

Auch in den Änderungsformeln für die höheren Koeffizienten γ, δ, \dots tritt diese relative Unabhängigkeit von dem als Parameter betrachteten (um eine Ableitungsstufe höheren) Koeffizienten ein. Das rührt daher, daß dieser jeweils multipliziert mit einem Zahlenwert in die Formel eingeht, welcher klein gegen die (im Verhältnis zu ihm mit wachsender Ordnung der betrachteten Ableitungsformel immer noch größer werdenden) Beizahlen der übrigen Koeffizienten ist. Zu einer strengen Betrachtung hätte man den unendlichdimensionalen „Phasenraum“ der $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ und die in ihm durch jeden Punkt führenden Integrallinien zu untersuchen. Wenn man das oben im α, β -Raum gefundene Verhalten auf diesen Raum überträgt, sollte sich folgendes zeigen: Es gibt genau einen stabilen Punkt „P₁“ (der jetzt von keinem Parameter mehr abhängt), in den alle diejenigen Integrallinien einlaufen, deren Punkte sinnvolle Anfangsverteilungen des Stoßwellenproblems in der hier betrachteten Spezialisierung darstellen (endlicher Impulsnachschub, vgl. ², V. 1). Die entsprechende Homologie-Lösung müßte im Endlichen singularitätenfrei, d. h. gerade die von Häfele gefundene Lösung mit $k_0 = 0,389 \dots$ sein.

Die Berücksichtigung der nächst höheren Ableitungsformeln wird durch die stark anwachsende Rechenarbeit sehr erschwert. Daher beschränkt sich diese Arbeit auf die angegebene Näherung. Auch die Frage der Konvergenz der benutzten Reihenentwicklung soll hier nicht weitergehend untersucht werden. Man darf kaum erwarten, daß alle möglichen Anfangsverteilungen das hier untersuchte Verhalten

zeigen, sich ein und derselben Homologie-Lösung anzunähern, da beliebige Störungen des Hinterlandes auch beliebig starke Veränderungen des Frontverlaufes erzwingen können. Gewisse Bedingungen für die Stabilität der speziellen Homologie-Lösung $k_0 = 0,389 \dots$ sind inzwischen von Häfele formuliert worden. In Analogie dazu läßt sich hier die Konvergenz im Sinn der benutzten Entwicklung und das Verbleiben des in der Rechnung festgehaltenen Koeffizienten γ in einem Intervall um 0 als eine vielleicht nicht notwendige, aber hinreichende Anforderung dafür auffassen, daß die Lösung sich einer Homologie-Lösung mit $k \approx 0,39$ annähert.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Untersuchung zeigt, daß allgemeinere Lösungen des Stoßwellenproblems die Tendenz zur Angleichung an bestimmte ausgezeichnete Lösungen (die Homologie-Lösungen) besitzen, und unter einer weiteren, durch die verwendete Methode notwendig gemachten Annahme den ungefähren Zahlenwert der in anderen Arbeiten als stabil gezeigten Homologie-Lösung mit $k \approx 0,39$ verstehen läßt.

Ich möchte Herrn Prof. v. Weizsäcker sehr für die Anregung zu dieser Arbeit und für ständige, fördernde Diskussionen und Vorschläge danken.

Untersuchungen über den zeitlichen Aufbau elektrischer Funken sowie die optische Absorption und das Nachleuchten abklingender Funkenentladungen

Von JAN VAN CALKER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Münster
(Z. Naturforschg. **10 a**, 697—706 [1955]; eingegangen am 9. April 1955)

Dem zeitlichen Aufbau elektrischer Funken entspricht deren räumliche Struktur, indem sich in periodischen Entladungen aus dem zeitlichen Nacheinander ein räumliches Nebeneinander der verschiedenen Stadien ergibt. Zu ihrer Untersuchung wird ein Stroboskop verwendet, dessen kontinuierlich in der Phasenlage verdrehbarer Antrieb besonders entwickelt werden mußte, um die zeitliche Aufeinanderfolge der verschiedenen Erscheinungen bestimmen zu können. Damit wird es auch möglich, bei Durchstrahlung der Entladung mit einem kontinuierlichen Spektrum die optische Absorption abklingender Funken zu messen. Es zeigen sich nicht nur die Grundlinien der beteiligten Elemente in Absorption, sondern auch die molekularen Reaktionsprodukte mit der umgebenden Atmosphäre können durch ihre Absorptionsbanden nachgewiesen werden. Mit zunehmendem Alter der Funkenentladung verschwindet die Metaldampfaureole des Elektrodenmaterials und statt ihrer breitet sich das Nachleuchten um die Funkenstrecke aus, welches diese schließlich als leuchtender Torus umschwebt. In diesen sehr alten Entladungen lassen sich an vielen Elektrodenmaterialien Sprühercheinungen beobachten, bei denen glühende Partikelchen ausgeschleudert werden. Die Form ihrer gelegentlich auch spiralförmigen Flugbahnen läßt Rückschlüsse auf Strömungsvorgänge in den Funkenentladungen zu.

In elektrischen Funkenentladungen spielen sich in außerordentlich kurzer Zeit eine Reihe von Vorgängen ab, die sich gegenseitig bedingen, und deren zeitliche Ausdehnung und Aufeinanderfolge für die

Eigenschaften der Entladung charakteristisch sind. Dabei handelt es sich einerseits um den kurzzeitigen Übergang elektrischer Energie zwischen den beiden Elektroden der Funkenstrecke mit all den hierdurch



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.

bedingten Ausgleichsvorgängen und andererseits um die zahlreichen hiermit verknüpften Sekundärprozesse der Trägerbildung, optischen Anregung, Elektrodenverdampfung usw., die ihrerseits von ausschlaggebender Bedeutung für den Ablauf der elektrischen Prozesse sind. So ist es kein Wunder, daß eine mathematische Behandlung und theoretische Durchdringung der Erscheinungen trotz zahlreicher Versuche bisher nur in Teilgebieten gelungen ist. Insbesondere konnte die Zündung der Entladungen durch Untersuchungen von Raether^{1,2}, Meek³ u. a.⁴ quantitativ behandelt werden. Auch für die übrigen Entladungsteile liegen Ansätze vor, durch die verschiedene Funkenparameter erfaßt werden können⁴, ohne daß jedoch eine allgemeine Beschreibung der Funkenentladung möglich wäre. Für die Entscheidung zwischen den bisher vorliegenden Theorien von Huxford und Olsen⁵, Weizel und Rompe⁶, Craggs und Meek⁷ u. a. scheint die Gewinnung weiteren experimentellen Materials z. Z. der einzige Weg zu sein.

In diesem Sinne soll die vorliegende Arbeit einen Beitrag zur Kenntnis der verschiedenen Energieumsetzungen im Verlauf der zeitlichen Entwicklung elektrischer Funkenentladungen liefern.

1. Der zeitliche und räumliche Aufbau elektrischer Funkenentladungen

Für den zeitlichen und räumlichen Aufbau elektrischer Funken sind die elektrischen, thermischen und geometrischen Parameter der Entladung von ausschlaggebender Bedeutung. Und zwar durchläuft die Funkenentwicklung in einer Zeit von etwa 10^{-4} sec eine ganze Reihe verschiedener Phasen, deren relativer Anteil an der Gesamtdauer der Funken von zahlreichen Faktoren abhängt, und die jede für sich bei der Ausbildung der Gesamtentladung wichtige Funktionen zu erfüllen haben. Dabei unterscheiden sich diese Stadien der Funkenentwicklung derartig voneinander, daß es bis heute noch keine Methode gibt, durch die ihre Eigenschaften *einheitlich* messend er-

faßt und dargestellt werden können. Eine Meßanordnung z. B., durch die alle Einzelheiten des bei hohen Spannungen erfolgenden Zünddurchschlages erfaßt werden können, ist ungeeignet zur Messung der Bogenphase der Entladung.

Nun haben alle Entladungsvorgänge die Tendenz, sich von ihrem Entstehungsort aus in die Umgebung auszubreiten, um so, entsprechend ihrem Anteil an der Gesamtdauer der Entladung, allmählich einen mehr oder minder großen Bereich des ganzen Entladungsraumes einzunehmen. Dabei durchlaufen sie aber notwendigerweise einen Alterungsprozeß. In einer periodisch immer aufs neue zündenden, brennenden und wieder erlöschenden Entladung muß dem zeitlichen Nacheinander also zwangsläufig ein räumliches Nebeneinander entsprechen. Diese räumliche Struktur ist bei geeignetem Elektrodenmaterial deutlich zu erkennen. Besonders bei konisch zugespitzten Elektroden aus hochschmelzenden Metallen heben sich die verschiedenen Bereiche scharf voneinander ab.

Im Zentrum der Entladung gehen rötliche fadenartige Zündfunken über, die im unmittelbaren Zusammenhang mit dem ersten noch unsichtbaren Durchbruch entstehen. Die Ausbildung dieser Leuchtfäden, deren Entwicklung u. a. von Loeb⁸ und Mitarb.⁹ behandelt wird, erfolgt in rund 0,1 bis 1 μ sec, so daß sie räumlich auf die Mitte der Entladung beschränkt bleiben.

Mit Annäherung an den Einsatz der Dauerkorona, d. h. mit älter werdendem Funken nimmt die Zahl der rötlichen Leuchtfäden ab. Gleichzeitig breiten sich zunehmende Metaldampfmengen im Entladungsraum aus. Im zeitlich nicht aufgelösten Funken erscheinen die Leuchtfäden daher umgeben von dem im Lichte seiner Spektrallinien leuchtenden Metaldampf, der je nach der Natur des Elektrodenmaterials charakteristisch gefärbt ist. Es handelt sich hier um den mittleren zeitlichen Bereich, der seinen elektrischen und optischen Eigenschaften nach als Wechselstrombogen angesprochen werden kann.

Dem ältesten Leuchtabschnitt nach Beginn der Entladung entspricht eine im allgemeinen gelblich

¹ H. Raether, Z. Phys. **117**, 524 [1941].

² H. Raether, Erg. exakt. Naturwiss. **22**, 73 [1949].

³ J. M. Meek, Phys. Rev. **57**, 722 [1940].

⁴ B. Gänger, Der elektrische Durchschlag von Gasen, Springer-Verlag Berlin 1953, S. 269. Vgl. dort weitere Literaturhinweise.

⁵ W. S. Huxford u. H. N. Olsen, Phys. Rev. **87**, 922 [1952].

⁶ W. Weizel u. R. Rompe, Theorie elektrischer Licht-

bögen und Funken, Leipzig 1949; Z. Phys. **122**, 636 [1944]; W. Weizel, Z. Phys. **135**, 639 [1953].

⁷ J. D. Craggs u. J. M. Meek, Proc. Roy. Soc. A **186**, 241 [1946].

⁸ L. B. Loeb, Phys. Rev. **71**, 712 [1947]; Phys. Rev. **73**, 798 [1948]; J. Appl. Phys. **19**, 882 [1948]; Proc. Phys. Soc., Lond. A **60**, 501 [1948]; Phys. Rev. **76**, 255 [1949].

⁹ L. B. Loeb u. W. Leigh, Phys. Rev. **51**, 149 [1937]; L. B. Loeb u. J. M. Meek, J. Appl. Phys. **11**, 438 [1940].

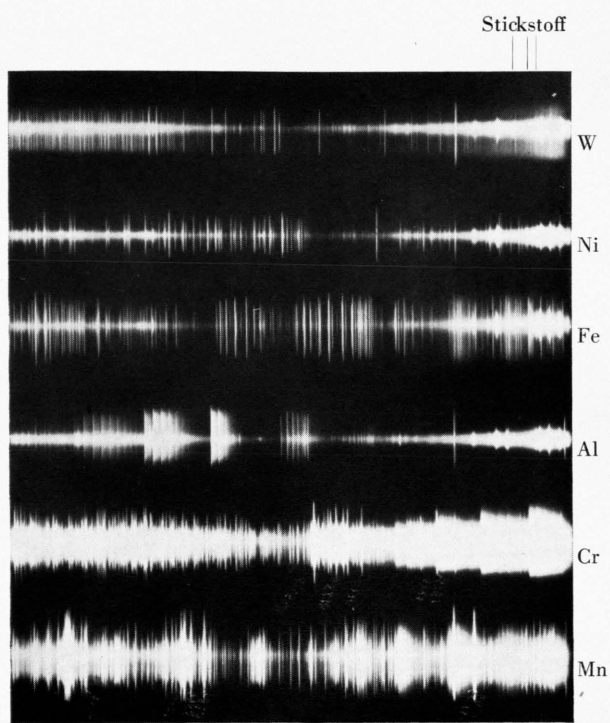


Abb. 2. Spektren verschiedener Metalle, wobei die Funkenstrecke über ein Dove-Prisma senkrecht zum Spalt scharf abgebildet wurde. Die roten Stickstofflinien aus dem Zündbereich der Entladung erscheinen in der Mitte der Spektren. Die Oxydbanden der Metalle dehnen sich über die ganze Breite der Spektren, also bis in späte Entladungsteile aus.

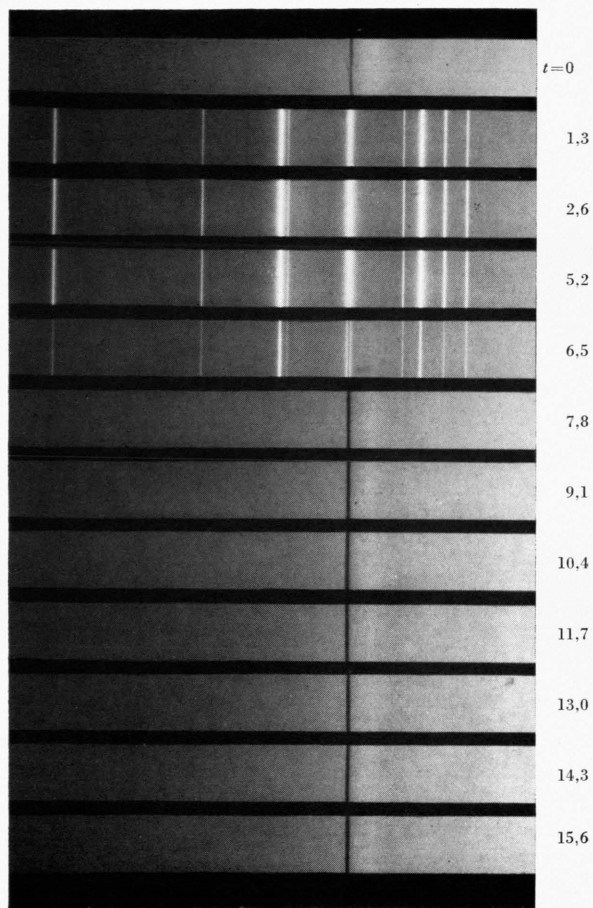


Abb. 9. Emissions- bzw. Absorptionsspektren einer alternierenden Funkenentladung zwischen Cadmium-Elektroden. Das Alter der Entladung ist jeweils $t \cdot 10^{-4}$ sec.

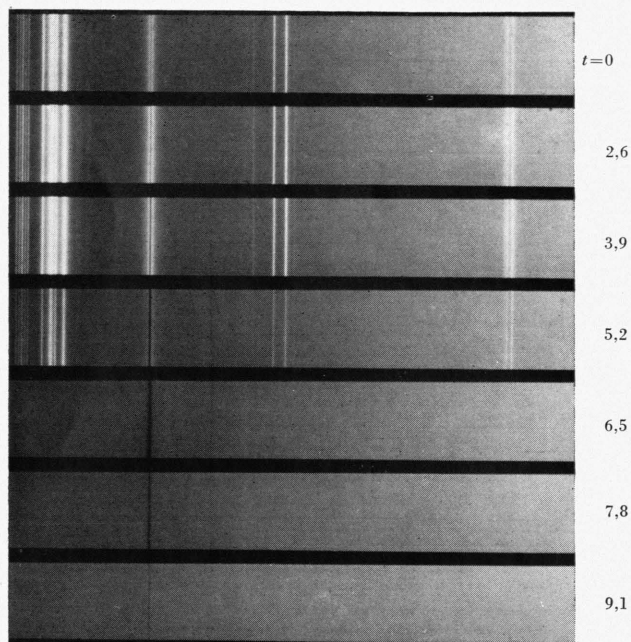


Abb. 10. Emissions- bzw. Absorptionsspektren einer alternierenden Funkenentladung zwischen Magnesium-Elektroden. Das Alter der Entladung ist jeweils $t \cdot 10^{-4}$ sec.

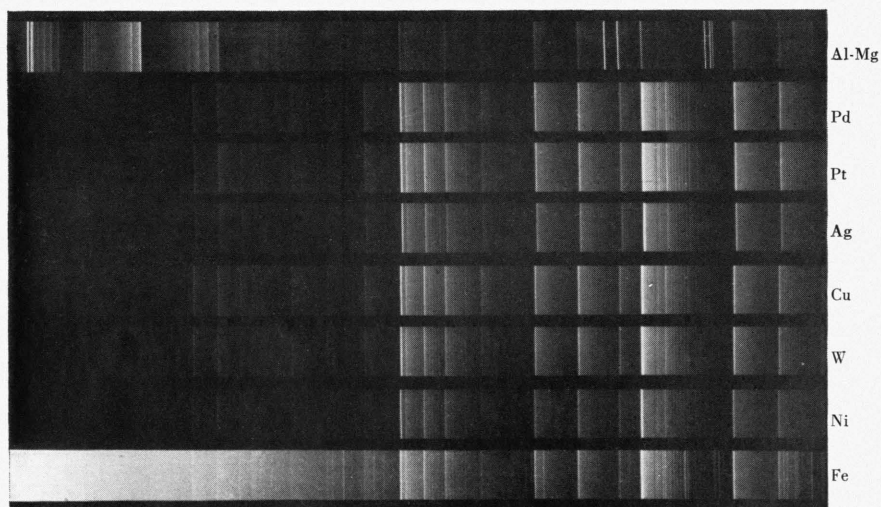


Abb. 14. Spektren nachleuchtender Entladungen bei verschiedenem Elektrodenmaterial. Die schwach verdampfenden Metalle zeigen nur geringe Unterschiede. Bei der Al-Mg-Legierung treten die bis in das Nachleuchten beständigen Aluminiumoxydbanden auf. Bei den Fe-Elektroden bildeten sich glühende Oxydperlen, die den kontinuierlichen Untergrund im Gelb-Roten verursachten.

gefärbte Aureole, die als Torus um die eigentliche Funkenentladung mit der Verbindungslinie der Elektroden als Achse schwebt. Das Spektrum dieser Leuchterscheinung stimmt mit dem des Nachleuchtens genau überein.

Schließlich beobachtet man gelegentlich noch hell glühende Partikel, die von der Entladung weit nach außen herausgeschleudert werden, und deren Spektrum als streifiger kontinuierlicher Untergrund dem der anderen Bereiche unterlagert ist.

In der schwarz-weiß-Photographie läßt sich diese Trennung der verschiedenen Funkenstadien natürlich nur unvollkommen darstellen, aber durch Farbaufnahmen können sie entsprechend Abb. 1a und der schematischen Zeichnung Abb. 1b deutlich sichtbar gemacht werden^{10a}.

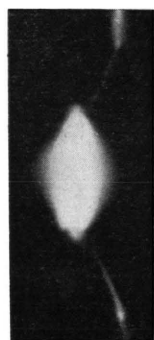


Abb. 1 a.

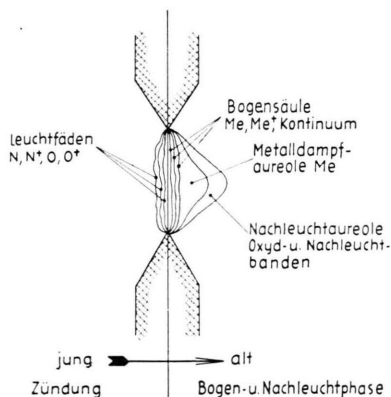


Abb. 1 b.

Abb. 1 a und b. Darstellung der verschiedenen Stadien einer Funkenentladung, deren räumliche Anordnung und Ausdehnung ihrer jeweiligen Dauer und ihrem Alter entspricht.

Während also die visuelle Beobachtung der Entladung aus der Anordnung und Ausdehnung der unterschiedlich gefärbten Zonen unmittelbare Rückschlüsse auf den zeitlichen Ablauf der Funkenentwicklung erlaubt, läßt eine stigmatische Abbildung senkrecht zum Spektrographenspalt der Funken die Unterschiede in den Spektren der verschiedenen zeitlichen – und damit auch räumlichen – Bereiche deutlich erkennen.

Abb. 2* zeigt derartige Spektren von Funkenentladungen zwischen verschiedenen Metallelektroden. Besonders auffällig ist hierbei die Übereinstimmung

der Spektren in der Mittelzone. Hier treten u. a. intensive Stickstofflinien auf, die in Übereinstimmung mit Beobachtungen von Schultz^{10b} dem Spektrum der Leuchtfäden zugeordnet werden müssen. Dieses erweist sich also als weitgehend unabhängig vom Elektrodenmaterial. Darüber hinaus zeigen sich zahlreiche Linien des Elektrodenmetalls in der Mitte der Entladung, also im ganz jungen Funken, dessen Spannung noch nicht auf die der Bogenphase abgesunken ist, stark verbreitert, während sie in weiter außen liegenden, also älteren Funkenbereichen, scharf erscheinen. An den beiden Rändern des Spektrums treten die dem Nachleuchten zuzuordnenden Banden auf. Da die Intensität des Nachleuchtens etwa 1/1000 geringer ist als die der übrigen Entladungsteile, müßte das Zentrum der Entladung zur Aufnahme der äußersten Randbereiche abgedeckt werden.

2. Die stroboskopische Auflösung der Leuchterscheinungen

Um die Leuchterscheinungen in den verschiedenen Stadien der Funkenentladung im einzelnen untersuchen zu können, müssen diese entsprechend ihrer zeitlichen Aufeinanderfolge stroboskopisch getrennt werden. Bei älteren Untersuchungen verwandten wir hierfür Verfahren, die nach Art eines Drehspiegels arbeiteten¹¹. In unserem Fall handelte es sich um ein rotierendes Totalreflexionsprisma, durch welches der zeitliche Ablauf der optischen Erscheinungen im Funken räumlich auseinandergezogen wurde. Alle solchen und ähnlichen Drehspiegelverfahren aber haben den Nachteil, die Geometrie der optischen Abbildung dadurch zu verändern, daß die Bilder räumlich verzerrt werden. Deshalb gingen wir bei späteren Versuchen dazu über, den Lichtweg von der Funkenstrecke zur visuellen oder spektrographischen Beobachtung durch eine rotierende Scheibe mit zwei diametralen Schlitzen periodisch zu öffnen und zu schließen¹². Die Schlitzscheibe wurde durch einen dem Steuermotor im Funkenerzeuger genau entsprechenden Synchronmotor gleicher Drehzahl angetrieben und lief exakt synchron mit den Ereignissen in der Funkenentladung. Leider liefert aber auch diese Anordnung nur ein geometrisch verzerrtes Bild des zeitlichen Ablaufs. Wenn die Schlitze der erwähnten Scheibe von oben nach unten bzw. von der Seite her den Lichtweg unterbrechen, stammen die zuerst zur Beobachtung gelangenden Teile der Entladung naturgemäß aus älteren zeitlichen Bereichen als diejenigen, die mit dem Herauslaufen des Schlitzes aus dem Lichtweg verschwinden.

Die geschilderten Schwierigkeiten können nach dem Vorgang von Mannkopf¹³ durch einen quer zur optischen

* Abb. 2, 9, 10 und 14 auf Tafel S. 698a und b.

^{10a} J. van Calker, Mikrochim. Acta, Wien **1955**, 662.

^{10b} A. Schultz, Ann. Phys., Lpz. **64**, 367 [1921].

¹¹ J. van Calker u. E. Tacke, Z. Naturforschg. **4a**, 573 [1949].

¹² J. van Calker, Naturwiss. **40**, 434 [1953].

¹³ R. Mannkopf, Z. Phys. **76**, 39 [1932].

Achse rotierenden Zylinder mit zwei diametralen Schlitten, der als Stroboskopverschluss dient, weitgehend vermieden werden. Dieser Zylinder wird so in den Lichtweg eingebaut, daß das Licht gerade durch die beiden in der Breite einstellbaren Schlitten hindurch fallen kann. Beim Drehen des Zylinders wird der Lichtweg nun von beiden Seiten her bis zum völligen Verschluss vollkommen symmetrisch eingeengt. Abb. 3 zeigt die Arbeitsweise der Vorrichtung. Eine zeitliche bzw. geometrische Verzerrung des Bildes kann hier nur auftreten, wenn der Stroboskopverschluss nicht sehr sorgfältig in der optischen Achse justiert wird, sowie dadurch, daß die Mitte des Lichtweges um Bruchteile der Öffnungszeit länger freigegeben wird als die Ränder. Außerdem muß darauf geachtet werden, daß beide Schlitten des rotierenden Zylinders vom Beobachter aus *gleichzeitig* scharf gesehen werden, damit das Gesichtsfeld symmetrisch abgebildet bzw. freigegeben wird.

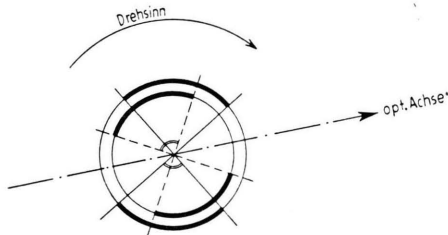


Abb. 3. Zylinder mit verstellbaren achsenparallelen Schlitten als Stroboskopverschluss.

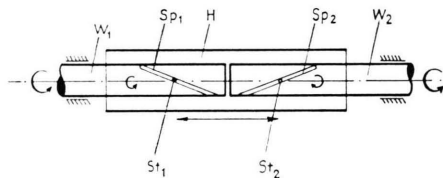


Abb. 4. Vorrichtung zum Verdrehen zweier fest miteinander gekuppelten Wellen gegeneinander um die gemeinsame Achse.

Die zweite wichtige Forderung an unser Stroboskop ist die, daß sich seine Phasenlage gegenüber den periodisch ablaufenden Ereignissen im Beobachtungsraum *während* des Laufes stufenlos verstellen lassen soll. Daraus ergab sich aber das Problem, wie sich zwei fest miteinander gekuppelte rotierende

Wellen während des Laufes um die gemeinsame Achse verdrehen lassen, wofür die in Abb. 4 schematisch dargestellte Lösung gefunden wurde:

Zwei Wellenstümpfe W_1 und W_2 stecken in einer zylinderförmigen Hülse H , in die zwei gegenläufige Spiralschlitten Sp_1 bzw. Sp_2 , die jeweils 90° des Umfanges einnehmen, eingeschnitten sind. An jedem Wellenstumpf ist ein radialer Stift St_1 bzw. St_2 angebracht, der durch den Spiralschlitz hindurchgreift. Verschiebt man nun die Hülse mit den Spiralschlitten gegen die Wellenstümpfe, so drehen sich diese in einander entgegengesetzter Richtung, bleiben aber trotzdem fest miteinander gekuppelt. Die ganze Anordnung wird nun, wie Abb. 5 zeigt, durch mehrere Kugellager in einem äußeren Rohr radial fixiert, während die Hülse mit den Spiralschlitten durch einen Schneckentrieb gegenüber den beiden Wellenstümpfen verschoben werden kann. An einer grob und fein geteilten Skala läßt sich diese Verschiebung und damit die Verdrehung der beiden Wellen gegeneinander ablesen. Diese als mechanischer Phasenschieber wirkende Vorrichtung trägt nun auf der einen Seite den Stroboskopverschluss, während sie auf der anderen Seite von dem Unterbrechermotor über eine biegsame Welle angetrieben wird.

Der Winkelbereich, innerhalb dessen die mechanische Phasendrehung möglich ist, hängt von der Länge bzw. dem Umfang der Spiralschlitten ab. Im vorliegenden Fall umfassen sie je 90° , so daß eine Verschiebung der Hülse H über den ganzen Bereich eine Drehung der beiden Wellenstümpfe gegeneinander um 180° bewirkt. Da die Rotation des Phasenschiebers mit dem Stroboskopverschluss mit 3000 U/min erfolgt, wird dieser alle $1/100$ sec geöffnet und wieder verschlossen. Die Verschlussdauer richtet sich, abgesehen von der Umdrehungsgeschwindigkeit, nach der jeweiligen Breite der Schlitten in dem rotierenden Zylinder, die zwischen 90° und 0° verändert werden kann. Der Schlittenbreite von 90° entspricht bei unserer Anordnung eine maximale Öffnungszeit des Verschlusses von $5 \cdot 10^{-3}$ sec. Die minimale Öffnungszeit von $5 \cdot 10^{-4}$ sec bei einer Schlittenbreite von 9° kann wegen der Einengung der Öffnung des Lichtbündels durch die schmale Schlittenblende kaum unterschritten werden. Doch ist zu berücksichtigen, daß die zu den Schlittenbreiten angegebenen Zeiten die Maximaldauern des Lichtdurchganges darstellen. Da diese auch die Zeiten, in denen der Verschluss geöffnet und wieder geschlossen wird, umfassen, ist tatsächlich mit einer noch kürzeren wirksamen Öffnungsdauer zu rechnen.

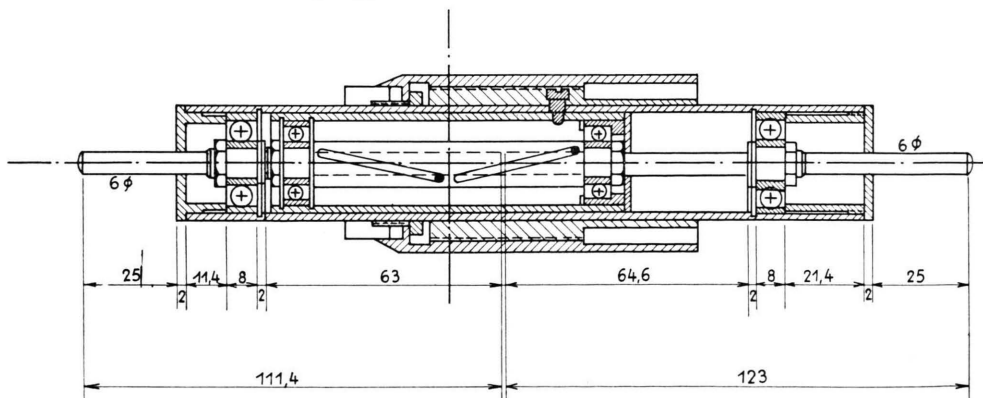


Abb. 5. Lagerung und Abmessungen des mechanischen Phasenschiebers.

Durch den mechanischen Phasenschieber kann nun die zeitliche Lage des Stroboskopverschlusses gegenüber irgend einem sich periodisch alle $\frac{1}{100}$ sec wiederholenden Ereignis, z. B. der Zündung einer Funkenentladung, verschoben werden.

Der Gesamtdrehbereich des Phasenschiebers von 180° , entsprechend $\frac{1}{100}$ sec, überstreicht 1000 Skalenteile, an denen seine jeweilige Stellung abgelesen werden kann. Da sich Bruchteile noch bequem abschätzen lassen, ist es demnach möglich, zeitliche Verschiebungen von $5 \cdot 10^{-6}$ sec ohne Schwierigkeit abzulesen. Abb. 6 zeigt die gesamte Anordnung.

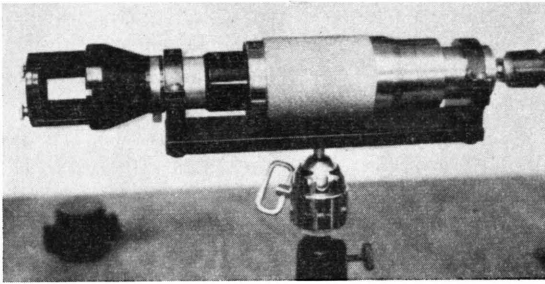


Abb. 6. Äußere Ansicht des Stroboscops mit mechanischem Phasenschieber.

Das Stroboskop in Verbindung mit dem Phasenschieber liefert also jetzt die Möglichkeit, die verschiedenen Phasen der Entladung im einzelnen zu erfassen, sie beliebig lang zu beobachten und die Veränderungen im geometrischen und spektralen Verhalten der Funken von den ersten Durchschlägen über die Mitte der Entladung bis in den Abklingbereich zu verfolgen. Auch lassen sich die Zeiten, in denen die Umwandlung aus einer Entladungsphase in die andere erfolgt, jetzt mit hoher Genauigkeit bestimmen.

Die ersten Zünddurchschläge der Funkenentladung sind beim Durchdrehen des Stroboscops am Phasenschieber aus Zeiten vor Beginn der Entladung bis zum Auftreten der ersten rötlichen Leuchtfäden visuell deutlich zu beobachten und können demnach auch zeitlich festgelegt werden. Bei sehr gleichmäßigem Funkeneinsatz, der nicht bei allen Elektrodenmaterialien garantiert ist, sondern gelegentlich die bekannten Verzögerungen aufweist, läßt sich das erste Auftreten leuchtender Durchschläge auf Bruchteile eines Skalenteils am Phasenschieber, d. h. auf etwa $5 \cdot 10^{-6}$ sec genau bestimmen. Man hat also die Möglichkeit, hiermit den Nullpunkt einer Zeitskala festzulegen, von dem aus das Auftreten und die Umwandlung der verschiedenen Phasen der Entladung gerechnet werden kann. In diesem Sinne sind die Altersangaben auf Abb. 7a–g zu verstehen. So zeigt sich nach dem ersten Erscheinen der Leuchtfäden zur Zeit $t=0$ schon nach $3 \cdot 10^{-5}$ sec die in Abb. 7a aufgenommene hohe Leuchtfadendichte. Die Umwandlung der Entladung in die Bogenphase erfolgt dann in etwa $5 \cdot 10^{-5}$ sec, und man erkennt

die immer weiter fortschreitende Ausbildung des Metaldampfes, während bei $1,36 \cdot 10^{-3}$ sec schon ein deutliches Abklingen festzustellen ist. Gleichzeitig wächst aus der Entladung heraus die Aureole des Nachleuchtens, welches in Abb. 7f voll ausgebildet ist, und als gelbliche Leuchtmasse um die Elektroden, zwischen denen nun keine Durchschläge mehr erfolgen, schwebt. Auch sie wird langsam schwächer, ist aber bei einem Funkenalter von $2,03 \cdot 10^{-3}$ sec noch deutlich als leuchtender Torus erkennbar.



Abb. 7 a.
 $t = 0,03 \cdot 10^{-3}$ sec.

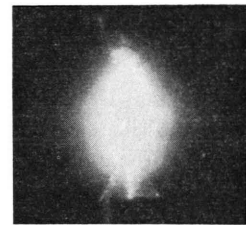


Abb. 7 b.
 $t = 0,3 \cdot 10^{-3}$ sec.

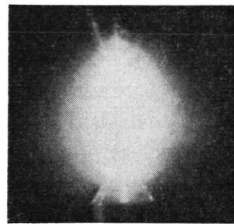


Abb. 7 c.
 $t = 0,7 \cdot 10^{-3}$ sec.

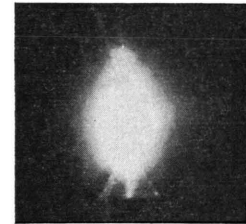


Abb. 7 d.
 $t = 1,03 \cdot 10^{-3}$ sec.

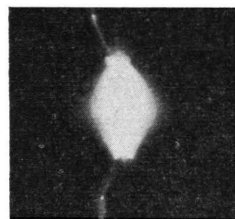


Abb. 7 e.
 $t = 1,36 \cdot 10^{-3}$ sec.

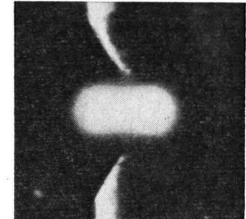


Abb. 7 f.
 $t = 1,70 \cdot 10^{-3}$ sec.

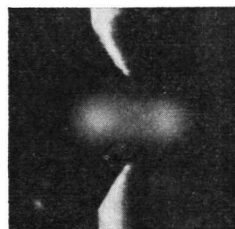


Abb. 7 g.
 $t = 2,03 \cdot 10^{-3}$ sec.

Abb. 7 a–g. Aufnahmen von Funken zwischen Cu-Elektroden bei zunehmendem Alter t der Entladung. Feußnerscher Funkenerzeuger Stufe 4;
 $C = 6500$ pF;
 $L = 0,8$ mH.

Im Bereich der Zünd- und der Bogenphase liefert die Untersuchung des zeitlichen Aufbaus der von der Entladung emittierten Spektren die schon in früheren Arbeiten¹⁴ gezeigten Intensitäts-Zeitkurven, die augenscheinlich in engem Zusammenhang mit den Anregungsfunktionen der jeweils betrachteten Linien stehen. Während diese Intensitäts-Zeitkurven aber auch mit einer räumlich verzerrenden Apparatur aufgenommen werden konnten, ist es jetzt möglich, auch den geometrischen Aufbau der Entladung im Zusammenhang mit den verschiedenen elektrischen und thermischen Parametern zu untersuchen. Insbesondere die verschiedene Dauer der Entladung bei Variation von Selbstinduktion, Kapazität und Dämpfungswiderstand zeigt deutliche Auswirkungen auf die äußere Form der Funken und der sie umgebenden Metaldampf- und Nachleuchtaureole*.

3. Die optische Absorption abklingender Funkenentladungen

In stationär brennenden Gasentladungen herrscht im allgemeinen Gleichgewicht zwischen der Energiezufuhr einerseits und den Energie verbrauchenden Prozessen andererseits. Wird nun mit dem Nulldurchgang der Spannung an den Elektroden bei Wechselstromentladungen die Energiezufuhr unterbrochen, so wirken die letztgenannten Prozesse wie Rekombination und Lichtemission sowie Wärmeabgabe durch Strahlung, Leitung und Konvektion allein weiter, die aus dem Energievorrat des Entladungsraumes unterhalten werden.

Diese Energieabnahme dauert bis zum Wiederanstiegen der Elektrodenspannung, womit auch die Energiezufuhr wieder einsetzt. Es ergibt sich also eine Energiepulsation periodisch brennender Entladungen, die zu ihrem ständig wiederholten Zünden, Brennen und Abklingen führt. Greift man nun mit dem Stroboskop den Abklingbereich heraus, so läßt sich dieser Vorgang an Hand der abnehmenden Linienintensität verfolgen, und man erhält Leuchtdauern der Spektrallinien, die genau den Beobachtungen entsprechen, die von Ramsauer und Wolf¹⁵ im erlöschenden Bogen gemacht wurden. Dies war zu erwarten, weil elektrische Funken-

entladungen nach Abschluß des Zündvorganges in ihrer Bogenphase alle wesentlichen Eigenschaften eines Wechselstrombogens aufweisen, so daß ihr Verhalten auch im Abklingen mit dem erlöschenden Lichtbögen übereinstimmt. Ein wesentlicher Unterschied besteht allerdings darin, daß dem Abklingen der Funkenentladung schon nach weniger als $1/100$ sec die Wiederzündung folgt, während bei den Ramsauer'schen Versuchen die dem Abschalten des Lichtbogens folgenden Erscheinungen in keinerlei Beziehung zu späteren Ereignissen stehen.

Für das Problem der Wiederzündung und für die Intensität der dann von der Entladung emittierten Linien ist der zwischen den Einzelfunken in der Entladungsstrecke verbleibende Metaldampf von besonderer Bedeutung. Mit Hilfe der zeitlichen Auflösung des Abklingvorganges schien es nun aussichtsvoll, etwa verbleibende Metaldampfreste auch nach dem Erlöschen der Linienemission noch durch ihre optische Absorption nachzuweisen.

Die Hauptschwierigkeit bei Absorptionsuntersuchungen an elektrischen Funken liegt in der hohen Temperatur der Entladung, die erst im Abklingen diejenige der in Frage kommenden kontinuierlichen Vergleichslichtquellen unterschreitet. Die sonst für Absorptionsuntersuchungen vielfach verwendeten Wasserstoffhochdrucklampen sowie Unterwasserfunken scheiden für die Untersuchungen wegen ihrer zu geringen Flächenhelligkeit von vornherein aus. Dagegen liefern Xenon-Hochdrucklampen (Osram Type XBO 250 und XBO 301) ein für unsere Zwecke geeignetes kontinuierliches Spektrum hoher Leuchtdichte, in dem, abgesehen von einer geringen Struktur im Sichtbaren, nur noch die Hg-Linie 2537 Å auftritt, die zur Beurteilung der Wellenlängen im Absorptionsspektrum einen günstigen Anhaltspunkt liefert.

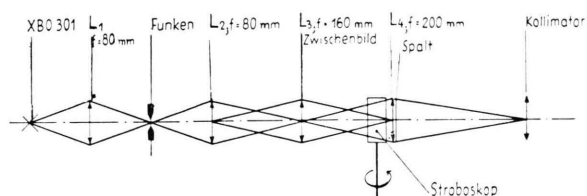


Abb. 8. Optische Anordnung zur Untersuchung des zeitlichen Absorptionsverlaufes.

Die für unsere Untersuchungen verwendete Apparatur zeigt Abb. 8. Der sehr intensive Brennfleck der Xenonhochdrucklampe wird in die Funkenstrecke hinein abgebildet; zusammen mit der das zur Absorption gelangende Licht liefernden XBO-Lampe wird dann die Funkenentladung in der üblichen Zwischenabbildung in den Kollimator des Spektrographen

* Da die vorliegende Arbeit nur die grundsätzlichen Möglichkeiten und Fragestellungen der stroboskopischen Analyse von Funkenentladungen enthält, sollen Einzelheiten über die mit der Apparatur durchgeführten Messungen in einer späteren Mitteilung vorgelegt werden.

¹⁴ J. van Calker, Spectrochim. Acta 5, 476 [1953].

¹⁵ C. Ramsauer u. F. Wolf, Ann. Phys., Lpz. (4) 66, 373 [1921].

abgebildet. Unmittelbar vor dem Spektrographenspalt kann nun das auf dem mechanischen Phasenschieber sitzende Stroboskop in den Lichtweg gebracht werden, ohne daß dadurch irgendeine Vignettierung der Abbildung zu befürchten ist.

Das Stroboskop wird nun über eine biegsame Welle vom Steuermotor des Funkenerzeugers aus angetrieben. Da dieser die Unterbrecherscheibe für die Steuerung der Funkenentladung trägt, ist so der synchrone Lauf von Stroboskop und Funkenentladung mit Sicherheit gewährleistet.

Die Abb. 9 und 10 zeigen einige der mit dieser Anordnung aufgenommenen Spektren, in denen man die unterschiedliche Intensität der verschiedenen Linien des Elektrodenmaterials in der Zünd- und der Bogenphase erkennt. Diesen in Emission auftretenden Linien ist das kontinuierliche Spektrum der XBO-Lampe unterlagert. Mit älter werdendem Funken werden die Linien der beteiligten Elemente entsprechend ihren Anregungsfunktionen immer stärker, durchlaufen ein Maximum und nehmen dann in der Intensität wieder ab, bis sie im kontinuierlichen Untergrund der XBO-Lampe verschwinden. Bereits $1,3 \cdot 10^{-4}$ sec später beobachtet man, nachdem die Linien in Emission verschwunden sind, daß an ihrer Stelle ein tiefer Einbruch in Absorption in das unterlagerte kontinuierliche Spektrum erfolgt ist. Der

zeitliche Verlauf dieser Absorption läßt sich nun mit älter werdendem Funken verfolgen.

Es gibt eine ganze Reihe von Metallen, bei denen die Absorption bis zum Wiedereinsetzen der Funken beobachtet werden kann. So sind in Abb. 11 Photometerwerte des zeitlichen Verlaufs der Emission und Absorption der Bi-Linie 3067,7 Å dargestellt, und Abb. 12 gibt Ausschnitte aus Registrierkurven der Cadmium-Spektren von Abb. 9 wieder, in denen der Schwärzungsverlauf der Cd-Linie 2288,02 Å bei zunehmendem Alter der Entladung gemessen wurde. Bemerkenswert ist hier, daß die Linie schon zur Zeit $t=0$ in Absorption vorhanden ist, und daß sie auch während der Bogenphase bereits in Emission in der Mitte eine deutliche Einsattelung durch Selbstabsorption aufweist. Auch die starke Verbreiterung der Linie in Emission gegenüber der Linienbreite in Absorption ist ein auffälliges Ergebnis dieser Untersuchung des zeitlich aufgelösten Funkens.

Selbstverständlich ist die Stärke der Absorption stark abhängig von dem Dampfdruck der Metalle in der Funkenstrecke. Nur stark verdampfende Elemente, wie Cadmium, Magnesium u. a., können sich bis zum Wiedereinsetzen der Entladung in der Funkenstrecke halten, während andere Metalle einen so geringen Dampfdruck zeigen, daß sie nur über ganz kurze Zeiten in Absorption durch ihre Resonanzlinien nachzuweisen sind.

Nun zeigt sich, daß einige Metalle keine linienhafte Absorption aufweisen, obwohl sie der Höhe ihres Dampfdrucks nach durchaus dazu befähigt sein müßten. Augenscheinlich wird die Absorption hier durch sekundäre Effekte verhindert. Hierfür spricht auch, daß diese Schwierigkeiten speziell bei leicht oxydierbaren Metallen auftreten. Es liegt also nahe, Wechselwirkungen zwischen dem Metaldampf und der umgebenden Atmosphäre anzunehmen. Wenn aber noch während der Entladung eine Oxydbildung einsetzt, dann muß es möglich sein, diese durch die

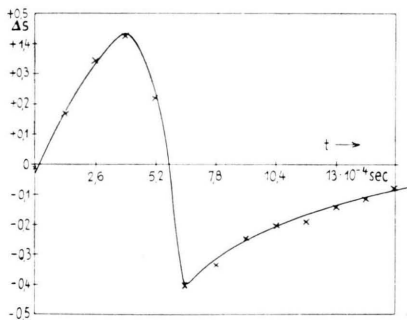


Abb. 11. Photometerwerte des zeitlichen Verlaufes der Emission und Absorption der Bi-Linie 3067,7 Å. Ordinate: ΔS -Werte Linie zu kontinuierlichem Untergrund; Abszisse: Alter der Entladung.

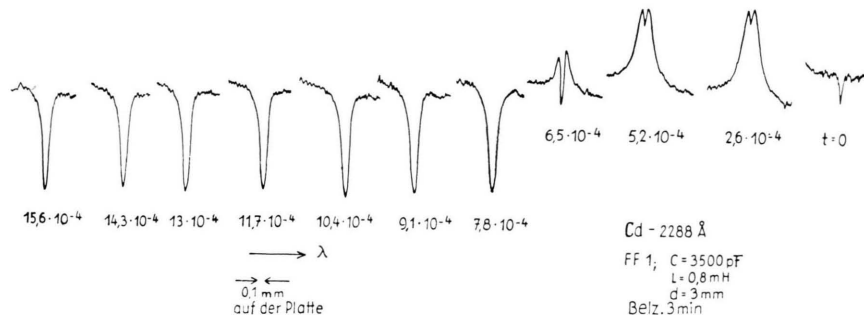


Abb. 12. Registrierkurven der Cd-Linie 2288,02 Å mit zunehmendem Alter der Entladung.

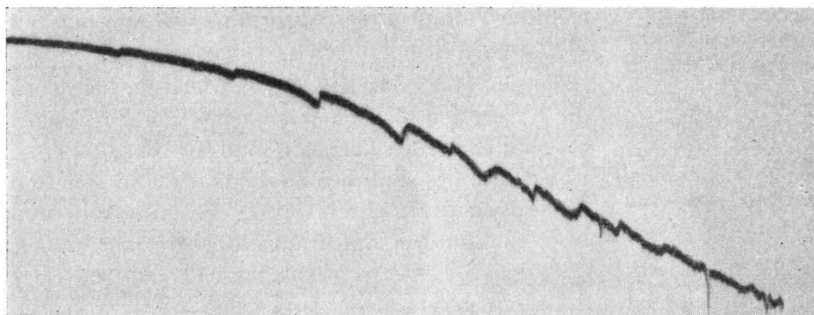


Abb. 13. Registrierkurve von Zinnoxid-Absorptionsbanden.

entsprechenden Absorptionsbanden der betreffenden Metalloxyde nachzuweisen. In der Tat ist es bei mehreren Metallen gelungen, die Absorptionsbanden der betreffenden Oxyde in Absorption zu gewinnen. So zeigt Abb. 13 die Registrierkurve des Spektrums eines Funkens zwischen frisch abgedrehten Zinn-elektroden mit unterlagertem kontinuierlichem Spektrum, in dem $2,6 \cdot 10^{-4}$ sec nach Beendigung der Entladung die Banden des Zinnoxids in Absorption erscheinen, und zwar stimmen die Bandenköpfe in den Wellenlängen genau überein mit den Messungen, die Mahanti¹⁶ an Zinnoxid in Emission durchgeführt hat.

Besonders auffällig ist bei unseren Beobachtungen, daß die Banden nicht sofort nach dem Abklingen der Entladung in Absorption auftreten, sondern daß sich hierzu vermutlich erst die Temperatur im Entladungsraum so weit erniedrigt haben muß, daß die Dissoziationstemperatur des Zinnoxids unterschritten wird. Es scheint sich hier eine Möglichkeit zur Temperaturbestimmung in abklingenden Funken zu ergeben.

Eine weitere Temperaturangabe wird dadurch möglich, daß die Temperatur der Funkenentladung beim Übergang des Spektrums von Emission in Absorption mit der der Kontinuumsampe übereinstimmen muß. Diese beträgt bei den von uns angewandten Betriebsbedingungen der Xenonhöchst-drucklampe XBO 301 etwa 7600°K ¹⁷. Selbstverständlich ist diese Angabe nur erlaubt, solange mit isothermem Plasma im Funken gerechnet werden kann. Gegen Ende der Entladung dürfte dies im allgemeinen vorliegen, während es zu Beginn der Entladung, wo bei stark verdampfenden Metallen, wie z. B. Cadmium, gleichfalls ein Übergang von Absorption in Emission beobachtet werden kann, nicht der Fall ist.

4. Nachleucht- und Sprühercheinungen bei abklingenden Funkenentladungen

Die Tatsache, daß im Entladungsraum abklingender Funken noch über relativ lange Zeit Metaldampf durch seine Absorption nachgewiesen werden kann, ist deshalb bemerkenswert, weil sich im gleichen Zeitraum Nachleuchterscheinungen bei der Entladung ausbilden. Dieses Nachleuchten ist, wie oben erwähnt, identisch mit dem Leuchten der Aureole in den äußeren Bereichen des stroboskopisch nicht aufgelösten Funkens. Seine Intensität ist außerordentlich gering und beträgt in späten Bereichen nur etwa $1/1000$ der Linienintensität in den mittleren Funkenbereichen. Demgemäß wird das Nachleuchten bei der Durchstrahlung des Entladungsraumes mit kontinuierlichem Licht selbstverständlich vollkommen überdeckt. Schaltet man aber in den Bereichen, in denen sonst der Metaldampf in Absorption beobachtet wird, die kontinuierliche Bestrahlung ab, dann läßt sich die Nachleuchterscheinung sehr deutlich erkennen. Es handelt sich dabei um eine gelblich-rote Leuchtmasse, die sich nach Beendigung der eigentlichen elektrischen Entladung, also im Anschluß an die Bogenphase, im Raum zwischen den Elektroden ausbreitet. Mit älter werdendem Funken dehnt sie sich immer weiter in radialer Richtung aus, um schließlich als leuchtender Torus mit der Verbindungslinie der Elektroden als Achse um den Entladungsraum zu schweben (vgl. Abb. 7f und 7g). Durch elektrische und magnetische Felder läßt sich die Geometrie dieser leuchtenden Wolke nicht verändern, dagegen ist sie gegen Gasströmungen außerordentlich empfindlich. Es gelingt ohne weiteres, den Torus durch einen Luftstrom nach der Seite wegzublasen.

Diese Beobachtungen stehen mit lange bekannten Begleiterscheinungen elektrischer Entladungen im

¹⁶ P. C. Mahanti, Z. Phys. **68**, 114 [1931].

¹⁷ K. Larché, Z. Phys. **136**, 74 [1953].

Zusammenhang, die schon von Hertz^{18,19} und zahlreichen anderen Autoren untersucht wurden. Es handelt sich um Nachleuchterscheinungen der die Funkenstrecke umgebenden Atmosphäre, welche möglicherweise durch die Anwesenheit von Metaldämpfen modifiziert werden²⁰. Insbesondere erinnert die die abklingenden Funkenentladungen begleitende gelbliche Leuchterscheinung an das Nachleuchten des aktiven Stickstoffs, über dessen Entstehung und Verhalten neben vielen anderen nur die Untersuchungen von Kaplan²¹, Herzberg²², Cario und Stille²³ und Reinecke²⁴ genannt seien.

Naturgemäß muß bei unseren Untersuchungen über Nachleuchterscheinungen die mehr oder minder hohe Metaldampfkonzentration in der Funkenstrecke berücksichtigt werden. Wie Abb. 14 zeigt, treten bei hochschmelzenden Metallen mit niedrigem Dampfdruck praktisch keine Unterschiede zwischen den verschiedenen hier vom Stickstoff getragenen Nachleuchtspektren auf. Voraussetzung sind allerdings genügend alte Funkenentladungen, in denen keine Metall verdampfenden Überschläge zwischen den

Elektroden mehr erfolgen. Gelangen nämlich größere Metaldampfmengen in die Entladung, so wird dadurch, in Übereinstimmung mit den Untersuchungen zahlreicher anderer Autoren, das Stickstoffnachleuchten unterdrückt.

Leider ist die Intensität des Nachleuchtens von Funkenentladungen sehr gering, und seine stroboskopische Abtrennung von den übrigen Entladungen muß deshalb, wegen der Gefahr von Einstrahlungen sowie wegen der Empfindlichkeit gegen Überschläge sehr scharf durchgeführt werden. Dadurch werden die Belichtungszeiten für die Aufnahme von Nachleuchtspektren viele Stunden lang. Wegen des für lange Serien von Spektralaufnahmen erforderlichen Zeitaufwandes konnten daher noch nicht alle Einzelheiten der Wirkungsweise des Metaldampfes geklärt werden. Insbesondere macht sich hier auch der starke Elektrodenabbrand stark verdampfender bzw. oxydierender Metalle störend bemerkbar, der ein ständiges Nachstellen des Elektrodenabstandes während der stundenlangen Belichtung notwendig macht. Bei den genannten Metallen läßt sich eine

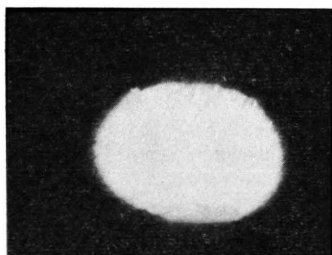


Abb. 15 a.
 $t = 0,55 \cdot 10^{-3}$ sec.

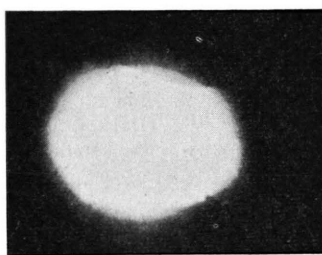


Abb. 15 b.
 $t = 1,22 \cdot 10^{-3}$ sec.

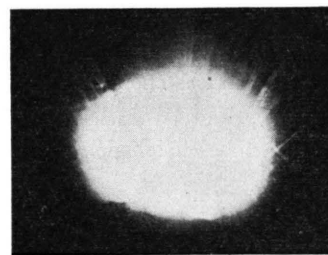


Abb. 15 c.
 $t = 1,80 \cdot 10^{-3}$ sec.

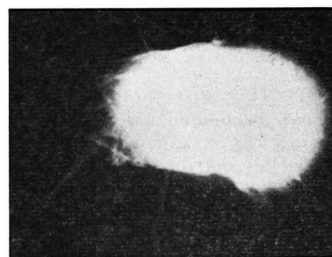


Abb. 15 d.
 $t = 2,00 \cdot 10^{-3}$ sec.



Abb. 15 e.
 $t = 2,11 \cdot 10^{-3}$ sec.

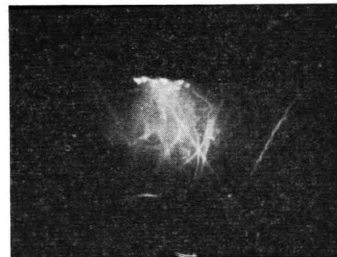


Abb. 15 f.
 $t = 2,40 \cdot 10^{-3}$ sec.

Abb. 15 a–f. Alternde Funkenentladung zwischen Kupferkohleelektroden 40 : 60. Mit zunehmendem Alter t beginnen Sprüherscheinungen an den Elektroden. Zum Teil stark gekrümmte Bahnkurven der ausgeschleuderten Teilchen.

¹⁸ H. Hertz, Wied. Ann. Phys. u. Chem. **19**, 78 [1883].

¹⁹ H. Hertz, Verh. Deutsch. Phys. Ges. **3**, 15 [1883].

²⁰ E. P. Lewis, Phys. Z. **5**, 546 [1904].

²¹ J. Kaplan, Nature, Lond. **141**, 645 [1938]; **149**, 273 [1942].

²² G. Herzberg, Molekülspektren und Molekülstruktur, Dresden 1939.

²³ G. Cario u. U. Stille, Z. Phys. **133**, 209 [1952].

²⁴ L. H. Reinecke, Z. Phys. **135**, 361 [1953]; vgl. auch H. O. Kneser, Erg. exakt. Naturwiss. **8**, 229 [1929].

deutliche Verfärbung der Nachleuchtaureole feststellen, die hier gegenüber dem normalerweise gelblichen Aussehen eine fahl graue, grünliche bis hellblaue Farbe aufweist.

Augenscheinlich liegt die Ursache für die anders geartete Färbung des Nachleuchtens in der Anregung von Metalloxyden. Bei stigmatischer Abbildung der Entladung quer zum Spektrographenspalt (vgl. Abb. 2) lassen sich deren Banden beziehungsweise bis weit in die äußere Aureole verfolgen, wodurch ihr Leuchten in späten Teilen der Funkenentladung bestätigt wird.

Mit Oxydationsvorgängen im Funken hängen offenbar auch Sprühererscheinungen zusammen, die in späten Teilen der Entladung deren Bild eindrucksvoll verändern. Läßt man eine Funkenentladung durch Verdrehen des Stroboskops mit dem Phasenschieber „altern“, so beobachtet man gegen Ende der Bogenphase, daß kleine glühende Partikelchen aus dem Elektrodenraum nach außen geschleudert werden. Wie die Abb. 15a–f zeigen, wird die Erscheinung mit abnehmender Helligkeit der Funken immer deutlicher sichtbar, hält sich noch die ganze Nachleuchtphase hindurch und bleibt schließlich als einzige Leuchterscheinung im Raum zwischen den Elektroden bestehen.

Interessant ist auch die Form der durch die Partikelchen beschriebenen Bahnkurven. Im Raum zwi-

schen den Elektroden kann man viele stark gekrümmte Bahnen beobachten, die ihre Richtung vollkommen umkehren; andere Teilchen fliegen geradlinig nach außen, und wieder andere führen auf ihrem Flug augenscheinlich Taumel- bzw. Rotationsbewegungen aus, durch die spiralige Bahnformen nach Art der in Abb. 16 gezeigten Kurve entstehen. So ergeben sich vielgestaltige Bilder der Teilchenbahnen, die vermutlich auf Strömungserscheinungen im Entladungsbereich zurückzuführen sind.

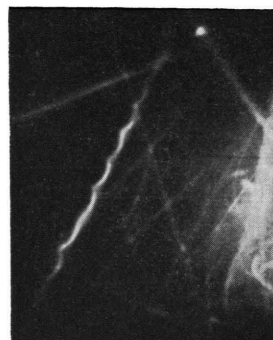


Abb. 16. Spiralbahn eines aus der Funkenstrecke ausgeschleuderten Teilchens.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft bin ich für die Unterstützung dieser Arbeit zu besonderem Dank verpflichtet. Den Chemischen Werken Hülse danke ich für wertvolle Unterstützung.

Theorie des Anodenfalls II Möglichkeiten und Grenzen der Feldionisierung

Von K.-H. HÖCKER und W. BEZ

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart
(Z. Naturforschg. **10a**, 706–714 [1955]; eingegangen am 14. April 1955)

Als Beitrag zum Verstehen der Vielzahl der Erscheinungsformen am Lichtbogen diskutieren wir die Frage nach den Bedingungen, unter denen Feldionisierung im Anodenfall eines Lichtbogens auftreten kann. Feldionisierung ist nur möglich, wenn die gesamte Fallenergie größer als die Ionisierungsenergie ist. Daneben sind mindestens zwei weitere Bedingungen zu nennen: a) Das entsprechende Potential muß sich auf einer Strecke von der Größe einer Elektronenweglänge ausbilden. b) Die erzeugten Ionen müssen mit einer ungeordneten Bewegung an die Säule geliefert werden. Die beiden Bedingungen werden in Formeln gefaßt und es wird gezeigt, daß ein Niederstromkohlebogen in Luft unter Normalbedingungen mit dem Anodenfallmechanismus der Feldionisierung brennt, während bei den Bedingungen, die für Hochdruckbögen charakteristisch sind, Feldionisierung unmöglich ist. Hier gilt thermische Ionisierung. — Die Strom-Spannungs-Kennlinien von Beck-Bögen und anderen Bögen werden diskutiert.

Überschaut man die Meßergebnisse an den verschiedenen Bogentypen, so findet man sehr verschiedene Angaben. Für Kohlebögen in Luft unter Normalbedingungen und nicht zu hoher Stromstärke

sind relativ große Anodenfälle von 20 und mehr Volt typisch, während die Hg-Höchstdruckbögen und ähnliche Rohrbögen in Argon und Xenon im allgemeinen geringe Anodenfälle unterhalb der Ioni-