

Abb. 3. Anordnung zur Messung der Eigenfrequenzen einer Schraubenfeder.

Von weiteren Anwendungen dieses thermo-optischen Verfahrens sei nur noch der Nachweis bzw. die Messung des Radiometereffektes und des Lichtstrahlungsdruckes erwähnt. Den dazu erforderlichen Aufbau deutet Abb. 4 an.

An einem vertikal ausgespannten Torsionsdraht ist ein Querdraht befestigt, der an seinen Enden die zu bestrahlenden kleinen Flächen in Form eines außen belegten Spiegels bzw. eines geschwärzten Scheibchens

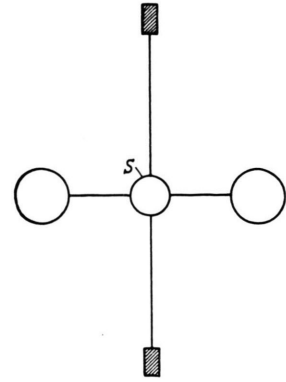


Abb. 4. Anordnung zur Strahlungsdruckmessung.

trägt. An dem Kreuzungspunkt von Spann- und Querdraht ist der Spiegel S befestigt, der zum Nachweis der Drehung des Systems dient, wenn eine der am Querdraht befindlichen Blättchen bestrahlt wird. Erfolgt diese Bestrahlung intermittierend mit der Torsionsfrequenz des Systems, so lassen sich noch minimale Kräfte auf die bestrahlten Blättchen nachweisen.

So gelang der Nachweis des Radiometereffektes ohne weiteres, Messungen des Lichtdruckes, die im Vakuum ausgeführt werden müssen, sind geplant.

Untersuchungen an einer Hochfrequenzionenquelle

Von R. HÖLZ und H. LÖB *

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Gießen
Herrn Prof. Dr. P. CERMAK zum 75. Geburtstag gewidmet
(Z. Naturforsch. 13 a, 602—608 [1958]; eingegangen am 13. Juni 1958)

Für eine Ionenstrahlapparatur, bestehend aus einer Hochfrequenzionenquelle, Nachbeschleunigung und Massentrennung, werden die optimalen Betriebsbedingungen für einen möglichst hohen energie- und massenhomogenen Ionenstrom ermittelt. Dazu wird vor allem versucht, die Ionenquellen-Ergiebigkeit zu steigern. Der Einfluß eines statischen Magnetfeldes auf die Entladung wird untersucht. Es wird über Ionen berichtet, welche die Quelle praktisch nur mit thermischer Energie verlassen, sowie über eine unter bestimmten Bedingungen auftretende anomale differentielle Ionisation von Helumionen in Wasserstoff, die vermutlich durch einen Anteil metastabiler Ionen bewirkt wird.

Um einen möglichst intensiven, energie- und massenhomogenen Ionenstrahl (in der Eintrittsöffnung einer Meßkammer) zu erzielen, sind für Ionenerzeugung und Strahlführung optimale Betriebsbedingungen ebenso notwendig wie ein geometrisch günstiger Aufbau. Die Konstruktion von Ionenquellen wurde bereits von zahlreichen anderen Autoren behandelt. In der vorliegenden Arbeit wird dagegen über die optimalen Betriebsbedingungen einer Hochfrequenzionenquelle und die Energieverteilung der erzeugten Ionen berichtet.

* Vorgetragen von H. Löb auf der Tagung der Physik. Gesellschaft Hessen-Mittelrhein-Saar am 19. 4. 1958.

1. Beschreibung der Apparatur

Die Ionen wurden in einer Hochfrequenzionenquelle erzeugt, durch ein Immersionslinsensystem nachbeschleunigt und in einem magnetischen Sektorfeld nach Massen getrennt (Abb. 1).

Die Gase (Wasserstoff, Helium, Neon und Argon) wurden über ein Nadelventil in das Entladungsgefäß eingelassen, der Druck in der Gaszuleitung mit einem Kompressionsmanometer gemessen und auf den Druck p_i in der Quelle umgerechnet. Bei dem vergleichsweise geringen Volumen des Entladungsgefäßes (85 cm³) erhält man optimale Betriebsbedingungen bei verhältnismäßig hohen Drucken von einigen 10⁻¹ Torr. Jedoch war der Druck im Hochvakuumteil mit 10⁻⁵ Torr niedrig genug, um Intensitätsverluste durch Zusammenstöße



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.

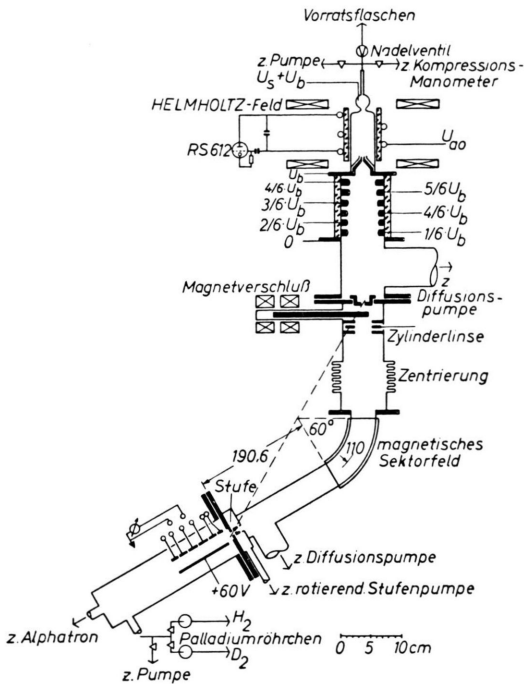


Abb. 1. Maßstäbliche Skizze der Apparatur.

mit Restgasteilen weitgehend auszuschließen. Auf der Meßseite, in der wasserstoffgefüllten Ionisationskammer, betrug der Druck einige Torr. Wegen dieses hohen Druckanstieges wurde zwischen Trennröhr und Meßkammer eine dynamische Druckstufe eingebaut.

Das Gasentladungsgefäß lag im Feld der Schwingspule eines selbsterregten HARTLEY-Oszillators von 27 MHz. Gemessen wurde die Gleichstromleistung N_a , die sich allerdings neben der hier allein interessierenden, von der Ionenquelle aufgenommenen hochfrequenten Nutzleistung noch aus anderen Komponenten (Anodenverlustleistung der Senderöhre, abgestrahlte und für dielektrische Erwärmung aufgewandte Hf-Leistung) zusammensetzt.

Parallel zum hochfrequenten Magnetfeld der Sender-spule konnte durch zwei HELMHOLTZ-Spulen zusätzlich ein statisches Magnetfeld von maximal 30 Gauß (im Dauerbetrieb) erzeugt werden.

Die Ionenentnahme aus dem Plasma erfolgte durch ein Extraktionssystem, das wie bei REIFENSCHWEILER¹ eine Kanalblende besaß, die hier eine Länge von 2,5 mm und einen Durchmesser von 0,9 mm hatte. Unmittelbar dahinter erweiterte sich der Kanal kegelförmig mit einem Öffnungswinkel von 90 Grad.

Hinter dem Extraktionssystem wurden die Ionen durch ein elektrostatisches Feld nachbeschleunigt. Zur besseren Fokussierung des die Quelle divergent verlassenden Ionenstrahles (auf die Eintrittsblende zum Magnetfeld) war das Beschleunigungssystem in 6 ko-axial und äquidistant angeordnete Ringelektroden unterteilt. Diese konnten in beliebiger Reihenfolge mit

den Abgriffen eines Hochspannungsteilers verbunden werden. Die optimalen Spannungsverhältnisse dieses Immersionslinsensatzes wurden empirisch gefunden.

Zur Massentrennung wurde ein homogenes, magnetisches 60 Grad-Sektorfeld verwendet. Es fokussierte den nach e/m aufgespaltenen Ionenstrahl auf das Blendenpaar der Druckstufe, die auf der Achse 4 mm lang war. Die erste Blende war als ein in der Mitte durchbohrter Auffänger ausgebildet, die zweite bildete die Eintrittsöffnung der Ionisationskammer (Durchmesser 0,3 mm).

Da das magnetische Feld eine Richtungsfokussierung nur in einer Ebene *senkrecht* zu den Feldlinien bewirkt, wurde zur Konzentrierung parallel zum Feld noch eine elektrostatische Zylindereinzelinse eingebaut. Bei geeigneter Wahl ihres Mittelpotentials konnte die Ausnutzung bzw. die Intensität des Ionenstrahles auf das 2,5-fache erhöht werden. Der Strom hinter dem Ablenk-magneten wurde auf zwei verschiedene Weisen gemessen: Teils *direkt* mit dem Auffänger, wobei allerdings mit dem Vorteil der großen Auffangfläche ein geringeres Auflösungsvermögen verbunden ist; teils *indirekt* mit der angeflanschten Ionisationskammer.

2. Einfluß der Senderleistung und Saugspannung

Die Ergiebigkeit der Ionenquelle, d. h. der den Absaugkanal verlassende Ionenstrom J_i , besitzt in Abhängigkeit von der Senderleistung N_a ein Maximum (Abb. 2). Offensichtlich wächst aber auch ober-

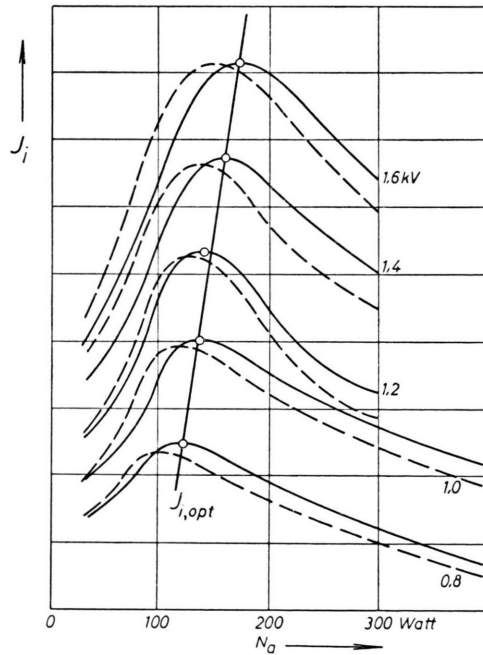


Abb. 2. Ionenstrom J_i in Abhängigkeit von der Senderleistung N_a . Parameter: Saugspannung U_s ; ohne (ausgezogene) und mit statischem Magnetfeld (30 Gauß, gestrichelte Kurven). Füllgas Argon, 0,04 Torr. 22,2 kV Nachbeschleunigung.

¹ O. REIFENSCHWEILER, Ann. Phys., Lpz. 14, 40 [1954].

halb der optimalen Senderleistung $N_{a, \text{opt}}$ die Ionendichte n_i im Plasma (trotz des abnehmenden Ionenstroms J_i) weiter an, denn sowohl die Lichtstärke der Entladung als auch der auf das Extraktionssystem auftreffende Strom J_e nehmen weiter zu. Die Lage des Senderleistungsoptimums hängt von dem Gasdruck p_i und der Saugspannung U_s ab: Aus der Kurvenschar in Abb. 2 entnimmt man, daß die optimale Senderleistung mit der Saugspannung wächst, und zwar um etwa 70 W/kV. Auch in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung (bei konstanter Senderleistung) treten für den Ionenstrom Maxima auf (s. auch Anm. ²). In Abb. 3 ist in einer räumlichen

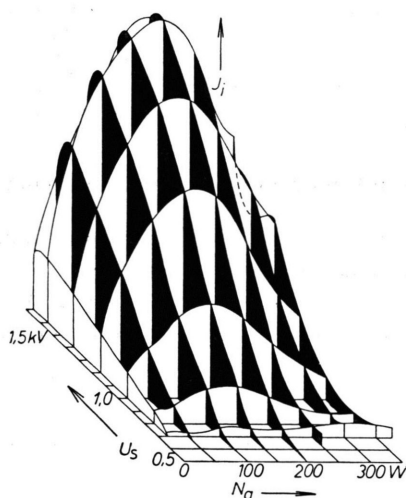


Abb. 3. U_s — N_a — J_i -Diagramm für Helium (0,12 Torr).

Darstellung der Ionenstrom als Funktion der beiden Variablen U_s und N_a aufgetragen. Man wird bestrebt sein, eine möglichst hohe Ergiebigkeit durch gleichzeitige Erhöhung von Senderleistung und Saugspannung zu erreichen. Allerdings treten bei zu hoher Ionendichte und Saugspannung Überschlüge im Entladungsgefäß auf, die einmal wegen der damit verbundenen Ergiebigkeitsschwankungen und zum anderen wegen der durch den hohen Extraktionsstrom bewirkten starken Kathodenzerstäubung vermieden werden müssen.

² E. SKURNIK, Comm. Phys. Math. Soc. Sci. Fennica **19**, 4 [1957].

³ In der Extraktionsgleichung ist unter n_i die Ionendichte im Plasma unmittelbar vor der Plasmagrenze zu verstehen. Sie ist nur dann gleich der N_a proportionalen mittleren Ionendichte, wenn das Plasma das Entladungsgefäß gleichmäßig ausfüllt.

Für den Ionenstrom gilt folgende „Extraktionsgleichung“:

$$J_i = \frac{1}{4} K e n_i v_i F.$$

Darin bedeuten: e die Elementarladung, v_i die mittlere Ionengeschwindigkeit im Plasma, n_i die Ionendichte im Plasma ³ und F die Fläche der als Ionenemittor wirkenden Grenze zwischen Plasma und dem Raumladungsgebiet vor der Extraktionselektrode. Der Fokussierungsgrad

$$K = \frac{J_i}{J_e + J_i}$$

hängt von der Krümmung und dem Abstand der Plasmagrenze vom Extraktionskanal ab ⁴. Optimale Senderleistungen und Saugspannungen können nur auftreten, wenn mindestens eine der J_i bestimmenden Größen sowohl von N_a als auch von U_s abhängt. Es ist klar, daß dann $N_{a, \text{opt}}$ von der Saugspannung und umgekehrt $U_{s, \text{opt}}$ von der Senderleistung abhängt. n_i und v_i hängen bei konstantem Druck nur von der Senderleistung ab, dagegen sind sowohl F als auch K Funktionen von Senderleistung und Saugspannung.

Im *optimalfokussierten* Fall ⁵ ($N_a = N_{a, \text{opt}}$) hat K und damit J_i ein Maximum ⁶. Der Brennpunkt liegt im Extraktionskanal. Der optimale Ionenstrom $J_{i, \text{opt}}$ wächst mit der Senderleistung, also mit der Plasmadichte, linear an (Abb. 2), wie das aus der Extraktionsgleichung folgt.

Im *unterfokussierten* Fall ($N_a > N_{a, \text{opt}}$) ist n_i zwar größer als im Optimalfall, F und insbesondere K sind jedoch kleiner. Die Brennweite ist zu groß.

Für den *überfokussierten* Fall ($N_a < N_{a, \text{opt}}$) gilt entsprechend das Umgekehrte.

Bisweilen zeigten sich bei Ionenstrom und Lichtstärke in Abhängigkeit von N_a auffallende Hystereseerscheinungen.

Die Nachbeschleunigungsspannung hatte überraschenderweise eine gewisse Einwirkung auf die Entladung. Vergrößerte man sie, so verschoben sich alle Optimalwerte nach kleineren Senderleistungen. Offenbar war die Ionendichte im Plasma (bezogen auf die gleiche Senderleistung) größer geworden. Dieser Effekt liegt vermutlich in der Schaltung begründet: Durch das konstante elektrische Gleichfeld zwischen dem auf positiver Hochspannung befindlichen Extraktionssystem und der nahezu auf Erdpotential liegenden Senderspule werden die Elektronen auf ihrer Bewegung zur Wand hin gebremst.

3. Einfluß des Druckes im Entladungsraum

Um einen die Untersuchungen dieses Abschnittes verfälschenden Einfluß der Extraktionsvorgänge aus-

⁴ Das Raumladungsfeld um die Kathode bewirkt eine ionenoptische Abbildung der Plasmagrenze, welche zu einer Einschnürung des Ionenstrahles führt ¹.

⁵ H. EUBANK, R. PECK u. R. TRUETT, Rev. Sci. Instrum. **25**, 989 [1954].

⁶ Genau genommen fällt das Maximum des Fokussierungsgrades K nicht exakt mit dem Strommaximum zusammen.

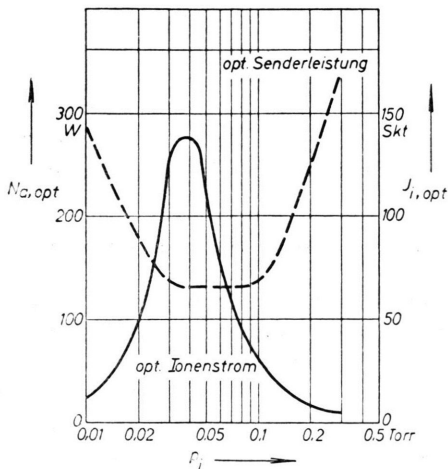


Abb. 4. Abhängigkeit der optimalen Senderleistung $N_{a, \text{opt}}$ und des für diese Leistung gemessenen optimalen Ionenstromes $J_{i, \text{opt}}$ vom Druck p_i in der Ionenquelle. Argon, Saugspannung 1 kV, Nachbeschleunigung 9,3 kV.

zuschließen, wurde der Ionenstrom stets bei Optimalbedingungen (optimaler Fokussierungsgrad) gemessen. (Von den beiden Möglichkeiten – Einstellung auf optimale Senderleistung oder auf optimale Saugspannung – wurde die erste aus meßtechnischen Gründen bevorzugt.) Dieser optimale Ionenstrom $J_{i, \text{opt}}$ besaß für einen bestimmten Druck im Enladungsgefäß ein scharf ausgeprägtes Maximum (Abb. 4). Der so gefundene Optimaldruck $p_{i, \text{opt}}$ betrug für Helium 0,12, für Neon 0,28 und für Argon 0,04 Torr.

Während die optimale Senderleistung bzw. optimale Saugspannung durch die Abhängigkeit des Fokussierungsgrades von der Plasmabegrenzung, also durch den *Extraktionsmechanismus* erklärt wurde, beruhen die Optimalverhältnisse beim Gasdruck auf dem Einfluß der mittleren freien Weglänge auf die Energieaufnahme der Elektronen im hochfrequenten Wirbelfeld, also auf dem *Erzeugungsmechanismus* der Ionen.

Die ionisierenden Elektronen können nämlich in einer Halbperiode gar nicht die notwendige Energie gewinnen – dazu ist die induzierte Feldstärke zu gering. Wegen der Richtungsänderung bei elastischen Zusammenstößen mit neutralen Gasteilchen können sie jedoch während *mehrerer* aufeinanderfolgender Hf-

Perioden Energie aufnehmen. Ist die mittlere Flugdauer der Elektronen gleich einer Halbperiode, so kommen (bei Optimaldruck) relativ viele Elektronen nach einer Richtungsänderung erneut wieder in eine überwiegend beschleunigende Phase hinein. Für zu hohe Drücke treten zu häufig elastische Stöße schon während der Beschleunigung auf; für zu niedrige Drücke finden zu wenig Richtungsänderungen statt, so daß die Elektronen auch in diesem Fall weniger rasch Energie aufnehmen. Mit der Elektronentemperatur wächst die Zahl der Ionisationsakte pro Zeiteinheit und damit die Ionendichte im Plasma, so daß für den Optimaldruck n_i und somit nach der Extraktionsgleichung auch J_i ein Maximum annehmen. Auch die Ionentemperatur bzw. die mittlere Ionengeschwindigkeit v_i hängt vom Druck ab. Letztere ist $p_i^{-1/2}$ proportional. SKURNIK² fand bei konstanter Plasmadichte ein stetiges Ansteigen des Stromes mit abnehmendem Druck und bestimmte den p_i -Exponenten zu $-0,618$. Dieser von der Theorie etwas abweichende Wert erklärt sich möglicherweise dadurch, daß er, um die Ionendichte konstant zu halten, bei abnehmenden Drücken mit immer stärkeren Senderleistungen arbeiten mußte, was zu einer zusätzlichen Erhöhung der Ionentemperatur führt. Hält man die Senderleistung konstant, so spielt aber die Abhängigkeit des Ionenstromes von v_i im Vergleich zur Abhängigkeit des Ionenstromes von n_i nur eine untergeordnete Rolle.

Die optimale Senderleistung besaß als Funktion des Gasdruckes p_i ein breites Minimum (Abb. 4). Dies ist folgendermaßen zu deuten: Für den Optimaldruck ist die Ionendichte schon bei einer geringen Senderleistung so groß, daß – bei konstanter Saugspannung – der optimale Fokussierungsgrad erreicht wird. Im anderen Fall ($N_a = \text{const}$) ergäbe sich für die optimale Saugspannung $U_{s, \text{opt}}(p_i)$ ein Maximum, das mit dem Minimum von $N_{a, \text{opt}}(p_i)$ zusammenfällt.

Für hohen Druck trat bei niedriger Senderleistung ein Nebenmaximum (andere Entladungsform) auf. Außerdem wurden die Kurven $J_i(N_a)$ immer flacher, so daß der rechte ansteigende Ast der Kurve $N_{a, \text{opt}}(p_i)$ unscharf war. Das erklärt sich durch die mit dem Druck zunehmende Wechselwirkung der Teilchen untereinander (Umladungen, Stöße 2. Art). Bei Molekülgas treten ferner unelastische Energieverluste durch Anregung von Rotationsschwingungen und Dissoziation auf. Das hatte zur Folge, daß bei Wasserstoff die Kurven $J_i(p_i)$ (Abb. 5) und $J_i(N_a)$ wesentlich breiter waren als die entsprechenden bei Edelgasen. Nach Abb. 5 überwog für hohe Drücke der Protonenanteil⁷, aber auch H_3^+ -Ionen traten in beträchtlicher Anzahl auf. Die Form der Kurven war von der Nachbeschleunigungsspannung un-

⁷ Zwischen den Ionensorten sind keine direkten Intensitätsvergleiche möglich, da es völlig offen ist, ob man sie auf gleiche Energie, Geschwindigkeit oder Impuls bezieht. Aus meßtechnischen Gründen wurde die Ablenkfeldstärke kon-

stant gehalten (und die Nachbeschleunigungsspannung entsprechend eingestellt), so daß alle drei Ionensorten gleichen Impuls besaßen.

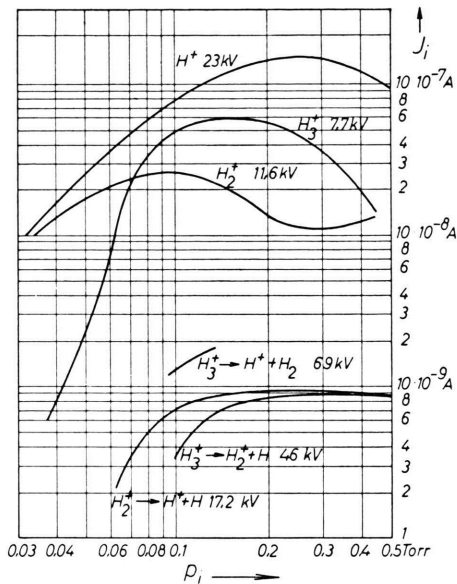


Abb. 5. Abhängigkeit des H^+ , H_2^+ , H_3^+ -Ionenstromes J_i vom Wasserstoffdruck p_i im Entladungsgefäß. Saugspannung 1 kV. Kraftflußdichte des Ablenkmagneten 2 kGauß. Entstehung von H^+ - und H_2^+ -Ionen durch Dissoziation aus H_2^+ und H_3^+ .

abhängig. (Mit geringer Intensität wurden Teilchen gemessen, die bei Zusammenstößen mit dem Restgas durch Dissoziation zwischen Nachbeschleunigung und Massentrennung entstanden waren.)

4. Einfluß eines statischen, magnetischen Längsfeldes

NEUERT und Mitarb.^{8,9} fanden, daß durch ein statisches magnetisches Längs- oder Querfeld die Leistungsaufnahme der Gasentladung und der Ionenstrom, besonders bei niedrigen Drucken, resonanzartig ansteigen. Hier ergab ein longitudinales Magnetfeld zwar für niedrige Senderleistung eine Erhöhung der Ionenquelleneffizienz, für Leistungen oberhalb des Optimalwertes $N_{a, \text{opt}}$ ging sie dagegen (bei gleicher Magnetfeldstärke) zurück: Das Magnetfeld bewirkte eine seiner Feldstärke proportionale Verschiebung der Kurven $J_i(N_a)$ nach niedrigeren Senderleistungen (Abb. 2). Der magnetischen Kraftflußdichte B_{st} entspricht eine gewisse „äquivalente“ Senderleistung $N_{a, \text{äq}} = f(p_i, U_b, \dots) \cdot B_{st}$. Die effektive Senderleistung ist somit $N_{a, \text{eff}} = N_a + N_{a, \text{äq}}$. Nimmt man die Kurven $J_i(B_{st})$ auf, so wird damit praktisch

nur wieder die Abhängigkeit des Ionenstromes von der Senderleistung gemessen. — Die einem Magnetfeld von 30 Gauß entsprechende Leistung betrug bei 9,3 kV Nachbeschleunigung 40 Watt, für $U_b = 22,2$ kV dagegen 20 W, die äquivalente Senderleistung nahm also mit wachsender Nachbeschleunigung ab.

5. Energieverteilung der Ionen

Die Energieverteilung der die Quelle verlassenden Ionen wurde nicht mit einer rein elektrischen Anordnung (z. B. Radialfeld oder Einzellinse in Gegenfeldschaltung), sondern, um die Energiespektren der verschiedenen Ionenmassen zu trennen, erst hinter dem magnetischen Ablenkkfeld aufgenommen.

Die Energie eU der auf dem Sollkreis geführten Teilchen wurde dabei aus der Ablenkkfeldstärke und der Ionenmasse errechnet. Diese Energie bzw. die Gesamtfallspannung U setzt sich aus der gemessenen Nachbeschleunigung und der sich dann daraus ergebenden, gesuchten Energie der Ionen beim Verlassen der Quelle $e\alpha U_s$ zusammen. Es ist

$$U = U_b + \alpha U_s.$$

Bei den Messungen wurde der Magnetstrom und damit für jedes m/e ein bestimmtes U fest eingestellt und bei konstant gehaltener Saugspannung U_s der Ionenstrom J_i in Abhängigkeit von der Nachbeschleunigungsspannung U_b aufgenommen (Abb. 6). Aus diesem U_b -Spektrum läßt sich die Energieverteilung $J_i(\alpha)$ leicht entnehmen.

Nach der LANGMUIRSchen Sondentheorie besitzen die Ionen hinter dem Extraktionskanal eine einheitliche, dem Plasmapotential entsprechende Energie. Dabei liegt am Kathodenfall fast die gesamte Extraktionsspannung. Im Fall der Hochfrequenz-Ringentladung muß darüber hinaus das Plasmapotential wegen der hohen Elektronenbeweglichkeit sogar noch um einige Volt über dem der Extraktionsanode liegen, damit der stationäre, quasineutrale Zustand des Plasmas erhalten bleibt^{10,11}. Diese Theorie wurde durch viele Beobachter bestätigt. Dagegen war die gemessene Energiebreite wesentlich größer als sie theoretisch aus der Iontemperatur¹² allein zu erwarten wäre. Man kann die beobachtete relativ hohe Energieunschärfe damit erklären, daß die Elektronen in das Raumladungsgebiet eindringen, die Ionen

⁸ H. NEUERT, Z. Naturforschg. **4 a**, 451 [1949].

⁹ H. NEUERT, H. J. STUCKENBERG u. H. P. WEIDNER, Z. angew. Phys. **6**, 303 [1954].

¹⁰ J. ERÖ, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **5**, 391 [1956].

¹¹ G. FORST, Dissertation der Techn. Universität, Berlin 1957.

¹² P. C. THONEMANN, Progr. Nucl. Phys. **3**, 219 [1953].

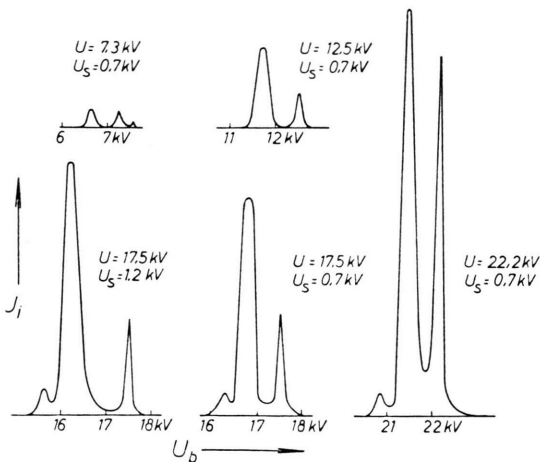


Abb. 6. Energiespektrum eines Argonionenstrahles für verschiedene Gesamtfallspannungen U und Saugspannungen U_s als Parameter.

also an Orten verschiedenen Potentials entstehen oder sie auf zeitliche Schwankungen des Raumladungspotentials bzw. der Sondenspannung (als Folge von Durchschlägen zwischen Plasma und Kathode¹⁰) zurückführen.

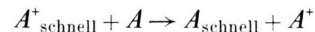
Neben diesen Ionen (mit einer Energie von rund eU_s und einer Halbwertsbreite von etwa 100 eV) fand FORST¹¹ in einer Wasserstoffentladung ein bisweilen aufspaltendes, bis zu 1000 eV breites Nebenmaximum, das durch Ionen geringerer Energie gebildet wird und das er auf Schwankungen des Oberflächenpotentials der Gefäßwand zurückführte.

Auch von uns wurden zwei deutlich getrennte Intensitätsmaxima beobachtet. Ihre Energiedifferenz entsprach (innerhalb der Meßgenauigkeit) hier jedoch der vollen Saugspannung (Abb. 6). Erhöhte man diese, so mußte für das eine Maximum die Nachbeschleunigungsspannung um denselben Betrag erniedrigt werden, um den Ionenstrahl (bei konstant gehaltenem Ablenkmagnetfeld) wieder auf die Eintrittsöffnung der Ionisationskammer zu fokussieren. α ist somit gleich 1. Diese Ionen sind identisch mit den auch von den anderen Beobachtern angegebenen, aus dem Plasma der Gasentladung stammenden Teilchen. Dieses „Plasmaximum“ besaß eine relativ große Halbwertsbreite von 300 V (bei 22,2 kV Fallspannung). Beim zweiten Maximum verursachte eine Änderung der Extraktionsspannung keine Verschiebung auf der U_0 -Achse. α ist demnach gleich 0. Es muß sich hierbei um Ionen handeln, die den Extrak-

tionskanal annähernd nur mit thermischer Energie verlassen, die also unmittelbar vor oder in dem Kanal entstehen. Die Halbwertsbreite dieses „Kanalmaximums“ wurde (bei $U_0 = 22,2$ kV) zu 60 bis 70 Volt bestimmt. Sie kann jedoch noch geringer sein, da hier die Auflösungsgrenze der Apparatur lag. Dieser Befund kann für Anwendungen wichtig sein.

Das Auftreten des Kanalmaximums ist auf den vergleichsweise sehr hohen Druck zurückzuführen, mit dem die Ionenquelle (infolge ihres geringen Volumens) betrieben wurde. In der Tat erschien es erst bei einigen 10^{-2} Torr; bei einigen 10^{-1} Torr wurde es 5- bis 10-mal höher als das Plasmaximum.

Für die Entstehung der Kanalionen sind mehrere Möglichkeiten denkbar. Sie könnten durch Umladung, Ionenstoß oder durch (aus der Kathode ausgelöste) Sekundärelektronen erzeugt werden. Bei 1 mA Ionenstrom und 0,01 Torr passieren nur 1/3 soviel Neutralteilchen den Extraktionskanal als Ionen, bei einem Druck von 0,1 Torr aber bereits über 35-mal soviel. Nach SENA¹³ ist in einer Gasentladung der Umladungsquerschnitt größer als der elastische Stoßquerschnitt. Da die mittlere freie Weglänge in der Größenordnung von 1 mm liegt, ist bei einer Kanalblendenlänge von 2,5 mm das Zustandekommen der Kanalionen A^+ durch Umladungen mit Plasmaionen A^+_{schnell} entsprechend



zwanglos zu erklären. Unterhalb 10^{-2} Torr finden keine Umladungen mehr statt, da dann die mittlere freie Weglänge groß gegen die Kanallänge ist.

6. Anomale differentielle Ionisation der Plasmaionen von Helium

Zunächst war zu erwarten, daß Plasma- und Kanalionen gleich stark ionisieren, wenn man ihre unterschiedliche Energie beim Verlassen der Ionenquelle durch entsprechend verschiedene Nachbeschleunigungsspannungen ausgleicht. Tatsächlich traf dies für Wasserstoff-, Neon- und Argon-Ionen zu. Hingegen war überraschenderweise die differentielle Ionisation der Plasma- und Kanalionen von Helium sowohl in Wasserstoff als auch in Deuterium verschieden. Abb. 7 gibt die Messungen in Deuterium

¹³ L. A. SENA, zitiert in N. A. KAPZOW, Elektr. Vorgänge in Gasen und im Vakuum, Berlin 1955, S. 146.

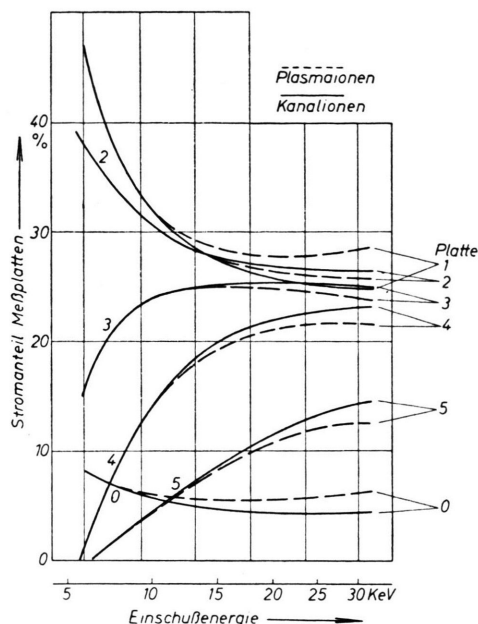


Abb. 7. Die auf den Meßplatten 0 bis 5 erhaltenen Ionisationsanteile als Funktion der Einschußenergie. $\text{He}^+ \rightarrow \text{D}_2$ (5,9 Torr) Plasmaionen gestrichelte Kurven, Kanalionen ausgezogene Kurven.

wieder, da hier der Unterschied größer als in Wasserstoff war.

Die Untersuchungen wurden mit der in 6 Abschnitte längs unterteilten Ionisationskammer vorgenommen. Der Druck des Deuteriums betrug 5,9 Torr. Abb. 7 gibt die auf den Wegstückchen innerhalb der Meßplatten 0 bis 5 erhaltenen Ionisationsanteile als Funktion der Einschußenergie wieder.

Trägt man diese Stromanteile für jeweils eine Ionensorte gegen die in der Ionisationskammer von den Teilchen zurückgelegte Strecke x auf, so erhält man zu jeder Einschußenergie eine aus 6 Stufen bestehende Treppenfunktion. Daraus läßt sich die flächengleiche Kurve der differentiellen Ionisation längs des Weges konstruieren. Die so gewonnenen Kurven wurden für beide Ionensorten unter möglichst weitgehender Ausschaltung von Energie- und Winkelstreuung zu einer BRAGG-Kurve zusammengesetzt (Abb. 8). Die BRAGG-Kurve der Kanalionen K besitzt die gewohnte Gestalt. Da beide Ionensorten gleiche Masse, Ladung und Geschwindigkeit besitzen, kann das anomal hohe Ionisationsvermögen der Plasmaionen P auf der vorderen Wegstrecke nur mit einer zusätzlichen Anregungsenergie, und zwar einer genügend langlebigen, also nur mit einem metastabi-

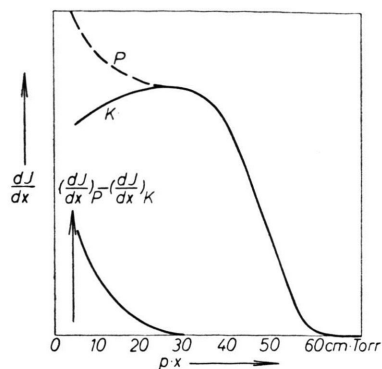
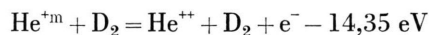


Abb. 8. Differentielle Ionisation dJ/dx von Plasma- (P) und Kanal-Heliumionen (K) in Deuterium als Funktion des Produktes: Ionisationskammerdruck $p \times$ Abstand von der Eintrittsöffnung x . Saugspannung 1,8 kV.

len Zustand eines Teiles der Heliumionen erklärt werden. Natürlich können die 40,05 eV Anregungsenergie des hierfür in Betracht kommenden $2^2\text{S}_{1/2}$ -Zustandes angesichts der 10 – 30 keV hohen Einschußenergie keine unmittelbare Rolle spielen. Nimmt man aber an, daß die metastabilen Ionen durch Stoß mit einem Wasserstoffmolekül in der Druckstufe oder im vordersten Teil der Ionisationskammer ihr zweites, bereits hoch angeregtes Elektron entsprechend



verlieren, so läßt sich das starke Ionisationsvermögen der Plasmaionen mit den so entstandenen zweifach geladenen Heliumionen erklären.

Im Gegensatz zu den einfach geladenen Kanalionen werden die He^{++} -Teilchen wegen ihrer rund siebenmal größeren Umladungsenergie erst nach einer größeren Strecke – ca. 30 cm · Torr – umgeladen sein, von wo ab dann natürlich kein Unterschied der differentiellen Ionisation

$$(dJ/dx)_P - (dJ/dx)_K$$

mehr auftreten kann.

Das anomale Verhalten der Plasmaionen verschwindet mit steigendem Druck in der Ionenquelle. Vermutlich geht in diesem Fall der Anteil metastabiler Ionen im Strahl zurück.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE sind wir für sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit, Herrn Dr. SCHARMANN, Dr. VOSS und Dipl.-Phys. FRIEDL für wertvolle Diskussionsbeiträge, der Deutschen Forschungsgemeinschaft, dem Bundesatomministerium und der Firma Pfeiffer (Wetzlar) für materielle Unterstützung zu großem Dank verpflichtet.