

Messung der Absorptionsoszillatorenstärken von S I- und S II-Linien im Bereich zwischen 1100 und 2000 Å

DRAGUTIN MÜLLER

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

(Z. Naturforsch. **23 a**, 1707—1716 [1968]; eingegangen am 23. Juli 1968)

The absorption oscillator strengths of 44 S I- and 9 S II-lines between 1100 and 2000 Å are measured in emission. The light source is a wall-stabilized arc burning in definite argon-SF₆ mixtures. Normal-intensities are produced by the same source. The evaluation of particle densities is carried out without assuming constancy of mixture ratio and knowledge of any transition probability.

I. Übersicht

Die approximativen Rechenmethoden, welche bei Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen hochangeregten Termen brauchbare Werte liefern, erweisen sich für die Berechnung von Übergängen zwischen tief liegenden Termen als nicht ausreichend (siehe z. B. Atomic Transition Probabilities¹). Das wurde beim Vergleich der von BOLDT² gemessenen Oszillatorenstärken von C I mit den Ergebnissen der Rechnung von WEISS³ festgestellt. Durch Erweiterung des Rechenverfahrens unter Berücksichtigung der Konfigurationsmischung ist es in diesem Fall gelungen, die Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Werten herzustellen. Zur Verbesserung und Prüfung der Rechenmethoden eignen sich am besten die Übergänge von Elementen aus der Mitte des Periodischen Systems, da hier die Konfigurationsmischung die größten Beiträge liefert.

Es wurde daher in unserem Institut begonnen, die in Frage kommenden Oszillatorenstärken zu messen. Es wurden bereits, nach C I, die Übergangswahrscheinlichkeiten von VUV-Linien von N I⁴, O I⁵ und Cl I⁶ gemessen. Die vorliegende Arbeit schließt sich diesen Messungen an.

Es wird im folgenden über die Absolutmessung von Absorptionsoszillatorenstärken von S I- und S II-Linien im Wellenlängenbereich von 1100 bis 2000 Å berichtet.

Die Bestimmung erfolgt auf spektroskopischem Wege durch Emissionsmessungen. Als Lichtquelle dient ein in Argon mit geringen SF₆-Beimengungen brennender Kaskadenlichtbogen, eine modifizierte Form des von MAECKER⁷ zuerst beschriebenen und von BOLDT⁸ weiterentwickelten Lichtbogens. Das von einem solchen Lichtbogen erzeugte Plasma ist nach GRIEM⁹ thermisch.

Für die Ermittlung der Absorptionsoszillatorenstärken benützt man die Tatsache, daß die Äquivalentbreiten aus optisch dünner Schicht stammender Linien nur eine Funktion der Besetzungszahlen, Schichtlänge und der Oszillatorenstärken sind. Die Besetzungszahlen kann man mit Hilfe der Boltzmann-Verteilung aus den absolut gemessenen Teilchendichten berechnen.

Die Bestimmung der Teilchendichten von Schwefel wird nach einem von BOLDT² angegebenen Verfahren vorgenommen, ohne die Annahme konstanter Mischungsverhältnisse zu machen oder die Kenntnis irgendwelcher Übergangswahrscheinlichkeiten vorzusetzen.

Zur Messung der Absolutintensitäten der Schwefellinien im VUV-Bereich wird als Normalintensität die Schwarzstrahlung aus dem Kern optisch dicker C I- und N I-Linien verwendet. Der Vergleich der Gesamtintensitäten der S-Linien mit den Normalintensitäten liefert unmittelbar die Äquivalentbreiten. Daß die Emission aus optisch dünner Schicht erfolgt, wird durch Bestimmung des linearen Teils

¹ W. L. WIESE, M. W. SMITH u. B. M. GLENNON, Atomic Transition Probabilities, (NSRDS-NBS) 4 [1966].

² G. BOLDT, Z. Naturforsch. **18 a**, 1107 [1963].

³ A. W. WEISS, persönliche Mitteilung.

⁴ F. LABUHN, Z. Naturforsch. **20 a**, 998 [1965].

⁵ G. BOLDT u. F. LABUHN, Z. Naturforsch. **22 a**, 1613 [1967].

⁶ W. HOFMANN, Z. Naturforsch. **22 a**, 2097 [1967].

⁷ H. MAECKER, Z. Naturforsch. **11 a**, 457 [1956].

⁸ G. BOLDT, Proc. 5th Int. Conf. Ionization Phenomena in Gases **1**, 925 [1961].

⁹ H. R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, Inc., New York 1964.



der als „Wachstumskurve“ bezeichneten Beziehung zwischen Äquivalentbreiten und Besetzungszahlen geprüft.

Die Herstellung eines Plasmas mit axial homogener Verteilung der Schwefelteilchen bereitet Schwierigkeiten, da die Moleküle der gasförmigen Schwefelverbindungen in den kalten Außenzonen des Bogens nicht vollkommen rekombinieren, wodurch sich ein Teil der Schwefelatome in elementarer Form an den Bogenwänden ablagert. Durch Verwendung eines Gemisches aus SF_6 und Fluor ist es möglich, die Ablagerung zu verhindern und eine homogene Schwefelkonzentration über die ganze Schichtlänge zu erreichen.

Es werden die Absorptionssoszillatorenstärken von 44 S I- und 9 S II-Linien gemessen.

Die einzigen bis jetzt bekannten experimentellen Vergleichswerte, Lebensdaueremissionen von drei S I- und einem S II-Multipletts, stammen von SAVAGE und LAWRENCE¹⁰ und stimmen mit den Ergebnissen dieser Arbeit innerhalb der beiderseitigen Fehlergrenzen überein.

II. Theorie der Wachstumskurve

Die Intensität der Strahlung in x -Richtung in einem Plasma gehorcht im allgemeinen Fall der Differentialgleichung (siehe z. B. UNSÖLD¹¹)

$$\frac{dI_\lambda(x)}{dx} = \varepsilon_\lambda - \tau_\lambda I_\lambda(x). \quad (1)$$

Darin ist I_λ die Strahlungsenergie pro Wellenlängen-, Raumwinkel-, Zeit- und Flächeneinheit, ε_λ der Emissionskoeffizient für die Wellenlänge λ an der Stelle x , τ_λ der Absorptionskoeffizient für die Wellenlänge λ (mit Berücksichtigung der erzwungenen Emission) an der Stelle x .

Für ein thermisches Plasma gilt

$$\varepsilon_\lambda(T) = \tau_\lambda(T) \cdot B_\lambda(T), \quad (2)$$

worin

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (3)$$

die Intensität der Schwarzsstrahlung ist.

Betrachtet man eine homogene Plasmaschicht mit $T = \text{const}$ und $\tau_\lambda = \text{const}$, so liefert die Integration über die Schichtlänge L mit der Randbedingung

$$I_\lambda(0) = 0$$

$$I_\lambda(L) = B_\lambda(T) \cdot [1 - \exp(-\tau_\lambda \cdot L)]. \quad (4)$$

Integriert man die Gleichung über den Wellenlängenbereich einer Spektrallinie, so erhält man für die als „Äquivalentbreite“ W_λ definierte Größe

$$W_\lambda = \frac{1}{B_\lambda(T)} \int I_\lambda d\lambda \quad (5)$$

die Beziehung

$$W_\lambda = \int [1 - \exp(-\tau_\lambda L)] d\lambda. \quad (6)$$

Erfolgt die Emission der Linie aus optisch dünner Schicht, $\tau_\lambda L < 1$, so gilt die Beziehung zwischen der Äquivalentbreite und dem Absorptionskoeffizienten der Linie

$$W_\lambda = L \int \tau_\lambda d\lambda. \quad (7)$$

Unter der Voraussetzung, daß die Strahlungsintensität des Kontinuums gegenüber der der Linie zu vernachlässigen ist, kann man in die Gl. (7) den Linienabsorptionskoeffizienten (siehe z. B. UNSÖLD¹¹)

$$\int \tau_\lambda d\lambda = \frac{\pi e^2}{m c^2} \cdot \lambda^2 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right] \cdot f_{mn} \cdot n_n(T) \cdot L \quad (8)$$

einsetzen. Darin bedeutet f_{mn} die Absorptionssoszillatorenstärke der Linie, n_n die Besetzungszahl des unteren Zustandes. Für ein thermisches Plasma folgen die Besetzungszahlen aus der Boltzmann-Verteilung

$$n_n = n \frac{g_n}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right), \quad (9)$$

wobei n die Teilchendichte, g_n das statistische Gewicht des unteren Zustandes, E_n die Energie des unteren Zustandes, $U(T)$ die Zustandssumme bedeutet.

Aus den Gln. (7), (8) und (9) folgt

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2}{m c^2} \cdot \lambda^2 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right] \cdot L \cdot n \cdot \frac{g_n}{U(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \cdot f_{mn}. \quad (10)$$

Die Gl. (10) stellt den linearen Teil des als „Wachstumskurve“ bezeichneten Zusammenhangs zwischen Äquivalentbreiten und Besetzungszahlen dar. Liegen die Wertepaare $(W_\lambda; n)$ auf dem linearen Teil der Wachstumskurve, so kann man aus ihnen nach Gl. (10) die Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} berechnen.

¹⁰ B. D. SAVAGE u. G. M. LAWRENCE, *Astrophys. J.* **146**, 940 [1966].

¹¹ A. UNSÖLD, *Physik der Sternatmosphären*, Springer-Verlag, 2. Auflage, Berlin 1955, Kap. I, X, XIII.

III. Apparatur

1. Lichtbogen

Das als Lichtquelle dienende Plasma wird mit Hilfe eines in Argon brennenden wandstabilisierten Kaskadenlichtbogens (Abb. 1) hergestellt. Dieser besteht aus 17 massiven, wassergekühlten Kupferscheiben, welche eine Innenbohrung von 7 mm ϕ besitzen. Die Scheiben sind 6,5 mm stark und gegeneinander durch 1,5 mm starke Teflonringe isoliert. Die Ringe sind aufgeschlitzt, so daß man durch dort angebrachte Glasfenster die Bogensäule zwischen den Scheiben side-on beobachten kann.

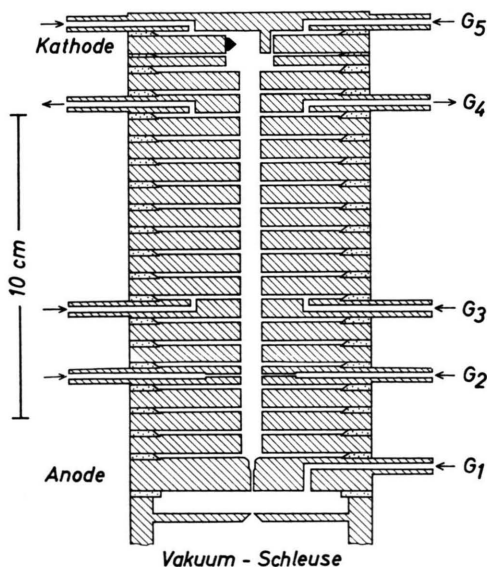


Abb. 1. Kaskadenlichtbogen zur Herstellung des Plasmas.

Da das Kupfer der Bogenwände vom Schwefel stark angegriffen wird, sind die Scheiben galvanisch beschichtet. Bei Verwendung von H_2S und SO_2 wird eine Goldschicht, bei Zusatz von SF_6 eine 10μ starke Nickelschicht angebracht.

Als Anode dient eine 10 mm starke Kupferscheibe mit einer Innenbohrung von 1 mm ϕ , welche sich zum Bogen hin auf 2 mm ϕ erweitert. Als Kathode dient ein in eine Kupferscheibe eingepreßter Wolframstift von 4 mm Durchmesser. Die Spitze des Stiftes endet 5 mm außerhalb der Bogenachse, so daß bei end-on Messungen der Kathodenbrennfleck außerhalb des beobachteten Plasmabereichs liegt.

Durch die Gaseinführung G_1 strömt nachgereinigtes Argon in die Anode und in die Vakuumschleuse. Dabei sollen ständig durch die Bohrung in der Anode $16 \text{ Ncm}^3 \text{ s}^{-1}$ Argon in den Bogen fließen. Diese Menge wird durch die Messung des Druckabfalls an der 1 mm-Bohrung mittels eines empfindlichen geeichten Wassermanometers kontrolliert und auf 2% konstant gehalten.

Die Kathode wird über die Gaseinführung G_3 ständig mit $25 \text{ Ncm}^3 \text{ s}^{-1}$ Argon versorgt.

Der Anoden- und der Kathodengasstrom verlassen gemeinsam durch die Gasaustrittsscheibe G_4 den Bogenkanal. Da von dort ein Abgasschlauch direkt ins Freie führt, herrscht im Bogen praktisch Atmosphärendruck.

Das Zusatzgas wird durch die Gaseinführung G_2 dem Anodengasstrom beigemischt. Die zur Messung von Temperatur und Elektronendichte notwendigen Zusätze von Wasserstoff und Krypton werden dem Bogen durch die Gaseinführungsscheibe G_3 zugeführt. Der Bogen wird mit einem von BOLDT und STEPHAN¹² entwickelten Zündgerät gezündet; der Bogenstrom wird konstant auf 100 A gehalten.

2. Monochromatoren

Bei den end-on Beobachtungen des Bogenplasmas im VUV-Bereich wird der Bogen fensterlos über eine Vakuumschleuse mit einem 1 m-Jarrell-Ash-Monochromator verbunden. Die Schleuse ist 20 cm lang und besteht aus 5 Kammern, die durch Blenden von 1 mm ϕ miteinander verbunden sind. Die ersten drei Kammern werden ständig mit Vorpumpen, die letzten zwei mit Diffusionspumpen ausgepumpt. Durch die Blendenöffnungen der Schleuse wird aus der Bogenachse eine Säule von ca. 1,5 mm ϕ ausgeblendet. Das Licht am Austrittsspalt wird über eine Natrium-Salicylat-Fluoreszenzschicht und einen Multiplier (EMI 6255 SA) mit einem Schreiber registriert.

Für die side-on und end-on Messungen im sichtbaren Spektralgebiet wird ein 50 cm-Gitter-Monochromator von Jarrell-Ash in Verbindung mit einem EMI 9558Q-Multiplier benutzt.

IV. Herstellung eines schwefelhaltigen Argon-Plasmas

Um ein schwefelhaltiges Argon-Plasma herzustellen, werden gasförmige Schwefelverbindungen seitlich in das Bogenplasma eingeführt. Die Schwefelkonzentration und der Temperaturverlauf entlang der Bogensäule werden durch side-on Beobachtungen zwischen verschiedenen Bogenscheiben untersucht.

Der Bogenquerschnitt wird mit einer Linse senkrecht zur Spalthöhe auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Durch die Spaltbreite und die Linsenblende ausgeblendet, gelangt in den Spalt nur ein 0,1 mm breiter Streifen aus dem Bogenquerschnitt. Die Linse wird mit einem Synchronmotor in der Richtung quer zur Bogenachse gefahren. Der Austrittsspalt des Monochromators wird so weit geöffnet, daß sich die beobachtete Spektrallinie einschließlich der Linienflügel innerhalb der Spaltöffnung befindet. Der Verlauf des Signals am Schreiber entspricht dann, nach Subtraktion des zum Kon-

¹² G. BOLDT u. K. STEPHAN, Z. Angew. Phys. **22**, 429 [1967].

tinuum gehörenden Anteils, der Querverteilung der Gesamtintensität der Spektrallinie im Bogenplasma. Den für uns allein interessanten Wert I_λ der Gesamtintensität aus der Bogenachse errechnet man durch Lösen der Abelschen Integralgleichung.

Aus dem Intensitätsverlauf auf die Bogenlänge einer Argon-Linie im reinen Argon-Plasma wird durch die Bedingung $I_A = \text{const}$ der temperaturkonstante Teil der Bogensäule festgelegt. Die Messungen ergeben, daß durch die Verbreiterung der Bogensäule bei der Austrittsscheibe keine auf diesem Wege nachweisbare Temperaturänderung in der Bogenachse auftritt.

Durch side-on Beobachtungen einer Schwefellinie wird ihr Intensitätsverlauf I_S entlang der Bogenachse erhalten. Hieraus wird dann bestimmt:

Anfang und Ende des zusatzhaltigen Teils der Bogenplasmas ($I_S = 0$).

Der Teil der Bogensäule, in dem die Schwefelkonzentration und die Temperatur konstant sind ($I_S = \text{const}$, $I_A = \text{const}$).

Die Länge des An- und Auslaufgebietes der Schwefelkonzentration.

Diese Beobachtungen werden mit H_2S , SO_2 und SF_6 als Zusatzgas durchgeführt.

Bei den ersten zwei Verbindungen nimmt die Schwefelkonzentration mit der Entfernung von der Eintrittsscheibe ständig ab. Zugleich wird elementarer Schwefel an den Bogenwänden abgeschieden. Das ist durch unvollkommene Rekombination der Zusatzgasmoleküle in den kalten Außenschichten des Bogenkanals zu erklären.

Mit dem Zusatzgas SF_6 wird bei allen für die Messungen der Teilchendichte verwendeten Mengen keine Ablagerung beobachtet. Der Intensitätsverlauf

I_S ist in Abb. 2 gezeigt. Die Länge des An- und Auslaufgebietes beträgt 10% des homogenen zusatzhaltigen Teils und ist praktisch von den verwendeten Zusatzmengen unabhängig. Die Diffusionsstrecke entgegen dem Argonstrom ist kleiner als eine Scheibenbreite. Dadurch ist die end-on Beobachtung durch die Anode frei von Selbstabsorption in dem kälteren Voranodengebiet.

Die Rotationssymmetrie der Schwefelverteilung wird durch side-on Beobachtungen in zwei zueinander senkrechten Richtungen geprüft. Es wird festgestellt, daß eine Abweichung von der Rotationssymmetrie entsteht, wenn das Zusatzgas nicht aus allen Richtungen gleichmäßig in den Bogenkanal einströmt. Eine größere SF_6 -Konzentration auf einer Seite verursacht dort eine stärkere Kühlung, wodurch ein Ausweichen des Plasmakerns in die entgegengesetzte Richtung stattfindet. Um das zu vermeiden, wird das SF_6 durch einen 0,1 mm breiten Spalt zwischen zwei Bogenscheiben radial in den Bogenkanal eingeblasen. Durch diese Art des Einführens erreicht man, daß von allen Seiten die gleiche Gasmenge in den Bogen einströmt.

V. Bestimmung der Schwefelteilchendichte

1. Bestimmungsgleichungen für Teilchendichten im thermischen Plasma

Die Teilchendichtebestimmung wird nach einem von BOLDT² angegebenen Verfahren durchgeführt, wobei keine Voraussetzungen über die Mischungsverhältnisse der Plasmakonstituenten gemacht werden.

Zur Bestimmung der Teilchendichten beobachtet man drei verschiedene Plasmen.

Plasma „1“ ist ein reines Argon-Plasma.

Plasma „2“ wird mit einem Zusatz von $6 \text{ Ncm}^3 \text{ s}^{-1}$ Fluor gebildet.

Plasma „3“ ist das eigentlich zu untersuchende Plasma und wird mit insgesamt 13, in geometrischer Reihe ansteigenden Zusätzen von 0,1 bis $12 \text{ Ncm}^3 \text{ s}^{-1}$ SF_6 hergestellt.

Es wird vorausgesetzt, daß die Elektronendichten n_{ei} ($i = 1, 2, 3$; bezeichnet die verschiedenen Plasmen) und die Temperaturen T_i bestimmt werden können. Außerdem werden durch Messungen die relativen Intensitäten I_{X_i} einer Spektrallinie ($X = \text{A, S, F}$; bezeichnet die verschiedenen Plasmakonstituenten) in verschiedenen Plasmen bestimmt, und zwar die einer Argon-Linie I_A in den Plasmen „1“, „2“

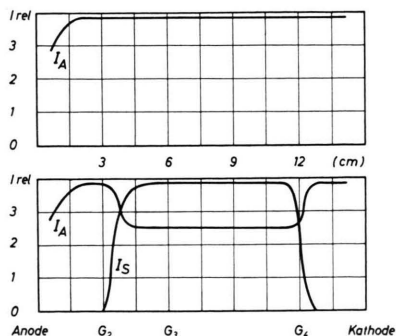


Abb. 2. Oben: Axialer Verlauf der Gesamtintensität einer A I-Linie im reinen Argon-Plasma. Unten: Axialer Verlauf der Gesamtintensitäten einer A I-Linie und einer S I-Linie, gemessen beim Zusatz $Z = 3 \text{ Ncm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ SF}_6$.

und „3“, einer Fluor-Linie I_F in den Plasmen „2“ und „3“ und die einer Schwefel II-Linie I_S^+ in den mit verschiedenen Zusatzmengen hergestellten Plasmen „3“.

Betrachtet man die Teilchendichten der Plasmakonstituenten n_{Xi} , n_{Xi}^+ , als Unbekannte, so stehen zur deren Bestimmung folgende Gleichungen zur Verfügung:

$$\text{Saha-Gleichung } n_{Xi}^+ \cdot n_{ei} / n_{Xi} = S_{Xi}, \quad (11)$$

$$\text{Quasineutralitätsgleichung } \sum_X n_{Xi}^+ = n_{ei}, \quad (12)$$

$$\text{Daltonsches Gesetz } n_{ei} + \sum_X (n_{Xi} + n_{Xi}^+) = p/k T_i. \quad (13)$$

Durch folgende bekannte Beziehungen zwischen Teilchendichten und relativen Gesamtintensitäten wird das Gleichungssystem erweitert:

$$n_{A2}/n_{A1} = (I_{A2} \cdot f_{A2}) / (I_{A1} \cdot f_{A1}), \quad (14)$$

$$n_{A3}/n_{A1} = (I_{A3} \cdot f_{A3}) / (I_{A1} \cdot f_{A1}), \quad (15)$$

$$n_{F3}/n_{F2} = (I_{F3} \cdot f_{F3}) / (I_{F2} \cdot f_{F2}). \quad (16)$$

Um die Schwefelteilchendichten auch bei kleinen Zusätzen bestimmen zu können, erwies es sich als notwendig, noch eine weitere Gleichung zu verwenden, die sich nur auf die relativen Teilchendichten und Linienintensitäten des Plasmas „3“ bei verschiedenen SF_6 -Zusätzen bezieht:

$$n_{S3}^+ = C \cdot I_{S3}^+ \cdot f_{S3}^+, \quad (17)$$

wobei C eine noch zu bestimmende Konstante ist. Darin bedeutet:

$$S_{Xi} = \frac{2(2mkT_i)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{U_{Xi}^+}{U_{Xi}} \cdot \exp \left[-\frac{(\chi_X - \Delta\chi_X)}{kT_i} \right],$$

$$f_{Xi} = U_{Xi} \cdot \exp \left(\frac{E_X}{kT_i} \right).$$

U_{Xi} , U_{Xi}^+ die Zustandssummen des neutralen und ionisierten Atoms, χ_X , E_X die Ionisierungsenergie und die Energie des oberen Zustandes der Linie, $\Delta\chi_X$ die Erniedrigung der Ionisierungsenergie, welche nach UNSÖLD¹³ nach

$$\Delta\chi = 6,96 \cdot 10^{-7} \cdot n_{ei}^{1/3} \text{ [eV]} \quad (18)$$

berechnet wird.

Das Gleichungssystem (11) bis (16) enthält zwei Gleichungen mehr als Unbekannte. Zur Bestimmung der Teilchendichten n_S und n_S^+ wird das dazu benötigte Gleichungssystem so gewählt, daß die Feh-

ler der in den Gleichungen enthaltenen Meßgrößen einen möglichst geringen Fehler der Ergebnisse zur Folge haben.

2. Messungen von Elektronendichten

Die Elektronendichte kann mit Hilfe der gemessenen Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der Wasserstofflinie H_β aus

$$n_e = \beta \cdot (\Delta\lambda)^{3/2} \text{ [cm}^{-3}\text{]} \quad (19)$$

berechnet werden, wobei nach GRIEM, KOLB und SHEN¹⁴

$$\beta = 3,40 \cdot 10^{14} \text{ [cm}^{-3} \text{ \AA}^{-3/2}\text{]}.$$

Jedem Plasma werden verschiedene Zusätze von Wasserstoff bei G_2 (Abb. 1) zugeführt. Es wird end-on aus der Bogenachse eine Säule von 1 mm ϕ ausgeblendet und auf den Eintrittspalt des Monochromators abgebildet. Das Linienprofil der Linie H_β wird mit großer Auflösung für verschiedene Wasserstoffzusätze registriert. Aus den gemessenen Halbwertsbreiten wird der Wert $\Delta\lambda$ für den Wasserstoffzusatz 0 durch Extrapolation gewonnen.

Da die Zugabe von H_2 in dem Plasma „3“ zur Ablagerung des Schwefels an den Bogenwänden führt (durch Bildung von HF in den Außenzonen wird ein Teil des Fluors gebunden) wird an Stelle reinen Wasserstoffs ein Wasserstoff-Fluor-Gemisch im Verhältnis 1 : 2 eingeführt.

Die nach Gl. (19) berechneten Elektronendichten im Plasma „3“ in Abhängigkeit vom SF_6 -Zusatz sind in Abb. 4 dargestellt.

3. Messungen der Temperaturen

Für das reine Argon-Plasma ist die Temperatur T_1 bereits durch die gemessene Elektronendichte n_{e1} aus den Gln. (11), (12) und (13) bestimmt.

Es ergibt sich für das Plasma „1“

$$n_{e1} = 8,0 \cdot 10^{16} \text{ [cm}^{-3}\text{]},$$

$$n_{A1} = 4,4 \cdot 10^{17} \text{ [cm}^{-3}\text{]},$$

$$T_1 = 12\,170 \text{ }^\circ\text{K}.$$

Die Temperaturen der gemischten Plasmen werden relativ zur Temperatur T_1 bestimmt. Dazu wird die Tatsache benützt, daß die Intensität der Schwarzsstrahlung in der Gegend von 12 000 °K im Vakuum-

¹³ A. UNSÖLD, Z. Astrophys. **24**, 355 [1948].

¹⁴ H. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Phys. Rev. **116**, 4 [1959].

UV-Spektralbereich sehr stark von der Temperatur abhängt. Aus Gl. (3) folgt die Beziehung

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{\lambda k T_2}{h c} \cdot \ln \frac{B_\lambda(T_1)}{B_\lambda(T_2)}, \quad (20)$$

mit deren Hilfe eine relative Temperaturbestimmung mit einem Fehler von etwa 0,5% möglich ist.

Die Schwarzstrahlung $B_\lambda(T)$ wird durch die Höhe einer optisch dicken Linie realisiert. Dazu eignet sich die Krypton-Resonanzlinie bei 1236 Å, deren optisch dicker Kern schon bei 0,5 Ncm³ s⁻¹ Zusatz breiter als das Apparateprofil des Monochromators ist. Diese kleinen Zusätze von Krypton, welche das zu untersuchende Plasma nicht stören, werden dem Bogen bei G₃ (Abb. 1) zugeführt. Dadurch zeigt die Höhe der Kr-Linie die Temperatur im homogenen Teil der Bogensäule an.

In Abb. 3 ist der Temperaturverlauf im Plasma „3“ in Abhängigkeit vom SF₆-Zusatz dargestellt.

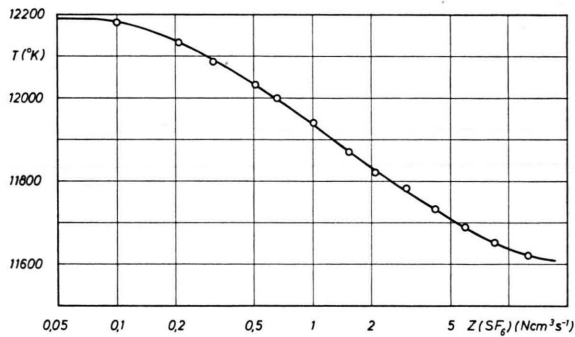


Abb. 3. Temperatur des zusatzhaltigen Teils des Bogenplasmas in Abhängigkeit vom SF₆-Zusatz.

4. Messungen der relativen Gesamtintensitäten von Spektrallinien

Die Gesamtintensitäten geeigneter Argon- und Fluor-Linien aus der Bogenmitte, I_A und I_F , werden durch side-on Beobachtungen des homogenen Teils der Bogensäule und Abel-Inversion der Querverteilung erhalten, gemäß dem in Kap. IV beschriebenen Verfahren. Dazu eignen sich Linien, welche stark im Vergleich zum Kontinuum sind, ungestörte Linienflügel haben und optisch dünn sind (bis 10% der Schwarzstrahlung). Die Emission aus optisch dünner Schicht wird durch Intensitätsvergleich mit einem Kohlebogen bestätigt.

Für die Messungen wird die Argon-Linie bei 7067 Å und die Fluor-Linie bei 6240 Å verwendet.

Die Abhängigkeit der Teilchendichte n_S^+ vom SF₆-Zusatz wird durch Beobachtungen der S II-Linie bei

5035 Å bestimmt. Aus Intensitätsgründen werden diese Messungen im Gegensatz zu Messungen von I_A und I_F end-on ausgeführt. Der in Gl. (17) ausgedrückte Zusammenhang der so gemessenen Gesamtintensität I_S^+ mit den n_S^+ ist streng genommen nur dann gültig, wenn die Strahlung aus einer Schicht homogener Temperatur stammt. Eine Abschätzung des Fehlers, welcher dadurch entsteht, daß die Strahlung zum Teil aus dem inhomogenen An- und Auslaufgebiet kommt, ergibt einen maximalen möglichen Fehler von 1,5% und ist gegenüber anderen Meßfehlern zu vernachlässigen.

5. Berechnung der Teilchendichten von S und S⁺ in Abhängigkeit vom SF₆-Zusatz

Bei Lösung des Gleichungssystems (11) bis (16) unter Verwendung der verschiedenen Meßwerte zeigen sich für Plasma „3“ folgende Beziehungen:

$$\frac{n_A + n_F + n_S}{n_S} < 0,02, \quad \frac{n_F^+}{n_A^+ + n_F^+ + n_S^+} < 0,05.$$

Das bedeutet, daß die neutralen Teilchen vorwiegend aus A und F, die Ionen aber aus A⁺ und S⁺ bestehen.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache und unter Abschätzung der Fehler erweisen sich für n_S und n_S^+ unter allen möglichen die folgenden Bestimmungsgleichungen als die günstigsten:

$$n_S^+ = n_{e3} - n_{A3}^+ - n_{F3}^+ = n_{e1} \left(\frac{\Delta\lambda_3}{\Delta\lambda_1} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (1 - N_A - N_F), \quad (21)$$

wobei

$$\begin{aligned} N_A &= \frac{I_{A3} f_{A3} S_{A3}}{I_{A1} f_{A1} S_{A1}} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_3} \right)^3, \\ N_F &= \left[\frac{p}{k T_3} - \frac{I_{A1} f_{A1}}{I_{A3} f_{A3}} - 2 \left(\frac{\Delta\lambda_3}{\Delta\lambda_1} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \cdot S_{F3} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_3} \right)^3 < 0,1 N_A, \\ n_S &= \frac{n_S^+ \cdot n_{e1}}{S_{S3}} \left(\frac{\Delta\lambda_3}{\Delta\lambda_1} \right)^{\frac{3}{2}}. \end{aligned} \quad (22)$$

Die Teilchendichten in Gl. (21) sind als Funktion des SF₆-Zusatzes in Abb. 4 dargestellt.

Berücksichtigt man, daß N_A mit einem statistischen Fehler von etwa 5% bestimmt werden kann, so folgt, daß man mit Hilfe der Gl. (21) n_S^+ nur für kleine N_A (große SF₆-Zusätze) genügend genau bestimmen kann.

Mit den so bestimmten n_S^+ wird die Konstante C in Gl. (17) ausgerechnet, so daß nunmehr Gl. (17)

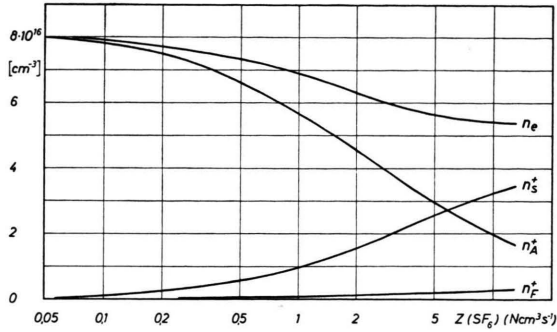


Abb. 4. Argon-, Fluor-, Schwefel-, Ionen- und Elektronendichte im zusatzhaltigen Teil des Bogenplasmas in Abhängigkeit vom SF_6 -Zusatz.

zur Bestimmung der Teilchendichten n_s^+ bei kleinen SF_6 -Zusätzen verwendet werden kann.

Aus den Gln. (17) und (22) wird der Ausdruck $(n_s + n_s^+)/Z(\text{SF}_6)$ ausgerechnet und als Funktion der Zusatzmenge $Z(\text{SF}_6)$ dargestellt (Abb. 5). Da der SF_6 -Zusatz, welcher für die Messungen im VUV-Gebiet gebraucht wird, im Bereich von 10^{-4} bis $10^{-1} \text{ Ncm}^3 \text{ s}^{-1}$ liegt, wird diese Funktion nach $Z(\text{SF}_6) = 0$ extrapoliert. Auf diese Weise erhält man für

$$0 \leq Z(\text{SF}_6) \leq 0,1 \text{ [Ncm}^3 \text{ s}^{-1}]$$

$$\frac{n_s^+}{Z(\text{SF}_6)} = 4,7 \cdot 10^{15} [\text{cm}^{-3} \cdot (\text{Ncm}^3 \text{ s}^{-1})^{-1}],$$

$$\frac{n_s}{Z(\text{SF}_6)} = 1,43 \cdot 10^{16} [\text{cm}^{-3} \cdot (\text{Ncm}^3 \text{ s}^{-1})^{-1}].$$

Unter der Annahme, daß das von außen hergestellte Mischungsverhältnis von Argon und SF_6 sich im Bogenplasma nicht ändert, wäre

$$\frac{n_s + n_s^+}{Z(\text{SF}_6)} = \frac{(p/k T_s) - n_{es}}{Z(A) + 7 Z(\text{SF}_6)}. \quad (23)$$

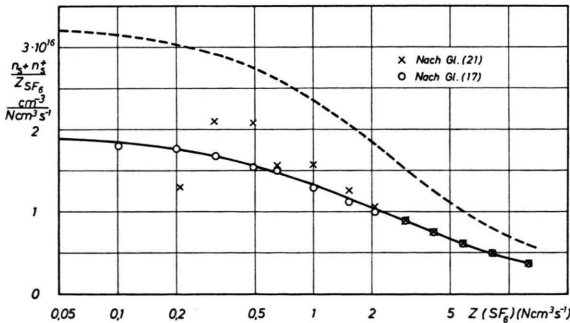


Abb. 5. Schwefelteilchendichte pro SF_6 -Zusatzseinheit in Abhängigkeit vom SF_6 -Zusatz. — — — Unter Annahme der Konstanz der Mischungsverhältnisse berechnet. — — — Aus den Meßwerten ermittelt.

Der Vergleich dieser Funktion mit den tatsächlich gemessenen Werten ergibt, daß infolge des Entmischungseffektes (FRIE und MAECKER¹⁵) die Dichte $(n_s + n_s^+)$ für alle in Frage kommenden SF_6 -Zusätze nur 60% des Wertes erreicht, welcher ohne Entmischungseffekt zu erwarten wäre (Abb. 5).

VI. Bestimmung der Schichtlänge des schwefelhaltigen Teils der Bogensäule

Die zusatzhaltige Schicht der Bogensäule setzt sich zusammen aus einem Teil homogener Schwefelkonzentration und einem An- und Auslaufsgebiet, in dem sich die Schwefelteilchendichte in der Bogenachse von $n_s = 0$ bis $n_s = n_s(\text{hom.})$ aufbaut.

Unter der Voraussetzung, daß die Temperatur des Plasmas von der Schwefelkonzentration unabhängig ist, kann man für die zusatzhaltige Schicht eine effektive Schichtlänge L

$$L \cdot n_s(\text{hom.}) = \int n_s(x) dx$$

definieren, wobei x die Länge in Beobachtungsrichtung bezeichnet. Die so definierte Schichtlänge, welche derjenigen in Gl. (10) entspricht, kann aus end-on Messungen der Gesamtintensität einer aus optisch dünner Schicht stammender S-Linie im VUV-Gebiet bestimmt werden. Die zur Herstellung der Schicht notwendigen SF_6 -Zusatzmengen sind so klein, daß sie die Temperatur des Bogenplasmas nicht verändern. Bezeichnet K eine Proportionalitätskonstante und I_1 die gemessene Linienintensität, so kann man schreiben

$$I_1 = K \cdot L. \quad (24)$$

Verkürzt man die schwefelhaltige Schicht um einen definierten Betrag ΔL , indem man die Austrittsscheibe versetzt, wobei ΔL nicht größer als die Länge der homogenen Schicht sein darf, so gilt für die jetzt gemessene Gesamtintensität I_2

$$I_2 = K \cdot (L - \Delta L). \quad (25)$$

Aus beiden Gleichungen folgt für die effektive Schichtlänge

$$L = I_1 \cdot \Delta L / (I_1 - I_2). \quad (26)$$

Die Schichtlänge wird auf diese Weise zu 8,3 cm bestimmt.

¹⁵ W. FRIE u. H. MAECKER, Z. Phys. **162**, 69 [1961].

VII. Messungen der Äquivalentbreiten von S I- und S II-Linien im Bereich von 1100 bis 2000 Å

1. Herstellung der Normalintensitäten

Die Normalintensitäten $B_\lambda(T)$ werden durch die Höhen optisch dicker Linien realisiert, vorausgesetzt, daß der optisch dicke Kern der Linien breiter als das Apparateprofil des Monochromators ist. Ferner muß diese Strahlung und die Strahlung der damit zu vergleichenden VUV-Linien aus Plasmaschichten gleicher Temperatur emittiert werden.

Vorausgesetzt, daß die Linien nicht zu schmal sind, können diese Bedingungen in zwei Fällen erfüllt werden:

a) Die zur Herstellung einer optisch dicken Schicht benötigte Menge des Zusatzgases ist so klein, daß sie die Temperatur des Plasmas nicht beeinflusst.

b) Das Zusatzgas erniedrigt die Temperatur im zusatzhaltigen Teil der Bogensäule und liefert die der erniedrigten Temperatur entsprechende Schwarzstrahlung. Dieser „Strahlungsuntergrund“ wird durch Emision aus dem Anlaufgebiet der Zusatzgaskonzentration, in welchem die Temperatur auf ihren ursprünglichen Wert ansteigt, derart ergänzt, daß die Gesamthöhe der Linie die Temperatur des durch Zusatzgas nicht gestörten Plasmas anzeigt.

Beide Bedingungen können mit den Schwefellinien nicht erfüllt werden, da sie einerseits zu schmal, andererseits zu schwach sind, um die notwendige Intensitätsergänzung im Anlaufgebiet zu liefern.

Darum werden nach BOLDT² und LABUHN⁴ zur Herstellung der Normalintensitäten die optisch dicken Linien des Kr I, C I und N I verwendet.

Die Bedingung a) erfüllen die Linien: Kr I 1165 und 1236 Å, N I 1135, 1200 und 1492 Å.

Die Bedingung b) erfüllen die Linien: N I 1243, 1310 und 1742 Å, C I 1277, 1657 und 1931 Å.

Durch Interpolation zwischen den gemessenen Werten kann man die Normalintensitäten für die Wellenlängen der S-Linien sehr genau erhalten, da die Schwarzstrahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge einen glatten Verlauf zeigt.

2. Konstruktion der Wachstumskurven

Die zur Bestimmung des linearen Teils der Wachstumskurve notwendige Zusatzmenge von SF₆ liegt zwischen 10⁻⁴ und 10⁻¹ Ncm³s⁻¹. Die Zusätze von 0,1 bis 0,01 Ncm³s⁻¹ SF₆ werden über einen geeichten Mengemesser in den Bogen eingeführt.

Zur Herstellung noch kleinerer Mengen wird das SF₆ durch einen definierten Argonstrom verdünnt und ein Teil des Gemisches verwendet. So erhaltene Zusatzmengen sind auf 3% bekannt.

Aus Beobachtungen einer optisch dünnen S-Linie bei Zusatz kleinster SF₆-Mengen zeigt sich, daß die Schwefelteildendichte ihren Gleichgewichtswert erst nach mehrstündiger Brenndauer des Bogens erreicht. Das langsame Einstellen des Gleichgewichtszustandes ist, wie die Versuche zeigen, auf die Ablagerung von Schwefel an den Bogenwänden zurückzuführen. Diese tritt ein, sobald die absolute Fluorkonzentration im Argon unter einen bestimmten Wert absinkt. Durch Zugabe von 2% Fluor in das Plasma wird der Gleichgewichtszustand in kürzester Zeit hergestellt, ohne daß der kleine Fluorzusatz das Plasma merklich verändert. Durch Versuche wird festgestellt, daß der so erreichte Grenzwert der Teildendichte pro Zusatzmengeneinheit dem in Kap. V-5 bestimmten entspricht.

Unter diesen Bedingungen sind die Gesamtintensitäten aller S I- und S II-Linien für alle Zusatzmengen gemessen. Für die meisten Spektrallinien ist es möglich, den linearen Teil der Wachstumskurve über den Bereich einer Zehnerpotenz in den Besetzungszahlen zu verfolgen.

Ein Beispiel einer gemessenen Wachstumskurve zeigt Abb. 6.

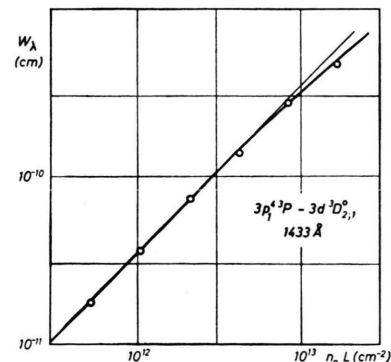


Abb. 6. Gemessene Wachstumskurven des S I-Multipletts bei $\lambda = 1433 \text{ Å}$.

VIII. Ergebnisse

In den Tab. 1 und 3 sind die gemessenen Absorptionsoszillatorenstärken f_{mn} und die nach der Gleichung

$$A_{nm} = \frac{8 \pi^2 e^2}{m c} \cdot \frac{1}{\lambda^2} \cdot \frac{g_n}{g_m} f_{mn} \quad (27)$$

λ (Å)	Unterer Term		Oberer Term		g_n	g_m	f_{mn}	A_{nm} (sec ⁻¹)	Vergleichs- werte LAWRENCE
	(n)	(m)							A_{nm} (sec ⁻¹)
1914,7	3p ⁴ ³ P ₁	4s ⁵ S ₀ ⁰ ₂	3	5	1,7·10 ⁻⁵	1,8·10 ⁴	1,3·10 ⁴		
1900,3	3p ⁴ ³ P ₂	4s ⁵ S ₀ ⁰ ₂	5	5	3,6·10 ⁻⁵	6,6·10 ⁴	4,5·10 ⁴		
1826,3	3p ⁴ ³ P ₀	4s ³ S ₀ ⁰ ₁	1	3	1,1·10 ⁻¹	7,2·10 ⁷	7,3·10 ⁷		
1820,4	3p ⁴ ³ P ₁	4s ³ S ₀ ⁰ ₁	3	3	1,1·10 ⁻¹	2,3·10 ⁸	2,2·10 ⁸		
1807,3	3p ⁴ ³ P ₂	4s ³ S ₀ ⁰ ₁	5	3	1,2·10 ⁻¹	4,0·10 ⁸	3,9·10 ⁸		
1782,3	3p ⁴ ¹ S ₀	4s'' ¹ P ₁ ⁰ ₁	1	3	2,2·10 ⁻¹	1,4·10 ⁸	7,1·10 ⁸		
1707,1	3p ⁴ ¹ D ₂	4s' ³ D ₀ ⁰ ₁	5	3	1,3·10 ⁻⁴	4,9·10 ⁵	4,9·10 ⁵		
1706,4	3p ⁴ ¹ D ₂	4s' ³ D ₃ ⁰ ₃	5	7	7,5·10 ⁻⁵	1,2·10 ⁵	1,8·10 ⁵		
1705,0	3p ⁴ ¹ D ₂	⁵ D	5		1,8·10 ⁻⁵				
1687,5	3p ⁴ ¹ S ₀	3p ⁵ ¹ P ₁ ⁰ ₁	1	3	1,2·10 ⁻¹	9,2·10 ⁷			
1666,7	3p ⁴ ¹ D ₂	4s' ¹ D ₂ ⁰ ₂	5	5	2,4·10 ⁻¹	5,8·10 ⁸	6,5·10 ⁸		
1641,3	3p ⁴ ¹ D ₂	3d ³ D ⁰	5		2,9·10 ⁻⁴				
1487,2	3p ⁴ ³ P ₀	4s' ³ D ₁ ⁰ ₁	1	3	8,9·10 ⁻²	9,0·10 ⁷	1,6·10 ⁸		
1485,6	3p ⁴ ³ P ₀	3d ⁵ D ₁ ⁰ ₁	1	3	2,3·10 ⁻³	2,3·10 ⁶			
1483,2	3p ⁴ ³ P ₁	4s' ³ D _{1; 2} ⁰ _{1; 2}	3	8	9,1·10 ⁻²	1,1·10 ⁸	2,0·10 ⁸		
1474,6									
1474,4	3p ⁴ ³ P ₂	4s' ³ D _{1; 2} ⁰ _{1; 2}	5	8	1,9·10 ⁻²	3,7·10 ⁷	6,0·10 ⁷		
1474,0	3p ⁴ ³ P ₂	4s' ³ D ₃ ⁰ ₃	5	7	7,5·10 ⁻²	1,6·10 ⁸	3,2·10 ⁸		
1473,0	3p ⁴ ³ P ₂	3d ⁵ D _{1; 2; 3} ⁰ _{1; 2; 3}	5	15	1,7·10 ⁻²	1,7·10 ⁷			
1471,8	3p ⁴ ¹ D ₂	4s'' ³ P ₀ ⁰ ₂	5	5	8,1·10 ⁻⁴	2,5·10 ⁶	3,2·10 ⁶		
1448,2	3p ⁴ ¹ D ₂	4s'' ¹ P ₁ ⁰ ₁	5	3	1,3·10 ⁻¹	6,7·10 ⁸	5,5·10 ⁸		

Tab. 1. Die gemessenen Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} und Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} von S I-Linien im Vakuum-UV-Bereich.

λ (Å)	Term					
	Unterer (n)	Oberer (m)	g_n	g_m	f_{mn}	A_{nm} (sec ⁻¹)
1259,5	3p ³ 4S _{3/2}	3p ⁴ 4P _{5/2}	4	6	2,1 · 10 ⁻²	6,0 · 10 ⁷
1253,8	3p ³ 4S _{3/2}	3p ⁴ 4P _{3/2}	4	4	1,7 · 10 ⁻²	7,4 · 10 ⁷
1250,5	3p ³ 4S _{3/2}	3p ⁴ 4P _{1/2}	4	2	9,1 · 10 ⁻³	7,8 · 10 ⁷
1234,1	3p ³ 2P _{3/2}	3p ⁴ 2P _{3/2}	4	4	1,9 · 10 ⁻³	8,5 · 10 ⁶
1131,7	3p ³ 2P _{3/2}	4s 2P _{1/2}	4	2	1,8 · 10 ⁻²	1,8 · 10 ⁸
1131,1	3p ³ 2P _{1/2}	4s 2P _{1/2}	2	2	8,7 · 10 ⁻²	4,6 · 10 ⁸
1125,0	3p ³ 2P _{3/2}	4s 2P _{3/2}	4	4	1,0 · 10 ⁻¹	5,4 · 10 ⁸
1124,4	3p ³ 2P _{1/2}	4s 2P _{3/2}	2	4	5,5 · 10 ⁻²	1,4 · 10 ⁸

Tab. 3. Absorptionssoszillatorenstärken und Übergangswahrscheinlichkeiten von S II-Linien.

λ (Å)	Unterer Term		Oberer Term		g_n	g_m	f_{mn}	(sec ⁻¹) A_{nm}	Vergleichs- werte LAWRENCE A_{nm} (sec ⁻¹)
	(n)	(m)							
1444,3	3p ⁴ 3P ₂	4s' 1D ⁰ _{2; 3}	5	5	8,1 · 10 ⁻⁴	2,6 · 10 ⁶	2,3 · 10 ⁶		
1437,0	3p ⁴ 3P ₀	3d 3D ⁰ ₁	1	3	1,9 · 10 ⁻¹	2,1 · 10 ⁸			
1433,3	3p ⁴ 3P ₁	3d 3D ⁰ _{1; 2}	3	8	1,9 · 10 ⁻¹	2,3 · 10 ⁸			
1425,2	3p ⁴ 3P ₂	3d 3D ⁰ _{1; 2; 3}	5	15	1,8 · 10 ⁻¹	1,9 · 10 ⁸			
1412,9	3p ⁴ 3P ₀	5s 3S ⁰ ₁	1	3	1,4 · 10 ⁻²	1,6 · 10 ⁷			
1409,4	3p ⁴ 3P ₁	5s 3S ⁰ ₁	3	3	1,5 · 10 ⁻²	5,1 · 10 ⁷			
1401,5	3p ⁴ 3P ₂	5s 3S ⁰ ₁	5	3	1,6 · 10 ⁻²	9,0 · 10 ⁷			
1396,2	3p ⁴ 3P ₁	3p ⁵ 3P ⁰ ₂	3	5	2,8 · 10 ⁻⁴	5,6 · 10 ⁵			
1392,6	3p ⁴ 3P ₀	3p ⁵ 3P ⁰ ₁	1	3	4,5 · 10 ⁻⁴	5,1 · 10 ⁵			
1389,2	3p ⁴ 3P ₁	3p ⁵ 3P ⁰ ₁	3	3	4,9 · 10 ⁻⁵	1,7 · 10 ⁵			
1388,5	3p ⁴ 3P ₂	3p ⁵ 3P ⁰ ₂	5	5	1,6 · 10 ⁻⁴	5,5 · 10 ⁵			
1385,5	3p ⁴ 3P ₁	3p ⁵ 3P ⁰ ₁	3	1	1,2 · 10 ⁻⁴	1,3 · 10 ⁶			
1381,6	3p ⁴ 3P ₂	3p ⁵ 3P ⁰ ₁	5	3	9,3 · 10 ⁻⁵	5,4 · 10 ⁵			
1326,6	3p ⁴ 3P ₀	4d 3D ⁰ ₁	1	3	3,6 · 10 ⁻²	4,0 · 10 ⁷			
1323,5	3p ⁴ 3P ₁	4d 3D ⁰ _{1; 2}	3	8	4,0 · 10 ⁻²	4,1 · 10 ⁷			
1316,6	3p ⁴ 3P ₂	4d 3D ⁰ _{1; 2; 3}	5	15	4,2 · 10 ⁻²	5,4 · 10 ⁷			
1303,4	3p ⁴ 3P ₂	6s 3S ⁰ ₁	5	3	2,9 · 10 ⁻²	1,9 · 10 ⁸			
1303,1	3p ⁴ 3P ₁	4s'' 3P ⁰ ₀	3	1	4,1 · 10 ⁻²	4,8 · 10 ⁸	4,6 · 10 ⁸		
1296,2	3p ⁴ 3P ₂	4s'' 3P ⁰ ₁	5	3	3,7 · 10 ⁻²	2,5 · 10 ⁸	1,8 · 10 ⁸		
1295,7	3p ⁴ 3P ₂	4s'' 3P ⁰ ₂	5	5	1,2 · 10 ⁻¹	4,7 · 10 ⁸	3,3 · 10 ⁸		
1270,8	3p ⁴ 3P ₂	5d 3D ⁰	5		7,3 · 10 ⁻³				

λ (Å)	$g_n f_{mn} \exp(-1,18 \cdot 10^{-4} E_n/h c)$	$g_m A_{nm} \exp(-1,18 \cdot 10^{-4} E_n/h c)$
1319,0	1,5 · 10 ⁻¹	5,6 · 10 ⁸
1300,0	1,5 · 10 ⁻¹	5,8 · 10 ⁸
1228,0	2,9 · 10 ⁻²	1,3 · 10 ⁸

Tab. 2. Absorptionssoszillatorenstärken und Übergangswahrscheinlichkeiten nichtidentifizierter S I-Linien.

λ (Å)	$g_n f_{mn} \exp(-1,18 \cdot 10^{-4} E_n/h c)$	$g_m A_{nm} \exp(-1,18 \cdot 10^{-4} E_n/h c)$
1204,3	2,9 · 10 ⁻²	1,3 · 10 ⁸

Tab. 4. Absorptionssoszillatorenstärken und Übergangswahrscheinlichkeiten der nichtidentifizierten S II-Linie.

berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} der SI- und SII-Linien zusammengestellt.

Die Identifikation der Spektrallinien wird hauptsächlich mit Hilfe der Tabellen von MOORE¹⁶ vorgenommen. Linien, welche in diesen Tabellen nicht enthalten sind, werden nach Tabellen von RUEDY¹⁷ und TORESSON¹⁸ identifiziert.

In den Tab. 2 und 4 sind die Größen

$$\begin{aligned} & g_n f_{mn} \cdot \exp(-1,18 \cdot 10^{-4} E_n/hc) \\ \text{resp.} \quad & g_m A_{nm} \cdot \exp(-1,18 \cdot 10^{-4} E_n/hc) \end{aligned}$$

für die stärksten nichtidentifizierten SI- und SII-Linien angegeben.

Die SI-Linien 1482,6; 1302,3; 1302,9 und 1306,0 Å waren von CI- bzw. OI-Linien überlagert, die durch Verunreinigungen im Bogen stets vorhanden und im Kern bereits optisch dick sind. Diese SI-Linien konnten deshalb nicht gemessen werden.

Die letzte Spalte von Tab. 1 enthält zum Vergleich die A_{nm} -Werte von SI-Linien, die von LAWRENCE¹⁹ unter Berücksichtigung intermediärer Kopplung berechnet und an einen mit der Lebensdaueremethode gemessenen A_{nm} -Wert angeschlossen worden sind.

Die einzigen bisher gemessenen A_{nm} -Werte von SI- und SII-Multipletts, welche zum Vergleich zur Verfügung stehen, stammen von Lebensdaueremessungen von SAVAGE und LAWRENCE¹⁰ und sind in Tab. 5 wiedergegeben.

λ (Å)	Multiplett		Diese Arbeit A_{nm} (sec ⁻¹)	SAVAGE; LAWRENCE A_{nm} (sec ⁻¹)
	(n)	(m)		
SI 1807	3p ⁴ 3P	—4s 3S ⁰	7,0 · 10 ⁸	6,7 · 10 ⁸
SI 1667	3p ⁴ 1D	—4s' 1D ⁰	5,8 · 10 ⁸	6,7 · 10 ⁸
SI 1425	3p ⁴ 3P	—3d 3D ⁰	3,5 · 10 ⁸	4,8 · 10 ⁸
SII 1251	3p ³ 4S ⁰	—3p ⁴ 4P	0,7 · 10 ⁸	0,4 · 10 ⁸

Tab. 5. Vergleich der hier gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten mit den durch Lebensdaueremessungen von SAVAGE und LAWRENCE¹⁰ bestimmten.

IX. Fehlerabschätzung

Der Gesamtfehler der nach Gl. (10) berechneten Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} setzt sich aus den Einzelfehlern der Meßwerte n_S^+ bzw. n_S , L und W_λ zusammen.

Der aus den nur relativ zu messenden Größen stammende statistische Fehler in n_S und n_S^+ beträgt etwa 5%. An möglichen systematischen Fehlern kommt über die Absolutmessung von n_{el} , bedingt durch die Unsicherheit der Konstante β und der gemessenen Halbwertsbreite $\Delta\lambda_1$ ein weiterer Beitrag von 10% für die Bestimmung von n_S^+ hinzu. Für n_S geht hier vor allem die Unsicherheit in der Erniedrigung der Ionisierungsenergie $\Delta\chi$ mit etwa 5% ein. Als Gesamtfehler der Teilchendichtemessung erhält man also 15% für n_S^+ und 10% für n_S .

Die Schichtlänge kann mit einem Fehler von etwa 5% bestimmt werden.

Auf Grund der Unsicherheit bei der Festlegung der Wachstumskurven und der Bestimmung der Normalintensitäten wird für die Äquivalentbreiten W_λ ein Fehler von etwa 10% angenommen.

Die angegebenen f_{mn} - und A_{nm} -Werte dürften demnach für die SI-Linien bis auf etwa 25%, für die SII-Linien bis auf etwa 30% genau sein.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Dr. G. BOLDT für die Betreuung und für viele wertvolle Anregungen verpflichtet. — Herrn Prof. Dr. R. LÜSR danke ich für die großzügige Unterstützung durch die Mittel des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik. — Ich danke Herrn Prof. Dr. M. PAIC, Direktor des Physikalischen Instituts der Universität Zagreb, für die Beurlaubung während der Dauer dieser Arbeit.

¹⁶ C. E. MOORE, An Ultraviolet Multiplet Table, Nat. Bur. Stand. 488 [1950].

¹⁷ J. E. RUEDY, Phys. Rev. **44**, 757 [1933].

¹⁸ Y. G. TORESSON, Arkiv Fysik **18**, 417 [1960].

¹⁹ G. M. LAWRENCE, Astrophys. J. **148**, 261 [1957].