

Abb. 7. Wirkungsquerschnitt σ für Ladungsaustausch für das endotherme System $\text{Ar}^+ + \text{Ne}$, aufgetragen gegen die Stoßenergie E (Lab.) des Ar^+ .

Mindeststoßenergie berechnet sich aus dem zu deckenden Energiedefizit ΔE als $E_{\text{kin}} = |\Delta E| \cdot (m_{\text{Ar}} + m_{\text{Ne}}) / m_{\text{Ne}}$ zu 17,43 eV. Dieser Wert stimmt mit der experimentell erhaltenen Energieschwelle innerhalb

der experimentellen Unsicherheit überein. Dies zeigt, daß der Prozeß bereits bei der niedrigst möglichen Stoßenergie einsetzt. — Das gleiche Ergebnis wurde für das ebenfalls endotherme System $\text{Ar}^+ + \text{He}$ in ^{6b} gefunden.

Die Beobachtung der Schwelle für dieses Ladungsaustauschsystem bestätigt, daß der primäre Ar^+ -Ionenstrahl wie erwartet frei von angeregten Ionen war. Für angeregte Ar^+ -Ionen verlief die Reaktion nämlich exotherm und würde dann sicherlich schon im Gegensatz zur Beobachtung unterhalb der Schwelle auftreten. Außerdem zeigt das Ergebnis, daß offenbar eine vollständige Abtrennung der elastisch gestreuten Primärionen erreicht wird.

Herrn Professor Dr. H. RAETHER danke ich für die Überlassung von Institutsmitteln zur Durchführung dieser Untersuchung.

Dissoziativer Ladungsaustausch von He^+ - und Ne^+ -Ionen mit den Molekülen N_2 , O_2 und CO_2 bei Stoßenergien von 3 bis 200 eV

H. SCHLUMBOHM *

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1720—1724 [1969]; eingegangen am 19. August 1969)

Cross sections for the dissociative charge transfer reactions $\text{He}^+ + \text{N}_2$, O_2 and $\text{Ne}^+ + \text{N}_2$, O_2 , CO_2 have been measured over an energy range from 3 to 200 eV and are compared with values given by other authors. The values were determined from measurements of the current of the slow charge exchange ions formed within a collision chamber.

Für den Ladungsaustausch von Edelgasionen mit Molekülen liegen mehrere massenspektrometrische Messungen vor, die zeigen, daß diese Prozesse bei Stoßenergien im 100 eV-Bereich überwiegend dissoziativ ablaufen. So werden bei $\text{He}^+ + \text{N}_2$ und O_2 überwiegend die Atomionen N^+ und O^+ gebildet¹, bei $\text{Ne}^+ + \text{N}_2$ ebenfalls $\text{N}^{+2,3}$ und bei $\text{Ne}^+ + \text{CO}_2$ überwiegend CO^+ ⁴. Die mit massenspektrometrischen Anordnungen ermittelten Wirkungsquerschnitte können erhebliche Unsicherheiten enthalten, die mit der Anbringung des Nachweismassenspektrometers an die Stoßkammer verbunden sind, und demzufolge zeigen die von den verschiedenen Autoren angegebenen Werte starke Diskrepanzen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die genannten Prozesse bei Stoßenergien zwischen etwa 3 und 200 eV. Hierzu wird eine Anordnung mit einer Stoßkammer ohne Massenspektrometer verwendet, die gerade daher recht verlässliche Wirkungsquerschnitte zu messen gestatten sollte.

Apparatives

Die benutzte Anordnung ist ausführlich in einer vorangehenden Arbeit beschrieben⁵, in der über die dort durchgeführten Messungen an Edelgassystemen berichtet wird.

* Jetzt Ruhr-Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik. Sonderdruckanforderungen erbeten an Prof. Dr. H. SCHLUMBOHM, Institut für Experimentalphysik der Universität Bochum, D-4630 Bochum, Buscheystraße.

¹ R. F. STEBBINGS, A. C. H. SMITH u. H. EHRHARDT, J. Chem. Phys. **39**, 968 [1963].

² E. GUSTAFSSON u. E. LINDHOLM, Arkiv Fysik **18**, 219 [1961].

³ W. B. MAIER II, J. Chem. Phys. **41**, 2174 [1964].

⁴ E. LINDHOLM, Z. Naturforsch. **9 a**, 535 [1954].

⁵ H. SCHLUMBOHM, Z. Naturforsch. **24 a**, 1716 [1969].



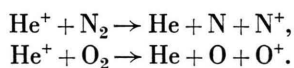
Es wurde zu den Messungen ein monoenergetischer Strahl unangeregter Edelgasionen in eine zylindrische, mit dem Target-Gas gefüllte Stoßkammer geschickt. In der Stoßkammer sind konzentrisch um den Ionenstrahl zwei Gitter angebracht⁶. Durch geeignete Wahl der Potentiale der Gitter und des Mantels der Kammer ist eine Abtrennung der langsamen sekundären von den schnelleren gestreuten primären Ionen möglich. Werden die Ladungsaustauschionen mit nicht zu hohen kinetischen Energien gebildet, ist somit eine verlässliche Messung des Wirkungsquerschnitts bis zu wenigen eV Stoßenergie möglich.

Da die bei dissoziativen Reaktionen entstehenden Ionen möglicherweise mit einer kinetischen Energie einiger eV gebildet werden, wurde die Sammlungeigenschaft der benutzten Kammer in Abhängigkeit von den Potentialen für diese Prozesse experimentell genauer untersucht. Es zeigte sich, daß auch bei hohen Gegenspannungen der Mantelelektrode (oberhalb etwa 10 V) die Werte des Wirkungsquerschnitts nur um 20 bis 30% höher lagen als bei wenigen Volt. Die höheren Werte enthalten vermutlich einen Anteil der elastisch gestreuten primären Ionen. Die angegebenen Meßwerte sollten demnach höchstens innerhalb maximal $\pm 30\%$ unsicher sein. Sollten bei diesen dissoziativen Reaktionen die sekundären Ionen bevorzugt in Richtung der primären Ionen gebildet werden, könnten die ermittelten Wirkungsquerschnitte zu niedrig sein. Siehe hierzu den Vergleich der eigenen Messung am System $\text{Ne}^+ + \text{N}_2$ mit der Messung³ auf Seite 1723.

Ergebnisse der Messungen und Diskussion

He^+ auf N_2 und O_2

Nach Messungen mit Massenanalyse¹ erfolgt bei diesen Systemen der Ladungsaustausch überwiegend dissoziativ gemäß



Die Tab. 1 gibt (in der 4. Spalte) auch Werte für die Bildung von N_2^+ und O_2^+ und zeigt, daß diese niedrig sind.

Die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitte σ sind in Abb. 1 und 2 als $\sqrt{\sigma}$ gegen $\ln E$ aufgetragen. Beide Diagramme zeigen zwei Geradenstücke mit unterschiedlichen Neigungen.

Für diese Reaktionen liegen Wirkungsquerschnitte vor, die kürzlich nach dem gleichen Meßverfahren ermittelt wurden^{6b}. Diese liegen für N_2 höher. Für O_2 liegen sie bei mittleren Stoßenergien ebenfalls

	eigene Messung	σ^{6b}	σ^7	σ
$\text{He}^+ + \text{N}_2$	4,7	9,6	5,3	N^+ : 1,4 N_2^+ : 0,25 ²
$\text{He}^+ + \text{O}_2$	4,8	$\approx 4,0$	—	O^+ : 13,2 O_2^+ : $\approx 0,2^1$

Tab. 1. Werte des Wirkungsquerschnitts für dissoziativen Ladungsaustausch von He^+ mit N_2 und O_2 . Die Angaben beziehen sich auf 200 eV (Lab.) Stoßenergie, nur die Werte für N^+ , N_2^+ der letzten Spalte auf 150 eV (Lab.). Alle Angaben in 10^{-16} cm^2 .

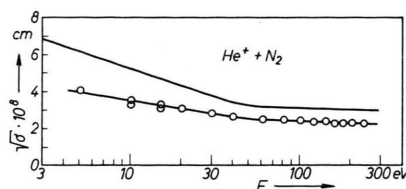


Abb. 1. Wirkungsquerschnitt σ für Ladungsaustausch $\text{He}^+ + \text{N}_2$, aufgetragen als $\sqrt{\sigma}$ logarithmisch gegen die Stoßenergie E (Lab.) des He^+ . $\circ \circ \circ$ eigene Werte, — Messungen aus^{6b}.

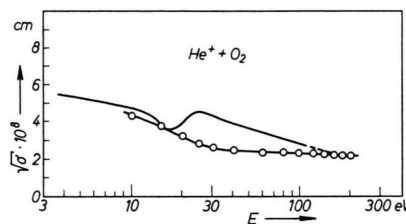


Abb. 2. Wirkungsquerschnitt σ für Ladungsaustausch $\text{He}^+ + \text{O}_2$, aufgetragen als $\sqrt{\sigma}$ logarithmisch gegen die Stoßenergie E (Lab.) des He^+ . $\circ \circ \circ$ eigene Werte, — Messungen aus^{6b}.

höher und zeigen eine zwischen 10 und 30 eV liegende Struktur, die in der vorliegenden Arbeit nicht gefunden wurde.

In der Tab. 1 sind die Wirkungsquerschnitte verschiedener Autoren für 200 eV bzw. 150 eV Stoßenergie zusammengestellt. Für N_2 besteht gute Übereinstimmung zwischen dem eigenen Wert und einer alten Messung⁷, die ebenfalls ein Sammelverfahren für langsame Ionen benutzt. Für O_2 stimmt der eigene Wert mit dem geringfügig längs der Energieskala extrapolierten Wert nach^{6b} überein. Die für N_2 zu^{6b} bestehende Diskrepanz ist überraschend, zumal nicht nur für O_2 sondern nach⁵ auch für Ar mit^{6b} Übereinstimmung vorhanden ist. Die mit massenspektrometrischen Anordnungen durchgeführten Messungen der 4. Spalte weichen von den anderen Werten ab.

⁶ Eine ähnliche Anordnung wurde von P. MAHADEVAN u. G. D. MAGNUSON benutzt: a) V. Intern. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Leningrad 1967; b) Phys. Rev. **171**, 103 [1968].

⁷ F. WOLF, Ann. Phys. **30**, 313 [1937].

Berechnet man die Energiebilanz für die N_2 -Reaktion aus $\Delta E = I(\text{He}) - [D(N_2) + I(N)]$, erhält man $\Delta E = 0,29 \text{ eV}$. Der Prozeß ist demnach schwach exotherm. [$I(\text{He}) = 24,58 \text{ eV}$ ⁸, $D(N_2) = 9,75 \text{ eV}$ ⁹, $I(N) = 14,54 \text{ eV}$ ⁸.] Im Potentialkurvenschema des N_2 ¹⁰ läßt sich die vorliegende Reaktion nach dem Franck-Condon-Prinzip deuten: Die bei der Neutralisation des He^+ freiwerdende Energie von $24,58 \text{ eV}$ zusammen mit der Wegnahme eines Elektrons vom N_2 erlaubt einen vertikalen Übergang vom Grundzustand $X^1\Sigma_g^+$ des N_2 in den Schwingungszustand $v=4$ des $C^2\Sigma_u^+$ -Niveaus von N_2^+ . Durch Prädissoziation muß dann der Übergang in $N(^4S^o) + N(^3P)$ erfolgen, wobei die überschüssigen $0,3 \text{ eV}$ in kinetische Energie der Dissoziationsprodukte übergeführt werden.

Die O_2 -Reaktion ist dagegen um $\Delta E = 5,89 \text{ eV}$ exotherm, sofern nach dem Stoß die Partner in ihren Grundzuständen sind. ($D(O_2) = 5,08 \text{ eV}$ ⁹, $I(O) = 13,61 \text{ eV}$ ⁸.) Bei Anwendung des Franck-Condon-Prinzips beginnt die Reaktion im Potentialkurvenschema¹⁰ mit einem vertikalen Übergang um $24,58 \text{ eV}$ vom Grundzustand $X^3\Sigma_g^-$ des O_2 nach $v=0$ des $c^4\Sigma_u^-$ -Zustandes des O_2^+ .

Anschließend kann dann Prädissoziation in $O(^3P) + O(^2D^o)$ oder $O(^1D) + O(^4S^o)$ erfolgen, wobei $2,56$ bzw. $3,86 \text{ eV}$ in kinetische Energie übergehen, die Differenz zu $\Delta E = 5,89 \text{ eV}$ bleibt als elektronische Anregung zurück. Die Dissoziation in die Grundzustände ist verboten, falls die üblichen Auswahlregeln hier Gültigkeit haben.

Ne^+ auf N_2 , O_2 und CO_2

Die für diese Systeme gemessenen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 3 bis 5 aufgetragen. Während für O_2 und CO_2 bis zu den niedrigsten erreichten Stoßenergien von 3 eV die Wirkungsquerschnitte konstant bleiben, fallen die für N_2 erhaltenen Werte bei Stoßenergien unterhalb 30 eV stark ab und sind unterhalb 5 eV nicht mehr meßbar.

$Ne^+ + N_2$

Beim System $Ne^+ + N_2$ findet ebenfalls dissoziativer Ladungsaustausch $Ne^+ + N_2 \rightarrow Ne + N + N^+$ statt. Dies wurde für Energien unterhalb 25 eV in³ und

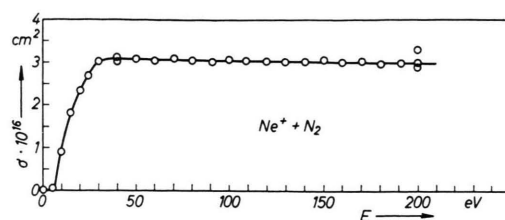


Abb. 3. Wirkungsquerschnitt σ für Ladungsaustausch $Ne^+ + N_2$, aufgetragen gegen die Stoßenergie E (Lab.) des Ne^+ .

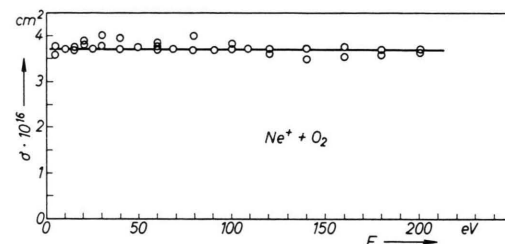


Abb. 4. Wirkungsquerschnitt σ für Ladungsaustausch $Ne^+ + O_2$, aufgetragen gegen die Stoßenergie E (Lab.) des Ne^+ .

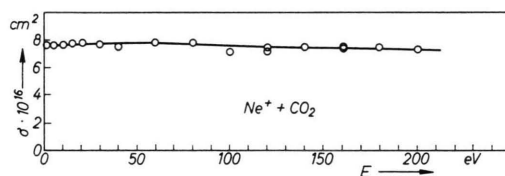


Abb. 5. Wirkungsquerschnitt σ für Ladungsaustausch $Ne^+ + CO_2$, aufgetragen gegen die Stoßenergie E (Lab.) des Ne^+ .

für höhere Energien in² ermittelt. Die Werte für die Bildung des Molekülions N_2^+ sind für 150 eV Stoßenergie ebenfalls in² angegeben und die 3. Spalte der Tab. 2 zeigt, daß sie klein gegenüber dem dissoziativen Prozeß sind.

Die in der Tab. 2 zusammengestellten Werte des Wirkungsquerschnitts zeigen, daß gute Übereinstimmung mit⁷ vorhanden ist und wiederum eine erhebliche Diskrepanz zu der alten Messung² mit Massenanalyse. Die neue mit Massenanalyse durchgeführte Messung bis zu 25 eV Stoßenergie³ gibt bei 25 eV

	σ	σ^7	σ_N^{+2}	$\sigma_{N_2}^{+3}$
$Ne^+ + N_2$	3,0	2,47	0,3	0,08
Stoßenergie	200 eV	200 eV	150 eV	

Tab. 2. Messungen am System $Ne^+ + N_2$. σ in 10^{-16} cm^2 .

⁸ CH. MOORE, Atomic Energy Levels, Vol. I, National Bureau of Standards, Washington D.C. 1949.

⁹ G. HERZBERG, Molecular Spectra and Molecular Structure, Vol. I, Spectra of Diatomic Molecules, Van Nostrand Co., Inc., New York 1955.

¹⁰ F. R. GILMORE, J. Quant. Spectr. Radiative Transfer **5**, 369 [1965].

$\sigma = 1,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ und einen Korrekturfaktor von 2 bis 3, so daß hierzu ebenfalls Übereinstimmung besteht.

Die Bilanz der inneren Energie dieser Reaktion zeigt, daß sie um $\Delta E = -2,73 \text{ eV}$ endotherm ist [$I(\text{Ne}(\text{P}_{1/2})) = 21,56 \text{ eV}$ ⁸, $I(\text{N}) = 14,54 \text{ eV}$ ⁸ und $D(\text{N}_2) = 9,75 \text{ eV}$ ⁹]. Hieraus berechnet sich für den Einsatz der Reaktion eine Mindeststoßenergie mittels $E_{k, \min} = |\Delta E| \cdot (m_{\text{N}_2} + m_{\text{Ne}}) / m_{\text{N}_2}$ zu $E_{k, \min} = 4,68 \text{ eV}$. Die Abb. 3 zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt bei einer Schwellenenergie einsetzt, die mit der berechneten Mindeststoßenergie $E_{k, \min}$ übereinstimmt. Zum Einsatz der Reaktion ist demnach also nur erforderlich, daß das Defizit der inneren Energie aus der kinetischen Energie gerade gedeckt werden kann.

Der in ³ gemessene $\sigma(E)$ -Verlauf setzt bei der gleichen Energieschwelle wie Abb. 3 ein, unterscheidet sich von Abb. 3 jedoch darin, daß der Anstieg auf den konstanten Wert innerhalb der ersten 10 eV oberhalb der Schwelle abläuft, während er bei Abb. 3 sich über etwa 30 eV erstreckt. Diese unterschiedlich schnellen Anstiege oberhalb der Schwelle lassen sich daraus verstehen, daß offenbar jede der verwendeten Meßanordnungen bestimmte Verfälschungen im σ -Verlauf verursacht: Unmittelbar oberhalb der Schwelle entstehen die N^+ -Ionen parallel zum primären Ionenstrahl, da an der Schwelle die gesamte relative kinetische Energie zum Ablauf der Reaktion benötigt wird und folglich die Relativgeschwindigkeiten der Partner sehr klein sind. Während nun der Winkelbereich um den Primärstrahl von der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Anordnung kaum erfaßt wird, erfaßt ihn die in ³ benutzte Anordnung vollständig. Daher dürfte der dort gemessene Anstieg den Verlauf richtig wiedergeben. — Bei etwas höheren Energien können die N^+ -Ionen zunehmend unter größeren Winkeln gebildet werden. Daher werden vermutlich in ³ hier nicht mehr alle Ionen erfaßt und es sollte der in der vorliegenden Arbeit für diesen Bereich bestimmte Verlauf $\sigma(E)$ zuverlässig wiedergeben.

Die Deutung dieser Reaktion nach dem Franck-Condon-Prinzip ist wegen der erforderlichen Übertragung eines Teiles der kinetischen in innere Energie problematisch. Versuchsweise kann man sich den Ablauf so vorstellen, daß durch den Stoß zuerst ein hohes Schwingungsniveau ($v \cong 10$) des Grundzustandes des N_2 angeregt wird und anschließend ein vertikaler Übergang um 21,56 eV mit direkter Dissoziation in N und N^+ erfolgt.

Ne^+ auf O_2 und CO_2

Die für diese Stoßpartner gemessenen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 4 und 5 wiedergegeben. Bis zur unteren Meßgrenze von 3 eV haben die Wirkungsquerschnitte konstante Werte und zeigen kein Schwellenverhalten wie N_2 in Abb. 3. Dies wird daraus verständlich, daß die vorliegenden Reaktionen exotherm sind.

Für die O_2 -Reaktion liegt keine massenspektrometrische Untersuchung vor. Nach den Potentialkurven von O_2 und O_2^+ ¹⁰ ist es jedoch naheliegend anzunehmen, daß sie ebenfalls dissoziativ in O^+ und O erfolgt. Hierbei werden $\Delta E = 2,87 \text{ eV}$ in kinetische Energie übergeführt, sofern nach dem Stoß keine Anregungen auftreten. Nach den Potentialkurven ist ebenfalls die Dissoziation in $\text{O}(^1\text{D}) + \text{O}^+(^4\text{S}^\circ)$ möglich, wobei wegen der Anregung des O-Atoms nur noch etwa 0,85 eV in kinetische Energie überführt werden.

Für CO_2 als Target-Molekül hat eine bei 500 eV Stoßenergie des Ne^+ durchgeführte massenspektrometrische Untersuchung⁴ gezeigt, daß zu 50% CO^+ , zu 25% C^+ und zu je 12,5% CO_2^+ und O^+ gebildet werden. Die CO_2^+ , CO^+ und O^+ liefernden Kanäle sind um 7,7, 1,0 und 1,2 eV exotherm, der C^+ liefernde Kanal ist um 5,1 eV endotherm. Da im Wirkungsquerschnitt der Abb. 5 weder eine Schwelle noch eine Struktur beobachtet wird, kann C^+ im untersuchten Energiebereich bis 200 eV nur in geringem Anteil gebildet werden.

Betrachtet man die Messungen von Ne^+ mit N_2 , O_2 und CO_2 zusammen, bleibt als charakteristisches Ergebnis bei den exothermen Prozessen die Konstanz der Wirkungsquerschnitte über den gesamten Energiebereich von 3 bis 200 eV und die Konstanz oberhalb des Schwellenbereiches bei dem endothermen N_2 -Prozeß. Die Wirkungsquerschnitte liegen bei einigen 10^{-16} cm^2 und es ist bemerkenswert, daß der der endothermen Reaktion ebenfalls die gleiche Höhe erreicht.

Messungen der optischen Anregung¹¹ haben gezeigt, daß bei den beobachteten Ladungsaustauschprozessen aus der Stoßkammer Strahlung emittiert wird, die bei N_2 und O_2 als Target-Moleküle von Anregungszuständen der Molekülionen N_2^+ und O_2^+ herrührt und bei CO_2 von CO_2^+ und CO^+ . Durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte läßt sich abschätzen, mit welchen Anteilen vom Gesamtladungsaustausch die Molekülionen gebildet werden, wenn man versuchsweise annimmt, daß die

¹¹ H. SCHLUMBOHM, Z. Naturforsch. **23 a**, 1386 [1968].

Reaktionskanäle, die die Molekülionen liefern, diese stets in angeregten Zuständen erzeugen. Man erhält für Stoßenergien des Ne^+ zwischen 100 und 200 eV etwa 5% N_2^+ , 4 bis 6% O_2^+ und 8% CO_2^+ . Als Vergleichswerte lassen sich aus den massenspektrometrischen Untersuchungen 3% N_2^+ nach ² bei 150 eV und 12,5%

CO_2^+ nach ⁴ bei 500 eV anführen. Weitere Messungen sind zur Bestimmung genauer Werte erforderlich.

Herrn Professor Dr. H. RAETHER danke ich für die Überlassung von Institutsmitteln zur Durchführung dieser Untersuchung.

Light Emission in the VUV by Dissociative Excitation of CH_4 with Low-Energy Electrons

W. SROKA

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1724—1727 [1969]; received 20 July 1969)

By bombardment of methane with low-energy electrons (0–400 eV) the molecule is dissociated in a single collision into excited C and H atoms or into excited H atoms and a free radical. The excited atoms emit a radiation in the vuv (900 Å–1700 Å). The appearance potentials and excitation functions are measured. Approximate values of the cross sections are given. The excitation cross section for the CII-Lines are extremely small ($\sigma \leq 10^{-21} \text{ cm}^2$), whereas those for the H and CI-lines are of the order of 10^{-19} – 10^{-18} cm^2 at 150 eV.

At this time very little is known about the production of excited atoms by low-energy bombardment of methane. In a recent work¹ the production of hydrogen radiation by $\text{e}^- - \text{CH}_4$ collisions has been reported. But that work is concerned with high energy collisions (some keV). The excitation of the Balmer series and of $\text{Ly } \alpha$ has been studied in detail. Only few information was given about the excitation of $\text{Ly } \beta$.

This work reports on dissociative excitation processes in methane by low-energy electrons (0–440 eV). The excitation functions and appearance potentials of $\text{Ly } \alpha$, $\text{Ly } \beta$, $\text{Ly } \gamma$, $\text{Ly } \delta$ and of some carbon multiplets in the vuv have been measured. Furthermore the pressure and current dependencies of the excitation processes have been determined. The absolute cross sections are evaluated approximately.

Apparatus

An electron beam of variable energy (0–450 eV) and variable current (0–200 μA) passes the collision cell through pressure stages. A magnetic field (100 to 400 gauss) confines the beam. The pressure within the cell (10^{-5} – 10^{-2} Torr) is measured with a capacitance

manometer (MKS Baratron). In order to keep the electrodes clean the electron gun is held at a temperature of 200 °C. The light emitted in the collision process is observed with a vacuum monochromator at right angles to the electron beam. In the wavelengths region below 1200 Å a Bendix multiplier (M 306) was used as radiation detector, whereas a sealed multiplier (EMI 9502 S) covered with sodium salicylate was used for longer wavelengths. The latter one is less sensitive than the Bendix multiplier and it registers scattered light from the visible and near uv.

The energy scale of the electron beam is calibrated by measuring the appearance potential of the He-line at 584 Å. In order to determine the absolute values of the cross sections the excitation function of the He-line at 584 Å was measured and corrected for radiation imprisonment. The excitation function of He 584 Å which is sufficiently known² is compared with the excitation function whose absolute value is to be determined. Furthermore the variation of the reflectance of the grating and the quantum yield of the multiplier cathode have to be taken into account. In the wavelengths region above 1100 Å our method only gives the order of magnitude of the absolute intensity, but it should be better in the region from 1000 Å to 600 Å. Especially the error of the intensity ratio of neighbored lines is low (20–30% for $\Delta\lambda < 200 \text{ Å}$). A detailed description of the apparatus and the procedure of the measurement is given in ³.

Reprint requests to Dr. W. SROKA, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg, D-2000 Hamburg 36, Jungiusstraße 11.

¹ D. A. VROOM and F. J. DE HEER, J. Chem. Phys. **50**, 573 [1969].

² J. D. JOBE and R. M. ST. JOHN, Phys. Rev. **164**, 117 [1967].
— A. H. GABRIEL and D. W. O. HEDDLE, Proc. Roy. Soc. London **A 258**, 124 [1960].

³ W. SROKA, Z. Naturforsch. **23 a**, 2004 [1968].