

In etwa 5% aller Fälle (nach Ausscheidung der Nulleffektszündungen) setzte knapp 1 μ sec nach Entladungsbeginn eine Störung der quasi-kontinuierlichen Ausbreitung ein. Diese Zeit erwies sich als die Elektronendriftzeit der Photoelektronen von der Kathode (Durchmesser 50 mm) zum Draht. In diesen Fällen haben die Photoelektronen von der Kathode den Draht vor dem Entladungskopf der Drahtkomponente erreicht. Die dort gezündete Entladung läuft einerseits in der ursprünglichen Richtung längs des Drahtes weiter, andererseits dem Entladungskopf der Drahtkomponente entgegen.

Obwohl zahlreiche weitreichende Photonen in der Entladung entstehen, tragen sie nur selten zur Ausbreitung bei. Das liegt daran, daß die Drahtkomponente meist etwas schneller ist als die Mantelkomponente. Während der Driftzeit eines Photoelektrons vom Mantel

zum Draht läuft die Drahtkomponente eine Strecke weiter, die erheblich größer als der Zählorhr-Radius ist. Die meisten Elektronen vom Mantel laufen deshalb in den bereits fertig ausgebildeten Entladungsschlauch hinein und können keine Lawine mehr bilden. Aus geometrischen Gründen werden Photoelektronen selten so weit vor dem Entladungskopf ausgelöst, daß sie nach Ablauf der Driftzeit ein noch entladungsfreies Drahtstück erreichen. Die Mantelkomponente tritt aber deutlich hervor, wenn man durch das beschriebene Komponentenfilter die Drahtkomponente verlangsamt oder unterdrückt.

Wir danken Herrn Dr. HANS FREUDENBERG, Weinheim/Bergstr. und einem Eisenhüttenunternehmen im Ruhrgebiet für materielle Förderung der Arbeit.

Über einen mit Hohlkathode gespeisten Plasma-Hohlleiter

Von S. AHLBOM und H. NEUHAUS

Physikalisches Institut der Universität Stockholm, Schweden
(Z. Naturforschg. 19 a, 1419—1420 [1964]; eingeg. am 10. August 1964)

Die hier beschriebene Untersuchung hat sich aus der Frage entwickelt, ob die Hohlkathode als Plasmainjektor geeignet ist, um einen langen Mikrowellen-Hohlleiter bzw. eine Resonanzkavität mit ionisierten und angeregten Atomen (auch Molekülen) eines verdünnten Gases zu füllen. Würde es sich herausstellen, daß unsere Frage positiv zu beantworten ist, könnte dieser Plasma-Hohlleiter als eine mikrowellenspektrometrische Absorptionszelle verwendet werden, um zum Beispiel den wichtigen Übergang $2^2P_{3/2} \leftarrow 2^2S_{1/2}$ in Wasserstoff zu untersuchen.

Ohne zu einem positiven Ergebnis zu gelangen hat REESOR¹ eine spektrometrische Untersuchung mit Wasserstoff bei 9,914 GHz vorgenommen. Als Absorptionszelle hat REESOR ein gewöhnliches wasserstoffgefülltes Entladungsrohr aus Glas im Hohlleiter verwendet.

Die Konstruktion der Hohlkathode, welche zur Einführung des Plasmas in den Hohlleiter benutzt wurde, stammt von SCHÜLER und GOLLNOW². Die wesentlichsten Teile dieses Aufbaues sind in Abb. 1 dargestellt. Man

bemerke vor allem, daß keine Glasteile innerhalb des Hohlleiters vorkommen. Die Anordnung besteht aus dem rechteckigen Hohlleiter, einer kurzen Anode A und einer langen Kathode B. Anode und Kathode sind mit Wasser gekühlt. Das Glasrohr C, dessen Durchmesser um 4 mm größer ist als der Durchmesser des zylindrischen Teils von Anode und Kathode, hält diese etwa 2 mm voneinander entfernt. Das Glasrohr ist mit Lack gegen die Elektrodenflansche abgedichtet und steht mit dem übrigen Vakuumsystem in Verbindung. Zwei dünne Glimmerfenster D verschließen den Hohlleiter vakuundichtet an beiden Enden. Die Hohlkathode wird über einen in Serie gekoppelten Widerstand (1000 Ω) mit Gleichstrom gespeist. Wenn der Hohlleiter mit Helium von etwa 1 Torr gefüllt ist, beträgt die Spannung über die Elektroden, unabhängig von der Belastung, etwa 300 V. Wird die Hohlkathode mit 4 A belastet, so füllt sich der Hohlleiter in einer Länge von etwa 50 cm mit gleichmäßig leuchtender Entladung.

Es sei noch betont, daß die SCHÜLERSCHE Anordnung wichtig ist, um die Entstehung der Lichtbogenentladung zwischen Anode und Kathode zu verhindern. Die Absorption der Mikrowelle in dem Plasma-Hohlleiter wurde im ganzen zur Verfügung stehenden spektralen Gebiet zwischen 8 bis 25 GHz untersucht.

Aus Abb. 2 wird ersichtlich, daß der Durchlaßfaktor gegen die Änderungen von Gasdruck und Stromstärke sehr empfindlich ist. Die Durchlässigkeitsskurven beziehen sich auf Helium und eine Klystronfrequenz von 13,79 GHz. Die Dimensionen des Hohlleiters sind $8 \times 16 \text{ mm}^2$. Weiter erkennt man, daß der Durchlaßfaktor bei etwa 0,48 Torr und 0,8 A etwa 4-mal größer ist als für den entladungsfreien Hohlleiter. Eine bolometrische Messung spricht jedoch dafür, daß diese Verstärkung nicht als eine Vergrößerung der Energie der Welle gedeutet werden darf, sondern daß es sich um einen durch die veränderliche Dielektrizitätskonstante verursachten Anpassungseffekt bzw. eine Kompensation des Verlustes in dem geteilten Plasma-Hohlleiter handelt.

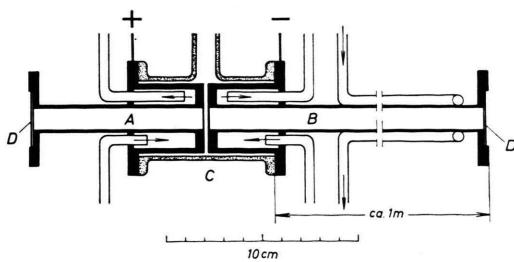


Abb. 1. Querschnitt des Plasma-Hohlleiters.

¹ G. E. REESOR, Canad. J. Phys. 29, 87 [1951].

² H. SCHÜLER u. H. GOLLNOW, Z. Phys. 93, 611 [1935].



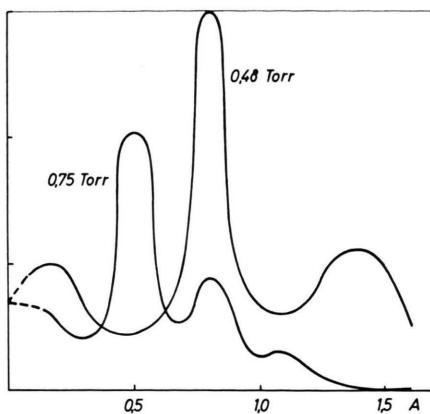


Abb. 2. Der Durchlaßfaktor als Funktion der Stromstärke bei 0,48 und 0,75 Torr Heliumdruck.

In einer vor kurzem erschienenen Arbeit berichten HARMON und EISNER³ über eine Art plasmagefüllten Hohlleiter, mit welchem eine 1,5-fache Verstärkung der durchlaufenden Mikrowelle erzielt wird. Inwieweit der

³ G. S. HARMON u. M. EISNER, J. Appl. Phys. **35**, 319 [1964].

Versuch von HARMON und EISNER mit dem unsrigen verglichen werden kann, soll hier nicht diskutiert werden.

Unter geeigneten Druck- und Stromverhältnissen, z. B. den Bedingungen, die dem steilen Anstieg der Durchlaßkurven entsprechen, kann man den Plasma-Hohlleiter auch als einen Amplitudenmodulator für Mikrowellen verwenden.

Die Versuche mit Wasserstoff bzw. Neon ergaben qualitativ ähnliche Durchlaßkurven wie mit Helium.

Als ein wichtiger Befund der Untersuchung stellt sich heraus, daß der hier beschriebene Plasma-Hohlleiter hinsichtlich spektrometrischer Problemstellungen gewisse Vorteile gegenüber der Anordnung REESORS besitzt. Erstens kann unser Plasma-Hohlleiter für die Mikrowelle bei sämtlichen Frequenzen zwischen 8 bis 25 GHz durch willkürliche Wahl der Stromstärke und des Gasdruckes durchlässig gemacht werden. Zweitens ist es nicht notwendig, einen besonderen Atomisator für die Zerlegung der Wasserstoffmoleküle in Atome zu verwenden, da die Hohlkathode zugleich als Atomisator wirkt. Nachteilig ist die Schwierigkeit der Plasmalfüllung mittels einer Hohlkathode bei größeren Hohlleiterlängen als 50 cm.

Die Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen.

Herrn Dozent Dr. G. ERLANDSSON sind wir für wertvolle Diskussionen zu vielem Dank verpflichtet.

Die gasionisierende Strahlung einer Entladung in Sauerstoff im homogenen Feld

Von TIMM H. TEICH

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1420—1421 [1964]; eingeg. am 4. September 1964)

The absorption coefficient and the intensity of gas ionizing radiation emitted by a not selfsustained discharge in oxygen in a homogeneous field have been measured by means of a sub-divided ionization chamber of suitable geometry. It is thus possible to evaluate the dependence upon E/p of the intensity of emission. An additional pressure dependent effect is found and is explained as quenching of excited states by collisions.

Frühere Untersuchungen der von einer Gasentladung in Sauerstoff emittierten sehr kurzweligen Strahlung, die wiederum den Sauerstoff zu ionisieren vermag, waren aus Intensitätsgründen auf Zylinderfeld- oder Funkenentladungen als Strahlungsquelle angewiesen^{1, 2}. Um die Strahlungsemision bei wohldefinierten Werten von E/p untersuchen zu können, wurde eine Anordnung aufgebaut, bei der eine ebene, unselbständige Entladung im homogenen Feld als Strahlungsquelle dient. Die Emission und der Nachweis der Strahlung erfolgen im gleichen Gas beim gleichen Druck. Die Gestalt der als Detektor verwendeten Ionisationskammer ähnelt einer früher schon beschriebenen¹. Die Messung der Ströme in fünf Saugräumen von definierter Geometrie in unterschiedlicher Entfernung von der Quelle liefert

Werte des Absorptionskoeffizienten und der absoluten Strahlungsausbeute.

Messungen in Sauerstoff wurden im Druckbereich $0,5 \text{ Torr} < p < 30 \text{ Torr}$ durchgeführt. (Alle Druckangaben für 20°C).

Bei konstanter Spannung an der Entladungsstrecke und konstantem Druck sind der Strom in der Entladungsstrecke und der Strom in der Ionisationskammer einander streng proportional. Dies beweist, daß die Anregung der ionisierenden Strahlung durch einfachen Elektronenstoß erfolgt und keinesfalls stufenweise; Rekombinationsstrahlung scheidet ebenfalls aus, da auch diese dem Quadrat der Entladungsstromdichte proportional sein müßte.

Abb. 1 zeigt Werte des Absorptionskoeffizienten $k = \mu \cdot p / 760 \text{ cm}^{-1}$, die aus dem Verhältnis der Ströme in den zwei entladungsfernsten Saugräumen bestimmt wurden. Für Drücke über 2,5 Torr liegen die Werte etwa auf einer Geraden durch den Nullpunkt, d. h. k folgt dem BEERSchen Gesetz. Für Drücke oberhalb 3—4 Torr erhält man außerdem aus den Strömen in den näher an der Entladung liegenden Saugräumen die gleichen Werte von k . Das heißt, daß in dem genannten Druckbereich nur Strahlung mit einem einheitlichen Absorptionskoeffizienten in die Ionisationskammer eintritt. Aus der Steigung der Geraden bestimmt man $\mu_{760} = 38 \text{ cm}^{-1}$ ($\sigma = 1,52 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$); der für die von einer Zylinderfeldentladung emittierte Strahlung¹ gefundene Wert stimmt (innerhalb der Meßgenauigkeit) gut mit dem hier genannten überein.

¹ A. PRZYBYLSKI, Z. Phys. **151**, 264 [1958].

² A. PRZYBYLSKI, Z. Phys. **168**, 504 [1962].