

## Ladungszustände von Lithiumionen in Gasen

M. WENDT und J. HARTUNG

Technisch-Physikalisches Institut der Universität Jena

(Z. Naturforsch. 23 a, 247—251 [1968]; eingegangen am 10. Oktober 1967)

Beams of  $\text{Li}^+$  ions with velocities between  $4 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  and  $8 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  were brought into charge equilibrium in the gases  $\text{H}_2$  and air. The fractional amounts of  $\text{Li}^0$ ,  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Li}^{++}$  and  $\text{Li}^{+++}$  are measured. The neutral particles were detected in a simple way. Extrapolation of our results gives good agreement with data of ALLISON<sup>1</sup> for ion velocities  $v \leq 3,5 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ . The equilibrium charge  $\bar{q}$  in hydrogen was found to be smaller than that in air at velocities up to  $6 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  but larger at higher velocities. For the ratios of the equilibrated beam components with charge 3 and 2 ( $F_{300}/F_{200}$ ) in  $\text{H}_2$  and air relations are given which enable an extrapolation of our data for  $\bar{q}$  to higher energies.

Durchsetzt ein Strahl  $n$ -fach geladener Ionen eine Materieschicht, so besteht der austretende Strahl infolge von Umladungsprozessen aus Ionen unterschiedlicher Ladung. Der Anteil der Teilchen im Ladungszustand  $i$  sei  $F_i$ . Ladungsgleichgewicht ist erreicht, wenn sich die Anteile  $F_i$  mit zunehmender Schichtdicke nicht mehr ändern. Die Strahlkomponenten werden dann mit  $F_{i\infty}$  bezeichnet.

Seit den historischen Experimenten von HENDERSON<sup>2</sup>, RUTHERFORD<sup>3</sup> und KAPITZA<sup>4</sup> zur Ladungsverteilung von  $\alpha$ -Teilchen nach dem Passieren von Folien wurden Umladungsversuche in zunehmender Zahl, besonders mit Helium- und Wasserstoffionen durchgeführt. Die Ergebnisse wurden von GEIGER<sup>5</sup>, später von ALLISON und WARSHAW<sup>6</sup> sowie von ALLISON<sup>7</sup> zusammengefaßt. Seit einigen Jahren konzentriert sich die Arbeit auf die Umladung schwerer Ionen. Die bis 1962 bekannten Daten sind bei ZAIDINS<sup>8</sup> zu finden.

Theoretische Betrachtungen geben den prinzipiellen Verlauf von Ladungsverteilungen in Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit zwar richtig wieder, jedoch ist man auf Experimente angewiesen, wenn genauere Daten erwünscht sind.

Messungen zur Umladung von Lithiumionen wurden von ALLISON u. a.<sup>1</sup> für Ionengeschwindigkeiten

$0,7 \leq v \leq 3,5 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  in  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$ , He und  $\text{C}_3\text{H}_8$  durchgeführt. LEVIANT u. a.<sup>9</sup> geben Ladungsverteilungen und Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung von Lithiumionen mit Luft für das Geschwindigkeitsintervall  $1,5 \leq v \leq 2,6 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  an. Die Ladungsverteilung nach dem Passieren einer Celluloidfolie für  $3,6 \leq v \leq 11,5 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  findet man bei TEPLOVA u. a.<sup>10</sup>. Für das Intervall  $0,7 \leq v \leq 2 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  liegen Werte von PIVOVAR u. a.<sup>11</sup> mit Kohlenstoff- und Celluloidfolien vor.

Die vorliegende Arbeit enthält Ladungsgleichgewichtsverteilungen für Lithiumionen der Geschwindigkeit  $4 \leq v \leq 8 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  in  $\text{H}_2$  und Luft.

## Experimentelles

Lithiumionen werden in einer auf  $\beta$ -Eukryptit-Basis arbeitenden Quelle thermisch erzeugt und im 2 MV-Bandgenerator des Technisch-Physikalischen Institutes der Universität Jena beschleunigt<sup>12</sup>. Der Emissionsstrom besteht zu mehr als 99,99% aus Lithiumionen. Die Quelle wurde mit angereichertem Material (90%  $\text{Li}^6$ , 10%  $\text{Li}^7$ ) betrieben. Der Strahl passiert eine Gaskammer von 88 cm Länge (Abb. 1). Der Eintrittskanal hat eine Länge von 3 cm und

<sup>1</sup> S. K. ALLISON, J. CUEVAS u. M. GARCIA-MUNOZ, Phys. Rev. **120**, 1266 [1960].

<sup>2</sup> G. H. HENDERSON, Proc. Roy. Soc. London A **102**, 496 [1924].

<sup>3</sup> E. RUTHERFORD, Phil. Mag. **47**, 277 [1924].

<sup>4</sup> P. L. KAPITZA, Proc. Roy. Soc. London A **106**, 602 [1924].

<sup>5</sup> H. GEIGER, Handb. Phys. **22/2**, 155—242 [1933].

<sup>6</sup> S. K. ALLISON u. S. D. WARSHAW, Rev. Mod. Phys. **25**, 779 [1953].

<sup>7</sup> S. K. ALLISON, Rev. Mod. Phys. **30**, 1137 [1958].

<sup>8</sup> C. S. ZAIDINS, California Institute of Technology, Report 1962 (unveröffentlicht).

<sup>9</sup> KH. L. LEVIANT, M. I. KORSUNSKY, L. I. PIVOVAR u. I. M. PODGORYI, Dokl. Akad. Nauk SSSR **103**, 403 [1955].

<sup>10</sup> YA. A. TEPLOVA, I. S. DMITRIEV, V. S. NIKOLAEV u. L. N. FATEEVA, Zhur. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 974 [1957].

<sup>11</sup> L. I. PIVOVAR, L. I. NIKOLAICHUK u. V. M. RASHKOVAN, Zhur. Eksp. Teor. Fiz. **47**, 1221 [1964].

<sup>12</sup> A. ECKARDT, F. SCHWABE, K. KASCHLIK, J. HARTUNG, H. KOCH u. M. WENDT, Abh. d. Dt. Akad. d. Wiss. zu Berlin, Klasse f. Math., Phys. und Technik, Jahrg. 1967, Nr. 1, S. 29.



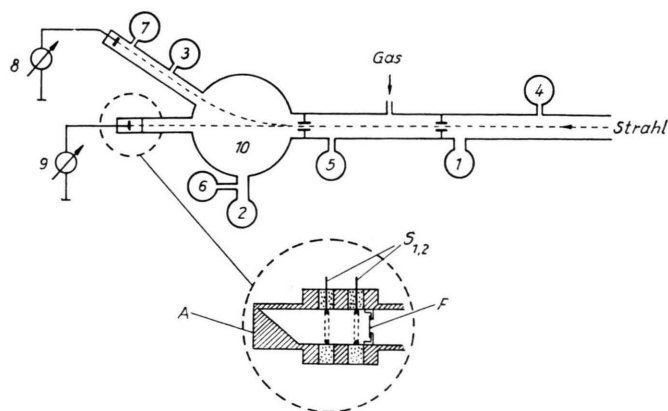


Abb. 1. Schematische Darstellung der Anlage.

- 1, 2, 3 Diffusionspumpen,  
 4, 6, 7 Ionisationsvakuummeter,  
 5 McLeod-Manometer,  
 8 Stromintegrator,  
 9 Schwingkondensatorelektrometer,  
 10 Analysiermagnet,  
 A Auffänger,  
 S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub> Elektroden zur Sekundärelektronenunterdrückung,  
 F Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Folie.

einen Radius von 0,09 cm. Der Austrittskanal hat bei gleicher Länge einen Radius von 0,105 cm. Diffusionspumpen vor und hinter der Gaskammer halten bei einem Kammerdruck von  $10^{-2}$  Torr im übrigen Teil der Anlage ein Vakuum von  $10^{-5}$  Torr aufrecht. Im Magnetfeld erfolgt die Zerlegung in die einzelnen Ladungszustände. Die geladenen Bestandteile werden in einem Faraday-Becher mit Sekundärelektronenunterdrückung aufgefangen und mit Hilfe eines Stromintegrators gemessen. Die Neutralteilchen der Energie  $E_0$  passieren eine Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Folie von  $54 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Dicke. Dabei erleiden sie einen Energieverlust  $\Delta E$  und nehmen die mittlere Ladung  $\bar{q} = \bar{q}(E) = \bar{q}(E_0 - \Delta E)$  an. Der Strom  $I^0$  wurde mit einem Schwingkondensatorelektrometer gemessen. Voraussetzungen für eine derartige Messung sind, daß

1. praktisch alle Neutralteilchen die Folie passieren und den Auffänger treffen und
2. die mittlere Ladung  $\bar{q}$  als Funktion von Energie und Folienmaterial bekannt ist.

Die Bedingung 1. ist sicher erfüllt, wenn die Reichweite  $R$  groß gegen die Foliendicke  $d$  ist und wenn der mit dem Passieren der Folie verbundene Streuwinkel kleiner als der Akzeptanzwinkel des Auffängers ist. Die Reichweite von Li<sup>6</sup>-Ionen wurde für die niedrigste gemessene Energie  $E_{\text{Li}^6} = 600 \text{ keV}$  mit Hilfe des LINDHARDSchen<sup>13</sup> Ausdruckes für das differentielle Bremsvermögen zu  $R = 508 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  berechnet. Die Genauigkeit dieser Methode zur Reichweitenberechnung wurde für Lithiumionen in Luft geprüft. Der berechnete Wert liegt etwa 20% unter dem von MÖSNER u. a.<sup>14</sup> gemessenen. Messun-

gen des Streuwinkels  $\theta_s$  für Lithiumionen als Funktion von Energie und Foliendicke führten PIVOVAR u. a.<sup>11</sup> aus. Extrapolation ihrer Werte auf 100 keV/Nukleon und eine  $54 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicke Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Folie ergibt  $\theta_s < 2^\circ$ . Der Akzeptanzwinkel  $\varphi$  des Auffängers, bestimmt durch den kleinsten Radius und den entsprechenden Abstand von der Folie, beträgt bei unserer Anordnung  $\varphi = 7,1^\circ$ .

Die Bedingung 2. ist insofern erfüllt, als mittlere Ladungen nicht empfindlich vom Folienmaterial abhängen<sup>8,15</sup>. Deshalb können die von TEPLOVA u. a.<sup>10</sup> für Celluloid bestimmten Werte benutzt werden.

Gleichzeitige Messung der Ströme  $I^0$  und  $I^+$  liefert das Verhältnis  $F_0/F_1$ :

$$\frac{F_0}{F_1} = \frac{I^0/\bar{q}}{I^+}.$$

Die übrigen Ladungszustände wurden durch Magnetfeldänderung auf den Auffänger gebracht. So erhielten wir die Verhältnisse  $F_i/F_1$ :

$$\frac{F_i}{F_1} = \frac{I^{i+}/i}{I^+}.$$

Aus der Beziehung

$$\sum_{i=0}^3 \frac{F_i}{F_1} = \frac{1}{F_1}$$

folgt  $F_1$ .

Die Komponenten der Gleichgewichtsverteilung wurden aus Änderungen der Ladungsanteile mit dem Kammerdruck bestimmt. Abb. 2 zeigt als Beispiel  $F_i = F_i(p)$  bei  $E_{\text{Li}^6} = 800 \text{ keV}$  für Luft.

<sup>13</sup> J. LINDHARD u. M. SCHARFF, Phys. Rev. **124**, 128 [1961].

<sup>14</sup> J. MÖSNER, G. SCHMIDT u. J. SCHINTLMEISTER, Ann. Phys., 7. Folge **18**, 268 [1966].

<sup>15</sup> D. L. BERNARD, B. E. BONNER, G. C. PHILLIPS u. P. H. STELSON, Nucl. Phys. **73**, 513 [1965].

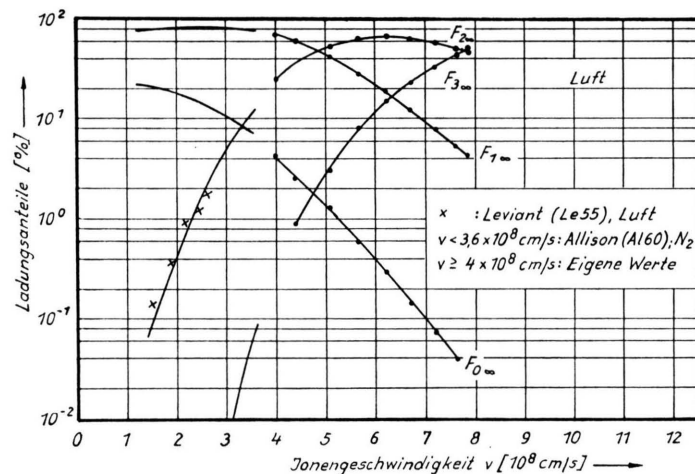


Abb. 3. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Ladungsanteile von Lithiumionen im Gleichgewicht in Luft. Zum Vergleich sind Werte von ALLISON<sup>1</sup> und LEVIANT<sup>9</sup> für Stickstoff bzw. Luft angegeben.

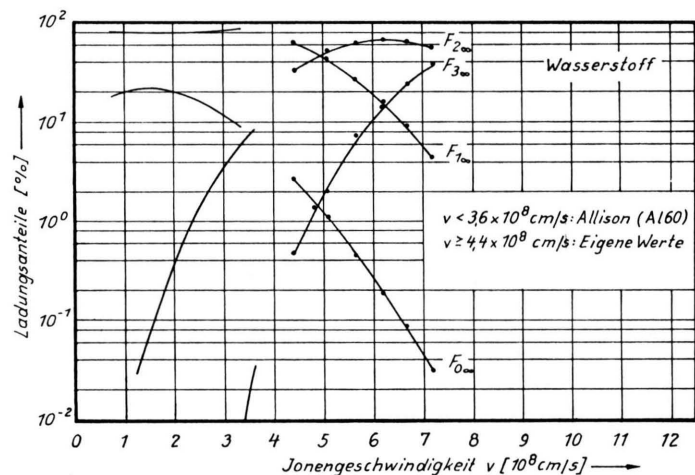


Abb. 4. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Ladungsanteile von Lithiumionen im Gleichgewicht in Wasserstoff. Zum Vergleich sind Werte von ALLISON<sup>1</sup> angegeben.

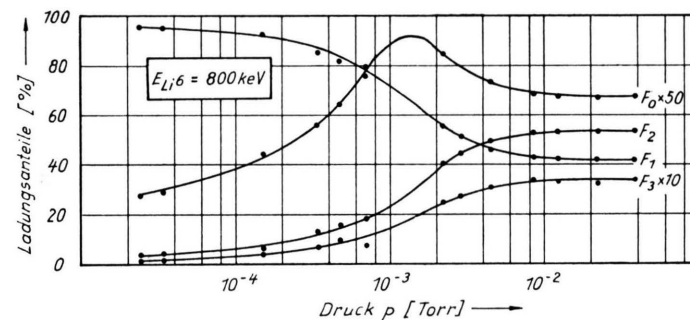


Abb. 2. Druckabhängigkeit der Ladungsanteile für Lithiumionen in Luft.  $E_{Li6} = 800 \text{ keV}$ , Kammerlänge: 88 cm.

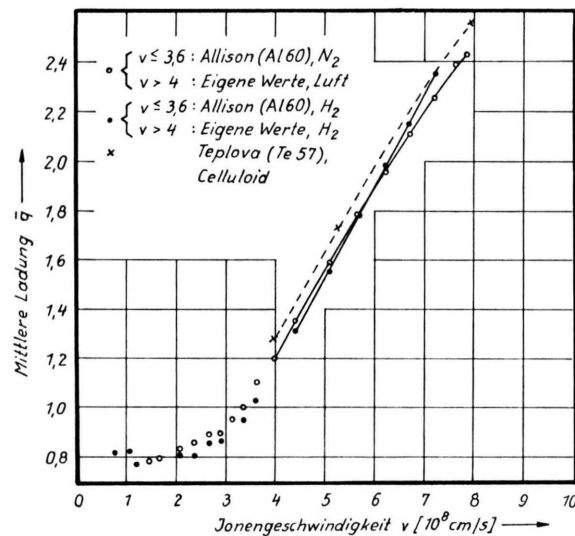


Abb. 5. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren Ladung von Lithiumionen in Luft und Wasserstoff. Zum Vergleich sind Werte von ALLISON<sup>1</sup> für  $N_2$  und  $H_2$  bei geringerer Ionengeschwindigkeit und Daten von TEPLOVA<sup>10</sup> für Celluloid angegeben.

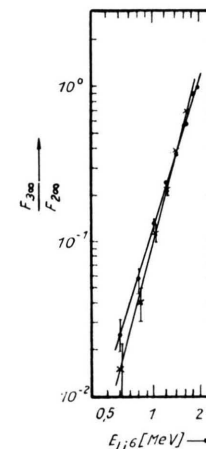


Abb. 6. Energieabhängigkeit des Verhältnisses  $F_{300}/F_{200}$  von Lithiumionen in Luft (•) und Wasserstoff (x).

### Ergebnisse und Diskussion

Die Komponenten der Gleichgewichtsverteilung in Luft zeigt die Abb. 3. Zum Vergleich sind ALLISONS<sup>1</sup> Werte für N<sub>2</sub> eingetragen, die gut mit LEVIANTS<sup>9</sup> Ergebnissen für Luft übereinstimmen. Abb. 4 zeigt die Ergebnisse für Wasserstoff. Die mittlere Ladung  $\bar{q}$  ist gegeben durch

$$\bar{q} = \sum_{i=1}^3 i F_{i\infty}.$$

Abb. 5 zeigt unsere Werte für H<sub>2</sub> und Luft zusammen mit ТЕПЛОВАС<sup>10</sup> Werten für Celluloid und denen von ALLISON bei geringerer Ionengeschwindigkeit. Wie man sieht, ist die mittlere Ladung für Wasserstoff in Übereinstimmung mit ALLISONS Angaben zunächst kleiner als für Luft, steigt dann aber steiler an und wird schließlich größer. Dies stimmt qualitativ mit Ergebnissen MARTINS<sup>16</sup> überein, der für Kohlenstoffionen im Energiebereich von 2–10 MeV/Nukleon in H<sub>2</sub> eine anomal hohe mittlere Ladung fand, die auch größer war als die mittlere Ladung in Folien. MARTIN begründet dies mit dem Fehlen einer Schale, aus der Elektroneneinfang sehr wahrscheinlich wird.

Die Komponenten der Gleichgewichtsverteilung und die mittleren Ladungen sind mit ihren Fehlergrenzen in Tab. 1 enthalten. Für Luft wurden bei einem Energiewert stets mehr als drei Gleichgewichtswerte gemessen, für Wasserstoff meist nur zwei. Dann wurde der doppelte Fehler von Luft

angesetzt. Die Energiewerte sind auf  $\leq 1\%$  genau. Der Fehler von  $F_{0\infty}$  beträgt etwa  $\pm 15\%$ , da die mittlere Ladung nach <sup>10</sup> mit einer Ungenauigkeit von  $\pm 5\%$  behaftet ist und weitere 5% durch die Eichungenauigkeit von Stromintegrator und Schwingkondensatorelektrometer hinzukommen.

Bei einer Ionenenergie  $E_{Li^+} = 1,6$  MeV wurde das Ladungsgleichgewicht in Luft bereits bei einer Flächenbelegung von  $6 \cdot 10^{16}$  Molekülen/cm<sup>2</sup> erreicht, während in H<sub>2</sub>  $5 \cdot 10^{17}$  Moleküle/cm<sup>2</sup> notwendig waren. ALLISONS Angaben über Umladungsquerschnitte in H<sub>2</sub> und N<sub>2</sub> stehen in Einklang mit diesem Befund.

ARMSTRONG u. a.<sup>17</sup> haben für Heliumionen gezeigt, daß die Verhältnisse der Gleichgewichtskomponenten  $F_{i\infty}/F_{k\infty}$  im gesamten Meßbereich von 0,2 bis 6,5 MeV Funktionen des Typs

$$F_{i\infty}/F_{k\infty} = C \cdot E^n$$

befolgen. Überprüft man unsere Daten daraufhin, so findet man, daß alle Verhältnisse Abhängigkeiten des gleichen Typs genügen. In Abb. 6 ist  $F_{3\infty}/F_{2\infty}$  für H<sub>2</sub> und Luft über der Energie aufgetragen. Dieses Verhältnis ist besonders interessant, weil allein seine Kenntnis die Extrapolation der mittleren Ladung  $\bar{q}$  zu höheren Energien hin ermöglicht. Bereits bei  $E_{Li^+} = 1,8$  MeV ist  $F_{1\infty}$  sowohl in Luft als auch in H<sub>2</sub> kleiner als 5%, trägt also zur mittleren Ladung weniger als 2% bei. Unsere Werte für  $F_{3\infty}/F_{2\infty}$  wurden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an eine Funktion obigen Typs an-

	$E_{Li^+}$ MeV	$v$ 10 <sup>8</sup> cm/s	$F_1$ %	$\Delta F_1/F_1$ %	$F_2$ %	$\Delta F_2/F_2$ %	$F_3$ %	$\Delta F_3/F_3$ %	$F_0$ %	$\Delta F_0/F_0$ %	$\bar{q}$	$\Delta \bar{q}/\bar{q}$ %
Luft	0,5	4,0	71,0	2,1	24,2	8,3	0,5	50	4,3		1,21	5,5
	0,6	4,41	59,8	2,5	36,5	7,5	0,9	20	2,8		1,35	4,8
	0,8	5,1	41,7	2,4	54,0	1,8	3,1	16,4	1,3		1,59	2,8
	1,0	5,66	28,2	3,6	63,0	1,6	8,2	6,1	$5,9 \cdot 10^{-1}$		1,79	2,5
	1,2	6,22	19,0	5,3	65,5	1,5	15,5	3,2	$3,0 \cdot 10^{-1}$	15	1,96	2,3
	1,4	6,70	12,0	4,2	64,5	1,5	23,5	2,1	$1,4 \cdot 10^{-1}$		2,11	2
	1,6	7,20	7,8	6,4	58,7	1,7	33,5	3,0	$7,2 \cdot 10^{-2}$		2,26	2,5
	1,8	7,63	5,3	9,0	50,2	2,0	44,5	2,2	$4,1 \cdot 10^{-2}$		2,39	2,3
	1,9	7,84	4,3	23,0	48,5	2,1	47,2	2,1			2,43	2,5
H <sub>2</sub>	0,6	4,41	63,5	3,5	33,3	6,0	0,5	50	2,7		1,31	5,4
	0,8	5,10	45,3	4,4	51,9	3,9	2,1	25	1,1		1,55	4,8
	1,0	5,66	27,3	5,5	64,5	3,1	7,5	13,5	0,45		1,79	4,7
	1,2	6,22	15,8	9,5	68,6	2,9	14,9	10	$1,9 \cdot 10^{-1}$	15	1,98	5,0
	1,4	6,70	9,3	16,0	65,4	3,0	24,9	9	$8,9 \cdot 10^{-2}$		2,15	5,6
	1,6	7,20	4,5	30,0	57	3,5	39,0	5,6	$3,2 \cdot 10^{-2}$		2,35	5,1

Tab. 1.

<sup>16</sup> F. W. MARTIN, Phys. Rev. **140**, A 75 [1965].

<sup>17</sup> J. C. ARMSTRONG, J. V. MULLENDORE, W. R. HARRIS u. J. B. MARION, Proc. Phys. Soc. London **86**, 1283 [1965].



gepaßt. Dabei ergaben sich folgende Beziehungen:

$$F_{300}/F_{200} = (0,128 \pm 0,004) \cdot E^{(3,21 \pm 0,07)} \text{ für Luft,}$$

$$F_{300}/F_{200} = (0,113 \pm 0,007) \cdot E^{(3,70 \pm 0,13)} \text{ für H}_2.$$

(Energie  $E$  der  $\text{Li}^6$ -Ionen in MeV)

Dem Direktor des Technisch-Physikalischen Institutes, Herrn Prof. Dr. A. ECKARDT, danken wir für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse. Weiterhin sind wir unseren Kollegen von der Arbeitsgruppe Band-generator für ihre Unterstützung während der Messungen dankbar.

## Der Druckaufbau in einem stationären, magnetfeldstabilisierten Heliumplasma hoher Dichte und Temperatur \*

P. H. GRASSMANN

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 23 a, 251—263 [1968]; eingegangen am 14. Oktober 1967)

The density and temperature in a stationary, magnetically stabilized He arc plasma are determined. The axial temperatures measured are between 200 000 °K and 400 000 °K, depending on the discharge current. The electron densities are found to be  $n_e = 1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , this value being constant over the arc radius. These measurements yield very steep radial pressure gradients and axial pressures of up to 1 atm. The pressure profiles are dealt with quantitatively. It is shown that the pressure build-up is governed essentially by a thermomagnetic effect familiar in solid state physics, namely the Nernst effect. The theory of this effect readily explains why the electron density is constant over the radius.

Unter dem Namen „Eieruhr“ ist eine von WULFF<sup>1</sup> entwickelte, ursprünglich wandstabilisierte Entladung bekannt geworden, die ihren Namen vom äußeren Aussehen des Entladungsgefäßes bekommen hat. An ein Quarzrohr mit rund 1 cm Durchmesser und einer Länge von 20—50 cm wurden an beiden Seiten trichterförmige Ansätze angeblasen, in denen ringförmige Elektroden untergebracht waren. Bei einem Anfangsdruck von einigen Torr betrug der für einige ms konstante Entladungsstrom einige kA. Als Arbeitsgase fanden Helium oder Wasserstoff Verwendung. Für die Dauer der Entladung ergab sich ein stationäres Plasma mit einer Temperatur im Bereich von 40 000° bei einer Elektronendichte von einigen  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Die von DURAND<sup>2</sup> für diesen Bogen aufgestellte Energiebilanz zeigte, daß ein wesentlicher Teil der dem Bogen zugeführten elektrischen Energie durch radiale Wärmeleitung abgeführt wird. Hierdurch war die erreichbare Achsentemperatur bestimmt.

Um höhere Temperaturen zu erreichen, mußte die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas reduziert werden, wozu WULFF<sup>3</sup> ein starkes longitudinales Magnetfeld verwandte. Gleichzeitig wurde der Durch-

messer des Entladungsrohres auf etwa 7 cm vergrößert, so daß das Plasma nicht mehr das ganze Gefäß erfüllte, sondern einen von Neutralgas umgebenen Kanal bildete. Neben einer Erhöhung der Temperatur war zu erwarten, daß sich durch die Wechselwirkung zwischen Plasma und Magnetfeld ein radiales Druckprofil im Plasma ausbildet. Es ist das Ziel dieser Arbeit, in einer solchen magnetisch stabilisierten Eieruhr-Entladung Dichte, Temperatur und Druck — insbesondere in der Umgebung der Entladungsachse — zu bestimmen und den Druckaufbau zu verstehen.

### I. Beschreibung der experimentellen Anordnung und Ermittlung der Plasmaparameter

#### 1.1. Beschreibung der Entladung

Abb. 1 zeigt die verwendete Entladungsanordnung. Das Entladungsgefäß besteht aus einem 75 cm langen Hartglasrohr mit einem Durchmesser von 7 cm, an dessen Enden in das Rohr hineinragende Quarztrichter und ringförmige Elektroden angeflanscht sind. Die unterschiedliche Form der Trich-

\* Auszug aus der bei der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München eingereichten Dissertation.

<sup>1</sup> H. WULFF, Z. Phys. 150, 614 [1958].

<sup>2</sup> J. DURAND, Z. Naturforsch. 18a, 281 [1963].

<sup>3</sup> H. WULFF, Production and Behaviour of a Magnetically, Stabilized High-Density, High-Temperature Plasma, Proc. of the 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd 1965.