

Eine einfache Ionenquelle zur Erzeugung negativer Ionen

H. DODECK und H. NEUERT

I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. 21 a, 780—783 [1966]; eingegangen am 15. April 1966)

Es wird über eine einfache Ionenquelle für negative Ionen berichtet, bei der Ionenströme bis zu $20\ \mu\text{A}$ (O^- , S^- , Cl^- , F^- , C_2H^-) im Dauerbetrieb gemessen worden sind.

Seit einigen Jahren besteht ein vielseitiges Interesse an der Erzeugung intensiver Ströme stabiler negativer Ionen. Im folgenden sollen einige Untersuchungen beschrieben werden, die zeigen, daß es schon mit mäßigem Aufwand möglich ist, Ströme negativer Ionen verschiedener Art von $10 - 20\ \mu\text{A}$ zu erzielen. Das Verfahren geht davon aus, daß in einer ganzen Reihe von Fällen stabile negative Ionen bei Stößen von Elektronen mit Energien zwischen einigen eV und einigen hundert eV mit Molekülen gebildet werden, wobei häufig die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse verhältnismäßig hoch sind. Man kann sich auf die Betrachtung der beiden folgenden Prozesse beschränken:

- Elektronenresonanzeinfang:** $\text{XY} + e \rightarrow \text{X} + \text{Y}^-$.
Dieser Prozeß findet bei Elektronenenergien von 0 bis etwa 10 eV statt, jeweils innerhalb einer Elektronenenergiebreite von etwa 1 eV.
- Ionenpaarbildung:** $\text{XY} + e \rightarrow \text{X}^+ + \text{Y}^- + e$.
Dieser Prozeß benötigt Mindestenergien der Elektronen von 10 bis 20 eV. Maxima der Wirkungsquerschnitte treten bei etwa 100 bis einigen 100 eV auf. XY soll hier auch für mehr als zweiatomige Moleküle gelten.

Die Frage der Energiebilanz der genannten Prozesse ist im grundsätzlichen bereits von MASSEY und BURHOP¹ aufgezeigt worden. Eine erneute Betrachtung erübrigt sich daher. Die Wirkungsquerschnitte für Prozeß a) sind in vielen Fällen recht gut bekannt; für den Prozeß b) ist es viel schwieriger, sie genau zu messen. Diesbezügliche Untersuchungen liegen daher bisher auch nur vereinzelt vor. Da es technisch schwieriger ist, einen intensiven Elektronenstrom bei einer Elektronenenergie von wenigen eV zu erzeugen als bei Energien von etwa 100 eV, wurde die im folgenden beschriebene Ionenquelle so konstruiert, daß in der Hauptsache von den Ionenpaarerzeugungsprozessen Gebrauch gemacht wurde,

wenn auch wohl durch sekundäre Prozesse verlangsamte Elektronen über den Fall a) zur Erzeugung negativer Ionen beitragen mögen. Ein Nachteil besteht aber darin, daß bei Elektronenenergien von ca. 100 eV die Elektronenstöße überwiegend zur Bildung positiver Ionen führen. Einem wesentlichen Teil des zur Verfügung stehenden neutralen Gases wird dadurch die Möglichkeit der Bildung negativer Ionen entzogen.

Beschreibung der Apparatur

Die Ionenquelle besteht aus Heizkästchen, Kathode, Voranode, Quellenkörper (Anode) mit Ionisierungsraum und Elektronenauffänger bzw. einem zweiten Kathodensystem — alle Teile aus Vacronium. Abb. 1 zeigt den Aufbau der Quelle. Als Heizfaden dient ein 7 mm langes Rheniumband mit Querschnitt $0,7\text{ mm} \times 0,04\text{ mm}$.

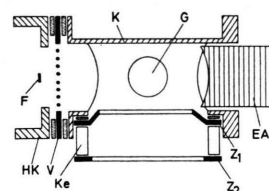


Abb. 1. Aufbau der Ionenquelle. F Heizfaden, H Heizkästchen, V Voranode, K Quellenkörper, G Gaseinlaßöffnung, EA Elektronenauffänger, Z₁, Z₂ Ziehblenden, Ke Keramik.

Zwischen Kathode und Ionisierungsraum befindet sich als einzige Blende die Voranode mit einer Öffnung von $9\text{ mm } \phi$; in diese wurden 20 Wolframdrähte ($0,01\text{ mm } \phi$) quer eingesetzt, um das Potential gleichmäßiger zu verteilen. Der Ionisierungsraum liegt im Quellenkörper. Er besteht aus einem senkrecht gebohrten Zylinder mit $16\text{ mm } \phi$ und 8 mm Höhe. Das eigentliche Ionisierungsvolumen ist $1,6\text{ cm}^3$. Die Gaseinlaßöffnung befindet sich in der Mitte der Anode, so daß die Ionen direkt im Extraktionsgebiet gebildet werden. Zur Führung der Elektronen und zur Vergrößerung des effektiven Elektronenwegs wurde ein Eisenjoch mit eingesetztem Permanentmagneten über die Haube der ge-

¹ H. S. W. MASSEY u. E. H. S. BURHOP, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Oxford University Press, London 1952.



samen, die Ionenquelle enthaltenden Vakuumkammer geschoben (Feldstärken im Luftspalt bis 180 Oe).

Unterhalb des Ionisierungsraumes befindet sich die erste Ziehblende Z_1 (12 mm \times 3 mm), im Abstand von 4 mm eine zweite (15 mm \times 3 mm). 5 mm darunter ist der Eintrittsspalt in ein einfaches magnetisches Spektrometer zur Trennung der Ionen. Dazu werden die Ionen vorher auf eine Energie von wenigen keV beschleunigt. Sie werden dann in einem mit 250 V vorgespannten FARADAY-Käfig nachgewiesen.

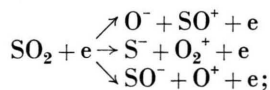
In der Vakuumkammer herrschte während der Messungen ein Druck von etwa 10^{-4} Torr, der durch eine 250 l/sec-Pumpe aufrechterhalten wurde. Im Ionisierungsraum war der Druck etwas höher. Um im Spektrometer, das durch eine Öffnung von 16 mm mit der Vakuumkammer verbunden ist, einen niedrigeren Druck aufrechtzuerhalten, wurde vor dem Trennrohr eine Leybold-Pumpe DO 121 angeschlossen. Der Gasinlaßteil wurde getrennt bepumpt.

Es wurden zunächst einige Vorversuche zur Erreichung einer günstigen Ausbeute durchgeführt. Im ersten Fall emittierte nur eine Kathode, es wurden die Spannung der Voranode und des Kästchens (Anode) variiert.

In einem zweiten Fall wurde an Stelle eines Elektronenauffängers eine 2. Kathode angebracht. Beide Fälle erwiesen sich aber als weniger günstig als eine Anordnung mit einer Kathode und der Möglichkeit, dem Elektronenauffänger gegenüber dem Kästchen ein getrennt einstellbares negatives Potential zu geben. Insbesondere erreichte die Ionenausbeute ihr Maximum bei den folgenden Spannungen: Voranode und Elektronenauffänger hatten gleiches Potential wie der Heizfaden. Dies entspricht dem Falle pendelnder Elektronen in der Ionenquelle^{2, 3}. Die hier beschriebenen Messungen sind daher alle mit diesen Anordnungen durchgeführt worden.

Messungen und Ergebnisse

Die Arbeitsweise der Ionenquelle wurde mit SO_2 erprobt, welches einen guten Wirkungsquerschnitt für die Bildung negativer Ionen besitzt⁴. Aus der Paarbildung sind folgende negative Ionen zu erwarten:



schließlich entsteht noch $(\text{SO}_2)^-$ aus der Umladung von $(\text{SO})^-$ auf SO_2 ⁴. Wie schon bemerkt, traten die günstigsten Fälle auf, wenn Voranode und die Elektronenauffänger-Elektrode etwa die Potentialdifferenz Null gegen den Heizfaden haben. Es zeigte sich ferner, daß die günstigste Anodenspannung im Be-

reich um 100 V liegt. Bei wesentlich niedrigerer Anodenspannung geht der Elektronenemissionsstrom, der auf 10–20 mA eingestellt werden konnte, stark zurück. Weitere Erhöhung der Emission brachte wenig Intensitätsgewinn. Abb. 2 zeigt, daß

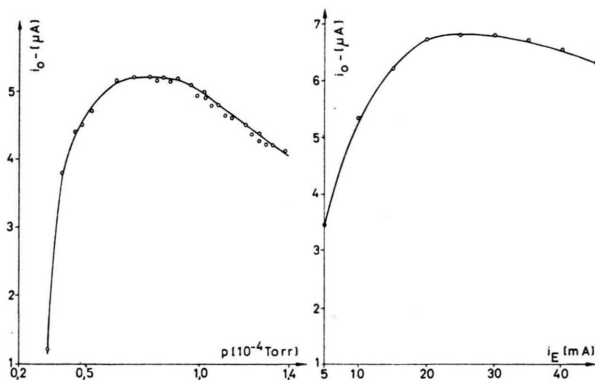


Abb. 2. a) O^- -Strom aus SO_2 als Funktion des Druckes. $i_E = 10$ mA, $U_K = 130$ V, $U_B = 2,8$ kV. b) O^- -Strom aus SO_2 als Funktion des Emissionsstroms. $U_K = 110$ V, $U_B = 2,8$ kV, $p = 0,7 \cdot 10^{-4}$ Torr in der Kammer.

z. B. bei 10 mA Emissionsstrom, 2,8 kV Nachbeschleunigung und einem Druck in der Vakuumkammer von $0,7 \cdot 10^{-4}$ Torr etwa $5 \mu\text{A}$ O^- aus SO_2 gemessen werden. Diese Drucke erwiesen sich als besonders günstig (siehe Abb. 2 b). Die beobachtete Druckabhängigkeit hängt mit der Dimensionierung des Ionisierungsraumes, der Lage des Maximums für die Bildung der negativen Ionen als Funktion der Elektronenenergie und mit zusätzlichen Stößen der Ionen in der Kammer zusammen.

Für die Ziehspannung an der ersten Ziehblende erwies sich eine gegen das Kästchen schwach negative Spannung von -10 bis -20 V als günstig, an Z_2 lagen etwa $+450$ V. Die zur Verfügung stehende Nachbeschleunigungsspannung von maximal 2,8 kV war offenbar noch zu niedrig (vgl. Abb. 3). Orientierende Versuche zeigten, daß auch eine weitere Erhöhung der Magnetfeldstärke noch eine Intensitätssteigerung gebracht hätte.

Weitere Versuche wurden durchgeführt mit dem Füllgas HCl und Frigen (CCl_2F_2). In allen Fällen wurden in normalem Betrieb Ionenströme von 5 bis 20 μA gemessen. Abb. 4 zeigt die Druckabhängigkeit der Cl^- - und der F^- -Ionen aus Frigen und Abb. 5 den Cl^- -Strom aus Frigen als Funktion der Be-

² H. HEIL, Z. Phys. **120**, 212 [1943].

³ M. v. ARDENNE, Physikal. Z. **43**, 91 [1943].

⁴ K. KRAUS, Z. Naturforsch. **16 a**, 1378 [1961].

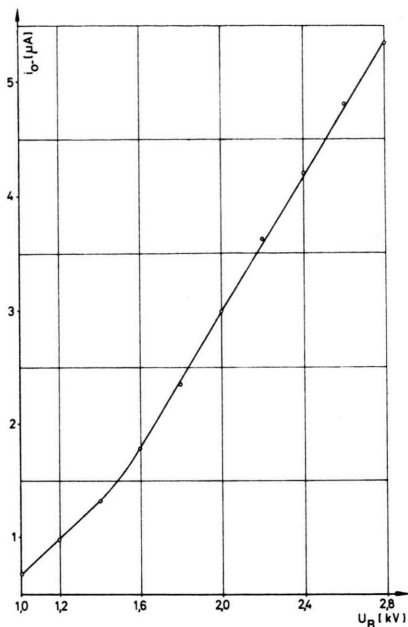


Abb. 3. O^- -Strom aus SO_2 als Funktion der Beschleunigungsspannung. $i_E = 10$ mA, $U_K = 90$ V, $p = 0,7 \cdot 10^{-4}$ Torr.

schleunigungsspannung. Da die Brauchbarkeit einer Ionenquelle sehr von der zeitlichen Konstanz ihrer Betriebsbedingungen abhängt, wurden diesbezügliche Messungen angestellt. Abb. 6 zeigt die gute

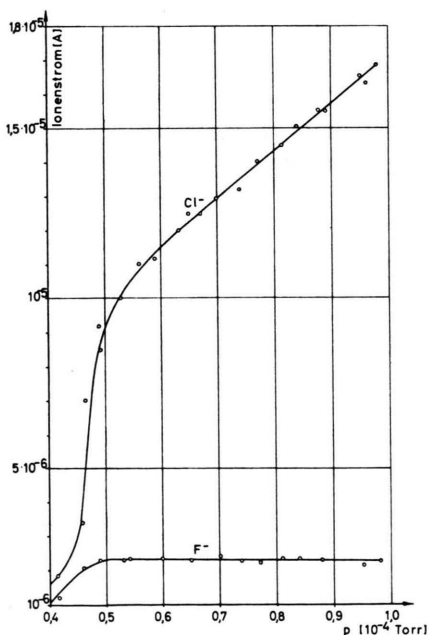


Abb. 4. Cl^- - und F^- -Strom aus Frigen als Funktion des Druckes. $i_E = 10$ mA, $U_K = 210$ V, $U_B = 2,8$ kV.

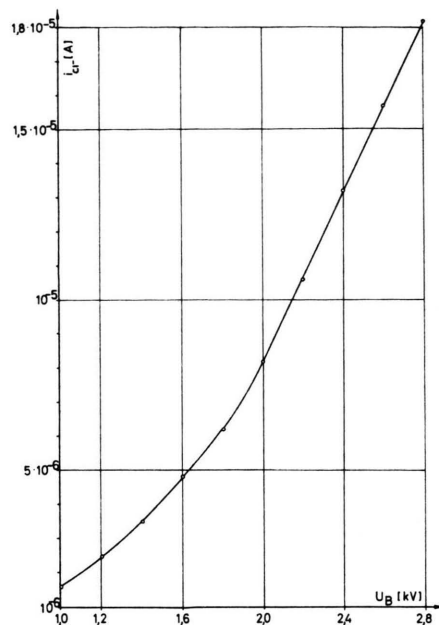


Abb. 5. Cl^- -Strom aus Frigen als Funktion der Beschleunigungsspannung. $i_E = 10$ mA, $U_K = 210$ V, $p = 0,9 \cdot 10^{-4}$ Torr in der Kammer.

Konstanz eines O^- -Stromes aus einer mit SO_2 betriebenen Quelle über mehrere Stunden. Zur Übersicht sind in der folgenden Tabelle einige normale Betriebswerte und die dabei am Auffänger hinter dem Magneten gemessenen Ströme zusammengestellt; dabei ist auch der Gasverbrauch aufgeführt.

Die gemessenen Ströme stellen noch nicht die maximal erreichbaren dar. Da kein Wert auf gute Abbildungseigenschaften des Magneten gelegt worden war, ist der hier nach dem Magneten gemessene Strom sicher um ein Vielfaches geringer als der die Ziehblende verlassende Ionenstrom. Man sieht aus den Abb. 3 und 5 sofort, daß durch eine höhere Nachbeschleunigungsspannung noch mehr Ionen erfaßt werden können. Schließlich könnte eine höhere

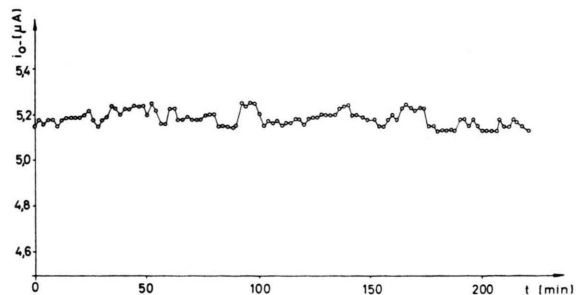


Abb. 6. O^- -Strom aus SO_2 , über längere Zeiten gemessen.

Gas	Ionenstrom μA	U_{Anode} V	Emissions- strom mA	$U_{\text{Beschl.}}$ kV	Druck in der Kammer in 10^{-4} Torr	Gas- durchfluß atm cm^3/min
SO_2	O^- : 5,3	110	10	2,8	0,7	0,23
SO_2	S^- : ≈ 2	110	10	2,8	0,7	0,23
HCl	Cl^- : 6,2	200	10	2,8	2,2	1,4
CCl_2F_2	Cl^- : 17	210	10	2,8	0,95	0,12
CCl_2F_2	F^- : 3,0	210	10	2,8	0,95	0,12
C_2H_2^*	C_2H^- : 1,5	150	10	2,3	$\approx 10^{-3}$	≈ 1

Tab. 1. Meßwerte. * Bei C_2H_2 handelt es sich um vorläufige, nur orientierende Messungen, die von Herrn cand. phys. PRÖLSS durchgeführt wurden.

Pumpleistung auf dem Wege über einen höheren Gasdurchsatz die erreichbare Stromstärke ebenfalls steigern.

Diese Untersuchungen wurden durch Zuwendungen des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung dankenswert unterstützt.

Das dielektrische Verhalten der Ferroelektrika bei einer Umwandlung zweiter Ordnung

HORST E. MÜSER* und HANS-GÜNTHER UNRUH

Institut für Angewandte Physik der Universität Münster

(Z. Naturforschg. **21 a**, 783—792 [1966]; eingegangen am 23. Februar 1966)

For ferroelectric crystals with a second order transition the phenomenological theory predicts an infinite value of the dielectric constant at the CURIE-point. The highest value observed in the case of Rochelle salt is only about 10^4 . This is not caused by the methods of sample preparation or measurement but by a dispersion of the permittivity. The temperature dependence of the dielectric constant and of the dielectric modulus (dielectric impermeability) at constant frequency is examined. The influence of several relaxation mechanisms on the formation of the spontaneous polarization is discussed.

Das dielektrische Verhalten ferroelektrischer Kristalle mit einer Umwandlung zweiter Ordnung wird seit den grundlegenden Arbeiten von MÜLLER¹ allgemein durch eine Reihenentwicklung der elektrischen Feldstärke E nach Potenzen der dielektrischen Verschiebung D dargestellt. In den meisten Fällen reicht die kubische Näherung aus:

$$E = AD + BD^3. \quad (1)$$

Die Sättigungskonstante B hängt dabei nur schwach von der Temperatur ab; im wesentlichen läßt sich die Temperaturabhängigkeit der ferroelektrischen Eigenschaften auf das CURIE-WEISSsche Gesetz

$$A = (T - \Theta)/(\epsilon_0 C) \quad (2)$$

zurückführen. C ist dabei die CURIE-Konstante, Θ die CURIE-Temperatur und T die laufende Temperatur.

Von allen Ferroelektrika mit einer Umwandlung zweiter Ordnung ist bisher das Seignettesalz wohl am ausführlichsten untersucht worden. Für diesen Stoff gilt Gl. (1) innerhalb der bisher erreichten experimentellen Genauigkeit². Lediglich die Koerzitivfeldstärke ergibt sich viel zu hoch, doch ist auch dies kein Widerspruch gegen Gl. (1), die nur für den homogenen Eindomänenkristall Gültigkeit beansprucht, während die Umpolarisierung hauptsächlich über die Verschiebung ferroelektrischer Domänenwände erfolgt. Experimentell wurde für die Konstanten der Gln. (1) und (2) bei Seignettesalz gefunden¹⁻⁴: $B = 60 \cdot 10^{12} \text{ Vm}^5 \text{ C}^{-3}$, $C = 2270 \cdot ^\circ\text{C}$ und $\Theta = 24 \cdot ^\circ\text{C}$. Auch für das ebenfalls recht gut untersuchte Triglycinsulfat wurden keine wesentlichen Abweichungen von Gl. (1) festgestellt. Bei diesem Kristall³ ist $B = 0,66 \cdot 10^{12} \text{ Vm}^5 \text{ C}^{-3}$.

* Jetzt: Institut für Experimentalphysik II der Universität Saarbrücken.

¹ H. MÜLLER, Phys. Rev. **58**, 565 [1940].

² H. E. MÜSER, Z. Angew. Phys. **12**, 301 [1960].

³ G. SCHMIDT, Phys. Status Solidi **8**, 41 [1965].

⁴ H. E. MÜSER, Z. Phys. **145**, 621 [1956].