

Ähnlich wie Lowke finden Crompton et al.¹⁸ bei 77 °K in D₂ für E/N-Werte unterhalb 3,985 · 10⁻¹⁸ für Drücke von 10...500 Torr ebenfalls eine Abnahme von ν_{max} mit steigendem Druck, die wieder stärker ist, als es durch die Diffusion erklärbar wäre. Der Effekt ist zehnmal größer als man auf Grund der Diffusion erwarten würde.

Eine genaue Erklärung des Druckeffektes¹⁹, insbesondere über Größe und Richtung, wird erst mög-

lich sein, wenn mehr experimentelles Material, auch für andere Gase, vorliegt, insbesondere, wenn Messungen zu kleineren E/p-Werten hin ausgebaut werden, was mit dieser Apparatur bei kleinen Drücken nicht möglich war.

Ich danke Herrn Professor Dr. H. RAETHEL für die Themenstellung und für die Förderung der Arbeit, ferner danke ich Herrn Privatdozent Dr. H. SCHULZE für Diskussionen.

¹⁸ R. W. CROMPTON, M. T. ELFORD u. A. J. MCSTOSH, Aust. J. Phys. 21, 43 [1968].

¹⁹ Nach Abschluß dieser Arbeit erschien eine Arbeit von I. FROMMELT, Phys. Rev. 172, 118 [1968], in der versucht wird, die unter b) und c) genannten Abweichungen vom Ähnlichkeitsgesetz durch die Einführung von Rotationsresonanzzuständen zu erklären.

Lichtemission im Vakuumultraviolett durch Elektronenstoßanregung in Gasen*

Teil A: Untersuchungen in Sauerstoff

W. SROKA

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

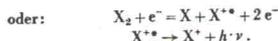
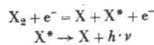
(Z. Naturforsch. 23 a, 2004–2013 [1968]; eingegangen am 9. September 1968)

A nearly monochromatic electron beam of low energy (0–200 eV) interacts with molecules of a gas (O₂, N₂, etc.). The radiation emitted in this collision process is observed with a vacuum-monochromator. The registered wave-length can be attributed to known transitions. The excitation functions and the appearance potentials of these processes are measured. It is found that the electrons dissociate the molecules in a single collision into excited atoms or ions which emit a radiation in the vacuum-ultraviolet. Furthermore it is shown that the above mentioned processes also appear in low-current corona-discharges and in non-self-sustaining discharges in the homogeneous electric field. The origin of the so-called gas-ionizing radiation is found to be a dissociation process combined with an excitation of the dissociation products.

I.

1.1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit werden Anregungsprozesse von Gasen durch langsame Elektronen (0–200 eV) untersucht, die zu einer Strahlungsemission im Vakuumultraviolett führen. Hierbei werden die Gasmoleküle (O₂, N₂, CO etc.) in einem Einfachstoß in angeregte Bruchstücke – Atome oder Ionen – dissoziiert, die dann ihrerseits ein extrem kurzwelliges Licht aussenden, z. B.:



Die Absolutwerte der Anregungsfunktionen liegen zwischen 10⁻¹⁷ und 10⁻¹⁹ cm². Für den Einsatz der dissoziativen Anregungsprozesse ist eine Mindestenergie erforderlich, die gleich der Summe aus Anregungs-, Dissoziations- und u. U. der Ionenenergie ist. Aus dem Einsatzpotential kann in vielen Fällen auf den Energiezustand des zweiten Dissoziationsproduktes geschlossen werden. Eine vorläufige Mitteilung über diese Ergebnisse ist in [1] zu finden.

Es hat sich gezeigt, daß diese dissoziativen Anregungsprozesse auch in unselbständigen Entladungen im homogenen elektrischen Feld und in selbständigen Koronaentladungen auftreten. Dabei werden u. a. solche Linien angeregt, deren Wellenlängen kürzer als die Ionisierungswellenlänge des Ausgangs-

gases sind. In einer Reihe früherer Arbeiten²⁻⁵ wurde diese sog. gasionisierende Strahlung behandelt. Der Entstehungsmechanismus dieser Strahlung kann nun als ein dissoziativer Anregungsprozess verstanden werden¹. In den erwähnten Arbeiten werden die verschiedenen Anteile der gasionisierenden Strahlung durch die jeweiligen Absorptionskoeffizienten charakterisiert. Diesen Komponenten können jetzt die entsprechenden Wellenlängen zugeordnet werden. Ferner lassen sich die dazugehörigen Übergänge in die bekannten Termschemata einordnen.

Das Meßprogramm umfaßt die Ermittlung der Wellenlängen der Strahlungskomponenten, die beim Stoßprozess auftreten sowie deren Anregungsaktionen. Im Hinblick auf die Untersuchung der gasionisierenden Strahlung müssen die Spektren neben erwählten Entladungstypen sowie die Absorptionskoeffizienten der einzelnen Linien gemessen werden.

1.2. Das Meßprinzip

Zur Messung der Anregungsfunktionen wird ein Neonstrahl variabler Energie in eine mit dem zu untersuchenden Gas gefüllte Stoßzelle geleitet. Dabei wird der Druck in der Stoßzelle so gering gehalten (<10⁻³ Torr), daß Mehrfachstöße ausgeschlossen werden können. Die leuchtende Gassäule am Ort des Ionenstrahles wird mit einem Vakuummonochromator untersucht. Als Detektor dient ein offener Multiplier. Ein Schreiber registriert direkt die Intensität der Wellenlängen der stoßenden Elektronen. Andererseits kann konstanter Elektronenenergie die spektrale Intensitätsverteilung der Strahlung ermittelt werden. Die Einstellung der Wellenlänge am Monochromator erfolgt durch Drehung des Gitters, die mit dem Papiervorschub des Schreibers gekoppelt ist.

Die Stoßzelle am Spektrographeneingang kann entweder durch einen Stoßraum, in dem wahlweise stromschwache Koronaentladung oder eine unselbständige Entladung im homogenen elektrischen Feld erzeugt wird ähnlich denen, die in [4] und [5] benutzt wurden. Mit der so umgebauten Apparatur kann das Spektrum der jeweiligen Entladung gemessen werden. Außerdem können die Absorptionskoeffizienten der einzelnen Strahlungskomponenten ermittelt werden. Dazu werden bei konstanten Entladungsbedingungen in der Stoßzelle der Druck im Spektrographen variiert. Aus dem Verlauf der Intensität in Abhängigkeit vom Druck im Absorptionsraum kann der Absorptionskoeffizient bestimmt werden.

¹ RAETHEL, Z. Physik 110, 611 [1938] und Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, London 1964.
² TERCU, Z. Physik 199, 378 [1967].

1.3. Die Stoßapparatur und der Vakuummonochromator

Abb. 1 zeigt eine Skizze der Stoßapparatur. Der Elektronenstrahl wird in einer Pierce-Kanone erzeugt und hat einen Querschnitt von 0,04 cm × 1,5 cm. Es wird eine indirekt geheizte Nickelsinterkathode⁶ benutzt, die relativ unempfindlich gegenüber Sauerstoff ist. An der Elektrode E₁ erfolgt die Strahlbegrenzung. Die Spannung an der Elektrode E₂ liegt annähernd auf Kathodenpotential, damit die an den vorangehenden Elektroden ausgelösten Sekundärelektronen von der Stoßzelle ferngehalten werden. Die Blendengrößen der übrigen Elektroden sind größer als die von E₁. Der Ein- und Austritt des Elektronenstrahles in die bzw. aus der Stoßzelle erfolgt über Druckstufen. Um die am Auffänger ausgelösten Sekundärelektronen zurückzuhalten, liegt die Elektrode E₃ ebenfalls auf Kathodenpotential. Die Spannungen an E₂ und E₃ werden so eingestellt, daß der Strom am Auffänger (max. 150 µA) bei Veränderung der Stoßzellenspannung konstant bleibt. Der Strahl wird in Längsrichtung durch ein homogenes Magnetfeld (100–400 Gauß) zusammengehalten. Während des Betriebes wird das Elektroden-system auf einer Temperatur von ca. 250 °C gehalten, um die Verschmutzung der Blenden zu verringern.

Abb. 2 zeigt eine Skizze der Stoßapparatur im Querschnitt. Die Strahlung – am Ort des Elektronenstrahles erzeugt – gelangt über eine Druckstufe auf das Gitter des Monochromators (Typ Seva-Namioka). Das Gitter besteht aus Platin und hat 1200 Linien/mm. Am Monochromatorausgang wurde eine Spaltweite von 0,4 mm gewählt. Das Signal des Multipliers (Bendix M 306) wird über einen Verstärker und ein damit gekoppeltes Zählratenmeßgerät auf die Y-Koordinate eines Zweikanalschreibers gegeben. An den X-Kanal wird die Spannung der Stoßzelle angelegt. Der Einsatz des Ionenstromes kann mit einer Sonde und einem nachgeschalteten Gleichspannungsverstärker gemessen werden.

Das Wellenlängenaufhebungsvermögen der Stoßapparatur beträgt nur ca. 12 Å, da die leuchtende Gassäule wegen der geringen Intensität direkt (ohne Eintrittsspalt) auf den Austrittsspalt abgebildet wird.

Die Eichung der Energieskala der stoßenden Elektronen erfolgt durch Messung des Einsatzpotentials der He-Resonanzlinie (2p¹P → 1s¹S) bei 584 Å, das bei 21,2 eV liegt. Dem zu untersuchenden Gas werden etwa 10–20% He zugesetzt. Das Verfahren wird am Beispiel der Abb. 3 für eine Sauerstofflinie (λ = 833 Å) erläutert. Zunächst wird die Anregungsfunktion der He-Linie gemessen, anschließend die der Sauerstofflinie. Zur Kontrolle wird danach noch einmal die Anregungsfunktion der He-Linie aufgenommen. Das Einsatzpotential der He-Linie markiert den Energiewert 21,2 eV. Die Energieskala kann – allerdings mit geringerer Ge-

⁴ A. PRZYBYLSKI, Z. Physik 151, 264 [1958].

⁵ A. PRZYBYLSKI, Z. Naturforsch. 16 a, 703 [1961] und Z. Physik 168, 504 [1962].

⁶ R. T. LYNCH u. N. B. HANNAY, J. Appl. Phys. 24, 1335 [1953].

* Gekürzte Fassung einer Dissertation, Universität Hamburg 1968.

¹ W. SROKA, Physics Letters 25 A, 770 [1967].