1925. № 8.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 76.

1. *Die Energieverteilung der Hefnerlampenstrahlung im sichtbaren Teile des Spektrums;*

von S. Valentiner und M. Rössiger.

Während die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe und ihre Abhängigkeit von verschiedenen Einflüssen vielfach und gründlich untersucht worden ist, liegen über die Verteilung der Energie über die verschiedenen Wellenlängen bisher verhältnismäßig nur wenige Arbeiten vor. Da aber die Hefnerlampe eine leicht und schnell herstellbare Vergleichslichtquelle ist, so ist es vielfach erwünscht, eine zu messende Strahlungsquelle mit einiger Genauigkeit „an die Hefnerlampe anzuschließen". Man legt dann in der Regel die wertvollen Beobachtungen von Ångström[1]) aus den Jahren 1895 und 1903 zugrunde. Was das sichtbare Spektralgebiet anbelangt, so können freilich die Beobachtungen von Ångström nicht Anspruch auf große Genauigkeit machen, und außerdem erstrecken sie sich nur auf das Gebiet von Wellenlängen, die größer als 500 $\mu\mu$ sind. Leder[2]) hat im Jahre 1907 durch den Vergleich der Hefnerlampe mit dem Schwarzen Körper in engen Spektralbereichen zwischen 680 und 520 $\mu\mu$ mittels Spektralphotometer die von Ångström im sichtbaren Gebiet beobachtete Abhängigkeit der Strahlung von der Wellenlänge innerhalb der Fehlergrenze Ångströms bestätigt. Sie läßt sich, wie schon Ångström angegeben hat, durch die Formel darstellen

$$E_H d\lambda = 0{,}0160\, \lambda^{-5} e^{-\frac{14300}{\lambda \cdot 1820}} d\lambda.^{3)} \tag{1}$$

Darin bedeutet $E_H d\lambda$ die Energie in gcal gemessen, die im Wellenlängenbereich λ bis $\lambda + d\lambda$ pro Sek. durch eine im Abstand 1 m in horizontaler Richtung befindliche Fläche von

1) K. Ångström, Acta Soc. Upsal. 1895; Phys. Rev. 3. S. 137. 1895. K. Ångström, Acta Soc. Upsal. 1903; Phys. Rev. 5. S. 456. 1904.

2) F. Leder, Ann. d. Phys. 24. S. 305. 1907.

3) K. Ångström gibt als Exponent $7{,}85/\lambda$ an.

1 cm² hindurchgestrahlt wird. Die Konstante 14300 (c) ist die der Planck-Wienschen Spektralgleichung des Schwarzen Körpers und die Zahl 1820 hat, wie der Vergleich mit dieser Spektralgleichung zeigt, die Bedeutung der Farbtemperatur, d. h. der Temperatur, die die Schwarze Strahlung besitzen muß, wenn sie in dem beobachteten Spektralbereich die gleiche Energieverteilung zeigt. Von dieser Formel weichen nun immerhin die Beobachtungen sowohl von Ångström als auch von Leder zum Teil nicht unerheblich ab, so daß eine Extrapolation in den Bereich kürzerer Wellen, wie sie zuweilen vorgenommen wurde[1]), nicht unbedenklich erscheint. Die Beobachtungen von Ångström und Leder in dem Bereich von 680 bis 520 $\mu\mu$ hat später Becker[2]) mit eigenen Beobachtungen über die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens der Hefnerflamme von der Wellenlänge kombiniert, um die wahre Temperatur ihres heißesten Teils zu bestimmen. Er fand dafür den Wert 1670° abs.[3]) Man kann umgekehrt diese Temperaturbestimmung und Beckers Beobachtungen des Absorptionsvermögens, die durch Messungen von Senftleben und Benedict[4]) eine befriedigende Bestätigung fanden, zur Aufstellung einer anderen Gleichung für die Strahlung der Hefnerlampe benutzen, die in bezug auf die Wiedergabe der genannten Messungen etwa das gleiche leistet wie (1). Sie ergibt sich unmittelbar aus der Planck-Wienschen Spektralgleichung mit Berücksichtigung des Kirchhoffschen Gesetzes und lautet:

$$E_H d\lambda = \text{const.}\, \lambda^{-6,4} e^{-\frac{14300}{\lambda \cdot 1655}} \cdot d\lambda\,, \tag{2}$$

wenn man Beckers Absorptionsbestimmungen durch die Gleichung

$$A_H = \text{const.}\, \lambda^{-1,4} \tag{3}$$

darstellt. (A_H das Absorptionsvermögen der Hefnerflamme.)

1) S. J. Wawilow, Phil. Mag. 43. S. 307. 1922; Zeitschr. f. Phys. 22. S. 266. 1924; S. Valentiner u. M. Rössiger, Berl. Ber. S. 210. 1924.

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 28. S. 1017. 1909.

3) Der berechnete Wert 1670 ist von der Wahl der Konstanten c abhängig. Leider geht aus der Beckerschen Arbeit nicht deutlich hervor, welcher Wert von c benutzt wurde. Mit dem jetzt üblichen Werte 14300 erhält man aus den Beckerschen und Ångströmschen Beobachtungen als wahre Temperatur 1655° abs.

4) H. Senftleben u. E. Benedict, Ann. d. Phys. 60. S. 297. 1919.

Der bei diesen Messungen beobachtete Teil der Flamme ist infolge der Benutzung des Spektralphotometers mit engem Spalt gut definiert und liegt etwa 2 cm über dem Rand des Dochtrohres in der Mitte der Flamme.

Die Extrapolation dieser zweiten Gleichung in das Gebiet kürzerer Wellen bei einer solchen Wahl der Konstanten, daß bei der Wellenlänge 600 $\mu\mu$ Übereinstimmung mit Gleichung (1) herrscht, führt, wie zu erwarten, nicht auf dieselben Werte, wie die Extrapolation von Gleichung (1) und ist nicht weniger gewagt. Diese Unsicherheit hat uns veranlaßt, von neuem die Energieverteilung der Hefnerlampenstrahlung zu bestimmen, wobei wir es uns zur besonderen Aufgabe machten, 1. die Genauigkeit erheblich zu steigern und 2. die Verteilung bis zu kürzeren Wellenlängen zu verfolgen.

Der Weg, den wir bei dieser Untersuchung einschlugen, war der folgende. Wir verglichen mit Benutzung eines Kaliumzellenphotometers die spektral zerlegte Strahlung der Hefnerlampe mit der einer Strahlungsquelle, deren Energieverteilung wir berechnen konnten. Als solche diente uns eine Wolframbogenlampe (Wolframpunktlampe) für 4 Amp. und 50 bis 60 Volt Normalbelastung, wie sie vor einiger Zeit von der Osramstudiengesellschaft in den Handel gebracht worden ist. Die Energieverteilung ihrer Strahlung ist wie die eines jeden festen Temperaturstrahlers durch die Gleichung gegeben

$$E_W d\lambda = C A_W \cdot \lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda T}} \cdot d\lambda, \tag{4}$$

worin E_W die Strahlungsintensität, A_W das Absorptionsvermögen des Wolframs bei der Temperatur T abs. und der Wellenlänge λ bedeuten. Ist α_H/α_W das photometrisch gemessene Verhältnis der Hefnerlampenstrahlung zur Strahlung der Wolframlampe in der Wellenlänge λ (abgesehen von einem für alle Wellenlängen gleichen Faktor), so ergibt sich die gesuchte Energieverteilung der Hefnerstrahlung mit Gleichung (4) aus

$$E_H = \frac{\alpha_H}{\alpha_W} \cdot E_W \tag{5}$$

oder

$$\lg E_H = \lg \frac{\alpha_H}{\alpha_W} + \lg C + \lg A_W - 5 \lg \lambda - \frac{c}{\lambda T} \cdot \tag{6}$$

Um aus Gleichung (6) E_H (bis auf einen konstanten Faktor) bestimmen zu können, muß man außer dem Verhältnis α_H/α_W die Temperatur T und das Absorptionsvermögen A_W kennen.

Absorptionsvermögen des Wolframs. Das Absorptionsvermögen des Wolframs ist von verschiedenen Forschern und seine Abhängigkeit von Temperatur und Wellenlänge insbesondere von Worthing[1]) bestimmt worden. Für blankes Metall ist nach ihm das Absorptionsvermögen[2]) z. B.

$$(7)\qquad \begin{cases} \text{bei } 3000^0 \quad A = 0{,}4346\ (1 + (0{,}56 - \lambda)\cdot 0{,}450), \\ \text{bei } 1000^0 \quad A = 0{,}4767\ (1 + (0{,}56 - \lambda)\cdot 0{,}413) \end{cases}$$

(die Wellenlänge λ in μ gemessen).

Für die rauhe Oberfläche unserer glühenden Wolframkugel wird das Absorptionsvermögen freilich erheblich größer sein. Da man aber seinen Absolutwert nicht zu kennen braucht, und da es sehr wahrscheinlich ist, daß die geringe Abhängigkeit von der Wellenlänge und von der Temperatur durch die Oberflächenbeschaffenheit nur wenig beeinflußt wird, so legen wir für die Rechnung die Worthingschen Werte zugrunde.

Die Unsicherheit der Kenntnis des Absorptionsvermögens ist hier außerdem unbedenklich, wie eine Fehlerabschätzung ergibt: Ein Fehler von 10 Proz. des Faktors von $(0{,}56 - \lambda)$ verursacht in E_H bei der kürzesten benutzten Wellenlänge $0{,}44\ \mu$ (und das wäre der schlimmste Fall) erst einen Fehler von 0,5 Proz.

Temperatur des Wolframs. Für die Untersuchung standen uns vier Wolframbogenlampen zur Verfügung, von denen eine vor Beendigung der Messung unbrauchbar wurde. Die übrigen (W_1, W_3, W_4) sind bei verschiedenen Belastungen (Temperaturen) benutzt worden. Für jede Belastung der Lampen bestimmten

---

1) A. G. Worthing, Zeitschr. f. Phys. 22. S. 9. 1924. Dort ist auch weitere Literatur über die Strahlungseigenschaften und den Schmelzpunkt des Wolframs angegeben.

2) Aus den Beobachtungen von A. G. Worthing (s. oben) läßt sich für das Absorptionsvermögen des Wolframs folgender Ausdruck berechnen:

$$(8)\qquad A_W = 0{,}4767\left[1 - 0{,}0442\left(\frac{T}{1000} - 1\right)\right] \times \left[1 + (0{,}56 - \lambda)\,0{,}413\left(1 + 0{,}0448\left(\frac{T}{1000} - 1\right)\right)\right].$$

T abs., λ in μ.

wir zunächst die schwarze Temperatur mit einem Wannerpyrometer, dessen bis 4000° reichende Angaben wir durch Messung der schwarzen Temperatur der positiven Kohle im Kohlebogen kontrollierten und berichtigten.[1]) Zur Berechnung der wahren Temperatur aus der gemessenen schwarzen Temperatur konnten wir freilich nicht ohne weiteres auf den von Worthing angegebenen Wert des Absorptionsvermögens zurückgreifen, da die Oberfläche der strahlenden Wolframkugel nicht glatt, sondern rauh war. Wir benutzten statt dessen einen Wert, den wir in folgender Weise gewannen. Wir bestimmten am Schlusse unserer Messungsreihen mit dem Wannerpyrometer die schwarze Schmelztemperatur der Wolframkugel einer unserer Lampen und fanden hierfür den Wert 3270° abs. Aus der Differenz des reziproken Wertes dieser Temperatur und des reziproken Wertes der wahren Schmelztemperatur 3668° abs.[2]) berechneten wir dann zunächst in bekannter Weise[3]) das Absorptionsvermögen für die Schmelztemperatur zu 0,577 in der wirksamen Wellenlänge des Wannerpyrometers (0,646 μ). Unter der bereits oben benutzten Annahme, daß das Absorptionsvermögen unserer Wolframkugel in der von Worthing an blankem Metall gefundenen Weise von der Temperatur abhängt, fanden wir daraus die Werte des Absorptionsvermögens, die für die Temperaturen der Wolframkugel, bei denen die Strahlung bestimmt wurde, anzunehmen sind. Mit den so gewonnenen Werten — die Schwächung durch die Glaskugel der Wolframlampe und durch die Linse, die die Wolframkugel auf dem Spalt des Wannerpyrometers abbildete, wurde berücksichtigt — ergaben sich für die verschiedenen Belastungen der Wolframlampen zu den in Tab. 1 eingetragenen (bereits korrigierten) Wannerpyrometerablesungen die danebenstehenden wahren Temperaturen (Spalte 5).

Diese Temperaturen können durch drei Einflüsse gefälscht sein. 1. Einmal ist die Einstellgenauigkeit der einzelnen

---

1) F. Patzelt, Zeitschr. f. Phys. 15. S. 409. 1923. — Das Wannerpyrometer zeigte bei 3650° um 150° zu hoch, bei 1500° richtig. Zur Schätzung des Fehlers der zwischenliegenden Ablesungen nahmen wir lineare Abhängigkeit zwischen Fehlergröße und Ablesung an.

2) A. G. Worthing, Zeitschr. f. Phys. 22. S. 9. 1924.

3) L. Holborn u. F. Henning, Berl. Ber. S. 311. 1905.

Tabelle 1.

Belastung und Temperatur der Wolframlampen					
1 Lampe	2 Stromstärke Amp.	3 Spannung Volt	4 Korrig. schwarze W.-Pyrom. Temp. ° C	5 Wahre Temp. ° C	6 Korrig. wahre Temp. ° C
W_1	2,0	50,8	2197	2405	2405
	3,0	48,2	2412	2665	2664
	4,0	47,2	2570	2854	2852
W_3	2,0	64,0	2160	2360	2357
	3,0	59,0	2365	2606	2607
	4,0	57,0	2495	2763	2766
W_4	2,0	47,0	2100	2289	2287
	3,0	44,8	2300	2527	2533
	4,0	44,6	2467	2730	2725
	4,9	44,6	—	—	2888

Messungen mit dem Wannerpyrometer bei den hohen Temperaturen sicher nicht größer als $\pm 10^0$; Häufung der Beobachtungen verminderte den Einfluß dieser Ungenauigkeit auf das Resultat. 2. Die durch Beobachtung der Kohletemperatur gewonnene Korrektion der Skala des Wannerpyrometers kann um größere Beträge fehlerhaft sein. Dieser Umstand ist freilich unbedenklich, wie eine kleine Fehlerrechnung ergibt. Wenn z. B. die korrigierte Angabe des Wannerpyrometers für die Schmelztemperatur des Wolframs einen um 50^0 zu tiefen Wert lieferte (infolge eines nach unserer Meinung unmöglichen Fehlers von 70^0 bei der Bestimmung der Kohlenbogentemperatur), so würde die oben angedeutete Betrachtung einen wesentlich höheren Wert des Absorptionsvermögens (etwa 0,65) der Wolframkugel ergeben; dieser höhere Wert mit samt der veränderten Korrektur würde dann aber auf Werte der wahren Temperatur des Wolframs führen, die nur um sehr wenige Grad (bei 2700^0 abs. 5^0) höher liegen, als die in der Tab. 1 angegebenen. In dem Fall wären also alle Temperaturen der Spalten 5 und 6 um etwa 5^0 zu tief. 3. Die Unsicherheit des Absorptionsvermögens spielt entsprechend dem unter 2. gesagten ebenfalls keine wesentliche Rolle, da die beobachteten schwarzen Temperaturen an die wahre Schmelzpunktstemperatur, wie oben angegeben ist, angeschlossen sind.

Eine gute Kontrolle und Verbesserung der Temperaturen ergab sich auf folgendem Weg. Sind E_{W_1} und E_{W_2} die photometrisch gemessenen Helligkeiten des Wolframs einer Lampe bei den beiden Belastungen B_1, B_2, d. h. bei den Temperaturen T_1, T_2, so gilt unter der Voraussetzung, daß die Photometeranordnung die gleiche Empfindlichkeit behält und die Stellung der Lampe zum Photometer unverändert bleibt, die Beziehung

$$\lg \frac{E_{W_1}}{E_{W_2}} = \frac{c}{\lambda}\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) + \lg \frac{A_1}{A_2}, \tag{9}$$

in welcher Wellenlänge λ wir auch die Beobachtungen ausführen. Sie muß also in den sieben von uns benutzten schmalen Wellenlängenbereichen zwischen 560 und 440 $\mu\mu$ für den Ausdruck $\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)$ den gleichen Wert liefern, der sich aus den Wannerpyrometermessungen ergibt. Da wir aus den Wannerpyrometermessungen die Temperaturen T_1, T_2 mit sicher sehr guter Annäherung kennen und das Absorptionsvermögen nur wenig von der Temperatur abhängt, so können wir mit Hilfe der Worthingschen Absorptionswerte das Glied $\lg \frac{A_1}{A_2}$ in Gleichung (7) bestimmen und $\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)$ berechnen. In der Tab. 2 haben wir die so berechneten Differenzen der reziproken Temperaturen in den verschiedenen Fällen mitgeteilt. Die am Kopf der Spalten eingetragenen Wellenlängen sind

Tabelle 2.

Differenzen der reziproken Temperaturen $\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) \cdot 10^7$

Lampe	B_1 Amp.	B_2 Amp.	Differenz ber. aus den Beobachtungen in den λ 0,56 μ	0,54 μ	0,52 μ	0,50 μ	0,48 μ	0,46 μ	0,44 μ	Mittel	aus Pyro.-beob.
W_1	3,0	2,0	324	333	330	331	327	—	—	329	328
	4,0	3,0	205	201	202	204	211	—	—	205	208
W_3	4,0	2,0	512	508	511	517	509	510	—	511	504
	4,0	3,0	192	182	169	185	177	185	180	181	180
W_4	4,0	2,0	576	566	565	570	577	559	—	569	574
	4,0	3,0	228	219	222	242	238	228	226	229	241
	4,9	4,0	180	164	177	175	155	177	173	172	—

die, bei welchen die photometrischen Beobachtungen stattfanden, aus denen die Differenzen berechnet sind. In der letzten Spalte haben wir zum Vergleich die Differenz der reziproken mit dem Pyrometer erhaltenen Temperaturen vermerkt. Die Übereinstimmung ist durchaus befriedigend. Nun haben wir weiter die aus den photometrischen Messungen errechneten mittleren Differenzen, die den aus dem Wannerpyrometer erhaltenen an Sicherheit überlegen sind, dazu benutzt, die wahren Temperaturen selbst zu verbessern. Wir berechneten z. B. bei der Lampe W_1 die reziproke Temperatur für die Belastung 3 Amp., indem wir zu den reziproken Temperaturen, die das Wannerpyrometer für die Belastungen 2 und 4 Amp. ergab, die aus Spalte 5 sich ergebenden Differenzen addierten bzw. subtrahierten; dabei ergaben sich die drei Werte 3405, 3406, 3403 ($\times 10^{-7}$). Das Mittel davon, 3405×10^{-7}, diente uns zur Berechnung der wahren Temperatur bei 3 Amp. Belastung, von der aus wir dann umgekehrt die Temperaturen bei den Belastungen 2 und 4 Amp. fanden. Die in dieser Weise für alle drei Lampen bei den verschiedenen Belastungen ausgeglichenen Temperaturen sind in Tab. 1 in Spalte 6 neben den aus den Pyrometerbeobachtungen erhaltenen eingetragen und sind nur wenig von diesen verschieden. Für die Belastung 4,9 der W_3 liegt eine Pyrometermessung nicht vor.

Wenn wir die Unsicherheit der einzelnen Temperaturen mit $\pm 5^0$ annehmen, abgesehen von einem möglichen gemeinsamen Fehler von höchstens $\pm 5^0$ infolge fehlerhafter Wannerkorrektion, so werden wir damit den möglichen Temperaturfehler eher zu groß als zu klein geschätzt haben. Ein solcher Fehler beeinflußt nun aber das Endresultat nur in sehr geringem Maße. Folgende Rechnung gibt darüber Aufschluß. Aus Gleichung (6) folgt

$$\frac{dE_H}{E_H} = \frac{c}{\lambda T}\,\frac{dT}{T}. \tag{10}$$

Bei einer Temperatur $T = 3000^0$ abs. und $dT = 15^0$, also $\frac{dT}{T} = 0{,}005$ ist für

$$\lambda = 0{,}56,\quad 0{,}54,\quad 0{,}52,\quad 0{,}50,\quad 0{,}48,\quad 0{,}46,\quad 0{,}44,$$

$$\frac{dE_H}{E_H} = 0{,}0425,\ 0{,}0440,\ 0{,}0458,\ 0{,}0476,\ 0{,}0496,\ 0{,}0519,\ 0{,}0542.$$

Da es uns aber nur auf die Energieverteilung, nicht auf die Energie selbst ankommt, so spielen für unser Endresultat nicht diese Werte dE_H/E_H selbst eine Rolle, sondern nur deren Änderung mit der Wellenlänge, in dem Intervall von $\lambda = 0{,}56$ bis 0,44, die, wie man aus den angeführten Zahlen ersieht, 0,012 beträgt; d. h. ein Fehler in der Temperaturmessung von 0,5 Proz. würde das Verhältnis der Werte von E_H bei der Wellenlänge 0,44 μ und 0,56 μ nur um 1,2 Proz. ändern; das Verhältnis der Energiewerte für Wellenlängen zwischen 0,44 und 0,56 μ wäre noch weniger gefälscht. Nach diesen Ausführungen dürfen wir annehmen, daß der Fehler, den die Energiewerte der Hefnerlampe infolge der Temperaturunsicherheit der Wolframlampe für die verschiedenen Wellenlängen zeigen, 1 Proz. keinesfalls übersteigt. Der Vorteil dieser Methode, daß Fehler in der Temperaturmessung das Endresultat nur wenig beeinflussen können, beruht darauf, daß die Strahlung der niedrigtemperierten Hefnerflamme an die Strahlung eines sehr hochtemperierten Strahlers angeschlossen wird.

Photometrische Messung mit der Kaliumzelle. Sowohl die Hefnerlampe, wie die Wolframhalbkugel wurde zur Messung ihrer Strahlungen mittels eines Kondensors schwach vergrößert in gleicher Entfernung auf dem Spalt eines Monochromators von Leiss mit konstanter Ablenkung abgebildet. Bei der Messung der Hefnerlampenstrahlung war die Lampe so vor den Kondensor gestellt, daß die heißeste Stelle (etwa 2 cm über dem Dochtrande, vgl. Becker) auf den Spalt fiel; bei Messung der Wolframlampe lag der mittelste Teil des Bildes der Wolframhalbkugel auf dem Spalt. Aus dem durch den Monochromator erzeugten Spektrum[1]) wurde durch einen zweiten Spalt ein schmales Bündel herausgeblendet, das, wie seine Prüfung mit einem Zeissschen Spektralapparat zeigte, aus einem nur etwa 6 $\mu\mu$ breiten Bande bestand. Dieses Bündel,

1) Das zweite Rohr, durch das im allgemeinen das Bündel nach Durchlaufen des Prismas hindurch- und heraustritt, hatten wir fortgenommen und die Linse desselben ohne Rohr besonders montiert, da die Reflexionen an der Rohrwand, wie wir beobachteten, in erster Linie an der so oft beklagten spektralen Unreinheit des aus dem Monochromator austretenden Bündels schuld sind.

durch eine Linse parallel gemacht, durchlief einige Blenden, von denen die eine so stark verkleinert werden konnte, daß die beiden nacheinander beobachteten Lichtbündel, das der Hefnerlampe und das der Wolframlampe, in der Kaliumzelle vergleichbare Photoströme hervorriefen. Dicht vor der Kaliumzelle war eine Zerstreuungslinse aufgestellt, um das Bündel auf einen möglichst großen Teil der Kaliumbelegung der Zelle einwirken zu lassen. Die Belegung der Kaliumzelle lag an dem negativen Pole einer Akkumulatorenbatterie von 154 Volt, deren positiver Pol geerdet war. Der Platinring der Kaliumzelle war mit dem Faden eines Einfadenelektrometers verbunden, an dessen Schneiden eine Spannung von ± 120 Volt gegen Erde lag. Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug ungefähr 90 Skalenteile für 1 Volt. Die Isolation des dicht neben der Zelle aufgebauten Elektrometers war ausgezeichnet. Die Intensität der Strahlung, die in die Zelle fiel, wurde durch die Aufladezeit für 20 Skalenteile gemessen, d. h. durch die Zeit, in der der Elektrometerfaden nach Aufhebung der Erdung von Skalenteil 0 bis 20 wanderte. (Für besondere Kontrollmessungen wurden zuweilen auch die Aufladezeiten für 10 oder 30 oder 40 Skt. bestimmt.) Der Nullpunkt lag bei Skalenteil $-1{,}0$; die Aufladezeiten wurden aber von Skalenteil 0, nicht von $-1{,}0$ an gerechnet, um eventl. kleine Störungen beim Abheben der Erdung einflußlos zu machen. Besonders hervorgehoben sei noch, daß während einer Meßreihe dauernd Strahlung aus dem Monochromator in die Zelle fiel und nicht zeitweilig durch eine in den Strahlengang gestellte Klappe abgeblendet wurde. Dies geschah nur vor oder nach einer Meßreihe, um einen eventl. vorhandenen Dunkeleffekt zu bestimmen; ein solcher wurde indessen nicht beobachtet. Die beobachteten Aufladezeiten lagen in der Regel zwischen 8 und 40 Sek. (einige wenige über 40 Sek. bis etwa 60 Sek.) und wurden mit einer $^1/_5$ Sek. angebenden Stoppuhr gemessen. Bei der an die Zelle angelegten Spannung, die weit unter der Entladungsspannung lag, bestand, wie besondere Versuche mit einer kleinen elektrischen Lampe zeigten, die in verschiedenen abgemessenen Entfernungen von der Zelle aufgestellt wurde, noch völlig genügende Proportionalität zwischen Aufladezeit und Strahlungsintensität innerhalb der von uns benutzten Zeiten.

Zunächst wurde eine große Reihe von Vorversuchen ausgeführt. Sie waren z. T. notwendig, um die in der Literatur über die Photometrie mit der Kaliumzelle häufig hervorgehobenen Eigentümlichkeiten der Zelle und Schwierigkeiten einer genauen Messung kennen und überwinden zu lernen. Sie bezogen sich ferner auf die geeignete Handhabung der Wolframlampe. Die endgültigen Messungen konnten dann in wenigen aufeinanderfolgenden Tagen durchgeführt werden. Die Messungen der Strahlung der Wolframlampen wurden ein-

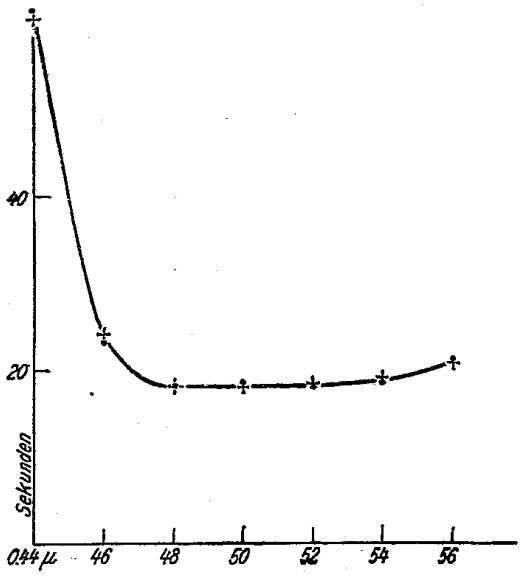

Fig. 1.

geschlossen durch zwei Messungsreihen mit der Hefnerlampe. Diese zeigten sehr gute Übereinstimmung, wie die graphische Darstellung Fig. 1 zeigt[1]), in der als Ordinaten die beobachteten Aufladezeiten, als Abszissen die Wellenlängen eingetragen sind; die Punkte beziehen sich auf die erste, die Kreuze auf die zweite Messungsreihe. Jede Reihe wurde, ebenso wie die Reihen bei den verschiedenen Belastungen der Wolframlampen, zunächst in der Reihenfolge 0,56 bis 0,44 und dann zur Kontrolle der Empfindlichkeit in umgekehrter Reihenfolge aus-

1) Sie gestattet nach Kenntnis der Hefnerlampenenergieverteilung die spektrale Empfindlichkeit der Kaliumzelle in unserer Anordnung zu berechnen.

geführt. Jede Einzelmessung wurde mindestens einmal wiederholt. Infolge geringer Nullpunktsverschiebungen, die sich besonders bei längeren Aufladezeiten zuweilen störend bemerkbar machten, sind die Werte bei der kleinsten Wellenlänge am wenigsten sicher. Es kamen bei dieser immerhin Abweichungen bis zu 10 Proz. ab und zu vor.

Resultate. Die in Gleichung (6) eingehenden α_H und α_W sind, wie oben bemerkt, umgekehrt proportional den beobachteten Aufladezeiten. Somit sind nun sämtliche Größen in der Gleichung (6) zur Berechnung von lg E_H bekannt bis auf die von der Wellenlänge unabhängige Konstante lg C, in der wir uns auch die von der Wellenlänge unabhängigen Proportionalitätsfaktoren der α und der reziproken Aufladezeiten mit enthalten denken können. Da sich aber unsere Aufgabe nur auf die Bestimmung der Abhängigkeit der Energie von der Wellenlänge bezieht, so wird nur die Kenntnis von $C \cdot E_H$ für die verschiedenen Wellenlängen gefordert. In Tab. 3 sind die

Tabelle 3.

Werte von lg CE_H für verschiedene Wellenlängen λ

Lampe	Temp. ° C	$\lambda = 0{,}56$	0,54	0,52	0,50	0,48	0,46	0,44 μ
W_4	2287	3,45	3,11	2,78	2,35	1,90	1,35	—
W_3	2357	45	12	79	37	88	35	—
W_1	2405	44	14	77	39	91	—	—
W_4	2533	43	08	75	40	90	37	0,87
W_3	2607	47	12	75	35	90	35	82
W_1	2664	50	13	78	37	92	—	—
W_4	2725	41	10	77	35	87	38	90
W_3	2766	44	12	76	33	91	36	85
W_1	2852	53	15	79	38	92	—	—
W_4	2888	38	14	76	35	91	36	89
	im Mittel:	3,452	3,121	2,770	2,364	1,902	1,360	0,866

so berechneten lg $C \cdot E_H$ eingetragen; jede der Spalten 3 bis 9 bezieht sich auf die Wellenlänge, die darüber vermerkt ist; jede horizontale Reihe auf die in Spalte 2 angegebene Temperatur. Die Übereinstimmung der untereinanderstehenden, sich auf die gleiche Wellenlänge beziehenden Werte ist im allgemeinen eine recht gute. Etwas größere Abweichungen zeigen sich bei der kürzesten Welle, in der außerdem nicht

bei allen Belastungen wegen der geringen zur Verfügung stehenden Intensität beobachtet werden konnte. Die letzte horizontale Reihe enthält die Mittelwerte.

Mit welcher Genauigkeit die E_H-Werte durch eine Gleichung von der Form (1) mit einer bestimmten Farbtemperatur T_f

$$E_H = C \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{14300}{\lambda \cdot T_f}} \tag{11}$$

wiedergegeben werden können, und mit welcher Genauigkeit durch eine Gleichung von der Form (2)

$$E_H = C \cdot \lambda^{-6,4} \cdot e^{-\frac{14300}{\lambda \cdot T_w}} \tag{12}$$

mit der wahren Temperatur T_w unter Berücksichtigung der Absorptionsbestimmungen von Becker, läßt sich am besten erkennen, wenn man die Beobachtungen graphisch darstellt in einem Diagramm mit $1/\lambda$ als Abszisse und $\lg C E_H + 5 \lg \lambda$ bzw. $\lg C E_H + 6{,}4 \lg \lambda$ als Ordinate. Fallen die Beobachtungspunkte in eine Gerade, so läßt sich aus der Neigung der Geraden gegen die Abszisse das eine Mal T_f, das andere Mal T_w berechnen.

Die Ausführung dieser Darstellung zeigt in beiden Fällen einen ausgezeichneten Anschluß der Beobachtungspunkte an eine Gerade (man ersieht dies auch aus Fig. 2, in der aber aus weiter unten ersichtlichen Gründen als Ordinaten die obengenannten Werte um eine additive Konstante vermehrt, eingetragen sind). Aus den Neigungen findet man

$$T_f = 1840^0 \quad \text{und} \quad T_w = 1675^0 \text{ abs.}$$

Bei der in Fig. 2 gewählten Darstellung sollte der Anschluß der Beobachtungspunkte an eine Gerade nicht in beiden Fällen gleich gut sein, denn entweder, man führt den Begriff „Farbtemperatur" ein und wäre dann gezwungen, das Absorptionsvermögen darzustellen in der Form $A = A_0 e^{\frac{\alpha}{\lambda}}$, oder man nimmt die strenge Gültigkeit der von Becker für das Absorptionsvermögen angegebenen Formel an und könnte dann nicht mehr eine konstante Farbtemperatur erwarten. Da in beiden Fällen der Anschluß an eine Gerade gut möglich ist,

so folgt, daß die Beckerschen Beobachtungen sich auch ohne Zwang in dem Wellenlängengebiet unserer Beobachtungen in der oben angegebenen Weise darstellen lassen. Die Ångströmschen Beobachtungen zeigen allerdings (vgl. unten) in den

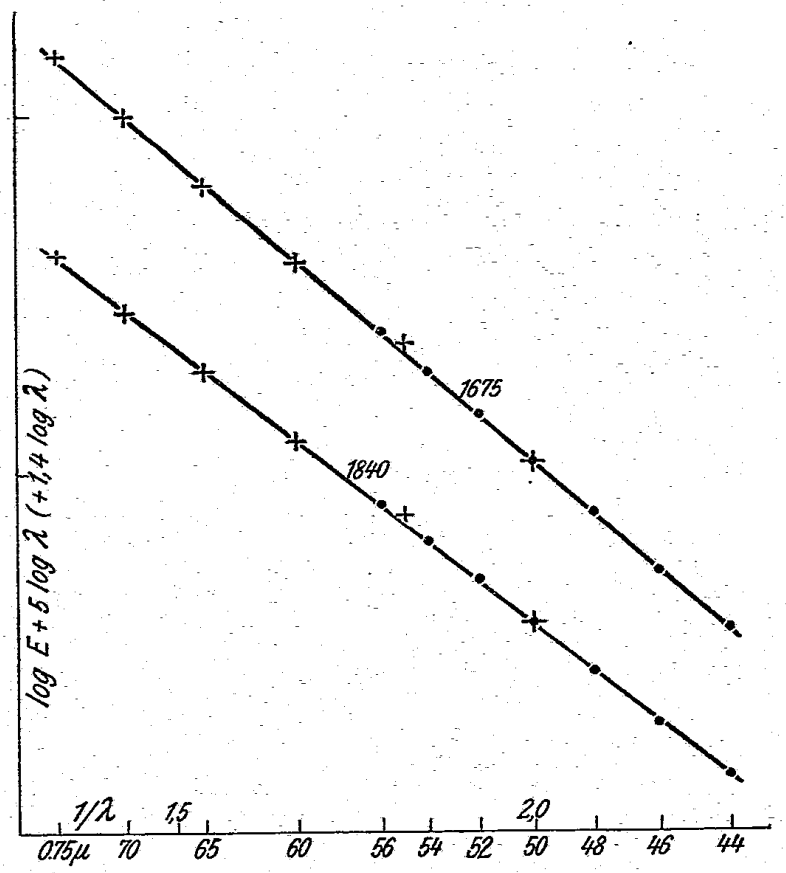

Fig. 2.

höheren Wellenlängen kleine systematische Abweichungen gegenüber Gleichung (11), so daß wir Gleichung (12) vorziehen möchten.

Was den Anschluß unserer Messungen an die früheren, insbesondere die von Ångström anbetrifft, so ist von vornherein zu vermuten, daß sich ein solcher leicht schaffen lassen muß, da die aus unseren Messungen berechneten T_f und T_w kaum von den oben angegebenen abweichen. Die graphische

Darstellung der Ångströmschen Beobachtungen (nicht ihrer rechnerisch ausgeglichenen Werte) in der oben angegebenen Weise zeigte uns nun in der Tat, daß sie sich durch Gerade mit der gleichen Neigung wie unsere eigenen Beobachtungen ebenso zwanglos wie mit der Ångströmschen Konstantenwahl darstellen lassen, da ihre Genauigkeit nicht sehr groß ist. Eine Verminderung unserer Ordinatenwerte um die Konstante 2,49 führte unsere Gerade in die über, die bei gleicher Neigung die Ångströmschen Beobachtungen am besten darstellt. Diese Konstante führt damit unsere Werte auch in das von Ångström gewählte absolute Maß über (cal/sec cm^2 in 1 m horizontalem Abstand von der Flamme). In Fig. 2 sind die Beobachtungen von Ångström und von uns in gleichen Einheiten zusammengetragen, also in einer Darstellung, in der als Abszisse $1/\lambda$, als Ordinate $\lg E_H + 5 \lg \lambda$ bzw. $\lg E_H + 6{,}4 \lg \lambda$ gewählt ist. Die Gleichungen (11) und (12) nehmen bei der Wahl dieser Einheiten die endgültige Form an

$$E_H = 0{,}01585 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{14300}{\lambda \cdot 1840}}, \tag{13}$$

$$E_H = 0{,}700 \cdot \lambda^{-6{,}4} \cdot e^{-\frac{14300}{\lambda \cdot 1675}}, \quad \lambda \text{ in } \mu. \tag{14}$$

Hiermit wurden nun rückwärts zum besseren Vergleich die E_H für die verschiedenen Wellenlängen berechnet und in Tab. 4

Tabelle 4.

Intensität der Hefnerlampenstrahlung × 10^7				
λ_μ	ber. nach Gleichung (13)	ber. nach Gleichung (14)	beob. von Ångström	beob. von Valentiner u. Rössiger
0,75	20,5	18,97	19,5	—
0,70	13,9	13,1	12,6	—
0,65	8,61	8,27	7,9	—
0,60	4,72	4,72	4,45	—
0,56	2,62	2,62	—	2,62
0,55	2,21	2,21	2,44	—
0,54	1,88	1,88	—	1,88
0,52	1,30	1,30	—	1,32
0,50	0,88	0,86	0,88	0,88
0,48	0,55	0,54	—	0,55
0,46	0,34	0,32	—	0,32
0,44	0,199	0,192	—	0,198

neben den von uns und den von Ångström beobachteten Werten eingetragen. Sie zeigt die sehr befriedigende Übereinstimmung der beobachteten mit den berechneten Werten. Der Übersichtlichkeit halber sind die Werte endlich auch noch in Fig. 3 graphisch dargestellt, in der als Ordinaten die E_H, als Abszissen die λ aufgetragen sind. Die ausgezogenen Kurven geben den Verlauf der Gleichungen (13) und (14) wieder, die

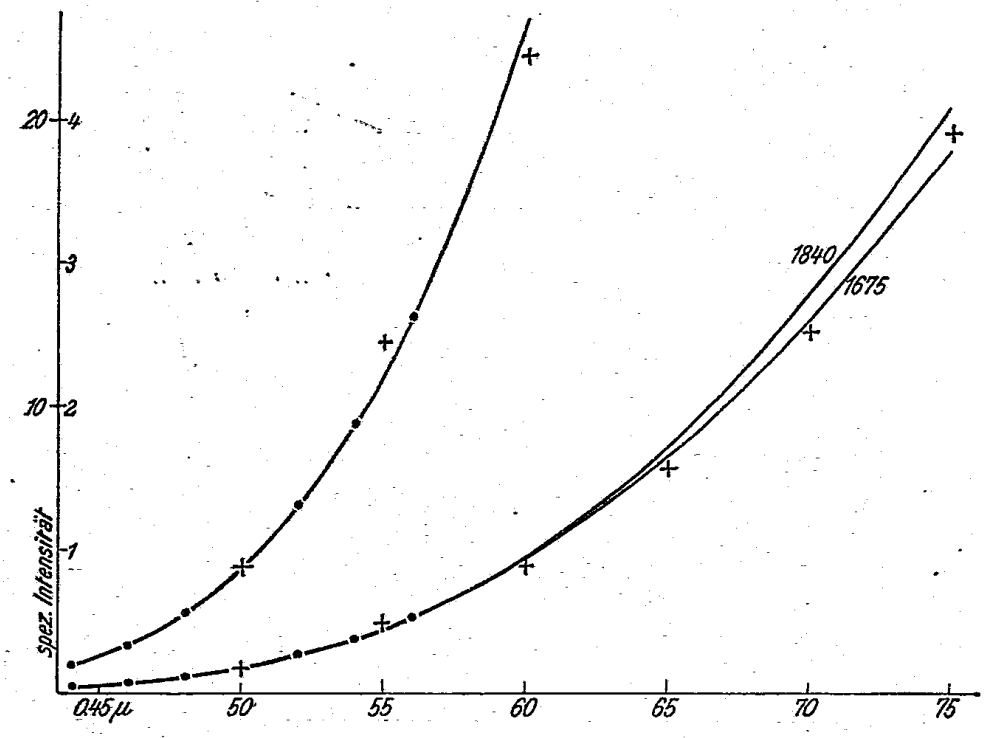

Fig. 3.

Beobachtungen von Ångström sind durch Kreuze, unsere Beobachtungen durch Punkte kenntlich gemacht. Die Beobachtungen in den Wellenlängen 0,45 bis 0,60 μ sind in Fig. 3 auch mit 5fach vergrößerten Ordinaten eingezeichnet.

Zusammenfassend möchten wir als Resultat der Untersuchung angeben:

Die Strahlung des hellsten Teils einer normalen Hefnerflamme ist im sichtbaren Gebiet durch die Beziehung gegeben:

$$E_H = \text{const.}\, \lambda^{-6,4} \cdot e^{-\frac{14300}{\lambda \cdot 1675}}; \quad \lambda \text{ in } \mu;$$

in ihr hat die Zahl 1675 die Bedeutung der wahren absoluten Temperatur der Hefnerflamme, wenn sich deren Absorptionsvermögen in der von Becker angegebenen Form darstellen läßt[1]); die Farbtemperatur wurde zu 1840° abs. bestimmt.

Ein Teil der bei dieser Untersuchung verwendeten Apparate wurde in dankenswerter Weise von der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft zur Verfügung gestellt.

Clausthal, Januar 1925.
Bergakademie, Physikalisches Institut.

---

1) Die wahre Temperatur der Hefnerflamme ist mehrfach und auf verschiedene Weise bestimmt worden. Die gewonnenen Werte sind aber nicht alle ohne weiteres mit dem obigen Resultat zu vergleichen, weil zu ihrer Ableitung zum Teil Konstanten benutzt worden sind, deren Zahlenwerte in der Zwischenzeit auf Grund neuer Beobachtungen Änderungen erfahren haben. Rechnet man, so weit dies möglich, mit dem Wert 14300 als Konstante des Planckschen Gesetzes die früheren Messungen neu durch, so findet man Werte zwischen 1650° und 1715°. Die letzte Bestimmung wurde von H. Senftleben und E. Benedict, Phys. Ztschr. 19. S. 180. 1918, ausgeführt; sie ergab mit $c = 14370$ den Wert $1690° \pm 1$ Proz.

(Eingegangen 9. Februar 1925.)