

NOTIZEN

Eine elektrodenlose Ringentladung als Strahlungsquelle für das Vakuum-Ultraviolett

Von M. PLATO

I. Physikalisches Institut der Freien Universität Berlin *
(Z. Naturforsch. 19 a, 1324—1327 [1964]; eingeg. am 11. August 1964)

Es wurde das Emissionsspektrum von Argon im Vakuum-Ultraviolett bei Anregung in einer kontinuierlich brennenden elektrodenlosen 40-MHz-Ringentladung untersucht. Als Entladungsgefäß diente ein wassergekühltes Ringrohr aus Quarz (Ringdurchmesser ≈ 2 cm, Rohrdurchmesser ≈ 1 cm). Die Strahlung wurde durch ein am Ringrohr angeschmolzenes, zur Ringachse senkrecht geführtes Rohr freigegeben und in einem Vakuum-UV-Monochromator spektral zerlegt. Variiert wurden der Gasdruck, die Entladungsleistung (bis 1300 W) und die Stärke eines der Entladung überlagerten statischen Magnetfeldes. Mit dem Magnetfeld konnte eine erhebliche Leistungssteigerung bei niedrigen Drücken erzielt werden. Die größte Linienanzahl und maximale Intensität wurden jedoch ohne Magnetfeld bei Entladungsdrücken um 0,05 Torr und Entladungsleistungen um 500 W erhalten. Die Mehrzahl der beobachteten Linien gehörte zum einfach ionisierten Argon-Atom mit der kürzesten Wellenlänge bei 662 Å.

Folgende Eigenschaften unterscheiden die elektrodenlose Ringentladung wesentlich von den niederfrequenten Entladungen:

a) Die Ringentladung kann noch bei Brennspannungen unterhalten werden, die kleiner als die Anregungsspannungen der verwendeten Gase sind¹.

b) Es finden keine Prozesse an Elektroden statt. Hierdurch ist eine hohe Reinheit der Spektren erzielbar.

c) Ein überlagertes Magnetfeld kann in bestimmten Druckbereichen zu einer Erhöhung der Leistungsaufnahme führen².

Auf Grund dieser Eigenschaften hat die elektrodenlose Ringentladung als Strahlungsquelle für die Spektroskopie Bedeutung erlangt³. Die folgenden Untersuchungen, die an eine Arbeit von BUCHHOLZ⁴ im Quarz-UV anschließen, wurden im Gebiet des Vakuum-UV mit einem ringförmigen Entladungsgefäß an Argon durchgeführt.

1. Apparatur

a) Das Entladungsrohr

Als Entladungsrohr diente ein aus Quarz geformtes Ringrohr mit Ringdurchmesser ≈ 2 cm und Rohrdurchmesser ≈ 1 cm (Abb. 1). Diese Rohrform entsteht aus der üblichen zylindrischen, den ganzen Spulenraum ausfüllenden Form durch Reduzierung des Volumens ohne

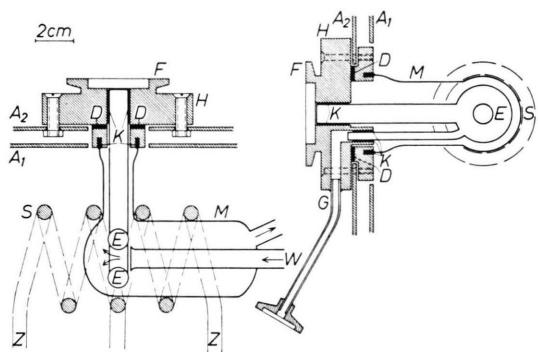


Abb. 1. Entladungsrohr mit Anschlußflansch und Kühlungssystem. E: Entladungsrohr, H: Entladungsrohrhalterung, M: Kühlmantelgefäß, D: Gummidichtung, G: Gaszuführung, F: Monochromator-Anschlußflansch, S: Koppelpule, Z: HF-Zuführungen, A₁: Inneres Abschirmblech, A₂: Äußeres Abschirmblech, K: Kittung, W: Kühlwasser.

Störung der Elektronenbahnen (radiale und axiale Zusammendrängung). Bei gleicher Entladungsleistung konnten hierdurch größere spezifische Leistungen und somit auch größere Strahlungsdichten erzielt werden⁴. Das Entladungsrohr mußte mit Wasserkühlung betrieben werden, da es mit Luftkühlung schon bei Leistungen um 100 W nach ungefähr 1 Minute Betriebsdauer zu schmelzen begann. Zwei senkrecht zur Ringachse geführte Quarzrohre mit etwa 10 und 3 mm Durchmesser dienten als Pump- und Beobachtungsrohr bzw. Gaszuführungsrohr zu dem im Spuleninnern angeordneten Ringrohr. Da die Strahlungsquelle auch für Untersuchungen unterhalb 1000 Å verwendet werden sollte, durfte das Entladungsgefäß nicht durch einen Verschluß gegen das Vakuumgefäß des UV-Monochromators abgegrenzt werden. Zum Anschluß des Beobachtungsrohres an das Spektrometer diente ein Vakuum-Flansch, in den sowohl das Beobachtungsrohr als auch das Gaszuführungsrohr fest eingekittet wurden (Araldit, zwischen 100 und 200 °C ausgehärtet). Die äußere Zuleitung zum Gaszuführungsrohr wurde seitlich an den Flansch über eine Kleinflansch-Verbindung herangeführt.

b) Der HF-Generator

Als HF-Generator für den kontinuierlichen Betrieb der Entladung im Frequenzbereich von 20 bis 60 MHz diente ein Röhrensender mit einer maximalen Nutzleistung von 2 kW, die sich durch eine Gegentakt-End-

* z. Zt. AEG-Forschungsinstitut, Berlin-Reinickendorf.

¹ L. ROHDE, Ann. Phys., Lpz. 12, 569 [1932].

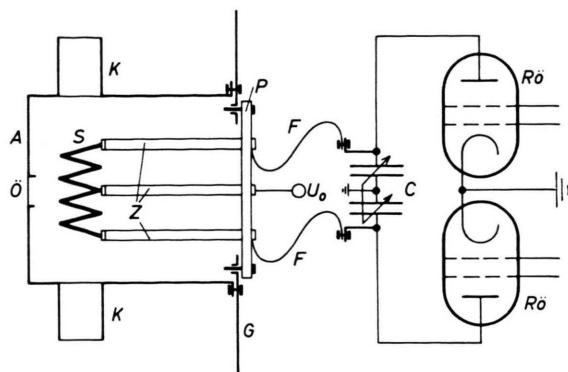
² B. KOCH u. H. NEUERT, Z. Naturforsch. 4 a, 456 [1949].

³ L. MINNHAGEN, B. PETERSSON u. L. STIGMARK, Ark. Fys. 8, 471 [1954]; 14, 483 [1959]; 16, 541 [1959].

⁴ H. BUCHHOLZ, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin 1959.



stufe aufbringen ließ⁵. Die Spule im Schwingkreis der Leistungsstufe war gleichzeitig erregende Spule für die Entladung (Abb. 2) und befand sich außerhalb des eigentlichen Generatorgehäuses in einem getrennten Abschirmkasten aus Eisenblech umgeben, um Störungen der Umgebung durch die starke Abstrahlung des Senders zu vermeiden.



Ab. 2. Aufbau des Erregerkreises für die Entladung. Rö: Leistungsöhre QB 3,5/750, C: Abstimmkondensator, F: Blattfeder, P: Porzellanplatte, Z: HF-Zuführungsstäbe, S: Koppelspule (Schwingkreisinduktivität), A: Abschirmgehäuse der Koppelspule, K: Abschirmkamin, Ö: Einschuböffnung für das Entladungsrohr, G: Generatorgehäuse, U_₀: Anodenspannung.

c) Das statische Magnetfeld

Zur Untersuchung des Verhaltens der Ringentladungs-Spektren unter dem Einfluß eines überlagerten statischen Magnetfeldes dienten zwei kreuzförmig zur HF-Koppelspule angeordnete zylindrische Spulen. Die Länge dieser Spulen betrug 4 cm, die Windungszahl 206 cm⁻¹ und der mittlere Wicklungsradius 4,3 cm. Die Spulen hatten einen gegenseitigen Abstand von 10 cm. Hieraus wurde für die Summe der Magnetfelder beider Spulen in der Mitte der Koppelspule ein Wert von $B_0 = 36$ Gauß pro Ampere Spulenstrom errechnet. Die Spulen konnten im Dauerbetrieb bis 3 A ($B_0 = 108$ G) belastet werden.

d) Das Spektrometer

Zur spektralen Zerlegung der Strahlung diente ein Vakuum-Monochromator vom Typ S e y a - N a m i o k a⁶ mit einem Konkavgitter von 100 cm Krümmungsradius und 500 Strichen/mm. Die Evakuierung des Vakuumgefäßes erfolgte durch eine Diffusionspumpe hoher Saugleistung. Durch einen unmittelbar hinter dem Eintrittsspalt eingebauten Strömungswiderstand wurden gleichzeitig ein genügend geringer Druck im Spektrometer (10^{-5} bis 10^{-4} Torr) und ein für den Betrieb der Entladung notwendiger Druck von etwa 0,1 Torr im Ringrohr aufrechterhalten. Zur Messung des durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsstromes diente ein Photosekundärelektronen-Vervielfacher in Verbindung mit

⁵ G. BIRKHOFF, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin 1957.

⁶ E. SCHÄFFER, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin 1957.

einem Leuchtschirm aus Natrium-Salicylat. Der vom Anodenstrom des Photomultipliers an einem hochohmigen Widerstand erzeugte Spannungsabfall wurde über einen Gleichspannungsverstärker auf einen Kompen-sationsschreiber gegeben.

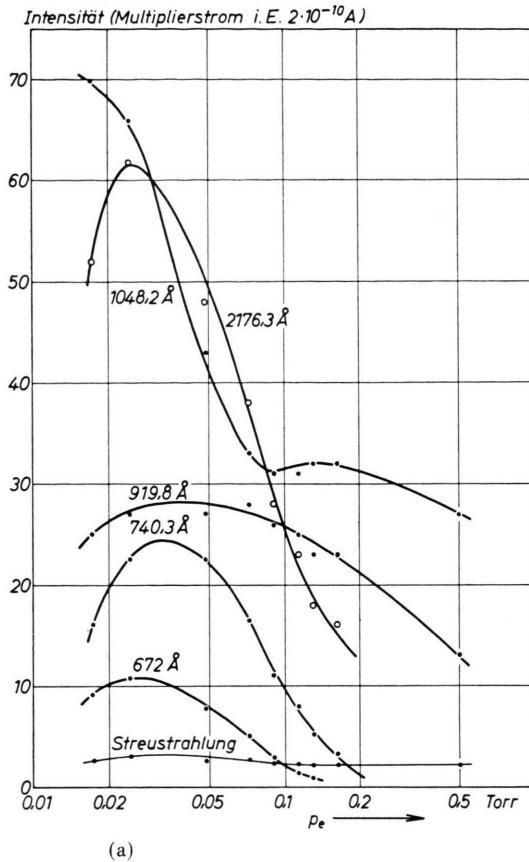
2. Ergebnisse

a) Messungen ohne Magnetfeld

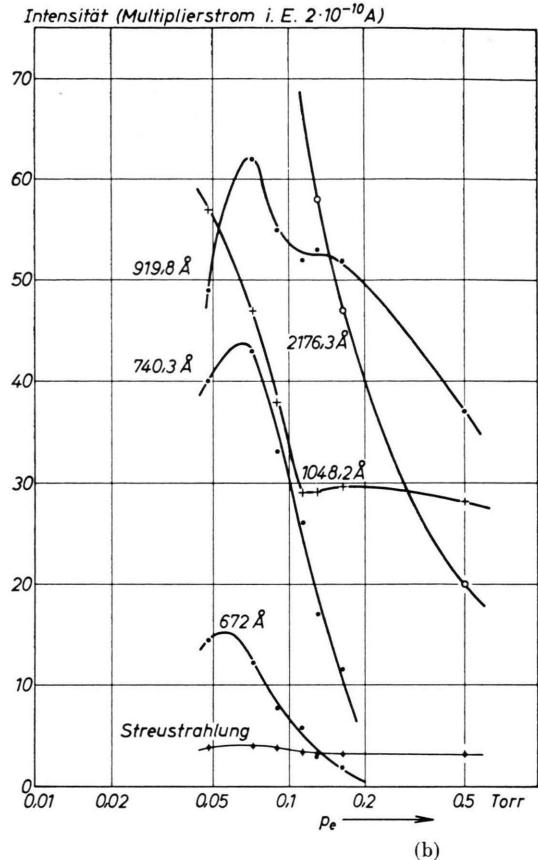
Für den Betrieb der Entladung wurde technisches Argon mit einem Reinheitsgrad von 99,95% verwendet. Die Entladung brannte in einem Druckbereich von

Nr.	Wellenlänge (Å) (im Vakuum)	Ionisationsgrad	Relative Intensität	Ordnung
1	661,9	II	13	2
2	664,6	II	4	2
3	666,0	II	11	2
4	671,0	II	12	2
5	671,9	II	23	2
6	676,2	III	9	2
7	679,4	II	20	2
8	698,8	II	5	2
9	704,5	II	4	2
10	718,1	II	10	2
11	723,4	II	36	2
12	725,5	II	17	2
13	730,9	II	15	2
14	740,3	II	76	2
15	745,3	II	54	2
16	748,2	II	9	2
17	754,8	II	7	2
18	769,2	III	2	2
19	825,4	I	4	2
20	826,4	I	6	2
21	835,0	I	10	2
22	842,8	I	3	2
23	866,8	I	27	2
24	869,7	I	13	2
25	878,7	III	7	2
26	880,0	I	18	2
27	894,3	I	17	2
28	919,8	II	107	1
29	932,1	II	71	1
30	1048,2	I	163	1
31	1066,7	I	240	1
32	1575,0	II	17	1
33	1675,6	III	3	1
34	1673,4	III	3	1
35	1941,1	II	5	1
36	1961,4	II	5	1
37	2092,3	III	16	1
38	2127,4	III	12	1
39	2131,1	*	22	1
40	2149,1	III	23	1
41	2176,3	*	182	1
42	2188,1	III	16	1
43	2284,7	*	32	1
44	2290,5	*	29	1
45	2293,0	III	20	1

Tab. 1. Die beobachteten Linien des Argon-Spektrums. Die mit einem Stern * gekennzeichneten Linien konnten nicht identifiziert werden.



(a)



(b)

Abb. 3. Intensität in Abhängigkeit vom Entladungsdruck p_e bei zwei verschiedenen Entladungsleistungen N_e und einer Frequenz von 40 MHz; a) bei $N_e=300$ W, b) bei $N_e=500$ W.

$1,7 \cdot 10^{-2}$ bis zu einigen Torr. Es wurde ein reines Linienspektrum erhalten. Die Zahl der unterhalb 2000 Å bei einer Halbwertsbreite von 1,5 Å beobachteten Linien betrug annähernd 50 (s. Tab. 1). Hiervon wurden 29 getrennte Linien unterhalb 1000 Å erhalten. Die Linie kürzester Wellenlänge wurde bei 662 Å beobachtet. Die Mehrzahl der Linien gehörte zum einfach ionisierten Ar-Atom (Ar II).

Die Intensität der Ar-Linien wurde in Abhängigkeit von der Entladungsleistung, vom Gasdruck und von der Generatorfrequenz untersucht. Der untersuchte Druckbereich lag zwischen 0,02 und 0,5 Torr. In diesem Bereich (Gebiet der optischen Anpassung) wurden die größten Strahlungsintensitäten erhalten. Die optimale Übertragung elektrischer Leistung erfolgte bei wesentlich höheren Drucken (Gebiet der elektrischen Anpassung). Die im Gebiet der optischen Anpassung maximal erzielte Entladungsleistung betrug etwa 700 W. Abb. 3 zeigt die gemessene Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Gasdruck in der Eintrittsspaltkammer des Spektrometers für zwei verschiedene Leistungen. Es ergaben sich relative Intensitätsmaxima bei etwa 0,05 Torr. Die bei diesen optimalen Druckwerten gemessenen Linienintensitäten wachsen annähernd pro-

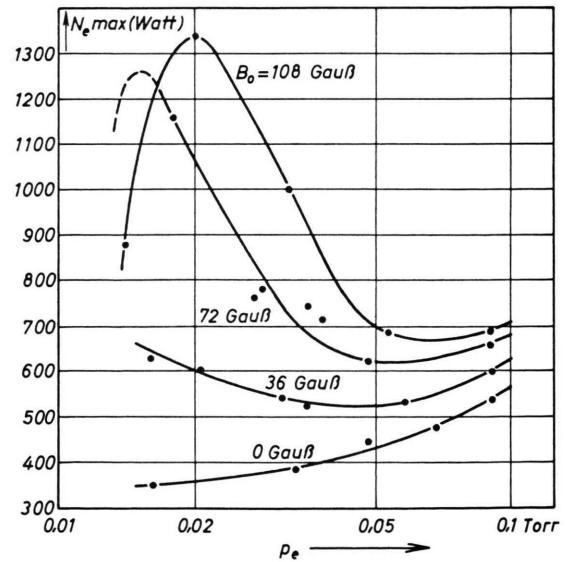


Abb. 4. Maximale Entladungsleistung in Abhängigkeit von Druck und Magnetfeldstärke für $f=23$ MHz.

portional zur Entladungsleistung an, wie ein Vergleich der Abb. 3 a und 3 b zeigt; dabei findet eine Verschiebung dieser Druckwerte von ungefähr $+1,7 \cdot 10^{-2}$ Torr/100 W statt. Ein Einfluß der Generatorfrequenz (Messung bei 23 und 40 MHz) auf das Spektrum konnte nicht festgestellt werden.

b) Messungen mit Magnetfeld

Mit Hilfe des magnetischen Überlagerungsfeldes konnten im Gebiet niedrigster Entladungsdrücke wesentlich höhere Entladungsleistungen als vorher erzielt werden. Mit 108 G wurden bei 0,02 Torr und $f = 23$ MHz etwa 1300 W (spezifische Entladungsleistung = 260 W cm $^{-3}$) gegenüber nur 350 W bei $B_0 = 0$ G erreicht (Abb. 4).

Oberhalb 0,02 Torr nimmt der Einfluß des Magnetfeldes auf die Leistungsaufnahme mit steigendem Druck stark ab. Eine höhere Strahlungsintensität wurde trotz der erheblichen Leistungserhöhung bei niedrigen Drücken nicht erhalten, da die optischen Anpassungsdrücke mit den „magnetischen Anpassungsdrücken“ nicht zur Übereinstimmung gebracht werden konnten. Da jedoch ein Anstieg der magnetischen Anpassungsdrücke bei Erniedrigung der Generatorfrequenz beobachtet wurde, erscheint eine Wiederholung dieser Versuche bei einer Generatorfrequenz von etwa 1 MHz aussichtsreich.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. LASSEN für wertvolle Hinweise und Ratschläge und Herrn Dipl.-Phys. E. SCHÄFFER für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit.

Beobachtung von Elektronenlawinen bei großen Elektrodenabständen (15 cm) in Raumluft

Von C. DRIVER

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg
(Z. Naturforsch. 19 a, 1327—1328 [1964]; eingeg. am 19. August 1964)

Um über den noch ungeklärten Mechanismus der Entladung in Raumluft (Luft von Atmosphärendruck bei einer Feuchte von 10 Torr H₂O und einer Temperatur von 20 °C) im homogenen Feld bei großen Elektrodenabständen Aufschluß zu erhalten, wurde die Elektronenlawine und ihre weitere Entwicklung auf Grund des von ihr emittierten Lichtes mit Hilfe eines Photomultipliers untersucht (optische Methode).

Als Elektrodenanordnung diente eine Kupferelektrode (Kathode, 150 cm ϕ , 120° Rogowski-Profil, ebener Teil 30 cm ϕ) und eine Aluminiumplatte (Anode, 230 cm ϕ), in deren Zentrum ein Kupferdrahtnetz eingesetzt ist. Unter diesem Netz befindet sich der Multiplier (Valvo 58 AVP) in einer abgeschirmten Meßkabine. Die Spannung wurde in Form einer negativen Stoßspannung angelegt (Anstiegszeit 3 μ sec, Rücken fällt in 100 μ sec um 1% ab, Höhe ca. 400 kV)^{1,2}. Um die primären Elektronen zu einem definierten Zeitpunkt auszulösen, wurden durch eine Blitzlampe etwa 10^4 Startelektronen in der Mitte der Kathode ausgelöst, sobald die Stoßspannung ihren Scheitelwert erreicht hatte.

Abb. 1 zeigt ein Multipleroszillogramm der Elektronenlawine. Zuerst erscheint als zeitlicher Nullpunkt das Signal der Blitzlampe und dann die Elektronenkomponente, die einen Exponentialanstieg zeigt. Aus dem Anstieg läßt sich die Gasverstärkung bestimmen und aus dem Abstand beider Maxima die Laufzeit der Elektronen und daraus ihre Driftgeschwindigkeit (für $E/p = 33,8$ V/cm · Torr gilt $v_- = 1,16 \cdot 10^7$ cm/sec).

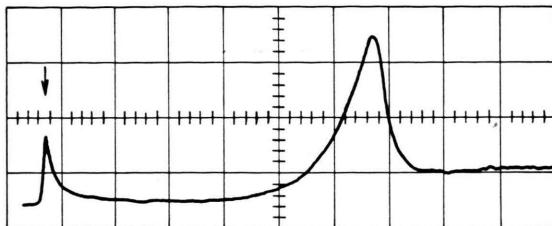


Abb. 1. Elektronenlawine bei 15 cm Abstand und $E/p = 33,8$ V/cm · Torr, links zeitlicher Nullpunkt (s. Pfeil), in dem etwa 10^4 Startelektronen ausgelöst werden; 0,2 μ s/Skt.

Im Anschluß an die Elektronenlawine werden niemals nachfolgende Lawinengenerationen beobachtet, die z. B. durch Photonachlieferung entstehen könnten, wie etwa bei Abständen $d < 6$ cm³. Vielmehr schließt sich sofort an die Elektronenlawine ein kontinuierlicher Nachstrom an.

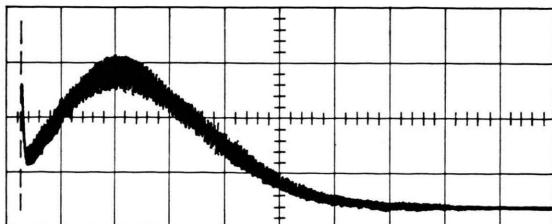


Abb. 2. Nachstrom, der sich an die Elektronenlawine (gestrichelt) anschließt; kein Durchschlag; 2% Unterspannung; 20 μ s/Skt.

Unterhalb der Durchbruchspannung (Abb. 2) erreicht dieser Nachstrom nach etwa 30 μ sec ein Maximum (halb so groß wie die Amplitude der Elektronenlawine) und ist nach 130 μ sec auf einen unmeßbaren Wert abgefallen. Im Nachstrom ist keine regelmäßige Struktur zu erkennen.

¹ H. SOHST, Z. Angew. Phys. 14, 620 [1962].

² C.-U. DÄKE, in Vorbereitung.

³ G.-A. SCHRÖDER, Z. Angew. Phys. 13, 367 [1961].