

keiten zu bestimmen, muß die Form der Schwärzungskurve für jede Platte ermittelt werden; sodann müssen Korrekturen für die Massenabhängigkeit von Linienbreite und effektiver Linienlänge und photographischer Empfindlichkeit angebracht werden. Da es hier jedoch lediglich auf den charakteristischen Verlauf der Kurven ankommt, werden in Abb. 2 nur die unkorrigierten Ionenhäufigkeiten wiedergegeben. Die Korrekturen würden zur Folge haben, daß die Häufigkeitskurven weniger steil mit zunehmendem n abfallen. Dadurch würden die Häufigkeiten für die C_{25}^+ -Ionen im Vergleich zu den C_1^+ -Ionen etwa um 2 bis 3 Größenordnungen angehoben.

4. Die in Abb. 2 wiedergegebenen Häufigkeitsverhältnisse sind nicht konstant. Der Abfall der Kurven kann durch verschiedene Versuchsbedingungen geändert werden, wobei jedoch in allen Fällen die Periodizität erhalten bleibt. So variiert z. B. der genaue Kurvenverlauf etwas mit der angelegten Beschleunigungsspannung der Ionen¹². Außerdem beeinflußt die Elektrodenform den Häufigkeitsabfall. So erscheinen z. B. bei Verwendung von zwei Stiftelektroden die C_2^+ -Ionen stets häufiger als die C_3^+ -Ionen, während bei Verwendung einer Stiftelektrode und einer durchbohrten Scheibe die Verhältnisse umgekehrt sind¹³. Auch die Entladungsform beeinflußt den Häufigkeitsabfall. Im Gleichstromabreißfunken erfolgt der Abfall der Häufigkeiten mit zunehmendem n sehr viel rascher als beim Hochfrequenzfunken, so daß in diesem Fall C_n^+ -Ionen bisher nur bis $n=11$ beobachtet werden konnten⁴. Bei Verwendung von Graphitelektroden bleibt jedoch der charakteristi-

sche Häufigkeitswechsel als Funktion der Atomzahl trotz der Variationen der Versuchsbedingungen stets erhalten. Auch bei Verwendung von Diamantelektroden^{2, 8, 14} und beim Verfunken von kondensierten aromatischen Kohlenwasserstoffen¹⁵ wird der gleiche periodische Häufigkeitswechsel beobachtet. Nur bei amorphem Kohlenstoff waren die charakteristischen Häufigkeitsperioden nicht mehr nachweisbar^{8, 14}.

5. Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß auch doppelt geladene Kohlenstoffkomplexe C_n^{++} im Funken beobachtet wurden. Soweit Häufigkeitsbestimmungen möglich waren, erwiesen sich für Molekülkomplexe Ionen mit $n=4r-1$ als bevorzugt¹⁶.

6. Offensichtlich hängt die Häufigkeitsverteilung der C_n -Molekulationen mit ihrer Struktur zusammen, und das verschiedene Verhalten der Ionen mit $n \leq 9$ und $n > 9$ deutet auf eine Verschiedenheit im Aufbau der C_n -Moleküle hin. Der in den Massenspektren beobachtete periodische Häufigkeitswechsel sowohl der C_n^+ - als auch der C_n^{++} ¹⁶ und der C_n^- -Ionen zeigt eine Reihe von Merkmalen, die einen Zusammenhang mit den Eigenschaften erkennen lassen, welche sich aus Kohlenstoffmolekülmodellen ergeben, die von PITZER und CLEMENTI näher untersucht wurden^{17, 18}. Die Periode 2 bis zu $n=9$ läßt sich aus dem Modell gestreckter Ketten, die Periode 4 für $n > 9$ aus dem Modell monozyklischer Ringe verstehen. In einer späteren Arbeit soll auf die Frage der Deutung des beobachteten Häufigkeitswechsels auf Grund der Struktur der C_n -Komplexe näher eingegangen werden.

¹² J. FRANZEN u. H. HINTENBERGER, Z. Naturforschg. **18 a**, 407 [1963].

¹³ In der Arbeit von DÖRNENBURG und HINTENBERGER¹ wurde angegeben, daß C_{19}^+ etwas häufiger erscheint als C_{18}^+ . Von den anderen Autoren wurde jedoch in den späteren Arbeiten C_{18}^+ stets mit größerer Häufigkeit gefunden als C_{19}^+ . Die Sichtung unserer alten photographisch aufgenommenen Spektren ergibt, daß auch hier stets die C_{18}^+ -Linie stärker geschwärzt ist als die für C_{19}^+ . Die Häufigkeitsangabe in der erwähnten Arbeit stützte sich jedoch bis zu C_{19}^+ auf elektrometrische Messungen, wobei die Intensitäten für die Ionenarten C_{18}^+ und C_{19}^+ gerade an der Grenze der elektrometrischen Nachweisempfindlichkeit lagen. Offenbar war damals der Meßfehler größer als angenommen.

Die größere Häufigkeit von C_{19}^+ dürfte deshalb nicht reell sein.

¹⁴ F. N. HODGSON, M. DESJARDINS u. W. BAUN, Mass Spectrometry Conference San Francisco 1963, Paper No. 78.

¹⁵ N. F. HODGSON, M. DESJARDINS u. W. BAUN, J. Phys. Chem. **67**, 1250 [1963].

¹⁶ E. DÖRNENBURG, H. HINTENBERGER u. J. FRANZEN, Z. Naturforschg. **16 a**, 532 [1961].

¹⁷ K. S. PITZER u. E. CLEMENTI, J. Amer. Chem. Soc. **81** (III), 4477 [1959].

¹⁸ S. J. STRICKER u. K. S. PITZER, Energy Calculations for Polyatomic Carbon, to be published in „Molecular Orbitals in Chemistry“. Edited by B. PULLMAN and PER-OLOV LÖWDIN, Academic Press, New York.

Elektrodenlose Drei-Spulen-Plasmakanone

Von W. HERTZ, A. KOLLER, A. MICHEL und H. SCHINDLER
Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG,
Erlangen

(Z. Naturforschg. **18 a**, 1237—1238 [1963]; eingeg. am 20. September 1963)

Bei den elektrodenlosen Plasmakanonen erfolgt im Prinzip die Beschleunigung durch die LORENTZ-Kraft, welche aus der Wechselwirkung eines induzierten azi-

mutalen Plasmastromes mit der Radialkomponente eines rotationssymmetrischen Magnetfeldes entsteht und in Richtung der Rotationsachse wirkt. Von dem außerdem vorhandenen Druckgradienten soll zunächst abgesehen werden.

Bei den bekanntgewordenen Anordnungen^{1—6}, z. B. der konischen Θ -Pinch-Kanone^{2—4}, werden Induktionsstrom und magnetisches Radialfeld durch dieselbe Spule erzeugt.

¹ J. MARSHALL, Proc. 2nd UN Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genève 1958, Vol. 31, 341 [1959].

² W. BIEGER, D. DORN, P. NOLL u. H. TUCZEK, Proc. 5. Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2.,

³ F. WAELBROECK, C. LELOUP, J. P. POFFÉ, P. EVRARD, R. DER

AGOBIAN u. D. VÉRON, Nuclear Fusion 1962, Suppl.-Part 2,

⁴ E. M. LITTLE, D. B. THOMSON, V. JOSEPHSON u. R. S. FRANKLIN, U. S. Patent Nr. 2,997,436 (1961).

⁵ L. HÖGBERG u. K. VOGEL, Nucl. Instrum. **10**, 95 [1961].

⁶ I. S. SHPIGEL, Soviet Phys.—JETP **36**, 411 [1959].



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 digitized 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.

Im Gegensatz dazu entsteht in der hier beschriebenen Anordnung (Abb. 1 *) das Magnetfeld mit Radialkomponente durch die beiden gegensinnig gewickelten Spulen 1 und 3, die ein sogenanntes Cusp-Feld aufbauen. Zwischen diesen beiden Cusp-Spulen befindet sich die induktionsarme Θ -Spule 2, die den azimuthalen Strom am Ort der größten radialen magnetischen Feldstärke weitgehend unabhängig vom Cusp-Feld induziert. Neben der Beschleunigung in axialer Richtung durch die anfangs erwähnte Wechselwirkung erfolgt eine radiale Kompression durch das rasch ansteigende Magnetfeld der Θ -Spule. Das komprimierte und beschleunigte Plasma bewegt sich schließlich längs des Magnetfeldes einer der Cusp-Spulen, welches in einem Abstand von der Θ -Spule parallel zur Zylinderachse verläuft und nun als Führungsfeld dient. Beim Beschleunigungsvorgang dagegen wird das Plasma auch quer zu den Feldlinien des Cusp-Feldes bewegt, so daß diese zum Teil im Plasma eingeschlossen werden, wenn es längs der Rohrachse weiterfliegt. Zum anderen Teil wirken sie als Führungsfeld und behindern die Annäherung des Plasmas an die Wand. Zur Erprobung des Prinzips wurde eine Anordnung mit einem Beschleunigungsrohr von 6 cm Durchmesser und ca. 50 cm Länge aufgebaut. Als Gas diente Wasserstoff von $5 \cdot 10^{-2}$ bis $5 \cdot 10^{-1}$ Torr Druck. Das Oszillogramm des dI/dt -Verlaufes in der Θ -Spule (Abb. 2) zeigt, daß in den Kurvenmaxima die Zündung erfolgt. Die dabei eintretende Änderung der Induktion des Entladungskreises gibt Anlaß zu einer überlagerten Schwingung, die wegen der zeitlich zunehmenden Ionisation in der dritten Halbwelle am größten ist.

Optische Beobachtungen wurden mit Trommel- und Bildwandlern durchgeführt. Die Abb. 3 und 4 sind side-on-Trommelkameraaufnahmen durch Beobachtungsschlitz längs des Entladungsrohres. Die Θ -Spule befindet sich zwischen den beiden eng benachbarten Schlitzen, die in jeder Stromhalbwelle gleichzeitig aufleuchten. Mit Cusp- und Führungsfeld (Abb. 3) bewegt sich die Leuchtfront in aufeinanderfolgenden Halbwellen des Θ -Spulenstromes abwechselnd in einer der beiden Achsenrichtungen, ohne dieses Feld (Abb. 4) gleichzeitig und mit geringerer Geschwindigkeit nach beiden Richtungen.

Die Bewegung des Plasmas wurde ferner mit Bildwandlern durch gleichzeitige side-on/end-on- und durch end-on-Aufnahmen allein verfolgt. Die side-on/end-on-Aufnahme (Abb. 5) ermöglicht eine zeitliche Zuordnung zwischen radialer und axialer Bewegung. Aus den end-on-Aufnahmen ohne (Abb. 6 a) und mit (Abb. 6 b) Führungsfeld ist zu erkennen, daß das Plasma im ersten Falle nach zwei bis drei Kompressionen schnell zur Wand fliegt, während es im zweiten Fall durch das

Magnetfeld über längere Zeit in Achsennähe festgehalten wird.

Die Geschwindigkeit der Leuchtfront in der dritten Halbwelle als Funktion der Entfernung von der Θ -Spule ist in Abb. 7 dargestellt. In der Nähe der Spule beträgt sie $1,5 \cdot 10^7$ cm/sec und fällt dann auf Werte von einigen 10^6 cm/sec ab. Der Abfall der Geschwindigkeit ist darauf zurückzuführen, daß das bewegte Plasma in ein ruhendes Neutralgas geschossen wird.

Theoretisch kann man die zu erwartende Ausstoßgeschwindigkeit wie folgt abschätzen:

Bei Vernachlässigung des Druckgradienten beträgt die Axialbeschleunigung

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{j_{pl} B_r}{\varrho}, \quad (1)$$

j_{pl} = Stromdichte des Plasmaringstromes, ϱ = Massendichte, B_r = Radialkomponente des Magnetfeldes. Wirkt diese als konstant angesetzte Beschleunigung längs der Strecke $s = \frac{1}{2} a t^2$, so ist die erreichte Geschwindigkeit

$$v = a t = \sqrt{2 s j_{pl} B_r / \varrho}. \quad (2)$$

Das Magnetfeld im Mittelpunkt der Spule 2 beträgt im elektromagnetischen Maßsystem

$$\tilde{B} = 2 \pi I_{sp} / r_{sp}. \quad (3)$$

Der induzierte Ringstrom im Plasma möge dieses Feld gerade auslöschen:

$$I_{pl} = j_{pl} F = \tilde{B} r_{pl} / 2 \pi. \quad (4)$$

F ist die vom Ringstrom durchflossene Fläche. Setzt man die aus (4) und (3) folgende Plasmastromdichte in (2) ein, so folgt

$$v = \sqrt{\frac{s \tilde{B} B_r r_{pl}}{\pi \varrho F}} = \sqrt{\frac{2 s I_{sp} B_r r_{pl}}{\varrho F r_{sp}}}. \quad (5)$$

Setzt man in (5) die Daten der Anordnung ein, so ergibt sich daraus eine Geschwindigkeit von $2,8 \cdot 10^7$ cm/sec.

In Anbetracht der stark vereinfachten Abschätzung ist die Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von $1,5 \cdot 10^7$ cm/sec befriedigend.

Bei der beschriebenen Anordnung ist das Cusp-Feld von beiden Seiten für ein- oder austretendes Plasma frei zugänglich. Deshalb lassen sich zwei oder mehrere Anordnungen hintereinanderschalten, so daß günstige Voraussetzungen für eine Mehrfachbeschleunigung gegeben sind.

Da der Strom I und die Stromänderung dI/dt in der Θ -Spule unabhängig von der Stärke des Cusp-Feldes variiert werden können, ist es in erster Näherung möglich, das Verhältnis von radialer zu axialer Beschleunigung zu ändern.

* Abb. 1 bis 7 auf Tafel S. 1236 b.