

Bestimmung von Streuquerschnitten für thermische Elektronen aus der Linienform von ECR-Signalen

E. Schultes, R. Schumacher und R. N. Schindler

Institut für Physikalische Chemie der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, Jülich

Herrn Prof. Dr. W. Groth zum 70. Geburtstag gewidmet

(Z. Naturforsch. **29 a**, 239–244 [1974]; eingegangen am 3. September 1973)

Determination of the Scattering Cross Section for Thermal Electrons from the Line Shape of ECR-Signals

Changes of line width and line shape of electron cyclotron resonance (ecr) signals are measured as function of the pressure of neutral gases. The results are discussed in terms of an analysis for the absorption of microwave power by electrons given by Fehsenfeld et al. Good agreement is found for σ -values as obtained in ecr and drift tube measurements.

Untersuchungen zum Transport von Elektronen durch gasförmige Medien sind von generellem Interesse in einer Reihe von praxisbetonten Gebieten wie der Strahlendosimetrie, Plasmaphysik, im Gebiet der Gaselektronik, der Physik der oberen Atmosphäre u. a. m. Besondere Bedeutung besitzen dabei Studien von Stoßvorgängen im niederen Energiebereich, in dem die kinetische Energie der Elektronen geringer ist als das erste elektronische Anregungspotential des umgebenden Mediums¹. Es soll in diesem Beitrag gezeigt werden, daß die Anwendung einer von Fehsenfeld et al.² entwickelten Deutung der Elektronenzyklotronresonanz (ECR) eine attraktive Möglichkeit bietet, Stoßquerschnitte für die Wechselwirkung zwischen thermischen Elektronen und Neutralteilchen aus ECR-Signalen experimentell zu ermitteln.

Zyklotronresonanz freier Elektronen in einem äußeren Magnetfeld H tritt auf, wenn die geladenen Teilchen einem elektrischen Wechselfeld der Kreisfrequenz ω_0 ausgesetzt werden und die Beziehung erfüllt ist:

$$\omega_z = (e/m_e c) H. \quad (1)$$

Nähert sich ω_0 der Zyklotronfrequenz ω_z , so verhält sich ein solches System wie ein Oszillator, der in Resonanz kommt und aus dem äußeren elektrischen Wechselfeld Energie absorbiert. Aus der Analyse der Zyklotronresonanzsignale hinsichtlich Linienform und Linienbreite lassen sich Wirkungsquerschnitte sowohl für elastische und inelastische Streuvorgänge² als auch für den Elektroneneinfang³ ermitteln. Der vorliegende Beitrag befaßt sich nur mit der Bestimmung von Streuquerschnitten. Zur Ermittlung von Einfangquerschnitten mit dieser Technik wird auf andere Arbeiten verwiesen³⁻⁶.

Experimentelles

Alle Messungen wurden mit einem Varian-ESR-Spektrometer mit zylindrischem Resonator durchgeführt. Die Elektronen wurden durch Photoionisation von Methylamin oder Stickoxyd in verschiedenen Trägergasen wie Argon, Helium, Stickstoff und Wasserstoff erzeugt. Das Mikrowellensystem des Spektrometers war so modifiziert, daß im Resonator mit Leistungen $< 0,01 \mu\text{W}$ gearbeitet werden konnte. Das Gerät war mit einem Integrator⁷ versehen, so daß die gleichzeitige Registrierung von Absorptions- und Derivationssignalen möglich war. In Abb. 1 sind solche Kurven wiedergegeben. Die charakteristischen Signalparameter ΔH_{pp} und ΔH_{ab} sind eingezeichnet. Details zum experimentellen Aufbau sind an anderer Stelle beschrieben worden³.

Das ECR-Signal

Die gemessenen Signale geben die im Resonator absorbierte Leistung P_{abs} als Funktion der Magnetfeldstärke H wieder:

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \omega_0 \int \chi'' E_w^2 dV_R. \quad (2)$$

Dabei ist ω_0 die Mikrowellenfrequenz, χ'' die elektrische Suszeptibilität des Mediums, E_w der Betrag des elektrischen Mikrowellenfeldes $E_0 \cos \omega_0 t$ senkrecht zum äußeren statischen Magnetfeld H und V_R das Resonatorvolumen.

Für ein schwach ionisiertes Gas bei Raumtemperatur kann der Realteil der Suszeptibilität aus der linearisierten Boltzmann-Transportgleichung gewonnen werden⁸:

$$\chi'' = \frac{2[N_e]e^2}{3m_e\omega_0} \int_0^\infty f \frac{\partial}{\partial u} \left[\left(\frac{v_c}{v_c^2 + (\omega_0 + \omega_z)^2} + \frac{v_c}{v_c^2 + (\omega_0 - \omega_z)^2} \right) u^{3/2} \right] du. \quad (3)$$



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 digitalized 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.

$[N_e]$ ist hierbei die Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit, u die Elektronenenergie und f der normierte kugelsymmetrische Anteil der Elektronenenergieverteilung mit

$$\int_0^\infty f u^{3/2} du = \langle u \rangle. \quad (4)$$

Die Stoßfrequenz ν_c für Impulsübertragung zwischen Elektronen und Neutralteilchen ist eine Funktion der Elektronenenergie u und ist definiert durch

$$\nu_c = v/\lambda = \sum_i [N]_i \cdot \sigma_i \sqrt{2u/m} \quad (5)$$

Hierin bedeuten v die Geschwindigkeit der Elektronen, λ deren freie Weglänge, $[N]_i$ die Konzentration der streuenden Teilchen und σ_i deren Streuquerschnitt. Die Ermittlung von σ -Werten ergibt sich aus der Analyse der gemessenen ECR-Signale mit Hilfe von Gleichung (3).

Die Linienform von ECR-Signalen

Zyklotronresonanzsignale werden entweder durch die Halbwertsbreite ΔH_{ab} des Absorptionssignals oder durch den Spitze-Spitze-Abstand ΔH_{pp} des Derivationsignals beschrieben (vgl. Abbildung 1). Beziehungen zwischen diesen Linienbreiten und

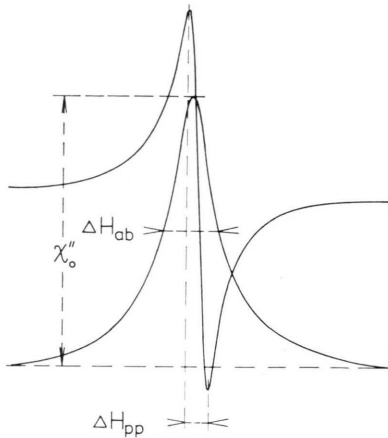


Abb. 1 Derivations- und Integrationskurve eines ECR-Signals.

Querschnitten für den Stoß von Elektron mit Neutralteilchen ergeben sich direkt als Lösungen von Gleichung (3). Ist die Stoßfrequenz energieunabhängig, resultiert für die Linienform des ECR-Signals eine Lorentz-Kurve, charakterisiert durch $\Delta H_{ab}/\Delta H_{pp} = \sqrt{3}$. Für diese Linienform sind in der Literatur einfache Ausdrücke zur Berechnung des

Stoßquerschnittes aus Linienbreiten angegeben worden⁹.

Unter der Annahme einer energieunabhängigen Stoßfrequenz ν_c erhält man jedoch für die meisten Gase erhebliche Unterschiede zwischen berechneten und gemessenen Werten¹⁰. Mithin erscheint die obige Annahme, daß der Stoßquerschnitt in engen Grenzen als unabhängig von der kinetischen Energie der Elektronen angesehen werden kann, als nicht realistisch. Für den realen Fall einer energieabhängigen Stoßfrequenz ist Gl. (3) nicht mehr geschlossen lösbar. Unter der Einschränkung, daß die Elektronen eine bekannte Geschwindigkeitsverteilung besitzen und die Stoßfrequenz im diskutierten Bereich durch eine einfache Beziehung der Art

$$\nu_c \sim u^n \quad (6)$$

beschrieben werden kann, haben Fehsenfeld *et al.*^{2,11} numerische Lösungen von (3) angegeben. Diese Approximationen erlauben es, die Linienform von Zyklotronresonanzsignalen für verschiedene Werte von n und damit Konversionsfaktoren zur Berech-

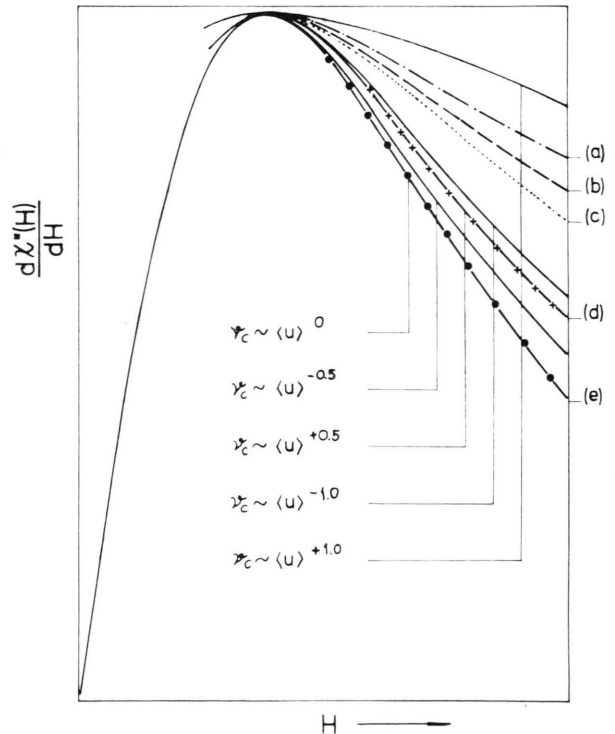


Abb. 2. Berechnete (durchgezogene) und experimentelle [(a) – (e)] Linienformen für ECR-Signale. Versuchsbedingungen: (a) Argon: 50 Torr, Donator: CH_3NH_2 . (b) Argon: 3,5 Torr, Donator: NO. (c) wie (b) bei Zusatz von O_2 . (d) Stickstoff: 3,5 Torr, Donator: CH_3NH_2 . (e) wie (b), jedoch $\langle u \rangle = 0,15$ eV.

nung von Stoßquerschnitten σ aus der Linienbreite zu ermitteln. Für $n=0$ erhält man die oben genannte Lorentz-Kurve.

In Abb. 2 ist eine Schar von Derivationssignalen, für verschiedene Werte von n , wie sie von Fehsenfeld et al.² berechnet wurden, mit experimentellen Kurven verglichen, die mit der vorliegenden Anordnung gemessen wurden. Alle Kurven sind auf gleiche Lage des Maximums normiert. Man erkennt gut, daß die Flanken der berechneten Kurven mit zunehmenden Exponenten n flacher werden, und zwar bei positiven Werten in stärkerem Maße als bei negativen Exponenten. Kurve (a) zeigt eine experimentelle Linienform des ECR-Signals in 50 Torr Argon bei Zusatz von Methylamin als Elektronendonator. Die gestrichelte Linie (b) stellt ein ECR-Signal in Argon bei 3,5 Torr dar. Als Elektronendonator diente hier Stickoxyd mit einer relativen Konzentration von etwa 10^{-3} . Die eingestrichelte Linie (c) in Abb. 2 zeigt ein ECR-Signal in Argon bei Zusatz von 2×10^{15} Molekülen Sauerstoff pro cm^3 . Die Linienform aus Messungen in Stickstoff als Trägergas bei einem Gesamtdruck von 3,5 Torr mit Methylamin als Donator fallen praktisch mit den berechneten Kurven für $n = +0,5$ zusammen (d). Lorentz-Charakter (e) besitzen ECR-Signale in Argon bei Mikrowellenleistungen um $7,5 \mu\text{W}^{1/2}$ entsprechend einer mittleren Elektronenenergie von $0,15 \text{ eV}^*$.

Trägt man die Abweichung der von Fehsenfeld berechneten Kurvenverläufe von der Lorentz-Kurve für ein konstantes Magnetfeld, hier willkürlich $H = H_0 \pm 1,25 \Delta H_{pp}$, als Funktion des Exponenten n auf, so ergibt sich die in Abb. 3 gezeigte Abhängigkeit. Die experimentell ermittelten Linienbreiten sind als Punkte (a) bis (e) in dieser Kurve eingetragen. Obwohl ein solcher Vergleich der Linienform unter den gegebenen Bedingungen mit großen

* Die Energieabhängigkeit der Stoßfrequenz ν_c in Argon ist hauptsächlich durch das Ramsauer Minimum in diesem Gas bei ca. $0,15 \text{ eV}$ bestimmt. Für $u > 0,15 \text{ eV}$ wird n positive Werte annehmen, für $u < 0,15 \text{ eV}$ wird n dagegen negativ. Nur im Bereich des Minimums kann u in engen Grenzen als energieunabhängig betrachtet werden, und die ECR-Kurven nehmen Lorentz-Charakter an.

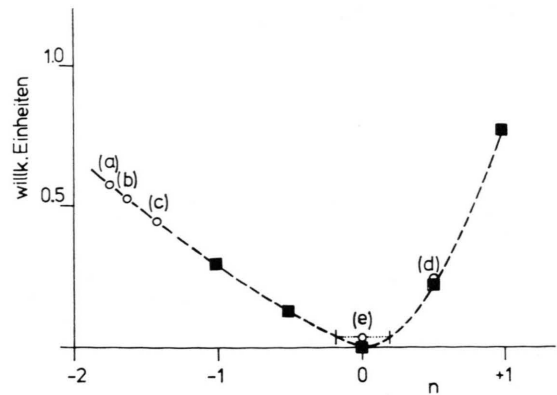


Abb. 3. Abweichung der Linienform der ECR-Signale von einer Lorentz-Kurve als Funktion des Exponenten n . Die Punkte (a) – (e) geben experimentelle Meßwerte wieder (s. Abbildung 2). Mit ■ sind die von Fehsenfeld berechneten Signalförmigkeiten gekennzeichnet.

experimentellen Fehlern behaftet sein kann, erlaubt diese Darstellung bereits eine grobe Abschätzung des Exponenten n .

Ein wesentlich genaueres Verfahren zur Charakterisierung von Linienformen beruht auf dem Vergleich der Halbwertsbreiten von Derivationssignal und Absorptionssignal. Die zu erwartende Änderung des Quotienten $\Delta H_{ab}/\Delta H_{pp}$ als Funktion des Exponenten n ist in Abb. 4 wiedergegeben. Der Kurvenzug ergibt sich aus den von Fehsenfeld et al.² gegebenen Rechnungen. Der Abszissenwert $n = 0$ entspricht einer Lorentz-Kurve. Wiederum bezeichnen die Punkte (a) – (e) die in Abb. 2 genannten Meßwerte. Zusätzlich ist in Abb. 4 das Verhältnis der Halbwertsbreiten aus Messungen in He und in H_2 eingetragen (f).

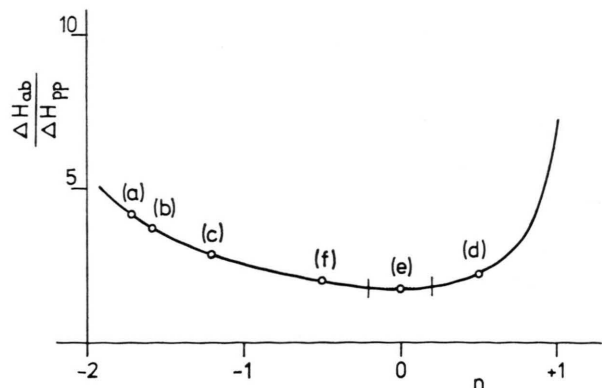


Abb. 4. Verhältnis der ECR-Signalbreiten als Funktion des Exponenten n . Erläuterungen s. Abb. 2 und Text.

Aus dieser Darstellung ergibt sich als Exponent n für Messungen in Argon, je nach Experimentierbedingungen, ein Wert zwischen $-1,5$ und $-1,8$. Dieser Wert steht in sehr guter Übereinstimmung mit Messungen von Frost und Phelps¹², deren Ergebnisse sich durch $n = -1,5$ gut annähern lassen. Die Werte für N_2 , H_2 und He in unserer Messung sind nicht mit Literaturwerten zu vergleichen. Sie gelten lediglich für die vorliegenden experimentellen Bedingungen. Linienform und -breite werden hier im wesentlichen durch den Donatorzusatz Methylamin bestimmt, der für das jeweilige Experiment charakteristisch war. Jedoch ist die Ermittlung des Exponenten n notwendige Voraussetzung zur Berechnung von Stoßquerschnitten aus Messungen der Druckabhängigkeit.

Bestimmung von Stoßquerschnitten

Die experimentell ermittelten Linienbreiten ΔH_{pp} als Funktion des Gasdruckes p für Argon, Helium, Wasserstoff und Stickstoff sind in Abb. 5 wiedergegeben. Aus der Steigung der Geraden können die Druckverbreiterungskoeffizienten $\Delta H_{pp}/p$ entnommen werden.

Aus Gl. (3) ergibt sich unter der Voraussetzung einer energieunabhängigen Stoßfrequenz:

$$\omega_0 - \omega_z \gg \nu_c = \text{const}, \quad (7)$$

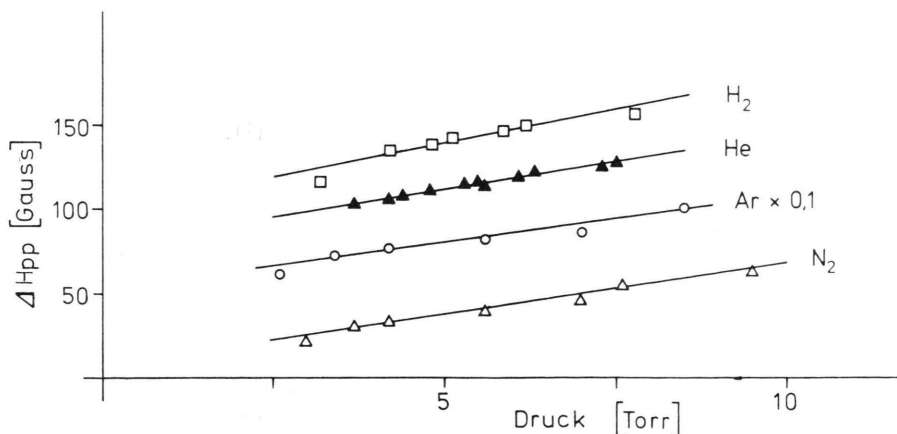


Abb. 5. Änderung der ECR-Linienbreite als Funktion des Trägergasdruckes.

****** Die im Ausdruck (8) eingeführte Größe $K(n)$ ergibt sich in der Nomenklatur von Fehsenfeld zu:

$$K(n) = Z_d \langle \nu \rangle / \langle \nu \rangle_{hf},$$

wobei die Größen Z_d und $\langle \nu \rangle / \langle \nu \rangle_{hf}$ als Funktion der Geschwindigkeit angegeben sind. Der Exponent n der vorlie-

d. h. für $n=0$ die folgende Beziehung zwischen Halbwertsbreite ΔH_{pp} und dem Stoßquerschnitt σ mit $K(n) = \sqrt{3}$

$$\langle \sigma \rangle = \frac{e}{2 m_e c} \left(\frac{m_e}{2 k T} \right)^{1/2} K(n) \frac{\Delta H_{pp}}{[N]}. \quad (8)$$

Ist die Stoßfrequenz jedoch energieabhängig, so ändert sich die Linienform in der oben skizzierten Weise, d. h. für $n \neq 0$ wird $K(n) \neq \sqrt{3}$. Für diesen Fall sind von Fehsenfeld dimensionslose Korrekturfaktoren für drei verschiedene Energieverteilungen der Elektronen berechnet und tabelliert worden². Somit wird eine Bestimmung der Stoßquerschnitte $\langle \sigma \rangle$ aus gemessenen Zyklotronlinienbreiten für einen weiten Bereich von Experimentierbedingungen möglich, unter denen ECR-Messungen ausgeführt werden ******.

Mit Hilfe von Gl. (8) unter Berücksichtigung der aus Abb. 4 entnommenen Exponenten n für die unterschiedlichen Versuchsbedingungen ergeben sich die in Tab. 1 aufgeführten mittleren Streuquerschnitte $\langle \sigma_T \rangle_{295^\circ K}$ für den Stoß mit thermischen Elektronen. Der Index T deutet an, daß hier „totale“ Querschnitte aufgeführt werden, die neben dem Anteil für Impulsübertragung auch Beiträge aus inelastischen Vorgängen wie Rotations- und Vibrationsanregung, induzierte Momente etc. beinhalten. Die Werte gelten für Elektronen mit einer Maxwell-Verteilung bei $295^\circ K$. Die Ergebnisse der vorlie-

genden Untersuchung entspricht somit dem Betrag $2n$ bei Fehsenfeld.

Für Gase mit Ramsauer Minimum ist die Energieabhängigkeit von ν_c nicht durch eine einfache Potenzfunktion beschreibbar. Für Argon wurde deshalb die Energieabhängigkeit durch ein Polygon approximiert.

genden Messung werden in der Tabelle verglichen mit Literaturangaben (σ_T), die ebenfalls gemittelte Werte darstellen und zum Teil aus Driftgeschwindigkeitsmessungen erhalten wurden. Daneben werden Stoßquerschnitte angegeben, wie sie unter der Annahme definierter Energieverteilungen in den jeweiligen Experimenten für monoenergetische Elektronen von 0,025 eV bzw. 0,04 eV errechnet wurden.

Der aus den vorliegenden Experimenten für Argon ermittelte Streuquerschnitt stimmt innerhalb der Fehlergrenze gut mit anderen Literaturwerten überein. In einer früheren Untersuchung⁵ ist von

uns für Argon ein σ -Wert von $0,7 \text{ \AA}^2$ angegeben worden. Dieser Wert war unter Nichtberücksichtigung der energieabhängigen Stoßfrequenz erhalten worden und muß in der oben gezeigten Weise korrigiert werden. An dem von Tice *et al.*¹³ angegebenen Wert von $0,74 \text{ \AA}^2$ wird die gleiche Kritik geübt. Der von Bulewicz¹⁰ bestimmte Wert von $7,0 \text{ \AA}^2$ entstammt einer frühen ECR-Messung in Flammen und wird als zu hoch betrachtet.

Gute Übereinstimmung besteht ebenfalls für alle neueren Messungen in Helium, Wasserstoff und Stickstoff. Die Übereinstimmung für $\langle\sigma_T\rangle$ und σ_T

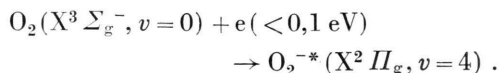
Tab. 1. Vergleich einiger ECR-spektroskopisch ermittelter Streuquerschnitte $\langle\sigma_T\rangle$ mit Literaturwerten.

Gas	$\frac{\Delta H_{pp}/p}{\left[\frac{\text{Gauss}}{\text{Torr}}\right]}$	Exponent n	Streuquerschnitte [\AA^2]			
			(a) eigene Messung $\langle\sigma_T\rangle_{295^\circ\text{K}}$	b) Literaturwerte		
				$\langle\sigma_T\rangle_{295^\circ\text{K}}$	$\sigma_T(u=0,025 \text{ eV})$	$\sigma_T(u=0,04 \text{ eV})$
Ar (a)	0,6	—	$2,8 \pm 0,3$	2,7 (b) ; 7,0 (c)		2,3 (d) ; 2,5 (e) ; 0,74 (f)
He	5,5	-0,50	$5,5 \pm 0,5$	$5,5 \pm 0,5$ (f) $6,1 \pm 0,5$ (b)	(g)	5,4 (d)
H ₂	8,2	-0,50	$8,2 \pm 0,8$	10 ± 1 (f)		8,90 (h, i) ; 8,96 (j)
O ₂	—	0,60	$3,0 \pm 0,5$	5,2 (b)	3,0 (k, l) ; 1,2–2,4 (m–p) ; 0,8–1,7 (q)	3,0 (k, l)
N ₂	6,0	0,50	$3,3 \pm 0,3$	—		3,2 (r) ; 3,82 (s) ; 4,0 (d, m) ; 5,4 (f)
CO	30 ± 10	-0,50	30 ± 10	26 (t)	3 (u)	1,9 (u) ; 5,2 (l) ; 5,6 (v)
CO ₂	—	-0,60	249 ± 25	302 (w) ; 311 (t) ; 77 (b)	104 (e)	85 (e) ; 110 (u)
N ₂ O	45,7	-0,54	$46,5 \pm 5$	56 (w) ; 81 (t)	24 (u)	31 (v)
H ₂ O	2018,5	-0,54	2319 ± 230	2360 (w) ; 2367 (t) ; 3044 (x)	1240 (u) ; 1220 (v)	840 ± 120 (u) 797 (v)
CH ₃ NH ₂	820	-0,50	816 ± 81	758 (t)	—	—
CH ₃ CN	1330	-1,00	6500 ± 650	4359 (t)	—	—

- a) siehe Fußnote ** (vorangegangene Seite).
b) F. C. Fehsenfeld, J. Chem. Phys. **39**, 1653 [1963].
c) E. M. Bulewicz, J. Chem. Phys. **36**, 385 [1962].
d) L. S. Frost u. A. V. Phelps, Phys. Rev. **127**, 1621 [1962].
e) D. R. Nelson u. F. J. Davis, J. Chem. Phys. **51**, 2322 [1969].
f) R. Tice u. D. Kivelson, J. Chem. Phys. **46**, 4743 [1967].
g) weitere Literaturwerte siehe A. Gilardini, Low Energy Electron Collisions in Gases, John Wiley-Intersci., New York 1972.
h) G. Bekefi u. S. C. Brown, Phys. Rev. **112**, 159 [1958].
i) A. G. Engelhardt u. A. V. Phelps, Phys. Rev. **131**, 2115 [1963].
j) R. W. Crompton, D. K. Gibson u. A. J. McIntosh, Austral. J. Phys. **22**, 715 [1969].
k) J. L. Pack u. A. V. Phelps, J. Chem. Phys. **44**, 1870 [1966].
l) R. D. Hake, Jr. u. A. V. Phelps, Phys. Rev. **158**, 70 [1967].
m) A. V. Phelps, O. T. Fundingsland u. S. C. Brown, Phys. Rev. **84**, 559 [1951] ; V. A. J. van Lint, E. G. Wicker u. D. L. Trueblood, General Atomic Division of General Dynamics Corp. Rept. TR 59-43, 31 [1954].
n) J. A. Carruthers, Can. J. Phys. **40**, 1528 [1962].
o) M. H. Mentzoni, Radio Sci. J. Res. **69 D**, 213 [1965].
p) G. E. Veatch, J. T. Verdeyen u. J. H. Cahn, Bull. Amer. Phys. Soc. **11**, 496 [1966].
q) D. R. Nelson u. F. J. Davis, J. Chem. Phys. **57**, 4079 [1972].
r) V. A. J. Van Lint, JEEE Trans. Nucl. Sci., NS-11, 266 [1964].
s) A. G. Engelhardt, A. V. Phelps u. C. G. Risk, Phys. Rev. **135**, A 1566 [1964].
t) L. G. Christophorou u. A. A. Christodoulides, J. Phys. B **2**, 71 [1969], Wert für C₂H₅NH₂.
u) R. Tice u. D. Kivelson, J. Chem. Phys. **46**, 4748 [1967].
v) J. L. Pack, R. E. Voshall u. A. V. Phelps, Phys. Rev. **127**, 2084 [1962].
w) K. D. Bayes, D. Kivelson u. S. C. Wong, J. Chem. Phys. **37**, 1217 [1962].
x) L. G. Christophorou u. D. Pittman, J. Phys. B **3**, 1252 [1970].

für definierte Energien besagt, daß für Wasserstoff und Stickstoff, im Gegensatz zu Sauerstoff und Kohlenmonoxid, im Bereich einer Maxwell-Verteilung für thermische Elektronen, keine inelastischen Resonanzprozesse auftreten¹⁴.

Messungen von Streuquerschnitten in Sauerstoff sind besonders schwierig auszuführen, da O₂ in einer druckabhängigen Reaktion Elektronen unter Bildung von O₂⁻ anlagert¹⁵. Der Prozeß kann beschrieben werden durch die Gleichung¹⁶



Die Berechnung des angegebenen $\langle\sigma_T\rangle$ -Wertes ergab sich aus der Analyse einzelner ECR-Signale. Der Querschnitt von $3,0 \pm 0,5 \text{ \AA}^2$ kann mit Werten verglichen werden, die in Mobilitätsmessungen erhalten wurden¹⁷. Mit Mikrowellenmethoden wurden kleinere σ -Werte gefunden, nämlich im Bereich 1,2 bis $2,4 \text{ \AA}^2$. Es wird argumentiert, daß dieser Unterschied auf den Einfluß zurückzuführen ist, der von einer inelastischen Resonanz in O₂ bei 0,15 eV herrührt. Die neuesten Messungen von Nelson und Davis¹⁸ ergeben elastische Stoßquerschnitte von $0,82 - 1,68 \text{ \AA}^2$.

Für die restlichen in der Tabelle aufgeführten molekularen Gase ergeben sich große Unterschiede zwischen $\langle\sigma_T\rangle$ -Werten und Daten σ_T bei einer definierten Elektronenenergie. Diese Differenzen erklären sich z. T. aus der Energieabhängigkeit der Streuquerschnitte für Moleküle mit permanentem bzw. induziertem Dipolmoment. In all diesen Fällen gilt in erster Näherung^{19, 20} $\sigma \sim 1/u$.

Allgemein wird eine gute Übereinstimmung der in der vorliegenden Untersuchung ermittelten $\langle\sigma_T\rangle$ -Werte mit Literaturangaben gefunden. Der in Schwarmexperimenten ermittelte hohe Streuquerschnitt für CO₂¹⁹ wurde bestätigt. Er wird zurückgeführt auf die Anregung einer Knickschwingung im linearen CO₂-Molekül durch das elektrische Feld des einfallenden Elektrons²¹. Der von Fehsenfeld¹¹ für CO₂ angegebene Wert von 77 \AA^2 beruht auf der Annahme, daß für nichtpolare Moleküle die Stoßfrequenz ν_c energieunabhängig ist. Die Möglichkeit, das Dipolmoment zu induzieren, wurde nicht berücksichtigt.

Für das hochpolare Molekül CH₃CN ($\mu \cong 3,95 \text{ D}$) wurde in der vorliegenden Messung ein größerer Streuquerschnitt gefunden als in Driftstudien. Der hier berichtete Wert entspricht jedoch besser der Näherung nach Altshuler²².

¹ L. G. Christophorou, Atomic and Molecular Radiation Physics, John Wiley Intersci. Ltd., New York 1971.

² F. C. Fehsenfeld, L. R. Megill u. L. K. Droppleman, J. Chem. Phys. **43**, 3618 [1965].

³ K. G. Mothes, Dissertation, Universität Bonn 1972; E. Schultes, Dissertation, Universität Bonn 1973.

⁴ K. G. Mothes u. R. N. Schindler, Ber. Bunsenges. physik. Chem. **75**, 938 [1971].

⁵ K. G. Mothes, E. Schultes u. R. N. Schindler, J. Phys. Chem. **76**, 3758 [1972].

⁶ K. G. Mothes, E. Schultes u. R. N. Schindler, Ber. Bunsenges. physik. Chem. **76**, 1258 [1972].

⁷ P. Tiedemann, K. G. Mothes u. R. N. Schindler, Meßtechnik **78**, 203 [1970].

⁸ W. P. Allis, Handb. Physik **21**, 383 [1956].

⁹ K. D. Bayes, D. Kivelson u. S. C. Wong, J. Chem. Phys. **37**, 1217 [1962].

¹⁰ E. M. Bulewicz, J. Chem. Phys. **36**, 385 [1962].

¹¹ F. C. Fehsenfeld, J. Chem. Phys. **39**, 1653 [1963].

¹² L. S. Frost u. A. V. Phelps, Phys. Rev. A **136**, 1538 [1964].

¹³ R. Tice u. D. Kivelson, J. Chem. Phys. **46**, 4743 [1967].

¹⁴ D. Spence, J. L. Maner u. G. J. Schulz, J. Chem. Phys. **57**, 5516 [1972].

¹⁵ J. M. Warman, K. M. Bansal u. R. W. Fessenden, Chem. Phys. Letters **12**, 211 [1971].

¹⁶ M. J. W. Boness u. G. J. Schulz, Phys. Rev. A **2**, 2182 [1970].

¹⁷ J. L. Pack u. A. V. Phelps, J. Chem. Phys. **44**, 1870 [1966]; R. D. Hake, Jr. u. A. V. Phelps, Phys. Rev. **158**, 70 [1967].

¹⁸ R. D. Nelson u. F. J. Davis, J. Chem. Phys. **57**, 4079 [1972].

¹⁹ L. G. Christophorou u. A. A. Christodoulides, J. Phys. **B 2**, 71 [1969].

²⁰ L. G. Christophorou u. D. Pittman, J. Phys. **B 3**, 1252 [1970].

²¹ I. W. Larhin u. J. B. Hasted, Chem. Phys. Letters **5**, 325 [1970].

²² S. Altshuler, Phys. Rev. **107**, 114 [1957].