

in ein bestimmtes Energieintervall fällt, durch die Breite dieses Intervalls dividieren:

$$N^* = \frac{1}{N_0} \frac{\Delta N}{\Delta Q}$$

und wenn wir N^* gegen den Energieverlust Q in der Mitte des Energieintervalls auftragen, so erhalten wir eine Poisson-ähnliche Verteilung.

b2) Bezüglich des „mittleren Brechungswinkels“ (Abb. 2):

Analog b1) tragen wir $\varphi - \Theta_T$ gegen Q auf: Bei kleinem Energieverlust erfolgt im Mittel Brechung zum Lot, bei großem Brechung vom Lot.

Das Programm, das für 12 Kombinationen aus Einfallswinkel, Energie und Foliendicke eingerichtet ist, wurde auf einer IBM 7040/32 K in etwa 12 h gerechnet. Wenn mit maximal 5% Sekundärelektronen gerechnet wird, werden 11 158 Speicherplätze benötigt.

Die Verfasser danken herzlich dem Leiter des Recheninstituts der Technischen Hochschule Wien, Prof. Dr. H. J. STETTER, für die Erlaubnis, die umfangreichen Rechnungen durchführen zu dürfen. Das Programm steht Interessenten jederzeit zur Verfügung.

Messungen der Elektronenbeweglichkeit bei hohen Gasdrucken in Ar, He, N₂ und H₂ *

R. GRÜNBERG

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **23 a**, 1994—2004 [1968] ; eingegangen am 23. September 1968)

By means of a time of flight method the electron drift velocity v_- in argon, helium, nitrogen, and hydrogen was determined as function of E/p [V/Torr cm] at room temperature and for high pressure up to 42 at, at which no measurements were as yet available. In He and H₂ E/p was decreased to that range where the electrons are in thermal equilibrium with the gas. In N₂ measurements were extended nearly to this range, and in Ar measurements were carried out for E/p well above this range of thermal equilibrium.

The accuracy from 1% to 1.5% in the available pressure range enabled an examination of the similarity rule. For the diatomic gases N₂ and H₂ the measurements show that for constant E/p , in the range $E/p < 1$, the drift velocities decrease with increasing pressure. This effect was not found in Ar. In He no effect was found in the pressure range up to 8400 Torr (or it lies within the limits of error).

Mittels einer Laufzeitmethode wird die Elektrodendriftgeschwindigkeit v_- von Ar, He, N₂ und H₂ bei Zimmertemperatur und hohem Druck (1...42 at) bestimmt, bei welchem bisher keine Messungen vorliegen. Die Messungen erstrecken sich im wesentlichen auf den E/p -Bereich, in dem keine Gasverstärkung vorliegt und reichen für He und H₂ herunter bis zu E/p -Werten, für die die Elektronen das thermische Gleichgewicht mit dem Gas erreichen; für N₂ reichen sie fast an diesen Bereich heran. Das Ziel dieser Untersuchung war es, die über einen großen Druckbereich erreichbare Genauigkeit von 1% bis 1,5% zur Prüfung des Ähnlichkeitsgesetzes auszunutzen, das im Niederdruckbereich für den hier untersuchten E/p -Bereich bisher von allen Autoren be-

stätigt worden ist (siehe Diskussion). Danach soll die Driftgeschwindigkeit nur von E/p und nicht von p abhängen. Wie die Messungen zeigen, liegen in N₂ und H₂ bei hohem Druck jedoch Abweichungen vom Ähnlichkeitsgesetz vor. Eine vorläufige Mitteilung erschien in ¹.

1. Meßmethode

a) Prinzip des Verfahrens und einige experimentelle Einzelheiten

Die Elektronen driften im homogenen elektrischen Feld, das von einem Plattenkondensator (90° – bzw. 120° – Rogowski-Profil) erzeugt wird.

* Gekürzte Fassung des ersten Teils der Dissertation, Universität Hamburg 1968.

¹ R. GRÜNBERG, Z. Phys. **204**, 12 [1967].



Die Elektronen werden durch einen kurzen Lichtimpuls (d. h. kurz gegen die Driftzeit T_-) an der Kathode durch Photoeffekt ausgelöst. Eine genauere Beschreibung der Anordnung zur Erzeugung der kurzen Lichtimpulse findet man in ². Die Abb. 1 zeigt das Prinzip des Meßverfahrens. Die in der Entladungsstrecke C driftenden Elektronen erzeugen durch Influenz einen Strom im Außenkreis. Der Spannungsabfall an R_a wird verstärkt und oszillographiert. Weitere Einzelheiten des Verfahrens findet man in ³.

Es ist eine gewisse Schwierigkeit, im E/p -Bereich unterhalb der Gasverstärkung Impulshöhen zu erzeugen, die hinreichend über dem Verstärkerrauschen von $50 \mu V$ liegen. Deshalb wird grundsätzlich der integrierende Fall benutzt ($R_a \cdot C$ groß gegen die Dauer der in C fließenden Ströme). Dann gilt für den Spannungsabfall an R_a

$$U_{Ra}(t) = \frac{n_0 e_0}{C T_-} t \quad 0 \leq t \leq T_-$$

Die Plateauhöhe für $t > T_-$ beträgt dann

$$U_{Ra}(\infty) = \frac{n_0 e_0}{C}.$$

Die Zeitpunkte 0 und T_- sind durch den gut markierten Übergang des linearen Anstiegs in die waagerechten Linien gekennzeichnet ¹.

Die integrierende Schaltung allein reicht zur Erzeugung hinreichender Impulshöhen noch nicht aus. Wie man aus vorstehender Formel entnimmt, muß einerseits C (Driftstrecke zusammen mit der Eingangskapazität des Verstärkers) möglichst klein und andererseits n_0 möglichst groß gewählt werden. Da C nicht unter 20 pF herabzusetzen ist, müssen mit den kurzen Lichtimpulsen (Halbwertsbreite 6...30 nsec) an C etwa 10^6 Elektronen ausgelöst werden. Weil sich dies an reinen Metallflächen nicht erreichen ließ, wurden die Elektroden aus Kupfer gefertigt und im homogenen Teil mit einer Kupferjodidschicht versehen, wodurch sich die Ausbeute um einen Faktor 50...100 erhöhte ⁴. Eine reine und eine jodierte Elektrode gaben keine unterschiedlichen Resultate für v_- . Um trotz der kleinen Kapazität von 20 pF die Bedingung $R_a \cdot C \gg T_-$ zu erfüllen, muß der Verstärker einen hohen dynamischen Eingangswiderstand und eine niedrige untere Band-

grenze haben. Diese Forderung läßt sich mit Kathodenfolgen erfüllen ($R_e \approx 10^9 \Omega$).

Eine genaue Beschreibung des Hochdruckrezipienten und der Hochspannungsmessung findet sich bei MÜLLER ⁵. Der dort in Abb. 1 mit 2 bezeichnete Wasserwiderstand wurde hier durch eine metallische Verbindung ersetzt. Weitere experimentelle Einzelheiten sind bereits mitgeteilt worden ¹.

b) Reinheit der Gase

Vor dem Gaseinlaß wird der Druckrezipient evakuiert. An das Endvakuum und die Leckrate muß die Forderung gestellt werden, daß die Reinheit der eingefüllten Gase während der Meßzeit nicht verschlechtert wird. Weil mit hohen Drucken gearbeitet wird, reichen der Enddruck von $1 \cdot 10^{-3}$ Torr und die Leckrate von $2 \cdot 10^{-5}$ Torr l/sec aus, um die Verunreinigung der Gase von etwa 10^{-5} bei Füllungen mit 1 at erst nach einigen Stunden und bei Hochdruckfüllungen erst nach einigen Tagen zu verschlechtern.

Alle Gase werden über Druckkühlfallen eingelassen, die für H₂, N₂ und He mit flüssigem Stickstoff und für Ar mit einem Gemisch aus CO₂ und Aceton ($-60^\circ C$) beschickt werden. Der Wasserstoff wird zusätzlich mit einem Palladiumfilter gereinigt. Vor dem Gaseinlaß wird mit dem Meßgas etwa fünfmal gespült.

c) Fehlerabschätzung

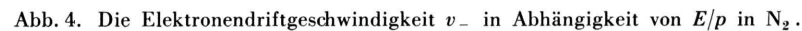
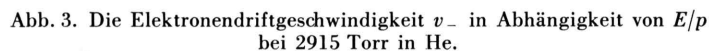
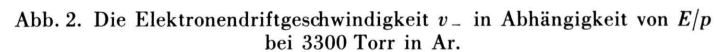
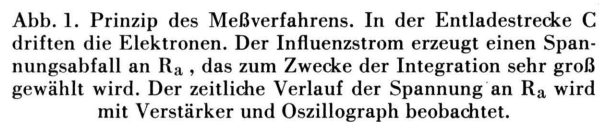
Man bestimmt T_- aus dem Abstand der Schnittpunkte des linearen Teiles des Spannungsoszillogramms (siehe ¹) mit den waagerechten Linien und hieraus $v_- = d/T_-$ (d = Elektrodenabstand). Eine gewisse Verrundung der Kanten des Oszillogramms führt noch nicht zu Auswertefehlern, da die Schnittpunkte aus dem zwischen den Kanten linear verlaufenden Anstieg gewonnen werden. Die Messung ordnet einem E/p -Wert ein $v_- = d/T_-$ zu. Der Fehler für v_- setzt sich also aus den Fehlern für E , p und T_- zusammen; der Fehler für d und für die mitaufgezeichneten Zeitmarken kann vernachlässigt werden. Die Auswertung von 4...6 Oszillogrammen pro Meßpunkt ergibt einen Auswertefehler von 0,5 bis 0,8%.

² R. GRÜNBERG, Z. Naturforsch. **20 a**, 202 [1965].

³ H. RAETHER, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworth, London 1964.

⁴ J. PFAUE, Z. Angew. Physik **16**, 15 [1962].

⁵ E. K. MÜLLER, Z. Angew. Physik **21**, 219 [1965].



Systematische Fehler: Die Hochspannungsmessung hat im Bereich von 10 V bis 150 kV einen Fehler zwischen 0,015 und 0,4%. Drucke bis zu 35 000 Torr konnten eingestellt werden, wobei in den einzelnen Bereichen die folgenden Geräte zur Verfügung standen:

Unterdruckbereich 400...800 Torr: Ein selbstgezeichnetes Instrument der Klasse 0,3 (Fehler 0,3% des Endausschlages, Fa. Wallace und Tiernan).

Überdruckbereich 0...24,5 at: Ein von der PTB geeichtes Bourdon-Federmanometer der Klasse 0,1 (Fa. Wallace und Tiernan).

Überdruckbereich 0...60 at: Ein Instrument der Klasse 0,6 mit Prüfprotokoll des Herstellers (Fa. Dreyer, Rosenkranz und Droop).

Bei den hohen Drucken oberhalb 8000 Torr treten kleine Abweichungen vom idealen Gasgesetz $p \cdot v = \text{const}$ auf. Sie erreichen — je nach Gasart unterschiedlich — bei den höchsten Drucken von 40 at $\pm 3\%$. Die Korrektur erfolgte nach den Tabellen aus ⁶, die mit den Werkangaben der Linde AG übereinstimmen.

Gesamtfehler: Der Fehler der Spannungsmessung beträgt maximal 0,4%, ist in den meisten Fällen aber erheblich kleiner. Die Druckmessung ist bis 23,5 at auf 0,2% genau, darüber auf 1%. Der Gesamtfehler beträgt für die Messungen unterhalb 23,5 at etwa 1%, oberhalb 23,5 at daher 1,5%.

Der Vorteil dieser Methode zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit liegt darin, daß das Ergebnis direkt erhalten werden kann. Eine Korrektur wegen der Diffusion entfällt hier im Hochdruckbereich.

2. Meßergebnisse

a) Ergebnisse in Argon

Die Messungen erfolgten in Ar mit einer Reinheit von 99,99%. Die Ergebnisse finden sich in Tab. 1 und in Abb. 2. Innerhalb der Meßgenauigkeit fallen die v_{\perp} -Werte bei gleichem E/p bis zum höchsten Druck im Rahmen der Meßgenauigkeit zusammen.

E/p [V/Torr · cm]	$v_{\perp} \cdot 10^{-5}$ [cm/sec]			
	30790 Torr	9372 Torr	3300 Torr	753 Torr
0,04	1,83	1,81	1,80	—
0,06	2,1	2,07	2,08	—
0,08	2,32	2,31	2,27	—
0,1	2,54	2,63	2,53	—
0,15	2,91	2,85	2,87	2,96
0,2	3,10	3,06	3,05	3,08
0,3	3,25	3,23	3,20	3,24
0,5	3,39	3,44	3,34	3,34
0,8	3,59	3,67	3,58	3,66
1,0	3,80	3,78	3,71	3,8
2,0	—	5,31	5,22	5,22
3,0	—	—	8,18	8,1
5,0	—	—	—	13,3
Fehler	1,5%	1%	1%	1%

Tab. 1. Zusammenstellung der gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten v_{\perp} in Ar; auf 20 °C normiert.

Eine Abweichung vom Ähnlichkeitsgesetz ist nicht festzustellen. Die Hochdruckwerte stimmen mit den Niederdruckwerten der Literatur überein. Die Abweichungen zu PACK und PHELPS ⁷, BOWE ⁸, ERRETT ⁹ und bei den hohen E/p -Werten zu LEVINE und UMAN ¹⁰ überschreiten 5% nicht, sind im allgemeinen jedoch kleiner. Die Übereinstimmung mit NIELSEN ¹¹ ist besonders bei den hohen E/p -Werten weniger gut.

b) Ergebnisse in Helium

Helium ist in großer Reinheit erhältlich (99,999%). Die Ergebnisse finden sich in Tab. 2 und Abb. 3. Beim Vergleich der Meßreihen bei verschiedenen Drucken tritt hervor, daß das Ähnlichkeitsgesetz bis 8450 Torr bis zum kleinsten E/p -Wert von 0,003 V/Torr cm erfüllt ist und auch bei den höheren Drucken oberhalb $E/p = 0,01$ noch gilt, also in einem weiten E/p - und p -Bereich erfüllt ist. Die Abweichung unserer Werte für 400 Torr und 775 Torr von den Niederdruckwerten von PACK und PHELPS ⁷ und BOWE ⁸ liegt im gesamten E/p -Bereich innerhalb der Fehlergrenzen. Die Werte von CROMPTON et al. ¹² liegen bei den kleinen E/p -Werten um 2–3% unter unseren und stimmen bei den höheren E/p -Werten innerhalb der Fehlergrenzen mit unseren Werten überein.

⁶ J. D'ANS u. E. LAX, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Springer-Verlag, Berlin 1949, S. 827.

⁷ J. L. PACK u. A. V. PHELPS, Phys. Rev. **121**, 798 [1963].

⁸ J. C. BOWE, Phys. Rev. **117**, 1411, 1416 [1960].

⁹ D. D. ERRETT, I. C. R. P. CAREN, Phys. Rev. **131**, 1904 [1963].

¹⁰ N. E. LEVINE u. M. A. UMAN, J. Appl. Phys. **35**, 2618 [1964].

¹¹ R. A. NIELSEN, Phys. Rev. **50**, 950 [1936].

¹² R. W. CROMPTON, M. T. ELFORD u. R. L. JORY, Aust. J. Phys. **20**, 369 [1967].

E/p [V/Torr · cm]	32 600 Torr	17 700 Torr	8450 Torr	$v_- \cdot 10^{-4}$ [cm/sec] eigene Werte			400 Torr	nach ¹²
				2915 Torr	755 Torr			
0,003	—	—	2,19	2,22	(2,23) ^a	—	—	—
0,004	—	—	2,91	2,93	(2,94) ^a	—	—	—
0,005	—	—	3,57	3,59	3,72 ^b	—	—	—
0,006	—	—	4,17	4,21	4,21 ^c	4,29 ^b	4,18	—
0,008	—	—	5,42	5,43	5,56 ^c	5,59 ^c	5,33	—
0,01	6,36	6,39	6,44	6,52	6,52	6,60 ^c	6,37	—
0,015	8,73	8,66	8,68	8,85	—	8,82	8,63	—
0,02	10,73	10,73	—	10,63	10,8	10,72	10,52	—
0,025	12,35	12,3	—	12,3	—	12,5	12,2	—
0,03	14,03	13,73	13,77	14,0	14,0	13,8	13,6	—
0,04	16,3	16,3	16,36	16,57	16,9	16,5	16,2	—
0,05	18,6	18,3	18,5	18,6	19,2	18,8	18,4	—
0,06	20,4	20,1	20,4	20,4	21,15	21,15	20,3	—
0,08	23,6	23,9	24,1	23,6	24,3	24,2	23,7	—
0,1	27,3	26,7	26,65	27,0	27,0	27,0	26,7	—
0,13	30,9	30,3	30,8	30,95	—	30,6	—	—
0,15	33,7	32,6	33,0	32,8	33,2	33,0	32,8	—
0,18	35,7	35,7	36,1	36,3	—	35,9	35,9	—
0,2	38,0	37,0	38,0	38,0	38,0	37,6	37,9	—
0,3	—	46,5	46,9	46,4	46,1	46,8	46,3	—
0,5	—	58,1	60,2	60,0	60,0	59,5	59,7	—
0,8	—	75,9	76,8	76,8	76,5	75,5	75,7	—
1,0	—	—	—	85,5	85,9	85,2	85,7	—
1,3	—	—	—	99,7	99,7	99,4	—	—
1,5	—	—	—	109	109	108	—	—
1,8	—	—	—	—	125	122,5	—	—
Reinheit in %	99,98	99,98	99,999	99,999	99,999	99,999	—	—
Fehler	1,5%	1%	1%	1%	1%	2%	—	—

Tab. 2. Zusammenstellung der gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten v_- in He; auf 20 °C normiert. ^a Werte in runden Klammern stammen von ⁷. ^b Fehler 5%. ^c Fehler 3%.

c) Ergebnisse in Stickstoff

Der benutzte Stickstoff hatte eine Reinheit von 99,999%. Die Ergebnisse sind in Tab. 3 und Abb. 4 zusammengestellt worden.

Bei dem höchsten Druck von 29 350 Torr war der Anstieg in den Oszillogrammen (siehe ¹) für E/p -Werte unterhalb 0,04 nicht mehr linear, sondern hatte eine abnehmende Steigung, so daß der Übergang vom Anstieg ins Plateau eine Verrundung zeigte. Das hat eine ungenaue Auswertung zur Folge und begrenzt die Ausdehnung der Messungen zu kleineren E/p -Werten hin. Die Verrundung könnte z. B. darauf zurückzuführen sein, daß geringe Mengen von Sauerstoff (weniger als die zugelassene Verunreinigung von 10^{-5}) mit N_2 im Dreierstoß O_2^- bilden und dadurch die Anzahl der driftenden Elektronen abnimmt ^{13a}.

Unterhalb von $E/p = 0,5$ erkennt man im Gegensatz zu Argon und Helium eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit, wenn man bei gleichem E/p zu höheren Drucken übergeht. Die relative Abnahme ist um so stärker, je kleiner das E/p ist. Das kommt

deutlich zum Ausdruck, wenn man die reziproke Driftgeschwindigkeit (v_-^{760}/v_-^p) als Funktion von p für konstantes E/p aufträgt (Abb. 5). Die Punkte liegen sehr gut auf Geraden, die die Ordinate bei 1 schneiden. Die Steigungen dieser Geraden fallen mit steigendem E/p (siehe auch Tab. 4).

Für die höheren E/p -Werte über $E/p = 0,5$ fallen bis 14 782 Torr alle v_- -Werte innerhalb der Fehlergrenzen zusammen. Das heißt, das Ähnlichkeitsgesetz gilt in diesem E/p -Bereich mit der Meßgenauigkeit.

Nur bei dem höchsten Druck von 29 350 Torr liegen drei v_- -Werte etwas tiefer, und zwar um einige Prozent außerhalb der Fehlergrenzen der übrigen v_- -Werte. Eine Geradendarstellung gemäß Abb. 5, die sich wesentlich auf den einen Meßpunkt bei 29 350 Torr stützen würde, ist deshalb für die E/p -Werte oberhalb $E/p = 0,5$ nicht mehr möglich.

Zum Vergleich mit früheren Messungen liegen die Niederdruckwerte von LOWKE ¹³ vor, die mit der

^{13a} W. CHANIN, A. V. PHELPS u. M. A. BIONDI, Phys. Rev. **128**, 219 [1962].

¹³ J. J. LOWKE, Aust. J. Phys. **16**, 115 [1963]; s. auch W. F. v. FISCHER-TREUENFELD, Z. Phys. **185**, 336 [1965].

E/p [V/Torr · cm]	29350 Torr	$v_- \cdot 10^{-5}$ [cm/sec] 14782 Torr	eigene Werte 2926 Torr	760 Torr	$v_- \cdot 10^{-5}$ [cm/sec] Druckbereich in Torr	nach ¹³
0,04	2,24 ^a	2,42	2,56	2,60	50 ... 500	2,55
0,06	2,64 ^a	2,75	2,84	2,84	50 ... 500	2,81
0,08	2,85	2,92	2,98	2,98	50 ... 500	2,96
0,1	3,07	3,06	3,12	3,12	20 ... 400	3,09
0,15	3,27	3,36	3,43	3,45	20 ... 200	3,43
0,2	3,53	3,63	3,68	3,71	10 ... 200	3,76
0,3	4,04	4,15	4,18	4,22	10 ... 100	4,28
0,5	4,84	4,93	5,05	5,00	5 ... 50	5,19
0,8	6,2	6,37	6,49	6,49	5 ... 50	6,66
1,0	7,1	—	7,52	7,36	2 ... 20	7,72
2,0	11,5	12,05	12,25	12,25	2 ... 20	12,7
3,0	16,0	16,3	16,2	16,4	2 ... 10	17,1
5,0	—	23,5	23,5	23,5	2 ... 5	25,0
6,5	—	28,9	28,6	28,8	2 ... 5	30,55
8,0	—	34,0	33,3	33,6	2 ... 5	35,7
10,0	—	—	40,0	40,0	2 ... 5	42,0
12,0	—	—	46,8	45,5	2 ... 4	48,2
15,0	—	—	53,3	53,3	2 u. 3	56,8
18,0	—	—	61,2	60,0	2	65,1
20,0	—	—	66,7	—	2	70,9
Fehler	1,5%	1%	1%	1%	—	1%
24,0	—	—	—	80,0	—	—
26,0	—	—	—	82,8	—	—
33,0	—	—	—	106,0	—	—
34,0	—	—	—	111,0	—	—
36,0	—	—	—	117,5	—	—
36,65	—	—	—	120,0	—	—
Fehler	—	—	—	3%	—	—

Tab. 3. Zusammenstellung der gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten v_- in N₂; auf 20 °C normiert. ^a Diese Meßwerte haben einen Fehler von 5%.

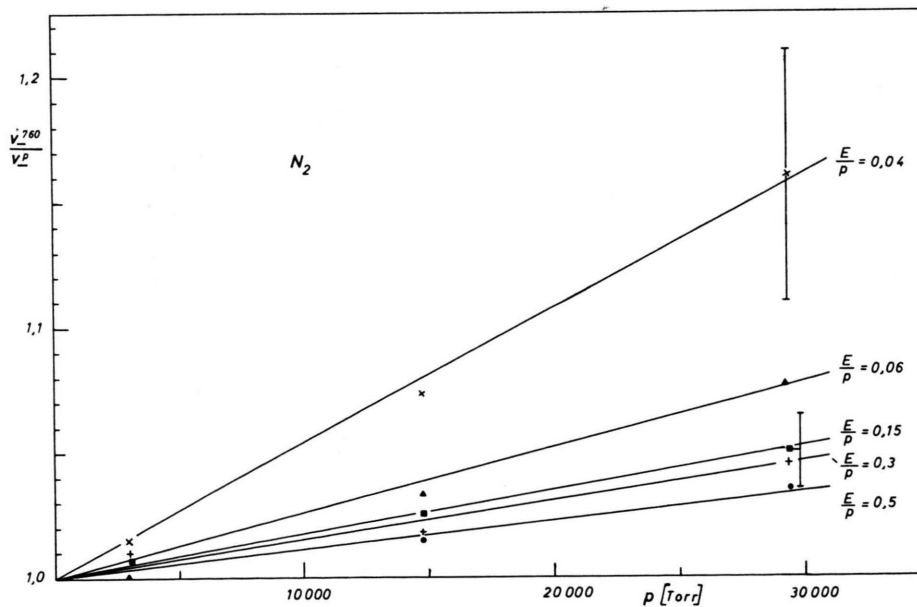


Abb. 5. Die reziproke Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Druck in N₂.

E/p [V/Torr·cm]	$1/p (v_{-760}/v_{-p} - 1) \cdot 10^6$ [1/Torr]
0,04	$5,33 \pm 15\%$
0,06	$2,7 \pm 15\%$
0,08	$1,5 \pm 30\%$
0,1	$1,0 \pm 30\%$
0,15	$1,75 \pm 30\%$
0,2	$1,70 \pm 30\%$
0,3	$1,5 \pm 35\%$
0,5	$1,2 \pm 40\%$

Tab. 4. Die Steigung der Geraden aus Abb. 5 in N_2 .

Shutter-Methode¹⁴ gemessen worden sind. Wegen des Ähnlichkeitsgesetzes sollten diese mit unseren Werten von 760 Torr übereinstimmen, was auch im überwiegenden E/p -Bereich innerhalb der Fehler-

grenzen der Fall ist. Unsere Werte liegen bei kleinen E/p -Werten etwas über und bei großen E/p -Werten etwas unter denen von LOWKE. Die Abweichung bei hohen E/p -Werten könnte darauf zurückzuführen sein, daß die bei LOWKE für kleine p -Werte erforderliche Diffusionskorrektur möglicherweise nicht ausreichend war.

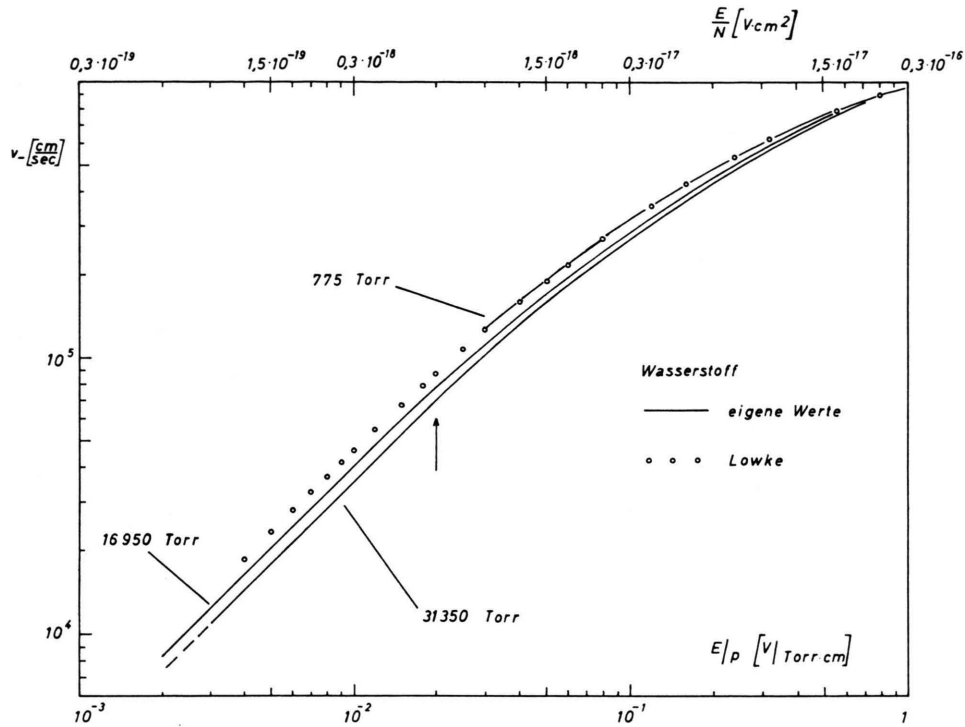
d) Ergebnisse in Wasserstoff

Die Verunreinigungen des Wasserstoffs lagen unter 10^{-6} . Die Ergebnisse sind in Tab. 5 und Abb. 6 zusammengestellt worden.

Vergleicht man auch hier die Meßreihen bei verschiedenen Drucken, so findet man wieder für die

E/p [V/Torr·cm]	31 350 Torr	23 690 Torr	$v_{-} \cdot 10^{-5}$ [cm/sec] 16 950 Torr	eigene Werte 3670 Torr	775 Torr	$v_{-} \cdot 10^{-5}$ [cm/sec] Druckbereich in Torr	nach ¹³ a v_{-}
0,002	—	—	0,084	—	—	—	—
0,003	0,111	0,118	0,124	—	—	—	—
0,004	0,147	0,155	0,164	—	—	500	0,188
0,005	0,182	0,194	0,207	—	—	400 ... 500	0,235
0,006	0,220	0,234	0,246	—	—	400 ... 500	0,283
0,007	0,255	0,275	0,287	—	—	400 ... 500	0,329
0,008	0,290	0,310	—	—	—	400 ... 500	0,374
0,009	0,326	0,351	0,368	—	—	400 ... 500	0,419
0,01	0,36	0,39	0,405	—	—	200 ... 500	0,463
0,012	0,43	0,46	—	—	—	200 ... 500	0,549
0,015	0,54	0,57	—	—	—	200 ... 500	0,676
0,018	0,64	0,68	—	—	—	200 ... 500	0,797
0,02	0,72	0,75	0,78	—	—	100 ... 500	0,878
0,025	0,88	0,92	0,95	—	—	100 ... 500	1,07
0,03	1,03	1,07	1,11	1,25	1,27	100 ... 500	1,26
0,04	1,35	1,38	1,45	1,58	1,64	50 ... 500	1,59
0,06	1,88	1,95	2,00	2,15	2,18	50 ... 500	2,18
0,08	2,35	2,43	2,50	2,66	2,75	50 ... 500	2,70
0,12	3,16	3,24	3,30	3,48	3,52	20 ... 200	3,56
0,16	3,80	3,90	3,99	4,21	4,30	20 ... 200	(4,25)
0,24	4,90	5,02	5,1	5,18	5,33	10 ... 100	(5,33)
0,32	5,75	5,85	5,9	5,98	6,12	10 ... 100	(6,14)
0,56	7,5	7,6	7,6	7,6	7,6	5 ... 50	(7,81)
0,8	8,6	8,7	8,75	8,86	8,90	5 ... 50	9,08
1,6	12,0	12,1	12,1	12,2	12,4	2 ... 20	(12,7)
2,4	15,2	15,3	15,2	15,0	15,0	2 ... 10	(15,7)
3,0	17,0	17,3	17,1	17,15	17,3	2 ... 10	17,9
4,0	20,2	20,3	20,5	20,35	20,4	2 ... 10	21,0
4,8	—	—	22,4	22,4	22,0	2 u. 5	(23,4)
6,0	—	—	25,4	25,5	26,0	2 u. 5	26,7
6,4	—	—	26,6	—	26,6	2 u. 5	(27,9)
8,0	—	—	—	30,8	30,6	2	31,9
9,0	—	—	—	32,8	32,4	2	34,2
10,0	—	—	—	35,2	35,3	2	36,8
12,0	—	—	—	40,2	40,7	2	41,9
Fehler	1,5%	1,5%	1%	1%	1%		1%

Tab. 5. Zusammenstellung der gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten v_{-} in H_2 ; auf 20 °C normiert. ^a Werte in runden Klammern sind interpolierte Werte.¹⁴ E. BRADBURY u. R. A. NIELSEN, Phys. Rev. **49**, 338 [1936].

Abb. 6. Die Elektronendriftgeschwindigkeit v_- in Abhängigkeit von E/p in H₂.

kleinen E/p -Werte (unter $E/p = 1,6$) eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit, wenn man bei gleichem E/p zu höheren Drucken übergeht. Nach Abb. 7 wird diese Abnahme für E/p -Werte unter 0,01, also im Bereich des thermischen Gleichgewichts, konstant. Für 3150 Torr liegen die v_- -Werte in diesem E/p -Bereich um 23% unter den Niederdruckwerten von ¹³,

die in gerader Verlängerung unserer Werte von 775 Torr liegen (siehe Abb. 6). Für den gleichen E/p -Wert ist die Abweichung in H₂ größer als in N₂.

Auch hier ergibt die Darstellung v_-^{760}/v_-^p als Funktion von p für festes E/p eine Gerade, wie die Abb. 8 zeigt. Die Tab. 6 gibt die aus der Geraden-

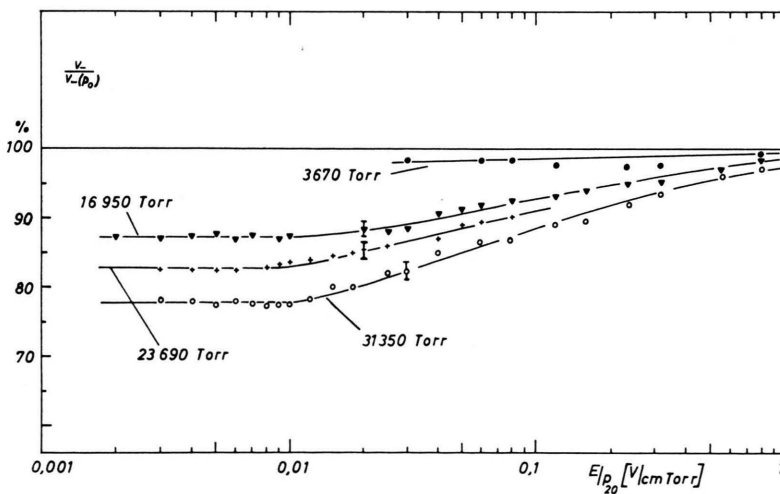
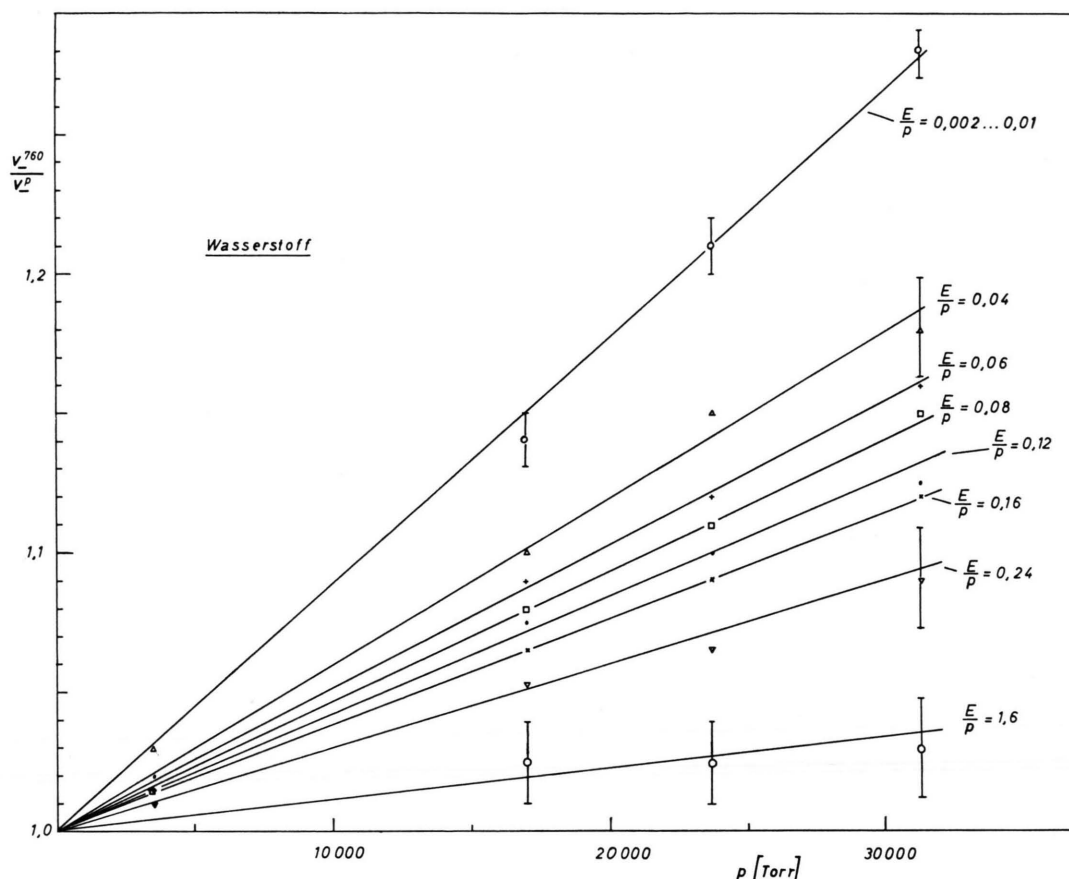


Abb. 7. Druckabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit in H₂. v_- in % des zum gleichen E/p gehörigen Niederdruckwertes $v_-(p_0)$, bei dem kein Druckeffekt vorliegt. Für $v_-(p_0)$ wurden die eigenen Werte für 775 Torr und für kleine E/p -Werte die von LOWKE ¹³ benutzt. $v_-/v_-(p_0)$ ist gleich dem Reziproken von v_-^{760}/v_-^p in Abb. 8.

Abb. 8. Die reziproke Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Druck in H_2 .

darstellung gewonnenen Steigungen wieder, die mit zunehmendem E/p fallen und unterhalb $E/p = 0,01$ konstant bleiben.

Für die E/p -Werte oberhalb 1,6 ist das Ähnlichkeitsgesetz für Drücke bis zu 16 950 Torr innerhalb der Fehlergrenzen erfüllt. Nach neueren Kontroll-

messungen liegen die v_- -Werte bei $E/p = 3,0$ und 4,0 für 31 350 innerhalb der Fehlergrenzen der übrigen, zu den niedrigeren Drücken gehörigen v_- -Werte (vgl. ¹⁾). Deshalb ist auch in Wasserstoff eine Geradendarstellung wie in Abb. 8 für E/p -Werte oberhalb 1,6 nicht möglich.

Der Vergleich mit den Niederdruckwerten von LOWKE ¹³ führt zu demselben Ergebnis wie in Stickstoff: Die Übereinstimmung ist im gesamten E/p -Bereich gut. Unsere Werte liegen bei kleinen E/p -Werten bis zu 2% über und bei großen E/p -Werten etwas unter denen von LOWKE. Die gleiche Tendenz finden HURST und PARKS ¹⁵, die ebenfalls im Niederdruckbereich gemessen haben. Die Abweichung ist wieder dort am größten, wo von Lowke die kleinsten Drücke benutzt worden sind. Die Werte von Lowke sind deshalb in Abb. 7 und 8 für E/p -Werte unter 0,03 als Bezugswerte benutzt worden.

E/p [V/Torr cm]	$1/p (v_{-760}/v_{-p} - 1) \cdot 10^6$ [1/Torr]
0,002 ... 0,01	$9 \pm 2\%$
0,04	$6 \pm 5\%$
0,06	$5,2 \pm 8\%$
0,08	$4,7 \pm 8\%$
0,12	$4,2 \pm 8\%$
0,16	$3,8 \pm 10\%$
0,24	$2,8 \pm 15\%$
0,32	$2,5 \pm 15\%$
0,56	$2,0 \pm 30\%$
0,8	$1,7 \pm 25\%$
1,6	$1,3 \pm 50\%$

Tab. 6. Die Steigung der Geraden aus Abb. 8 in H_2 .¹⁵ G. S. HURST u. J. E. PARKS, J. Chem. Phys. **45**, 282 [1966].

3. Diskussion der Ergebnisse

a) Energiebereich der Elektronen

Die Messungen reichen in N₂ gerade bis an den E/p -Bereich heran, für den die Elektronen im thermischen Gleichgewicht mit dem Gas stehen. Die E/p -Grenze, oberhalb der die Elektronen das thermische

Gas	Ar	He	N ₂	H ₂
E/p_{th}	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
E/p_{min}	$4 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$
kT_{min}	1 eV	26 meV	50 meV	26 meV
kT -Bereich des Druckeffektes	—	—	50 ... 400 meV	26 ... 400 meV

Tab. 7. E/p_{th} und E/p_{min} für die untersuchten Gase Ar, He, N₂ und H₂.

Gleichgewicht verlassen (E/p_{th}), ist für die verschiedenen Gase zusammen mit dem kleinsten bei den Messungen benutzten E/p_{min} in Tab. 7 angegeben worden.

In He und H₂ reichen die Messungen etwas in diesen Bereich hinein, in Ar erstrecken sie sich auf einen E/p -Bereich, der deutlich oberhalb der Gleichgewichtsgrenze liegt. Man ersieht das auch aus der doppelt-logarithmischen Darstellung der Abb. 3, 4 und 6, in der die Kurven asymptotisch zu Geraden mit der Steigung 1 werden (Bereich des thermischen Gleichgewichts, siehe Pfeil in Abb. 3, 4 und 6). Die Messungen von PACK und PHELPS⁷ und LOWKE¹³, die in gerader Verlängerung unserer Meßpunkte nach kleinen E/p -Werten hin liegen, bestätigen dies.

b) Zum Druckeffekt

Es fällt zunächst auf, daß der Druckeffekt (Abnahme von v_- mit steigendem Druck für konstantes E/p) in den einatomigen Edelgasen nicht und in den Gasen der zweiatomigen Moleküle N₂ und H₂ dagegen stark auftritt. Darüber hinaus ist der Effekt dadurch gekennzeichnet, daß er für E/p -Werte etwas oberhalb des thermischen Gleichgewichts vollkommen zurückgeht. Ähnlich wie das vorstehende Ergebnis zeigen die Messungen von HUBER¹⁶ einen Druckeffekt (resonanzartiger Verzögerungsprozeß) im Bereich von 50 ... 100 meV, also oberhalb des thermischen Gleichgewichts. Dort gibt die Darstellung

v_-^{760}/v_-^p ebenfalls eine Gerade, aus deren Steigung man die Größe $\nu\tau$ (ν = Anlagerungsfrequenz, τ = Lebensdauer) entnehmen kann.

Unsere Messungen in N₂ und H₂ ließen sich durch ähnliche Prozesse wie bei HUBER erklären, die aber vorwiegend im Bereich von 30 meV liegen müßten. Dann ist zu erwarten, daß der Druckeffekt im gesamten E/p -Bereich des thermischen Gleichgewichts gleich groß ist (d. h. die relative Änderung von v_- ist gleich). Die Kurven für die höheren Drucke sollten asymptotisch zu Geraden mit der Steigung 1 werden. Das ist in Abb. 6 für H₂ eindeutig der Fall und scheint sich in Abb. 4 für N₂ anzudeuten, so daß ein solcher resonanzartiger Verzögerungsprozeß möglich ist. Er ist in N₂ und H₂ jedoch bisher nicht beobachtet worden. Strahlexperimente mit monochromatischen Elektronen zur Anregung von Resonanzen sind in diesem Energiebereich bisher nicht möglich.

Die Größe des Druckeffekts (relative Abnahme von v_- bei 42 at im E/p -Bereich thermischen Gleichgewichts) steigt in den mehratomigen Gasen in der Reihenfolge N₂, H₂ und CO₂ (nach einer Mitteilung von H. LEHNING) an. Die gleiche Tendenz zeigen die Wirkungsquerschnitte für Impulsübertragung im thermischen Bereich¹⁷.

c) Zum Ähnlichkeitsgesetz

Das Ähnlichkeitsgesetz ist im Niederdruckbereich (bis 760 Torr) durch die Messungen anderer Autoren bestätigt worden. In He wird es z. B. durch die Messungen von¹² bis 500 Torr nachgewiesen. In Wasserstoff und Stickstoff von 300 °K bestätigen die Messungen von LOWKE¹³ das Ähnlichkeitsgesetz ebenfalls bis 500 Torr, in Wasserstoff von 77 °K sogar noch bis 2000 Torr.

Dagegen fand LOWKE in Stickstoff bei 77 °K unterhalb $E/p = 0,02$ von 500 ... 2000 Torr eine knapp über die Fehlergrenzen hinausgehende Abnahme von v_- mit steigendem Druck, die unverstänlich blieb. Sie ging über die allein durch die Diffusion bedingte Abnahme von v_- , die sich durch eine Korrekturformel erfassen läßt, hinaus. Es ist möglich, daß sich darin der von uns bei Zimmertemperatur und höheren E/p -Werten gefundene Effekt andeutet.

¹⁶ B. HUBER, Z. Naturforsch. **23 a**, 1228 [1968].

¹⁷ W. McDANIEL, Collision Phenomena in Ionized Gases, John

Ähnlich wie LOWKE finden CROMPTON et al.¹⁸ bei 77 °K in D₂ für E/N -Werte unterhalb $3,985 \cdot 10^{-18}$ für Drucke von 10...500 Torr ebenfalls eine Abnahme von v_- 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 ausgedehnt werden, was mit dieser Apparatur bei kleinen Drucken nicht möglich war.

Ich danke Herrn Professor Dr. H. RAETHER für die Themenstellung und für die Förderung der Arbeit; ferner danke ich Herrn Privatdozent Dr. H. SCHLUMBOHM für Diskussionen.

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

¹⁹ Nach Abschluß dieser Arbeit erschien eine Arbeit von L. FROMMHOLD, 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

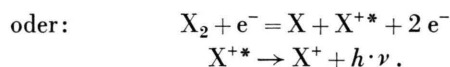
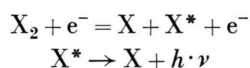
(Z. Naturforsch. **23 a**, 2004—2013 [1968]; eingegangen am 9. September 1968)

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 Ionisationsenergie 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 stromschwachen Koronaentladungen auftreten. Dabei werden u. a. solche Linien angeregt, deren Wellenlängen kürzer als die Ionisierungswellenlänge des Ausgangs-

* Gekürzte Fassung einer Dissertation, Universität Hamburg 1968.

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