

Anreicherung isotoper Moleküle in der Gleichstrom-Glimmentladung

III. Der Primäreffekt. Massenspektrometrische Bestimmung der relativen Ionenhäufigkeiten im Entladungsplasma^{1,2}

Von H. D. BECKEY und H. DREESKAMP

Aus dem Institut für physikalische Chemie der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. 9a, 735—740 [1954]; eingegangen am 15. Juli 1954)

Die Theorie des Primäreffektes der Isotopenanreicherung in Gleichstrom-Glimmentladungen wurde experimentell überprüft, indem durch massenspektrometrische Analyse die relative Häufigkeit der einzelnen Ionenarten in einer Wasserstoffentladung bestimmt wurde. Die relative Häufigkeit der H_3^+ -Ionen liegt in der gleichen Größenordnung wie die der H^+ -Ionen, während die der H_2^+ -Ionen nur einige Prozent der gesamten Ionenhäufigkeit beträgt. In Mischungen von Wasserstoff und Deuterium im Verhältnis 1:1 wurde gefunden:

$$1,31 < \frac{[D^+]}{[H^+]} < 1,41; \quad 1,61 < \frac{[D_3^+]}{[H_3^+]} < 1,76.$$

Die in der Gleichstrom-Glimmentladung beobachtete Entmischung der Isotope des Wasserstoffs konnte durch einen Primäreffekt, welcher durch einen Vervielfachungsprozeß verstärkt wird, gedeutet werden². Der Primärprozeß bewirkt, daß die Konzentration der schweren Atomionen D^+ größer als die der leichten H^+ ist. Über die Konzentration der H_3^+ - und D_3^+ -Ionen konnte bisher keine Aussage gemacht werden. Es war das Ziel der vorliegenden Arbeit, experimentell zu prüfen, ob die Deutung des Mechanismus des Primärprozesses richtig ist, d. h. ob die schweren Atomionen die leichten überwiegen, und es sollte die Konzentration der H_3^+ - und D_3^+ -Ionen bestimmt werden. Hierzu wurde aus der positiven Säule der Entladung ein schwacher Ionenstrom seitlich herausgezogen und die relativen Ionenhäufigkeiten durch ein kleines, der speziellen Verwendung angepaßtes Massenspektrometer bestimmt.

Die Versuchsapparatur

Die Hochvakuumapparatur gleicht der früher² angegebenen bis auf die Form des Entladungsrohres. Dieses erhielt eine gewinkelte Gestalt, damit die Ioneneintrittsdüse des Massenspektrometers möglichst dicht an das Entladungsplasma gebracht werden konnte. Das Massenspektrometer ist in Abb. 1 dargestellt. Die Ioneneintrittsdüse α mußte einerseits aus Metall hergestellt werden, damit ein definiertes Beschleunigungspotential für die Ionen existiert, andererseits durfte nur ein sehr kleiner Teil der Metallfläche mit dem Entladungsplasma in Berührung kommen, da die starke Rekombination der Atome am Metall

vermieden werden mußte. Daher wurde eine dünne Platinfolie verwendet (Abb. 1, unten), auf welche eine dünne Glashaut aufgeschmolzen wurde. Die Düse wurde mit Apieconlack auf den Glasteller 3 gekittet, der an das Spektrometerrohr angeschmolzen war. Der Glasteller befand sich zwischen zwei Messingflanschen,

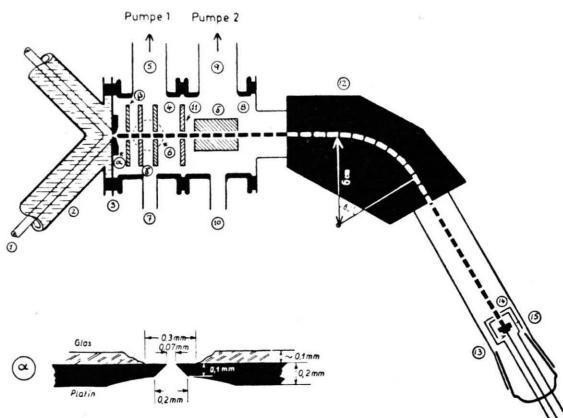


Abb. 1. Massenspektrometer zur Bestimmung der relativen Ionenhäufigkeiten in der positiven Säule einer Gleichstrom-Glimmentladung.

die die Verbindung zum Massenspektrometer und zum Kühlrohr bildeten. Die Flanschen wurden mit Silikon-gummi-Dichtungsringen gedichtet, die es erlaubten, das Spektrometer bis auf etwa 200° C auszuheizen. Der zwischen der Ioneneintrittsdüse und der Blende 11 befindliche Teil des Spektrometers besaß Stutzen für den Anschluß der Pumpe 5, eines Vakuummeters und für die elektrischen Zuführungen 7 zur Düse α und zu den Beschleunigungsblenden β und γ . β hatte eine Blendene weite von $3 \times 6 \text{ mm}^2$, γ von $4 \times 18 \text{ mm}^2$. γ war in zwei voneinander isolierte Teile unterteilt, um eine

¹ Teil I: W. Groth u. P. Harteck, Naturwiss. 27, 390 [1939].

² Teil II: H. D. Beckey, W. E. Groth u. K. H. Welge, Z. Naturforschg. 8a, 556 [1953].



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.

seitliche Justierung des Ionenstrahles zu ermöglichen. — Der hinter der Blende 11 befindliche Teil 8 des Spektrometers trug Stutzen für den Anschluß der Pumpe 9 und für die elektrischen Zuleitungen 10 zu dem gekreuzten Plattenkondensator δ , der eine weitere Justierung des Ionenstrahles ermöglichte. Zwischen Teil 4 und 8 befand sich eine Blende 11 mit einer Öffnung von $4 \times 8 \text{ mm}^2$, die als Eintrittsspalt für das Spektrometer und als Drosselwiderstand zwischen Teil 4 und dem übrigen Spektrometer wirkte. Vor dem Auffänger 13 befand sich der Austrittsspalt 14 von 0,3 cm Breite und eine Sekundärelektronenblende 15.

Triode 12 und steuert dadurch den Anodenstrom dieser Röhre, die parallel zu der einen Hälfte des Spannungsteilers 6 geschaltet ist. Wenn $U_p - U_s$ und damit i_α steigt, dann steigt auch der Anodenstrom der Röhre 12. Die Spannung in diesem Teil des Spannungsteilers 6 wird wegen der Strombegrenzung durch den hochohmigen Widerstand im anderen Teil des Spannungsteilers kleiner, und damit sinkt wieder $U_p - U_s$ und i_α . Die Regelung durch diese Schaltung war empfindlich genug, um eine Energiehomogenität der Ionen zu erzielen, die ausreichend war, um die Massen 5 und 6 sicher voneinander zu trennen.

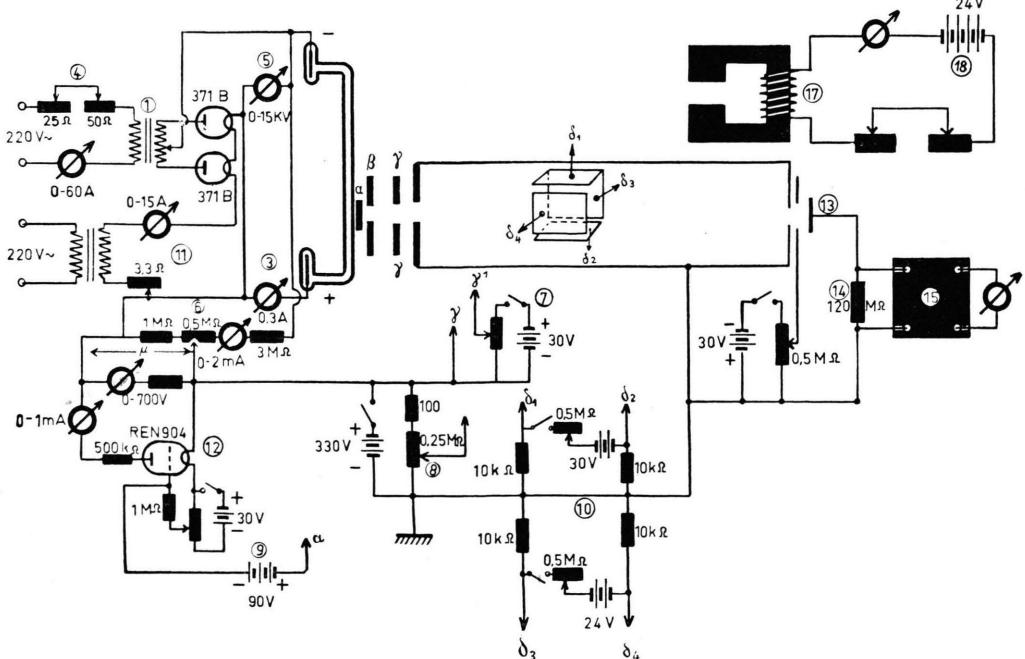


Abb. 2. Elektrische Schaltung des Massenspektrometers und der Glimmentladung.

Die elektrische Schaltung ist in Abb. 2 dargestellt. Das Potential der Ioneneintrittsdüse darf sich nur wenig von dem Plasmapotential unterscheiden. An einem parallel zur Entladung geschalteten Spannungsteiler wird die Spannung der Düse eingestellt. Da das Plasmapotential vor der Düse stark schwankt und diese Schwankungen nicht identisch mit denen der an den Spannungsteiler angekoppelten Düse sind, weil die Entladung keinen Ohmschen Widerstand darstellt, mußte die Potentialdifferenz zwischen der Düse und dem Plasma durch eine elektronische Regeleinrichtung automatisch geregelt werden. Als Regelstrom wurde der auf die Düse auftreffende Strom benutzt. Die Metallfläche der Düse wirkt als Sonde vor dem Plasma und der auf die Düse auftreffende Ionen- und Elektronenstrom zeigt die bekannte Strom-Spannungs-Charakteristik einer Sonde. Wenn der Sondenstrom konstant ist, ist auch die Potentialdifferenz zwischen dem Plasma und der Sonde, $U_p - U_s$, konstant. Diese Konstanz wurde auf folgende Weise erreicht: Der Sondenstrom i_α fließt über den Gitterableitwiderstand einer

Die Spannungsversorgung der Glimmentladung und aller Teile des Massenspektrometers geht aus Abb. 2 hervor.

Vorbereitung und Gang der Versuche

Das Entladungsrohr wurde vor dem Einbau in die Apparatur mit Chromschwefelsäure gereinigt. Die Umgebung der Düse wurde mit Phosphorsäure präpariert, um eine Wandrekombination der Atome zu vermeiden. Vor Beginn der eigentlichen Versuche wurde die Entladung etwa 24 Std. lang eingebrennt, damit sich ein Gleichgewichtswert in der Zusammensetzung des in der Gasphase befindlichen und des an die Glasoberflächen und an die Phosphorsäure gebundenen Gases einstellen konnte. Die Gasfüllung wurde hierbei häufig erneuert und die Konstanz der Zusammensetzung mit Hilfe eines Massenspektrometers kontrolliert.

Da das mit dem Entladungsrohr in Verbindung stehende Gesamtvolumen etwa 10 l betrug und die durch die enge Spektrometer-Einlaßdüse strö-

mende Gasmenge sehr gering war, ergab sich eine so geringe Druckabnahme während der Messungen, daß sie keinen Einfluß auf die Meßergebnisse ausübte, der vergleichbar war mit der Fehlergrenze der übrigen Meßgrößen.

Das im Massenspektrometer nach 12-stdg. Ausheizen bei ca. 180°C erreichte Endvakuum betrug $2 \cdot 10^{-6}$ Torr. Wurde das Entladungsrohr mit Wasserstoff von 1 Torr gefüllt, so betrug der Druck in dem zwischen der Einlaßdüse und der Blende 11 befindlichen Teil des Spektrometers $8 \cdot 10^{-5}$ Torr, während der im übrigen Spektrometerraum hinter Blende 11 $2,5 \cdot 10^{-5}$ Torr betrug. Eine typische Massenspektrometerkurve für reinen Wasserstoff zeigt Abb. 3.

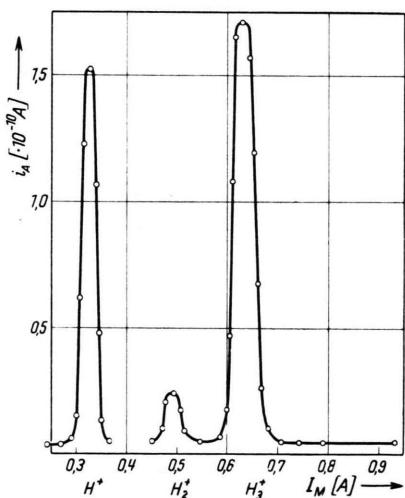


Abb. 3. Massenspektrum des Wasserstoffs.
 $I_E = 80 \text{ mA}$; $p = 0,9 \text{ Torr}$; $[\text{H}_2/\text{D}_2] > 1000$.

Aus acht voneinander unabhängigen Meßreihen ergab sich, daß bei konstanter Stromstärke und konstantem Druck im Entladungsrohr die relative Häufigkeit einer Ionenkomponente, bezogen auf den Gesamtionenstrom, mit einer mittleren Genauigkeit von $\pm 4\%$ bestimmt werden konnte, während sich nach einer Erneuerung der Gasfüllung eine Reproduzierbarkeit von $\pm 6\%$ ergab.

Die relativen Ionenhäufigkeiten, die sich aus den am Auffänger gemessenen Ströme ergeben, sind nicht identisch mit den relativen Ionenhäufigkeiten im Entladungsplasma, da durch die Strömung des Gases durch die enge Ionen-Eintrittsdüse eine massenabhängige Separation der einzelnen Komponenten eintritt. Ferner können sich bei Gemischen mehrere verschiedene Ionenarten gleicher

Masse überlagern. Eine Änderung des Konzentrationsverhältnisses der einzelnen Ionen auf dem Wege von der Düse bis zum Auffänger des Spektrometers würde zu einem massenabhängigen Apparatefaktor des Spektrometers führen, der experimentell nicht zu bestimmen war. Er wurde gleich 1 gesetzt; die Abweichungen hiervon sind sicher gering, da der Weg durch das Spektrometer für alle Massen gleich ist.

Die Überlagerung der Ionen gleicher Masse in Mischungen (H_2^+ und D^+ ; HD^+ und H_3^+ ; H_2D und D_2^+) konnte bei der Berechnung der relativen Ionenhäufigkeiten berücksichtigt werden. Die Intensität der Molekülionen (H_2^+ , HD^+ und D_2^+) beträgt, wie die Messungen an reinem Wasserstoff speziell für die H_2^+ -Ionen ergaben, nur etwa 2 bis 12% des Gesamtionenstroms, je nach Größe des Entladungsstromes und des Druckes. Wegen der praktisch gleichen Ionisierungswahrscheinlichkeit isotoper Moleküle wurde das Konzentrationsverhältnis der Ionen H_2^+ , HD^+ und D_2^+ gleich dem der neutralen Moleküle H_2 , HD und D_2 angenommen. Dieses wurde massenspektrometrisch zu $1,0:1,9:1,0$ gefunden.

Die oben erwähnte massenabhängige Separation durch die Ionen-Eintrittsdüse wurde folgendermaßen berücksichtigt. Die Ionen bewegen sich im Plasma vor der Düse nach den Gesetzen der ambipolaren Diffusion. Wenn der Radius der Düse R sehr viel kleiner ist als die mittlere freie Weglänge, fließt durch die Düse ein Ionenstrom

$$j_M = \pi R^2 e \gamma_M \sqrt{\frac{k T^+}{2 \pi M}}$$

(e Elementarladung, γ_M Konzentration der Ionen der Masse M im Plasma, k Boltzmann-Konstante, T^+ Ionentemperatur). Für das Verhältnis zweier Ionenströme folgt:

$$j_i/j_k = \gamma_i/\gamma_k \cdot \sqrt{\frac{M_k}{M_i}} = \frac{N_i}{N_k},$$

wobei $N_i = \frac{j_i}{\Sigma j_M}$ die am Spektrometerauffänger gemessene relative Intensität der i -ten Komponente bedeutet. Es gilt also

$$\frac{\gamma_i/\gamma_k}{N_i/N_k} = \sqrt{\frac{M_i}{M_k}} \equiv \overline{\alpha_k^i}.$$

Die $\overline{\alpha_k^i}$ Werte stellen wegen der Bedingung $R \ll \lambda$ eine obere Grenze für das Verhältnis α_k^i der Trägerkonzentrationen im Plasma zur relativen Häufigkeit der Ionenkomponenten im Spektrometer dar.

Die Bedingung $R \ll \lambda$ ist bei den vorliegenden Versuchen nicht erfüllt, sondern es gilt $R \approx 2,8 \cdot \lambda$

für Wasserstoff bei 0,75 Torr und 300° K. Der massenseparierenden Strömung durch die Düse überlagert sich daher ein nicht-separierender Anteil, so daß gilt: $\overline{\alpha_k^i} > \alpha_k^i > 1$.

Es wurde eine untere Grenze $\underline{\alpha_k^i}$ für die Faktoren α_k^i ermittelt, indem die untere Grenze für den speziellen Wert α_2^4 für neutrale Moleküle bestimmt wurde. Zu diesem Zweck wurde eine Mischung von 50% H_2 und 50% D_2 in das Entladungsrohr gebracht und das durch die Düse in das Spektrometer bei nicht eingeschalteter Entladung einströmende Gas durch eine Hg-Diffusionspumpe komprimiert und mit einem Atlas-Universal-Massenspektrometer analysiert. So konnte das Verhältnis $H_2:D_2$ vor der Düse zu dem hinter der Düse bei verschiedenen Drucken bestimmt werden. Der so gewonnene Wert α_2^4 ist eine untere Grenze für den Wert α_2^4 . Denn da während der Entladung die Gastemperatur steigt, λ größer und damit R/λ kleiner wird, wird der nicht-separierende Anteil der Strömung durch die Düse kleiner werden. Im folgenden sollen alle Häufigkeiten relativ zu der Häufigkeit der Ionenkomponente mit der Masse 1 angegeben werden. Die Koeffizienten α_1^i wurden aus dem speziellen Wert α_2^4 so bestimmt, daß folgende Bedingung erfüllt wird:

Die α_k^i sollen nur abhängig vom Druck p und dem Verhältnis M_i/M_K sein, nicht aber von den Massen M_i und M_K selbst.

Dann gilt: $\alpha_1^{2i} = \alpha_1^i \cdot \alpha_i^{2i} = \alpha_1^i \cdot \alpha_2^4$.

Eine Funktion $\alpha \{f(p), \sqrt{M_i/M_k}\}$, die dieser Bedingung genügt, ist $\alpha_k^i = (\sqrt{M_i/M_k})^{f(p)}$, denn es ergibt sich

$$\alpha_1^{2i} = (\sqrt{2M_i})^{f(p)} \cdot (\sqrt{2})^{f(p)} = \alpha_1^i \cdot \alpha_2^4.$$

$i \setminus P$	$\overline{\alpha_1^i}$	$\underline{\alpha_1^i}$		
	0,4	0,8	1,2 [Torr]	
1	1	1	1	1
2	1,41	1,33	1,30	1,27
3	1,73	1,58	1,52	1,46
4	2,0	1,78	1,69	1,61
5	2,24	1,95	1,84	1,74
6	2,45	2,10	1,97	1,85
α_2^4	1,33	1,30	1,27	

Tab. 1.

Aus den gemessenen Werten von α_2^4 konnte $f(p)$ für drei verschiedene Drücke bestimmt werden, und somit konnten alle Werte $\alpha_1^i = \sqrt{M_i}^{f(p)}$ für $i = 1-6$ berechnet werden.

Tab. 1 gibt die Werte von $\overline{\alpha_1^i}$ und von $\underline{\alpha_2^4}$ und $\underline{\alpha_1^i}$ für $p = 0,4; 0,8$; und 1,2 Torr wieder.

Die Meßergebnisse

Abb. 4 zeigt die am Spektrometerauffänger gemessenen relativen Intensitäten der Ionen H^+ , H_2^+ und H_3^+ einer Entladung von reinem Wasserstoff in Abhängigkeit vom Druck bei einer Entladungsstromstärke von 80 mA.

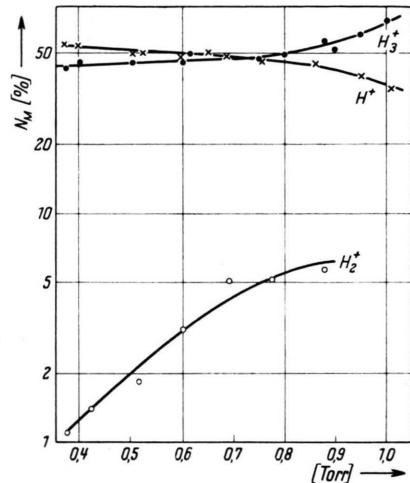


Abb. 4. Relative Intensität der Ionen H^+ , H_2^+ und H_3^+ einer Entladung von reinem Wasserstoff in Abhängigkeit vom Druck. $I_E = 80$ mA.

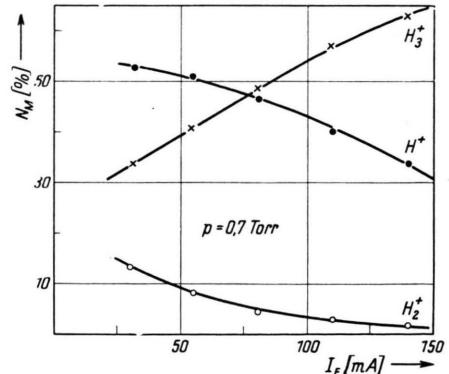


Abb. 5. Relative Intensität der Ionen H^+ , H_2^+ , H_3^+ einer Entladung von reinem Wasserstoff in Abhängigkeit von der Entladungsstromstärke. $p = 0,7$ Torr.

In Abb. 5 ist die Ionenhäufigkeit N_M in Abhängigkeit von der Entladungsstromstärke bei konstantem Druck, $p = 0,7$ Torr, aufgetragen.

Die relative Intensität der Molekülionen H_2^+ liegt in der Größenordnung von einigen Prozent und nimmt mit wachsender Stromstärke und fal-

lendem Druck ab. Die relative Intensität der H_3^+ -Ionen liegt dagegen in der gleichen Größenordnung wie die der H^+ -Ionen und wächst mit steigendem Druck und steigender Stromstärke, während die der H^+ -Ionen mit steigendem Druck und steigender Stromstärke abnimmt.

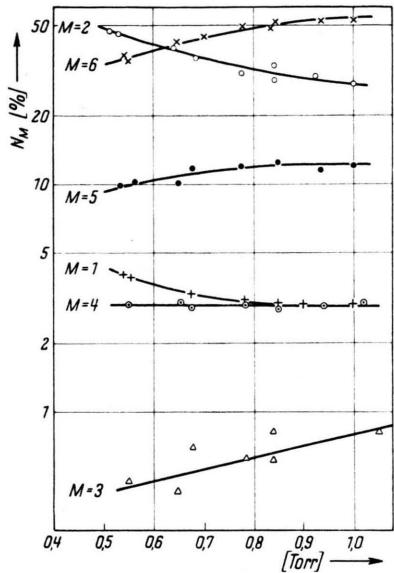


Abb. 6. Relative Ionenintensität einer Entladung in einem Gemisch von 91,5% Wasserstoff und 8,5% Deuterium in Abhängigkeit vom Druck. H^+ ; H_2^+ , D^+ ; HD^+ , H_3^+ ; D_2^+ , H_2D^+ ; HD_2^+ , D_3^+ . $I_E = 80$ mA.

Abb. 6 zeigt die Abhängigkeit der relativen Ionenintensitäten vom Druck für Deuterium, welches 8,5% Wasserstoff enthielt. Abgesehen von dem Auftreten zusätzlicher Ionen, welche durch die kleine, im Deuterium enthaltene Wasserstoffmenge verursacht werden, findet man einen ähnlichen Verlauf

der Ionenhäufigkeitskurven des Deuteriums in Abhängigkeit vom Druck wie beim Wasserstoff.

Abb. 7 zeigt die relativen Ionenintensitäten bei einem Gemisch von 51,25% H_2 und 48,75% D_2 beim Druck $p = 0,74$ Torr und einer Entladungsstromstärke von 110 mA in Abhängigkeit von der Zeit. Da sich nach langer Brenndauer infolge eines leichten Druckabfalles und des Isotopen trenn-effektes im Entladungsrohr die relativen Ionenhäufigkeiten etwas ändern, wurden die Kurven auf die Zeit $t = 0$ extrapoliert.

Die Meßwerte wurden in folgenden Schritten ausgewertet:

1. Abzug der Intensität der Ionenmoleküle H_2^+ , HD^+ und D_2^+ von den auf den Massen 2, 3, 4 ge-

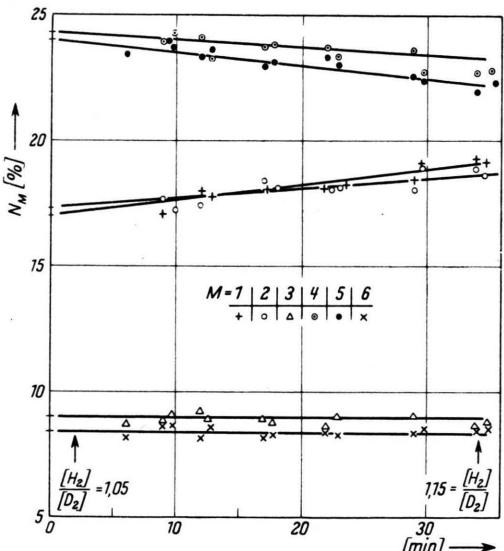


Abb. 7. Relative Ionenintensität einer Entladung in einem Gemisch von 51,25% H_2 und 48,75% D_2 in Abhängigkeit von der Zeit. $I_E = 110$ mA; $p = 0,74$ Torr.

M	N_M	1.		N_M	2.	$\frac{H_2}{D_2} = 1,00$	3.		γ_M	3.		γ_M
	$[\%]$	$[\%]$		$[\%]$	$[\%]$		α_1^i	$N \cdot \bar{\alpha}$	$[\%]$	α_1^i	$N \cdot \underline{\alpha}$	$[\%]$
1 2	17,0 17,3	—1	H^+ D^+	17,0 16,3	·0,975 ·1,025	16,55 16,7	1 1,41	16,55 23,5	9,18 13,0	1 1,30	16,55 21,7	10,65 14,0
3 4	9,0 24,3	—1,9 —1	H_3^+ H_2D^+	7,1 23,3	·0,975 ·0,987	6,9 23,0	1,73 2,0	11,95 46	6,63 25,5	1,52 1,69	10,5 38,9	6,76 25,0
5 6	24,0 8,4		HD_2^+ D_3^+	24,0 8,4	·1,013 ·1,025	24,3 8,6	2,24 2,45	54,5 21,1	30,2 11,7	1,84 1,97	44,7 16,9	28,8 10,9
$H_2^+ + HD^+ + D_2^+$				3,9	·1,00	3,9	1,73	6,8	3,74	1,52	5,9	3,8
							$\Sigma N \cdot \bar{\alpha} = 180,4$			$\Sigma N \cdot \underline{\alpha} = 155,2$		

Tab. 2. Auswertung der Messungen.

gemessenen Intensitäten, um die Intensitäten der Ionen D^+ , H_3^+ , und H_2D^+ zu erhalten.

2. Umrechnung des gemessenen Gemisches von 51,25% H_2 : 48,75% D_2 auf 50% H_2 : 50% D_2 .

3. Berechnung der Ionenkonzentrationen γ_M in der Entladung mit α_k^i als oberer und α_k^j als unterer Grenzwert.

Tab. 2 bringt die schrittweise gewonnenen Grenzwerte für die prozentuale Häufigkeit der einzelnen Ionenkomponenten im Plasma einer Entladung mit $I_E = 110$ mA, $p = 0,74$ Torr und einer Mischung von 50% H_2 : 50% D_2 . Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} 1,31 &< [D^+]/[H^+] < 1,41; \\ 1,61 &< [D_3^+]/[H_3^+] < 1,76; \\ 1,15 &< [HD_2^+]/[H_2D^+] < 1,18. \end{aligned}$$

Wenn man annimmt, daß sich die 3-atomigen Ionen durch Anlagerung eines Atomions an ein Molekül im Dreierstoß bilden: $H^+ + H_2 + M = H_3^+ + M$ weil dieser Prozeß energetisch stark begünstigt ist

gegenüber: $H_2^+ + H_2 = H_3^+ + H$ und weil der Prozeß $H_2^+ + H + M = H_3^+ + M$ sehr viel seltener ist wegen der geringen Molekülionenkonzentration, so kann man das starke Überwiegen der D_3^+ - über die H_3^+ -Ionen nur so erklären, daß die Reaktion $D^+ + D_2 \rightarrow D_3^+$ gegenüber der Reaktion $H^+ + H_2 \rightarrow H_3^+$ bevorzugt ist. Der Grund liegt vielleicht in den Unterschieden der Nullpunktsenergien und Schwingungsenergieterme des H_3^+ - und D_3^+ -Ions. Das Überwiegen der D_3^+ - über die H_3^+ -Ionen wird durch neue Untersuchungen über die Isotopenanreicherung in stromstarken Entladungen ($j \approx 8$ [A cm⁻²]) bestätigt, bei denen die stationäre Atomkonzentration größer als 97% ist. Die Atomkonzentrationen des Wasserstoffs und des Deuteriums können sich hier nur wenig unterscheiden, so daß der gefundene Trenneffekt nicht durch die unterschiedliche Rekombinationsgeschwindigkeit erklärt werden kann. In diesem Falle ist anzunehmen, daß der Trenneffekt auf der bevorzugten Bildung schwerer 3-atomiger Ionen beruht.

Zur Theorie des Breiteneffektes der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung

Von JUAN G. ROEDERER*

Aus der Comisión Nacional de la Energía Atómica, Buenos Aires

(Z. Naturforsch. 9a, 740—747 [1954]; eingegangen am 28. Juni 1954)

In der folgenden Arbeit wird die Theorie der Nukleonenkaskade im Hinblick auf den Breiteneffekt entwickelt. Ausgehend von den Diffusionsgleichungen gelangt man für den Fall eines abgeschnittenen Primärspektrums zu geschlossenen Ausdrücken für die Intensität der Protonen und Neutronen; an Hand des von Budini und Molière verwendeten Erzeugungsspektrums werden numerische Rechnungen durchgeführt. U. a. werden dargestellt: die Absorption der Nukleonen verschiedener Energien, die Abhängigkeit der Absorptionslänge von der atmosphärischen Tiefe für verschiedene Energien, ferner der integrale Breiteneffekt für Protonen und Neutronen als Funktion der Energie, die integrale Intensität der Protonen und Neutronen als Funktion der geomagnetischen Breite usf. Schließlich wird ein Vergleich der Theorie mit den vorliegenden Experimenten gezogen.

Über die Theorie der Nukleonenkaskade liegt eine Reihe grundlegender Arbeiten vor, die entweder von den Diffusionsgleichungen¹⁻⁴ oder von Generationsbilanzen⁵ ausgehen, um unter Verwen-

dung verschiedener Annahmen über Erzeugungsspektrum⁶ und Primärspektrum zu den Intensitäten der Nukleonenkomponente zu gelangen. In sämtlichen Arbeiten wurde das Erzeugungsspektrum als

* Z. Zt. am Max-Planck-Institut für Physik in Göttingen.

¹ W. Heitler u. L. Jánossy, Proc. Phys. Soc., Lond. (A) **62**, 374, 669 [1949].

² H. Messel, zusammengefaßt in J. G. Wilson, Progress in Cosmic Ray Physics, Volume II (1954); North Holland Publishing Company.

³ P. Caldirola, R. Fieschi u. P. Gulmanelli, Nuovo Cim. **9**, 5 [1952].

⁴ B. Rossi, High Energy Particles; Prentice Hall Inc., New York 1952.

⁵ P. Budini u. G. Molière, in W. Heisenberg, Kosmische Strahlung, 2. Auflage (1953); Springer-Verlag.

⁶ Mit „Erzeugungsspektrum“ ist ganz allgemein das Spektrum der in einem Kernprozeß erzeugten oder angestoßenen Teilchen gemeint. Wir bezeichnen es hier mit $f(E, E')dE$, wobei E' die Energie des sternerzeugenden Teilchens ist.