

Einfluß der Geschwindigkeit von Edelgasionen auf die Emission von Sekundär-Elektronen

A. J. H. BOERBOOM, B. L. SCHRAM *, W. KLEINE und J. KISTEMAKER

FOM-Laboratorium voor Massascheiding, Amsterdam

(Z. Naturforsch. 21 a, 127—129 [1966]; eingegangen am 16. Oktober 1965)

Herrn Professor J. MATTAUCH zum 70. Geburtstag gewidmet

By direct comparison of the signals of a particle multiplier and a FARADAY cage at the collector end of a mass spectrometer, the secondary emission coefficients of a copper-berillium alloy were determined for single and multiply charged noble gas ions. The ions involved were He^+ and He^{2+} , $^{20}\text{Ne}^{3+}$, $^{22}\text{Ne}^+$, Ar^+ up to Ar^{5+} , Kr^+ up to Kr^{7+} and Xe^+ up to Xe^{9+} . The energy of the ions varied between 3 and 90 keV.

The secondary emission factors show an almost exact linear dependence on the velocity of the ions, with a threshold at 5.5×10^6 cm/s. The slopes are proportional to the square roots of the ion masses.

Anlässlich der Messung von Wirkungsquerschnitten für Mehrfachionisation von Edelgasen wurden für verschiedene Ionen die Verstärkungsfaktoren eines Sekundär-Elektronenvervielfachers bestimmt.

An der Auffängerseite eines Massenspektrometers wurden ein FARADAY-Käfig und ein SEV nebeneinander montiert (Abb. 1). Der SEV war ein EMI 9603 mit Kupfer-Beryllium-Dynoden. Das Restgas-Vakuum war 10^{-7} Torr. Durch eine geringfügige Änderung des Magnetstromes wurde das Ionenbündel von dem einen auf den anderen Auffänger gelenkt. Die beiden Auffänger hatten breite

Spalte, um einen vollständigen Einfang zu sichern. Durch eine Blende auf negativem Potential wurde die Emission von Sekundärelektronen im FARADAY-Käfig unterdrückt. Der Auffänger hatte eine V-Form, um der Reflexion der Ionen vorzubeugen. Wir können annehmen, daß der Auffängerstrom dem Ionenstrom genau entspricht.

Die Spannung von 2 kV am SEV wurde konstant gehalten, weil eine Änderung dieser Spannung alle Verstärkungsfaktoren in demselben Maße ändern würde. Die Beschleunigungsspannung der Ionen wurde variiert zwischen 1 und 8 kV, so daß die Ionen mit 3 bis 10 keV pro Ladung auf den Auffänger treffen. Für Xe^{9+} läuft die Energie also von 27 bis 90 keV.

Da die Ausbeute an mehrfach geladenen Ionen mit steigender Ladungszahl stark abnimmt, wurde der Gasdruck im Ionisationsraum für die höheren Ladungen gesteigert und die Energie der ionisierenden Elektronen auf das Maximum der Ionisationsquerschnittskurve gesetzt¹. Andererseits wurde zur Vermeidung von Sättigungserscheinungen infolge der Raumladung darauf geachtet, daß der Kollektorstrom des SEV nicht über den Wert von $2 \cdot 10^{-8}$ A anstieg. Für die niedrig geladenen Ionen schätzen wir die Meßunsicherheit auf etwa 10%. Da wir aber bis zur Nachweisgrenze des Gleichstromverstärkers gemessen haben, ist der Fehler für die höchst geladenen Ionen höher.

Näheres über die Meßmethode und die vollständigen Meßergebnisse werden wir anderswo² publizieren.

* Z. Zt. Unilever Research Laboratorium, Duiven, Niederlande.

¹

B. L. SCHRAM, A. J. H. BOERBOOM u. J. KISTEMAKER, Physica, im Druck. — B. L. SCHRAM, Physica, im Druck.

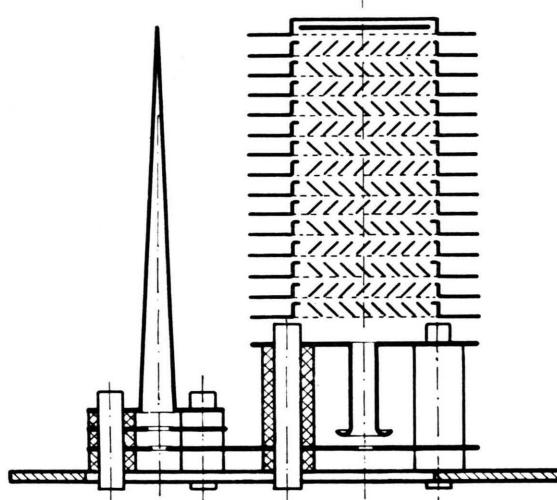


Abb. 1. Doppelauffänger mit FARADAY-Käfig und Sekundär-elektronenvervielfacher (SEV).



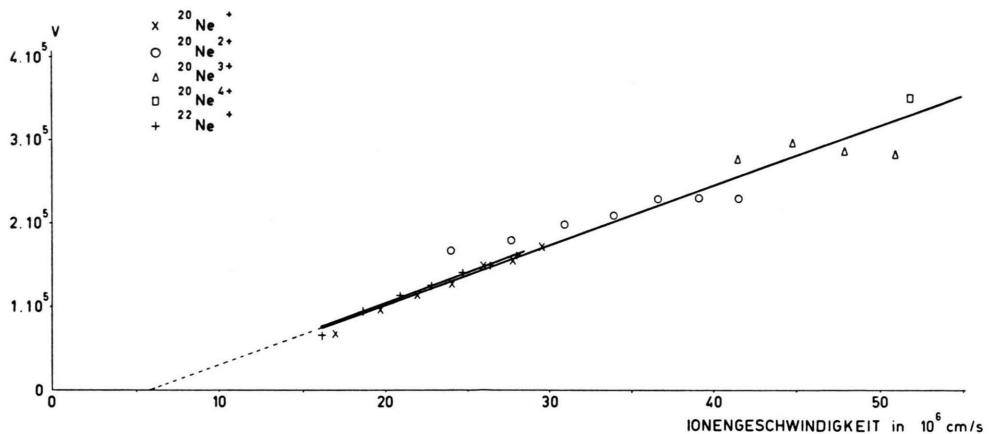
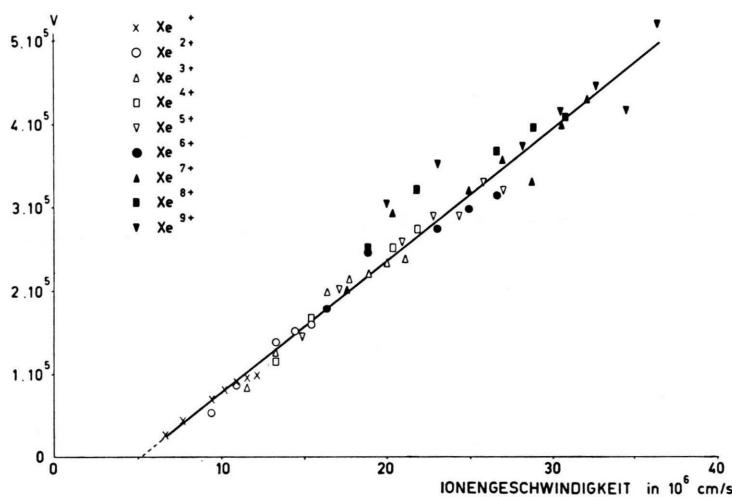
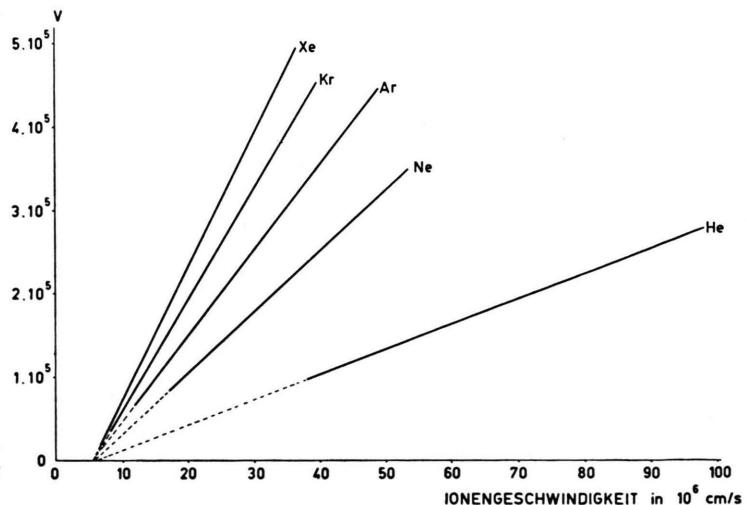
Abb. 2. Der Verstärkungsfaktor V für Ne-Ionen als Funktion der Ionengeschwindigkeit.Abb. 3. Der Verstärkungsfaktor V für Xe-Ionen als Funktion der Ionengeschwindigkeit.

Abb. 4. Zusammenstellung aller Verstärkungsfaktoren der Edelgasionen als Funktion der Geschwindigkeit.

ren. Wir wollen uns hier nur mit den gefundenen Gesetzmäßigkeiten und deren möglicher Deutung befassen.

In Abb. 2 und 3 haben wir die Verstärkungsfaktoren für Ne und Xe als Funktion der Geschwindigkeit aufgetragen. Sofort fällt auf, daß die Meßpunkte genau auf einer Geraden liegen, unabhängig von der Ladung des Ions. In beiden Fällen schneidet diese Linie die Abszisse bei $v = 5,5 \cdot 10^6$ cm/s. Außerdem verhalten sich die Steigungen wie die Quadratwurzeln der entsprechenden Massen der Ionen.

Wie aus der Abb. 4 hervorgeht, gelten diese drei Regelmäßigkeiten für alle Edelgase. Da die Verstärkungsfaktoren dem zweiten TOWNSEND-Koeffizient γ direkt proportional sind, besteht also für alle Edelgasionen in einem großen Energie- und Ladungsbereich die Beziehung:

$$\gamma \sim \sqrt{m} (v - v_0) \sim \sqrt{E} - \sqrt{E_0}.$$

Dies ist schon von TELJKOWSKI³ bemerkt worden, der das lineare Verhalten des Sekundäremissionsfaktors für Ar^+ , Ar^{2+} und Ar^{3+} auf Zr und Mo im Geschwindigkeitsbereich von 1 bis $8 \cdot 10^7$ cm/s beobachtete.

Für Neon haben wir ebenfalls den Isotopie-Effekt gemessen. Im Einklang mit der Regel liegen die Verstärkerungsfaktoren für $^{22}\text{Ne}^+$ um einige Prozente über denen für $^{20}\text{Ne}^+$.

Eine Übersicht über die Theorien der Sekundäremission ist von KAMINSKY⁴ gegeben worden. Es besteht eine kritische Geschwindigkeit

$$v_{\text{krit}} = e^2/\hbar = 2,3 \cdot 10^8 \text{ cm/s},$$

und je nachdem ob v größer oder kleiner als v_{krit} ist, wird ein verschiedenes Verhalten gefunden. Diese Geschwindigkeit entspricht der Elektronengeschwindigkeit beim Wasserstoff-Atom im Grundniveau.

³ W. G. TELJKOWSKI, Dokl. Akad. Nauk SSSR **26**, 334 [1956].

⁴ M. KAMINSKY, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces, Springer-Verlag, Berlin 1965.

Unser Geschwindigkeitsbereich liegt meistens weit unter dieser kritischen Geschwindigkeit ($1 \cdot 10^7$ bis $10 \cdot 10^7$ cm/s). Dann sind die sogenannten potentiellen Sekundärelektronen-Emissionsprozesse offenbar weniger wichtig.

Bekanntlich gibt es zwei Möglichkeiten für die Energiedissipation schneller Teilchen in Festkörpern, nämlich durch elastische Stöße schwerer Teilchen und durch Anregung der Elektronen. Der erste Effekt verursacht die Kathodenerstäubung, während der zweite die Emission sekundärer Elektronen zur Folge haben kann. Nach LINDHARD und Mitarbeitern⁵ ist die Energiedissipation durch Elektronenanregung pro Längeneinheit proportional der Ionengeschwindigkeit. Dies ist auffallend analog der von uns gefundenen Geschwindigkeitsabhängigkeit.

Aus der Plasmaphysik ist bekannt, daß Energieübertragung geladener Teilchen auf ein Elektronenplasma nur dann auftritt, wenn die Teilchengeschwindigkeit größer ist als die mittlere thermische Geschwindigkeit des Elektronengases. Da auch im Metall ein Elektronengas vorhanden ist, glauben wir damit eine Erklärung für die Existenz des Schwellwertes gefunden zu haben. Der Wert von $5,5 \cdot 10^6$ cm/s würde die mittlere Elektronengeschwindigkeit im Metallplasma darstellen, einer Temperatur von 100°K entsprechend. Unsere experimentellen Ergebnisse geben also einen Hinweis auf die Wechselwirkung zwischen schnellen Teilchen und den Elektronen im Metall.

Wichtig ist die von PARILIS veröffentlichte Theorie⁶ über den Prozeß der Elektronenanregung in Metallen. Diese Theorie berücksichtigt die Leitungsänder im Metall und gibt den von uns gefundenen Wert für die kritische Geschwindigkeit an.

Diese Arbeit ist ein Teil der Forschungsarbeit der Stiftung FOM und entstand durch finanzielle Unterstützung der niederländischen Organisation ZWO.

⁵ J. LINDHARD, M. SCHARFF u. H. E. SCHIOTT, Math. Fys. Medd. Kongl. Danske Videnskab. Selskab **33**, no. 14, 6 [1963].

⁶ E. S. PARILIS u. L. M. KISHINEVSKII, Soviet Phys.-Solid State **3**, 885 [1960].