

## Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronenlawinen\*

### I. Meßanordnung und Meßverfahren. Messungen in Sauerstoff

TIMM H. TEICH

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

Eingegangen am 19. September 1966

The emission of ionizing vacuum ultraviolet radiation by electron avalanches was studied. The radiation was detected and its coefficients of absorption were determined by means of a suitably subdivided ionization chamber; the radiation was emitted by a discharge in the homogeneous field of a parallel-plane gap, and maintained by external irradiation of the cathode. Thus it became feasible to determine the dependence of the intensity of emission on the ratio  $E/p$ , which controls the energy distribution of the electrons in the discharge. In addition, the emission of radiation from a cylindrical discharge was studied.

Besides a description of the experimental techniques and the data evaluation procedures, the results of measurements in oxygen are given. For the two most prominent components of the radiation, the coefficients of absorption are  $\mu=38\text{ cm}^{-1}$  and  $\mu\approx 250\text{ cm}^{-1}$ , and the intensities  $\omega/\alpha$  (exciting collisions per ionizing collision) increase with  $E/p$ , reaching about  $\omega/\alpha\approx 10^{-2}$  for  $E/p=500\text{ V/Torr}\cdot\text{cm}$ . There is marked quenching of excited states by collisions, and the quenching pressures of 2.5 Torr and about 0.5 Torr, respectively, were taken into account when stating  $\omega/\alpha$ .

### 1. Einführung

Seit langer Zeit ist bekannt, daß Gasentladungen kurzzeitige ultraviolette Strahlung emittieren können, die energiereich genug ist, um Gase – in vielen Fällen auch das eigene Gas – zu ionisieren\*\*. Die vorliegende Arbeit, die unmittelbar an eine frühere Untersuchung<sup>6</sup> anschließt, in der die Strahlung im inhomogenen Feld einer Zylinderfeldentladung erzeugt wurde, befaßt sich vor allem mit der Strahlungsemission bei Anregung durch Elektronenlawinen im *homogenen* Feld;

\* Gekürzte Dissertation Universität Hamburg 1966.

\*\* Eine Zusammenstellung älterer Arbeiten findet man in <sup>1</sup>. Wegen Messungen, die pauschal die Emission nicht ionisierender und eventuell zusätzlich auch ionisierender Strahlung durch Entladungen im homogenen Feld erfassen, siehe z.B. <sup>2-5</sup>.

<sup>1</sup> RAETHER, H.: *Ergeb. exakt. Naturw.* **22**, 73 (1949).

<sup>2</sup> SCHWIECKER, W.: *Z. Physik* **116**, 562 (1940).

<sup>3</sup> COSTA, H.: *Z. Physik* **116**, 508 (1940).

<sup>4</sup> BHALLA, M. S., J. D. CRAGGS, and J. M. MEEK: In: *Proc. Fifth Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases*, München (1961). Amsterdam: North Holland Publ. Co. 1962.

<sup>5</sup> GOVINDA RAJU, G. R., J. A. HARRISON, and J. M. MEEK: *Brit. J. Appl. Phys.* **16**, 933 (1965).

<sup>6</sup> PRZYBYLSKI, A.: *Z. Physik* **151**, 264 (1958).

darüber haben bisher keine Resultate vorgelegen. Bei homogenem Feld sind, im Gegensatz zu anderen Entladungsformen, die (durch  $E/p$  charakterisierten) Anregungsbedingungen räumlich konstant, so daß unter anderem die Strahlungsausbeute in Abhängigkeit von  $E/p$  gemessen werden kann.

Die gasionisierende Strahlung spielt in Hypothesen der Entladungsausbreitung eine bedeutende Rolle (vgl. <sup>1,7,8</sup>). Die Strahlung wird zur Erklärung der hohen Vorwachs geschwindigkeit von Kanalentladungen mit herangezogen <sup>1,8</sup>; außerdem weist man ihr eine erhebliche Bedeutung für das Zustandekommen der positiven Coronaentladungen zu <sup>7</sup>. Neben der Trägerbildung im Gas kann die „gasionisierende“ Strahlung jedoch außerdem mit großem Wirkungsgrad einen kathodischen Photoeffekt bewirken und damit auch für *kathodische* Nachlieferung in Gasentladungen verantwortlich sein (vgl. auch <sup>9</sup>).

## 2. Apparatur

### 2.1. Anordnung für Messungen mit homogenem Feld (Fig. 1)

*Strahlungsquelle.* Als Strahlungsquelle dient eine im allgemeinen unselbständige Entladung im homogenen Feld. Die Elektroden der Entladungsstrecke haben ein weit zurückgezogenes 90°-Rogowski-Profil, Durchmesser ca. 16 cm, ebener Teil ca. 8 cm  $\varnothing$ ; der Abstand zwischen den vernickelten Elektroden kann von 0 ... 3 cm eingestellt werden.

Die Anodenmitte (ca. 1,5 cm  $\varnothing$ ) ist zur Messung der Entladungsstromdichte elektrisch isoliert herausgeführt; der wesentliche Teil der Anodenmitte besteht aus feinmaschigem Netz, durch das die von der Entladung emittierte Strahlung hindurchtreten kann. Auf dem Wege zum Strahlungsdetektor passiert die Strahlung ein weiteres Schutzgitter, das mit Hilfe einer geeigneten Vorspannung Ladungsträger daran hindern soll, aus der Entladungsstrecke in den Detektor zu gelangen. Diese Vorspannung beträgt im allgemeinen ca. -20 V gegen die Anode; so werden durch das Anodengitter getretene Elektronen (bis auf einen geringen „Anlaufstrom“) dorthin zurückreflektiert; die kurzweilige Strahlung führt jedoch auch zur Elektronenemission aus dem Schutzgitter; die Vorspannung des Schutzgitters wird so gewählt, daß dieser Photoelektronenstrom den ihm entgegengesetzt gerichteten Anlaufstrom gerade kompensiert.

Der Primärelektronenstrom wird durch seitliche Bestrahlung der Kathode mit UV erzeugt. Die Entladungsstromdichte und der Strom über das Schutzgitter werden mit einem Schwingkondensatorelektrometer gemessen. Ein regelbarer Vorwiderstand in der Hochspannungszuführung dient zur Stabilisierung der Entladung; oszillographische Kontrolle des Entladungsstromes stellt sicher, daß keine Oszillationen auftreten.

<sup>7</sup> LOEB, L. B.: Electrical coronas — their basic physical mechanisms. Berkeley and Los Angeles: Univ. of California Press 1965.

<sup>8</sup> RAETHER, H.: *Ergeb. exakt. Naturw.* **33**, 175 (1961). — Electron avalanches and breakdown in gases. London: Butterworths & Co. 1964.

<sup>9</sup> SCHLUMBOHM, H.: *Z. Naturforsch.* (im Druck).

*Detektor.* Als Detektor wird eine mehrfach unterteilte Ionisationskammer verwendet<sup>6</sup>. Kathode ist ein Wolframdraht von 0,5 mm  $\varnothing$ . Da aus Intensitätsgründen die Ausnutzung eines größtmöglichen Raumwinkels ( $\Omega \geq 0,05 [4\pi \cdot \text{sterad}]$ ) angestrebt wird, läßt sich zwar nicht ver-

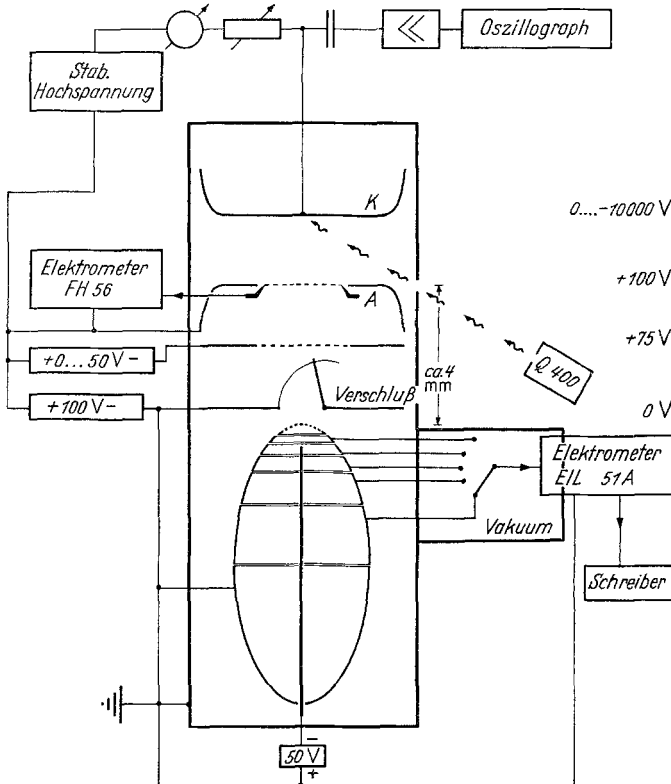


Fig. 1. Schematische Gesamtanordnung zur Messung der von einer unselbständigen Entladung im homogenen Feld emittierten ionisierenden Strahlung. Im Rezipienten – von oben nach unten – Kathode, Anode, Schutzgitter, Verschluß, unterteilte Ionisationskammer. Es sind rechts typische Potentiale für diese Teile angegeben

hindern, daß auch die Kathode von Strahlung getroffen wird; das Verhältnis der Wirkungsgrade für Trägerbildung im Gas zu Photoeffekt an der Kathode ist jedoch im Mittel ca. 5000:1, in den ungünstigsten Fällen ca. 1000:1. – Die Anode ist ein Rotationsellipsoid, in dessen einem Brennpunkt der Kathodendraht endet. Das Ellipsoid ( $2a=160$  mm,  $2b=80$  mm) ist senkrecht zur großen Achse in „Segmente“ unterteilt; so entstehen in unterschiedlicher Entfernung von der Strahlungsquelle fünf Saugräume von überschaubarer Geometrie: Die Feldlinien verlaufen auf Rotationshyperboloiden. Der Quotient der Ströme in jeweils zwei verschiedenen Segmenten ist für monochromatische Strahlung

durch eine eindeutige Beziehung mit dem Absorptionskoeffizienten verknüpft<sup>6</sup>.

Um das schon durch das Schutzgitter reduzierte Eindringen von Ladungsträgern (Elektronen) aus der Entladung in die Ionisationskammer möglichst weitgehend zu unterbinden, wird die Anode der Entladungsstrecke gegenüber der auf Erdpotential gehaltenen Anode der Ionisationskammer auf ein Potential von +50 ... +150 V gelegt (typische Potentialverteilung: siehe auch Fig. 1). — Die Saugspannung an der Kathode der Ionisationskammer beträgt meist –50 V. Bei dieser Spannung hat man in *allen* Segmenten bei den meisten Gasen und verwendeten Drucken ein gutes Plateau. Der bei höheren Spannungen auftretende Stromanstieg durch Gasverstärkung ist in den einzelnen Segmenten sehr verschieden; deshalb erscheint es nicht sinnvoll, bei der vorliegenden Anordnung Gasverstärkung als Mittel zur Steigerung der Empfindlichkeit heranzuziehen.

*Strommessung.* Die Ionisationskammerströme werden mit einem hochempfindlichen Schwingkondensatorelektrometer (E. I. L. Type 51 A) von kurzer Einstellzeit (5 s bei einem Eingangsrauschen von  $5 \cdot 10^{-17} A_{\text{eff}}$ ) gemessen. Dies Instrument ist so gegengekoppelt, daß das Eingangspotential stets auf Erdpotential gehalten wird. Auf diese Weise beeinflußt die Messung nicht die Feldverteilung in der Ionisationskammer.

Die einzelnen Segmente können mit einem hochisolierten, magnetisch betätigten Schalter an den Elektrometereingang gelegt werden; jeweils nicht zur Messung benutzte Segmente werden geerdet. — Die Leitungen von der Ionisationskammer zum Schalter, der Schalter selbst und der Eingangskreis des Elektrometers befinden sich in einem vom Rezipienten getrennten Vakuum, um das Eingangsrauschen infolge Höhenstrahlung (und eventuell auch Radioaktivität der verwendeten Baustoffe) wirksam herabzusetzen; bei einem Arbeitswiderstand von  $10^{12} \Omega$  (Eingangszeitkonstante ca. 2 s) beträgt der Untergrund (bei niedrigem Druck, d. h.  $p < 5$  Torr in der Ionisationskammer) etwa  $10^{-16} A_{\text{eff}}$ .

Ein optischer Verschuß zwischen Strahlungsquelle und Ionisationskammer ermöglicht es, einen Nullpunkt des Ionisationskammerstromes für jede einzelne Messung festzulegen und so unter anderem langfristige Störungen infolge Aufladung von Isolatoren usw. zu eliminieren.

*Rezipient und Gaseinlaß.* Rezipient ca. 50 Liter, nicht ausheizbar; Oberflächen der Bauteile im wesentlichen Nickel, Glas, Teflon; zur Verschußbetätigung Membran-Drehdurchführung. Hg-Diffusionspumpe, Endvakuum  $< 10^{-5}$  Torr, Druckanstieg  $3 \cdot 10^{-8}$  Torr/s.

Reine Gase aus Stahlflaschen werden über ein Hochdruck-Nadelventil direkt in das größtenteils aus Glas gefertigte Vakuumsystem eingelassen; Trocknung gegebenenfalls durch mit geeigneten Kühlmitteln

(flüssiger Stickstoff, Sauerstoff; Trockeneis) beschickte Kühlfallen; eine großflächige Kühlfalle bleibt stets mit dem Rezipienten verbunden.

Druckmessung: Hg-Manometer (über 20 Torr); Präzisions-Dosenmanometer (bis 20 Torr); Kompressionsmanometer (bis ca. 10 Torr). Überprüfung von Linearität und Nullpunkt des Präzisions-Dosenmanometers mit einer Alphantron-Anordnung.

### 2.2. Anordnung für Messungen mit Zylinderfeldentladung

Im wesentlichen wurde eine schon früher beschriebene Anordnung<sup>6</sup> benutzt; die Messung der Ionisationskammerströme wurde verbessert.

Um unter bestimmten Entladungsbedingungen das Eindringen von Ladungsträgern aus der Entladung in die Ionisationskammer zu unterbinden, wurde bei einigen Messungen eine Folie (Durchmesser freitragend 1,2 ... 1,8 cm) aus Indium (Transmission siehe <sup>10</sup>) zwischen Entladung und Nachweisraum eingeschaltet. — Die Folien wurden durch Aufdampfen auf Zuckerschichten auf Glas <sup>11</sup> hergestellt; nach dem Ablösen wurden sie auf polierten Metallträgern aufgefangen; die Dicken (1000 ... 2000 Å) wurden mit dem Interferenzmikroskop bestimmt.

### 3. Meß- und Auswerteverfahren (homogenes Feld)

Die Emission einer *monochromatischen* ionisierenden Strahlung wird durch den Anregungskoeffizienten  $\omega$  ( $\text{cm}^{-1}$ ), den Löschdruck  $p_L$  (Torr) und die Absorptionskonstante  $\mu = k \cdot 760/p$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) ( $k$  = Absorptionskoeffizient beim Druck  $p$ ) charakterisiert. Die Aufgabe besteht jetzt darin, diese Daten aus den direkt meßbaren Größen Entladungsstrom und Strom in der Ionisationskammer zu bestimmen; je nach den Eigenschaften der Strahlung sind hierzu unterschiedliche Verfahren geeignet.

Die Strahlungsintensität nimmt gemäß  $\exp(-\mu \cdot px/760)$  mit zunehmendem  $px$  (Druck mal Entfernung vom Emissionsort) ab; durch Variation von  $px$  kann man also  $\mu$  bestimmen, falls man die *Intensität* messen kann. Die Änderung von  $px$  kann man dabei durch Variation des Druckes  $p$  („Verfahren II“, dabei ist Löschung zu berücksichtigen) oder durch Variation des Abstandes  $x$  („Verfahren I“) erzielen; im letztgenannten Fall werden hier mehrere Detektoren (= Segmente der Ionisationskammer) in unterschiedlichen, aber festen Abständen  $x$  vom Emissionsort verwendet; das *Verhältnis* der Ströme in den einzelnen Segmenten bestimmt dann eindeutig  $k$  bzw.  $\mu$ , und bei Kenntnis der Geometrie kann man dann auch die Intensität am Emissionsort und damit  $\omega/\alpha$  bestimmen.

<sup>10</sup> WALKER, W. C., O. P. RUSTGI, and G. L. WEISSLER: J. Opt. Soc. Am. **49**, 471 (1959).

<sup>11</sup> CARPENTER, F. E., and J. A. CURCIO: Rev. Sci. Instr. **21**, 675 (1950).

Wird ein *Strahlungsgemisch* aus mehreren Komponenten emittiert, so sind die genannten Verfahren nur anwendbar und liefern  $\omega_i/\alpha$  und  $\mu_i$  für einzelne Komponenten  $i$ , wenn in gewissen Bereichen von  $px$  eine einzelne Strahlungskomponente dominiert und die übrigen entweder durch geringe Absorption oder wegen geringer Intensität (z. B. infolge starker Absorption auf dem Weg zum Detektor) kaum zum Strom in der Ionisationskammer beitragen. — Falls jedoch für alle Bereiche von  $px$  der Strom in den einzelnen Segmenten der Ionisationskammer durch ein Strahlungsgemisch erzeugt wird, ist eine Trennung der Komponenten nicht möglich; dann werden wir nur eine mittlere Dichte der durch die Strahlung an einem durch  $px$  charakterisierten Ort gebildeten Ionen messen und eventuell einen von  $px$  abhängigen Mittelwert von  $\mu$  angeben können (Verfahren III, siehe 3.3).

Bevor wir die genannten Verfahren im einzelnen erläutern, sind noch die Beziehungen zwischen dem Entladungsstrom und dem insgesamt emittierten Photonenstrom und dessen Beziehung zu dem in der Ionisationskammer gemessenen Strom aufzuzeigen.

Sei

- $n^*$  die Gesamtzahl der gebildeten angeregten Zustände;
- $\omega_{\text{eff}}$  die Zahl der pro cm Elektronenweg gebildeten angeregten Zustände, die zur Emission eines ionisierenden Photons führen;
- $n_-(x')$  die Zahl der Elektronen im Abstand  $x'$  von der Kathode;
- $n_0$  die Zahl der an der Kathode ausgelösten Primärelektronen;
- $\alpha$  der erste Townsendsche Ionisierungskoeffizient;
- $\eta$  der Anlagerungskoeffizient;
- $d$  der Elektrodenabstand;

ausgehend von der Bildungsgleichung

$$dn^* = \omega_{\text{eff}} \cdot n_-(x') dx'$$

für angeregte Zustände, die zur Emission eines Lichtquants führen, das wiederum ein Ladungsträgerpaar im Gas erzeugt, erhält man für die Gesamtzahl  $n^*$  der gebildeten angeregten Zustände

$$n^* = n_0 \frac{\omega_{\text{eff}}}{\alpha - \eta} \{e^{(\alpha - \eta)d} - 1\}. \quad (3.1)$$

In einer idealisierten Ionisationskammer, die alle emittierten ionisierenden Photonen erfaßt, würde man dann (bei  $I_0 = n_0 \varepsilon$ ) einen Strom  $I_p = n^* \varepsilon$  nachweisen:

$$\frac{I_p}{I_0} = \frac{\omega_{\text{eff}}}{\alpha - \eta} \{e^{(\alpha - \eta)d} - 1\}. \quad (3.2)$$

Berücksichtigt man die Gleichung für den bei einer nachlieferungsfreien, stationären Entladung fließenden Gesamtstrom  $I$ <sup>12</sup>, so erhält man schließlich

$$\frac{I_p}{I} = \frac{\omega_{\text{eff}}}{\alpha} \cdot \frac{e^{(\alpha-\eta)d} - 1}{e^{(\alpha-\eta)d} - 1 + \frac{\alpha-\eta}{\alpha}}. \quad (3.3)$$

Bei hinreichend großen Werten von  $(\alpha-\eta)d$  oder auch nur von  $\alpha d$  können wir statt (3.3)  $I_p/I = \omega_{\text{eff}}/\alpha$  setzen; diese Vereinfachung ist hier im allgemeinen zulässig.

Obgleich die Strahlungsemission hier aus einem verhältnismäßig großen Volumen erfolgt, kann man für  $e^{(\alpha-\eta+k)d} \gg 1$  (hier stets erfüllt) die Strahlungsquelle durch eine einzige leuchtende Ebene im Abstand

$$y_s = \frac{1}{\alpha - \eta + k} \quad (3.4)$$

von der Anode beschreiben. (Die Verschiebung dieser Ebene bei Änderung von  $E/p$  (und damit  $\alpha-\eta$ ) wird gegebenenfalls berücksichtigt.)

Die im folgenden oft benutzte Größe  $A_i(k) = J_i/I_p$  („Ausbeute“) gibt denjenigen Anteil des insgesamt emittierten Photonenstromes  $I_p$  an, der als Strom  $J_i$  in dem  $i$ -ten Meßsegment der Ionisationskammer gemessen werden kann.  $A_i$  hängt außer vom Absorptionskoeffizienten  $k$  noch von den ziemlich verwickelten Geometrieverhältnissen (Raumwinkel, Lage der Grenzflächen, Transmission der Gitter im Strahlengang usw.) ab und hat im günstigsten Fall die Größenordnung  $10^{-3}$ . —  $A_i(k)$  steigt bei kleinen  $k$  linear mit  $k$  an, durchläuft (hier bei  $k=0,1\dots 0,5$ ) ein Maximum und fällt bei großen  $k$  exponentiell ab.

### 3.1. „Verfahren I“ (vgl. 6)

Der Quotient der Ströme in zwei Segmenten  $i$  und  $j$  der Ionisationskammer  $J_i/J_j = A_i(k)/A_j(k)$  ist eine monotone Funktion von  $k$ , kann also für monochromatische Strahlung eindeutig  $k$  und damit auch  $\mu$  liefern. Hat man so  $k$  bestimmt, so kann man den zugehörigen Wert  $A_i(k)$  angeben; wegen  $A_i(k) = J_i/I_p$  kann man dann aus den Meßwerten  $J_i/I_E$  ( $I_E \rightarrow$  Strom im zentralen Teil der Entladungsstrecke) wegen (3.3) auch  $\omega/\alpha$  bestimmen.

Dies Verfahren eignet sich vor allem dann zur Ermittlung von  $\omega_{\text{eff}}/\alpha$  und  $k$  bzw.  $\mu$ , wenn einerseits die Intensitäten zu einer verhältnismäßig genauen Bestimmung der Quotienten  $J_i/J_j$  ausreichen und andererseits — jedenfalls für begrenzte Druckbereiche — Strahlungskomponenten mit einheitlicher Absorptionskonstante  $\mu$  dominieren, da nur dann nach diesem Verfahren ohne weiteres von der Apparatur unabhängige Werte von  $k$  angegeben werden können.

<sup>12</sup> HARRISON, M. A., and R. GEBALLE: Phys. Rev. **91**, 1 (1953).

Da die Quotienten  $(J_j/I_E):(J_j/I_E)$  jeweils bei konstantem Druck gemessen werden, braucht bei dieser Bestimmung von  $k$  bzw.  $\mu$  die Strahlungslöschung nicht berücksichtigt zu werden.

### 3.2. „Verfahren II“

Bei vollständiger Absorption im Nachweisraum, hier bei  $k \geq 0,65 \text{ cm}^{-1}$ , kann man mit der Ionisationskammer die durch eine feste Fläche im bekannten Abstand  $x_1$  von der Strahlungsquelle tretende Gesamtintensität  $B$  in Abhängigkeit vom Druck messen; es ist

$$B(p) = B(0) \frac{p_L}{p_L + p} e^{-\frac{\mu}{760} x_1 p}; \quad (3.5)$$

insbesondere bei vernachlässigbarer Löschung ( $p_L \gg p$ ) und bei starker Löschung ( $p_L \ll p$ ) läßt sich  $\mu$  hieraus ohne genaue Kenntnis des Löschdrucks  $p_L$  bestimmen; Ermittlung von  $\omega/\alpha$  bei  $p_L \ll p$  durch Extrapolation von  $B(p)$  auf  $p=0$  ist nicht sehr genau.

Dies Verfahren — das allerdings eine Umrechnung der Meßwerte auf konstantes  $E/p$  erfordert — wird dann zur Bestimmung von  $k$  mit Vorteil angewandt werden können, wenn bei hohen  $k$  und möglichst  $p \gg p_L$  (oder auch  $p \ll p_L$ ) nur geringe Intensitäten zur Verfügung stehen (vgl. <sup>13</sup>); es wird der größtmögliche Nachweisraum ausgenutzt, und das Umschalten des Elektrometereinganges auf die einzelnen Meßsegmente entfällt und kann daher nicht zu Meßfehlern durch Piezoeffekt usw. führen.

### 3.3. „Verfahren III“

Wir betrachten für ein Strahlungsgemisch mit (durch  $\omega_j/\alpha$ ,  $\mu_j$  charakterisierten) Komponenten  $j$  die Gesamtzahl  $Q$  der ionisierenden Photonen (pro ionisierendem Stoß in der Entladung), die durch eine Kugelschale im Abstand  $px$  vom Emissionsort treten:

$$Q = \sum_j \frac{\omega_j}{\alpha} \exp(-px \cdot \mu_j/760). \quad (3.6)$$

$Q$  ist (bei Vernachlässigung von Strahlungslöschung, bei  $E/p = \text{const}$  und unter der Voraussetzung, daß  $\omega_j/\alpha$  nur von  $E/p$  abhängt) also allein eine Funktion von  $px$ , also der Zahl der Moleküle auf dem Weg des Photons. Die Abnahme von  $Q$  mit zunehmendem  $px$  wird durch eine „lokale“ Absorptionskonstante  $\bar{\mu}(px)$  charakterisiert, die man durch Mittelung über die  $\mu_j$  mit den entsprechenden Gewichten  $\frac{\omega_j}{\alpha} \exp(-px \cdot \mu_j/760)$  erhält:

$$\frac{\bar{\mu}(px)}{760} = -\frac{d}{d(px)} \ln Q. \quad (3.7)$$

<sup>13</sup> TEICH, T. H.: Z. Physik **199**, 395 (1967). (Teil II dieser Arbeit.)



Zur kurzen Charakterisierung führen wir den Begriff der „Photoionisierung“ ein, die hier definiert ist als die Zahl der (pro ionisierendem Stoß in der Entladung) in einer Kugelschale (Raumwinkel  $4\pi$ ) pro Dicke 1 cm und pro Druckeinheit (Torr) in einer dünnen Schicht gebildeten Ladungsträgerpaare. Sie ist der Intensität  $Q$  und der lokalen Absorptionskonstante  $\bar{\mu}$  proportional:

$$\frac{\Delta Q}{p} = \frac{\bar{\mu}(px)}{760} Q = -Q \frac{d}{d(px)} \ln Q; \quad (3.8)$$

durch Multiplikation mit  $p/(4\pi x^2)$  erhält man hieraus die Dichte der (pro ionisierendem Stoß) gebildeten Ionen. Der Beitrag der einzelnen Komponente  $j$  zu dieser Photoionisierung ist proportional zu  $\mu_j \frac{\omega_j}{\alpha} \cdot \exp(-px \cdot \mu_j/760)$ ; die Abnahme mit  $px$  ist also durch eine „scheinbare“ Absorptionskonstante

$$\frac{\mu^*(px)}{760} = -\frac{d}{d(px)} \ln \frac{\Delta Q}{p} \quad (3.9)$$

zu beschreiben, die man durch Mittelung der  $\mu_j$  mit den Gewichten  $\mu_j \frac{\omega_j}{\alpha} \exp(-px \cdot \mu_j/760)$  gewinnt.

Es ist stets  $\mu^* \geq \bar{\mu}$ , das Gleichheitszeichen gilt nur für monochromatische Strahlung; bei jedem Strahlungsgemisch *nimmt also bei Erhöhung von  $px$  die Zahl der gebildeten Ionen schneller ab als die Intensität der Strahlung.*

Die Messungen liefern im allgemeinen  $\mu^*(px)$ ; da man die Absorptionskonstante aber im allgemeinen mit der Abnahme der *Intensität* verknüpft, ist hier also noch  $\mu^*$  auf  $\bar{\mu}$  umzurechnen; dies ist z. B. mit Hilfe eines Iterationsverfahrens möglich. — Schließlich ist noch zu berücksichtigen, daß (3.8) streng nur für *dünne* Schichten am Ort  $px$  gilt, während die Messung nur in *dicken* Schichten erfolgen kann; es ist aber eine Umrechnung (vom mittleren Absorptionskoeffizienten  $\bar{k}$  abhängige Korrektur von  $px$ ) auf den Fall der dünnen Schicht hier möglich, da  $\bar{k}$  sich hinreichend langsam mit  $px$  ändert.

Es ist  $\Delta Q/p \sim p^{-1} \cdot J_i/I_E$ ; der geometriebedingte Proportionalitätsfaktor enthält im Nenner Raumwinkel, Dicke der Absorptionsschicht und Transmission der Gitter im Strahlengang. — Die  $E/p$ -Abhängigkeit der Photoionisierung findet man durch Messung von  $J_i/I_E$  bei verschiedenen Werten von  $E/p$ ; ein Mittelwert des Löschdrucks läßt sich u. U. bestimmen, indem man bei verschiedenen, jeweils vorübergehend festgehaltenen  $p$  durch Änderung von  $x$  die Größe  $px$  variiert. (Anwendung: Messung der Strahlungsemission von Luft und  $\text{CO}_2$ , s. <sup>13</sup>.)

Für monochromatische (oder für einzelne Bereiche von  $p_x$  praktisch monochromatische) Strahlung liefert die Bestimmung der Photoionisierung auch  $\mu$  (3.9) und  $\omega/\alpha$ ; aus (3.6), (3.8) folgt

$$\frac{\omega}{\alpha} = \frac{760}{\mu} \cdot \left( \frac{\Delta Q}{p} \right)_{p_x=0}. \quad (3.10)$$

#### 4. Messungen und Ergebnisse

Bei allen Messungen wird hier die Strahlung durch ihre Gasionisation nachgewiesen; daher sind alle Angaben so abgefaßt, daß sie sich auf die Zahl der das Gas tatsächlich ionisierenden Photonen beziehen; die Zahl der insgesamt emittierten Photonen ist also stets um den Faktor  $W^{-1}$  höher als (durch  $\omega$ ) angegeben, wenn  $W$  die Quantenausbeute der Ionisierung bedeutet.  $W$  durchläuft – jedenfalls in  $O_2$  – in dem hier in Frage kommenden Spektralgebiet und sogar in ganz engen Wellenlängenbereichen ( $\Delta\lambda$  unter  $1 \text{ \AA}$ ) erhebliche Schwankungen<sup>14</sup>; im allgemeinen liegt  $W$  zwischen 0,3 und 0,95, so daß man für grobe Abschätzungen ungefähr ansetzen darf, daß die Zahl der *insgesamt* emittierten Photonen etwa doppelt so groß ist wie die durch  $\omega/\alpha$  beschriebene Zahl der durch Photoionisation gebildeten Ladungsträgerpaare.

Bei allen hier im homogenen Feld ausgeführten Messungen zeigte sich *bei konstantem  $E/p$  und  $p$*  eine strenge Proportionalität zwischen der Bildungsrate der Ionen in der Ionisationskammer und dem Entladungsstrom (Stromdichte ca.  $10^{-9} \dots 10^{-7} \text{ A cm}^{-2}$ ); dabei wurde die Stromdichte durch Variation der UV-Einstrahlung (Einschaltung feiner Netze in den Strahlengang) und damit der Primärelektronenzahl geändert, und es wurden keine Abweichungen gefunden, die die relative Genauigkeit der Strommessung (bis 0,2%) deutlich überschritten. Damit ist gezeigt, daß Anregung und Strahlungsabsorption hier *einstufige Prozesse* sind (zu diesen soll hier auch die Anregung eines Moleküls im Grundzustand beim Stoß mit einem metastabilen Molekül oder Atom gerechnet werden, s. <sup>13</sup>); Rekombinationsstrahlung scheidet aus, da auch ihre Intensität vom Quadrat der Entladungsstromdichte abhängen würde. Einen Hinweis darauf, daß die Anregung einen einstufigen Prozeß darstellt, haben unter anderem auch schon Untersuchungen der Strahlungsemission aus Zylinderfeldentladungen<sup>6</sup> erbracht.

##### 4.1. Sauerstoff

*Messung mit homogenem Feld.* Mit der hier benutzten Anordnung lassen sich in  $O_2$  Messungen bei Drucken von etwa 0,5 bis über 20 Torr durchführen (Stromdichten von  $10^{-10}$  bis zu einigen  $10^{-8} \text{ A/cm}^2$ ). In

<sup>14</sup> WATANABE, K., and F. F. MARMO: J. Chem. Phys. 25, 965 (1956).

unterschiedlichen Bereichen von  $p x$  dominieren dabei verschiedene Strahlungen.

Strahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$ . Für  $p x \geq 15 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$  liefert das „Verfahren I“ (3.1) einen einheitlichen Wert der Absorptionskonstanten (vgl. Fig. 2):  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  ( $\sigma = 1,52 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ). Dieser Wert stimmt mit dem bei Zylinderfeldentladungen gemessenen überein (s. <sup>6</sup> und <sup>13</sup>).

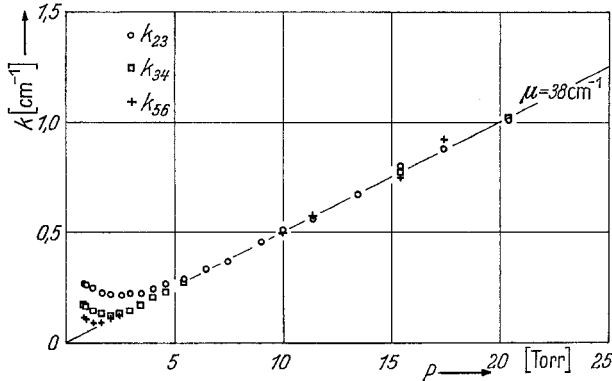


Fig. 2. Lokaler Absorptionskoeffizient  $k$  in  $\text{O}_2$  in Abhängigkeit vom Druck  $p$ . —  $k_{23}$ ,  $k_{34}$ ,  $k_{56}$  in zunehmender Entfernung  $x_{23} < x_{34} < x_{56}$  im Bereich ca. 3 ... 7 cm von der Entladung gemessen: „fehlende“ Meßpunkte fallen mit anderen Meßpunkten auf der eingezeichneten Geraden zusammen. Für Drücke oberhalb ca. 5 Torr gilt in allen genannten Entfernungen das Beerse Gesetz mit einer Absorptionskonstanten  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$

Bei bekannter Absorptionskonstante kann aus dem Verhältnis  $J_i/I_E$  nach dem „Verfahren I“ die Ursprungsintensität  $\omega_{\text{eff}}/\alpha$  in Abhängigkeit vom Druck und von  $E/p$  bestimmt werden; die Variation von  $E/p$  bei jeweils konstantem  $p$  wird dabei durch Änderung des Elektrodenabstandes erreicht.

Für die Strahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  ist in Fig. 3, unterer Teil, für mehrere Drücke  $\omega_{\text{eff}}/\alpha$  in Abhängigkeit von  $E/p$  aufgetragen; dabei wurde die Verschiebung der „Schwerpunktebene der Emission“ gemäß (3.4) berücksichtigt. Es zeigt sich, daß  $\omega_{\text{eff}}/\alpha$  nicht nur von  $E/p$ , sondern auch ganz wesentlich von  $p$  abhängt, und zwar sinkt die Emission bei steigendem Druck. Trägt man für einen festen Wert von  $E/p$  die zugehörigen  $\alpha/\omega_{\text{eff}}$  gegen den Druck auf, so erhält man eine Gerade, die die  $p$ -Achse bei einem negativen Druck von ca.  $-2,5 \text{ Torr}$  schneidet (vgl. <sup>15</sup>). Eine derartige Druckabhängigkeit ist aber charakteristisch für Strahlungslöschung durch Stöße zweiter Art<sup>16, 17</sup>, bei denen die Energie der angeregten Moleküle auf einen Stoßpartner übertragen wird, bevor die spontane Lichtemission erfolgen konnte.

<sup>15</sup> TEICH, T. H.: Z. Naturforsch. **19a**, 1420 (1964).

<sup>16</sup> LEGLER, W.: Z. Physik **173**, 169 (1963).

<sup>17</sup> STERN, O., u. M. VOLLMER: Physik. Z. **20**, 183 (1919).

Für einen Löschdruck  $p_L = 2,5$  Torr lassen sich die Meßkurven in Fig. 3, unten, mit Hilfe der Gleichung

$$B(p) = B(0) \cdot \frac{p_L}{p_L + p} \quad (4.1)$$

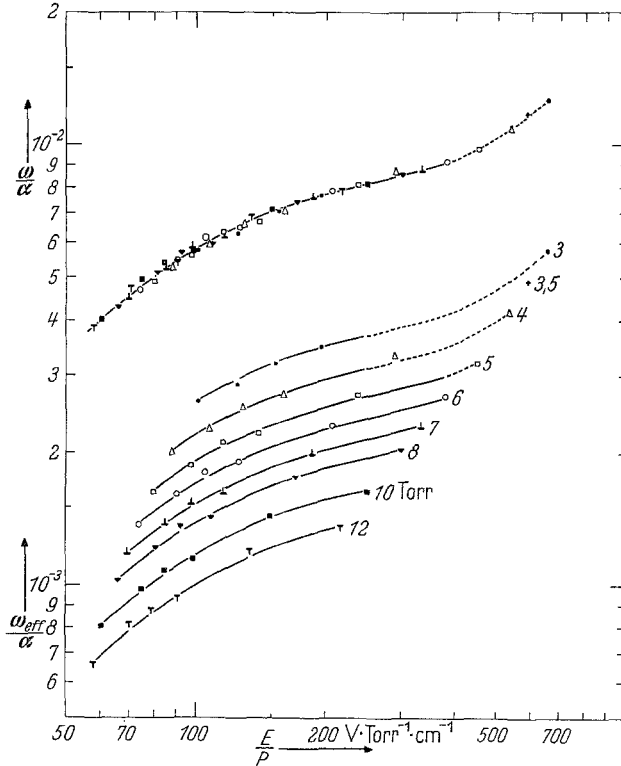


Fig. 3. Unterer Teil: Zahl  $\omega_{\text{eff}}/\alpha$  der in  $\text{O}_2$  pro ionisierendem Stoß emittierten ionisierenden Photonen in Abhängigkeit von  $E/p$  bei verschiedenen Drucken  $p$ ; Sauerstoffstrahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$ . Die Druckabhängigkeit ist durch Strahlungslöschung bedingt. Oberer Teil: Durch Einführen eines Löschdrucks  $p_L = 2,5$  Torr läßt sich die unten gezeigte Kurvenschar in eine einzige Kurve überführen, die die Zahl  $\omega/\alpha$  der pro ionisierendem Stoß erfolgenden Anregungen darstellt, die bei fehlender Strahlungslöschung zur Emission eines das Gas ionisierenden Photons führen würde. (Mit  $\omega/\alpha$ ,  $p_L$ ,  $\mu$  sind alle Größen bekannt, die man benötigt, um die Intensität der von der Entladung emittierten ionisierenden Strahlung an einem beliebigen Ort anzugeben)

praktisch auf eine einzige Kurve reduzieren: Fig. 3, oben; diese Kurve stellt  $\omega/\alpha$  dar, d.h. die Zahl der anregenden Stöße pro ionisierendem Stoß, die bei fehlender Strahlungslöschung zur Emission eines (mit der Wahrscheinlichkeit 1) das Gas ionisierenden Photons führen würden.

In dem hier überstrichenen Bereich von  $E/p$  dominiert für alle  $px = 15 \dots 110 \dots \text{Torr} \cdot \text{cm}$  die Strahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  (s. Fig. 2); für kleinere Werte von  $px$  ist für den Absorptionskoeffizienten  $k$  das Beersche

Gesetz nicht erfüllt, die in die Ionisationskammer eintretende Strahlung besitzt keine einheitliche Absorptionskonstante.

*Weitere Strahlungskomponenten.* Um die zusätzlich zu einer Strahlungskomponente mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  auftretende Strahlung untersuchen zu können, wird die stärker absorbierbare Strahlung wie folgt isoliert:

Aus Messungen von  $J_i(p)/I_E$  bei verschiedenen Elektrodenabständen wird für viele verschiedene Drucke im Bereich 0,5...10 Torr für die drei entladungsnächsten Segmente (kleine  $x_i$ )  $J_i/I_E$  in Abhängigkeit von  $E/p$  bestimmt; hieraus ermittelt man  $J_i(p)/I_E$  für einige feste Werte von  $E/p$ . Außerdem kann man für jedes einzelne Segment für die Strahlungskomponente mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$ ,  $p_L = 2,5$  Torr bei Kenntnis von  $\omega/\alpha(E/p)$  den theoretischen Verlauf von  $J_i(p)/I_E$  berechnen. Für  $px \geq 15$  Torr · cm deckt sich der theoretische Verlauf gut mit dem gemessenen; die Abweichungen bei kleineren  $px$  werden allein als Einfluß der stärker absorbierbaren Strahlung betrachtet. Dann müßte die Differenz zwischen den theoretischen Werten von  $J_i/I_E$  ( $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$ ,  $p_L = 2,5$  Torr,  $E/p = \text{const}$ ) und den jeweils gemessenen Werten den allein von der stärker absorbierbaren Strahlung herrührenden Ionisationskammerstrom (bzw.  $J'_i/I_E$ ) darstellen. (Die Trennung der Anteile wäre auch nach dem „Verfahren III“ möglich, da sich die einzelnen  $\Delta Q_i/p$  rein additiv zu  $\Delta Q/p$  zusammensetzen, s. 3.3.) Aus den Quotienten der ausschließlich von der „Reststrahlung“ mit  $\mu \neq 38 \text{ cm}^{-1}$  herrührenden  $J'_i/I_E$  für die verschiedenen Segmente lassen sich nun („Verfahren I“) wiederum Absorptionskoeffizienten  $k(p)$  bestimmen: Fig. 4; für  $px = 2,5...6... \text{ Torr} \cdot \text{cm}$  dominiert offensichtlich eine Strahlung mit einer Absorptionskonstanten  $\mu \approx 250 \text{ cm}^{-1} \pm 10\%$ ; für  $px < 2 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$  macht sich eine noch wesentlich stärker absorbierbare Strahlung bemerkbar (vgl. <sup>13</sup>).

Durch Anpassung der durch Differenzbildung gewonnenen Kurven  $J'_i/I_E(p)$  für die stärker absorbierbare Strahlung an die bis auf einen konstanten Faktor bestimmte theoretische Ausbeutekurve  $A(k)$  (vgl. 3.) für eine Strahlung mit  $\mu = 250 \text{ cm}^{-1}$  ( $px \gtrsim 2,5 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ ) lassen sich auch Werte von  $\omega/\alpha$  gewinnen; eine einigermaßen befriedigende Anpassung, die für alle Segmente — vorausgesetzt  $px \gtrsim 2,5 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$  — übereinstimmende Ursprungsintensitäten liefert, kann man mit Annahme eines Löschdrucks von  $p_L = 0,5$  Torr erreichen. Die zugehörigen Werte von  $\omega/\alpha$  in Abhängigkeit von  $E/p$  zeigt Fig. 5.

Für die bei  $px \leq 2 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$  auftretende, stärker absorbierbare Strahlung ( $\mu \approx 500...1000 \text{ cm}^{-1}$ ) kann man die Intensität nur ganz grob zu  $\omega_{\text{eff}}/\alpha \approx 10^{-3}$  bei  $E/p = 300 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$  abschätzen; der Anstieg mit  $E/p$  scheint rascher zu erfolgen als bei der Strahlung mit  $\mu = 250 \text{ cm}^{-1}$ ; dieser Tatbestand könnte auf eine höhere Anregungsenergie hinweisen.

*Anregungskoeffizient  $\omega$ ; Lebensdauer der angeregten Zustände.* Um die Zahl der anregenden Stöße pro  $\text{cm} \cdot \text{Torr}$  anzugeben, wurde mit Hilfe

veröffentlichter Werte für  $\alpha/p$  (<sup>18</sup> für  $E/p > 100$ ; <sup>19</sup> und <sup>20</sup> für  $E/p = 60 \dots 100$  V/Torr · cm)  $\omega/p$  berechnet und in Fig. 6 gegen  $E/p$  aufgetragen. Durch die Unsicherheit der  $\alpha$ -Werte bei kleinen  $E/p$  (vgl. <sup>21</sup>) können die  $\omega$ -Werte unterhalb  $E/p \approx 90$  mit einem verhältnismäßig großen Fehler behaftet sein.

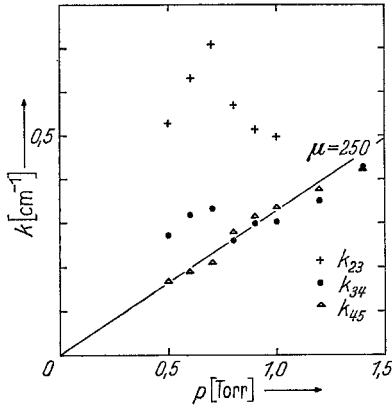


Fig. 4

Fig. 4. Lokaler Absorptionskoeffizient  $k$  der „Reststrahlung“ in  $O_2$ , d.h. ohne Anteil der Strahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$ ;  $\times$  ca. 3 ... 5 cm. Es dominiert — jedenfalls in den größeren Entfernungen und für  $p \geq 0,8$  Torr — eine Strahlung mit  $\mu \approx 250 \text{ cm}^{-1}$

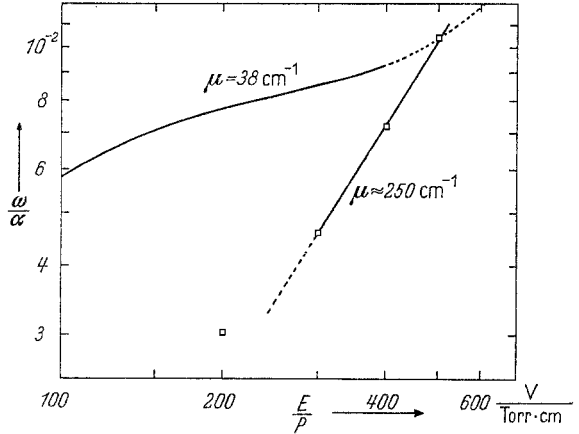


Fig. 5

Fig. 5. Zahl  $\omega/\alpha$  der Anregungen pro ionisierendem Stoß in  $O_2$ , die bei fehlender Strahlungs Löschung zur Emission eines ionisierenden Photons führen würden, für eine Strahlungskomponente mit  $\mu \approx 250 \text{ cm}^{-1}$ . Um die Zahl der emittierten Quanten zu bestimmen, muß man zusätzlich zu  $\omega/\alpha$  den Löschdruck  $p_L \approx 0,5$  Torr berücksichtigen. Zum Vergleich ist auch  $\omega/\alpha$  für  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$ ,  $p_L = 2,5$  Torr mit eingezeichnet

$\omega/p$  ist die Zahl der Anregungen pro cm · Torr; um die Zahl der auch tatsächlich emittierten ionisierenden Photonen zu erhalten, muß noch die Löschung gemäß (4.1) berücksichtigt werden. Wegen ihres kleineren Löschdrucks wird dann im allgemeinen die Intensität der Strahlungskomponente mit  $\mu \approx 250 \text{ cm}^{-1}$  weiter hinter der für  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  zurückbleiben, als es die Fig. 6 auf den ersten Blick vermuten läßt.

Aus der Definition des Löschdrucks<sup>17</sup>

$$p_L = (N_1 \cdot \tau \cdot \sigma_L \cdot \overline{v_{\text{rel}}})^{-1} \quad (4.2)$$

(mit:  $N_1$  = Teilchendichte bei 1 Torr,

$\tau$  = mittlere natürliche Lebensdauer der angeregten Zustände,

$\sigma_L$  = Löschquerschnitt,

$\overline{v_{\text{rel}}}$  = mittlere Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner)

<sup>18</sup> SCHLUMBOHM, H.: Z. Physik **184**, 492 (1965).

<sup>19</sup> MASCH, K.: Arch. Elektrotech. **26**, 587 (1932).

<sup>20</sup> FREELY, J. B., and L. H. FISHER: Phys. Rev. **133**, A 304 (1964).

<sup>21</sup> FROMMHOLD, L.: Fortschr. Physik **12**, 597 (1964).

läßt sich unter vereinfachenden Annahmen die Lebensdauer der angeregten Zustände grob abschätzen. Setzt man für  $\sigma_L$  den gaskinetischen Stoßquerschnitt ein (die Stoßsphäre des angeregten  $O_2$ -Moleküls dürfte jedoch sicher größer als die des neutralen sein) und außerdem die Lösch-

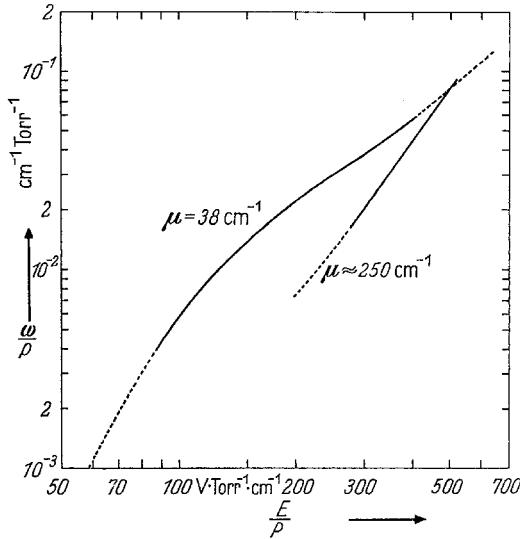


Fig. 6. Zahl  $\omega/p$  der anregenden Stöße pro cm und Torr in  $O_2$ , die bei fehlender Strahlungslöschung zur Emission eines das Gas ionisierenden Photons führen würden, für die Strahlungskomponenten  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  ( $p_L = 2,5 \text{ Torr}$ ) und  $\mu \approx 250 \text{ cm}^{-1}$  ( $p_L \approx 0,5 \text{ Torr}$ )

wahrscheinlichkeit 1 (für hoch angeregte Zustände nicht unwahrscheinlich), so liefert die Abschätzung eine mittlere natürliche Lebensdauer von 40 ns für Zustände, die zur Emission einer Strahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  führen.

*Anregungsenergie.* Aus der Abhängigkeit des  $\omega/\alpha$  von  $E/p$  läßt sich unter sehr stark vereinfachenden Annahmen (rampenförmiger Verlauf sowohl des Ionisierungs- als auch des Anregungsquerschnittes) die Anregungsenergie grob abschätzen<sup>16</sup>; dabei liefert ein Anstieg des  $\omega/\alpha$  mit zunehmendem  $E/p$  stets eine Anregungsenergie oberhalb der Ionisierungsenergie. Für die Strahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  ergibt die Abschätzung eine Anregungsenergie  $U_A \approx 15 \text{ eV}$ ; für die Strahlung mit  $\mu \approx 250 \text{ cm}^{-1}$  erhalte man einen höheren Wert von  $U_A$ , jedoch ist die Abschätzung deshalb außerordentlich unsicher, weil  $\omega/\alpha$  nur für verhältnismäßig hohe  $E/p$  gemessen wurde, für die die vorausgesetzte  $\alpha$ -Darstellung  $\alpha/p = A' \cdot \exp(-B' p/E)$  nicht mehr gilt. — ( $A'$ ,  $B'$  Konstanten).

Bei den hier untersuchten reinen Gasen ergab sich stets ein Anstieg der Emission gasionisierender Strahlung mit  $E/p$ ; dementsprechend wurde für die Emission von Strahlung, deren Anregungsenergie unter der Ionisierungsenergie lag, ein Absinken von  $\omega/\alpha$  bei steigendem  $E/p$  beobachtet (vgl. <sup>16</sup> und <sup>13</sup>).

*Wellenlänge der Strahlung.* Die zu der Strahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  gehörige Wellenlänge wurde auf Grund neuerer Messungen der Absorptionskonstanten <sup>14</sup>, <sup>22</sup>

<sup>22</sup> HUFFMAN, R. E., J. C. LARRABEE, and Y. TANAKA: J. Chem. Phys. **40**, 356 (1964).

(O<sub>2</sub>-Absorptionskontinuum) auf den Bereich zwischen 970 Å und der Ionisierungsgrenze (12,065 eV<sup>23</sup>,  $\lambda=1028$  Å) eingengt<sup>15</sup>; Messungen mit einem Vakuumspektrographen<sup>24</sup> haben die intensive Emission von Strahlung mit einer Wellenlänge  $\lambda=988$  Å und  $\mu\approx 40$  cm<sup>-1</sup> aus einer Zylinderfeldentladung gezeigt; weitere dort nachgewiesene Strahlungskomponenten mit  $\lambda=880$  Å und  $\lambda=835$  Å und  $\mu\approx 256$  bzw. 272 cm<sup>-1</sup> sind vermutlich mit der hier untersuchten Strahlung mit  $\mu\approx 250$  cm<sup>-1</sup> identisch.

### Bemerkung zur Strahlung aus Zylinderfeldentladungen

**Strahlungslöschung.** Bei früheren Messungen mit Zylinderfeldentladungen<sup>6</sup> hatten sich Diskrepanzen zwischen den gemessenen Kurven  $J/I_E$  und den berechneten „Ausbeute“kurven (siehe 3) ergeben; diese werden für den Bereich, in dem die

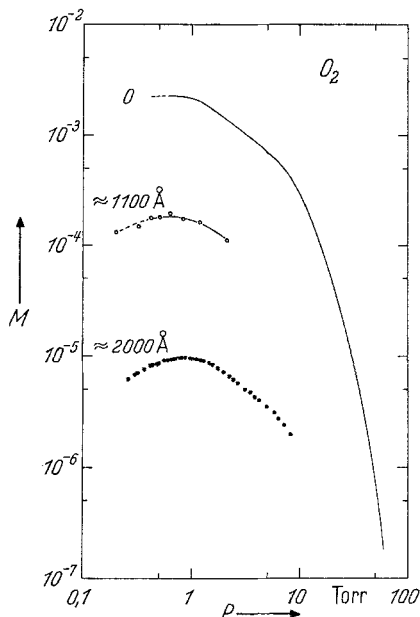


Fig. 7. Zahl  $M$  der in einer Kugelschale im Abstand  $2,7 \text{ cm} \leq x \leq 5,0 \text{ cm}$  um eine Zylinderfeldentladung in O<sub>2</sub> pro ionisierendem Stoß gebildeten Ladungsträgerpaare in Abhängigkeit vom Druck. Messungen unter ca. 0,6 Torr sind mit der vorliegenden Anordnung nur bei Einschaltung einer Indiumfolie in den Strahlengang möglich. Mittlere und untere Kurve: Durch In-Folien von ca. 1100 Å und ca. 2000 Å hindurchtretende Strahlung. Die Gestalt der Kurven entspricht weitgehend der Überlagerung der theoretischen Ausbeutekurven für die Strahlungskomponenten mit  $\mu=38$  cm<sup>-1</sup> und  $\mu=250$  cm<sup>-1</sup> (Löschung einbezogen); die Schwächung der Intensität ist mit den in<sup>10</sup> für die Transmission von In angegebenen Werten vereinbar. Obere Kurve: Ohne Folie im Strahlengang

Strahlung mit  $\mu=38$  cm<sup>-1</sup> dominiert ( $p \cdot x = 5 \dots 220 \dots \text{Torr} \cdot \text{cm}$ ), fast ganz beseitigt, wenn man einen Löschdruck  $p_L = 2,5$  Torr einführt (vgl. Fig. 3). Die dann noch verbleibenden, im Verhältnis zum Ausgangszustand sehr geringen Abweichungen dürften auf die  $E/p$ -Abhängigkeit der Anregung zurückzuführen sein, die mit der Zylinderfeldentladung nicht in befriedigender Weise untersucht werden kann. Die Nichtberücksichtigung der Löschung in<sup>6</sup> dürfte auch erklären, weshalb sich bei „ge-

<sup>23</sup> NICHOLSON, A. J. C.: J. Chem. Phys. 39, 954 (1963).

<sup>24</sup> SROKA, W.: Phys. Letters 14, 301 (1965).



mischter Absorption“ (Überlagerung zweier Strahlungskomponenten) keine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten wirksamen Absorptionskoeffizienten  $k(p, x)$  erreichen ließ.

*Messungen bei niedrigem Druck mit Indiumfolie.* Bei  $p < 0,6$  Torr beeinträchtigen aus der Entladung in den Detektor eindringende Ladungsträger die Messungen; durch Einschaltung einer In-Folie (Transmission siehe <sup>10</sup>) werden jedoch orientierende Messungen bis zu 0,3 Torr herab möglich, und es läßt sich auch das von der Theorie (siehe 3. und <sup>6</sup>) verlangte Maximum der Ausbeutekurve zeigen (Fig. 7).

Die hinter der Folie gemessenen  $k$  sind unterhalb ca. 1 Torr kleiner als die ohne Folie gemessenen; die bei kleinen  $px$  wirksame, auch bei homogenem Feld beobachtete, sehr stark absorbierbare Strahlung ( $\mu \approx 500 \dots 1000 \text{ cm}^{-1}$ , vgl. Tabelle in <sup>13</sup>) scheint demnach durch die In-Folie wesentlich stärker absorbiert zu werden als die beiden anderen Komponenten, d.h. ihre Wellenlänge  $\lambda$  würde unter ca. 740 Å liegen (vgl. <sup>10</sup>); tatsächlich wurde mit dem Spektrographen die Emission einer stark absorbierbaren Strahlung mit  $\lambda = 720 \text{ Å}$  nachgewiesen <sup>24</sup>.

Wegen Messungen über einen erweiterten Bereich von  $p$  bzw.  $px$  und bei anderen Entladungsformen <sup>25-27</sup> sei auf die Tabelle in <sup>13</sup> verwiesen.

<sup>25</sup> PRZYBYLSKI, A.: Z. Physik **168**, 504 (1962).

<sup>26</sup> BEMERL, W., u. H. FETZ: Z. angew. Phys. **8**, 424 (1956).

<sup>27</sup> PENNEY, G. W., and R. E. VOSHALL: Trans. Am. Inst. Elec. Engrs. I **81**, 398 (1962). [= Commun. and Electronics No. 64 (Paper 62-156) (1963)].