

Nichtgleichgewichtseffekte im Argonkaskadenbogen im Druckbereich von 0,2 atm bis 5,0 atm

D. Garz

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **28 a**, 1459–1467 [1973]; eingegangen am 21. Mai 1973)*Non-LTE Effects in an Argon Cascade Arc in the Pressure Range from 0.2 atm to 5.0 atm*

An analysis of the plasma state was performed by determination of the electron temperature and the distribution temperature from end-on intensity measurements in the arc axis and by determination of the heavy particle temperature from measurements of the electrical field strength. The electrical current of the arc was varied between 1.5 amp and 60 amp and the argon pressure was varied from 0.2 atm to 5.0 atm. It turned out that not the electron density but the mean free path of the electrons is the essential parameter for the adjustment of LTE. Moreover radial end-on intensity measurements of Ar-I lines with different upper energy levels revealed significant intensity anomalies spreading from the axis of the arc to the walls. These effects could be explained assuming that a diffusion of Ar atoms, which are excited to 4s-levels, takes place out of the arc axis. The diffusion equation and its solution led to a satisfying explanation of the observed radial non-LTE effects.

1. Einleitung

Seit einigen Jahren wird der Untersuchung lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) im Argonplasma verstärkte Aufmerksamkeit gewidmet^{1–3}. Zunächst einmal ist die Beobachtung von Nichtgleichgewichtseffekten von grundsätzlicher Bedeutung: Man erhofft Aufschlüsse über die zur Einstellung des Gleichgewichts wesentlichen Prozesse im Plasma sowie allgemein anwendbare Kriterien über den Plasmazustand zu gewinnen. Zum anderen dient Argon häufig als Trägergas bei Bogenentladungen. Die Bestimmung der Plasmatemperatur kann dabei aus Intensitätsmessungen am Argon unter der Voraussetzung von LTE erfolgen^{4–6}. Im Gegensatz zu^{1–3}, die sich auf Plasmen bei Normaldruck bezogen, wurden die Messungen nun auf den Druckbereich von 0,2 atm bis 5,0 atm ausgedehnt. Das Plasma wurde end-on sowohl in der Bogenachse als auch in radialer Richtung bis zum Bogenrand beobachtet. Absolutmessungen der aus optisch nicht mehr dünner Schicht emittierten Ar-I-Linie λ 8115 Å ergaben die Verteilungstemperatur zwischen den Niveaus 4s und 4p. Die Elektronentemperatur konnte aus Rela-

tivmessungen vermessener Ar-I-Linien und des Kontinuums bestimmt werden, während Feldstärkemessungen die Berechnung der Gastemperatur unter Zugrundelegung bekannter Wirkungsquerschnitte erlaubten. Mit Hilfe dieser Temperaturen wurde das Gleichgewichtsverhalten des Plasmas analysiert. Die radialen Intensitätsprofile der vermessenen Ar-I-Linien zeigten eklatante systematische Abweichungen vom Verhalten unter thermischen Bedingungen. Dieser Effekt wurde in Andeutungen schon von Bott⁷, Braun und Oss⁸ sowie von Giannaris und Incropera⁹ gefunden. Er ließ sich jetzt durch Diffusion von Atomen in angeregten Zuständen theoretisch deuten.

2. Experimentelles

Als Lichtquelle für die Untersuchungen diente ein Kaskadenbogen nach Maecker¹⁰ mit 4 mm Kanaldurchmesser. Zwei gegenüberliegende Bohrungen in der mittleren Kaskadenplatte erlaubten eine direkte Argonzufuhr in den Bogen. Zur Vermeidung von Störungen der Bogensymmetrie durch den wandernden Kathodenbrennfleck war die Kathode in 4 elektrisch voneinander entkoppelte Kathodenstifte aus

Sonderdruckanforderungen an Dr. D. Garz, D-2300 Kiel, Düvelsbeker Weg 19.

¹ V. N. Kolesnikov, Trudy Fiz. Inst. P. N. Lebedeva, Moscou **30**, 66 [1964].

² J. Richter, Z. Astrophys. **61**, 57 [1965].

³ J. Uhlenbusch, E. Fischer u. J. Hackmann, Z. Physik **239**, 120 [1970].

⁴ M. Kock u. J. Richter, Z. Astrophys. **69**, 180 [1968].

⁵ T. Garz u. M. Kock, Astron. Astrophys. **2**, 274 [1969].

⁶ T. Garz, H. Heise u. J. Richter, Astron. Astrophys. **9**, 296 [1970].

⁷ J. F. Bott, The Physics of Fluids **9**, 1540 [1966].

⁸ W. G. Braun u. J. P. Oss, IX. Int. Conf. Phen. Ioniz. Gases Bukarest 1969, 634.

⁹ R. J. Giannaris u. F. P. Incropera, J. Quant. Spectr. Radiative Transfer **11**, 291 [1971].

¹⁰ H. Maecker, Z. Naturforsch. **11 a**, 32 [1956].



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.

thorisiertem Wolfram aufgeteilt, die symmetrisch zur Bogenachse saßen, während die Anode aus einem 20 mm starken Kupferstab mit 4 mm Bohrung bestand. Die Wasserkühlung der 4 Kathoden war vom Kühlsystem des gesamten Bogens getrennt, um die Kühlleistung der thermischen Belastung der Wolframelektroden beim Betrieb des Bogens anpassen zu können. Außer diesen Stiften befand sich im Kathodenraum noch ein Kupfereinsatz mit einer 4-mm-Bohrung, der dafür sorgte, daß der besonders bei Unterdrücken im Kathodenraum geschweift brennende Bogen nicht ins Gebiet der verlängerten Bogenachse reichen und damit die Schichtlänge ändern konnte. Vier zusätzliche Schlitze in diesem Einsatz erlaubten die Beobachtung der Wolframspitzen zur Regelung der Kühlung. Um möglichst weitgehend ein Bedampfen der Bogenfenster zu vermeiden, waren die Fensterhalterungen 25 cm lang. An diesen Halterungen befanden sich die Anschlüsse für den Argonabfluß und für die Druckmessung.

Die Registrierung der Spektren erfolgte photoelektrisch mit einem Multiplier XP 1002 von Valvo (Kathodenschicht S 20) und einem nachgeschalteten Resonanzverstärker mit Schreiber. Der Multiplier war zur Herabsetzung des thermischen Dunkelstroms auf -25°C gekühlt. Der Bogen wurde end-on mit einem Hohlspiegel der Brennweite $f=100\text{ cm}$ auf den Eintrittsspalt eines 2,5 m Ebert-Monochromators, der eine Lineardispersion von $3,1\text{ Å/mm}$ in der ersten Ordnung besaß, abgebildet. Eine Blende begrenzte die Spalthöhe auf 0,5 mm. Mit einem zweiten Hohlspiegel der Brennweite $f=32\text{ cm}$ konnte der Bogen in sich abgebildet werden, um die optische Tiefe zu messen. Zwei Zehrer, die den Strahlengang im Takt der Resonanzfrequenz des Verstärkers unterbrachen, sorgten dafür, daß wahlweise das direkte oder das vom Hohlspiegel reflektierte und nach Durchgang durch den Bogen abgeschwächte Licht zur Anzeige gelangte. Der Raumwinkel wurde bogenseitig durch eine Blende auf 1:100 begrenzt. Die Vergrößerung betrug 1,2:1. Als Strahlungsnormal diente der Anodenkrater eines Kohlebogens unter Zugrundelegung der Werte von Magdeburg-Schley¹¹. Die benutzten Spaltbreiten lagen zwischen $50\text{ }\mu$ und $300\text{ }\mu$. Um end-on die radiale Intensitätsverteilung im Bogen messen zu können, wurde bei fest eingestellter Wellenlänge der Abbildungsspiegel ($f=100\text{ cm}$) durch einen Servomotor mit einer Winkelgeschwindigkeit von $0,12^{\circ}/\text{min}$ gedreht und so das Bild des Bogens über den Monochromatorspalt geführt.

3. Bestimmung der axialen Plasmaparameter

1. Messung der Verteilungstemperatur

Zur Bestimmung der Verteilungstemperatur zwischen den Niveaus $4s-4p$ wurde die aus optisch nicht dünner Schicht emittierte Linie $\lambda 8115\text{ Å}$ des neutralen Argon vermessen. In diesem Fall befindet sich die Strahlungstemperatur im Gleichgewicht mit der Verteilungstemperatur zwischen den in Frage kommenden Niveaus und man kann auf dem Weg über die Kirchhoff-Planck-Funktion $B(\lambda, T_v)$ diese Temperatur ermitteln, indem man die Topintensität der oben angegebenen Linie end-on vermisst. Der Zusammenhang zwischen der emittierten Strahlungsintensität $I(\lambda, T_v)$, der Hohlraumstrahlung $B(\lambda, T_v)$ und der optischen Tiefe $\tau(\lambda)$ ergibt sich aus dem Kirchhoffschen Satz zu

$$I = B \cdot (1 - \exp\{-\tau\}) . \quad (1)$$

Zur Bestimmung von B aus der gemessenen Strahlungsdichte I nach (1) benötigt man die Kenntnis der optischen Tiefe τ . Diese ließ sich experimentell folgendermaßen bestimmen:

Der Bogen wurde mit Hilfe eines Hohlspiegels ($f=32\text{ cm}$) in sich abgebildet. Für die betrachtete Wellenlänge seien I_1 die direkt in Beobachtungsrichtung emittierte Intensität, t_2 der Transmissionsgrad des hinteren Bogenfensters, r_2 das Reflektionsvermögen des Hohlspiegels und τ die optische Tiefe. Die Intensität in Beobachtungsrichtung nach dem Durchgang durch das Bogenplasma ergibt sich zu

$$I_2 = I_1(t_2)^2 r_2 \exp\{-\tau\} . \quad (2)$$

Hieraus läßt sich die optische Tiefe τ bei Kenntnis der Intensitäten I_1 und I_2 bestimmen, so daß nach (1) der Wert für B lautet

$$B = I_1^2 t_2^2 r_2 / (I_1 t_2^2 r_2 - I_2) . \quad (3)$$

Bei der verwendeten Wechsellichtmethode ließen sich I_1 und I_2 unabhängig voneinander messen, wobei für die Absolutwerte noch t_1 , die Transmission des vorderen Bogenfensters, zu berücksichtigen war. I_1 ergab sich aus der Intensitätsmessung in Beobachtungsrichtung bei unterbrochenem rückwärtigem Strahlengang, während I_2 unabhängig von I_1 registriert wurde, indem der am Monochromator befindliche Zehrer abgeschaltet und der rückwärtige Zehrer in Betrieb genommen wurde. Auf diese Weise gelangte nur I_2 zur Anzeige, da I_1 als Gleichlichtanteil nicht registriert wurde. Die Transmissions-

¹¹ H. Magdeburg u. U. Schley, Z. angew. Phys. **20**, 465 [1966].

werte t_1 und t_2 der beiden Bogenfenster wurden im Strahlengang des Normalstrahlers vermessen. Das Reflektionsvermögen r_2 des Hohlspiegels wurde bei einer der Linie $\lambda = 8115 \text{ \AA}$ benachbarten Wellenlänge, bei der das Plasma optisch dünn war, bestimmt. Dazu wurde die Intensität des aus einfacher Schichtlänge in Beobachtungsrichtung emittierten Kontinuums mit der des beim reflektierten Strahlengang aus doppelter Schichtlänge emittierten Kontinuums unter Berücksichtigung der bekannten Fenstertransmissionen verglichen. Aus dem Absolutwert von B nach (3) bei $\lambda = 8115 \text{ \AA}$ ergab sich schließlich mit Hilfe der Kirchhoff-Planck-Funktion die Verteilungstemperatur.

2. Messung der Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur T_e wurde aus Relativmessungen von Linien- und Kontinuumsintensitäten gewonnen. Die Linienintensität I_l und die Kontinuumsintensität I_k können bekanntermaßen in folgender Form dargestellt werden

$$I_l = 1,58 \cdot 10^{-17} \frac{1}{\lambda_l} A_{nm} n_m, \quad (4)$$

$$I_k = \frac{9,90 \cdot 10^{-28} l \xi}{z_1 \lambda_k^2 \sqrt{T_e}} n_e^2. \quad (5)$$

h und c sind die bekannten Naturkonstanten, l ist die Schichtlänge des Plasmas, z_1 die Zustandssumme des Ions, n_e die Elektronendichte, n_m die Besetzungsdichte des Niveaus m , A_{nm} die entsprechende Übergangswahrscheinlichkeit. $\xi = \xi(\lambda, T)$ ist ein Faktor, der die Abweichung des frei gebundenen Absorptionskoeffizienten gegenüber einer wasserstoffähnlichen Rechnung angibt.

Die in (4) und (5) vorkommenden Teilchen- bzw. Besetzungsdichten werden durch temperaturabhängige Größen ersetzt. Unter der Voraussetzung von Einfachionisation und Quasineutralität ist der Druck im Plasma nach dem Daltonschen Gesetz

$$p = k T_e (n_0 \delta + n_e [\delta + 1]). \quad (6)$$

k ist die Boltzmann-Konstante, n_0 die Neutralteilchendichte und $\delta = T_g/T_e$ das Verhältnis von Gas- zu Elektronentemperatur.

Berücksichtigt man den Übergang vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht zum partiellen lokalen thermodynamischen Gleichgewicht durch einen Faktor β , der die Überbesetzung des Grundzustandes gegenüber den angeregten Zuständen angibt, so kann

die Besetzungsdichte des Niveaus m dargestellt werden durch

$$n_m = \beta (n_1 g_m / z_0) \exp \{ -E_m / k T_e \} \quad (7)$$

g_m , E_m sind statistisches Gewicht und Anregungsenergie des Zustandes m , z_0 ist die Zustandssumme des neutralen Atoms, n_1 ist die Teilchendichte im Grundzustand.

Hierbei wird angenommen, daß β für alle angeregten Zustände von den 4p-Niveaus an aufwärts mit Ausnahme der 4s-Niveaus wegen der geringen Energiedifferenz zur Ionisationsgrenze den gleichen Wert besitzt, was die Auswertung auch bestätigt. Da sich außerdem fast alle Atome im Grundzustand befinden, wird für die Auswertung $n_0 = n_1$ angenommen. Die Saha-Gleichung ergibt sich dann zu

$$\frac{n_e^2}{n_0} = \beta \frac{2 (2 \pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \frac{z_1}{z_0} \exp \{ -\chi / k T_e \}, \quad (8)$$

m_e ist die Masse des Elektrons, χ die Ionisierungsenergie.

Einsetzen von (6) und (7) in (4) sowie von (6) und (8) in (5) liefert

$$\ln I_l = \ln \left(1,145 \cdot 10^{-1} \frac{A_{nm} g_m}{\lambda_l T_e} \times \exp \{ -E_m / k T_e \} \right) + C, \quad (9)$$

$$\ln I_k = \ln \left(3,463 \cdot 10^4 \frac{\xi}{\lambda_k^2} \exp \{ -\chi / k T_e \} \right) + C. \quad (10)$$

Betrachtet man nur Relativintensitäten der Linien untereinander und der Linien gegen das Kontinuum, so fallen die gemeinsamen Faktoren – in (9) und (10) dargestellt durch C – heraus und es bleibt nur die exponentielle Abhängigkeit von T_e bestehen. Zur graphischen Auswertung der Formeln (9) und (10) wurden die Funktionen T^{-1} und $\xi(T)$ im interessierenden Temperaturbereich durch je eine Exponentialfunktion der Form $a \exp \{ -\Delta E / k T \}$ approximiert. Trägt man die Logarithmen der Intensitäten $\ln I_l$ und $\ln I_k$ gegenüber den Energien E_m und χ auf, so erhält man Geraden mit der Steigung $1/k T_e$ und damit die Elektronentemperatur T_e (siehe Abb. 4, linker Teil). Bei den Rechnungen wurde noch die Erniedrigung der Ionisationsenergie nach Ecker-Kröll¹² berücksichtigt. Entscheidend für die Bestimmung von T_e aus den relativen Intensitäten von Linien und

¹² G. Ecker u. W. Kröll, The Physics of Fluids **6**, 62 [1963].

Kontinuum ist jedoch die Kenntnis der absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} und des ξ -Faktors. Diese Größen wurden deshalb neu vermessen.

a) Kontrolle der Übergangswahrscheinlichkeiten

Um zu überprüfen, welche der in der Literatur angegebenen absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten für die beiden betrachteten Linien Ar I λ 6677 Å und λ 4300 Å mit den Messungen dieser Arbeit konsistent sind, wurde folgendermaßen verfahren:

Für die verschiedenen Stromstärken und Drücke wurden mit Hilfe der gemessenen Verteilungstemperatur und der gemessenen absoluten Linienintensitäten unter der Annahme lokalen thermodynamischen Gleichgewichts die Übergangswahrscheinlichkeit berechnet. Wie zu erwarten, sind diese Werte nicht konstant (siehe Abb. 1), sie konvergieren jedoch bei

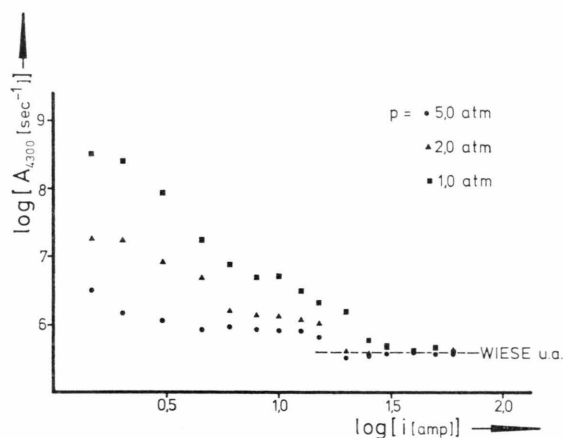


Abb. 1. Übergangswahrscheinlichkeit A_{nm} der Linie λ 4300 Å bei verschiedenen Drücken.

höheren Strömen und steigenden Drücken gegen Konstanten, deren Werte mit den von Wiese u. a.¹³ veröffentlichten übereinstimmen. Daraus ergibt sich, daß die Messungen dieser Arbeit in sich konsistent sind, wenn diese Werte den Auswertungen zugrunde gelegt werden.

β) Kontrolle des ξ -Faktors

Ähnlich wie unter a) wurde bei einer Überprüfung des ξ -Faktors verfahren. Zunächst ließ sich wieder unter der Annahme von LTE mit den gemessenen Verteilungstemperaturen für jeden Meßpunkt

die Elektronendichte n_e berechnen. Aus den gemessenen ganzen Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_H$ der oben angegebenen Linien ergaben sich die Quotienten $\Delta\lambda_H/(10^{16} n_e)$ als strom- und druckabhängige Größen, die erst wieder bei höheren Strömen und Drücken eine Konstante darstellten. Mit dieser Konstanten wurden über die gemessenen Halbwertsbreiten die Elektronendichten neu bestimmt und aus den gemessenen absoluten Kontinuumsintensitäten der ξ -Faktor berechnet. Da die Temperatur dabei nur mit der Wurzel eingeht, reichte die Annahme $T_e \approx T_{\text{vert.}}$ aus.

3. Bestimmung der Gastemperatur

Die Bestimmung der Temperatur der schweren Teilchen bereitet experimentell große Schwierigkeiten. Die hier letztlich benutzte Methode beruhte auf Messungen der Bogenfeldstärke (Messungen von Doppler-Verbreiterungen oder von Relativintensitäten zweiatomiger Moleküle führten aus verschiedenen Gründen nicht zum Ziel). Die Spannungsmessungen an den Bogenplatten wurden mit einem hochohmigen Meßinstrument durchgeführt. Dabei war die Summe der Spannungen zwischen benachbarten Platten bis auf weniger als 1% gleich der Spannung zwischen den beiden Endplatten, so daß sichergestellt war, daß Kontaktpotentiale die Messungen nicht verfälschten.

Aus einer Energiebilanz für die Elektronen erhält man unter Vernachlässigung von Wärmeleitung und Abstrahlung die folgende Beziehung zur Bestimmung der Gastemperatur

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{3 \pi m_s}{32 m_e} \left(\frac{e \lambda_e F}{(3/2) k T_e} \right)^2 \quad (11)$$

m_s ist die Masse der schweren Teilchen, F die Feldstärke, λ_e die mittlere freie Weglänge der Elektronen.

Für λ_e gilt

$$\lambda_e = 1/(n_0 Q_0 + n_+ Q_+). \quad (12)$$

Q_0 und Q_+ bezeichnen die Wirkungsquerschnitte der neutralen Atome und der Ionen gegenüber Elektronenstoß, n_0 und n_+ die entsprechenden Teilchendichten.

Für die Berechnung der freien Weglänge wurde Q_0 den Arbeiten von Frost-Phelps¹⁴ und Devoto¹⁵ entnommen, während der Gvosdover-Querschnitt Q_+

¹³ W. L. Wiese, M. W. Smith u. B. M. Miles, NSRDS-NBS 22, Washington D. C. [1969].

¹⁴ L. S. Frost u. A. V. Phelps, Phys. Rev. **136**, 1538 [1964].

¹⁵ R. S. Devoto, The Physics of Fluids **10**, 354 [1967].

aus der Arbeit von Maecker¹⁶ folgt. Unter der Annahme von Einfachionisation ist n_+ gleich der gemessenen Elektronendichte n_e , während n_0 mit Hilfe von (6) eliminiert werden kann. Auf Grund dessen läßt sich die Gastemperatur berechnen, sofern die Elektronentemperatur T_e , die Elektronendichte n_e und die Bogenfeldstärke F aus den Messungen bekannt sind.

4. Beobachtung von Nichtgleichgewichtseffekten außerhalb der Bogenachse

Bei den Aufnahmen der axialen Linienintensitäten wurde festgestellt, daß sich die Intensitätsmaxima unterhalb bestimmter Stromstärken und Drucke systematisch aus der Bogenachse an den Rand verlagerten. Zur genaueren Untersuchung dieser Erscheinung wurde der radiale Verlauf der Linienintensitäten in der in Abschnitt 2 erwähnten Weise end-on vermessen. Die Spaltbreite des Monochromators betrug $300\ \mu$, so daß die registrierten Linienbreiten durch das Apparateprofil bestimmt waren, und man aus der Spitzenintensität direkt auf die Gesamtintensität der Linien schließen konnte. Das unter der Linie liegende Kontinuum wurde anschließend bei der Auswertung abgezogen. Als Beispiel zeigen die oberen drei Registrierkurven in Abb. 2 die radiale Intensitätsverteilung der Linien $\lambda\ 5187\ \text{\AA}$, $\lambda\ 4300\ \text{\AA}$ und $\lambda\ 6677\ \text{\AA}$ bei 1,5 amp und 0,2 atm im reinen Argonplasma. Man erkennt deutlich die Abhängigkeit der radialen Verteilung von der Anregungsenergie der Linien: Je niedriger deren Anregungsenergie ist, desto stärker weicht der radiale Intensitätsverlauf vom angenähert parabolischen Abfall unter Gleichgewichtsbedingungen ab. (Da sich bei der Linie $\lambda\ 8115\ \text{\AA}$ wegen des energetisch niedrig liegenden oberen Niveaus ein entsprechender Radialverlauf zeigte, konnte die Verteilungstemperatur in der Bogenachse bei einigen Meßpunkten für niedrige Drucke und geringe Stromstärken nicht bestimmt werden. Diese Werte fehlen daher in Abbildung 6.)

Die Vermessung der radialen Intensitätsverteilungen lieferte zunächst qualitativ die Abhängigkeit des Effektes von folgenden Parametern:

1. Die Intensitätsmaxima am Rand werden mit sinkender Anregungsenergie stärker ausgeprägt.

2. Für eine bestimmte Linie steigen diese Intensitätsmaxima bei festgehaltenem Druck mit fallender Bogenstromstärke (siehe Abbildung 3).
3. Für eine bestimmte Linie steigen die Intensitätsmaxima bei festgehaltener Bogenstromstärke mit fallendem Bogendruck.

Auf einfache Weise ließ sich, wie in Abschnitt 3,2 erläutert wurde, quantitativ die Elektronentemperatur ermitteln:

Die gemessenen radialen relativen Intensitäten von Linien und Kontinuum konnten an Hand der Absolutwerte aus der Bogenachse kalibriert werden.

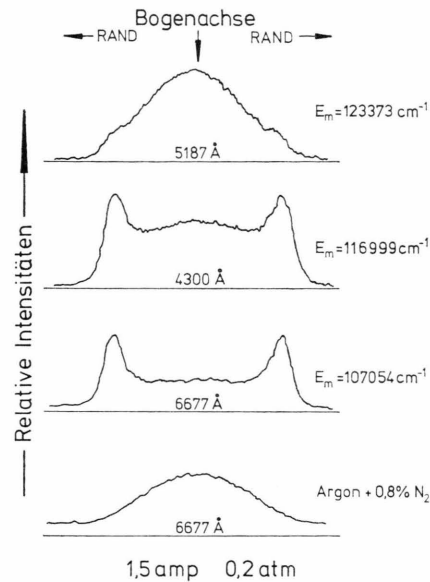
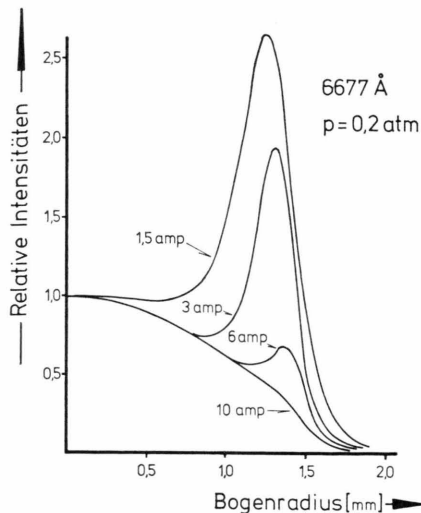


Abb. 2. Radialer Intensitätsverlauf dreier Linien mit unterschiedlichem oberen Energiezustand. Die unteren beiden Photometerkurven beziehen sich auf die gleiche Linie einmal im reinen Argonplasma, zum anderen im Plasma aus Argon und 0,8% N_2 .

Dann lieferte die graphische Darstellung der logarithmierten Intensitätswerte in Abhängigkeit von den Thermenergien die Elektronentemperatur mit dem Bogenradius als Parameter. Abbildung 4 zeigt, daß trotz steigender Linienintensitäten außerhalb der Bogenachse die Elektronentemperatur stetig abfällt. Zur Klärung dieses nichtthermischen Verhaltens liegt die Vermutung nahe, daß eine Diffusion von Argon-Atomen, deren Elektronen sich in den angeregten 4s-Niveaus befinden, aus der Bogenachse in die Randzonen von Bedeutung sein könnte. Um diese Annahme experimentell zu erhärten, wurde dem Argon eine Spur Stickstoff beigemischt. Geht die nicht-

¹⁶ H. Maecker, T. Peters u. H. Schenk, Z. Phys. **140**, 119 [1955].

Abb. 3. Radialverlauf der Linie λ 6677 Å bei 0,2 atm.

thermische Besetzung von diesen angeregten langlebigen Niveaus aus, so sollte der Effekt bei Zusatz des molekularen Gases verschwinden, da die 4s-Zustände auf Grund von Penningionisation der Stickstoffmoleküle entvölkert werden. Die unteren beiden Registrierstreifen in Abb. 2 zeigen die radialen Intensitätsverteilungen der Linie λ 6677 Å, einmal im reinen Argonplasma und zum anderen im Plasma aus Argon und 0,8% N_2 . Im letzten Fall ist der Intensitätsverlauf so, wie man ihn unter Gleichgewichtsbedingungen erwarten würde.

5. Theoretische Deutung der radialen Intensitätsanomalien

Durch den nachfolgenden theoretischen Ansatz läßt sich der radiale Intensitätsverlauf der Linien zwanglos erklären, wenn man annimmt, daß die in der Bogenachse angeregten Atome in den 4s-Zuständen auf Grund ihrer langen Lebensdauer — 2 Niveaus sind metastabil, 2 führen zu den optisch dicken Resonanzlinien bei λ 1048 Å und λ 1067 Å — an den Bogenrand diffundieren. Da der Diffusionskoeffizient $D \sim T_g^{3/2}$ ist, die Gastemperatur zum Bogenrand aber stark abfällt, erfolgt ein Aufstau dieser hochangeregten Atome vor der Bogenwand, so daß eine zusätzliche Besetzung der in energetisch geringem Abstand darüberliegenden Zustände möglich ist. Die Lösung der hierbei auftretenden Differentialgleichung 2. Ordnung zur Bestimmung der Teilchendichte der in den 4s-Zuständen befindlichen Atome außerhalb der Bogenachse liefert unter Benutzung experimenteller Radialverteilungen der Elektronentemperatur, der Gastemperatur und der Elektronendichte qualitativ den experimentell gemessenen Verlauf. Die Diffusion der Argonatome in den 4s-Zuständen auf Grund von Dichte- bzw. Temperaturgradienten läßt sich folgendermaßen formulieren

$$n_2 v = -D [\text{grad } n_2 + (n_2/T_g) \text{grad } T_g]. \quad (13)$$

n_2 = Teilchendichte in den 4s-Zuständen, v deren Diffusionsgeschwindigkeit, D = Diffusionskoeffizient, T_g = Gastemperatur.

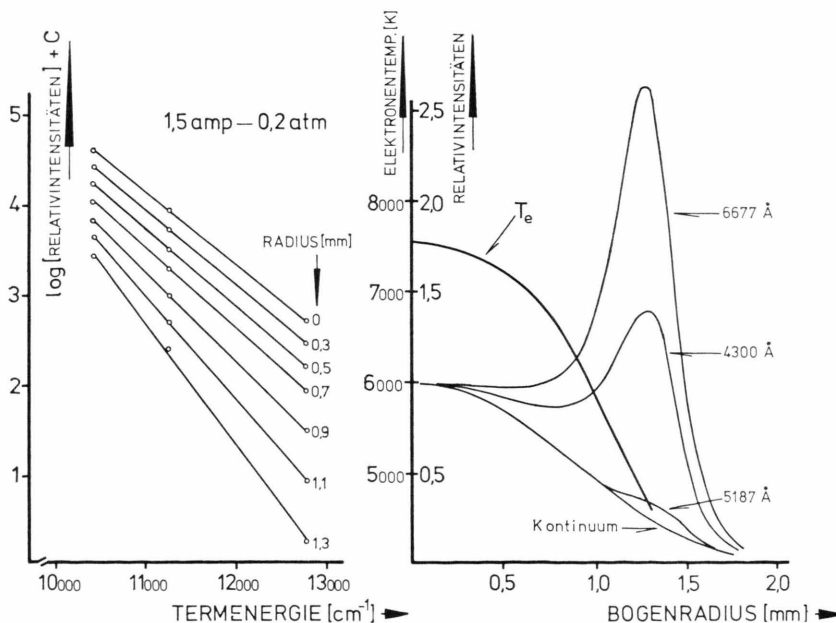


Abb. 4. Radialer Intensitätsverlauf der Linien und des Kontinuums im Vergleich zum Verlauf der Elektronentemperatur bei 1,5 amp und 0,2 atm (rechte Seite). Graphische Darstellung, aus der die Elektronentemperatur entnommen wurde (linke Seite).

Im stationären Plasma gilt die Bilanzgleichung

$$-\operatorname{div}(n_2 v) + R = 0. \quad (14)$$

Die Erzeugungsrate R wird später spezifiziert.

Die Bilanzgleichung (14) kann mit der Diffusionsgleichung (13) unter Zugrundelegung von Zylindersymmetrie in folgende Differentialgleichung umgeformt werden (r = Bogenradius)

$$\frac{d^2}{dr^2} (n_2) + A(r) \frac{d}{dr} (n_2) + B(r) n_2 + \frac{R}{D} = 0 \quad (15)$$

mit

$$A(r) = \frac{1}{r} + \frac{1}{D} \frac{dD}{dr} + \frac{1}{T_g} \frac{dT_g}{dr}, \quad (15a)$$

$$B(r) = \frac{1}{T_g} \frac{d^2}{dr^2} (T_g) + \frac{1}{T_g} \frac{dT_g}{dr} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{D} \frac{dD}{dr} \right) - \frac{1}{T_g^2} \left(\frac{dT_g}{dr} \right)^2. \quad (15b)$$

Den Diffusionskoeffizienten erhält man aus dem gaskinetischen Ansatz

$$D = \frac{1}{3} \bar{v}_g \lambda \quad (16)$$

mit $\bar{v}_g = \sqrt{8 k T_g / \pi m}$ als mittlerer Teilchengeschwindigkeit und der mittleren freien Weglänge $\lambda = (n_0 Q)^{-1}$.

Der Stoßquerschnitt Q kann aus experimentellen Werten für die Diffusionsgeschwindigkeit der Argon-Atome in den metastabilen Zuständen nach Ellis-Twiddy¹⁷ berechnet werden zu $Q = 7,38 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Damit ergibt sich der Diffusionskoeffizient zu

$$D = (14,35/p) T_g^{3/2}, \quad (17)$$

p ist der Gasdruck in $\text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Zur Lösung der Differentialgleichung braucht man eine Abschätzung über die Erzeugungsrate R . Zur Anregung oder Vernichtung der 4s-Zustände werden nur Elektronenstöße betrachtet, so daß sich R als Differenz der pro Zeit- und Volumeneinheit zur Anregung führenden Stöße $N\uparrow$ und der entvölkernden Stöße $N\downarrow$ darstellen läßt

$$N\uparrow = n_1 n_e \int_{v_0}^{\infty} F(v) \sigma(v) v dv, \quad (18)$$

$$N\downarrow = n_2 n_e g_2 \int_{v_0}^{\infty} F(v) \sigma(v) v dv \exp(E_2/kT_e),$$

$\int_{v_0}^{\infty} F(v) \sigma(v) v dv$ ist der Ratenkoeffizient für den Anregungsprozeß, g_2 ist das statistische Gewicht.

Auf Grund der geringen Elektronenenergien wird für den Anregungsquerschnitt ein linearer Ansatz gemacht: $\sigma(v) = a(E - E_0)$. Die Integration liefert für den Ratenkoeffizienten

$$\int_{v_0}^{\infty} F(v) \sigma(v) v dv \cong 4 a \bar{v}_e E_2 \exp\{-E_2/kT_e\}, \quad (18a)$$

$\bar{v}_e = \sqrt{8 k T_e / \pi m_e}$ ist die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen. $E_2 = 1,80 \cdot 10^{-11} \text{ erg}$ ist die mittlere Energie der 4s-Niveaus. $a = 1,30 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{erg}^{-1}$ ist der Gesamtanregungsquerschnitt für Elektronenstoß, bezogen auf ein erg. Er läßt sich aus einer experimentellen Arbeit von Schaper-Scheibner¹⁸ ermitteln.

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich die Differentialgleichung (15) in ihrer endgültigen Form zu

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dr^2} (n_2) = & - \left(\frac{1}{r} + \frac{2,5}{T_g} \frac{dT_g}{dr} \right) \frac{d}{dr} (n_2) + \\ & + \left[4 \cdot 10^{-12} \frac{n_e p \sqrt{T_e}}{T_g^{3/2}} - B(r) \right] n_2 - 2,94 \cdot 10^4 \\ & \times \frac{n_e p \sqrt{T_e}}{T_g^{5/2}} \exp\{-136\,000/T_e\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Die zur numerischen Integration der Differentialgleichung erforderlichen Größen $T_e(r)$, $T_g(r)$ und $n_e(r)$ können aus den experimentellen Werten bestimmt werden.

Die Berechnung von $T_e(r)$ wurde in Abschnitt 4 erläutert. $n_e(r)$ erhält man aus dem radialen Verlauf des Kontinuums, während $T_g(r)$ aus der Berechnung des Wärmestroms folgt. Für den Wärmestrom W pro cm^2 Oberfläche gilt

$$W(r) = F i(r) / 2 \pi r = -\kappa (dT_g/dr), \quad (20)$$

F ist die Bogenfeldstärke in $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$, $i(r)$ ist der radiale Stromdichteverlauf. κ ist das Wärmeleitvermögen von Argon.

Der radiale Stromstärkeverlauf wird grob durch die Annahme abgeschätzt: $i(r) \sim n_e(r)$. Tabellierte Werte von κ nach Ebert¹⁹ wurden durch einen exponentiellen Ansatz zu höheren Temperaturen erweitert:

$$\kappa = 15,51 \cdot T^{0,829}.$$

Damit ergibt sich aus (20)

$$T_g^{1,829} = - \frac{F}{97,45} \int \frac{i(r)}{r} dr + C. \quad (21)$$

¹⁷ E. Ellis u. N. D. Twiddy, J. Physics **B 2**, 1366 [1969].

¹⁸ M. Schaper u. H. Scheibner, Beiträge aus der Plasma-physik **9**, 45 [1969].

¹⁹ H. Ebert, Physikal. Taschenbuch, VEB Deutscher Verlag d. Wissenschaften, Berlin 1962, S. 333.

Aus dieser Gleichung erhält man bei Kenntnis der Feldstärke F und der Funktion $i(r)$ den radialen Verlauf der Gastemperatur. Die Integrationskonstante wurde dabei so bestimmt, daß am Bogenrand die Kühlwassertemperatur erreicht wurde. Für ein Beispiel wurde die Differentialgleichung (19) mit der elektronischen Rechenmaschine der Kieler Universität numerisch integriert. Das Ergebnis ist in Abb. 5 dargestellt.

6. Zusammenfassung der Ergebnisse

In Abb. 6 sind für die Meßpunkte im Bereich von 5,0 atm bis 0,2 atm die Elektronentemperatur, die Verteilungstemperatur zwischen den Niveaus 4s – 4p (in der Abbildung abgekürzt mit „ T_v “) und die Gastemperatur als Funktion der Bogenstromstärke für die verschiedenen Drücke graphisch dargestellt. Bildet man aus diesen Meßdaten zunächst das Verhältnis $\delta = T_g/T_e$ und trägt es als Funktion der Bogenstromstärke mit dem Druck p als Parameter auf, so kann man einige Aussagen machen.

Man erkennt, daß sich mit steigendem Druck auch bei niedrigen Stromstärken T_g immer besser an T_e annähert (siehe Abbildung 7 a). Da wegen der analytischen Form der Gleichung (11), aus der T_g berechnet wurde, T_g immer kleiner als T_e ist, wurde ein Wert von $\delta = 0,95$ festgelegt, von dem an man das Plasma als im Gleichgewicht befindlich betrachtet. In Abb. 7 a wurde außerdem der jeweilige Stromwert markiert, an dem die Elektronendichte den Wert $n_e = 5,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. Dies ist der von Kolesnikov¹ geforderte Wert, bei dem unter Normaldruck Gleichgewicht erreicht werden soll. Dieser Wert kann

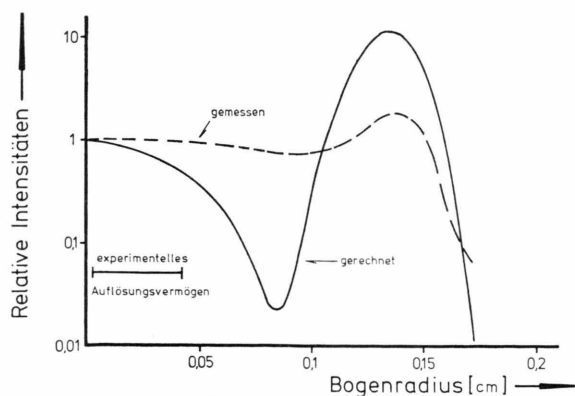


Abb. 5. Radialer Intensitätsverlauf der Linie λ 6677 Å. Durchbrochene Linie zeigt die Messung, ausgezogene Linie die Rechnung.

in der vorliegenden Arbeit nicht bestätigt werden. Aus Abb. 7 a geht außerdem hervor, daß der Elektronendruck nicht ausschließlich für die Einstellung des Gleichgewichts maßgeblich sein kann. Vielmehr spielt die mittlere freie Weglänge der Elektronen die entscheidende Rolle. Stellt man das Temperaturverhältnis δ in Abhängigkeit von der mittleren freien Weglänge λ_e graphisch dar (siehe Abb. 7 b), so sieht man, daß δ etwa konstant 0,95 und unabhängig vom Druck wird.

Entnimmt man aus der Abb. 6 für die verschiedenen Drücke diejenigen Stromwerte, bei denen $T_e \approx T_v$ erreicht wird und außerdem aus Abb. 7 a diejenigen Stromwerte, bei denen $\delta = 0,95$ ist ($T_g \approx T_e$), so kann man in einer Druck-Strom-Darstellung drei Gebiete abgrenzen (siehe Abbildung 8). Einmal ein Gebiet, in dem alle Plasmaprozesse mit Ausnahme der Strahlungsprozesse untereinander im Gleichgewicht sind (LTE). Zum anderen ein Gebiet, in dem alle Niveaus mit Ausnahme des Grundzustandes un-

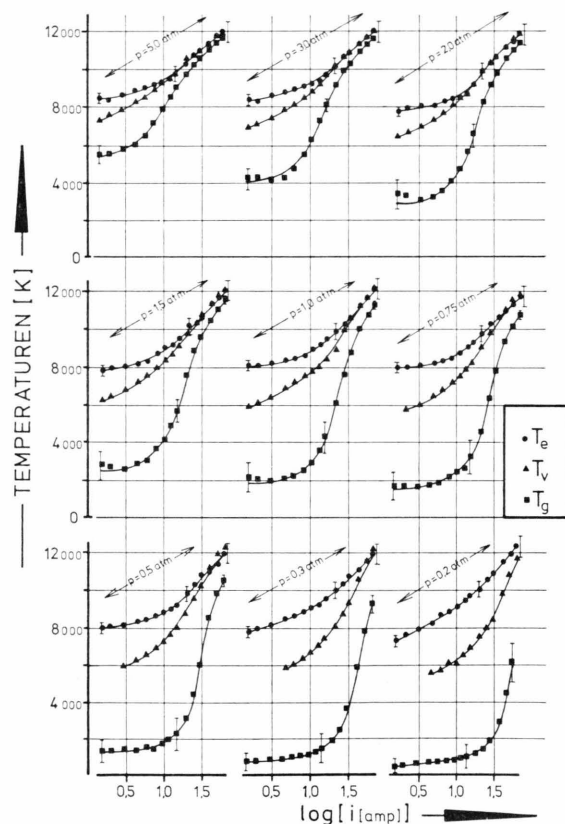


Abb. 6. Elektronentemperatur, Verteilungstemperatur und Gastemperatur in Abhängigkeit von der Stromstärke bei 9 verschiedenen Drücken im 4-mm-Argonkaskadenbogen.

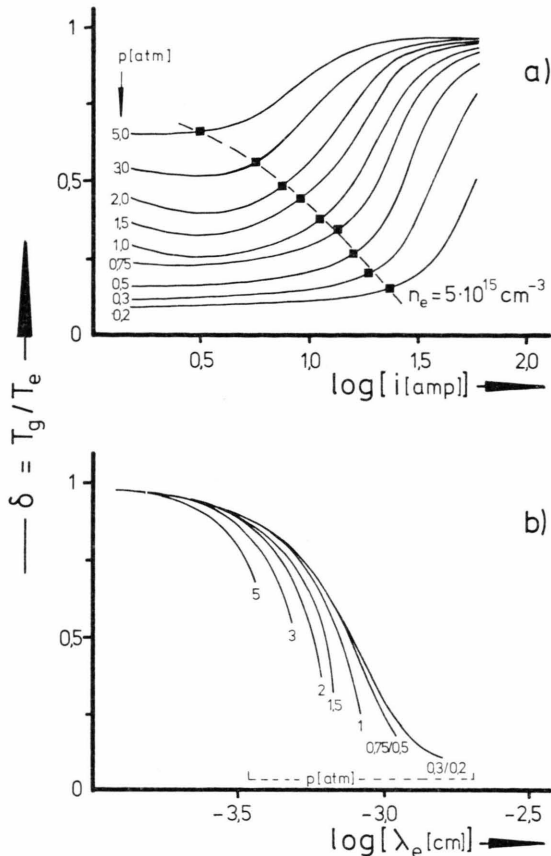


Abb. 7. a) $\delta = T_g/T_e$ als Funktion des Bogenstroms mit dem Druck p als Parameter. b) $\delta = T_g/T_e$ als Funktion der mittleren freien Weglänge der Elektronen.

tereinander im Gleichgewicht sind (PLTE für alle Niveaus mit $m \geq 2$ [$m = 0$ ist der Grundzustand]), und schließlich ein Gebiet, in dem partielles thermodynamisches Gleichgewicht erst von den 4p-Zuständen an aufwärts ($m \geq 3$) gilt.

7. Fehlerabschätzung

1. Für die Verteilungstemperatur

Bei der Bestimmung der Kirchhoff-Planck-Funktion lieferten die Absolutfehler des Kohlebogennormals und die Relativfehler der Intensitätsmessungen von I_1 und I_3 eine Ungenauigkeit zwischen 3% und 5%. Daraus ergaben sich für die Verteilungstemperatur Fehler von:

$$\begin{array}{cccc} T_v = & 12000 & 10000 & 8000 & 6000 \text{ K} \\ \Delta T_v = & \pm 210 & \pm 180 & \pm 170 & \pm 90 \text{ K} \end{array}$$

2. Für die Elektronentemperatur

Entsprechend den Gl. (9) und (10) in Abschnitt 3,2 setzt sich der Fehler in der Elektronentemperatur aus den Relativfehlern der Intensitäten und den Absolutfehlern des ξ -Faktors und der Übergangswahrscheinlichkeit zusammen.

$$\begin{array}{cccc} T_e = & 12000 & 10000 & 8000 \text{ K} \\ \Delta T_e = & \pm 560 & \pm 410 & \pm 280 \text{ K} \end{array}$$

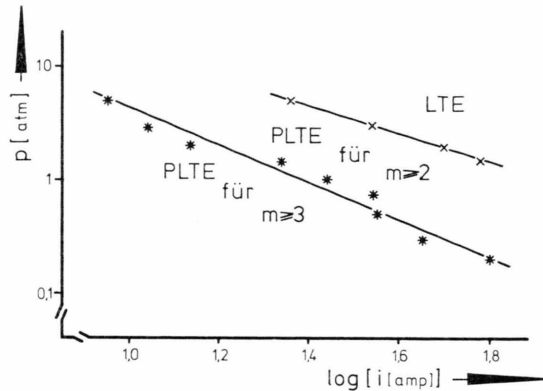


Abb. 8. Abgrenzung der Druck-Strom-Bereiche für LTE und PLTE im 4-mm-Argonkaskadenbogen.

3. Für die Gastemperatur

In Gl. (11) ist die Gastemperatur nicht geschlossen darstellbar. Da sie sich außerdem mit T_e gleichsinnig ändert, wurde zunächst statt des Fehlers von T_g derjenige von $\delta = T_g/T_e$ unter der Annahme einer Unsicherheit von 5% in der Feldstärkemessung und 10% in der Elektronendichtemessung berechnet. Daraus konnte dann bei Kenntnis von δ und T_e für die einzelnen Werte der Fehler von T_g berechnet werden. Die sich dabei ergebenden Abweichungen wurden für einige Werte in Abb. 6 eingetragen.

Herrn Prof. Dr. J. Richter möchte ich für die Betreuung dieser Arbeit danken. Seine Ratschläge trugen wesentlich zur theoretischen Deutung der Intensitätsanomalie bei. Herrn Dr. H. J. Krambeck vom Limnologischen Institut der Max-Planck-Gesellschaft in Plön und Herrn Dr. V. Helbig vom Institut für Experimentalphysik Kiel möchte ich für ihre Unterstützung bei der numerischen Integration der Differentialgleichung danken.