

(„adiabatische Invarianz von μ “). Eine genauere Abschätzung erhält man mit der folgenden Formel, die aus (16) direkt ableitbar ist

$$\frac{h_1}{h_0} |P|^2 \sim \exp \left\{ -\frac{\pi}{\alpha} \text{Min}(2h_0, 2h_1, h_0 + h_1 - \eta) \right\} \quad (\alpha \rightarrow 0). \quad (19)$$

Wenn η rein imaginär ist, muß man $h_0 + h_1 - \eta$ einfach ignorieren, und wenn es unter $2h_0$, $2h_1$, $h_0 + h_1 - \eta$ zwei oder drei gleiche gibt, muß man die rechte Seite von (19) mit 2 oder 3 multiplizieren.

Nun ist es bemerkenswert, daß das von HERTWECK und SCHLÜTER explizit behandelte Beispiel⁶ gerade in der oben definierten Klasse enthalten ist. Sodann kann man auch ihre Approximationsformel mit dem asymptotischen Resultat (15) vergleichen. Es ergibt sich

$$\frac{h_1}{h_0} |P|^2 \sim 2 e^{-2\pi h_0/\alpha} \quad (\alpha \rightarrow 0), \quad (20)$$

Elektrische Gasaufzehrung durch Anregung metastabiler Zustände

Von R. JAECKEL und E. TELOY

Physikalisches Institut der Universität Bonn

(Z. Naturforsch. 15 a, 1009–1010 [1960]; eingegangen am 9. August 1960)

Die Erscheinung der elektrischen Gasaufzehrung ist bisher nicht in allen Einzelheiten geklärt. Es ist z. B. vermutet worden, daß neben der Ionisation und Dissoziation von Gasmolekülen auch die Anregung metastabiler Zustände eine Ursache für Gasaufzehrung sein könnte. LUKIRSKY und PTIZYN¹ und WAGENER² haben eine bevorzugte Adsorption von metastabilem Stickstoff an frisch aufgedampften Magnesium- bzw. Barium-Gettern beobachtet. BLOOMER und HAINE³ nehmen an, daß auch in ausgeheizten Systemen ohne besondere Getter Anregung metastabiler Zustände zur Aufzehrung beiträgt. Andere Autoren, z. B. ALPERT⁴, halten diesen Beitrag dagegen für sehr klein oder null.

Zur Klärung dieser Frage haben wir die Gasaufzehrung an einer unselbständigen Entladung bei kleinen Spannungen, die teilweise unterhalb der Ionisierungsspannung lagen, gemessen. Abb. 1 zeigt die Versuchsanordnung. Das Vakuumgefäß besteht im wesentlichen aus Glas (Schott 1447). Nach dem Abpumpen und Ausheizen (10^{-7} Torr; 450°C) wird das Kugelschiffventil und damit die Verbindung zur Diffusionspumpe geschlossen und durch ein Ventil nach ALPERT⁴ Gas (meist N_2) bis zu einem Druck von etwa 10^{-4} Torr eingelassen. Den Druck mißt ein Ionisations-Manometer. In der „Elektronenstoß-Röhre“ treten Elektronen aus einer Glühkathode aus, werden zur Anode hin beschleunigt und durchfliegen schließlich einen nahezu feldfreien

während die Formel von HERTWECK und SCHLÜTER

$$\frac{\pi^2}{4} e^{-2\pi h_0/\alpha} \quad (21)$$

liefert. Das heißt: Die Approximation stellt (in diesem Falle) den Exponenten des exponentialen Abfalls richtig dar, aber nicht den Koeffizienten. *Daher kann sie einen Fehler ergeben, der von derselben Ordnung ist wie die zu berechnende Größe.* Wir haben verifiziert, daß dieser Schluß nicht nur für das von SCHLÜTER und HERTWECK behandelte Beispiel, sondern auch für die ganze Klasse (4) gilt.

Unserer Meinung nach ist also das Problem, das asymptotische Verhalten von $\langle \mu_1 \rangle / \mu_0$ im Limes adiabatischer Feldänderungen allgemein richtig zu erfassen, noch ungelöst, und eine schöne, doch wahrscheinlich sehr schwierige mathematische Aufgabe.

⁶ Vgl. Anm. ¹, Gl. (19).

Raum, in dem sie mit den Gasmolekülen zusammenstoßen und diese anregen bzw. ionisieren können (Stoßraum). Wenn dabei Gasaufzehrung eintritt, so kann deren Sauggeschwindigkeit in einem Differenz-Verfahren gemessen werden: Die Anodenspannung der Elektronenstoß-Röhre wird in gleichmäßigen Zeitabständen von einigen Minuten abwechselnd ein- und ausgeschaltet und aus der Druck-Zeit-Kurve die Sauggeschwindigkeits-Änderung beim Umschalten bestimmt.

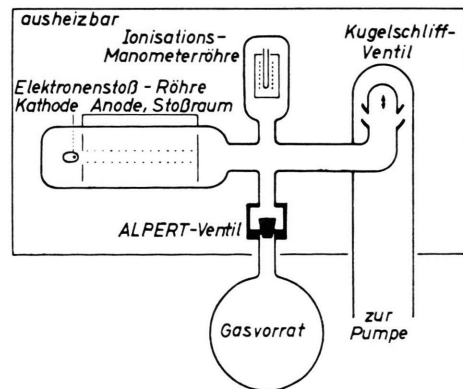


Abb. 1. Versuchsanordnung.

Die aufgezehrten Gasmengen sind in den meisten Fällen sehr gering. Um sie dennoch gut messen zu können, wurde 1. die Elektronenstoß-Röhre so konstruiert, daß sie auch bei geringen Spannungen einen relativ hohen Elektronenstrom durch einen langen Stoßraum fließen läßt, also relativ viele Stöße ermöglicht (die maximale Perveanz ist etwa $3 \cdot 10^{-5} \text{ AV}^{-3/2}$); 2. das

¹ P. I. LUKIRSKY u. S. W. PTIZYN, Z. Phys. 71, 339 [1931].

² S. WAGENER, Br. J. Appl. Phys. 2, 132 [1951].

³ R. N. BLOOMER u. M. E. HAINE, Vacuum 3, 128 [1953].

⁴ D. ALPERT, Handb. der Physik, Bd. 12, Springer-Verlag, Berlin 1958.



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.

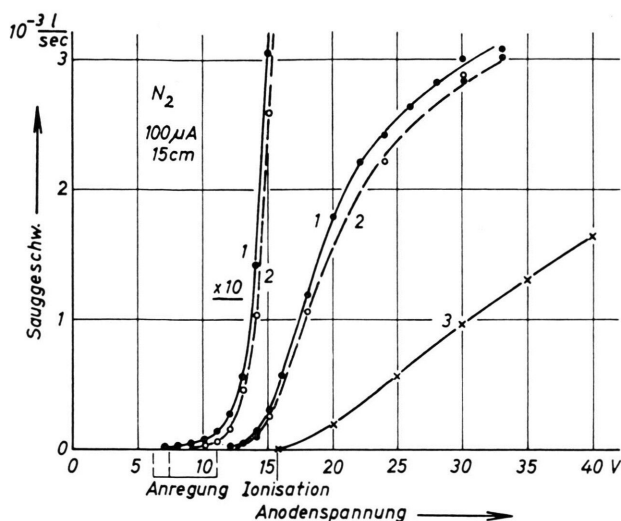


Abb. 2. Aufzehrung von Stickstoff. Die Sauggeschwindigkeit ist auf einen Elektronenstrom von 0,1 mA umgerechnet. Die mittlere Weglänge eines Elektrons im Stoßraum ist etwa 15 cm. Zur größeren Deutlichkeit sind die geringeren Sauggeschwindigkeiten auch mit ihrem 10-fachen Wert aufgetragen.

Ionisations-Manometer so verbessert, daß es noch Druckänderungen von einigen 10^{-4} des Gesamtdruckes sicher anzeigt. Dazu müssen Emissionsstrom und Empfindlichkeit der Meßröhre entsprechend gut konstant sein.

Abb. 2 zeigt einige Messungen der Aufzehrung von Stickstoff. Die Sauggeschwindigkeit ist gegen die Anodenspannung aufgetragen. Die Kurven 1 und 2 wurden unmittelbar nacheinander aufgenommen; der Unterschied beruht wohl auf Sättigung. Kurve 3 ist errechnet unter der Annahme, daß alle entstehenden Ionen und nur diese aufgezehrt werden. Die beobachtete Gas-aufzehrung kann nicht allein auf Ionisation zurückgeführt werden. Während Ionisation erst oberhalb von 15,7 V einsetzen kann, ist schon bei 8 V ein Sauggeschwindigkeit meßbar, die dann oberhalb von 11 V stark ansteigt. Es spricht viel dafür, daß dieser Anstieg auf Anregung metastabiler Zustände des molekularen Stickstoffs zurückzuführen ist, deren Anregungsenergien nach CRAGGS und MASSEY⁵ bei 6,2 eV / 7,4 eV / 11,0 eV ... liegen. Die zugehörigen Anregungsfunktionen sind bisher unbekannt; darum läßt sich eine Kurve, die der Kurve 3 entspricht, für die Anregung nicht berechnen.

⁵ J. D. CRAGGS u. H. S. W. MASSEY, Handb. der Physik, Bd. 37/1, Springer-Verlag, Berlin 1959.

Zur Feldverstärkung bei ZnSCdS · Mn-Phosphoren

Von G. WENDEL

Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin
Phys.-Techn. Institut, Bereich Strahlungsquellen

(Z. Naturforschg. 15 a, 1010—1011 [1960]; eingegangen am 18. Juli 1960)

Im Jahre 1954 berichteten G. u. M. DESTRIAU¹ zum erstenmal von einer Feldverstärkung an pulverförmigen ZnSCdS · Mn-Phosphoren, die durch RÖNTGEN-Strahlen angeregt wurden. Es konnte eine Verstärkung der durch RÖNTGEN-Strahlen angeregten Photolumineszenz beobachtet werden, wenn an die Leuchtschirme, die wie die von der Elektrolumineszenz her bekannten Leuchtkondensatoren hergestellt waren, eine Wechselspannung angelegt wurde. Bei UV-Anregung konnte unter gleichen Verhältnissen nur ein Löscheffekt beobachtet werden. Als Verstärkungs- oder Feldfaktor wird der Quotient $\varrho = B/B_0$ definiert, wobei B_0 die Intensität der ohne elektrisches Feld vorhandenen Photolumineszenz und B die durch das Feld verstärkte Lumineszenz des Leuchtschirmes darstellt. Es wurden Feldfaktoren von $\varrho = 2 - 3$ gefunden. GÜMLICH² hat Versuche an ZnS · Mn-Phosphoren durchgeführt und findet Feldfaktoren bis ca. 2. Bei diesen Leuchtstoffen tritt neben der gelben Mn-Bande die blaue Bande des eigenaktivierten ZnS auf. Er findet,

daß nur die gelbe Emission verstärkt wird und die Verstärkung von der Mangankonzentration abhängig ist. Die blaue Lumineszenz wird durch elektrische Felder unabhängig von Aktivatorgehalt und Anregungsart gelöscht.

In einer späteren Arbeit berichtete DESTRIAU³ über eine erhebliche Vergrößerung des Feldfaktors ($\varrho = 6$) an ZnSCdS · Mn-Phosphoren, wenn diese mit Gold aktiviert wurden, wobei Gold als Goldchlorid bei der Präparation zugegeben wurde. Auf Grund unserer Präparationsversuche möchten wir schließen, daß diese Vergrößerung des Feldfaktors nicht spezifisch der Goldaktivierung zuzuschreiben ist. Wir nehmen vielmehr an, daß die Goldaktivierung nur eine sekundäre Rolle beim Glühprozeß spielt. Wir konnten ähnliche Leuchtstoffe ohne Gold herstellen. Über die Präparation dieser Leuchtstoffe soll später an anderer Stelle eine Mitteilung erscheinen⁴. Hier soll über einige orientierende Messungen berichtet werden. Die Messungen wurden an Leuchtschirmen durchgeführt, die in gleicher Weise hergestellt wurden wie die von der Elektrolumineszenz her bekannten Leuchtkondensatoren. Der Leuchtstoff wurde in einem geeigneten Lack suspendiert und auf eine mit einer leitenden Schicht versehenen Glasplatte aufgebracht. Als zweite Elektrode wurde eine Silberleitlack-schicht aufgespritzt. Die Dicke der Leuchtstoff-Lack-schicht war etwa 100μ .

¹ G. DESTRIAU u. M. DESTRIAU, Meeting Electrochem. Soc., Chicago, Mai 1954. — M. DESTRIAU, C. R. Acad. Sci., Paris **238**, 2298 [1954]. — G. u. M. DESTRIAU, J. MATTIER u. H. E. GÜMLICH, J. Electrochem. Soc. **102**, 682 [1955].

² H. E. GÜMLICH, Dissertation, Techn. Universität Berlin 1958. — H. GOBRECHT u. H. E. GÜMLICH, Z. Phys. **156**, 436 [1959]; **158**, 226 [1960].

³ G. DESTRIAU, C. R. Acad. Sci., Paris **245**, 1913 [1957].

⁴ Z. phys. Chem.