

Über Einsatzpotentiale und Ausbeute der Ionisierung beim Stoß ungeladener Teilchen

Von H. FETZ und H. BUSSMANN

Physikalisches Institut der Universität Würzburg

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1475–1477 [1964]; eingegangen am 29. September 1964)

With a beam of neutral particles (inert gas atoms and molecules of H_2 and N_2), produced by charge-exchange, the ionization efficiency up to energies of 300 eV and the threshold in collisions with particles of the same kind were investigated. The threshold, determined by extrapolating the experimental curves, is (in good agreement with the impact conservation laws) twice the ionization energy. The rise of ionization with energy (up to 100 eV) can be expressed by a power-function with a mass dependent exponent between two and three. There was no hint for the ionization to go through a maximum in the lower energy range.

Von den in elektrischen Entladungen wirksamen Stoßprozessen werden meistens die Stöße Atom–Atom und Ion–Atom außer acht gelassen, weil sie im Bereich niedriger Stoßenergie nur geringe Ergiebigkeit haben. Unter gewissen Bedingungen ist ihre Berücksichtigung jedoch erforderlich. Den Stoßgesetzen entsprechend können Atom–Atomstöße erst wirksam werden, wenn die Energie der stoßenden Teilchen größer ist als die doppelte Ionisierungsenergie. Sobald diese Energie von Teilchen in einer Entladung überschritten wird, muß mit derartigen Prozessen gerechnet werden. Es ist daher wünschenswert, weitere Messungen über das Einsatzpotential solcher ionisierender Stöße und den Verlauf ihrer Ionisierungsfunktion durchzuführen. Dabei werden die Messungen zunächst auf solche Prozesse beschränkt, bei denen beide Stoßpartner dem gleichen Gas angehören*.

Die Ionisierungsquerschnitte von Edelgasatomen sowie die Einsatzpotentiale für diese Prozesse sind in den dreißiger Jahren von verschiedenen Autoren bestimmt worden^{1–6}; aus neuerer Zeit stammt eine Arbeit von UTTERBACK und MILLER⁷ über Stickstoff.

Die vorliegenden Ergebnisse weichen erheblich voneinander ab, so daß es ratsam schien, die Ionisierungsquerschnitte in einem Energiebereich bis ca. 300 eV erneut zu bestimmen.

In Abb. 1 ist die verwendete Apparatur schematisch gezeichnet. Die Ionenquelle arbeitet nach dem Elektrotenstoßprinzip; ihre Energieinhomogenität beträgt

5 eV, das entspricht 10% im niedrigsten untersuchten Energiebereich. Um die Ionisierungsfunktionen bis in die Nähe ihres Einsatzes verfolgen zu können, mußte aus Intensitätsgründen auf die Einschaltung von Massen- und Energieanalysatoren verzichtet werden. In der anschließenden Kammer entsteht aus dem Ionenstrahl durch Umladung ein Gemisch von Ionen und neutralen Atomen.

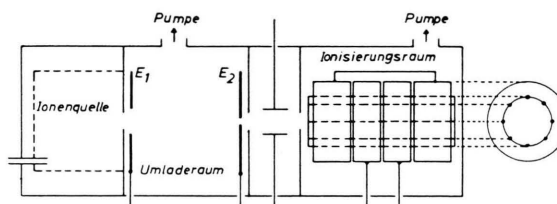


Abb. 1. Schema der Apparatur.

Allgemein wird angenommen, daß ein Ion bei der Umladung seine kinetische Energie nicht oder nur unmeßbar ändert. Entzieht man in der Trennkammer dem Strahlgemisch die Ionenkomponente durch ein elektrisches Querfeld und mißt die ausgeschiedenen Ionen an der negativen Kondensatorplatte, so kann man unter der oben gemachten Voraussetzung und bei Kenntnis der Umladequerschnitte die Intensität des Neutralteilchenstrahls berechnen, der das Blendensystem passiert.

Die Ionisationskammer (siehe Abb. 1) enthält konzentrisch zum eintretenden Teilchenstrahl eine negativ vorgespannte Elektrode zum Sammeln der entstehenden positiven Ionen. Diese Elektrode besteht aus acht gespannten dünnen Drähten, um störende Oberflächeneffekte möglichst klein zu halten. Diese Drähte sind

* Entsprechende Messungen für unterschiedliche Stoßpartner sind im Gange.

¹ A. ROSTAGNI, *Nuovo Cim.* **11**, 621 [1934].

² R. N. VARNEY, *Phys. Rev.* **50**, 159 [1936].

³ C. J. BRASEFIELD, *Phys. Rev.* **42**, 11 [1932].

⁴ C. J. BRASEFIELD, *Phys. Rev.* **43**, 785 [1933].

⁵ H. W. BERRY, *Phys. Rev.* **62**, 378 [1942].

⁶ H. WAYLAND, *Phys. Rev.* **52**, 31 [1937].

⁷ N. G. UTTERBACK u. G. H. MILLER, *Phys. Rev.* **124**, 1477 [1961].



wiederm konzentrisch von vier Zylindern umgeben, welche die den Ionen äquivalenten Elektronen auffangen. Die beiden äußeren Zylinder haben die Funktion eines Schutzringes; die beiden mittleren Zylinder dienen zur Messung. Indem man an einem oder an beiden Zylindern mißt, kann die Länge der Meßstrecke variiert werden. Sie soll kleiner sein als die jeweilige freie Weglänge λ der stoßenden Teilchen, so daß jedes Atom höchstens einmal stößt.

Das in der Apparatur erzielbare Vakuum beträgt 10^{-7} Torr. Bei Arbeitsdrücken zwischen 10^{-3} und 10^{-4} Torr sind störende Einflüsse des Restgases daher ausgeschlossen.

Aus dem Sekundärelektronenstrom I_E und der Neutralstrahlintensität I_D errechnet sich die Elektronenausbeute n zu

$$n = I_E / I_D.$$

Für die Ionisierungsquerschnitte Q_I gilt dann

$$Q_I = n / (p s).$$

Trägt man n als Funktion des Gasdruckes p auf unter Berücksichtigung der Bedingung $s < \lambda$, so erhält man die sogenannte Druckgerade, deren Steigung $Q_I \cdot s$ ist. Division durch die Länge s der Meßstrecke ergibt die Ionisierungsquerschnitte.

Abb. 2 zeigt die Ionisierungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Teilchenenergie; dabei ist der Druck auf eine Temperatur von 0°C umgerechnet.

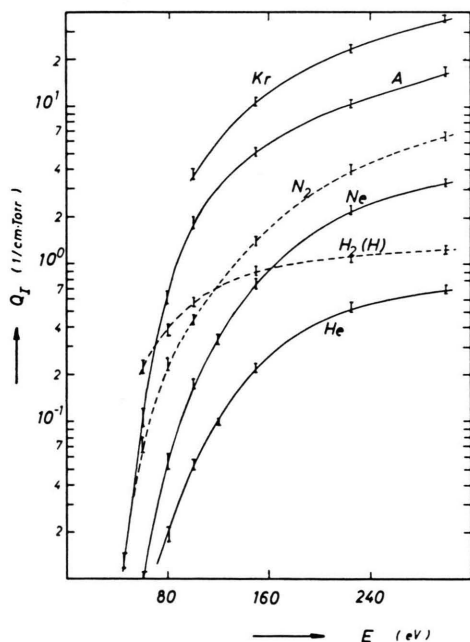


Abb. 2. Ionisierungsquerschnitte Q_I als Funktion der Teilchenenergie E .

Bei Energien von 300 eV steigen die Ionisierungsfunktionen noch deutlich an. Zu niedrigen Energiewerten hin wurden die Ionisierungsquerschnitte so weit gemessen, wie es die Ergiebigkeit der Ionenquelle und die Empfindlichkeit der Strommessung zuließen. Bei Krypton lag die Meßgrenze bereits bei 100 eV; auf die Messungen bei Xenon wurde deshalb ganz verzichtet.

Die Ionisierungsfunktion des Wasserstoffs weist gegenüber Stickstoff und den Edelgasen einen völlig andersartigen Verlauf auf. Die Auftrittspotentiale für H^+ und H_2^+ liegen so dicht beieinander, daß die Ionenquelle immer ein Gemisch der beiden Ionenarten liefert. Wegen der fehlenden Massenseparierung konnte dieses Gemisch nicht getrennt werden. Ob die abweichende Ionisierungsfunktion des Wasserstoffs allein aus dieser Tatsache zu erklären ist, müssen weitere Untersuchungen zeigen. Beim Stickstoff konnte das Auftreten unerwünschter Ionenarten durch geeignete Betriebsbedingungen der Ionenquelle vermieden werden.

Aus den Meßkurven ersieht man, daß die Ionisierungsquerschnitte bis zu einer Teilchenenergie von ca. 100 eV einem Potenzgesetz gehorchen.

$$Q_I = a(E - E_0)^b;$$

a und b sind empirische Konstante, E_0 bedeutet die doppelte Ionisierungsenergie. Der Koeffizient b nimmt mit wachsender Teilchenmasse zu, und zwar von ca. 1,9 bei Helium bis ca. 3,0 bei Argon, wobei der Einfluß der Masse noch genauer untersucht werden muß. Stickstoff verhält sich bezüglich ionisierender Atomstöße in jeder Hinsicht wie ein Edelgas, so paßt auch der Koeffizient b für dieses Gas in die Reihe der Edelgase.

Mittels eines graphischen Extrapolationsverfahrens wurden die Einsatzpotentiale für die vier Gase Helium, Neon, Argon und Stickstoff bestimmt. Tab. 1 enthält die gefundenen Werte der Einsatz-

Autor	He (eV)	Ne (eV)	Ar (eV)	Kr (eV)	N ₂ (eV)
BRASEFIELD ⁴	110	110	90	—	—
WAYLAND ⁶	—	90	48	—	—
VARNEY ²	400	74	48	40	—
UTTERBACK u. MILLER ⁷	—	—	—	—	32
HORTON u. MILLEST ⁹	49	—	—	—	—
eigene Messungen	49	43	32	—	32

Tab. 1. Einsatzpotentiale für eine Gasionisierung durch Atome.

potentiale in Gegenüberstellung mit den Ergebnissen anderer Autoren. Die Ionisierung setzt nach unseren Messungen bei der niedrigstmöglichen Energie ein (Werte für die Ionisierungsenergien durch Elektronenstoß nach ⁸). Zu dem gleichen Ergebnis kommen HORTON und MILLEST ⁹ für Helium und UTTERBACK und MILLER ⁷ für Stickstoff, während in allen älteren Arbeiten die Einsatzpotentiale zu hoch angegeben werden.

In Abb. 3 sind zum Vergleich mit unseren Messungen einige Ionisierungskurven anderer Autoren gezeichnet. Die Ergebnisse von ROSTAGNI ¹ liegen bei Argon und Helium erheblich zu tief. Die geringsten

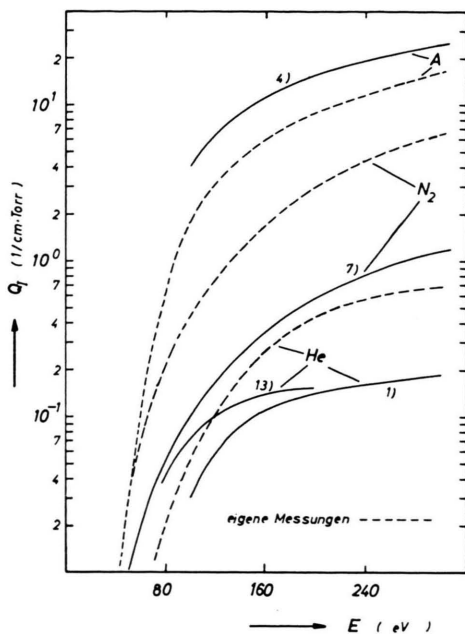


Abb. 3. Eigene und fremde Messungen der Ionisierungsfunktionen. Die Zahlen bezeichnen die zitierten Arbeiten.

Abweichungen ergeben sich für kleine Teilchenenergien. Mit wachsender Energie werden die Unterschiede größer bis zu einem Faktor 10 bei Argon und einem Faktor 5 bei Helium.

BRASEFIELD ⁴ bestimmt die Ionisierungsquerschnitte für Helium und Neon ebenfalls erheblich zu tief. Seinen Rechnungen liegen die von KALLMANN und ROSEN ¹⁰ gemessenen Umladequerschnitte zu Grunde, die mehr qualitativen Charakter haben. Für Argon stützt er sich auf die ersten Messungen von WOLF ¹¹. Dieser gibt die Umladequerschnitte um einen Faktor zwei zu klein an, dementsprechend bestimmt BRASEFIELD die Ionisierungsquerschnitte um den gleichen Faktor zu hoch. UTTERBACK und MILLER ⁷ rechnen zwar mit etwas zu hohen Umladequerschnitten ¹², doch lassen sich die Abweichungen aus dieser Tatsache allein nicht erklären.

Von PH. ROSEN ¹³ stammt eine vereinfachte Berechnung der Ionisierungsfunktionen von Helium und Argon. Gegenüber unseren Messungen sind die Abweichungen bei Argon recht erheblich, während für Helium die Übereinstimmung in Anbetracht der vereinfachten Voraussetzungen überraschend gut ist. (Um den Vergleich übersichtlich zu gestalten, ist in Abb. 3 nur jeweils eine Messung der zitierten Autoren eingezeichnet.)

Neben den Fehlern der Druckmessung beeinflussen noch die Schwierigkeiten bei der Messung der kleinen Ströme und die Unsicherheit bei der Berechnung der Neutralstrahlintensität die Meßergebnisse. Der Gesamtfehler kann daher, besonders bei Energien unterhalb 100 eV, bis zu 20% betragen.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Überlassung der Ionenquelle und Herrn Professor Dr. H. KULENKAMPFF und Herrn Professor Dr. M. SCHEER für die Überlassung von Institutsmitteln.

⁸ W. DE GROOT u. F. M. PENNING, Handbuch der Physik, 2. Auflage, Band XXIII/1, S. 104.

⁹ F. HORTON u. D. M. MILLEST, Proc. Roy. Soc., Lond. A **185**, 381 [1946].

¹⁰ H. KALLMANN u. B. ROSEN, Z. Phys. **61**, 61 [1930].

¹¹ F. WOLF, Z. Phys. **74**, 575 [1932].

¹² N. G. UTTERBACK u. G. H. MILLER, Rev. Sci. Instrum. **32**, 1101 [1961].

¹³ PH. ROSEN, Phys. Rev. **109**, 348, 351 [1958].