

f beschreibt die Zeitabhängigkeit des äußeren Magnetfeldes. Vom Beginn der Kondensatorenentladung ($t=0$) bis zum Triggern der Crowbarschalter ($t=t_0$) ist

$$f = \sin \omega \cdot t. \quad (\text{A } 4)$$

Beim Crowbar-Betrieb lässt sich die Zeitabhängigkeit des Magnetfeldes darstellen durch²⁴

$$f = a_1 e^{-d_1 s} + a_2 e^{-d_2 s} \cdot \cos \omega_2 s + a_3 e^{-d_3 s} \cdot \sin \omega_2 s. \quad (\text{A } 5)$$

(ω = Entladungsfrequenz der Kondensatorbatterie; $s = t - t_0$; die Konstanten a_1 , a_2 , a_3 , d_1 , d_2 und ω_2 erhält man aus dem Oszillogramm für den zeitlichen Magnetfeldverlauf mit der Normierung $|f_{\max}| = 1$).

²⁴ H. J. BELITZ u. E. KUGLER, JüL-273-PP [1965].

²⁵ M. ABRAMOWITZ u. I. A. STEGUN, Handbook of Mathematical Functions, Dover Publ., New York 1964, p. 896.

Ferner ist

$$g = df/dt. \quad (\text{A } 6)$$

Das Gleichungssystem (A 1) gilt für den Fall ohne Spiegelreflektion, d. h. mit τ_{ci} nach Gl. (11), wenn man $P(2)$ überall ersetzt durch $P(2) \cdot R/R_0$.

Das System (A 1) wurde nach der Runge-Kutta-Methode („fourth order formula“)²⁵ integriert mit der Bedingung

$$\left| \frac{1}{y} \cdot \frac{dy}{dt} \right| \cdot h < 10^{-3}$$

für die Schrittweite h . Der Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$ wurde nach¹⁰ berechnet; eine gute Näherung war $\ln \Lambda = 10$.

Messung der Oszillatorenstärken von Si I-, Si II- und Si III-Linien im Wellenlängenbereich 1100–2600 Å und Vergleich des Vakuum-UV-Strahlungsnormals mit dem Kohlebogen

W. HOFMANN

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

(Z. Naturforsch. **24 a**, 990–997 [1969]; eingegangen am 18. März 1969)

The oscillator strengths of 72 Si I-, Si II- and Si III-lines and multiplets in the wavelength region 1100–2600 Å were measured in emission. The light source was a wall-stabilized arc burning in argon at atmospheric pressure into which small amounts of silicon tetrafluoride and fluorine were introduced. All oscillator strengths were measured relatively and then put on an absolute scale by using the value $A_{nm}=1.64 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ for the transition probability of the Si I-multiplet 2506 Å to 2528 Å.

The vacuum-UV intensity calibration method using the central intensities of optically thick lines in the cascade arc was extended up to the wavelength 2516 Å. In this wavelength region it could be directly compared with the radiation of the anode crater of the carbon arc. Full agreement between these two intensity standards was found.

A. Messung der Oszillatorenstärken von Siliciumlinien

I. Übersicht

Bei der vorliegenden Arbeit handelt es sich um Emissionsmessungen, bei denen die Absorptionsoszillatorenstärken f_{mn} aus den Äquivalentbreiten der Emissionslinien bestimmt wurden. Als Lichtquelle diente ein in Argon von Atmosphärendruck mit kleinen SiF₄-Zusätzen brennender wandstabilisierter Lichtbogen; im Plasma eines solchen Bogens herrscht lokales thermisches Gleichgewicht. Da der verwendete Lichtbogen mit dem in¹ beschriebenen identisch ist, kann auf eine nähere Beschreibung seiner Funktionsweise verzichtet werden. Wie dort war auch hier

der Lichtbogen über ein differentielles Pumpensystem mit einem 1 m-Seya-Namioka-Spektrographen verbunden. Das Licht wurde photoelektrisch registriert.

Das Meßprinzip war in diesem Fall jedoch einfacher, da aus unten näher ausgeführten Gründen nur die relativen f_{mn} -Werte der Siliciumlinien gemessen werden konnten. Diese wurden dann durch Anschluß an den aus der Literatur verhältnismäßig gut bekannten Wert für das Multiplett 2506 Å bis 2528 Å in Absolutwerte übergeführt.

Das Verhältnis der Oszillatorenstärken zweier Linien $f_{mn}^{(1)}/f_{mn}^{(2)}$ ergibt sich aus der für optisch dünne Linien gültigen Beziehung:

$$\frac{W_{\lambda}^{(1)}}{W_{\lambda}^{(2)}} = \frac{\int I_{\lambda}^{(1)} d\lambda}{\int I_{\lambda}^{(2)} d\lambda} \cdot \frac{B_{\lambda}^{(2)}(T)}{B_{\lambda}^{(1)}(T)} = \left(\frac{\lambda^{(1)}}{\lambda^{(2)}} \right)^2 \frac{n_n^{(1)}(T)}{n_n^{(2)}(T)} \cdot \frac{f_{mn}^{(1)}}{f_{mn}^{(2)}}. \quad (1)$$

¹ W. HOFMANN, Z. Naturforsch. **22 a**, 2097 [1967].



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 digitized 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.

Hierin ist W_λ die Äquivalentbreite, $\int I_\lambda d\lambda$ die Gesamtintensität der Linie, $B_\lambda(T)$ die Intensität der Schwarzstrahlung bei der Wellenlänge λ der Linie und der Temperatur T des Plasmas, n_n die Teilchendichte im unteren zur Linie gehörigen Zustand. Die Indizes ⁽¹⁾ und ⁽²⁾ beziehen sich auf die beiden betrachteten Linien. (Der die induzierte Emission berücksichtigende Faktor $(1 - e^{-\hbar c/\lambda kT})$ konnte unter den gegebenen Bedingungen weggelassen werden.) Es genügt also, die relativen Besetzungsdichten in den unteren Zuständen der Linien und die Äquivalentbreiten zu bestimmen.

II. Messung von Elektronendichte und Temperatur

Die Temperatur des reinen Argonplasmas wurde wie in ¹ über die Elektronendichte n_e bestimmt. Diese ergab sich aus der bei sehr kleinen Wasserstoffzusätzen end-on gemessenen Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ von H_β . In der Beziehung

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

wurde dabei nach KEPPEL und GRIEM ² $\beta = 3,17 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ Å}^{-3/2}$ angenommen. Aus der Messung folgte:

$$n_e = 7,43 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Bei der Berechnung der Temperatur des reinen Argonplasmas wie auch bei der Berechnung der Teilchendichteverhältnisse $n_{\text{SiIII}}/n_{\text{SiI}}$ und $n_{\text{SiIII}}/n_{\text{SiII}}$ wurde die Erniedrigung der Ionisierungsgenergie nach der Debyeschen Theorie eingesetzt. Für das reine Argonplasma ergab sich eine Achsentemperatur von

$$T = 12,210^\circ\text{K}.$$

Die Temperatur in den Plasmen mit Zusätzen wurde wie in ¹ mit Hilfe der optisch dicken Kryptonlinie 1236 Å an die Temperatur des reinen Argonplasmas angeschlossen.

III. Verhalten von Silicium im Bogen

Um Silicium in den Bogen einzuführen und im Bogenplasma zu halten, galt es, eine gasförmige Siliciumverbindung zu finden, deren Komponenten in einem großen Temperaturbereich mit hoher Wahrscheinlichkeit wieder zu einer gasförmigen Verbindung rekombinieren. Ist das nicht in genügendem Maße der Fall, so können die durch Dissoziation in

der Bogenachse entstandenen Siliciumatome nach außen diffundieren und sich als elementares Silicium an den kalten Bogenwänden niederschlagen. Dies bedeutet dann eine Abnahme der Siliciumteilchendichte im Plasma in Richtung der Bogenachse, unter Umständen sogar ein Zuwachsen des Bogenkanals und dadurch eine Störung der Temperaturhomogenität. Es erwies sich, daß die Fluorverbindung SiF_4 die genannten Forderungen am besten erfüllt. Zur Messung der Äquivalentbreiten der Si-Linien mußten dem Argonstrom von 30 Ncm³/sec maximal 0,1 Ncm³/sec SiF_4 zugeführt werden. Zusätzlich wurden jeweils noch 0,8 Ncm³/sec Fluor beigemischt, um die Rekombinationswahrscheinlichkeit zu erhöhen. Für die Messung der stärksten Si II-Linien durfte jedoch gar kein SiF_4 zugegeben werden. Es genügten schon die in einem Fluorstrom von etwa 0,1 Ncm³/sec enthaltenen Siliciumverunreinigungen. Unter den gegebenen Bedingungen von Temperatur und Elektronendichte bestehen diese kleinen Beimengungen von Silicium zu 6,2% aus Si I, zu 93,5% aus Si II und zu 0,3% aus Si III.

Die Gefährlichkeit von Fluor machte natürlich eine Reihe besonderer Maßnahmen notwendig: Die Leitungen und auch der Bogen mußten absolut dicht sein. Als Material wurde dort, wo das Fluor unverdünnt war, nur Metall, sonst auch Teflon verwendet. Das den Bogen verlassende Gasgemisch wurde durch einen mit „Aktivierter Tonerde“ gefüllten Topf geschickt, in dem das Fluor vollkommen absorbiert wurde.

Nach längerem Brennen des Bogens mit größeren SiF_4 -Zugaben (ca. 5 Ncm³/sec) fand sich jedoch auch bei dieser Verbindung zwischen den Bogenscheiben ein fester Niederschlag, ein Zeichen dafür, daß dem Bogenplasma ständig etwas Silicium verlorenging. Dies ist gleichbedeutend mit einer Abnahme der Siliciumkonzentration längs der Strecke zwischen Gaseinführung und Gasausgang. Deshalb mußte bei dieser Arbeit darauf verzichtet werden, die Siliciumteilchendichte unabhängig von schon anderweitig gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten zu bestimmen. Für die in ¹ und ³ aufgeführten Methoden der Teilchendichtebestimmung ist ja Homogenität des Plasmas in Achsenrichtung erforderlich. Beschränkt man sich jedoch auf die Messung der relativen Oszillatorenstärken, so genügt nach Gl. (1) die Bedingung, daß das Verhältnis

² P. KEPPEL u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. **173**, 317 [1968].

³ G. BOLDT, Z. Naturforsch. **18a**, 1107 [1963].

$n_n^{(1)}(T)/n_n^{(2)}(T)$ für je zwei der gemessenen Siliciumlinien längs der Bogenachse konstant ist. Da dieses Verhältnis durch die Boltzmann-Verteilung und im Falle verschiedener Ionisationsstufen zusätzlich durch die Saha-Gleichung bestimmt ist, genügt also die Konstanz und die Kenntnis der darin vorkommenden Größen T und n_e .

Aus den für das Si I-Multiplett 2506 – 2528 Å gemessenen Äquivalentbreiten und der aus der Literatur entnommenen Übergangswahrscheinlichkeit für dieses Multiplett konnte nachträglich geschlossen werden, daß die Siliciumteilchendichte in der Bogenachse auch bei den größten verwendeten SiF_4 -Zusätzen nur $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, also 0,25% der Elektronendichte betrug. Da aber bei der hier vorwiegend gegebenen einfachen Ionisation jedes Siliciumatom nur ein Elektron liefert, war somit eine Inhomogenität der Elektronendichte auf die Bogenlänge auszuschließen.

Um über den Temperaturverlauf Aussagen machen zu können, wurde die Achsentemperatur mit verschiedenen Fluor- und SiF_4 -Zusätzen gemessen. Dabei ergab sich, daß durch die für die Äquivalentbreitenmessungen verwendeten geringen Siliciumkonzentrationen die Temperatur an keiner Stelle der Bogenachse um mehr als 0,1% verändert wird. Die Inhomogenität in Achsenrichtung war deshalb sicher vernachlässigbar. Um die Temperaturkonstanz zu wahren, konnten jedoch die für die Äquivalentbreitenmessungen verwendeten Zusatzmengen von SiF_4 nicht beliebig weiter gesteigert und damit auch keine wesentlich schwächeren Linien mehr gemessen werden.

IV. Messung der Normalintensitäten

Zur Bestimmung der Äquivalentbreite einer Linie muß die Linienfläche $\int I_\lambda d\lambda$ im Verhältnis zur Höhe der derselben Temperatur zugeordneten Schwarzstrahlung $B_\lambda(T)$ gemessen werden. Als Normalintensitäten B_λ im Wellenlängenbereich 1165 – 2516 Å wurden die Höhen von 14 C I-, N I-, Kr I- und Si I-Linien verwendet, die alle in einem dem Auflösungsvermögen des Spektrographen entsprechenden Wellenlängenbereich optisch dick waren. Zwischen diesen Linien wurde der Wellenlängenverlauf glatt interpoliert.

Daß dabei die Höhen dieser Linien der Schwarzstrahlung bei der Temperatur des reinen Argonplasmas entsprechen, ist nicht ganz selbstverständlich und trifft auch nur in einiger Näherung zu. Für

die Erzeugung der optisch dicken Linien sind ja Zusatzgaskonzentrationen von 1 – 10% nötig, die durchaus in der Lage sind, die Plasmatemperatur zu verändern. Genauer betrachtet ergibt sich folgendes Bild:

Das Zusatzgas wird seitlich in den Bogenkanal durchströmende Argon (hier 30 Ncm^3/sec) eingeführt und in der vom Spektrographen wegführenden Richtung mitgenommen. Der konstante Endwert der Konzentration in der Bogenachse wird erst nach einer Strecke von ca. 2 cm erreicht. Dazwischen liegt ein „Anlaufsgebiet“, in dem sowohl Konzentration als auch Temperatur aus den Werten des reinen Argonplasmas stetig in die konstanten Endwerte übergehen. Auch wenn die Strahlung aus dem vordersten Teil des „Anlaufsgebiets“ selbst noch nicht vollständig optisch dick ist, so bewirkt dieses Gebiet doch eine weitgehende Angleichung der Linienhöhe an den der ungestörten Temperatur entsprechenden Wert. Günstig für die Angleichung ist neben Breite und Stärke der Linie eine möglichst große Länge des „Anlaufsgebiets“. Eine weitere Steigerung der Zusatzgasmenge ist nur schädlich, da sich die Temperatur dann noch weiter von der des reinen Argonplasmas entfernt. Quantitativ ist das Zusammenspiel der verschiedenen Effekte jedoch von den speziellen apparativen Gegebenheiten abhängig.

Um das Anlaufsgebiet zu verlängern, wurde das Zusatzgas verteilt auf 3 aufeinanderfolgende Gas einführungen zugeführt. Trotzdem zeigte es sich, daß die Höhen der C I-Linien systematisch etwa 10% niedriger als die der N I-Linien waren (Zusatz von CO_2 erniedrigt die Temperatur, Zusatz von N_2 erhöht sie). Es wurde deshalb für die endgültigen Messungen der C I- und N I-Linien jeweils ein Gemisch aus CO_2 und N_2 verwendet, das die Plasmatemperatur möglichst wenig veränderte. Als Indikator für die Temperaturänderungen diente die Höhe der optisch dicken Kr I-Linie 1236 Å, wobei die nötige Kryptonmenge (nur 0,4 Ncm^3/sec) bei der dritten $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ -Einführung zugegeben wurde. Für die Messungen der C I-Linien wurden dementsprechend dann 2,1 Ncm^3/sec CO_2 mit 10 Ncm^3/sec N_2 und für N I-Linien 1,7 Ncm^3/sec N_2 mit 0,37 Ncm^3/sec CO_2 verwendet. Die sich so ergebenden Meßpunkte für die Schwarzstrahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge liegen mit Abweichungen von weniger als 3% auf einer glatten Kurve. (Die Meßpunkte sind in Abb. 1 eingezeichnet, in der jedoch nicht die Linienhöhen, sondern die Quotienten aus diesen und

den Werten der Kirchhoff-Planck-Funktion für $12\,200^{\circ}\text{K}$ aufgetragen sind.

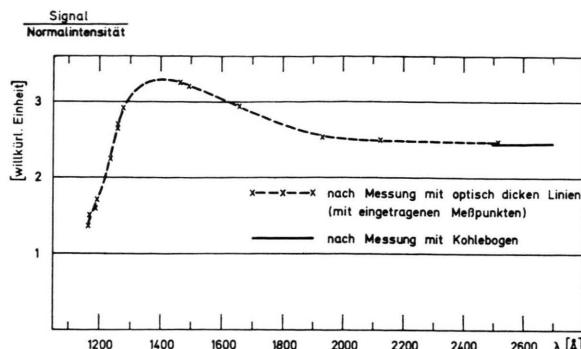


Abb. 1. Die Kurve der spektralen Empfindlichkeit der Apparatur, gemessen mit Hilfe von optisch dicken Linien im Kaskadenlichtbogen und mit Hilfe des Kohlebogens.

V. Messung der Äquivalentbreiten

Wegen der sehr verschiedenen Stärke der gemessenen Siliciumlinien war es ausgeschlossen, bei irgendeiner festen Zugabemenge von SiF_4 alle Linien einerseits optisch dünn, andererseits aber mit noch beobachtbarer Intensität zu erhalten. Da die Verhältnisse der Siliciumteilchendichten für verschiedene SiF_4 -Zusatzmengen nicht bekannt waren, mußten die Äquivalentbreiten der Linien bei jeweils gleichen Zusätzen aneinander angeschlossen werden.

Um den großen Intensitätsbereich zu überbrücken, wurden vier Linien ausgesucht, deren Äquivalentbreiten von einer zur nächsten jeweils um den Faktor 3 bis 5 zunehmen. Je zwei aufeinanderfolgende dieser Linien konnten noch sehr gut mit gleicher SiF_4 -Menge gemessen werden. Zur Erhöhung der Genauigkeit wurden diese Messungen bei jedem Liniene paar bei sehr verschiedenen Si-Teilchendichten durchgeführt, und die Äquivalentbreiten der stärkeren Linie nach Art einer Wachstumskurve gegen die der schwächeren aufgetragen; im optisch dünnen Bereich lagen immer mindestens 20 bis 30 Meßpunkte. An diese vier „Vergleichslinien“ wurden nach der gleichen Methode alle übrigen angeschlossen.

VI. Ergebnisse

Die hier gemessenen Absorptionsoszillatorenstärken f_{mn} sowie die entsprechenden Übergangswahr-

scheinlichkeiten A_{nm} der Si I-, Si II- und Si III-Linien sind in den Tab. 1 und 2 zusammengestellt. Dabei wurde die Skala der relativ gemessenen Werte so gewählt, daß sich für das Si I-Multiplett 2506 bis 2528 Å $A_{nm} = 1,64 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ergibt. Dieser Wert der Übergangswahrscheinlichkeit wird von verschiedenen Autoren gestützt (SAVAGE und LAWRENCE⁴, LAWRENCE⁵, KHOKHLOV^{6, 7} und SLAVENAS⁸). Das genannte Multiplett erschien deshalb als das geeignete zum Anschluß der Meßwerte dieser Arbeit. Diese Wahl ist jedoch keineswegs zwingend. Die relativen Meßwerte können ebensogut an jeden Wert irgendeiner anderen Linie angeschlossen werden, der sich als zuverlässiger erweisen sollte.

Es wurden im wesentlichen alle Si I-, II- und III-Linien gemessen, die im Wellenlängenbereich 1190 bis 2528 Å liegen und unter den gegebenen Bedingungen nicht zu schwach für die Registrierung waren. Nur mit sehr geringer Genauigkeit konnten die Si II-Linien 1304,4 Å und 1193,3 Å gemessen werden. Sie waren von einer O I- bzw. C I-Linie nur schwer zu trennen. Man muß bei ihnen Fehler von je 50% annehmen.

In einer Reihe von Fällen waren mehrere Si-Linien nicht voneinander zu trennen. Es wurde dann für jede dieser Liniengruppen ein gemeinsamer f_{mn} - und A_{nm} -Wert angegeben. Dies war immer möglich, da die unteren Niveaus der Linien jeweils zum selben Term gehörten und sehr nahe beisammen lagen.

Die Si III-Linie 1206,5 Å konnte trotz des geringen Anteils von Si III sehr gut gemessen werden. Bei der genannten Wellenlänge liegen die beiden Si III-Übergänge $3p^1P_1^0 - 3s^21S_0$ und $3d^1D_2 - 3p^1P_1^0$ mit unteren Niveaus bei 0 bzw. 10,28 eV. Daß es sich bei der hier beobachteten Linie um die Resonanzlinie handelt, ergibt sich aus folgender Überlegung: Bei der gegebenen Temperatur von $12\,200^{\circ}\text{K}$ unterscheiden sich die Besetzungsichten der unteren Zustände der beiden genannten Si III-Linien um den Faktor $7 \cdot 10^3$. Wollte man annehmen, daß trotz dieses ungünstigen Besetzungsverhältnisses die zum höheren Übergang gehörige Linie einen wesentlichen Anteil an der gemessenen Äquivalentbreite liefert, so würde sich für sie bei der Berechnung der absoluten Oszillatorenstärken $f_{mn} > 3000$ ergeben, also ein unvernünftig großer Wert. Fordert man hin-

⁴ B. D. SAVAGE u. G. M. LAWRENCE, Astrophys. J. **146**, 940 [1966].

⁵ G. M. LAWRENCE, Astrophys. J. **148**, 261 [1967].

⁶ M. Z. KHOKHLOV, Akademia Nauk SSSR, Krymskaia Astrofizicheskaiia observatoria Izvestia **29**, 131 [1963].

⁷ I. Yu. YU. SLAVENAS, Optics and Spectroscopy (USSR) **16**, 214 [1964].

λ	unterer	oberer	$E_n/\hbar c$	g_n	g_m	f_{mn}	A_{nm}
\AA	(n)	Term (m)	cm^{-1}				sec^{-1}
2528,5	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$4\text{s} \ 3\text{P}_1^0$	223	5	3	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$7,0 \cdot 10^7$
2524,1	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$4\text{s} \ 3\text{P}_0^0$	77	3	1	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$1,54 \cdot 10^8$
2519,2	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$4\text{s} \ 3\text{P}_1^0$	77	3	3	$3,82 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^7$
2516,1	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$4\text{s} \ 3\text{P}_2^0$	223	5	5	$1,18 \cdot 10^{-1}$	$1,24 \cdot 10^8$
2514,3	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_0$	$4\text{s} \ 3\text{P}_1^0$	0	1	3	$1,58 \cdot 10^{-1}$	$5,5 \cdot 10^7$
2506,9	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$4\text{s} \ 3\text{P}_2^0$	77	3	5	$6,4 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^7$
2435,2	$3\text{p}^2 \ 1\text{D}_2$	$3\text{d} \ 1\text{D}_2^0$	6 299	5	5	$2,46 \cdot 10^{-2}$	$2,77 \cdot 10^7$
2218,1	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$3\text{p}^3 \ 3\text{D}_2^0$	223	5	5	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$8,2 \cdot 10^6$
2216,7	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$3\text{p}^3 \ 3\text{D}_3^0$	223	5	7	$3,71 \cdot 10^{-2}$	$3,60 \cdot 10^7$
2211,7	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$3\text{p}^3 \ 3\text{D}_1^0$	77	3	3	$1,04 \cdot 10^{-2}$	$1,42 \cdot 10^7$
2210,9	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$3\text{p}^3 \ 3\text{D}_2^0$	77	3	5	$3,32 \cdot 10^{-2}$	$2,72 \cdot 10^7$
2208,0	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_0$	$3\text{p}^3 \ 3\text{D}_1^0$	0	1	3	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$1,89 \cdot 10^7$
2124,1	$3\text{p}^2 \ 1\text{D}_2$	$3\text{d} \ 1\text{F}_3^0$	6 299	5	7	$2,28 \cdot 10^{-1}$	$2,41 \cdot 10^8$
2065,5	$3\text{p}^3 \ 5\text{S}_2^0$	$4\text{s}' \ 5\text{P}_1$	33 326	5	3	$5,6 \cdot 10^{-2}$	$1,45 \cdot 10^8$
2061,2	$3\text{p}^3 \ 5\text{S}_2^0$	$4\text{s}' \ 5\text{P}_2$	33 326	5	5	$9,0 \cdot 10^{-2}$	$1,41 \cdot 10^8$
2054,8	$3\text{p}^3 \ 5\text{S}_2^0$	$4\text{s}' \ 5\text{P}_3$	33 326	5	7	$1,17 \cdot 10^{-1}$	$1,32 \cdot 10^8$
1989,0	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$3\text{d} \ 3\text{P}_2^0$	223	5	5	$2,42 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^7$
1986,4	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$3\text{d} \ 3\text{P}_1^0$	223	5	3	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$2,14 \cdot 10^7$
1983,2	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$3\text{d} \ 3\text{P}_2^0$	77	3	5	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$1,37 \cdot 10^7$
1980,6	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$3\text{d} \ 3\text{P}_1^0$	77	3	3	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$1,30 \cdot 10^7$
1979,2	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$3\text{d} \ 3\text{P}_0^0$	77	3	1	$1,00 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^7$
1977,6	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_0$	$3\text{d} \ 3\text{P}_1^0$	0	1	3	$3,08 \cdot 10^{-2}$	$1,75 \cdot 10^7$
1901,3	$3\text{p}^2 \ 1\text{D}_2$	$4\text{d} \ 1\text{F}_3^0$	6 299	5	7	$6,1 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^7$
1852,5	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$3\text{d} \ 3\text{D}_2^0$	223	5	5	$2,15 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^7$
1850,7	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$3\text{d} \ 3\text{D}_3^0$	223	5	7	$1,34 \cdot 10^{-1}$	$1,87 \cdot 10^8$
1848,2	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$3\text{d} \ 3\text{D}_1^0$	77	3	3	$3,32 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^7$
1847,5	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$3\text{d} \ 3\text{D}_2^0$	77	3	5	$1,16 \cdot 10^{-1}$	$1,36 \cdot 10^8$
1845,5	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_0$	$3\text{d} \ 3\text{D}_1^0$	0	1	3	$1,51 \cdot 10^{-1}$	$9,9 \cdot 10^7$
1843,8	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$5\text{s} \ 3\text{P}_1^0$	77	3	3	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$1,30 \cdot 10^7$
1841,4	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_{2,0}$	$5\text{s} \ 3\text{P}_{2,1}^0$	170	6	8	$1,36 \cdot 10^{-2}$	$2,01 \cdot 10^7$
1841,2	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$5\text{s} \ 3\text{P}_2^0$	77	3	5	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^6$
1836,5	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$4\text{d} \ 1\text{P}_1^0$					
1704,4	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_{012}$	$4\text{d} \ 1\text{F}_3^0$					
bis		$4\text{d} \ 3\text{D}_{123}^0$	150	8	34	$1,31 \cdot 10^{-1}$	$7,2 \cdot 10^7$
1682,7		$6\text{s} \ 3\text{P}_{012}^0$					
1675,2	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$4\text{d} \ 3\text{P}_2^0$	223	5	5	$1,90 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^7$
1643,0	$3\text{p}^3 \ 5\text{S}_2^0$	$3\text{d}' \ 5\text{P}_3$	33 326	5	7	$2,93 \cdot 10^{-1}$	$5,2 \cdot 10^8$
1638,3	$3\text{p}^3 \ 5\text{S}_2^0$	$3\text{d}' \ 5\text{P}_2$	33 326	5	5	$2,02 \cdot 10^{-1}$	$5,0 \cdot 10^8$
1637,0	$3\text{p}^3 \ 5\text{S}_2^0$	$3\text{d}' \ 5\text{P}_1$	33 326	5	3	$1,18 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^8$
1258,8	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_2$	$3\text{p}^3 \ 3\text{S}_1^0$	223	5	3	$2,17 \cdot 10^{-1}$	$1,52 \cdot 10^9$
1256,5	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_1$	$3\text{p}^3 \ 3\text{S}_1^0$	77	3	3	$2,24 \cdot 10^{-1}$	$9,5 \cdot 10^8$
1255,3	$3\text{p}^2 \ 3\text{P}_0$	$3\text{p}^3 \ 3\text{S}_1^0$	0	1	3	$2,18 \cdot 10^{-1}$	$3,08 \cdot 10^8$

Tab. 1. Gemessene Absorptionsoszillatorenstärken f_{mn} und Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} von Si I-Linien.

gegen für sie einen f_{mn} -Wert unter 10, so kann ihr Beitrag zur gemeinsamen Äquivalentbreite höchstens 0,1% sein, ist also vernachlässigbar. Eine experimentelle Überprüfung der Temperaturabhängigkeit der Linienintensität lieferte das gleiche Ergebnis.

Die Zuordnung der Spektrallinien, ihre Wellenlängen und die Energien der Terme wurden den Tabellen von MOORE⁹ entnommen.

⁹ CH. E. MOORE, Selected Tables of Atomic Spectra, NSRDS-NBS 3, Sect. 1 (Si II, Si III, Si IV) und NSRDS-NBS 3, Sect. 2 (Si I).

λ	unterer Term (n)	oberer Term (m)	$E_n/\hbar c$ cm $^{-1}$	g_n	g_m	f_{mn}	A_{nm} sec $^{-1}$
Si II							
2072,7	$3p^2 \ ^2D_{2\frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}}$	$4f \ ^2F_{3\frac{1}{2}, 2\frac{1}{2}}$	55 317	10	14	$9,3 \cdot 10^{-2}$	$1,03 \cdot 10^8$
2072,0							
1817,4	$3p \ ^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2D_{1\frac{1}{2}}$	287	4	4	$1,14 \cdot 10^{-4}$	$2,31 \cdot 10^5$
1816,9	$3p \ ^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2D_{2\frac{1}{2}}$	287	4	6	$1,36 \cdot 10^{-3}$	$1,83 \cdot 10^6$
1808,0	$3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2D_{1\frac{1}{2}}$	0	2	4	$1,76 \cdot 10^{-3}$	$1,80 \cdot 10^6$
1533,4	$3p \ ^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	$4s \ ^2S_{\frac{1}{2}}$	287	4	2	$8,7 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^8$
1526,7	$3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	$4s \ ^2S_{\frac{1}{2}}$	0	2	2	$8,6 \cdot 10^{-2}$	$2,46 \cdot 10^8$
1353,7	$3p^2 \ ^4P_{2\frac{1}{2}}$	$4s' \ ^4P_{1\frac{1}{2}}^0$	43 108	6	4	$5,9 \cdot 10^{-2}$	$3,24 \cdot 10^8$
1352,6	$3p^2 \ ^4P_{1\frac{1}{2}}$	$4s' \ ^4P_{\frac{1}{2}}^0$	42 933	4	2	$8,4 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^8$
1350,7	$3p^2 \ ^4P_{\frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}}$	$4s' \ ^4P_{\frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}}$	42 878	6	6	$2,99 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^8$
1350,5							
1350,1	$3p^2 \ ^4P_{2\frac{1}{2}}$	$4s' \ ^4P_{2\frac{1}{2}}^0$	43 108	6	6	$1,46 \cdot 10^{-1}$	$5,3 \cdot 10^8$
1348,5	$3p^2 \ ^4P_{\frac{1}{2}}$	$4s' \ ^4P_{1\frac{1}{2}}^0$	42 824	2	4	$1,83 \cdot 10^{-1}$	$3,36 \cdot 10^8$
1346,9	$3p^2 \ ^4P_{1\frac{1}{2}}$	$4s' \ ^4P_{2\frac{1}{2}}^0$	42 933	4	6	$1,02 \cdot 10^{-1}$	$2,50 \cdot 10^8$
1309,3	$3p \ ^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2S_{\frac{1}{2}}$	287	4	2	$5,7 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^8$
1304,4	$3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2S_{\frac{1}{2}}$	0	2	2	$\approx 6,4 \cdot 10^{-2}$	$\approx 2,5 \cdot 10^8$
1265,0	$3p \ ^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	$3d \ ^2D_{1\frac{1}{2}}$	287	4	4	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$2,27 \cdot 10^8$
1264,7	$3p \ ^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	$3d \ ^2D_{2\frac{1}{2}}$	287	4	6	$7,3 \cdot 10^{-1}$	$2,04 \cdot 10^9$
1260,4	$3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	$3d \ ^2D_{1\frac{1}{2}}$	0	2	4	$8,4 \cdot 10^{-1}$	$1,77 \cdot 10^9$
1251,2	$3p^2 \ ^4P_{2\frac{1}{2}}$	$3p^3 \ ^4S_{1\frac{1}{2}}^0$	43 108	6	4	$2,03 \cdot 10^{-1}$	$1,30 \cdot 10^9$
1250,4	$3p^2 \ ^2D_{2\frac{1}{2}}$	$3p^3 \ ^2D_{2\frac{1}{2}}^0$	55 325	6	6	$5,1 \cdot 10^{-1}$	$2,15 \cdot 10^9$
1250,1	$3p^2 \ ^2D_{1\frac{1}{2}}$	$3p^3 \ ^2D_{1\frac{1}{2}}^0$	55 310	4	4	$5,5 \cdot 10^{-1}$	$2,36 \cdot 10^9$
1248,4	$3p^2 \ ^4P_{1\frac{1}{2}}$	$3p^3 \ ^4S_{1\frac{1}{2}}^0$	42 933	4	4	$1,94 \cdot 10^{-1}$	$8,3 \cdot 10^8$
1246,7	$3p^2 \ ^4P_{\frac{1}{2}}$	$3p^3 \ ^4S_{1\frac{1}{2}}^0$	42 824	2	4	$1,88 \cdot 10^{-1}$	$4,0 \cdot 10^8$
1229,4	$3p^2 \ ^4P_{2\frac{1}{2}}$	$3d' \ ^4D_{3\frac{1}{2}}^0$	43 108	6	8	$6,8 \cdot 10^{-1}$	$2,24 \cdot 10^9$
1228,7							
1228,6	$3p^2 \ ^4P_{1\frac{1}{2}}$	$3d' \ ^4D_{2\frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$	42 933	4	12	$8,0 \cdot 10^{-1}$	$1,18 \cdot 10^9$
1228,4							
1227,6	$3p^2 \ ^4P_{2\frac{1}{2}}$	$3d' \ ^4P_{2\frac{1}{2}}^0$	43 108	6	6	$3,30 \cdot 10^{-1}$	$1,46 \cdot 10^9$
1227,0							
1226,9	$3p^2 \ ^4P_{\frac{1}{2}, 2\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$	$\left\{ \begin{array}{l} 3d' \ ^4D_{1\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^0 \\ 3d' \ ^4P_{1\frac{1}{2}}^0 \end{array} \right.$	42 875	8	10	$3,47 \cdot 10^{-1}$	$1,23 \cdot 10^9$
1226,8							
1224,3	$3p^2 \ ^4P_{1\frac{1}{2}}$	$3d' \ ^4P_{1\frac{1}{2}}^0$	42 933	4	4	$1,51 \cdot 10^{-1}$	$6,7 \cdot 10^8$
1223,9	$3p^2 \ ^4P_{1\frac{1}{2}}$	$3d' \ ^4P_{\frac{1}{2}}^0$	42 933	4	2	$1,39 \cdot 10^{-1}$	$1,24 \cdot 10^9$
1197,4	$3p \ ^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2P_{\frac{1}{2}}$	287	4	2	$1,03 \cdot 10^{-1}$	$9,6 \cdot 10^8$
1194,5	$3p \ ^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2P_{1\frac{1}{2}}$	287	4	4	$4,4 \cdot 10^{-1}$	$2,07 \cdot 10^9$
1193,3	$3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2P_{\frac{1}{2}}$	0	2	2	$\approx 3,2 \cdot 10^{-1}$	$\approx 1,5 \cdot 10^9$
1190,4	$3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	$3p^2 \ ^2P_{1\frac{1}{2}}$	0	2	4	$1,76 \cdot 10^{-1}$	$4,1 \cdot 10^8$
Si III							
1206,5	$3s^2 \ ^1S_0$	$3p \ ^1P_1^0$	0	1	3	1,26	$1,93 \cdot 10^9$

Tab. 2. Gemessene Absorptionsoszillatorenstärken f_{mn} und Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} von Si II- und Si III-Linien.

Für einen Vergleich mit den hier vorliegenden Ergebnissen kommen vor allem die Messungen von SAVAGE und LAWRENCE⁴ nach der Lebensdauermethode in Frage. Die entsprechenden Werte sind in Tab. 3 zusammengestellt.

VII. Fehlerabschätzung

Der Fehler der relativen f_{mn} -Werte setzt sich aus dem Fehler der relativen Äquivalentbreiten und dem der relativen Besetzungszahlen der unteren Niveaus der Linien zusammen.

	λ Å	Multiplett (n)	Multiplett (m)	Eigene Messungen $A_{nm} [\text{sec}^{-1}]$	SAVAGE u. LAWRENCE $A_{nm} [\text{sec}^{-1}]$
Si I	2506	3p ² 3P	4s 3P ⁰	$1,64 \cdot 10^8 *$	$1,64 \cdot 10^8$
Si I	2208	3p ² 3P	3p ³ 3D ⁰	$0,35 \cdot 10^8$	$0,56 \cdot 10^8$
Si II	1526	3p 2P ⁰	4s 2S	$7,4 \cdot 10^8$	$11,1 \cdot 10^8$
Si II	1261	3p 2P ⁰	3d 2D	$20,2 \cdot 10^8$	$14,3 \cdot 10^8$
Si II	1190	3p 2P ⁰	3p ² 2P	$24,7 \cdot 10^8$	$> 25 \cdot 10^8$

* Anschlußwert.

Tab. 3. Vergleich der hier bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten mit den von SAVAGE und LAWRENCE^{4, 5} gemessenen.

Der Fehler des Verhältnisses der Besetzungszahlen läßt sich bei der vorliegenden Arbeit auf die Ungenauigkeiten der Meßgröße $\Delta\lambda$ [Gl. (2)], sowie der theoretisch gegebenen Größen β [Gl. (2)] und $\Delta\chi$ (Erniedrigung der Ionisierungsenergie) zurückführen. Die Temperatur folgt daraus mit 1,5% Genauigkeit. Der Einfluß dieser Größen auf die Verhältnisse der Besetzungszahlen hängt entscheidend von der Ionisationsstufe und der Energie des unteren Zustands der betrachteten Linien ab. Da die meisten der gemessenen Linien Resonanzlinien sind, soll im weiteren nur der Fall gleicher Energie der beiden unteren Niveaus diskutiert werden. Es ergeben sich für die Verhältnisse der Besetzungszahlen Fehler von 0% (Si I : Si I) bis 30% (Si III : Si I).

Den Fehler der relativen Äquivalentbreiten kann man wegen der großen Zahl von Meßpunkten im Mittel zu 8% annehmen (für Linien mit sehr verschiedener Wellenlänge ist er etwas größer, für nahe benachbarte etwas kleiner).

Insgesamt ergibt sich also für die Fehler der Verhältnisse zweier f_{mn} -Werte folgendes Schema, wenn man die Ionisationsstufe der beiden betrachteten Linien in Zeilen bzw. Spalten anordnet:

	Si I	Si II	Si III
Si I	8%	20%	38%
Si II		8%	26%

Geht man zu den absoluten f_{mn} -Werten über, so kommt wegen der Unsicherheit des Anschlußwertes nochmals ein Fehler von 15% hinzu.

B. Vergleich zwischen UV-Normal und Kohlebogen

I. Der wandstabilisierte Lichtbogen als UV-Strahlungsnormale

Die in dieser Arbeit zur Bestimmung der Äquivalentbreiten verwendete und in Abschnitt A IV näher beschriebene Methode, eine Normalstrahlung mit Hilfe von optisch dicken Linien im wandstabilisier-

ten Argon-Lichtbogen herzustellen, geht auf BOLDT¹⁰ zurück. Sie wurde inzwischen schon in einer Reihe von Arbeiten am Lichtbogen im gleichen Sinne angewandt. Sie läßt sich natürlich auch ganz allgemein für jede Absoluteichung im Vakuum-UV über etwa 1050 Å verwenden. Bei der Bestimmung von Äquivalentbreiten von Spektrallinien hat man dabei den Vorteil, daß sich die Temperaturabhängigkeit der Schwarzstrahlung und die der Intensität der optisch dünnen Linie weitgehend kompensieren, so daß insgesamt für die Temperaturabhängigkeit der Äquivalentbreiten nur noch die Besetzungszahl des *unteren* Niveaus eine Rolle spielt. Diese hängt, vor allem für Resonanzlinien, viel schwächer von T ab als die des oberen Zustandes. Bei der Verwendung des Bogens als allgemeines Strahlungsnormal geht die Kenntnis der Plasmatemperatur in den Fehler der Absolutintensität ein, und zwar mit etwa 15% bei 1200 Å und etwa 8% bei 2000 Å.

Intensitätskalibrierung im Vakuum-UV ist ein noch keineswegs abgeschlossenes Kapitel der Physik. Insbesondere fehlen fast völlig Vergleiche der verschiedenen Methoden („optisch dicke Linien“, „branching ratio“, Synchrotronstrahlung, Ionisationskammer) untereinander, sowie mit besser gesicherten Methoden in benachbarten Spektralbereichen. Auch für das hier dargestellte Verfahren mit optisch dicken Linien im Kaskadenlichtbogen gab es bisher keine Verbindung zu den verhältnismäßig gut untersuchten Normalstrahlern des sichtbaren und nahen UV-Gebiets, dem Kohlebogen oder der Wolframbandlampe. Dies liegt vor allem daran, daß bei Wellenlängen über 1931 Å (CI) keine zur Herstellung der Schwarzstrahlung im Argon-Bogen mehr geeignete Linie gefunden wurde. Andererseits ist der Kohlebogen vom Sichtbaren her nur für Wellenlängen bis 2500 Å geeicht und verwendbar.

Da es sich jedoch bei der Messung der Oszillatorenstärken von Silicium ergab, daß auch die Si I-

¹⁰ G. BOLDT, Proc. 5th Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases 1, 925 [1961].

Linien 1258,8 Å, 2124,1 Å und 2516,1 Å zur Herstellung von Schwarzstrahlung geeignet sind, war es möglich, einen direkten Vergleich mit der Normalstrahlung des Kohlebogens anzustellen.

II. Durchführung des Vergleichs mit dem Kohlebogen

Zur Durchführung des Vergleichs wurden abwechselnd der Kaskadenlichtbogen und der Kohlebogen vor den Spektrographen gesetzt. Das Blendensystem blieb dabei das gleiche. Gemessen wurde mit beiden Lichtquellen die spektrale Empfindlichkeit der Apparatur, d. h. der Quotient aus dem Signal am Schreiber und der Strahlungsleistung der Lichtquelle bei verschiedenen Wellenlängen in einer willkürlichen, aber beide Male gleichen Einheit. Die Strahlungsleistung ergab sich im einen Fall aus dem Planckschen Gesetz für die Bogentemperatur von 12 200 °K; für den Kohlebogen wurde sie der Arbeit von MAGDEBURG¹¹ entnommen.

Wegen des sehr großen Intensitätsunterschiedes zwischen der Schwarzstrahlung des Kaskadenlichtbogens und der Strahlung des Kohlebogens bei 2500 Å konnten beide nicht mit gleicher Einstellung gemessen werden. Die optisch dicken Linien wurden mit engen Spalten registriert, für den Kohlebogen wurden diese weiter geöffnet (ca. 100 μ). Um den dazwischenliegenden Intensitätsfaktor zu bestimmen, wurde bei jeder der beiden Einstellungen zusätzlich das Argonkontinuum des Kaskadenlichtbogens gemessen.

Um den Anteil des längerwelligen Streulichts an der gemessenen Intensität des Kohlebogens festzulegen, wurde ein Filterglas (Schott WG 7) in den

Strahlengang gebracht. Dieses Filter absorbiert bei 2500 Å 99% der Strahlung und läßt oberhalb von 3000 Å praktisch alles Licht hindurch. Das bei 2500 Å mit Filter noch verbleibende Signal ist dem Streulicht zuzuschreiben und muß vom Gesamtbetrag abgezogen werden. Im vorliegenden Fall betrug der Streulichtanteil 12%.

In Abb. 1 ist das Ergebnis dargestellt. Aufgetragen ist die spektrale Empfindlichkeit der Apparatur in Abhängigkeit von der Wellenlänge, gemessen einerseits mit dem Kaskadenlichtbogen, andererseits mit dem Kohlebogen. Man sieht, daß die beiden Meßkurven, wie dies im idealen Fall ja auch sein sollte, bei 2500 Å ohne Sprung ineinander übergehen.

Die Angaben über die Intensität der Strahlung des Anodenkraters des Kohlebogens können heute innerhalb gewisser Fehlergrenzen als gesichert gelten. Deshalb bedeutet das obige Ergebnis, daß in der UV-Kalibrierungsmethode mit dem wandstabilisierten Lichtbogen kein größerer systematischer Fehler enthalten ist.

Die Übereinstimmung der beiden Kurven ist weit besser als die Meßgenauigkeit und kann natürlich nicht quantitativ als Maß für die Übereinstimmung der beiden Kalibrierungsmethoden gelten.

Die Fehlergrenzen der Messung mit dem Kaskadenlichtbogen werden durch die experimentelle Festlegung der Schwarzstrahlungskurve und die Kenntnis der Temperatur bestimmt. Nimmt man für erstere 5%, für letztere 1,5% an, so ergibt sich in der Gegend von 2500 Å ein Gesamtfehler von 12%.

Für die Magdeburgschen Messungen der Strahlungsleistung des Kohlebogens kann man etwa 10% Genauigkeit ansetzen. Für die Festlegung des Signals des Kohlebogens zusammen mit der Messung des Umrechnungsfaktors auf die engeren Spaltbreiten seien nochmals 10% angenommen. Die mit dem Kohlebogen gemessene Kurve ist bei 2500 Å also auf etwa 20% genau.

¹¹ H. MAGDEBURG, Z. Naturforsch. **20 a**, 980 [1965].