abb. 7 zeigt ein typisches

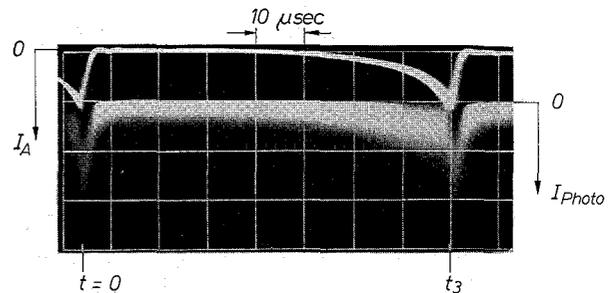


Abb. 7. Zeitlicher Verlauf des Anodenstromes  $I_A$  (obere Spur) und des 8 mm stromaufwärts von der Anode gemessenen Lichtstromes (untere Spur)

Oszillogramm des Lichtstromes (untere Spur) und des Anodenstromes (obere Spur). Außer einem konstanten Rauschuntergrund, der vom Licht des Plasmabrenners herrührt, erkennt man einen Lichtimpuls im ansteigenden Bereich des Anodenstromes ( $t < t_3$ ) und einen zweiten während des Stromabfalls ( $t > t_3$ ). Der erste Impuls tritt nur dicht oberhalb der Anode auf, der zweite dagegen auf der ganzen Strecke zwischen Anode und Lochblende. Stromaufwärts von der Lochblende werden keine Lichtimpulse emittiert.

Die Lichtemission kann folgendermaßen gedeutet werden: Die den Anodenstrom tragenden Elektronen regen die Atome des Atomstrahls zum Leuchten an. Während des Stromanstiegs ( $t < t_3$ ) erhalten die Elektronen ausreichende Energie erst dicht vor der Anode. Während des Stromabfalls ( $t > t_3$ ) baut sich im Loch der Lochblende die plasmafreie Zone auf, über der nach Sondenmessungen ein erheblicher Teil des angelegten Anodenpotentials abfällt. Die zu dieser Zeit fließenden Elektronen werden daher bereits im Loch der Lochblende beschleunigt und können auf der ganzen Strecke zwischen Lochblende und Anode Atome anregen.

Herrn Prof. Dr. E. W. BECKER danken wir für die Förderung dieser Arbeit.

**Literatur:** 1. KESSLER, R. W., u. B. KOGLIN: Rev. Sci. Instr. **37**, 682 (1966). — 2. KESSLER, R. W., u. B. KOGLIN: Z. Angew. Phys. **23**, 316 (1967). — 3. WINICUR, D. H., u. E. L. KNUTH: J. Chem. Phys. **46**, 4318 (1967). — 4. v. ARDENNE, M.: Tab. z. angew. Phys., Bd. 1, S. 110. Berlin: Deutscher Verl. d. Wissenschaften 1962. — 5. BECKER, E. W., u. K. BIER: Z. Naturforsch. **9a**, 975 (1954).

Dr. ROBERT W. KESSLER und  
Dipl.-Phys. WOLFGANG OBERT  
Institut für Kernverfahrenstechnik der  
Universität und des Kernforschungszentrums  
7500 Karlsruhe