

Messung der Absorptionsoszillatorenstärken von Ba-II Linien in den Spektralbereichen von 1400–2000 Å und von 4100–4600 Å

JÜRGEN VON SPECHT

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik,
Institut für Extraterrestrische Physik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. **23a**, 1499–1507 [1968]; eingegangen am 19. Juli 1968)

The oscillator strengths of 22 Ba-II emission lines were measured in the wavelength regions 1400–2000 Å and 4100–4600 Å. The light source was a wall-stabilized cascade arc burning in argon, into which a small quantity of barium vapor was introduced. Standard intensities were produced by the central intensities of optically thick lines and by a carbon arc. The transition probability of the line Ba-II 4554 Å, which is known with an accuracy of about 10%, was used to determine the particle density.

I. Übersicht

Zur Erforschung des interplanetaren Mediums sowie der elektrischen und magnetischen Felder der oberen Atmosphäre eignen sich künstliche Ionenwolken^{1, 2, 3, 4}. Barium ist zur Erzeugung dieser Ionenwolken besonders geeignet, da es intensive Linien und gleichzeitig einen großen Photoionisationsquerschnitt besitzt. Die vollständige Auswertung solcher Experimente erfordert die Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeiten möglichst aller der beobachteten Ba-II Linien. Auch die Astrophysik ist an weiteren Übergangswahrscheinlichkeiten interessiert, seit Ba-II Linien beispielsweise der Sonne⁵ oder der Ba-II Sterne⁶ im VUV-Spektralbereich beobachtet werden können.

Es wurden deshalb die Absorptionsoszillatorenstärken von Ba-II Linien in den Spektralbereichen von 1400 bis 2000 Å und von 4100 bis 4600 Å gemessen. Die Messungen wurden in Emission durchgeführt. Als Lichtquelle diente ein in Argon mit geringen Barium-Beimengungen brennender Kaskadenlichtbogen, eine modifizierte Form des von MAECKER⁷ zuerst beschriebenen und von BOLDT⁸ weiterentwickelten thermischen Lichtbogens.

Zur Ermittlung der Absorptionsoszillatorenstärken diente der als „Wachstumskurve“ bekannte Zusammenhang von Absorptionsoszillatorenstärke,

Äquivalentbreite und dem Absorptionskoeffizienten einer Spektrallinie.

Da Barium in einem Argon-Barium-Plasma einen extrem großen Entmischungseffekt zeigt, bereitete es Schwierigkeiten, eine beobachtbare Zahl von Ba-Ionen in der heißen Achse des Lichtbogens zu erhalten.

In einem Ofen wurde metallisches Barium geschmolzen. Der entstehende Ba-Dampf wurde mit Argon gleicher Temperatur vermischt und durch eine zentrische Bohrung der Anode axial in den Lichtbogen geblasen. Es wurde ein Verfahren entwickelt, das es ermöglichte, den Teil der Ba-II Strahlung, der aus einem Plasmagebiet konstanter Temperatur stammte, zu berechnen. Diese Plasmatemperatur wurde nach mehreren Methoden bestimmt.

Zur Messung der absoluten Intensitäten der Ba-II Linien im VUV wurden als Normalintensitäten die Höhen optisch dicker C-I Linien verwendet. Der Vergleich der Ba-II Intensitäten mit den Normalintensitäten lieferte so direkt die Äquivalentbreiten. Die Normalintensität für die Ba-II Linien im sichtbaren Spektralbereich lieferte ein Kohlebogen.

In einem thermischen Plasma können die Besetzungszahlen der unteren Niveaus der Spektrallinien mit Hilfe der Boltzmann-Verteilung aus der Teilchendichte berechnet werden. Die Bestimmung

- ¹ L. HASER, *Aurora and Airglow*, Herausg. B. M. McCORMAC, Reinhold Publishing Co., New York 1967, p. 391.
- ² G. HAERENDEL, R. LÜST u. E. RIEGER, *Trans AGU*, **48**, 66 (1967).
- ³ H. FÖPPL, G. HAERENDEL, L. HASER, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS, H.-H. RABBE, E. RIEGER, J. STÖCKER u. W. STOFFREGEN, *J. Geophys. Res.* **73**, 21 [1968].

- ⁴ H. FÖPPL, G. HAERENDEL, J. LOIDL, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS u. E. RIEGER, *Planet. Space Sci.* **13**, 95 [1965].
- ⁵ E. TANDBERG-HANSEN, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, Supplement No. 88, Vol. IX [1964].
- ⁶ S. FLÜGGE, *Handbuch der Physik*, Band L, 104 [1958].
- ⁷ H. MAECKER, *Z. Naturforsch.* **11a**, 457 [1956].
- ⁸ G. BOLDT, *Proc. 5th Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases*, **1**, 925 [1961].



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.

der Teilchendichte erfolgte durch Messung der absoluten Intensität einer Ba-II Linie im sichtbaren Spektralbereich, deren Übergangswahrscheinlichkeit bekannt ist.

Um sicher zu gehen, daß die Ba-II Linien aus optisch dünner Schicht emittiert wurden, wurde für jede Ba-II Linie der Verlauf der Wachstumskurve aufgenommen.

II. Theoretische Grundlagen

Das Plasma des verwendeten Lichtbogentyps ist thermisch, das heißt, alle Gleichgewichte und Plasmaeigenschaften sind eindeutige Funktionen einer für alle Plasmateilchen einheitlichen Temperatur T .

Für die Intensität der Strahlung eines thermischen Plasmas in x -Richtung gilt die Differentialgleichung (siehe z. B. UNSÖLD⁹):

$$\frac{dI_\lambda(x)}{dx} = \tau_\lambda(T, x)[B_\lambda(T) - I_\lambda(x)]. \quad (1)$$

Darin ist $\tau_\lambda(T, x)$ der Absorptionskoeffizient für die Wellenlänge λ (unter Berücksichtigung der erzwungenen Emission) pro Längeneinheit an der Stelle x und

$$B_\lambda(T) = (2hc^2/\lambda^5)(e^{hc/\lambda kT} - 1)^{-1} \quad (2)$$

die Kirchhoff-Planck-Funktion (Intensität der Schwarzstrahlung).

Betrachtet man den in den Messungen vorliegenden Fall eines temperaturkonstanten Plasmas der Länge L , so ergibt die Integration von Gl. (1) mit der Randbedingung $I_\lambda(0) = 0$:

$$I_\lambda(L) = B_\lambda(T)[1 - \exp\{-\int_0^L \tau_\lambda(T, x) dx\}]. \quad (3)$$

Setzt man voraus, daß der kontinuierliche Anteil des Absorptionskoeffizienten $\tau_\lambda(T, x)$ in der Umgebung einer Spektrallinie gegenüber dem auf die Linie entfallenden Anteil zu vernachlässigen ist, integriert Gl. (3) über den Wellenlängenbereich der Spektrallinie und dividiert durch $B_\lambda(T)$, so erhält man die Äquivalentbreite W_λ dieser Linie:

$$\begin{aligned} W_\lambda &= \frac{1}{B_\lambda(T)} \int I_\lambda d\lambda \\ &= \int [1 - \exp\{-\int_0^L \tau_\lambda(T, x) dx\}] d\lambda. \end{aligned} \quad (4)$$

Das ist die als „Wachstumskurve“ bekannte Beziehung zwischen der Äquivalentbreite W_λ der betreffenden Spektrallinie und dem Absorptionskoeffizienten $\tau_\lambda(T, x)$. Wird die Linie aus optisch dünner Schicht emittiert, ist also

$$\int_0^L \tau_\lambda(T, x) dx < 1,$$

so kann man für Gl. (4) schreiben:

$$W_\lambda = \frac{1}{B_\lambda(T)} \int I_\lambda d\lambda = \int_0^L \tau_\lambda(T, x) d\lambda dx. \quad (5)$$

Andererseits besteht zwischen dem Absorptionskoeffizienten $\tau_\lambda(T, x)$, der Absorptionsoszillatorenstärke f_{mn} , der mittleren Wellenlänge λ und der Besetzungszahl $n_n(T, x)$ des unteren Zustands dieser Linie der Zusammenhang (siehe z. B. UNSÖLD⁹):

$$\int \tau_\lambda(T, x) d\lambda = (\pi e^2/mc^2) \lambda^2 (1 - e^{-hc/\lambda kT}) \cdot f_{mn} n_n(T, x). \quad (6)$$

Aus den Gln. (5) und (6) erhält man als einfachen Zusammenhang zwischen Äquivalentbreite, Absorptionsoszillatorenstärke und Besetzungszahl des unteren Zustands:

$$W_\lambda = (\pi e^2/mc^2) \lambda^2 (1 - e^{-hc/\lambda kT}) f_{mn} \int_0^L n_n(T, x) dx. \quad (7)$$

Gl. (7) gilt für die Emission einer Spektrallinie aus optisch dünner Schicht eines temperaturkonstanten, thermischen Plasmas. Sind diese Bedingungen erfüllt, so kann man nach Messung der Äquivalentbreiten die Absorptionsoszillatorenstärken berechnen, wenn eine Methode zur absoluten Messung von $\int_0^L n_n(T, x) dx$ zur Verfügung steht.

III. Die Apparatur

1. Der Lichtbogen

Der Bogenkanal wurde von 16 durchbohrten Kupferscheiben gebildet, die durch 1,5 mm starke Teflonringe voneinander isoliert waren. Der Durchmesser des Bogenkanals betrug 8 mm. Jede der Kupferscheiben war 7 mm stark und wassergekühlt.

Die Kathode bestand aus einem Wolfram-Ring, der in eine wassergekühlte Kupferscheibe eingepreßt worden war. Der Innendurchmesser des Rings betrug 6 mm — der Kathodenbrennfleck lag damit außerhalb des beobachteten Plasmagebiets —, an der dem Bogen abgewandten Seite verjüngte er sich bis auf 2 mm. Durch diese Öffnung strömten 20 Ncm³/sec Argon in den Bogen. Side-on Be-

⁹ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer, Berlin 1955, Kapitel I, X, XIII.

obachtungen des Argon-Kontinuums durch zwischen den Bogenscheiben angebrachte Fenster zeigten, daß bei dieser Argonmenge die konstante Achsentemperatur des Bogens am dichtesten an die Kathode heranreichte.

Die Bogenstromstärke betrug 70 A.

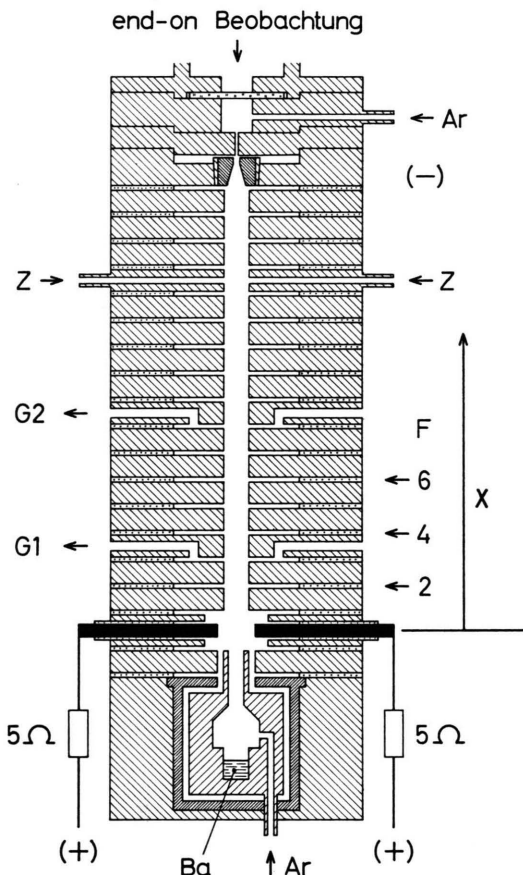


Abb. 1. Kaskadenlichtbogen zur Herstellung des Plasmas und Ofen zur Verdampfung des Bariums.

Der schematischen Abbildung des Lichtbogens in Abb. 1 kann man den Ort der beiden Gasaustritts-Scheiben G1 und G2 entnehmen, durch die das Bogengas Argon in die Atmosphäre austrat und die durch Kunststoff-Schrauben während des Bogenbetriebs wechselweise verschlossen werden konnten. Das Plasma stand also praktisch unter Atmosphärendruck.

Die Anode bildete einen Ring von 12 mm Innendurchmesser. Sie bestand aus Kohle und war in 8 elektrisch voneinander isolierte Segmente unterteilt, die über je einen Vorwiderstand von $5\ \Omega$ mit der Stromzuführung verbunden waren. Der Lichtbogen setzte gleichmäßig und vollkommen ruhig an den acht Segmenten an und bildete so einen kegelförmigen Mantel hoher Temperatur um das durch die Bohrung der Anode einströmende Gemisch aus Barium-Dampf und Argon und es ist anzunehmen, daß der Entmischungseffekt des Bariums in dieser Anordnung das Einbringen des Bariums in die Bogenachse erleichterte.

2. Der Ofen

Zur Erzeugung des Barium-Dampfes wurden in einem aus Molybdän hergestellten Ofen einige Gramm metallisches Barium geschmolzen. Die Temperatur der Schmelze, die durch ein — in eine blind endende Bohrung des Molybdän-Blocks eingeführtes — Thermoelement gemessen wurde, lag je nach dem Zweck der Messung zwischen 750°C und 1200°C . Ein tangential zur Ofenwand eintretender Argon-Strom von $40\text{ Ncm}^3/\text{sec}$, der die Temperatur der Barium-Schmelze hatte, vermischte sich wirbelnd mit dem Barium-Dampf über der Schmelze, strömte durch ein Molybdän-Rohr (Innendurchmesser: 5 mm) derselben Temperatur und durch die Bohrung der Anode axial in den Lichtbogen.

Bei konstantem Heizstrom war die Abweichung der Ofentemperatur von einem eingestellten Wert im Verlauf einiger Stunden kleiner als 5°C .

3. Anschluß des Lichtbogens an den Vakuum-Monochromator

Um eine rotationssymmetrische Verteilung des Bariums im Plasma des Lichtbogens zu erreichen, wurde der Lichtbogen senkrecht — mit der Kathode nach oben — aufgehängt. Vorversuche hatten gezeigt, daß dieses Ziel wegen der Auftriebskräfte im Plasma bei horizontalem Bogen nicht zu erreichen ist.

Die durch die Bohrung der Kathode austretende Strahlung aus der Bogenachse wurde deshalb durch einen — um eine senkrechte Achse drehbaren und längs dieser Achse verschiebbaren — UV-Spiegel auf den Eintrittsspalt eines 1 m-Gitter-Monochromators McPherson 225 umgelenkt. Eine Lochblende von 0,9 mm Durchmesser, die unmittelbar hinter der Kathode angebracht war, blendete in Verbindung mit dem Eintrittsspalt des UV-Monochromators, dessen Spalthöhe auf 1 mm reduziert worden war, eine Säule von etwa 1,4 mm Durchmesser aus dem Bariumhaltigen Teil der Bogenachse aus.

Eine dem Austrittsspalt folgende Natriumsalicylat-Fluoreszenz-Schicht erlaubte es, die Vakuum-UV-Strahlung mit Hilfe eines außerhalb des Vakuums befindlichen Multipliers (EMI 6255 SA) zu registrieren.

Das unter Atmosphärendruck stehende Argon des Lichtbogens wurde durch ein LiF-Fenster gegen das Hochvakuum des UV-Monochromators abgegrenzt. Das gegen die Atmosphäre abgedichtete Volumen zwischen dem LiF-Fenster und der Kathode wurde ständig durch $20\text{ Ncm}^3/\text{sec}$ Argon gespült, das — wie bereits erwähnt — anschließend durch die Kathode in den Bogen strömte.

4. end-on Beobachtung im Sichtbaren

Da der UV-Monochromator nur Beobachtungen bis zu einer Wellenlänge von maximal 3000 Å erlaubte, wurde ein Fenster in der Wand des abgewinkelten, evakuierten Rohres zwischen LiF-Fenster, UV-Spiegel und Eintrittsspalt des UV-Monochromators angebracht, um die Beobachtung der Ba-II-Linien im sichtbaren Spektralbereich end-on zu ermöglichen.

Nach Drehung des UV-Spiegels um 180° fiel die Strahlung des Lichtbogens durch das Fenster auf eine Lochblende, deren Durchmesser entsprechend der Spalthöhen-

begrenzung des UV-Monochromators 1 mm betrug. Die Längen der Lichtwege aus dem Bogen zum Eintrittsspalt des UV-Monochromators bzw. zur Lochblende waren gleich. Die Lochblende wurde auf den Eintrittsspalt eines Zeiss-Drei-Prismen-Spektrographen abgebildet. Durch diese Anordnung wurde erreicht, daß — konstanten Zustand des Plasmas vorausgesetzt — die gleiche Zahl von Barium-Ionen im Vakuum-UV und im sichtbaren Spektralbereich beobachtet wurde.

Die Intensitäten wurden photoelektrisch registriert.

5. side-on Beobachtung

Um die Temperatur der Bogenachse im Bereich der Elektroden bestimmen und um die Verteilung der Barium-Ionen radial und entlang der Bogenachse verfolgen zu können, wurden zwischen je 2 Bogenscheiben Fenster eingesetzt, die die side-on Beobachtung der Bogensäule über ihren ganzen Durchmesser erlaubten. Sie sind in Abb. 1 mit F bezeichnet. Ein optisches System ermöglichte es, die einzelnen Fenster nacheinander unter gleichen optischen Bedingungen auf den Eintrittsspalt eines Hilger-Prismen-Spektrographen abzubilden.

Die Intensitäten wurden photoelektrisch registriert.

IV. Untersuchung des Barium-haltigen Plasmagebietes

Vorversuche ergaben einen extrem großen Entmischungseffekt von Barium in einem Argon-Barium-Plasma. Um eine für die Beobachtung hinreichend große Zahl von Barium-Teilchen in der heißen Bogenachse zu erhalten, wurde deshalb ein Gemisch aus Barium-Dampf und Argon durch die zentrische Bohrung der Anode axial in den Lichtbogen geblasen. Infolge der Entmischung verringerte sich die Barium-Dichte kontinuierlich entlang der Bogenachse. Das Argon-Barium-Plasma war also nicht homogen. Eine Abschätzung der in der Zeiteinheit im Ofen verdampfenden Barium-Menge ergab in Übereinstimmung mit späteren Messungen, daß die maximal zu erreichende Barium-Dichte um mehr als einen Faktor 200 unter der Elektronendichte liegen würde. Das Barium konnte somit keine merkliche Veränderung einer der Zustandsgrößen des Plasmas hervorrufen. Ein Bereich des Argon-Barium-Plasmas änderte also seine Temperatur nicht bei Variation der Barium-Dichte im Rahmen der Messungen.

1. Die Temperaturverteilung im Bogenplasma

Da die Zustandsgrößen des Plasmas durch die äußerst geringen Bariumbeimengungen nicht ge-

ändert wurden, genügte es, die Temperaturverteilung im reinen Argon-Plasma zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurde zunächst die Intensität des Argon-Kontinuums side-on mit hoher radialer Auflösung bei $\lambda = 4560 \text{ \AA}$ über den ganzen Durchmesser der rotationssymmetrischen Bogensäule absolut registriert. Als Normal-Lichtquelle diente der Anodenbrennfleck eines Kohlebogens nach MAGDEBURG¹⁰. Die Auswertung mit Hilfe der Abelschen Integralgleichung ergab den radialen Verlauf des Emissionsvermögens des Argon-Kontinuums, aus dem mittels des von SCHLÜTER¹¹ gemessenen Absorptionskoeffizienten von Argon die Temperatur berechnet wurde.

Der radiale Verlauf der Temperatur ist in Abb. 2 aufgetragen. Den Ort der mit F 2 und F 3 bezeichneten Fenster für die side-on Beobachtung kann man Abb. 1 entnehmen. Die an den Fenstern F 4

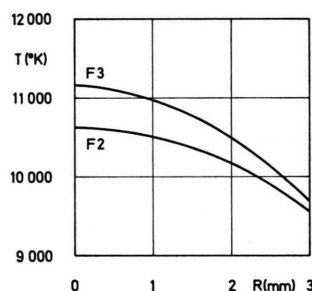


Abb. 2. Plasmatemperatur T in Abhängigkeit vom Bogenradius R an den Fenstern F 2 und F 3.

bis F 16 gemessene Temperaturverteilung ist identisch mit der an F 3 gemessenen. An F 1 war die Temperatur zu gering, um nach dieser Methode bestimmt werden zu können. Man sieht, daß die bei end-on Beobachtung ausgeblendete Plasmasäule von etwa 0,7 mm Radius außerhalb des Anodenanlaufgebietes gut temperaturkonstant ist.

Der axiale Verlauf der Temperatur ist in Abb. 3 aufgetragen. Dabei bedeutet x den Abstand des betreffenden Punktes der Bogenachse von der Anode. Bei verschiedenen Messungen änderte sich im Anodenanlaufgebiet die Bogentemperatur geringfügig für einen festen Punkt der Bogenachse, da bei erhöhter Ofentemperatur die durch den Ofen strömende Argonmenge von $40 \text{ Ncm}^3/\text{sec}$ stärker expandierte, schneller durch die Bohrung der Anode axial in den Bogen strömte und das Anodenanlauf-

¹⁰ H. MAGDEBURG, Z. Naturforsch. **20a**, 980 [1965].

¹¹ D. SCHLÜTER, Z. Astrophys. **56**, 43 [1962].

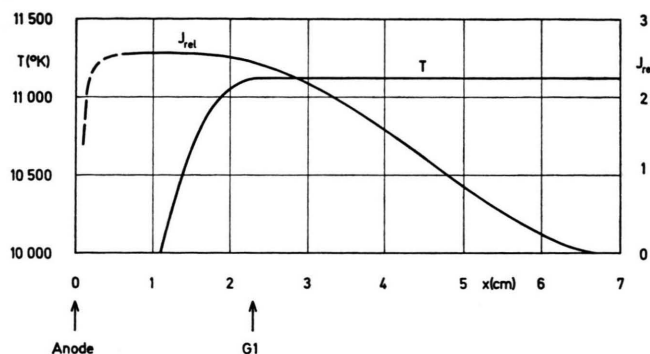


Abb. 3. Plasmatemperatur T in der Bogenachse und relative Intensität I_{rel} der Linie Ba-II 1504 Å in der Bogenachse in Abhängigkeit vom Abstand x von der Anode

gebiet weiter zurückdrängte. Daher wurden auch diese am reinen Argon-Plasma durchgeführten Messungen bei einer Ofentemperatur von etwa 900 °C durchgeführt. Der Ofen enthielt jedoch kein Barium.

Für den temperaturkonstanten Bereich der bei end-on Beobachtung ausgeblendeten Plasmasäule ergab sich:

$$T = 11\,120\text{ °K.}$$

Für diesen Plasmabereich wurde die Temperatur zusätzlich über die Elektronendichte n_e bestimmt, die nach der Beziehung

$$n_e = \beta (\Delta\lambda)^{3/2} \quad (8)$$

aus der gemessenen Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der Wasserstofflinie H_β ermittelt wurde. Die Konstante β ist nach GRIEM, KOLB und SHEN¹²:

$$\beta = 3,40 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ Å}^{-3/2}. \quad (9)$$

Durch die Bohrungen der in Abb. 1 mit Z bezeichneten Bogenscheibe strömten nacheinander 0,25, 0,50, 0,75 und 1,00 Ncm³/sec H₂ in den Bogen. Die entsprechenden Halbwertsbreiten $\Delta\lambda$ von H_β wurden end-on registriert und auf den H₂-Zusatz 0 extrapoliert. Der Verlauf ist in Abb. 4 aufgetragen.

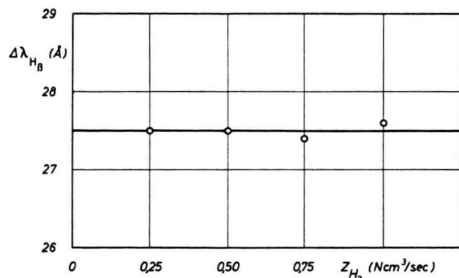


Abb. 4. Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der Wasserstofflinie H_β in Abhängigkeit vom H₂-Zusatz Z .

¹² H. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Phys. Rev. **116**, 4 [1959].

Da in dem reinen Argon-Plasma die Temperatur eine umkehrbar eindeutige Funktion der Elektronendichte ist, konnte mit Hilfe der Saha-Gleichung, der Quasineutralitätsgleichung und des Daltonschen Gesetzes die Temperatur des unter Atmosphärendruck stehenden Argon-Plasmas berechnet werden. Es ergab sich:

$$T = 11\,400\text{ °K.}$$

Als dritte Methode zur Bestimmung der Temperatur des temperaturkonstanten Bereichs der bei end-on Beobachtung ausgeblendeten Plasmasäule wurde die Intensität des Argon-Kontinuums bei $\lambda = 4525$ Å durch Vergleich mit der Intensität des Anodenbrennflecks eines Kohlebogens nach MAGDEBURG¹⁰ absolut bestimmt. Durch Division mit der Länge der Bogensäule folgte daraus das Emissionsvermögen des Argon-Plasmas. Die Plasmatemperatur wurde unter Benutzung des von SCHLÜTER¹¹ gemessenen Wertes des Absorptionskoeffizienten von Argon berechnet. Es ergab sich:

$$T = 11\,440\text{ °K.}$$

Nimmt man an, daß die nach den drei Verfahren ermittelten Werte der Temperatur gleiches Gewicht haben, so erhält man als Mittelwert:

$$T = 11\,320\text{ °K.}$$

Man kann einen Fehler von etwa 2% annehmen.

Bei dieser Temperatur lag das Barium in Form von Ba-II und Ba-III vor. Im folgenden ist immer Ba-II gemeint, wenn von Barium-Ionen die Rede ist.

2. Die Verteilung der Barium-Ionen im Argon-Plasma

Side-on Messungen zeigten, daß die Verteilung der Barium-Ionen im Argon-Plasma rotationssymmetrisch war, unter der Voraussetzung, daß das

Gemisch aus Barium-Dampf und Argon genau axial durch die Bohrung der Anode in den Bogen einströmte und daß der Bogen vollkommen gleichmäßig an der Anode ansetzte, was durch die bereits beschriebene Konstruktion der Anode erzwungen wurde.

Um ein Bild von der Verteilung der Barium-Ionen entlang der Bogenachse zu erhalten, wurde für mehrere Abschnitte der end-on beobachteten Plasma-Säule die daraus emittierte Intensität der optisch dünnen Linie Ba-II 1504 Å gemessen, indem der Gasaustritt schrittweise von Scheibe zu Scheibe versetzt wurde. Die axiale Verteilung der Intensität von Ba-II 1504 Å ist in Abb. 3 aufgetragen.

Da die Temperatur der Plasma-Säule ab G 1 konstant blieb, wurde also etwa die Hälfte der end-on beobachteten Intensität dieser Linie aus einem Plasma konstanter Temperatur emittiert. Verfolgt man den Intensitätsabfall entlang der Bogenachse, so sieht man, daß man durch die Kathode die Linien der Barium-Ionen frei von Selbstabsorption in kälteren Schichten beobachten kann.

3. Die Ba-II Strahlung aus dem temperaturkonstanten Plasmagebiet

Nur der Teil der Intensität einer Ba-II Linie, der aus dem Plasmagebiet konstanter Temperatur stammte, wurde für die Bestimmung der Absorptionsschwächen verwendet. Um ihn zu bestimmen, wurde zunächst end-on die aus der ganzen Plasmasäule emittierte Intensität einer Ba-II Linie gemessen. Von dieser Intensität mußte nun der Anteil aus dem nicht temperaturkonstanten Anodenanlaufgebiet abgezogen werden. Dazu wurden die Bohrungen von G 2 verschlossen, die von G 1 geöffnet. Das Bogengas strömte nun in den Raum zwischen der Gasaustritts-Scheibe G 1 und der anodenseitig davorliegenden Scheibe und durch die Bohrungen von G 1 in die Atmosphäre aus. Da die Stelle, an der das Gas aus dem Bogen strömte, gleichzeitig die Grenze zwischen dem temperaturkonstanten und dem nicht temperaturkonstanten Gebiet der Plasmasäule bildete, erhielt man bei end-on Beobachtung die Intensität aus dem nicht temperaturkonstanten Anodenanlaufgebiet. Subtraktion von der Gesamtintensität lieferte die aus dem temperaturkonstanten Plasma stammende Intensität unter der Voraussetzung, daß diese Intensität aus optisch dünner Schicht emittiert wurde. Dieses Verfahren wurde für jede Linie gesondert durch-

geführt, da das Verhältnis der Intensitäten von der Höhe des oberen, das Verhältnis der Äquivalentbreiten von der Höhe des unteren Niveaus der betreffenden Linie abhängt.

Bei konstantem Heizstrom des Ofens zeigte die end-on registrierte Intensität von Ba-II Linien sehr langsame, unsystematische Abweichungen bis zu 10% von einem Mittelwert. Eine entsprechende Nachregelung des Ofens brachte technische Schwierigkeiten mit sich. Deshalb wurde während der end-on Messungen die optisch dünne Linie Ba-II 4525 Å side-on an Fenster 2 registriert. Die end-on gemessenen Linien wurden dann auf konstantes Signal des side-on Spektrographen korrigiert. Vorversuche hatten gezeigt, daß die Intensitäten der Ba-II Linien bei side-on Beobachtung und bei end-on Beobachtung proportional verlaufen.

V. Absolutmessung der Linienintensitäten

1. Messung der Ba-II Äquivalentbreiten im Vakuum-UV

Als — für die Absolutmessung der Linienintensitäten notwendige — Normalintensitäten wurden die durch die Kirchhoff-Planck-Funktion $B_\lambda(T)$ bestimmten Höhen optisch dicker Linien verwendet. Am einfachsten erhöht man die Dichte des betreffenden Elements im Lichtbogen entsprechend und erhält damit die Intensität der Schwarzenstrahlung am Linienort. Dieses Verfahren wurde z.B. von BOLDT¹³ für Kohlenstoff und von LABUHN¹⁴ für Stickstoff angewendet.

Da die Temperatur des Barium-Verdampfungs-ofens aber nicht in dem notwendigen Grade erhöht werden konnte, wurden die Höhen optisch dicker C-I Linien als Normalintensitäten verwendet. C-I hat in dem betreffenden Spektralbereich hinreichend viele geeignete Linien.

Durch die in Abb. 1 mit Z bezeichnete Gaszuführungsscheibe wurden 1,6 Ncm³/sec CO₂ (wenn das Bogengas durch G 1 ausströmte) bzw. 3,2 Ncm³/sec CO₂ (entsprechend G 2) zugeführt. Da sich infolge der Strömungsverhältnisse kein Kohlenstoff in dem restlichen Teil der Plasmasäule zwischen CO₂-Zuführung und Kathode befand, konnte das Kohlenstoffspektrum end-on ungestört durch Selbstabsorption beobachtet werden.

¹³ G. BOLDT, Z. Naturforsch. **18a**, 1107 [1963].

¹⁴ F. LABUHN, Z. Naturforsch. **20a**, 997 [1965].

Obwohl durch den Zusatz die Temperatur im zusatzhaltigen Teil der Plasmasäule merklich gesenkt wurde, entstand hier in Form der zur verringerten Temperatur gehörenden Schwarzstrahlung ein „Strahlungsuntergrund“, der dann im Anlaufgebiet der Kohlenstoffkonzentration, in dem die Temperatur wieder auf ihren ursprünglichen Wert anstieg, derart ergänzt wurde, daß für eine Reihe von C-I Linien die Intensität in ihrem Kern — der breiter als die Spaltbreite sein muß — gleich der Intensität der erwünschten Schwarzstrahlung war. Das war für die C-I Linien bei $\lambda = 1356, 1464, 1561, 1657, 1752$ und 1931 \AA der Fall.

Sowohl das LiF-Fenster als auch der UV-Spiegel zeigten eine langsame Abnahme der Durchlässigkeit bzw. des Reflexionsvermögens, die durch die Bogenstrahlung hervorgerufen wurde. Da aber bei der Registrierung des Spektrums die Ba-II Linien mit den als Normalintensitäten dienenden optisch dicken C-I Linien abwechselten, blieb dieser Effekt ohne merklichen Einfluß auf die Messungen.

Wie bereits oben beschrieben, wurde bei konstanter Ofentemperatur das Gemisch aus Argon und Barium-Dampf durch die zentrische Bohrung der Anode axial in den Lichtbogen geblasen. Das Bogen gas strömte durch G 2 aus. End-on wurde zunächst das Spektrum zwischen 1350 und 2000 \AA registriert. Anschließend wurden die Bohrungen von G 2 verschlossen, die von G 1 geöffnet und das Spektrum erneut registriert. Dieses Verfahren wurde für möglichst verschiedene Ofentemperaturen wiederholt, um die Wachstumskurven über ein großes Intervall bestimmen zu können.

Die einzelnen Messungen wurden mit Hilfe der side-on durchgeführten Kontrolle jeweils für sich auf konstante Zahl der Barium-Ionen korrigiert; ferner wurde für jede Ba-II Linie der aus dem temperaturkonstanten Plasmabereich stammende Intensitätsanteil durch Subtraktion der Intensitäten ermittelt.

Da als Intensitätseinheit die Kirchhoff-Planck-Funktion $B_\lambda(T)$ verwendet wurde, lieferte die Auswertung direkt die zur Konstruktion der Wachstumskurven benötigten Äquivalentbreiten.

2. Messung der Ba-II Intensitäten im sichtbaren Spektralbereich

Die Bestimmung des Intensitätsanteils aus dem temperaturkonstanten Plasmagebiet und die Korrektur auf konstante Zahl der Barium-Ionen erfolg-

ten nach den oben beschriebenen Methoden. Um die absoluten Intensitäten der Ba-II Linien bei $\lambda = 4131, 4166, 4525$ und 4554 \AA unter verschiedenen Meßbedingungen auf einfache Art zu erhalten, wurde die Intensität des Ar-Kontinuums bei $\lambda = 4525$ bzw. 4554 \AA durch Vergleich mit der Intensität des Anodenbrennflecks eines Kohlebogens nach MAGDEBURG¹⁰ absolut bestimmt.

Da das Spektrum des Kohlebogens im Bereich der Linien 4131 und 4166 \AA durch CN-Banden gestört ist, war ein direkter Anschluß dieser Linien an die Strahlung des Kohlebogens mit hinreichender Genauigkeit nicht möglich. Aus diesem Grunde wurde die vom Kohlebogen bei 4525 bzw. 4554 \AA erzeugte Normalstrahlung mit Hilfe des nach SCHLÜTER¹¹ bekannten relativen Intensitätsverlaufs des Argon-Kontinuums nach $\lambda = 4131$ bzw. 4166 \AA übertragen.

VI. Die Bestimmung der absoluten Besetzungszahlen

Da das Plasma in guter Näherung thermisch war, konnten die Besetzungszahlen $\int_0^L n_n(T, x) dx$ pro cm^2 beobachteter Fläche mit Hilfe der Boltzmann-Verteilung

$$\int_0^L n_n(T, x) dx = \int_0^L n(x) dx \frac{g_n}{u} e^{-E_n/kT} \quad (10)$$

aus der Teilchenzahl $\int_0^L n(x) dx$ pro cm^2 beobachteter Fläche ermittelt werden. Das statistische Gewicht g_n und die Energie des unteren Zustands E_n der betreffenden Spektrallinie sind bekannt, ebenso die Zustandssumme u von Ba-II und die Plasma-Temperatur.

Die Bestimmung der absoluten Teilchenzahl $\int_0^L n(x) dx$ pro cm^2 beobachteter Fläche erfolgte durch Absolutmessung der Intensität der Linie Ba-II 4554 \AA , deren Übergangswahrscheinlichkeit durch Messungen von BUCKA, EICHLER und v. OPPEN¹⁵, GALLAGHER¹⁶ und OSTROVSKII und PENKIN¹⁷ bekannt ist. Als wahrscheinlichster Wert der Über-

¹⁵ H. BUCKA, J. EICHLER u. G. v. OPPEN, Z. Naturforsch. **21a**, 654 [1966].

¹⁶ A. GALLAGHER, Phys. Rev. **157**, 24 [1967].

¹⁷ Y. I. OSTROVSKII u. N. P. PENKIN, Optics and Spectroscopy **10**, 3 [1961].

gangswahrscheinlichkeit wurde angenommen:

$$A_{nm} = 1,1 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}.$$

Da es auf Grund des Intensitätsunterschiedes nicht möglich war, eine der Ba-II Linien im Vakuum-UV und Ba-II 4554 Å gleichzeitig in beobachtbarer Intensität und optisch dünn zu erhalten, wurde zunächst an Ba-II 4554 Å die Linie Ba-II 4525 Å angeschlossen, an die dann in einem weiteren Schritt die Ba-II Linien im Vakuum-UV angeschlossen wurden.

VII. Die Wachstumskurven

Zur Bestimmung der Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} der Ba-II Linien im Vakuum-UV wurde Gl. (7) benutzt. Für jede dieser Ba-II Linien wurden in doppeltlogarithmischer Darstellung die gemessenen Äquivalentbreiten W_λ gegen die entsprechenden Besetzungszahlen $\int_0^L n_n(T, x) dx$ pro cm² beobachteter Fläche aufgetragen. Es erwies sich, daß alle Ba-II Linien über den ganzen experimentell verwendeten Bereich der Teilchenzahl aus optisch dünner Schicht emittiert wurden.

Ein Beispiel ist in Abb. 5 dargestellt. Hier ist die Äquivalentbreite von Ba-II 1697 Å in Vielfachen der ganzen Doppler-Halbwertsbreite angegeben:

$$2 \cdot \Delta\lambda_d = 1,10 \cdot 10^{-10} \text{ cm}.$$

Um zu prüfen, ob auch die Ba-II Linien im sichtbaren Spektralbereich aus optisch dünner Schicht emittiert wurden, wurde jeweils für zwei Linien sehr verschiedener Intensität die Teilchenzahl variiert und kontrolliert, ob die Intensitäten linear voneinander abhingen.

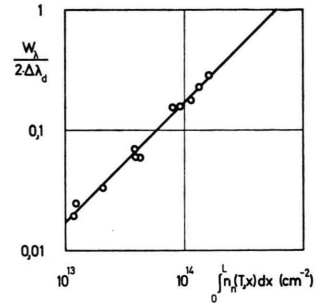


Abb. 5. Gemessene Wachstumskurve der Linie Ba-II 1697 Å.

VIII. Ergebnisse

In Tab. 1 sind die gemessenen Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} und die ihnen entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} der Ba-II Linien zusammengestellt. Sie wurden umgerechnet nach

$$A_{nm} = \frac{8\pi^2 e^2}{mc} \frac{1}{\lambda^2} \frac{g_n}{g_m} f_{mn}. \quad (11)$$

Die Zuordnung der Ba-II Linien und die Energien

λ Å	unterer Term (n)	J_n	oberer Term (m)	J_m	g_n	g_m	f_{mn}	A_{nm} sec ⁻¹
1413,4	5d ² D	5/2	11f ² F ⁰	7/2	6	8	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^6$
1417,1	5d ² D	3/2	10f ² F ⁰	5/2	4	6	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^6$
1444,9	5d ² D	3/2	9f ² F ⁰	5/2	4	6	$3,8 \cdot 10^{-3}$	$8,1 \cdot 10^6$
1461,5	5d ² D	5/2	9f ² F ⁰	7/2	6	8	$3,7 \cdot 10^{-3}$	$8,8 \cdot 10^6$
1486,7	5d ² D	3/2	8f ² F ⁰	5/2	4	6	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^7$
1504,0	5d ² D	5/2	8f ² F ⁰	7/2	6	8	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^7$
1554,4	5d ² D	3/2	7f ² F ⁰	5/2	4	6	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^7$
1572,7	5d ² D	5/2	7f ² F ⁰	7/2	6	8	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^7$
1573,9	5d ² D	5/2	7f ² F ⁰	5/2	6	6	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^6$
1630,4	6s ² S	1/2	8p ² P ⁰	1/2	2	2	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^6$
1674,5	5d ² D	3/2	6f ² F ⁰	5/2	4	6	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^7$
1694,4	5d ² D	5/2	6f ² F ⁰	7/2	6	8	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^7$
1697,2	5d ² D	5/2	6f ² F ⁰	5/2	6	6	$7,3 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^6$
1761,8	5d ² D	3/2	8p ² P ⁰	3/2	4	4	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^5$
1771,0	5d ² D	3/2	8p ² P ⁰	1/2	4	2	$7,9 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^6$
1786,9	5d ² D	5/2	8p ² P ⁰	3/2	6	4	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^6$
1892,7	6p ² P ⁰	1/2	10d ² D	3/2	2	4	$9,7 \cdot 10^{-3}$	$9,0 \cdot 10^6$
1904,2	5d ² D	3/2	5f ² F ⁰	5/2	4	6	$8,6 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^6$
1924,7	5d ² D	5/2	5f ² F ⁰	7/2	6	8	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^6$
4130,7	6p ² P ⁰	3/2	6d ² D	5/2	4	6	1,2	$3,1 \cdot 10^8$
4166,0	6p ² P ⁰	3/2	6d ² D	3/2	4	4	$9,5 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^7$
4524,9	6p ² P ⁰	1/2	7s ² S	1/2	2	2	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$7,3 \cdot 10^7$

Tab. 1. Gemessene Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} und Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} von Ba-II Linien in den Wellenlängenbereichen von 1400 Å bis 2000 Å und von 4100 Å bis 4600 Å.

ihrer Terme wurden Tabellen von MOORE¹⁸, RASMUSSEN¹⁹ und SAUNDERS, SCHNEIDER und BUCKINGHAM²⁰ entnommen.

IX. Fehlerabschätzung

Der Fehler der Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} der Ba-II-Linien im Vakuum-UV setzt sich aus den Fehlern der Meßwerte W_λ und $\int_0^L n_n(T, x) dx$ zusammen.

Der statistische Fehler der Äquivalentbreiten W_λ beträgt etwa 4%. Berücksichtigt man einen möglichen systematischen Fehler bei der Festlegung der Schwarzsstrahlung, so kann man für W_λ einen Fehler von etwa 10% annehmen.

Bei der Bestimmung der Besetzungszahlen $\int_0^L n_n(T, x) dx$ pro cm² beobachteter Fläche gehen im wesentlichen die Fehler des Anschlusses der UV-Ba-II-Linien über Ba-II 4525 Å an Ba-II 4554 Å und die mit etwa 10% angesetzte

Unsicherheit des benutzten A_{nm} -Wertes von Ba-II 4554 Å ein, so daß bei der Bestimmung der Besetzungszahlen ein Fehler von etwa 25% anzusetzen ist.

Insgesamt sind die in Tab. I angegebenen Werte f_{mn} und A_{nm} der Ba-II-Linien im Vakuum-UV also mit einem Fehler von etwa 35% belastet.

Da die oberen Niveaus der Ba-II-Linien im sichtbaren Spektralbereich bei 5,7 eV liegen, spielt hier der Fehler der Bestimmung der Plasmatemperatur eine Rolle. Weiter geht der Fehler der Relativintensitäten und die Unsicherheit des benutzten A_{nm} -Wertes von Ba-II 4554 Å ein.

Die in Tab. I angegebenen Werte f_{mn} und A_{nm} der Ba-II-Linien im sichtbaren Spektralbereich sind insgesamt mit einem Fehler von etwa 25% belastet.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Dr. G. BOLDT für die Betreuung und für viele wertvolle Anregungen verpflichtet. Herrn Prof. Dr. R. LÜST danke ich für die großzügige Unterstützung durch die Mittel des Max-Planck-Institutes für extraterrestrische Physik. Herrn J. FÜLLSACK danke ich für seine unermüdliche Hilfe beim Aufbau der Apparatur.

¹⁸ C. E. MOORE, Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stand. Circular 467, Vol. III [1958].

¹⁹ E. RASMUSSEN, Z. Phys. **83**, 404 [1933].

²⁰ F. A. SAUNDERS, E. G. SCHNEIDER u. E. BUCKINGHAM, Proc. Nat. Acad. Sci. U.S. **20**, 291 [1934].