

Ionenbeweglichkeiten (Kurvenzweig 5). Leider ließ die technische Konstruktion der Ionisationskammer die Anwendung höherer Drücke 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. Naturforschg. 20 a, 217–219 [1965]; eingegangen am 10. Oktober 1964)

Die Druckabhängigkeit der Anfangsrekombination von Ionen in Sauerstoff ist bei unabhängig variierten 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 $N(0)^2/N(0)$ 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

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

definiert ist. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die mittleren Anzahldichten $n(t)$ 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 $n(t)$ 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 $n(t)$ im Meßvolumen eines Kondensators aus der Anzahl der noch vorhandenen Ladungen bestimmt wird. Als Meßkondensator diente ein Parallelplatten-Schutzringkondensator, der in einer hochevakuierten 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].



Auswertung der Messungen und Ergebnisse

Zur Berechnung der Ionenverteilung in Gasen hat JAFFÉ¹⁰ ein System von Teilchenbahnen mit der zeitabhängigen mittleren linearen Ionendichte $\bar{N}(t)$ angesetzt und außerdem angenommen, daß die Anfangsverteilung der Ionen eine Normalverteilung mit dem mittleren Ionenabstand \bar{r}_0 von der Bahn darstellt. Mit den gleichen Voraussetzungen ist eine Formel für den Rekombinationskoeffizienten der Anfangsrekombination abgeleitet worden³, die auch bei der Ionisation durch RÖNTGEN-Strahlen gültig ist⁹. Für kurze Ionisationsdauer, kleine Rekombinationszeiten und nicht zu große Ionendichten erhält man näherungsweise den Ausdruck³

$$\alpha = \alpha_{\infty} \frac{\bar{N}(0)^2}{N(0)} \frac{1}{8 \pi D t + \pi^2 \bar{r}^2} \frac{1}{n(0)}. \quad (2)$$

Dabei bezeichnet D den ambipolaren Diffusionskoeffizienten. Die Gl. (2) beschreibt die Abhängigkeit des Koeffizienten der Anfangsrekombination von der Rekombinationszeit t und der mittleren Anfangsionendichte $n(0)$.

Zur Ermittlung der Größe α in Gl. (2) wurden Abfallkurven der mittleren Ionendichte $n(t)$ in Abhängigkeit von der Rekombinationszeit t bei unabhängig variierter Anfangsionendichte $n(0)$ gemessen und nach Gl. (1) ausgewertet. Nach Berücksichtigung des Einflusses der makroskopischen Diffusion in der Ionisationskammer^{8, 11} ergaben sich die Anfangsrekombinationskoeffizienten $\alpha = \alpha[t, n(0)]$ bei verschiedenen Drucken. Die Meßergebnisse standen im gesamten Druckbereich von 1 bis 17 atm in guter Übereinstimmung mit der Gl. (2). Als Beispiel zeigen die Abb. 1 und 2 den Rekombinationskoeffizienten in Abhängigkeit von dem Kehrwert der mittleren Anfangsionendichte $n(0)$ mit der Rekombinationszeit und dem Druck als Parameter. Es ist zu sehen, daß der Effekt der Anfangsrekombination mit wachsendem Druck größer wird.

Durch Messung von α_{∞} ¹², $\alpha, n(0)$ und t läßt sich die mittlere lineare Ionendichte in der Form $\bar{N}(0)^2/N(0)$ bestimmen⁹ und der mittlere Abstand \bar{r}_0 der Ionen von einer Sekundärelektronenbahn abschätzen. In Abb. 3 sind die erhaltenen Werte $\bar{N}(0)^2/N(0)$ in Abhängigkeit vom Druck p aufgetragen. Dabei sind die Fehlerbreiten im wesentlichen durch die Unsicherheit der zur Berechnung verwandten Werte $\alpha_{\infty}(p)$ gegeben¹².

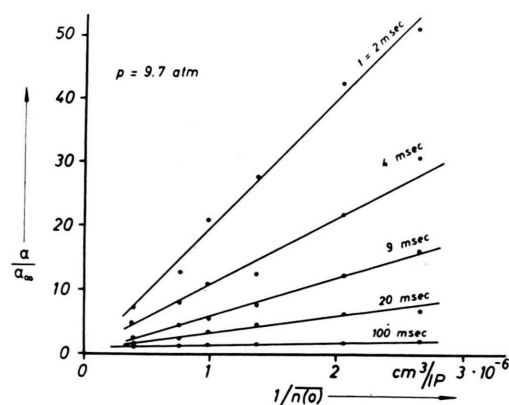


Abb. 1. Rekombinationskoeffizient α/α_{∞} in Abhängigkeit von der mittleren Anfangsionendichte $n(0)$ mit der Rekombinationszeit t als Parameter bei dem Druck $p=9,7$ atm.

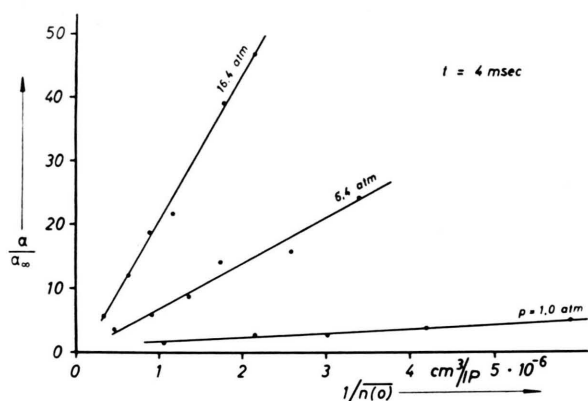


Abb. 2. Rekombinationskoeffizient α/α_{∞} in Abhängigkeit vom Kehrwert der mittleren Anfangsionendichte $n(0)$ mit dem Druck p als Parameter bei der Rekombinationszeit $t=4$ msec.

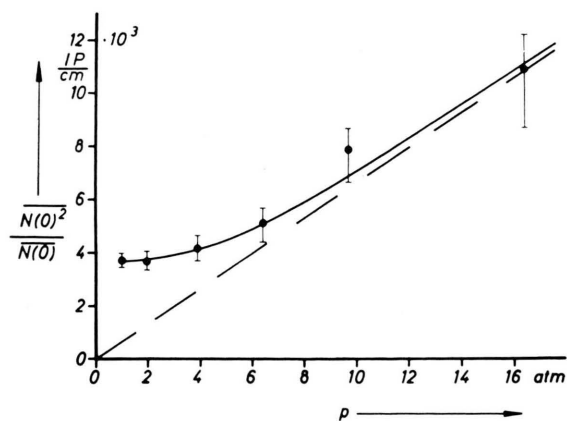


Abb. 3. Abhängigkeit der gemessenen Größe $\bar{N}(0)^2/N(0)$ vom Druck p .

¹⁰ G. JAFFÉ, *Ann. Phys.*, (V) **1**, 977 [1929].

¹¹ G. JAFFÉ, *Phys. Rev.* **59**, 652 [1941].

¹² H. JÜTTING, R. KOEPP, J. BOOZ u. H. G. EBERT, *Z. Naturforsch.* **20 a**, 213 [1965]; vorstehende Arbeit.

Zur Beurteilung der in Abb. 3 dargestellten Ergebnisse muß die Druckabhängigkeit von $\overline{N(0)^2}/\overline{N(0)}$ untersucht werden. Wird $\overline{N(0)^2}/\overline{N(0)}$ als Funktion der Energie E aus Werten des Elektronenbremsvermögens¹³ für Elektronenenergien oberhalb 10 keV berechnet und für kleinere Elektronenenergien entsprechend extrapoliert, so folgt angenähert

$$\frac{\overline{N(0)^2}}{\overline{N(0)}} \approx 2 \overline{N(0)}. \quad (3)$$

Damit wird erwartet, daß $\overline{N(0)^2}/\overline{N(0)}$ proportional dem Druck zunimmt. Die Abb. 3 zeigt dagegen, daß die gemessenen Werte erst oberhalb von etwa 6 atm proportional mit dem Druck ansteigen. Der abweichende Verlauf bei niedrigen Drucken ist wahrscheinlich durch eine druckabhängige Änderung des Energiespektrums der durch die RÖNTGEN-Strahlung ausgelösten Sekundärelektronen zu erklären. Man erhält nämlich, wie schon früher festgestellt wurde⁹, bei Atmosphärendruck und Verwendung einer kleineren Ionisationskammer einen um den Faktor 3 größeren Wert für $\overline{N(0)^2}/\overline{N(0)}$, als dem Druck ent-

spräche. Zur Prüfung dieses Effektes wurde bei der hier benutzten Anordnung die Strahleneintrittsblende derart vergrößert, daß die Kondensatorplatten unmittelbar der Strahlung ausgesetzt waren. Dabei hat sich sogar ein um den Faktor 6 größerer Wert für $\overline{N(0)^2}/\overline{N(0)}$ ergeben. Alle diese Messungen deuten auf einen höheren Anteil von sehr niederenergetischen Sekundärelektronen hin, die an den Wänden der Ionisationskammer ausgelöst werden. Dieser niederenergetische Anteil nimmt mit zunehmendem Druck ab, so daß schließlich $\overline{N(0)^2}/\overline{N(0)}$ druckproportional wird.

Die Größe \bar{r}_0 , der mittlere Abstand der Ionen von der Sekundärelektronenbahn im Anfangszustand, entspricht unmittelbar der mittleren Wegstrecke, die von den Elektronen bis zur Anlagerung zurückgelegt wird. Letztere ist nach LOEB⁶ proportional zu $1/p^2$. Bei Atmosphärendruck ergab sich in Übereinstimmung mit früheren Messungen⁹ der Wert $\bar{r}_0 = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ cm} \pm 30\%$. Bei den höheren Drucken ließ die Auswertungsmethode eine Berechnung des \bar{r}_0 nicht zu, da es mit dem Quadrat des Druckes abfiel.

¹³ A. T. NELMS, Nat. Bur. Stand. Circular 577 (Suppl.) 1958.