

Ionisationsmessung hinter Stoßwellen in Argon mittels Mikrowellen und einer gepulsten Langmuir-Sonde

K. P. SCHNEIDER und H. GRÖNIG

(Z. Naturforsch. 27 a, 1717—1730 [1972]; eingegangen am 24. Juni 1971)

Ionization Measurements behind Shocks in Argon with Microwaves and a Pulsed Langmuir Probe

The ionization of shock heated argon was measured by means of the attenuation and phase shift of transmitted microwaves of 2.5 and 8 mm at shock Mach numbers $7.5 \leq M_s \leq 11.8$ and initial pressures $3 \leq p_1/\text{Torr} \leq 20$. Taking into account the boundary layer at the shock tube wall it is possible to evaluate the plasma density and electron collision frequency from specially prepared attenuation-phase angle-diagrams. A pulsed Langmuir probe has been tested regarding its feasibility to measure the plasma density and the electron temperature. The reaction rate equations of Jahn and Harwell including the ionization of impurities have been solved in order to interpret the plasma density profiles. The theoretically required reaction rates for the ionization of argon by an excitation process, k^* and k_1^+ , and for ionization by collisions between electrons and argon atoms, k_3^+ , have been experimentally determined.

Einleitung

Die vorliegenden Messungen ermöglichen die Bestimmung der Elektronenstoßfrequenz, der Elektronendichte und mittelbarer Größen wie Reaktionsgeschwindigkeiten. Die Elektronendichte wurde mit zwei Verfahren gemessen, einmal kontinuierlich mit Mikrowellen der Wellenlängen 2,5 und 8 mm und zum anderen zu einem bestimmten Zeitpunkt mit einer gepulsten Langmuir-Sonde. Mit der Sonde ließ sich in $5 \mu\text{s}$ der Ionensättigungszweig der Langmuir-Charakteristik zu einer Zeit von $50 \mu\text{s}$ nach Vorbeilaufen der Stoßwellen aufnehmen. Das Ziel der Untersuchungen war, durch Verwendung zweier unabhängiger Meßverfahren eine experimentelle Bestätigung für eine der zahlreichen Langmuir-Sondentheorien zur Bestimmung der Trägerdichte zu finden.

Schwerpunkt der Arbeit waren die Mikrowellenmessungen. 2,5 mm Mikrowellen erlauben es aufgrund ihrer hohen Grenzfrequenz, größere Elektronendichten zu messen, als es mit den bisher eingesetzten Mikrowellenstrecken möglich war. Zur Auswertung der Mikrowellenmeßdiagramme wurde die Theorie von BACHYNSKI, CLOUTIER und GRAF¹, bei der das Plasma zwischen planparallelen, dielektrischen Platten liegt, auf eine Plasmaeingrenzung durch plankonvexe Teflonlinsen erweitert.

* Institut für Allgemeine Mechanik, Technische Hochschule Aachen.
Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. H. GRÖNIG, Lehrstuhl für Allgem. Mechanik, Technische Hochschule Aachen, D-5100 Aachen.

Versuchseinrichtungen

Die experimentelle Untersuchung der Ionisation hinter laufenden Stoßwellen wurde im Membran-Stoßrohr vorgenommen. Folgende Stoß-Mach-Zahlen konnten bei den angegebenen Anfangsdrücken p_1 in Argon erreicht werden: $p_1 = 3 \text{ Torr}$, $M_s = 8-11,8$; $p_1 = 5 \text{ Torr}$, $M_s = 8,5-10,5$; $p_1 = 7 \text{ Torr}$, $M_s = 8,5-10,6$; $p_1 = 10 \text{ Torr}$, $M_s = 8$ bis $10,5$; $p_1 = 15 \text{ Torr}$, $M_s = 7,5-10,0$; $p_1 = 20 \text{ Torr}$, $M_s = 8,5-9,7$. Wasserstoff bis zu Drücken von 50 at wurde als Treibergas verwendet. Das Stoßrohr hatte eine Gesamtlänge von 10 m. Davon nahm der Hochdruckteil 2 m Länge ein. Ein Ausstecher lag 4,2 m stromaufwärts von der Versuchsstrecke und reduzierte den anfangs runden Teil des Niederdruckrohres auf einen quadratischen Versuchsquerschnitt von $56 \times 56 \text{ mm}^2$. Ein 1,3 m langes Endstück folgte auf die Versuchsstrecke. Die Forderung nach möglichst langen Meßzeiten war bei der Auslegung des Stoßrohres maßgebend. Die Grenzschichten an den Stoßrohrwänden und die damit verbundene Kontaktflächenbeschleunigung werden durch den Ausstecher vermindert²⁻⁴. Die Position des Ausstechers wurde so gewählt, daß der Störungseinfluß auf die Messung gering ist, und daß Stoß und Kontaktfläche die Ausstecheröffnung bereits überquert haben, bevor der abgestochene Gasrest, reflektiert von der Endwand des kreisrunden Niederdruckteils, mit entgegengesetzter Laufrichtung zum Ausstechereinflaß zurückkehrt.

Die Versuchseinrichtung wird in Abb. 1 gezeigt. Sowohl Transmissions- als auch Reflexionssignale der eingestrahnten Mikrowellen wurden zur Bestimmung von Trägerdichte und Elektronenstoßfrequenz ausgewertet. Transmissionsdämpfung und Phasenverschiebung ergaben die genauesten Meßergebnisse, die außerdem mit Hilfe der gerechneten Auswertdiagramme am einfachsten reduziert werden konnten. Aus den Interferenzsignalen der Mikrowellenreflexion konnte nach JAHN⁵ die Elektronenstoßfrequenz annähernd bestimmt werden zur Bestätigung der Ergebnisse aus Transmissionsmessungen.

Die Langmuir-Sonde bestand aus zwei Platindrähten mit 0,8 mm Durchmesser, die 4,25 mm aus dem ver-



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.

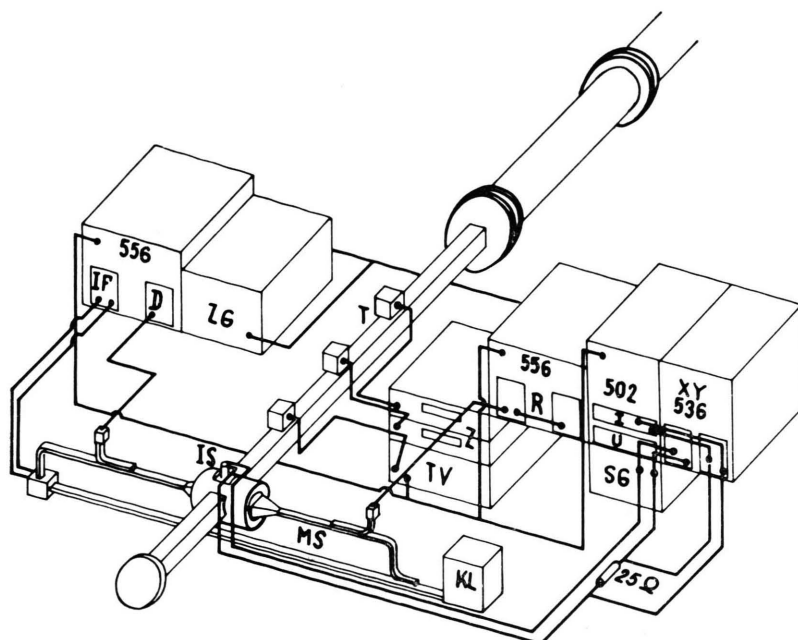


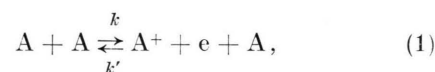
Abb. 1. Schema der experimentellen Anordnung

schmolzenen Ende einer Glasröhre in die Meßstrecke hineinragten. Die Glasröhre endete bündig mit der Rohrwand. Die Drähte waren 3 mm voneinander entfernt und lagen senkrecht zur Strömungsrichtung im Meßquerschnitt. Auf einen der Sondendrähte wurde ein negativer Spannungspuls gegeben, dessen Anstiegsflanke in einem regelbaren Zeitraum von 3 bis 20 μ s eine Spannungsdifferenz von 0 bis maximal -20 Volt durchlief. Der Impulsbeginn konnte zwischen 10 und 40 μ s verschoben werden. Als Geschwindigkeitsmesser und Triggersonden dienten drei Filmthermometer, die im Abstand von je einem Meter voneinander auf dem Rechteckrohr vor der Meßstrecke angebracht waren. Ein viertes Filmthermometer am Ort der Meßstrecke löste den Sägezahnimpulsgenerator aus. Die verstärkten Signale der Triggersonden wurden über ein Zeitverzögerungsgerät geleitet. Tektronix Oszillographen, die zur Zeiteichung hellgetastet waren, dienten zur Aufzeichnung aller Meßsignale. Die Position der Stoßwelle wurde durch den Beginn der Filmthermometer- bzw. Mikrowellensignale mit einer Genauigkeit von $\cong 2,5 \mu$ s bzw. 0,5–1 cm festgestellt.

Theorie des Ionisationsvorganges hinter starken Stoßwellen in Argon

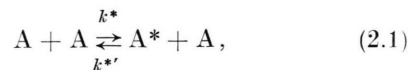
Eine theoretische Behandlung von Reaktionen, die zur Ionisation im Versuchsgas führen können, verhilft zu einem besseren Verständnis beim Auswerten der Meßsignale. Nach WEYMANN⁶, HARWELL und JAHN⁷, KELLY⁸ und MCLAREN und HOBSON⁹ sind folgende Reaktionen möglich:

1. Ionisation durch Argonatomstöße

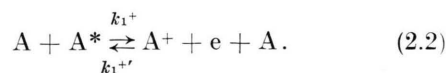


wobei k die chemische Reaktionskonstante für die Hinreaktion und k' diejenige für die Rückreaktion bezeichnen.

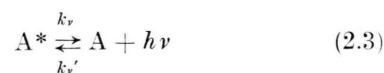
2. Ionisation durch angeregte Atome A^* , die durch Atomstöße erzeugt worden sind. Der Anregungsprozeß verläuft nach der Beziehung



und der Ionisationsprozeß nach

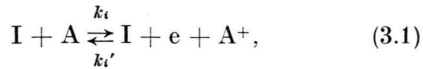


Der Wirkungsgrad dieses Stufenprozesses ist von der Konzentration und Lebensdauer des angeregten Zustandes abhängig, die durch Rückkehr in eine niedrigere Energiestufe (k^{*}) und durch den Strahlungsprozeß

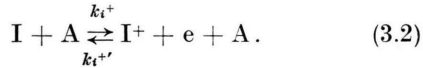


beeinträchtigt werden.

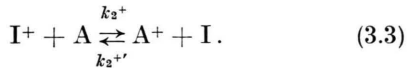
3. Ionisation durch Verunreinigung I verläuft entweder direkt nach



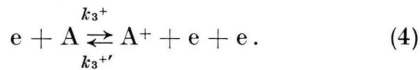
oder in zwei Schritten. Zunächst wird das Verunreinigungsatom ionisiert:



Je besser die Ionisationsenergien übereinstimmen, desto wahrscheinlicher ist ein Ladungsaustausch nach folgender Reaktion:



4. Die o.g. Reaktionen können als Primärreaktionen angesehen werden. Eine Sekundärreaktion mit hohem Wirkungsgrad, hervorgerufen durch bereits vorhandene Elektronen, die durch Primärreaktionen erzeugt worden sind, verläuft nach der Beziehung⁶



Berücksichtigt man lediglich die von HARWELL und JAHN⁷ als sehr wirksam bezeichneten Prozesse, so bleiben zur Ionisation die Reaktionen (2.1), (2.2), (3.2), (3.3) und (4). Der gemessene Ionisationsverlauf hinter der Stoßwelle wird interpretiert mit Hilfe der Ratengleichungen für die Dichten der angeregten Argonatome N^* , der ionisierten Verunreinigungsatome N_I^+ , der freien Elektronen N_e und der Argonionen N_i . Die Ratengleichungen werden aufgrund der verbleibenden Reaktionen unter folgenden Bedingungen aufgestellt:

a) Von Dreierstößen wird abgesehen, so daß die Reaktionskonstanten k_1^+ , k_1^+ und k_3^+ zu vernachlässigen sind.

b) Die Konstanz der Argondichte N und der Verunreinigungsatome N_I wird vorausgesetzt.

c) Der Beginn der Anregung und Ionisation fällt mit dem Vorbeilaufen der Stoßwelle ($t = 0$) zusammen, so daß die Anfangsbedingungen für die Ratengleichungen $N_x(0) = 0$ lauten.

Die Ratengleichungen lassen sich damit auf die Beziehung

$$\frac{d^2 N_i}{dt^2} + \frac{1}{\tau I^+} \cdot \frac{d N_i}{dt} = A_1 (1 - e^{-t/\tau^*}) + A_2 (1 - e^{-t/\tau^e}) + A_3 \quad (5)$$

umformen, die nur noch die Dichte der ionisierten Argonatome als abhängige Veränderliche enthält. Die Konstanten in Gl. (5) haben folgende Form:

$$A_1 = k_1^+ N^2 (C_1 (k_2^+ + k_3^+ - k_3^+ / (k_1^+ \tau^* N) - 1 / (\tau^* N))), \quad (5a)$$

$$A_2 = k_3^+ N^2 (C_1 - C_2) (k_2^+ + k_3^+) \quad (5b)$$

und

$$A_3 = N^3 \left(k_1^+ k^* + k_2^+ k_I^+ \frac{N_I}{N} + k_3^+ k_I^+ \frac{N_I}{N} \right), \quad (5c)$$

sowie

$$C_1 = k_1^+ k^* N^2 \tau^* / (k_1^+ + k_3^+) \quad (5d)$$

und

$$C_2 = (k_1^+ k^* N^2 \tau^* + k_I^+ N_I) / k_3^+. \quad (5e)$$

Die Zeitkonstanten τ lauten

$$\tau^* = 1 / ((k_1^+ + k^*) N + k_v),$$

$$\tau^e = 1 / k_3^+ N \quad \text{und} \quad \tau^{I^+} = 1 / (k_2^+ N + k_2'^+ N_I).$$

Zweimaliges Integrieren der Gl. (5) vermittelt die Argonionendichte N_i :

$$N_i = \frac{A_1 \tau^*}{1/\tau^{I^+} - 1/\tau^e} \left(\frac{t}{\tau^*} - 1 + e^{-t/\tau^*} \right) + \frac{A_2 \tau^e}{1/\tau^{I^+} + 1/\tau^e} \left(\frac{t}{\tau^e} + 1 - e^{-t/\tau^e} \right) + \left(\frac{A_1 + A_2 + A_3}{\frac{1}{\tau^{I^+}} - \frac{1}{\tau^{I^+}} - \frac{1}{\tau^e} - \frac{1}{\tau^{I^+}} + \frac{1}{\tau^e}} \right) \tau^{I^+} \cdot \left(\frac{t}{\tau^{I^+}} - 1 + e^{-t/\tau^{I^+}} \right). \quad (6)$$

Die drei Terme auf der rechten Seite der Gl. (6) stehen der Reihenfolge nach für die Argonionenproduktion durch Stöße zwischen Argoniatomen und angeregten Argoniatomen, durch Stöße zwischen Argoniatomen und Elektronen und durch Ladungsaustausch zwischen Verunreinigungs- und Argoniatomen. Die Versuchsbedingungen im Stoßrohr sind bestimmend für die Beträge der Reaktionsgeschwindigkeiten und damit auch der Zeitkonstanten τ und der Konstanten A in Gleichung (6). Abhängig von der Gasdichte ist die Annahme⁷, daß der Energieverlust des Gases infolge Strahlung als klein betrachtet werden kann. Trifft dies zu, so darf wegen $k_v \ll (k_1^+ + k^*) N$ die Reaktion nach Gl. (2.3) vernachlässigt werden. Die Zeitkonstante τ^* vereinfacht sich ebenfalls: $\tau^* = 1 / (k_1^+ + k^*) N$. Die Reaktionskonstanten für den Ladungsaustausch sind nur dann mitzuführen, wenn der Unter-

schied ΔE zwischen den Ionisationsenergien der Verunreinigungs- und Argonatome gering ist. Für verschiedene Versuchsdrücke und Machzahlen ergeben sich die in Tab. 1 experimentell bestimmten Zeit- und Reaktionskonstanten, mit denen eine größenordnungsmäßige Abschätzung der Konstanten A möglich ist. Gleichung (6) läßt sich damit auf folgende Beziehung reduzieren:

$$\begin{aligned} N_i = & a_1 \left((t/\tau^*) - 1 + e^{-t/\tau^*} \right) \\ & - a_2 \left((t/\tau^e) + 1 - e^{+t/\tau^e} \right) \\ & + a_3 \left(\frac{t}{\tau_{I^+}} - 1 + e^{-t/\tau_{I^+}} \right) \\ & - 2a_1 \frac{k^{*'}}{k_1^+} \left(\frac{t}{\tau^*} - 1 + e^{-t/\tau^*} \right) \\ & + a_2 \frac{k^{*'}}{k_1^+} \left(\frac{t}{\tau^e} + 1 - e^{+t/\tau^e} \right) \\ \equiv & N_{i1} + N_{i2} + N_{i3} - N'_{i1} - N'_{i2} \end{aligned} \quad (7)$$

mit den Dichtekoeffizienten

$$a_1 = (k^*/k_1^+) N, \quad a_2 = (k^*/k_3^+) N$$

und

$$a_3 = (k_1^+/k_2^+) (N_I/N) N.$$

Die ersten drei Glieder der rechten Seite von Gl. (7) sind Terme der Ionenproduktion, die um N'_{i1} und N'_{i2} vermindert werden. N'_{i1} und N'_{i2} berücksichtigen die Rückkehr von Argonatonen aus dem angeregten Zustand auf eine niedrigere Energiestufe.

Mikrowellenmessungen

Ein Oszillogramm der zeitabhängigen Transmissions-Phasenverschiebung und -Dämpfung von 120 GHz Mikrowellen im Argonplasma zeigt Abb. 2. Die Reflexion von 33 GHz Mikrowellen (s. Abb. 3b) wurde im Zeitabschnitt von 30 bis 140 μ s ver-

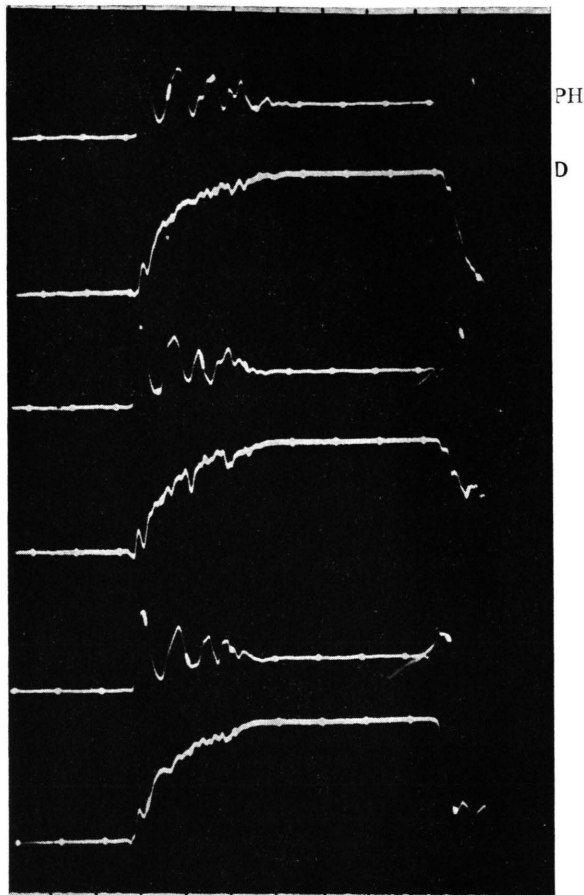


Abb. 2. Mikrowellen-Phasenverschiebung (PH) und -Dämpfung (D) der Versuche Nr. 170–172 bei $M_s = 9,12; 9,17$ und $9,16$; $p_1 = 15$ Torr; $f = 121,7$ GHz; Zeitbasis: $50 \mu\text{s/Skt}$; Empfindlichkeit (PH und D): 2 mV/Skt .

größert, um die Interferenzen zu Beginn der Reflexion deutlich zu machen, die ein Maß für die Elektronenstoßfrequenz ν sind. Nach ⁵ wurde ein Verhältnis der Elektronenstoßfrequenz zur Mikrowellenfrequenz $\nu/\omega = 0,1$ bestimmt. Im Vergleich

Tab. 1. Experimentell bestimmte Werte der Reaktionskonstanten k^* , k_1^+ , k_3^+ und der Zeitkonstanten τ^* und τ^e in Argon

M_s	p_1 Torr	N cm^{-3}	T_2 $^\circ\text{K}$	$(kT_2)^{-1}$ $(\text{eV})^{-1}$	k^* $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	k_1^+ $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	k_3^+ $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	τ^* μs	τ^e μs
8,47	15	$1,88 \cdot 10^{18}$	6990	1,66	$4,5 \cdot 10^{-21}$	$2,7 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{-15}$	2	100
8,75	10	$1,26 \cdot 10^{18}$	7400	1,56	$1 \cdot 10^{-20}$	$4 \cdot 10^{-13}$	$6,1 \cdot 10^{-15}$	2	130
8,77	10	$1,26 \cdot 10^{18}$	7450	1,55	$1,5 \cdot 10^{-20}$	$4 \cdot 10^{-13}$	$7,2 \cdot 10^{-15}$	2	110
9,05	7	$9 \cdot 10^{17}$	7900	1,47	$1,7 \cdot 10^{-19}$	$8 \cdot 10^{-13}$	$1,05 \cdot 10^{-15}$	1,5	105
9,16	15	$1,9 \cdot 10^{18}$	8130	1,43	$1 \cdot 10^{-19}$	$5 \cdot 10^{-13}$	$4,55 \cdot 10^{-15}$	1	110
9,29	7	$9 \cdot 10^{17}$	8300	1,4	$2,5 \cdot 10^{-19}$	$1,1 \cdot 10^{-12}$	$1,1 \cdot 10^{-14}$	1	100
9,75	5	$6,76 \cdot 10^{17}$	8850	1,32	$1 \cdot 10^{-18}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$	$2,5 \cdot 10^{-14}$	1	60
9,9	3	$4,11 \cdot 10^{17}$	9000	1,29	$2 \cdot 10^{-18}$	$2,4 \cdot 10^{-12}$	$4,9 \cdot 10^{-14}$	1	50
10,01	3	$4,11 \cdot 10^{17}$	9210	1,26	$3,5 \cdot 10^{-18}$	$2,4 \cdot 10^{-12}$	$7 \cdot 10^{-14}$	1	35

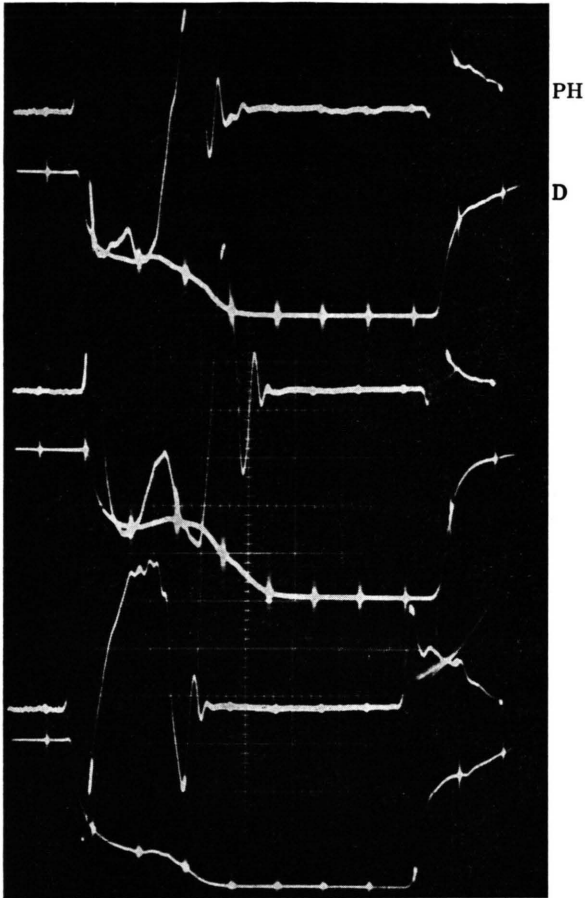


Abb. 3a. Mikrowellen-Phasenverschiebung (PH) und -Dämpfung (D) der Versuche Nr. 91–93 bei $M_s = 8,86$; 8,77; 8,91; $p_1 = 10$ Torr; $f = 32,95$ GHz; Zeitbasis $50 \mu\text{s/Skt}$; Empfindlichkeit: PH 2 mV/Skt ; D 5 mV/Skt .

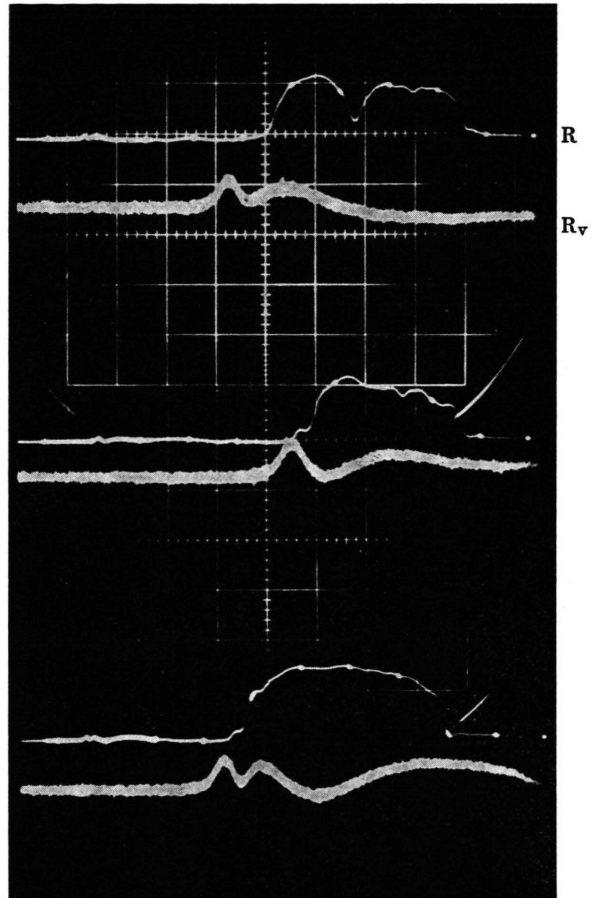


Abb. 3b. Mikrowellen-Reflexion (R) und Reflexions-Ausschnitt-Vergrößerung (R_v) der Versuche Nr. 91–93; $f = 32,95$ GHz; R: Zeitbasis $50 \mu\text{s/Skt}$; Empfindlichkeit 10 mV/Skt . — R_v : Zeitbasis $10 \mu\text{s/Skt}$; Empfindlichkeit 1 mV/Skt .

dazu ergab die genauere Auswertung der Transmissionsmessung für die Versuche Nr. 91 bis 93 (s. Abb. 3a) der Reihenfolge nach $\nu/\omega = 0,14$; $0,125$ und $0,125$. Die Transmissionsmessungen wurden mit Diagrammen ausgewertet, die Beziehungen herstellen zwischen der Dämpfung und Phasenverschiebung der Mikrowellen und den Plasmaeigenschaften, nämlich der Elektronendichte und -Stoßfrequenz. Zur Berechnung der Diagramme wurde die Transmission der Mikrowellen durch Luft, Plasma und die in der Meßstrecke verwendeten Teflonlinsen als ebenes Problem behandelt. Die Mikrowellen-Hornantennen wurden dabei als „Spaltquellen“ angesehen, und der Mittelteil der sphärischen Richtlinsen als zylindrische Linsen. Für enge Strahlenkegel, die mit Hornantennen ge-

ringer Halbwertsbreite ($< 15^\circ$) erzielt werden, ist diese Vereinfachung zulässig auf Kosten eines Fehlers von $< 1\%$, der bei der Berechnung der Transmissionsdämpfung D_T durch Mittelung über winkelabhängige Werte (s. ¹⁰) entsteht.

Mit der Annahme, der elektrische Feldvektor der ebenen TEM-Mikrowellen stehe senkrecht auf der Einfallsebene¹¹, ergeben sich aus den Grenzbedingungen an den Linsenoberflächen die Gleichungen für die Mikrowellenfortpflanzung. An den Linsenoberflächen wird die Stetigkeit der tangentialen Komponenten sowohl des elektrischen als auch des magnetischen Feldes gefordert. Die Bedingung für das elektrische Feld lautet an beliebiger Oberfläche: $\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r) = \mathbf{n} \times \mathbf{E}_t$. Dabei bezeichnet \mathbf{n} den Normalenvektor auf der Linsen-

oberfläche und E_i , E_r , E_t jeweils das einfallende, reflektierte und transmittierte Feld. Die so erhaltenen Gleichungen¹² werden nach der Transmissionsdämpfung D_T und der Transmissionsphasenverschiebung Φ_T aufgelöst. D_T und Φ_T sind in Abb. 4 als Funktion der Plasmaeigenschaften, d.h. der dimensionslos gemachten Elektronendichte $N_i/N_0 = (\omega_P/\omega)^2$ und Elektronenstoßfrequenz ν/ω , dargestellt. $\omega = 2\pi f$ und die kritische Elektronendichte $N_0 = \omega^2 \epsilon_0 m/e^2$ können aus der Mikrowellenfrequenz f , der Dielektrizitätskonstanten für Luft ϵ_0 , der Elektronenmasse m und der Elektronenladung e bestimmt werden. Mit Auswertungsdiagrammen, die unter Beachtung von 1–2 mm dicken Wandgrenzschichten gerechnet worden sind (siehe¹²), ermittelt man um 3–5% höhere Trägerdichten.

Das Interferenzoszillogramm in Abb. 2 entspricht dem Kosinus des Phasenwinkels zwischen Meß- und Vergleichsarm der Mikrowellenstrecke, so daß Φ_T direkt vom Oszillogramm abgelesen werden kann (siehe^{13, 14}). Das bei der Transmission durch das Plasma gedämpfte Mikrowellensignal wird mit

Hilfe der Diodencharakteristik in dimensionslose logarithmische Leistungseinheiten umgewandelt. Man erhält so D_T in Decibel mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$. Die Werte D_T und Φ_T bezeichnen im Auswertediagramm (Abb. 4) einen Punkt bestimmter Elektronendichte und Stoßfrequenz. Schrittweise Auswertung der in Abb. 3a gezeigten Oszillogramme liefert dann das Diagramm in Abb. 5, wo für einen Stoß der Mach-Zahl $M_s = 8,77$

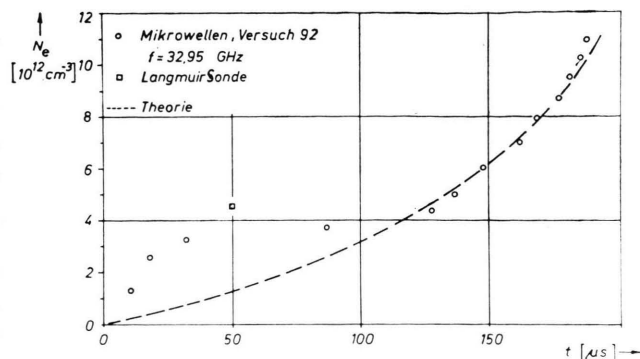


Abb. 5. Elektronendichte N_e in Abhängigkeit von der Zeit hinter der Stoßfront, $M_s = 8,77$; $p_1 = 10$ Torr, $T_2 = 7450$ °K, $N = 1,26 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

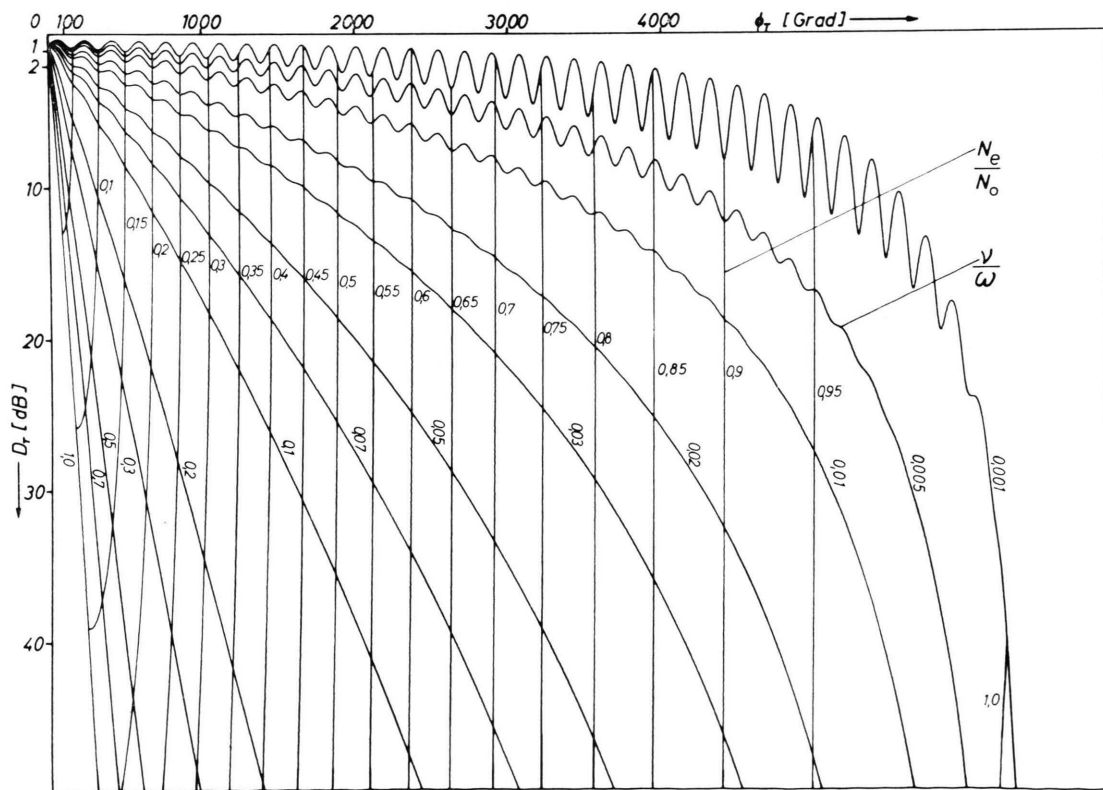


Abb. 4. Transmissionsdämpfung D_T und -phasenverschiebung Φ_T in Abhängigkeit von den Plasmaeigenschaften, Frequenz $f = 120,9$ GHz, Linsendicke $d_L = 12,43 \lambda_0$, Brennweite $F = 26,2 \lambda_0$, Plasmadicke $d_p = 18,15 \lambda_0$.

in Argon mit $p_1 = 10$ Torr ($T_2 = 7450$ °K, $N = 1,26 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) die Elektronendichte über der Zeit nach Durchgang des Stoßes aufgetragen wurde. Vergleichsweise zeigt Abb. 6 die zeit-

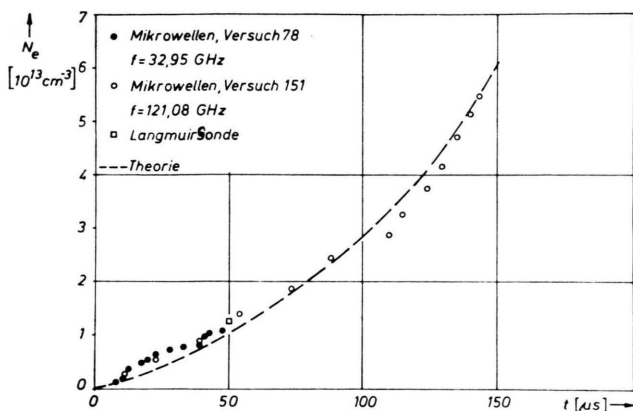


Abb. 6. Vergleich der 2,5 mm- und 8 mm-Mikrowellenmessungen der Elektronendichte. Nr. 78: $M_s = 9,28$; Nr. 151: $M_s = 9,29$; $p_1 = 7$ Torr, $T_2 = 8300$ °K, $N = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

abhängige Elektronendichte gemessen mit 2,5 und 8 mm Mikrowellen bei einem stärkeren Stoß mit $M_s = 9,3$ in Argon von $p_1 = 7$ Torr und $T_2 = 8300$ °K, $N = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die Gleichgewichtsstufe, beginnend bei ungefähr $50 \mu\text{s}$ — ersichtlich in Abb. 5 —, ist im Diagramm der Abb. 6 abgeschwächt und verschwindet, wenn die Stoßgeschwindigkeit auf Machzahlen $M_s > 9,5$ ansteigt. Das ist in Abb. 7 zu erkennen, wo für konstanten Anfangsdruck $p_1 = 10$ Torr in Argon, jedoch für verschiedene Machzahlen $10,09 \geq M_s \geq 8,75$, die Trägerdichte in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Vorbeilaufen der Stoßfront aufgetragen wurde.

Aus einigen Messungen konnte mit Hilfe der in 8 angegebenen Reaktionsquerschnitte S_1^+ die Reaktionskonstante k_1^+ auf den Faktor 2 genau ermittelt werden. Im Falle, daß $k_1^+ \gg k^*$ ist, läßt sich auch annähernd mit $\tau^* = 1/k_1^+ N$ die Zeitkonstante τ^* bestimmen. Die Reaktionskonstante k_3^+ erhält man aus Kurven $N_i(t)$ der Art in Abb. 6 entweder mit der Beziehung $k_3^+ = 1/\tau^e N$ oder mit $k_3^+ = (dN_i/dt)_{\bar{u}} \cdot (1/N_i)_{\bar{u}} \cdot (1/N)$, wobei $(N_i)_{\bar{u}}$ die Trägerdichte angibt, bei welcher der Übergang zum Ionisationsprozeß durch Stöße zwischen Elektronen und Argonatomen erfolgt, und $(dN_i/dt)_{\bar{u}}$ der Anstieg des darauf folgenden Kurventeils ist. Die Reaktionskonstante k^* be-

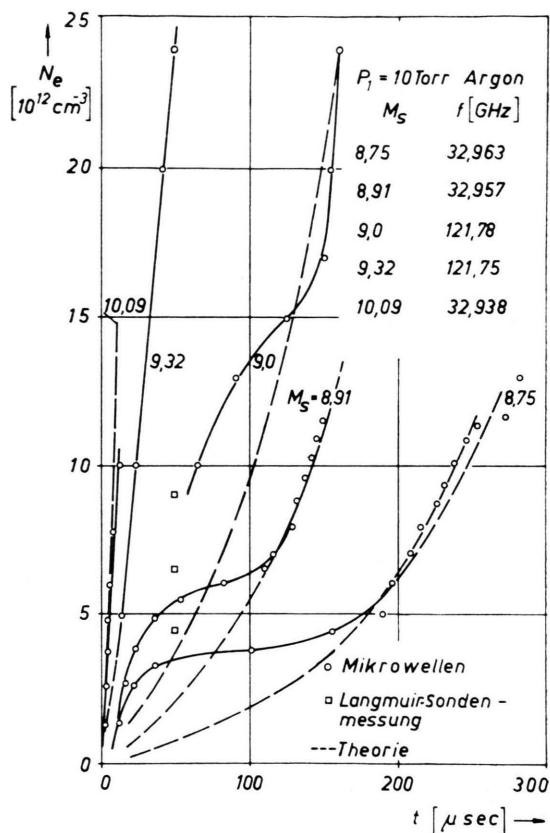


Abb. 7. Elektronendichte N_e in Abhängigkeit von der Zeit t nach Durchgang der Stoßfront für $p_1 = 10$ Torr und einen Stoß-Mach-Zahlbereich $8,75 \leq M_s \leq 10,09$.

stimmt man mit der Anfangssteigung (dN_i/dt) hinter der Stoßwelle im Zeitraum $< 100 \mu\text{s}$. Dazu wurden Meßkurven $N_i(t)$ verwandt, die entweder keine oder nur geringe Anzeichen von Verunreinigungsionisation aufwiesen. Die aus eigenen Messungen ermittelten Reaktionskonstanten k^* , k_1^+ und k_3^+ sind in Tab. 1 angegeben und in Abb. 8, 9 und 10 in Abhängigkeit von $(1/kT_2)$ aufgetragen. Die Meßpunkte $k^*(T)$ in Abb. 8 geben ebenfalls die Anfangsdrücke der entsprechenden Versuche an, obwohl theoretisch in erster Näherung keine Druckabhängigkeit $k^*(p_1)$ besteht. Die eigenen Meßwerte $k^*(T)$ werden verglichen mit den Ergebnissen von HARWELL und JAHN⁷, McLAREN und HOBSON⁹, SEIDENSTICKER und FROHN¹⁵. In Abb. 9 wurden außer den eigenen Meßwerten $k_1^+(T)$ die Ergebnisse von KELLY⁸ und McLAREN und HOBSON⁹ eingezeichnet. Es bestehen keine Vergleichswerte zur Reaktionskonstanten $k_3^+(T)$ in Abb. 10.

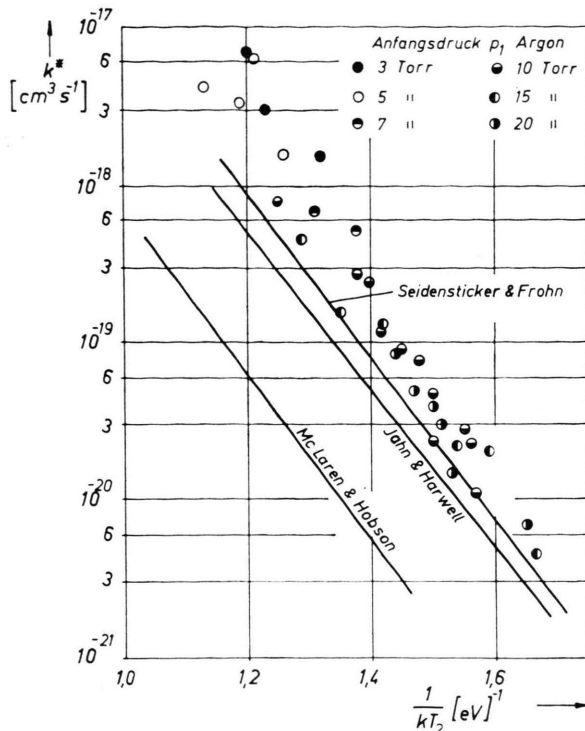


Abb. 8. Reaktionskonstante k^* in Abhängigkeit von der Gastemperatur T_2 hinter dem Stoß.

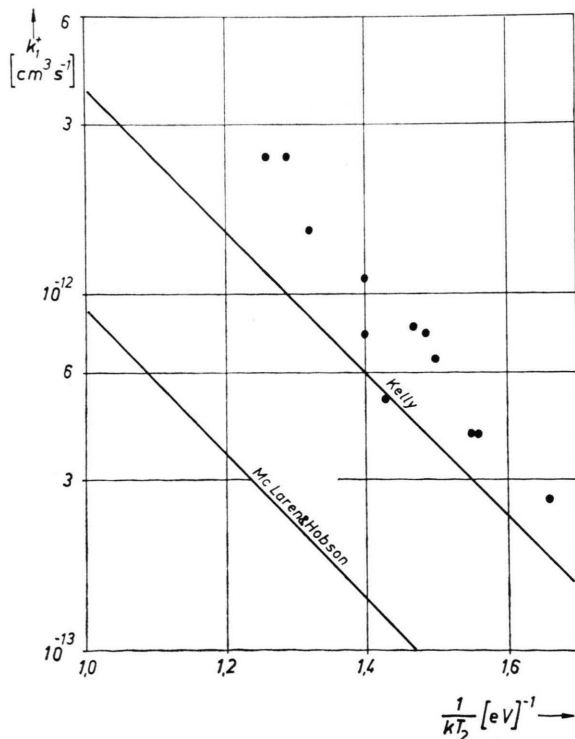


Abb. 9. Reaktionskonstante k_1^+ in Abhängigkeit von der Gastemperatur T_2 hinter dem Stoß.

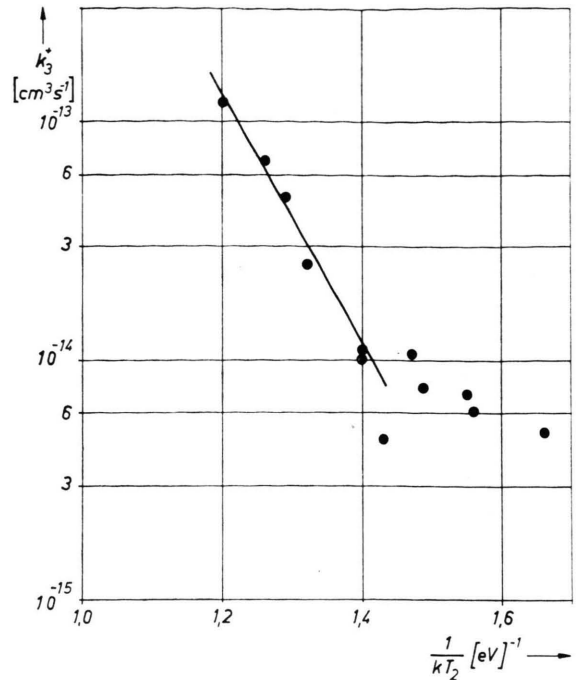


Abb. 10. Reaktionskonstante k_3^+ in Abhängigkeit von der Gastemperatur T_2 hinter dem Stoß.

Die Auswertungsdiagramme erlaubten die genauere Bestimmung der Elektronenstoßfrequenz ν und den Nachweis, daß ν über eine längere Zeit nach Vorbeilaufen der Stoßfront konstant bleibt (s. Abb. 11). Die zeitabhängige Transmissionsdämpfung und -Phasenverschiebung von Mikrowellen der Frequenz $f = 32,953$ GHz wurden dazu in ein passendes Auswertungsdiagramm übertragen. Aus Abb. 11 bestimmt man für die Versuchsbedingungen $p_1 = 10$ Torr, $M_s = 8,77$, $N = 1,26 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $T_2 = 7450$ °K den Mittelwert $\nu/\omega = 0,12$. Daraus ergibt sich eine Elektronenstoßfrequenz $\nu = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

Vergleich zwischen Theorie und Messung

Zur Berechnung der Trägerdichten in Argon mit Gl. (7) werden außer k^* , k_1^+ und k_3^+ die Reaktionskonstanten k^* , k_1^+ und k_2^+ benötigt. Die Reaktionskonstanten des Anregungsprozesses stehen in der Beziehung $k^* = k^* \cdot (g_0/g^*) e^{E^*/kT_2}$. Hier bezeichnet g_0/g^* das Verhältnis der statistischen Gewichte des Grundzustandes und der Anregungsstufen. Je nach Wirkungsgrad der vier unteren Argonanregungsstufen liegt g^*/g_0 zwischen 6 und 12. Die Anregungsenergie wurde nach der Beziehung

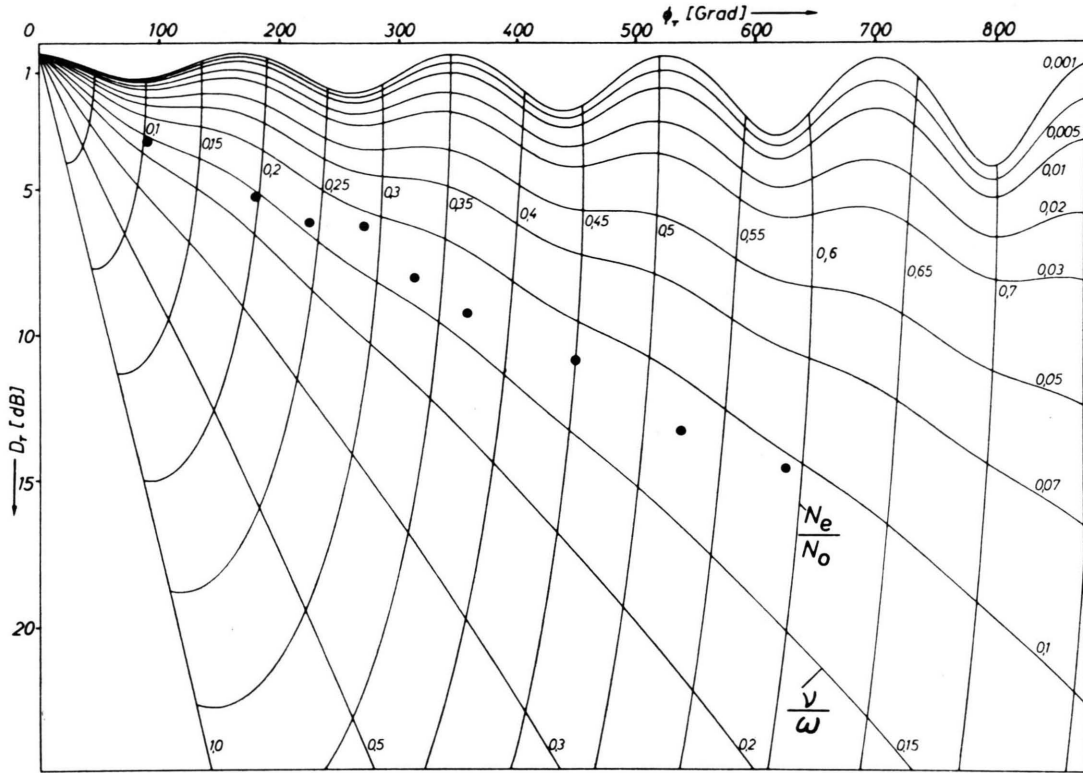


Abb. 11. Konstanz der gemessenen Elektronenstoßfrequenz Mikrowellenfrequenz $f = 32,95$ GHz; $\nu/\omega = 0,12$; Versuchsbedingungen: $M_s = 8,77$; $p_1 = 10$ Torr; $N = 1,26 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; $T_2 = 7450$ °K.

von ARRHENIUS⁷ zu $E^* = 11,55 \pm 0,5$ eV bestimmt. Innerhalb der angegebenen Grenzen für E^* und g_0/g^* und mit den in Tab. 1 angegebenen Werten für k^* und k_1^+ wurde $k^{*'}$ berechnet. Das Verhältnis $k^{*'}/k_1^+$ ist dann über den Bereich $0,06 < k^{*'} < 1$ veränderlich. Die Komponenten N'_{i1} und N'_{i2} in Gl. (7) für die Rückbildung von Argonatomen aus dem angeregten Zustand müssen daher berücksichtigt werden. Sie wurden mit dem Verhältnis $k^{*'}/k_1^+ = 0,1$ bestimmt.

Der Term N_{i3} für Ladungsübertragung von Verunreinigungen auf Argonatome [s. Gl. (7)] ist dagegen vernachlässigbar klein. Um das zu zeigen, wurden die Reaktionskonstanten k_1^+ und k_2^+ für zwei Sorten von Verunreinigungspartikeln ermittelt: für Aluminium mit einer Ionisationsenergie $E_1 = 5,94$ eV, das von Stoßrohrmembranen stammen kann, und für Wasserstoffatome mit $E_1 = 13,52$ eV von Rückständen dissoziierten Treibgases. Diese beiden Sorten wurden wegen ihrer unterschiedlichen Ionisationsenergie ausgesucht. Zur Berechnung des Maximalwertes von N_{i3} wurde ein verhältnismäßig hoher Verunreinigungsanteil von

$N_I/N = 10^{-3}$ angenommen, der auf Messungen der Stoßrohr-Leckrate beruht.

Aluminiumatome ionisieren viel schneller als Argonatome ($E_1 = 15,68$ eV). Die entsprechende Reaktionskonstante k_1^+ wurde aus Ionisationsraten dicht hinter der Stoßfront ($0 < t < 40 \mu\text{s}$) mit $E_1 \leq 6$ eV gewonnen und zwar aus Kurven $N_1 = f(t)$ der Art in Abb. 5. Für $M_s = 8,47$ und $p_1 = 15$ Torr (s. Tab. 1) erhält man z.B. die verhältnismäßig große Reaktionskonstante

$$k_1^+ = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Von den ionisierten Aluminiumatomen können jedoch nur solche mit $\Delta E \geq 9,74$ eV ihre Ladung an Argonatome abgeben. Die Reaktionskonstante für Ladungsaustausch wurde nach der Beziehung

$$k_2^+ = g_r \int_{x^*}^{\infty} x S(x) e^{-x} dx$$

mit den Abkürzungen

$$g_r = (8kT_2/\pi\mu)^{1/2}, \quad \mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2), \\ x = E/kT_2, \quad x^* = \Delta E/kT_2$$

und dem Reaktionsquerschnitt $S(x)$ nach ¹⁶ berechnet. Mit $k_2^+ = 2,17 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ergibt sich die Zeitkonstante $\tau^{I^+} = 1/k_2^+ N = 2,45 \cdot 10^{11} \mu\text{s}$. Während der Meßzeit $t < 300 \mu\text{s}$ findet man damit $t/\tau^{I^+} \ll 1$. Die Komponente für Ladungsaustausch

$$N_{i3} = a_3[(t/\tau^{I^+}) - 1 + e^{-t/\tau^{I^+}}]$$

darf daher angenähert werden durch

$$N_{i3} \approx (a_3/2)(t/\tau^{I^+})^2.$$

Ein Vergleich von N_{i3} mit dem kleineren der beiden Ionen-Produktions-Terme N_{i1} und N_{i2} gibt Aufschluß über die Wirksamkeit des Ladungsaustausches. Ab $t \geq 160 \mu\text{s}$ wird $N_i = a_1[(t/\tau^*) - 1 + e^{-t/\tau^*}]$ von N_{i2} übertroffen. Mit $\tau^* = 2 \mu\text{s}$ (s. Tab. 1) gilt die Näherung $N_{i1} = a_1(t/\tau^*)$. Ein Gleichsetzen der Näherungen von N_{i3} und N_{i1} ergibt die Zeit $t = 5,7 \cdot 10^9 \mu\text{s}$, nach der N_{i3} den Wert von N_{i1} erreicht. Ladungsaustausch zwischen Aluminiumionen und Argonatomen findet demnach nicht statt.

Die Reaktionskonstante für die Ionisation eines Wasserstoffatoms k_I^+ ist auf jeden Fall kleiner als k^* für Argonatome. Für $M_s = 8,47$ und $p_1 = 15$ Torr erhält man daher mit $k_I^+ = k^* = 7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ einen oberen Grenzwert für k_I^+ , und nach ¹⁶ ermittelt man $k_2^+ = 9,73 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Die Zeitkonstante $\tau^{I^+} = 1/k_2^+ N = 55 \mu\text{s}$ erlaubt für $t \approx 200 \mu\text{s}$ die Näherung $N_{i3} \approx a_3(t/\tau^{I^+})$. Das Verhältnis $N_{i3}/N_{i1} = (a_3 t/\tau^{I^+})/(a_1 t/\tau^*) = (k_I^+/k^*)(N_I/N)$ hängt daher lediglich vom Verunreinigungsanteil ab, so daß $N_{i3} = 10^{-3} N_{i1}$ auch für Ladungsaustausch zwischen Wasserstoffionen und Argonatomen vernachlässigbar ist.

Die Kenntnis der Reaktionskonstanten k^* , k_1^+ , k_3^+ und $k^{*'}$ ist daher zur Berechnung der Trägerdichte nach Gl. (7) ausreichend. Auf alle Terme von N_i in Gl. (7) überträgt sich eine Streuung um den Mittelwert von $\pm 30\%$ der aus Messungen ermittelten Werte k^* (s. Abb. 8). Im Durchschnitt sind die Reaktionskonstanten k^* um den Faktor 2 größer als die Werte von ¹⁵. Die Messungen von ¹⁵ wurden mit einer elektrostatischen Sonde in einem Stoßrohr durchgeführt, in dem die Forderung nach reinem Versuchsgas weitgehend erfüllt war. Die größeren k^* Werte wurden hier wahrscheinlich wegen der Argonverunreinigungen bestimmt. Die Reaktionskonstante k_3^+ konnte aus Messungen im Mach-Zahlbereich $M_s > 9$ auf $\pm 10\%$ genau ermittelt werden. Aus dem Anstieg einer Geraden, die man im genannten Mach-Zahlbereich durch die

Punkte $k_3^+ = f[(kT_2)^{-1}]$ in Abb. 10 legen kann, errechnet man eine Aktivierungsenergie von $E = 12 \text{ eV}$.

Die zweite Ionisationsstufe ist gekennzeichnet durch merklich größere Reaktionsgeschwindigkeiten. Sobald genügend Elektronen im Versuchsgas vorhanden sind, dominiert daher die Argonionisation durch Stöße zwischen Elektronen und Atomen. Die Aktivierungsenergie für diese Reaktion beträgt $E_i = 15,68 \text{ eV}$. Zweifellos sind bis zu diesem Zeitpunkt ausreichend Argonatome elektrisch angeregt, so daß auch Stöße zwischen Elektronen und angeregten Atomen zur Ionisation beisteuern. Der Unterschied zwischen der theoretischen Aktivierungsenergie von $E_i = 15,68 \text{ eV}$ und der gemessenen $E_i = 12 \text{ eV}$ könnte auf diese Weise erklärt werden. Im unteren Mach-Zahlbereich ($M_s < 9$, $(kT_2)^{-1} > 1,46$) weichen die k_3^+ -Werte in Abb. 10 von der Geraden ab. Das bedeutet entweder, daß hier der Übergang zur zweiten Ionisationsstufe durch Verunreinigungsionisation verfälscht wird oder daß die zweite Ionisationsstufe in einem Versuchsgas mit einem größeren Anteil von angeregten Atomen stattfindet. Im Mach-Zahlbereich $M_s < 9,29$ verstreicht nämlich doppelt so viel Zeit, bis genügend Elektronen für den zweiten Ionisationsprozeß vorhanden sind, wie bei den höheren Mach-Zahlen. In der zusätzlichen Zeit bilden sich ebenfalls Argonatome, von denen einige im metastabilen Zustand verharren können und dann für den zweiten Ionisationsprozeß zur Verfügung stehen. Die Werte von k_1^+ in Tab. 1 und Abb. 9 sind — zusätzlich zu den Messungenauigkeiten — mit einem Fehler von $+10\%$ behaftet, da die Bedingung $k_1^+ \gg k^{*'}$ nicht erfüllt wird. Fehler in der Bestimmung von k_1^+ übertragen sich aber lediglich auf N'_{i1} und N'_{i2} . Es ergab sich, daß die um eine Zehnerpotenz niedrigeren Werte von k_1^+ nach ⁹ unwahrscheinlich sind. Mit ihnen wurden derart hohe Rückbildungsterme N'_{i1} und N'_{i2} berechnet, daß keine Argonionisation möglich ist.

Ein Abwägen der Einflüsse der genannten Reaktionskonstanten zeigt, daß der Streubereich von k^* für die Genauigkeit der errechneten Trägerdichte bestimmend ist. Die Anfangsbedingung zur Errechnung der Trägerdichte fordert, daß am Ort der Stoßfront ($t = 0$) weder Anregung noch Ionisation vorhanden ist. Die Forderung beruht auf der Annahme $k_r \ll (k_1^+ + k^{*'})N$ nach ⁷ und ist bei den Stoßgeschwindigkeiten und Gasdichten dieser

Versuche zulässig. Nach ¹⁷ ist die Trägerdichte vor dem Stoß mindestens um den Faktor 10^{-4} kleiner als hinter der Stoßfront.

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen Messung und Theorie ab $M_s > 9$ gut überein (s. Abb. 6, 7). Deutliche Abweichungen erkennt man bei niedrigen Machzahlen (s. Abb. 5, 7). Die nach Gl. (7) errechneten Trägerdichten sind im Bereich $t < 100 \mu s$ wesentlich niedriger als die gemessenen. Ein Plateau, das bei den Messungen festgestellt wurde und ein vorübergehendes Gleichgewicht im Ionisationsprozeß andeutet, kann theoretisch hier nicht auftreten. Man darf demnach annehmen, daß hier die Ladungsträger aus schnell ionisierenden Verunreinigungen gemessen werden, die sich den Argonionen überlagern. Wie bereits festgestellt wurde, ist Ladungsaustausch nicht möglich. Um Aufschluß über die Art der Verunreinigungen zu erhalten, wurden aus den Dichteanstiegen unmittelbar hinter Stoß mit $M_s < 9$ die Aktivierungsenergien berechnet. Sie betragen 1,5 bis 6,3 eV mit der größten Häufigkeit bei 3,4 eV. Erste Anregungsniveaus um 3 eV haben beispielsweise Elemente wie Natrium und Eisen, Verunreinigungen, die aus im Stoßrohr verarbeiteten Werkstoffen stammen und in geringen Mengen auftreten können. In den Energiebereich um 6 eV fallen u.a. die Ionisationsenergien von Aluminium und Natrium sowie die Anregungsenergie von molekularem Stickstoff¹⁸.

Messungen mit der gepulsten Langmuir-Sonde

Etwa $50 \mu s$ nach Vorbeilaufen der Stoßwellen setzte der Sägezahnimpuls der Langmuir-Sonde ein. Innerhalb von $5 \mu s$ wurde die Sondenspannung um -20 Volt abgesenkt. Der dabei gemessene Sondenstrom ist im Oszillogramm der Abb. 12a in Abhängigkeit von der Sondenspannung gezeigt. Die geneigte Gerade wurde vor dem Versuch mit einem konstanten Widerstand zur Sondeneichung aufgenommen.

Das untersuchte Stoßrohrplasma ist ein dichtes Plasma mit hoher Strömungsgeschwindigkeit. Die Plasmaeigenschaften werden gekennzeichnet durch das Verhältnis der Debye-Länge λ_D zum Sondenradius r_s mit $\lambda_D/r_s \ll 1$ und das Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit u zur thermischen Geschwindigkeit der Ionen c_i mit $u/c_i \cong 1$. In Ermangelung einer Theorie zur Bestimmung der Trägerdichte im dichten Plasma hoher Geschwin-

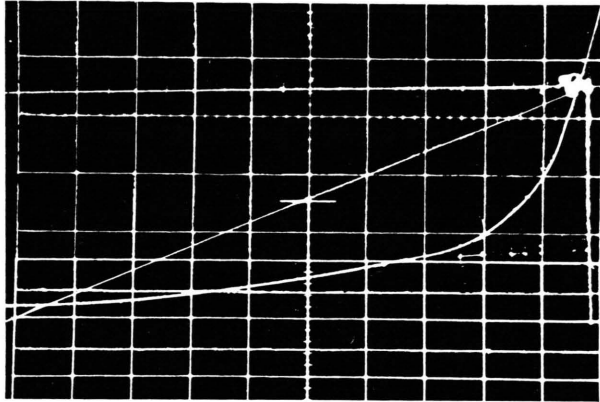


Abb. 12a. Strom-Spannungs-Kennlinie der gepulsten Langmuir-Sonde, Versuch Nr. 180: $M_s = 9,12$; $p_1 = 20$ Torr; $N = 2,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; $T_2 = 7950 \text{ °K}$. Empfindlichkeit: Spannung 2 V/Skt (horizontal); Strom 4 mA/Skt (vertikal).

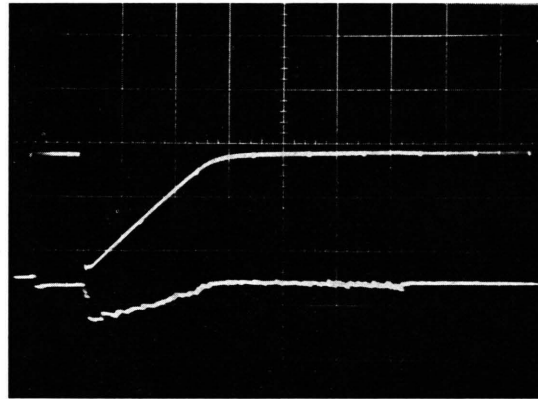


Abb. 12b. Zeitabhängigkeit von Spannung und Strom der gepulsten Langmuir-Sonde, Versuch Nr. 180. Empfindlichkeit: Spannung (oben) 10 V/Skt; Strom (unten) 20 mA/Skt. Zeitbasis: $50 \mu s/\text{Skt}$.

digkeit wurden die Theorien¹⁹⁻²⁶ für ruhendes Plasma mit $u/c_i \ll 1$ auf ihre Eignung untersucht durch Vergleich mit den Trägerdichten aus den Mikrowellenmessungen.

Die Bedingung $u/c_i \ll 1$ ist nach ¹⁹ annähernd erfüllt, da die Sonde mit ihrer elektrischen Grenzschicht im Staugebiet der sich in der Plasmaströmung ausbildenden Kopfwelle liegt, und die Trägerdichte durch den Stoß und im Staugebiet als „eingefroren“ betrachtet werden kann.

Für eine schwach negative Sonde und für ruhendes Plasma ergibt sich nach ¹⁹ mit der Annahme, daß die Elektronentemperatur für die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen vor der Sonde maßgebend ist^{20,21}, die Beziehung zwischen dem

Sondenstrom i und der Trägerdichte im Plasma ($N_i = N_e$)

$$i = C (eN_i/4) F_s c_e [(m_e/m_i)^{1/2} - e^{-eV/kT_e}]. \quad (8)$$

Die Theorien unterscheiden sich im wesentlichen durch den Faktor C . Wegen unterschiedlicher Beurteilung der Einflüsse der elektrischen Grenzschicht und der Übergangsschicht zwischen Grenzschicht und Plasma werden Werte im Bereich $0,607 < C < 2,5$ bestimmt, wobei sich für die Langmuirsche Theorie unter der Bedingung $T_i = T_e$ der Faktor $C = 1$ ergibt^{19, 27}.

Aus Gl. (8) erhält man die Ionendichte aus dem Ionensättigungsstrom i_i :

$$N_i = \frac{i_i}{C} \frac{4}{e F_s c_e} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Die in dieser Arbeit gleichzeitig vorgenommenen Trägerdichtemessungen mit Mikrowellen und der Impulssonde bestätigen den Wert $C = 0,607$ nach²¹. Um dies zu zeigen, wurde die Charakteristik der Impulssonde vom Meßoszillogramm (Abb. 12a) in ein Diagramm $i = f(U)$ übertragen (s. Abb. 13).

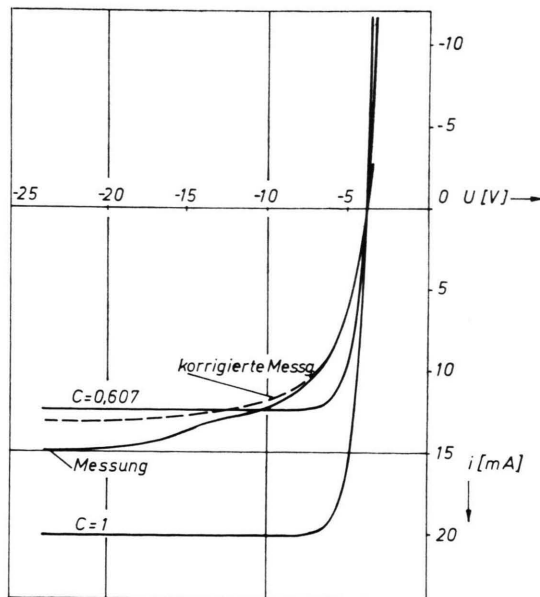


Abb. 13. Vergleich der Langmuirsonden-Messung des Versuchs Nr. 180 mit gerechneten Charakteristiken nach Gleichung (8).

Die Aufnahme der Sondenkennlinie begann $48 \mu\text{s}$ nach Vorbeilaufen der Stoßfront und dauerte $5 \mu\text{s}$ (s. Abb. 12b). Die Mikrowellenmessung desselben Versuchs ergab $48 \mu\text{s}$ hinter der Stoßfront die Trägerdichte $N_i = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Mit diesem

Wert wurde bei Vorgabe der Sondenspannung der Sondenstrom i nach Gl. (8) berechnet. Die ermittelten Werte $i = f(U)$ wurden ebenfalls in das Diagramm der Abb. 13 eingezeichnet. Die Elektro- nentemperatur, die zur Berechnung von i benötigt wird, wurde T_2 gleichgesetzt. Nach²⁸ erwies sich nämlich die Differenz $\Delta T = T_2 - T_e$, ermittelt mit ν_e aus eigenen Mikrowellenmessungen (siehe Abb. 11), als vernachlässigbar klein. Mit einer Grenzschichtdicke an der Stoßrohrwand von $d_G \cong 0,1 \text{ cm}$ (s. ^{3, 29}) und den Sondenabmessungen $r_s = 0,04 \text{ cm}$ und $l_s = 0,425 \text{ cm}$ wird

$$F_s = 2\pi r_s (l_s - d_G) = 0,0816 \text{ cm}^2$$

bestimmt. Die mit $C = 0,607$ nach KAMKE und ROSE²¹ berechneten Kurven stimmen am besten mit den Meßwerten (s. Abb. 13) überein. Die Konstanten C der übrigen Theorien sind größer als 1. Die entsprechenden Kurven weichen daher noch stärker von den Meßwerten ab als die mit $C = 1$ ^{19, 26} berechnete Kennlinie.

Die korrigierte Meßkurve in Abb. 13 berücksichtigt den Einfluß von Zusatzströmen zur Sonde, die während des Spannungspulses³⁰ entstehen. Beim Absenken der Sondenspannung wächst die elektrische Grenzschicht der Sonde. Dadurch wird die Ionensammelfläche vergrößert. Ein zusätzlicher Strom entsteht, der mit der absoluten Spannung zunimmt und zum Ende des Spannungspulses einen Maximalwert erreicht. Der Gradient der Trägerdichte im Plasma und die Dauer des Sonden- pulses sind maßgebend für einen weiteren Zusatz- strom, der seinen Maximalwert ebenfalls zum Ende des Spannungspulses hat. Ein Verzögerungsstrom entsteht wegen des Unterschiedes in der Beweg- lichkeit der Ionen und Elektronen beim Absenken der Sondenspannung durch den Transport des Ionenüberschusses in der elektrischen Grenz- schicht zur Sonde. Er ist jedoch bei der Spannungs- differenz von 20 Volt für Impulszeiten $> 0,2 \mu\text{s}$ vernachlässigbar klein. Verschiebungsströme werden erst ab Spannungsgradienten $dV/dt > 10^8 \text{ V/s}$ störend. Hier beträgt dV/dt nur $4 \cdot 10^6 \text{ V/s}$.

Die aus den korrigierten Sondenkennlinien er- mittelten Trägerdichten wurden zusätzlich in die Diagramme der Abb. 5–7 eingetragen. Die Sonden- meßwerte in Abb. 7 gehören zu den Kurven $N_e = f(t)$ mit $M_s = 8,75; 8,91$ und $9,0$ als Para- meter. Die Sondenmessungen waren bis zu Träger- dichten von $N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (s. Abb. 14) möglich.

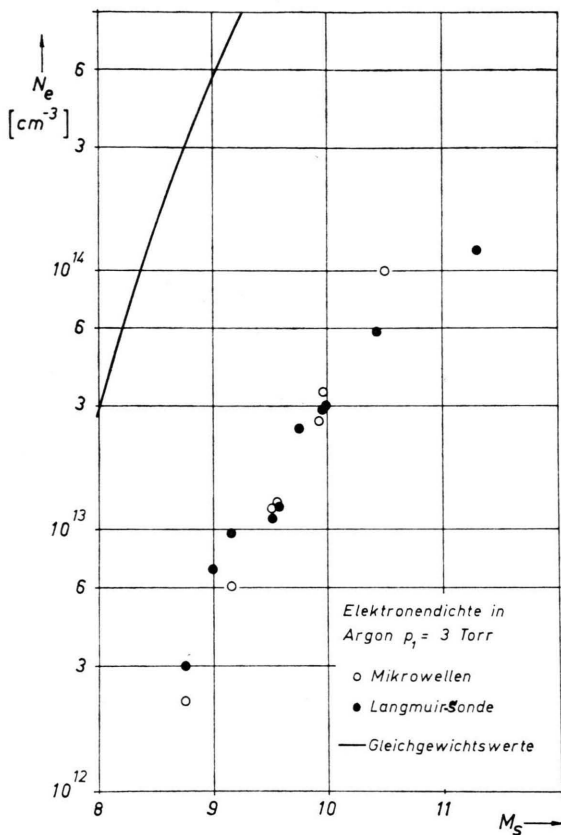


Abb. 14. Elektronendichte in Argon von $p_1 = 3$ Torr in Abhängigkeit von der Stoßmachzahl M_s zum Zeitpunkt von $50 \mu s$ nach Durchgang der Stoßfront. Gleichgewichtswerte nach ³⁵.

Entladungen zwischen den Sondendrähten schränken den Meßbereich der Sonde ein, der sich nach ³¹ bis zu Trägerdichten $N_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ erstrecken kann.

Die Elektronentemperaturen T_e , bestimmt aus dem Übergangsgebiet der Sondencharakteristik, sind bei den meisten Versuchen doppelt so groß wie die Gastemperaturen T_2 . Nach ²⁸ dagegen weicht T_e nur geringfügig von T_2 ab und ist kleiner als T_2 . Zur Erklärung des Meßfehlers wurde die Maxwell'sche Energieverteilung für Argonplasma mit leicht ionisierbaren Beimischungen ³² überprüft, außerdem das Größenverhältnis von Elektronen- und Ionenstrom im Übergangsgebiet der Sonde ³³, die Stautemperatur der Sonde ¹⁹, die Zeitaufösung der verwendeten Meßgeräte ³⁴ sowie der Einfluß von Verunreinigungen ²⁷. Aufgrund dieser Betrachtungen dürfte der Meßfehler hauptsächlich neben Verunreinigungen der Sonden-

oberfläche vor allem der Beschränkung auf den Ionensättigungsteil der Charakteristik zuzuschreiben sein.

Zusammenfassung

Die Ionisation hinter laufenden Stoßwellen wurde interpretiert mit Reaktionskonstanten, die vorwiegend aus eigenen Messungen stammen, sowie mit Aktivierungsenergien, die aus der Literatur bekannt sind. Gemessene und theoretische Ergebnisse der Trägerdichte wurden auf diese Weise verglichen.

Zur Messung der Trägerdichte wurden Mikrowellen der Wellenlängen 2,5 und 8 mm eingesetzt. Aus der Ionisationsrate konnten außer Reaktionskonstanten für den Anregungsprozeß zwischen Argonatomen auch die Konstante für die später einsetzende Ionisationsreaktion zwischen Elektronen und Argonatomen mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden. Letzteres wurde durch die hohe Grenzfrequenz der 2,5 mm-Wellen ermöglicht.

In der Theorie für die Ionisation hinter der Stoßwelle ist auch die Rückbildung von Argonatomen aus dem angeregten Zustand und der Ladungsaustausch zwischen Verunreinigungsatomen und Argonatomen enthalten. Es stellte sich jedoch heraus, daß Ladungsaustausch einen vernachlässigbaren Beitrag zur Argonionisation liefert.

Theorie und Messung stimmen bei größeren Ionisationsraten ab $M_s > 9$ gut überein, da hier die Ionisation von Verunreinigungen verhältnismäßig wenig Einfluß hat.

Bei Stößen mit $M_s < 9$ dagegen wird die Argonionisation durch die Ladungsträger schnell ionisierender Verunreinigungsatome völlig verdeckt, so daß Messung und Theorie zeigt, daß hinter der Stoßwelle zunächst die Stöße zwischen angeregten Argonatomen als Ionisationsprozeß dominieren, und später die Stöße zwischen Elektronen und Argonatomen. Da sich aus den Versuchen höhere Reaktionsgeschwindigkeiten ergaben als theoretisch vorausgesagt wurde, dürften am zweiten Ionisationsprozeß auch Stöße zwischen Elektronen und angeregten Atomen beteiligt sein.

Neben den Mikrowellenmessungen wurde eine gepulste Langmuir-Sonde zur Bestimmung der Trägerdichte und Elektronentemperatur verwandt. Die Messung erfolgte zu einem Zeitpunkt von $50 \mu s$ nach dem Vorbeilaufen der Stoßfront. Durch Ver-

gleich mit Mikrowellenmessungen fand die Theorie von Kamke und Rose zur Ermittlung der Trägerdichte aus der Kennlinie gepulster Langmuir-Sonden ihre experimentelle Bestätigung. Nach Korrektur der Sondenkennlinie, wobei Zusatzströme infolge Anwachsens der Ionensammel­fläche beim Spannungspuls im instationären Stoß-

rohrplasma berücksichtigt wurde, stimmten die Trägerdichten aus Sondenmessung und Mikro­wellenmessungen gut überein. Die Elektronen­temperatur fiel jedoch aufgrund von Verunreinigungen der Sondenoberfläche und nur geringer Erfassung des ansteigenden Teiles der Kennlinie zu hoch aus.

- 1 M. P. BACHYNSKI, G. G. CLOUTIER u. K. A. GRAF, Microwave Measurements of Finite Plasmas, RCA Victor Research Rep. 7-801-26, AFCRL-63-161 [1963].
- 2 H. MIRELS, Boundary Layer behind Shock or Thin Expansion Wave Moving into Stationary Fluid, NACA TN 3712 (May 1956).
- 3 H. MIRELS, Phys. Fluid **6**, 1201 [1963].
- 4 H. MIRELS, AIAA J. **2**, 84 [1964].
- 5 R. G. JAHN, Phys. Fluids **5**, 678 [1962].
- 6 H. D. WEYMANN, On the Mechanism of Thermal Ionization behind Strong Shock Waves, Inst. for Fluid Dyn. and Applied Math., Univ. of Maryland, TN-BN-144 (July 1958).
- 7 K. E. HARWELL u. R. G. JAHN, Phys. Fluids **7**, 214 [1964].
- 8 A. J. KELLY, J. Chem. Physics **45**, 1723 [1966].
- 9 T. I. McLAREN u. R. M. HOBSON, Phys. Fluids **11**, 2162 [1968].
- 10 J. R. RISSE, Dielectric and Metal-Plate Lenses, Chapter 11 in S. Silver: Microwave antenna theory and design, M.I.T. Radiation Lab. Series, Vol. 12, McGraw-Hill, 391 ff. [1949].
- 11 A. R. VON HIPPEL, Dielectrics and Waves, John Wiley & Sons Inc., New York 1954.
- 12 K. P. SCHNEIDER u. H. GRÖNIG, Mikrowellenmessung von Elektronen-Dichte und -Stoßfrequenz im Stoßrohrplasma mit Grenzschichten, Festschrift zum 65. Geburtstag von Prof. Dr. Fritz Schultz-Grunow, Institut für Allgemeine Mechanik, RWTH Aachen, 7. Oktober 1971.
- 13 W. MAKIOS, Mikrowelleninterferometrie an elektromagnetisch erzeugten Stoßwellen, Institut für Plasmaphysik, Garching, 3/35 [1966].
- 14 A. SIDDIQUI, Untersuchungen zur Anwendung einer Lecherdraht-Mikrowellenmethode für die Messung der Ionisationsrate in stoßwellengeheizten Gasen, Institut für Plasmaphysik, Garching, 3/70 [1968].
- 15 J. SEIDENSTICKER u. A. FROHN, Messungen der Ionisationsgeschwindigkeit von Argon im Stoßwellenrohr, in Vorbereitung.
- 16 J. B. HASTED, Physics of Atomic Collisions, Butterworth & Co. Ltd., London 1964, pp. 12, 423, 424.
- 17 R. A. DOBBINS, Photoexcitation and Photoionization of Argon Ahead of a Strong Shock Wave, AIAA Fluid and Plasma Dyn. Conf., L. A., Juni 1968, Paper No. 68-666.
- 18 E. J. MORGAN u. R. D. MORRISON, Phys. Fluids **8**, 1608 [1965].
- 19 L. TALBOT, Phys. Fluids **3**, 289 [1960].
- 20 D. BOHM, E. H. S. BURHOP u. H. S. W. MASSEY, The Use of Probes for Plasma Exploration in Strong Magnetic Fields, Chapter 2 in: The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, edited by A. Guthrie, R. K. Wakerling, McGraw-Hill, New York 1949.
- 21 D. KAMKE u. H.-J. ROSE, Z. Phys. **145**, 83 [1956].
- 22 F. F. CHEN, Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, Part C) **7**, 47 [1965].
- 23 G. J. SCHULZ u. S. C. BROWN, Phys. Rev. **98**, 1642 [1965].
- 24 C. L. BRUNDIN, The Application of Langmuir Probe Techniques to Flowing Ionized Gases, AD 603668 [1964].
- 25 J. G. LAFRAMBOISE, Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless, Maxwellian Plasma at Rest, UTIAS Rep. No. 100 [1966].
- 26 F. F. CHEN, Electric probes in plasma diagnostic techniques, edited by R. Huddleston, S. Leonard, Academic Press [1965].
- 27 F. F. CHEN, C. ETIEVANT u. D. MOSHER, Phys. Fluids **11**, 811 [1968].
- 28 M. I. HOFFERT u. H. LIEN, Phys. Fluids **10**, 1769 [1967].
- 29 H. GRÖNIG u. H. D. WEYMANN, Measurement of the boundary layer thickness and relaxation of ionization behind strong shock waves with a new capacitive probe, EOARD TN 58-387, AD 154 294 (Febr. 1958).
- 30 R. W. CARLSON, T. OKUDA u. H. J. OSKAM, Studies of the dynamic properties of Langmuir probes, ARL 62-417 (August 1962).
- 31 I. M. PODGORNYY, Topics in plasma diagnostics, Plenum Press, New York-London, p. 17 (1971).
- 32 J. V. DUGAN, jr., F. A. LYMAN u. L. U. ALBERS, in: Electricity from MHD, Proceedings of a symposium on magnetohydrodynamic electrical power generation, Salzburg, Austria, Vol. 2, p. 96 (Juli 1966).
- 33 W. G. VINCENTI u. C. H. KRUGER, jr., Introduction to physical gas dynamics, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney, pp. 42 [1965].
- 34 K. P. SCHNEIDER, Dissertation TH Aachen, pp. 23 [1970].
- 35 W. A. MENARD u. T. E. HORTON, Shock tube thermochemistry tables for high-temperature gases, JPL-CALTEC Techn. Rep. 32-1408, Vol. III (Jan. 1, 1970).