

Über die Druckabhängigkeit der Volumenrekombination von Ionen in Sauerstoff

H. JÜTTING, R. KOEPP, J. BOOZ und H. G. EBERT

Institut für Medizinische Physik und Biophysik der Universität Göttingen

(Z. Naturforsch. **20 a**, 213–217 [1965]; eingegangen am 7. Oktober 1964)

Es wurden Messungen des Volumenrekombinationskoeffizienten in Abhängigkeit vom Druck an Sauerstoff ausgeführt. Der erfaßte Druckbereich erstreckte sich von 0,1 bis 17 atm. Ionenkonzentration und Rekombinationszeit konnten unabhängig voneinander variiert werden. Die Ergebnisse sind in der Form eines von der Ionenkonzentration und Rekombinationszeit unabhängigen Koeffizienten $\alpha_\infty(p)$ angegeben und werden mit früheren Untersuchungen sowie theoretischen Ansätzen verglichen.

BRUECKNER¹ hat kürzlich in Weiterführung der Arbeiten von JAFFÉ² und NATANSON³ eine Theorie der Volumenrekombination von Ionen im Über- und Unterdruckbereich veröffentlicht. Ein Vergleich dieser Theorie mit experimentellen Daten ergab nur eine qualitative Übereinstimmung: die bisher vorliegenden Meßwerte sind im allgemeinen zu groß¹. Besondere Unsicherheit bestand in unmittelbarer Umgebung des Atmosphärendruckes, wo der Rekombinationskoeffizient ein Maximum hat. Nach eigenen Messungen bei 1 atm^{4–6} liegen die älteren Ergebnisse bei diesem Druck um etwa den Faktor zwei zu hoch. Es war daher erforderlich, neue Messungen auch im Unter- und Überdruckbereich auszuführen. In dieser Arbeit wird über Messungen des Volumenrekombinationskoeffizienten von Sauerstoff im Druckbereich von 0,1 bis 17 atm berichtet.

I. Meßmethode und Ergebnisse

Zur experimentellen Bestimmung des Rekombinationskoeffizienten wurde die „Abfallmethode“ verwendet. Bei dieser Meßmethode wird kurzzeitig ionisiert und nach Ablauf einer Rekombinationszeit t die mittlere Ionendichte $n(t)$ in einem Kondensator aus der Anzahl der noch vorhandenen Ladungen und der Größe des Meßvolumens bestimmt. Als Meßkondensator diente ein Parallelplatten-Schuttringkondensator (Plattenabstand 4 cm, Durchmesser der Meßelektrode 3 cm, Schuttringbreite 5 cm), der in einer hochevakuierbaren Druckkammer angeordnet war. Die Ionisation erfolgte mit einem gittergesteuerten RÖNTGEN-Rohr^{4–6} bei der konstanten Anodenspannung von 50 kV. Die zur Sammlung der Ionen notwendige Feldstärke betrug bis zu 2000 V/cm. Der verwendete Sauerstoff (99,9%

O_2) wurde direkt in die auf weniger als 10^{-4} Torr evakuierte Druckkammer eingelassen.

Der Rekombinationskoeffizient α hängt von der Rekombinationszeit t und der mittleren Anfangsionendichte $n(0)$ ab. Nach⁷ kann man bei nicht zu kurzen Rekombinationszeiten schreiben

$$\alpha(t) = \alpha_\infty \left(1 + \beta(t) \frac{1}{n(0)} \right), \quad (1)$$

wobei die Funktion $\beta(t)$ für großes t gegen Null geht. Die Messungen wurden bei Rekombinationszeiten $60 \text{ ms} \leq t \leq 500 \text{ msec}$ vorgenommen. Über Messungen bei kleineren Rekombinationszeiten (Anfangsrekombination) wird an anderer Stelle berichtet⁸. Vor der Auswertung nach Gl. (1) wurde die Beeinflussung der Meßergebnisse durch Ionendiffusion⁹ zu den Kammerwänden eliminiert^{5, 6}. In Abb. 1 sind unsere α_∞ -Werte in Abhängigkeit vom Druck, zusammen mit Werten anderer Autoren, dargestellt.

II. Vergleich der Ergebnisse mit den Messungen anderer Autoren

Die in Abb. 1 wiedergegebenen eigenen Meßwerte für α_∞ sind mit einer Fehlerbreite versehen, die auf Grund der Unsicherheit der graphischen Auswertungsmethode und der Extrapolation abgeschätzt wurde. Wegen eines bei hohen Drucken erforderlichen Korrekturfaktors für Sättigungsverluste ist bei diesen Drucken die positive Fehlerbreite größer als die negative. Bei den kleinsten gemessenen Drucken wächst die Unsicherheit beträchtlich, weil an der Grenze der Empfindlichkeit der Meßanordnung gemessen wurde.

¹ K. A. BRUECKNER, J. Chem. Phys. **40**, 439 [1964].

² G. JAFFÉ, Phys. Rev. **58**, 968 [1940].

³ G. L. NATANSON,

Zh. Tekhn. Fiz.

29, 1373 [1959]; engl.

Übers.:

Soviet Phys.-Tech. Phys. **4**, 1263 [1960].

⁴ J. BOOZ u. H. G. EBERT, Z. Angew. Phys. **16**, 180 [1963].

⁵ R. KOEPP, Diplomarbeit, Göttingen 1963.

⁶ H. G. EBERT, J. BOOZ u. R. KOEPP, Z. Phys. **181**, 187 [1964].

⁷ H. G. EBERT, Z. Phys. **181**, 181 [1964].

⁸ H. JÜTTING, R. KOEPP, J. BOOZ u. H. G. EBERT, Z. Naturforsch. **20 a**, 217 [1965]; nachstehende Arbeit.



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 digitized 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.

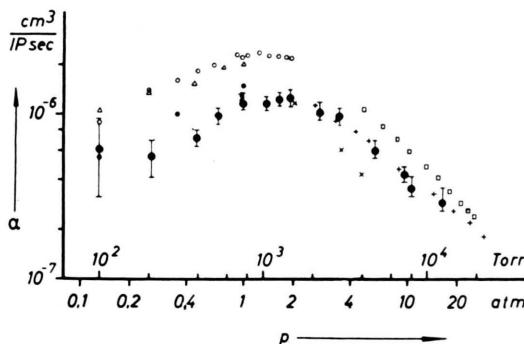


Abb. 1. Volumenrekombinationskoeffizienten α in Abhängigkeit vom Druck für Luft und Sauerstoff. \triangle : α_{O_2} nach GARDNER¹⁰, \circ : α_{Luft} nach SAYERS¹¹, \square : α_{Luft} nach MÄCHLER¹², $+$: α_{Luft} nach KRAUS¹³, \times : α_{O_2} nach JAFFÉ¹⁴, \odot : α_{O_2} nach WEIGELE^{15, 16}, \bullet : $\alpha_{\infty O_2}$ eigene Werte.

Bei einem Vergleich der verschiedenen Meßergebnisse fällt zunächst auf, daß die Werte aus früheren Publikationen zum Teil höher liegen. Unmittelbar vergleichbar sind zwar nur die Messungen an O_2 , doch zeigen die Untersuchungen von GARDNER¹⁰, SAYERS¹¹ und EBERT und Mitarbeiter⁴⁻⁶, daß kein erheblicher Unterschied zu den Messungen an Luft vorliegen sollte. MÄCHLER¹² hat den Volumenrekombinationskoeffizienten für Luft von 5 bis 25 atm gemessen, ohne allerdings bei der verwendeten Feldstärke von 110 V/cm Sättigung erreichen zu können. Die Korrektur mangelnder Sättigung würde die Werte beträchtlich erniedrigen. KRAUS¹³ hat den Volumenrekombinationskoeffizienten von Luft im Druckbereich von 1 bis 130 atm gemessen. Die Ionisation erfolgte durch die γ -Strahlung eines Röntgenpräparates. Aus seinen Meßwerten $\alpha(p)$ hat KRAUS $\alpha(p)_{Korr}$ berechnet, wobei die Werte in der Nähe des Atmosphärendruckes durch eine Korrektur bis zu 30% dem damaligen Bestwert von α angeglichen worden sind. Diese von ihm Diffusionskorrektur genannte Änderung ist in ihrer Größe nicht stichhaltig begründet. In Abb. 1 sind deshalb seine ursprünglichen Ergebnisse wiedergegeben. Die recht gute Übereinstimmung des Verlaufs der Meßwerte von KRAUS mit den eigenen Messungen darf nicht überbetont werden. Es ist zu berücksichtigen, daß seine Meßwerte in der Nähe des Atmosphärendruckes noch einen Diffusionseinfluß enthalten, der die Werte etwas zu hoch erscheinen läßt.

⁹ G. JAFFÉ, Phys. Rev. **59**, 652 [1941].

¹⁰ M. E. GARDNER, Phys. Rev. **53**, 75 [1938].

¹¹ J. SAYERS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **169**, 83 [1938].

¹² W. MÄCHLER, Z. Phys. **104**, 1 [1937].

¹³ P. KRAUS, Ann. Phys. (V) **29**, 449 [1937].

¹⁴ G. JAFFÉ, Phys. Z. **30**, 848 [1929].

Im mittleren Druckbereich hat JAFFÉ¹⁴ einige Werte für Sauerstoff angegeben, die indirekt aus Messungen von Sättigungskurven bei α -Strahlung berechnet wurden, wobei auf die Unsicherheit der benutzten Größen ausdrücklich hingewiesen wird. SAYERS¹¹ hat den Volumenrekombinationskoeffizienten von Luft im Druckbereich von 100 bis 1500 Torr gemessen. Er berücksichtigt den Diffusionseinfluß, aber nicht die Abhängigkeit von der Ionendichte. Seine Werte würden bei entsprechender Korrektur erheblich niedriger liegen^{5, 6}. Ähnliches gilt für die im Druckbereich von 100 bis 760 Torr an Sauerstoff gemessenen Werte von GARDNER¹⁰, der weder den Diffusionseinfluß noch die Ionendichteabhängigkeit berücksichtigt. Da beide Autoren bei etwa gleichen Ionendichten gearbeitet haben, waren der Einfluß der Ionendichte bei beiden ähnlich und daher die gemessenen Rekombinationswerte von etwa gleicher Größe. Wäre bei der Auswertung der eigenen Messungen nicht die Abhängigkeit von der Ionendichte nach Gl. (1) korrigiert worden, so hätten sich bei bestimmten Ionendichten Rekombinationswerte ergeben, die mit den Ergebnissen von GARDNER und SAYERS übereinstimmen. Von WEIGELE^{15, 16} sind einige Meßwerte an Sauerstoff mitgeteilt worden. Die Ionisation erfolgte mit der Strahlung eines 30 MeV-Betaträns. Im Unterschied zu GARDNER und SAYERS war die Ionendichte bei WEIGELE so groß, daß die Abhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten von der Ionendichte vernachlässigt werden konnte.

Der Verlauf aller bisher vorliegenden Untersuchungen im Bereich kleiner Drucke deutet darauf hin, daß der Volumenrekombinationskoeffizient unterhalb 100 Torr erheblich schwächer als proportional dem Druck ansteigt. Leider waren jedoch die Abmessungen der benutzten Apparatur für zuverlässige Messungen in diesem Druckbereich nicht geeignet. Ein eigener Meßwert bei 100 Torr mit einer geschätzten Unsicherheit von $\pm 50\%$ fällt mit dem entsprechenden Meßpunkt von WEIGELE¹⁶ zusammen. Werte von gleicher Größe ergaben auch Messungen an Gasgemischen aus NO mit Edelgasen bzw. Stickstoff^{17, 18}.

¹⁵ K. WEIGELE, Vortrag Physikertagung Wien 1961.

¹⁶ K. WEIGELE, private Mitteilung 1962.

¹⁷ B. H. MAHAN u. J. C. PERSON, J. Chem. Phys. **40**, 392, 2851 [1964].

¹⁸ T. S. CARLTON u. B. H. MAHAN, J. Chem. Phys. **40**, 3683 [1964].

III. Theorien zur Druckabhängigkeit der Volumenrekombination

Es ist bekannt, daß bei der Rekombination von Ladungsträgern in Gasen sehr unterschiedliche Rekombinationsprozesse ablaufen können, deren Auftreten von der Gasart, dem Gaszustand und der räumlichen Verteilung der Ladungsträger abhängt. Bei den elektronegativen Gasen, die einen relativ großen Wirkungsquerschnitt für die Anlagerung von Elektronen besitzen, beobachtet man praktisch reine Ion – Ion-Rekombination. Die bei räumlich homogener Ionenverteilung ablaufenden Rekombinationsprozesse werden als Volumenrekombination bezeichnet. Auf Prozesse dieser Art beziehen sich die im folgenden beschriebenen theoretischen Ansätze.

1. Thomson-Prozeß

Nach THOMSON¹⁹ nehmen beide Ionenarten an der thermischen Bewegung der Gasmoleküle teil, und Rekombination tritt dann ein, wenn eines von zwei entgegengesetzt geladenen Ionen mit dem gegenseitigen Abstand $r \leq d_0$ an ein Gasmolekül genügend Energie verliert. Dabei ist $d_0 = e^2 / (3/2 k T)$ derjenige Ionenabstand, bei dem die potentielle Energie jedes Ions im COULOMB-Feld des anderen gleich der mittleren kinetischen Energie der Gasmoleküle ist. Für den Rekombinationskoeffizienten ergibt sich mit diesem Ansatz im Grenzfall kleiner Drucke

$$\alpha_T \approx \frac{8 \pi}{27} \frac{e^6}{(k T)^3} \frac{1}{l_i} \sqrt{\frac{6 k T_i}{m}}. \quad (2)$$

Dabei bezeichnen \bar{l}_i die mittlere freie Weglänge der Ionen, T_i die „Ionentemperatur“ und m die Ionenmasse²⁰. Nach THOMSON steigt der Rekombinationskoeffizient bei kleinen Drucken etwa proportional dem Druck an und erreicht in der Umgebung des Atmosphärendruckes einen konstanten Wert. Bei Drucken von einigen Torr tritt neben der von THOMSON vorausgesetzten Dreierstoß-Rekombination zunehmend eine druckunabhängige Zweierstoß-Rekombination auf, für die ein Rekombinationskoeffizient $\alpha \approx 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ erwartet wird^{20, 21}.

2. Der Langevin-Prozeß

LANGEVIN¹⁹ geht von der Annahme aus, daß die Ionen in einem dichten Medium mit konstanter Beweglichkeit wandern. Er setzt also sehr hohe Stoß-

frequenzen voraus. Mit dieser Voraussetzung folgt für den Rekombinationskoeffizienten der Ausdruck

$$\alpha_L = 4 \pi e (k_+ + k_-) / \varepsilon, \quad (3)$$

wobei k_{\pm} die jeweiligen Ionenbeweglichkeiten und ε die relative Dielektrizitätskonstante sind. Die Gültigkeit ist auf den Bereich höherer Drucke beschränkt. Da die Ionenbeweglichkeit (bei konstanter Temperatur) umgekehrt proportional zum Druck ist, zeigt der Rekombinationskoeffizient α_L einen Abfall mit steigendem Druck.

3. Theorie von Natanson

NATANSON³ hat eine Rekombinationsformel abgeleitet, die in den Druckbereichen unterhalb und oberhalb des Atmosphärendruckes gleichermaßen gültig ist. Er führt an Stelle des von THOMSON mit $d_{0T} = \frac{2}{3} e^2 / (k T)$ angegebenen „Wirkungsradius“ die Größe

$$d'_{0N} = \frac{5}{12} \frac{e^2}{k T} = \frac{5}{8} d_{0T} \quad (4)$$

ein und formuliert die Bedingung für den Eintritt einer Wechselwirkung, die zur Rekombination führen kann, schärfer. Nach einer Näherungsrechnung erhält NATANSON folgenden Ausdruck für den Rekombinationskoeffizienten

$$\alpha_N = \frac{(17/5) \pi \bar{v} w \bar{l}_i x^2 e^{2x}}{1 + \frac{17 \bar{v} k T}{20 e^2} \frac{\bar{l}_i}{D_+ + D_-} w \bar{l}_i x^2 (e^{2x} - 1)} \quad (5)$$

$$\text{mit } x = \frac{d_{0N}}{\bar{l}_i} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{5 e^2}{3 k T \bar{l}_i}} - 1 \right). \quad (6)$$

Darin haben die Größen folgende Bedeutung: \bar{v} = mittlere Relativgeschwindigkeit, D_{\pm} = Diffusionskoeffizient, w = Wahrscheinlichkeitsfunktion von THOMSON.

4. Modifikation der Natanson-Theorie durch Brueckner

BRUECKNER¹ hat mit einer von NATANSON abweichenden Mittelwertbildung als Wirkungsradius

$$d'_{0B} = \frac{1}{4} e^2 / (k T) = \frac{3}{5} d'_{0N} = \frac{3}{8} d_{0T} \quad (7)$$

erhalten. Damit tritt an Stelle von Gl. (5) der Ausdruck

$$\alpha_B = \frac{5 \pi \bar{l}_i^2 x_B^2 \bar{v} w e^{4x_B}}{1 + \frac{5 k T}{4 e^2} \frac{\bar{l}_i}{D_+ + D_-} w \bar{v} \bar{l}_i x_B^2 (e^{4x_B} - 1)} \quad (8)$$

¹⁹ L. B. LOEB, Basic Processes of Gaseous Electronics, University of California Press, Berkeley 1960.

²⁰ A. v. ENGEL, Ionized Gases, Clarendon Press, Oxford 1955.

²¹ T. H. Y. YEUNG, Proc. Phys. Soc., Lond. **71**, 341 [1958].

$$\text{mit } x_B = \frac{d_{0B}}{l_i} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{e^2}{k T l_i}} - 1 \right). \quad (9)$$

Im Grenzfall $\bar{l}_i \ll d_0$, d. h. für große Drucke, folgt aus den Gln. (5) und (8) übereinstimmend

$$\alpha_N = \alpha_B = \alpha_L. \quad (10)$$

Im Grenzfall $\bar{l}_i \gg d_0$, d. h. für kleine Drucke, folgt aus Gl. (5)

$$\alpha_N \approx \frac{1}{5} \pi d_{0N}^2 w \bar{v} = \frac{85}{64} \alpha_T \quad (11)$$

und aus Gl. (8)

$$\alpha_B \approx 5 \pi d_{0B}^2 \bar{v} w = \frac{45}{64} \alpha_T. \quad (12)$$

IV. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie und Diskussion

Zum Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den verschiedenen theoretischen Ansätzen sind in Abb. 2 die eigenen Meßpunkte zusammen mit berechneten Kurven aufgetragen. In der Rechnung wurden folgende Werte für die Konstanten (bei Atmosphärendruck und 20 °C) bei allen Kurven in gleicher Größe benutzt: $\bar{v} = 6,2 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$, $\bar{l}_i = 5,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$. Die bei den einzelnen Kurven jeweils verwendeten Werte für den Diffusionskoeffizienten bzw. die Ionenbeweglichkeiten werden in der folgenden Diskussion angegeben. Der Wert für die mittlere Relativgeschwindigkeit \bar{v} wurde in Übereinstimmung mit ¹ und ³ gewählt. Über die Größe der mittleren freien Ionenweglänge \bar{l}_i besteht ziemliche Unsicherheit. Einerseits wird in der Literatur $\bar{l}/5 < \bar{l}_i < \bar{l}$ (l. c. ^{10, 19}) und andererseits $\bar{l} < \bar{l}_i < \sqrt{2} \bar{l}$ (l. c. ²⁰) angegeben, wobei \bar{l} die mittlere freie Weglänge der neutralen Moleküle bezeichnet. Der hier gewählte

Wert ist um etwa 10% kleiner als die freie Weglänge neutraler Sauerstoffmoleküle.

Die Gerade 1 wurde mit den angegebenen Konstanten nach Gl. (2) berechnet und gibt den von der Theorie von THOMSON geforderten Verlauf des Rekombinationskoeffizienten bei niedrigen Drucken an. Der Kurvenzweig 2 ergab sich nach Gl. (5) der NATANSON-Theorie und der Kurvenzweig 3 wurde mit Gl. (8) nach der Theorie von BRUECKNER berechnet. Beide Theorien sind in diesem Druckbereich von der Ionenbeweglichkeit unabhängig. Die Kurve 2 geht im Bereich höherer Drucke in die Kurve 4 über, wenn für die Ionenbeweglichkeiten nach ¹⁹ die Werte $k_+ = 1,71 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ und $k_- = 2,65 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$, also $D_+ + D_- = 0,11 \text{ cm}^2/\text{sec}$, gewählt werden. Dies sind die größten in der Literatur angegebenen Werte für die Ionenbeweglichkeiten; die Kurve 4 stellt daher den oberen Grenzwert für den Rekombinationskoeffizienten dar. Dagegen laufen die Kurven 2 und 3 in den Zweig 5 ein, wenn $D_+ + D_- = 0,077 \text{ cm}^2/\text{sec}$ angenommen wird. Dieser Wert ergibt sich mit den Ionenbeweglichkeiten $k_+ = 1,27 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ und $k_- = 1,78 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ nach ²⁰. Schließlich erhält man den Kurvenzweig 6 mit $D_+ + D_- = 0,052 \text{ cm}^2/\text{sec}$ bzw. einer Summe der Ionenbeweglichkeiten $k_+ + k_- = 2,08 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$. Diese Werte wurden gewählt, um eine Anpassung an die Meßergebnisse zu erzielen.

Aus den Messungen läßt sich wegen der Unsicherheit der Ionenbeweglichkeiten nicht eindeutig folgern, ob die Theorie von NATANSON im Druckbereich von 2 bis 17 atm den Übergang zur LANGEVINSCHEN Theorie richtig wiedergibt. Einerseits könnten die Meßergebnisse so gedeutet werden, daß der Rekombinationskoeffizient in Übereinstimmung mit der Theorie von NATANSON verläuft, die Zahlenwerte für die Beweglichkeiten aber etwa halb so groß wie der obere Grenzwert (Kurvenzweig 4) sind. Zum gleichen Ergebnis kam THOMAS ²². Andererseits ist es möglich, daß der Rekombinationskoeffizient zunächst nicht umgekehrt proportional mit dem Druck, sondern etwas langsamer kleiner wird, und sich erst später dem Verlauf von Kurvenzweig 5 nähert. Daraus wäre zu folgern, daß die Theorien von NATANSON und LANGEVIN in diesem Druckbereich noch nicht zutreffen und erst oberhalb von etwa 20 atm anwendbar werden. Auch in diesem Fall erfordern die Meßwerte die Annahme der kleinsten in der Literatur angegebenen

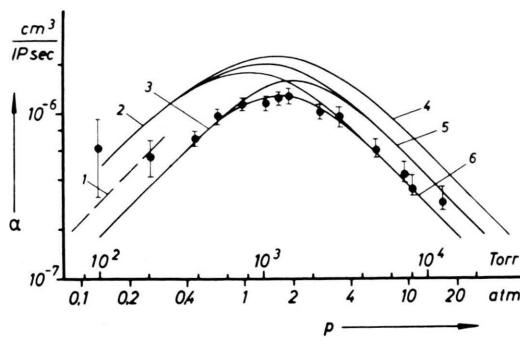


Abb. 2. Gegenüberstellung verschiedener Theorien für den Volumenrekombinationskoeffizienten α_∞ von Sauerstoff mit eigenen Meßwerten. 1 Theorie von THOMSON; 2–4, 2–5, 2–6 Theorie von NATANSON für verschiedene Ionenbeweglichkeiten; 3–5, 3–6 Theorie von BRUECKNER für verschiedene Ionenbeweglichkeiten; ● eigene Meßwerte.

²² A. THOMAS, Signal Corps Project Nr. 162 B [1953]; l. c. N. ZESSOULES, J. BRINKERHOFF u. A. THOMAS, J. Appl. Phys. 34, 2010 [1963].

Ionenbeweglichkeiten (Kurvenzweig 5). Leider ließ die technische Konstruktion der Ionisationskammer die Anwendung höherer Drucke nicht zu, durch die vielleicht diese Frage hätte entschieden werden können.

Der Verlauf der Meßwerte bei mittleren und kleinen Drucken wird offenbar durch die Theorie von

BRUECKNER (Kurve 3) am besten wiedergegeben. BRUECKNER vermutet, daß der Wert α_B nach Gl. (12) nur eine obere Grenze für den Rekombinationskoeffizienten darstellt, da die Rekombinationspartner vor der endgültigen Rekombination durch Stöße wieder getrennt werden könnten¹. Die Meßergebnisse bestätigen diese Ansicht jedoch nicht (s. Abb. 2).

Zur Druckabhängigkeit der Anfangsrekombination von Ionen in Sauerstoff

H. JÜTTING, R. KOEPP, J. BOOZ und H. G. EBERT

Institut für Medizinische Physik und Biophysik der Universität Göttingen
(Z. Naturforsch. **20 a**, 217—219 [1965]; eingegangen am 10. Oktober 1964)

Die Druckabhängigkeit der Anfangsrekombination von Ionen in Sauerstoff ist bei unabhängiger variiert Anfangsionendichte im Druckbereich von 1 bis 17 atm gemessen worden. Es ergab sich entsprechend der Theorie eine Zunahme des Einflusses der Anfangsrekombination mit steigendem Druck. Die für die Anfangsrekombination maßgebende Größe $\bar{N}(0)^2/N(0)$ wurde in ihrer Druckabhängigkeit bestimmt. Sie zeigt bei höheren Drucken die zu erwartende Druckproportionalität. Bei Drucken von etwa 1 atm wird, vermutlich durch eine Druckabhängigkeit des Sekundärelektronenspektrums, ein konstanter Wert erreicht.

Die Rekombination von Ionen in Gasen wird durch Angabe eines Rekombinationskoeffizienten α beschrieben, der durch die Gleichung

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\alpha \bar{n}(t)^2 \quad (1)$$

definiert ist. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die mittleren Anzahldichten $\bar{n}(t)$ der positiven und negativen Ionen gleich groß sind. Wie theoretische Betrachtungen gezeigt haben, ist der Koeffizient α keine Konstante, sondern abhängig von der mittleren Ionendichte $\bar{n}(t)$ und der Rekombinationszeit t^{1-3} . Diese Abhängigkeit beruht auf der räumlichen Verteilung der Ionen bei ihrer Entstehung. Wird die Ionisation durch RÖNTGEN-Strahlen hervorgerufen, so entstehen zunächst in der Nähe der Sekundärelektronenbahnen Bereiche örtlich hoher Ionendichte. Die in diesem Stadium ablaufenden Rekombinationsprozesse werden als Anfangsrekombination bezeichnet. Durch Diffusion erfolgt im Laufe der Zeit ein Ausgleich der räumlich inhomogenen Ionenverteilung und der erhöhte Koeffizient der Anfangsrekombination geht in den Volumenrekombinationskoeffizienten α_∞ über.

In älteren experimentellen Untersuchungen⁴⁻⁶, die bei Atmosphärendruck und teilweise im Unterdruckbereich durchgeführt worden sind, konnte qualitativ die Abhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten von der Ionendichte und der Rekombinationszeit festgestellt werden. Quantitative Ergebnisse liegen bei Atmosphärendruck⁷⁻⁹ vor und sollen in dieser Arbeit durch Messungen im Druckbereich von 1 bis 17 atm vervollständigt werden.

Angaben zur Meßmethode und Apparatur

Die Messung des Rekombinationskoeffizienten wurde nach der „Abfallmethode“ vorgenommen, bei der nach Abschaltung der Ionisationsquelle und Ablauf einer Rekombinationszeit t die mittlere Ionendichte $\bar{n}(t)$ im Meßvolumen eines Kondensators aus der Anzahl der noch vorhandenen Ladungen bestimmt wird. Als Meßkondensator diente ein Parallelplatten-Schutzringkondensator, der in einer hochevakuierbaren Druckkammer angeordnet war. Die Ionisation erfolgte mit Hilfe eines gittergesteuerten RÖNTGEN-Rohres, das bei einer konstanten Anodenspannung von 50 kV betrieben wurde. Einzelheiten der Apparatur sind bereits an anderer Stelle beschrieben worden^{8, 9}. Das Meßgas (99,9% O₂) wurde direkt in die auf weniger als 10⁻⁴ Torr evakuierte Druckkammer eingelassen.

¹ N. E. BRADBURY, J. Appl. Phys. **11**, 267 [1940].

² G. JAFFÉ, Phys. Rev. **58**, 968 [1940].

³ H. G. EBERT, Z. Phys. **181**, 181 [1964].

⁴ J. SAYERS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **169**, 83 [1938].

⁵ M. E. GARDNER, Phys. Rev. **53**, 75 [1938].

⁶ L. B. LOEB, Basic Processes of Gaseous Electronics, University of California Press, Berkeley 1960.

⁷ J. BOOZ u. H. G. EBERT, Z. Angew. Phys. **16**, 180 [1963].

⁸ R. KOEPP, Diplomarbeit, Göttingen 1963.

⁹ H. G. EBERT, J. BOOZ u. R. KOEPP, Z. Phys. **181**, 187 [1964].