

Zum Verlauf der Gastemperatur in einer unipolaren Argon-HF-Entladung

Dieter Fischer

Physikalisches Institut I der Universität Düsseldorf

(Z. Naturforsch. **31 a**, 158–162 [1976]; eingegangen am 29. Oktober 1975)

Temperature of Neutral Gas in an Unipolar Argon-HF-Discharge

The temperature of the neutral gas (T_{Gas}) in an unipolar HF-discharge excited in argon at atmospheric pressure is measured by Mach-Zehnder-interferences. This value of the temperature can be compared with theoretical results concerning the relation between T_{Gas} , T_{rot} and T_e in dependence of the electron density N_e .

1. Einleitung

In vielen Beiträgen zum theoretischen Verständnis der Vorgänge in einer unipolaren Argon-Hochfrequenz-Entladung spielt die Kenntnis der Gastemperatur T_{Gas} eine Rolle. Diese wird in der Regel gleichgesetzt mit der Rotationstemperatur T_{rot} , die man aus einer geeigneten Bande des in geringsten Mengen – ohne die Entladung zu stören – zugesetzten Stickstoffs ermittelt. Theoretische Betrachtungen¹ zeigen jedoch, daß diese Annahme nicht ohne weiteres gültig ist; vielmehr muß ein komplizierter Zusammenhang zwischen T_{Gas} , T_{rot} , T_e (Elektronentemperatur) in Abhängigkeit von der Elektronendichte angenommen werden.

Um nun eine von der Spektroskopie unabhängige Bestimmung der Gastemperatur vorzunehmen, wird in unserem Fall ein Mach-Zehnder-Interferometer zur Bestimmung des lokalen Brechungsindex benutzt; daraus ergibt sich die gesuchte Temperatur. Voraussetzung ist jedoch die Anwendung einer geeigneten Abelinversion, die aus den side-on-Messungen den gewünschten radialen Verlauf des Brechungsindex liefert.

2. Versuchsbedingungen

Die untersuchten HF-Entladungen werden als frei brennende Entladung ohne Gegenelektrode in Argon bei Zimmertemperatur und 730 Torr betrieben. Die Entladung brennt auf dem zu einer Spitze ausgezogenen Innenleiter eines Wendel-Topfkreises für die benutzte Arbeitsfrequenz $f = 27,1$ MHz. Die Elektrode selbst ist aus Messing gefertigt und enthält einen Eisenkern, dessen Durchmesser so gewählt ist,

daß der Brennfleck der Entladung auf diesem Kern sitzt. Die Elektrode wird von innen mit Wasser gekühlt. Der Gipfelwinkel der kegelförmigen Elektrode beträgt 60° . Nach außen wird die Entladung durch ein Gefäß abgeschlossen, so daß bei ruhendem Gas beobachtet werden kann. Die Beobachtungsfenster sind Planparallelplatten aus Kronglas BK 7, 10 mm dick mit einer Ebenheit von $\lambda/10$ und einem Parallelitätsfehler $< 2''$.

Zur Beobachtung des Dichtefeldes der Entladung wird ein Mach-Zehnder-Interferometer in der von Kinder² angegebenen Ein-Spiegel-Justierung mit geringfügiger, hier nicht interessierender Modifikation³ benutzt. Die beobachtbare Fläche beträgt $5 \times 7 \text{ cm}^2$.

Als elektrischer Makroparameter zur Einstellung der Entladung wird die HF-Leistung benutzt; aufgrund von Untersuchungen^{4,5} muß die Leistung als geeignetster Parameter angesehen werden. Wegen der Konstruktion des Topfkreises und des Gegenaktoszillators tritt die 2. Harmonische der Arbeitsfrequenz nicht auf; die dritte Harmonische ist bereits so gedämpft, daß bei der Leistungsmessung nur die Grundfrequenz erfaßt wird. Die Leistung ergibt sich als Differenz aus Hin- und Rücklaufleistung und kann mit ± 2 Watt genau angenommen werden. Die Argon-Entladungen werden im Bereich 9 bis 25 Watt untersucht.

3. Zur Auswertung der Mach-Zehnder-Interferenzaufnahmen

Aus dem Zusammenhang zwischen Dichte ρ und Brechungsindex n

$$\Delta\rho/\rho_0 = \Delta n/(n_0 - 1) \quad (1)$$

(ρ_0 , n_0 : Dichte, Brechungsindex des ungestörten Mediums) kann mit Hilfe der Gasgleichung die Gas-

Sonderdruckanforderungen an Dr. Dieter Fischer, Physikalisches Institut I der Universität Düsseldorf, Universitätsstraße 1, D-4000 Düsseldorf.



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.

temperatur T bestimmt werden

$$T = T_0 / [1 - \Delta n / (n_0 - 1)] . \quad (2)$$

Gemäß der Cauchyschen Formel für den optischen Brechungsindex

$$n - 1 = (A + B/\lambda^2) N/N_0; \quad N_0 = N(273^\circ, 760 \text{ torr}) \quad (3)$$

wird unter Benutzung der in ⁶ angegebenen Konstanten A, B der Brechungsindex $n_0 - 1$ für λ im Bereich der benutzten Na-D-Linie und für die Bedingung des Experiments (Druck, Temperatur) berechnet. Das Problem der Temperaturbestimmung ist somit auf die Aufgabe reduziert, mit hinreichender Genauigkeit den räumlichen Verlauf der Brechungsindexänderung Δn in der untersuchten Entladung zu bestimmen.

Sei Δn eine Änderung des Brechungsindex, die an irgendeiner Stelle im Testweg des Mach-Zehnder-Interferometers auftritt und über die Schichtdicke l konstant sei, dann führt dies zu einer Störung des Interferenzbildes, die sich in einer Verschiebung der Interferenzstreifen äußert. Für die Streifenverschiebung v gilt

$$v = (l \Delta n) / \lambda, \quad (4)$$

wobei λ die Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes ist. In dem hier untersuchten Plasma mit Rotations-symmetrie ergibt sich nun allerdings aufgrund der Inhomogenität von Δn in der durchstrahlten Schicht ein komplizierterer Zusammenhang, der durch die Abelsche Integralgleichung beschrieben wird:

$$V(x) = 2 \int_{|x|}^R \frac{v(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad 0 \leq x \leq R, \quad v(R) = 0. \quad (5)$$

$v(r)$ bezeichnet die Streifenverschiebung, die eine Einheitsstrecke mit der Änderung $\Delta n(r)$ gegenüber dem Brechungsindex des ungestörten Mediums erzeugt.

Da nur die lokalen Größen $v(r)$ interessieren, werden die lateral gemessenen Verschiebungen $V(x)$ in die lokalen Größen $v(r)$ umgerechnet

$$v(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{V'(x) dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}, \quad 0 \leq r \leq R, \quad V(R) = 0. \quad (6)$$

Zur numerischen Auswertung der Gl. (6) wird ein Verfahren entwickelt und getestet⁷, das mit einer Glättung der nichtäquidistanten Meßwerte $V(x_i)$

verbunden ist. Abgekürzt kann an dieser Stelle folgendes dargestellt werden: Statt der Verteilung $V(x)$ wird eine Ersatzfunktion $\tilde{V}(x)$ benutzt, die möglichst „glatt“ durch den Punkthafen (x_i, V_i) , $V_i = V(x_i)$, $i = 1, \dots, m$ (m : Anzahl der Meßwerte) verläuft. Die konstruierte Ersatzfunktion $\tilde{V}(x)$ (Spline-Funktion genannt) hat, wenn S_i die Standardabweichung des Meßwertes V_i bezeichnet, die Eigenschaften:

1. $\tilde{V}(x)$ ist zweimal stetig differenzierbar.
2. $i \sum \left(\frac{\tilde{V}(x_i) - V_i}{S_i} \right)^2 \leq s; \quad s \geq 0,$ (7)
3. $\int_{x_1}^{x_m} [\tilde{V}''(x)]^2 dx = \text{Minimum}.$

Der vorzuziehende Parameter s steuert die „Glätte“ von $\tilde{V}(x)$: je größer s , um so glatter die Kurve, aber auch um so geringer die Approximation. Die Größe s soll dabei die Größenordnung des Erwartungswertes von

$$i \sum \left(\frac{\tilde{V}(x_i) - V_i}{S_i} \right)^2$$

haben; dieser ist gleich der Anzahl m der Stützstellen. Für $s = 0$ liefert das Verfahren eine Interpolationsfunktion für die Intervalle (x_i, x_{i+1}) $i = 1, \dots, m - 1$. Eine ausführliche Diskussion der Spline-Funktion ist in ⁸ zu finden.

Im Anschluß an die Konstruktion der Verteilung $\tilde{V}(x)$ wird die eigentliche Abel-Transformation durchgeführt. Dazu wird auf das von Frie in ⁹ angegebene Verfahren zurückgegriffen. Die $\tilde{v}(r)$ -Verteilung wird linear in r^2 interpoliert:

$$\tilde{v}(r) = \frac{\tilde{v}(r_k) (r_{k-1}^2 - r^2) + \tilde{v}(r_{k-1}) (r^2 - r_k^2)}{r_{k-1}^2 - r_k^2} \quad (8)$$

($k \geq 1$).

Dies führt zu folgender Rekursionsformel⁹

$$\tilde{v}(r_i) = \frac{1}{c_{i,i}} \left\{ C \frac{\tilde{V}(x_i)}{2} - \sum_{k=1}^{i-1} (c_{i,k} - c_{i,k+1}) \tilde{v}(r_k) \right\} \quad (9)$$

mit einem Normierungsfaktor C und einer Koeffizientenmatrix $c_{i,j}$, die in der genannten Arbeit⁹ tabelliert wiedergegeben ist. Aus den so ermittelten Größen $\tilde{v}(r_i)$ werden dann die Temperaturen $T(r_i)$ gemäß Gln. (1) und (2) berechnet.

4. Ergebnisse

Abbildung 1 zeigt eine typische Interferenzaufnahme einer in Argon brennenden HF-Entladung. Diese Aufnahme wird in Abb. 2 als Isodensitenkopie wiedergegeben; diese Kopie ist im Original dreifarbig. Aufgrund der Anwendung von Isodensiten bei der Auswertung gelingt es, die $V(x)$ -Verteilung aus 12–15 Meßpunkten zu konstruieren. Der Achsenwert muß wegen der Störung durch das Eigenleuchten der Entladung durch Interpolation gewonnen werden. Abbildung 3 gibt die gemessene Streifenverschiebung $V(x)$ für eine Argon-HF-Entladung mittlerer Leistung wieder. Die sich ergebenden Temperaturen nach der Abel-Transformation durch das vorgenannte Verfahren sind in der folgenden Abb. 4 dargestellt. Die Auswertung der Achsentemperaturen in Abhängigkeit von der Höhe über der Elektrodenspitze zeigt Abb. 5 für drei verschiedene Leistungen. Es fällt auf, daß hier im Unter-

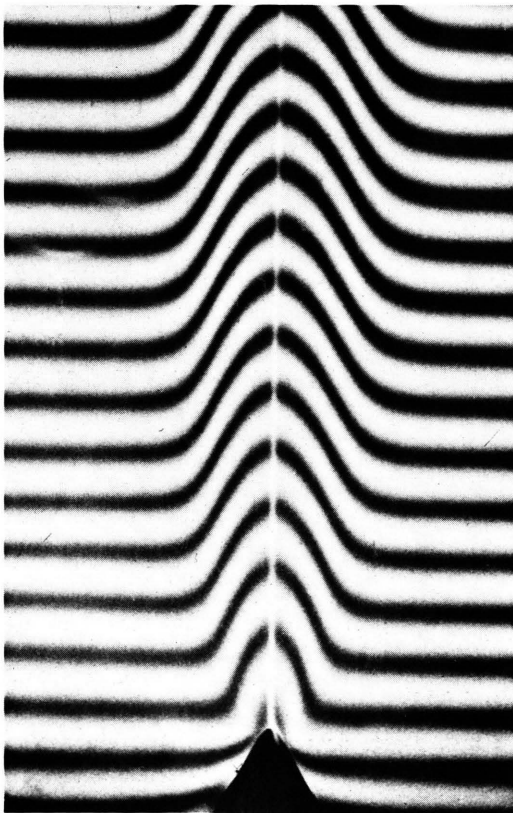


Abb. 1. Interferenzaufnahme einer in Argon brennenden HF-Entladung.

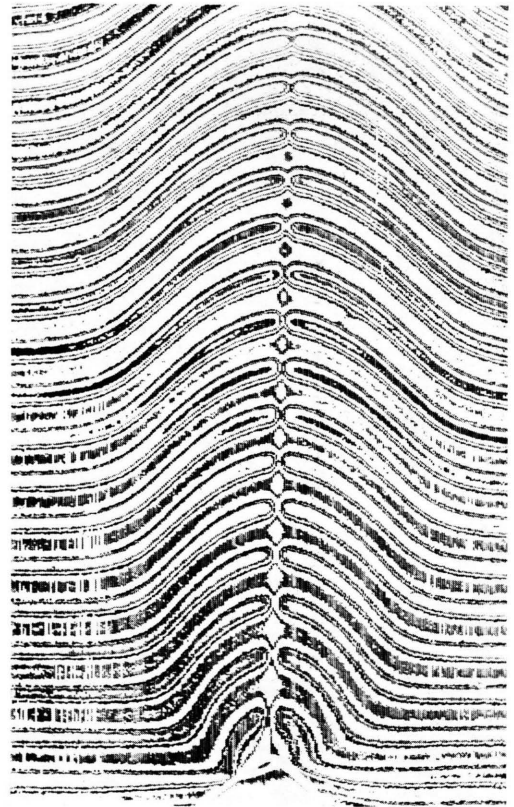


Abb. 2. Isodensitenkopie einer Interferenzaufnahme.

schied zum Temperaturverlauf in einer Luft-HF-Entladung gleichen Typs⁷ keine heiße Zone auftritt. Die Achsentemperatur muß vielmehr als von der Höhe unabhängig (im Bereich 0–30 mm) angesehen werden. Ein Einfluß der Leistung auf die Temperatur liegt innerhalb der Meßgenauigkeit und kann daher nicht gefolgert werden. Konstruiert man

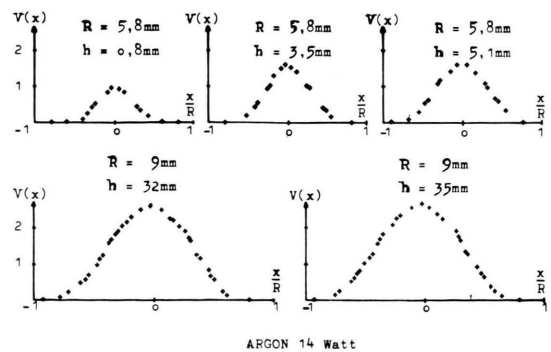


Abb. 3. Gemessene Streifenverschiebung.

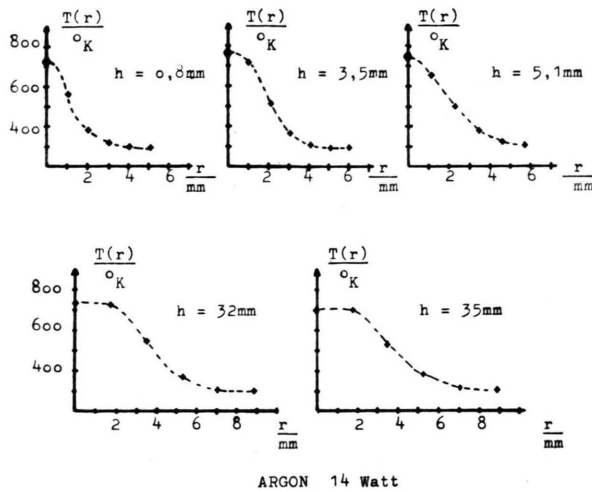


Abb. 4. Radialer Temperaturverlauf.

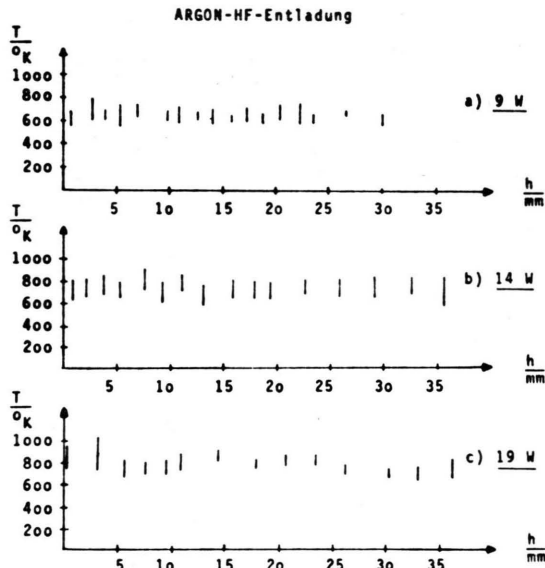


Abb. 5. Achsialer Temperaturverlauf.

für die untersuchten Entladungen die sich aus den radialen Verteilungen ergebenden Isothermen, so erhält man als typisch die Abbildung 6.

5. Diskussion und Deutung der Meßergebnisse

In den Arbeiten^{10, 11} ist ein Entladungsmodell aus der besonderen Termordnung von Argon entwickelt worden, aufgrund dessen verständlich ist, daß eine HF-Entladung mit Argon als Arbeitsgas

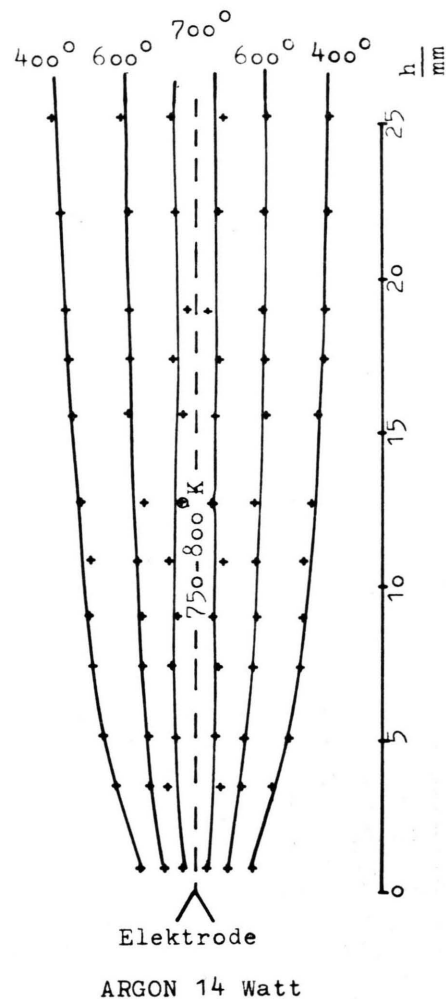


Abb. 6. Isothermen einer Argon HF-Entladung.

im gewöhnlichen Sinne kalt ist. Aus den ausgeprägten metastabilen Niveaus bei 11,5 eV und 11,7 eV ist die Ionisierungsgrenze bei 15,5 eV mit einem Aufwand von nur 4,0 eV zu erreichen. Dies begründet die leichte Ionisierbarkeit von Argon in der Plasmaflamme. Messungen zum Problem der Temperatur in einer solchen Entladung zeigen, daß die Rotationstemperatur (gemessen an einer Bande des in geringsten Mengen zugesetzten Stickstoffs) kaum 2000 °K erreicht, während die Elektronentemperatur (als Anregungstemperatur aus Cu-Linien oder aus dem Argon-Kontinuum bestimmt) die Größenordnung 6000–7000 °K^{12, 13} erreicht. Die gefundenen Werte lassen sich einheitlich deuten durch das

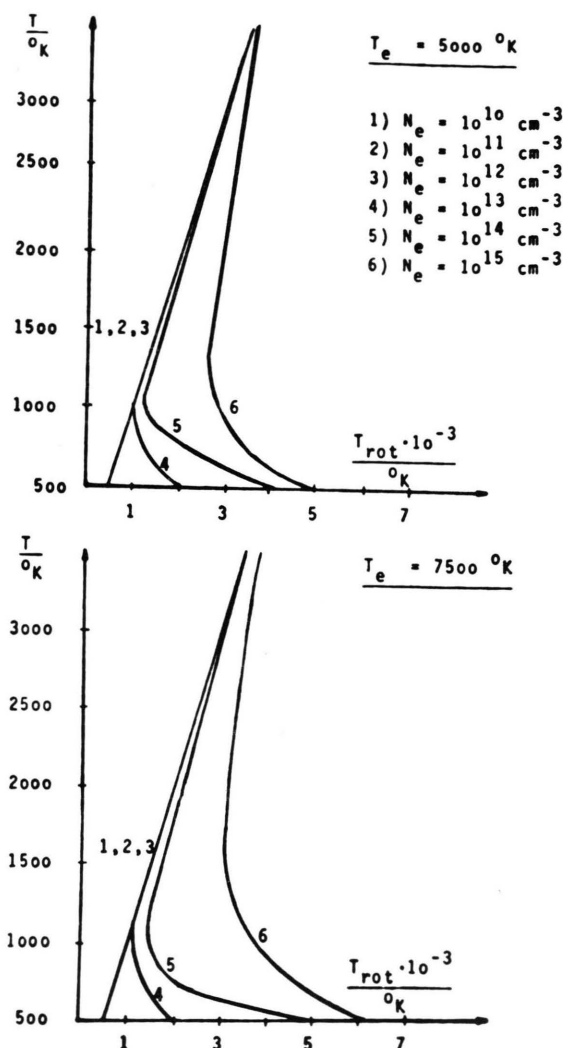


Abb. 7. T als Funktion von T_{rot} und T_e bei verschiedenen Elektronendichten N_e für ein Argon-Plasma mit 0,001% N_2 (aus ¹).

Vorliegen von Nicht-Isothermie. Entsprechende Untersuchungen ¹⁴ für Helium als Arbeitsgas bestätigen dieses Ergebnis als typisch für einatomige Arbeitsgase, da hier die zur Weitergabe der Elektronenenergie an das Gas notwendigen Rotations-Schwingungszustände fehlen.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse zeigen entgegen den bisherigen Annahmen, daß $T_{\text{trans}} = T_{\text{Gas}} < T_{\text{rot}}$ gilt. Dieser experimentelle Befund bestätigt theoretische Überlegungen von Janca ¹. Dort ist die Abhängigkeit der Translationstemperatur von T_e , T_{rot} und N_e für ein Argon-Plasma mit geringem (0,001%) N_2 -Zusatz, der den Entladungscharakter nicht stört, berechnet worden. Die Abb. 7 ist dieser Arbeit entnommen. Sie ergibt für $N_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e \sim 5000 \text{ } ^\circ\text{K}$, daß die Neutralgas-Temperatur des Argon-Plasmas mit $800 - 900 \text{ } ^\circ\text{K}$ wesentlich kleiner ist als die Rotationstemperatur $T_{\text{rot}} \sim 2000$ bis $3000 \text{ } ^\circ\text{K}$. Der vom Verfasser interferometrisch bestimmte Wert von $750 - 800 \text{ } ^\circ\text{K}$ bestätigt dieses Ergebnis für den Fall einer in Argon brennenden HF-Entladung. Rotations- und Translations-Temperatur weichen voneinander ab, so daß sich für die Argon-HF-Entladung in einer Erweiterung des bisher Bekannten ergibt

$$T = T_{\text{Gas}} < T_{\text{rot}}(N_2).$$

Dies zeigt, daß Abschätzungen, die die Gleichheit von T_{Gas} und T_{rot} lediglich aus der Zahl der Stöße begründen wollen, für HF-Entladungen kleiner Leistung unzulässig sind. Es müssen vielmehr die Elektronenstoßquerschnitte für Anregung und Abregung von Rotationsniveaus zweiatomiger Moleküle berücksichtigt werden. Die von Gerjuoy und Stein ¹⁵ angegebenen Werte sind in ¹ den Rechnungen zugrunde gelegt worden.

¹ J. Janca, Folia Univ. Purk. Brunensis 12, 41 [1971].

² W. Kinder, Optik 1, 413 [1946].

³ D. Fischer, Optik, in Vorbereitung.

⁴ V. Farsky, Czech. J. Phys. B 17, 780 [1967].

⁵ A. Talsky, Czech. J. Phys. B 14, 594 [1964].

⁶ R. Rompe u. M. Steenbeck, Ergebnisse der Plasmaphysik und der Gaselektronik, Band I, Berlin 1967.

⁷ D. Fischer, Dissertation, Düsseldorf 1974.

⁸ R. Sauer u. I. Szabo, Mathematische Hilfsmittel des Ingenieurs, Bd. III, Springer-Verlag, Heidelberg 1968.

⁹ W. Frie, Ann. Physik, 7. Folge 24, 30 [1969].

¹⁰ J. v. Calker u. W. Tappe, Untersuchungen über die Leuchtanregung in hochfrequenten Plasmaflammen, Forschungsbericht Nr. 1788 des Landes NRW, Köln 1967, S. 52.

¹¹ W. Tappe, Dissertation, Münster 1962.

¹² V. Kapicka, Folia Univ. Purk. Brunensis 9, 41 [1968].

¹³ J. Janca, Czech. J. Phys., B 17, 761 [1967] und B 18, 919 [1968].

¹⁴ S. Lanz, W. Lochte-Holtgreven u. G. Traving, Z. Physik 176, 1 [1963].

¹⁵ E. Gerjuoy u. S. Stein, Phys. Rev. 97, 1621 [1955]; Phys. Rev. 98, 1884 [1955].