2. *Bestimmung der wahren Temperatur fester Körper aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten im sichtbaren Spektrum;*

von Elisabeth Benedict.

(Breslauer Dissertation.)

(Hierzu Tafel IX.)

I. Teil.

§ 1. Einleitung und Ziel der Untersuchungen.

Als Grundlage für die Temperaturbestimmung einer Substanz kann jede Eigenschaft dienen, die gesetzmäßig von der Temperatur abhängt und bei demselben Temperaturpunkt sich immer wieder in gleicher Weise zeigt. Ein qualitatives Maß für die Temperatur eines Körpers bildete von jeher die Intensität seiner Licht- und Wärmeemission; der quantitative Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen weist aber bei den verschiedenen Substanzen erhebliche Unterschiede auf. Es wäre daher nicht möglich gewesen auf diese Eigenschaft eine Temperaturskala aufzubauen, etwa wie auf die Gesetze, durch die das Volumen bzw. der Druck, der elektrische Widerstand und die thermoelektrische Kraft mit der Temperatur verknüpft sind, wenn es nicht gelungen wäre, die Strahlungseigenschaften aller Temperaturstrahler einem allgemeinen Prinzip unterzuordnen. G. Kirchhoff verbindet durch sein Gesetz von der „Emission und Absorption des Lichtes" die Emission aller Körper, deren Strahlung lediglich durch die kinetische Energie ihrer Moleküle gegeben ist, in einfacher Weise mit der des absolut „schwarzen Körpers", d. h. eines Körpers, der alle auf ihn fallenden Strahlen absorbiert, also weder Strahlen reflektiert, noch hindurchläßt. In mathematischer Formulierung lautet der Kirchhoffsche Satz:

$$\left[\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = S_\lambda\right]_T$$

wo E_λ bzw. A_λ das Emissions- bzw. Absorptionsvermögen eines beliebigen Temperaturstrahlers, S_λ das Emissionsvermögen des absolut schwarzen Körpers bedeutet und alle Größen auf gleiche

Wellenlänge und Temperatur bezogen sind. Diese von jeder substantiellen Beschaffenheit freie Strahlung, die kein in der Natur vorkommender Körper aufweisen kann, wurde auf Grund der Kirchhoffschen Hohlraumtheorie von Lummer und Wien[1]) verwirklicht durch die Strahlung, die aus einer kleinen Öffnung eines aus einer beliebigen Substanz gebildeten, völlig gleich temperierten Hohlraumes tritt. Hiermit und mit der Festlegung der Gesetze der schwarzen Strahlung stand der Thermometrie ein neuer Weg offen, der den Vorteil bot, mit Anschluß an die gasthermometrische Temperaturskala höhere Temperaturen messen zu können als mit dieser selbst und der Notwendigkeit enthoben zu sein, das Temperaturgleichgewicht des betreffenden Körpers durch Einführung des Meßinstrumentes, soweit eine solche überhaupt möglich ist, zu stören. Durch die Kenntnis des gesetzmäßigen Zusammenhanges der Strahlungsenergie einer Wellenlänge mit der Temperatur ist die Möglichkeit gegeben auf photometrischem Wege die Temperatur von Temperaturstrahlern zu bestimmen. Solange das Produkt $\lambda \cdot T$ die Grenze 3000 nicht überschreitet, ist die Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers mit genügender Genauigkeit gegeben durch die Plancksche Spektralgleichung in der Wienschen Form:

$$E_\lambda = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda \cdot T}}.$$

Logarithmiert man diese Gleichung im Briggschen System, so erhält man:

$$\log E_\lambda = \log (c_1 \cdot \lambda^{-5}) - \frac{c_2}{\lambda \cdot T} \cdot \log e.$$

Hieraus ersieht man, daß $\log E_\lambda$ eine lineare Funktion von $1/T$ ist. Mit Hilfe der *„logarithmischen Isochromaten"*, die für eine bestimmte Wellenlänge den Anstieg der Energie mit der Temperatur zeigen, ist es möglich durch eine einzige photometrische Einstellung die Temperatur eines schwarzen Temperaturstrahlers zu bestimmen, sobald mit dem benutzten Spektralphotometer einmal die logarithmischen Isochromaten der schwarzen Strahlung bestimmt sind. Für nicht schwarze Temperaturstrahler findet man auf diese Weise nicht ihre *wahre Temperatur*, sondern die sogenannte *schwarze Temperatur*, d. h. die Temperatur, die ein schwarzer Körper von gleicher

1) O. Lummer u. W. Wien, Wied. Ann. 56. p. 451—456. 1895.

Helligkeit besitzen würde. Die schwarze Temperatur eines Körpers liegt stets tiefer als seine wahre Temperatur, da ein schwarzer Körper für jede Wellenlänge und jede Temperatur eine größere Strahlungsenergie besitzt, als ein beliebiger Temperaturstrahler für die gleiche Wellenlänge und die gleiche Temperatur. Kennt man das Absorptionsvermögen eines solchen Strahlers, so kann man mit Hilfe des Kirchhoffschen Gesetzes aus der schwarzen Temperatur seine wahre berechnen. Messungen der schwarzen Temperatur auf Grund der logarithmischen Isochromaten wurden von Wanner[1]) ausgeführt. An seine Arbeit knüpfen Lummer und Pringsheim[2]) in ihrer Abhandlung „Temperaturbestimmung hocherhitzter Körper auf bolometrischem und photometrischem Wege" an. Indem sie die Helligkeit eines schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen an verschiedenen Wellenlängen mit der einer konstanten Lichtquelle vergleichen, bestätigen sie, daß innerhalb der oben erwähnten Grenze die logarithmischen Isochromaten gerade Linien sind; die Strahlungseigenschaften der Vergleichslichtquelle spielen bei dem geradlinigen Verlauf keine Rolle. Als solche benutzten Lummer und Pringsheim eine starkfadige Kohlenfaden-Glühlampe. Sie kommen bei dieser Untersuchung zu dem bemerkenswerten Ergebnis, daß die verlängerten schwarzen logarithmischen Isochromaten sich in *einem Punkte* schneiden. *Ein solcher Schnittpunkt würde aussagen, daß bei einer bestimmten Temperatur des schwarzen Körpers die Vergleichslichtquelle die gleiche Energieverteilung hat wie dieser, d. h. daß sie wie ein grauer Körper strahlt.* Gleichzeitig würde die durch den *Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten* bestimmte Temperatur die *wahre Temperatur der Vergleichslichtquelle* sein. Lummer-Pringsheim weisen am Ende der erwähnten Abhandlung darauf hin, daß mit diesem Schluß einer neuen Methode der Temperaturbestimmung der Weg gewiesen wird.

Im Anschluß hieran unternahm ich in der vorliegenden Arbeit auf Anregung von Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr. Lummer die Untersuchung folgender Fragen:

---

1) H. Wanner, „Photometrische Messungen der Strahlung schwarzer Körper", Ann. d. Phys. **2.** p. 141—157. 1900.

2) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **3.** p. 36—42. 1901.

1. *Gibt es Temperaturstrahler, die zu einem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten führen?*

2. *Eignet sich dieser Schnittpunkt zu einer exakten Angabe der wahren Temperatur?*

3. *Lassen sich aus seinem Nichtvorhandensein Schlüsse auf das Absorptionsvermögen der in diesem Falle selektiv strahlenden Körper ziehen?*

Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß die Resultate, die sich bei der Behandlung der ersten Fragen durch meine Versuche ergaben, in ihren Grundzügen bereits von Herrn Geheimrat Lummer in seiner Broschüre „Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur"[1]) veröffentlicht worden sind.

§ 2. Versuchsanordnung.

Im folgenden soll zunächst die zur Aufnahme der logarithmischen Isochromaten dienende Versuchsanordnung kurz beschrieben werden (Fig. 1 u. Fig. 2, Taf. IX). Als Photometer dient

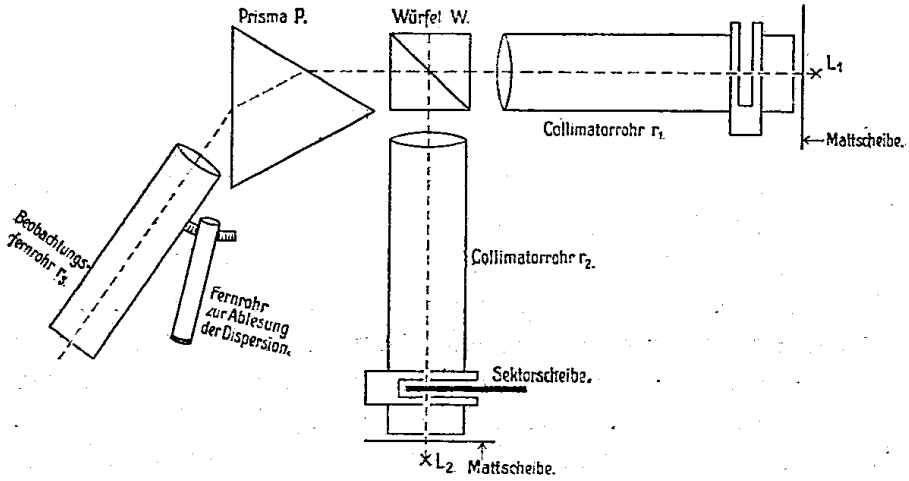


Fig. 1. Lummer-Brodhunsches Spektralphotometer.

das Lummer-Brodhunsche Spektralphotometer[2]) *Sp* mit dem Lummerschen Kontrastwürfel *W*,[3]) der das Licht von den

1) Erschienen im Verlage von F. Vieweg & Sohn, 1914.

2) O. Lummer u. E. Brodhun, Zeitschr. f. Instrumentenk. **12.** p 133—140. 1892.

3) O. Lummer u. E. Brodhun, „Lichtmessung durch Schätzung gleicher Helligkeitsunterschiede (Kontrastphotometer)", Zeitschr. f. Instrumentenk. **9.** p. 461—465. 1889.

senkrecht zu seinen Flächen gerichteten Kollimatorrohren r_1 und r_2 empfängt. Vor beiden Spalten der Rohre befinden sich meist Mattglasscheiben, die von den zu untersuchenden Lichtquellen beleuchtet werden. Beide meßbar veränderlichen Spalte haben stets die gleiche Breite, während der Okularspalt des Beobachtungsfernrohres, r_3, welches das vom Prisma P spektral zerlegte Licht aufnimmt, stets so verändert wird, daß die im Auge empfundene Helligkeit möglichst immer die gleiche ist. In Vorversuchen wurde die Richtigkeit der an den Spalttrommeln angegebenen Einteilung geprüft, indem die Breite der Spalte bei den für die Messungen in Betracht kommenden Stellungen der Trommel mikroskopisch bestimmt wurde. Die Breite der Spalte betrug bei den meisten Messungen 0,01 bis 0,03 mm; nie wurde bei einer Spaltbreite, die 0,1 mm übertraf, photometriert. Die Dispersion des Prismas war so groß, daß die beiden D-Linien gerade getrennt erschienen. Zur Lichtschwächung dient der rotierende Sektor von Lummer-Brodhun,[1]) der vor dem Kollimatorrohr r_2 hart vor dem zugehörigen Spalt aufgestellt ist. Einstellung und Ablesung erfolgen während des Rotierens.[2]) Die Sektorskala wird von der Nernstlampe N beleuchtet und im Fernrohr F abgelesen. Die Sektoröffnung kann von 0^0 bis zweimal 90^0 verändert werden; die Größe der Öffnung wird jedoch nicht in Graden, sondern in kleineren Winkeleinheiten gemessen, indem der Teilkreis des Sektors in 400 Teile geteilt ist; ein Nonius gestattet noch Hundertstel dieser Teile abzulesen. Reichte der rotierende Sektor zur Lichtschwächung nicht aus, so wurden Rauchgläser benutzt, die in fest mit den Spalten der Kollimatorrohre verbundene Behälter eingesetzt wurden. Die Durchlässigkeit dieser Rauchgläser wurde für die benutzten Wellenlängen ebenfalls mit Hilfe des rotierenden Sektors bestimmt, wobei ihre bekannte Selektivität deutlich zutage trat.

---

1) O. Lummer u. E. Brodhun, „Photometrische Untersuchungen (Verwendung des Talbotschen Gesetzes in der Photometrie)", Zeitschr. f. Instrumentenk. **16.** p. 300—307. 1896.

2) E. Brodhun, „Vorrichtung zum Ablesen einer rotierenden Teilung", Zeitschr. f. Instrumentenk. **17.** p. 10—14. 1897.

II. Teil.

Untersuchungen an Kohlenfaden-Glühlampen und am positiven Krater der Bogenlampe bei Normaltemperatur; Prüfung der Konstanz des Absorptionsvermögens im sichtbaren Spektrum; Bestimmung der wahren Temperatur.

§ 3. Schwarze logarithmische Isochromaten bezogen auf eine Kohlenfaden-Glühlampe als Vergleichslichtquelle.

Um die Frage zu entscheiden, ob es Lichtquellen gäbe, die wie ein grauer Körper strahlen, wurde zunächst im wesentlichen die Messung wiederholt, die den Resultaten der angeführten Abhandlung von Lummer-Pringsheim zugrunde liegt.

Zur Aufnahme der schwarzen Isochromaten diente der schwarze Körper[1]) nach Lummer-Kurlbaum, dessen Temperatur mit einem in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Platin–Platinrhodiumthermoelement festgestellt wurde. Der Thermostrom wurde mit Hilfe der Kompensationsmethode gemessen. Als Vergleichslichtquelle diente eine geradfadige Kohlenfaden-Glühlampe mit bekannter Oberfläche, vor der sich eine Mattscheibe befand. Der Lampenstrom wurde während der Messung mit größter Sorgfalt konstant gehalten, da eine Schwankung von 1 Milliampere bereits erhebliche Helligkeitsunterschiede im Photometer hervorrief. Gleichzeitig wurde auch die Spannung am Glühfaden gemessen. Da es nicht möglich war während des Photometrierens das Amperemeter sorgfältig genug zu regulieren, mußte ich die Hilfe einer Anzahl von Damen und Herren, die im Institut arbeiten, ständig in Anspruch nehmen. Ihnen allen danke ich für ihre freundliche Bereitwilligkeit vielmals.

Bezeichnet man die Helligkeit des schwarzen Körpers einer bestimmten Temperatur T_S mit H_S, die der Kohlenfadenlampe von der Temperatur T_K mit H_K und liest man bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit bei einer bestimmten Wellenlänge λ die Sektoröffnung α ab, so ist:

$$\frac{(H_S)_{\lambda T_S}}{(H_K)_{\lambda T_K}} = \frac{2\alpha}{400} = \frac{\alpha}{200}.$$

---

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, „Der elektrisch geglühte schwarze Körper“ Ann. d. Phys. 5. p. 829—839. 1901.

Diese Messung wurde bei sechs verschiedenen Temperaturen des schwarzen Körpers an fünf Wellenlängen ausgeführt; in jeder Farbe wurden jedesmal mindestens fünf Einstellungen gemacht. Multipliziere ich zur genaueren graphischen Darstellung obiges Helligkeitsverhältnis, das ich im folgenden

Tabelle I.

Absol. Temp. des schwarzen Körpers T_S	$\frac{1}{T_S}$	log E_λ				
		$\lambda = 0{,}645\ \mu$	$\lambda = 0{,}592\ \mu$	$\lambda = 0{,}556\ \mu$	$\lambda = 0{,}526\ \mu$	$\lambda = 0{,}500\ \mu$
1253°	$7{,}980 \cdot 10^{-4}$	1,151	0,926	0,732	0,595	0,439
1285	7,780	1,350	1,125	0,930	0,740	—
1339	7,468	1,654	1,476	1,315	1,153	1,030
1458	6,860	2,257	2,129	1,980	1,860	1,779
1545	6,472	2,595	2,487	2,405	2,321	2,281
1630	6,133	2,977	2,881	2,794	2,736	2,666

Schwarze log. Isochromaten:
Kohlenfaden-Glühlampe als Vergleichslichtquelle.

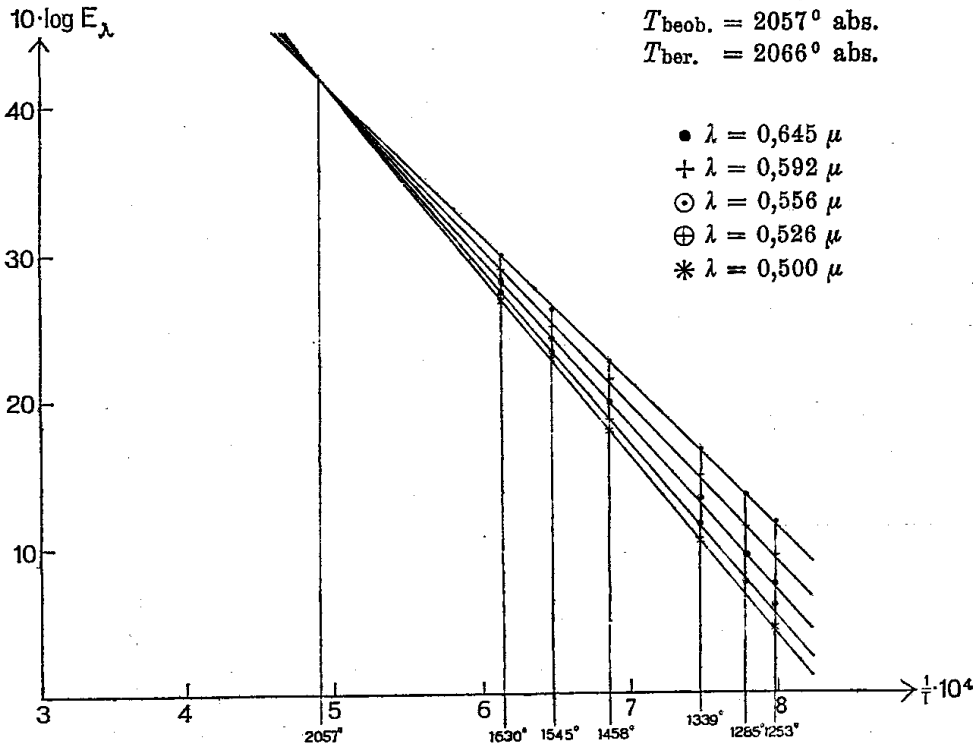


Fig. 3.

immer mit E_λ bezeichnen will, willkürlich mit 100 und trage dann als Ordinaten $10 \cdot \log E_\lambda$, als Abszissen $1/T_S \cdot 10^4$ auf, — die einzelnen Größen enthält Tab. I — so ist aus Fig. 3 zu erkennen, 1. daß die schwarzen logarithmischen Isochromaten *gerade Linien* sind, wie es die Theorie verlangt, 2. daß sich die Isochromaten über die gemessenen Punkte hinaus verlängert in *einem Punkte* schneiden, d. h. daß die benutzte Kohlenfadenlampe wie ein *grauer Körper* strahlt. Aus der Figur liest man die Abszisse des Schnittpunktes ab: $1/T_S \cdot 10^4 = 4{,}86$; hieraus folgt die *wahre Temperatur* des Kohlenfadens zu $T = 2057^0$ abs.

Nun hat Lummer in seinen neuesten Arbeiten[1 u. 2]) nachgewiesen, daß die Kohle der Glühlampen dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz der Gesamtstrahlung folgt und sich nur ihre Strahlungskonstante von der des schwarzen Körpers unterscheidet. Als Wert der Strahlungskonstanten wurde für Kohle

$$\mu = 0{,}725 \cdot 10^{-12} \frac{\text{g Kal.}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

experimentell ermittelt. Auf Grund dieser Ergebnisse konnte ich die aus dem Schnittpunkt der Isochromaten folgende Temperatur der Glühlampe mit der aus dem gemessenen Wattverbrauch berechneten vergleichen. Ist F die Oberfläche des Fadens im cm², J die in Ampere abgelesene Stromstärke und V die an den Enden des Fadens festgestellte Spannung in Volt, so ist die absolute Temperatur des Glühfadens gegeben durch die das Stefan-Boltzmannsche Gesetz der Gesamtstrahlung enthaltende Gleichung:

$$0{,}2388 \cdot J \cdot V = 0{,}725 \cdot 10^{-4} \cdot F \cdot T^4.$$

Hierbei ist für den in einem guten Vakuum glühenden Faden die Annahme gemacht, daß die Joulesche Wärme, die durch die ihm zugeführte elektrische Energie entwickelt wird,

---

1) O. Lummer, „Neue Methode zur Beobachtung und Berechnung der wahren Temperatur des in einer Glühlampe elektrisch glühenden Fadens", Jahresber. d. Schles. Ges. f. Vaterl. Kultur 1913; (vorgetragen in d. naturwissenschaftl. Sektionssitzung vom 28. Mai 1913).

2) O. Lummer, „Bestimmung d. Gesamtstrahlungsgesetzes d. Glühlampenkohle mit Hilfe d. beobachteten wahren Temperatur d. leuchtenden Kohlenfadens", Elektrot. Zeitschr. 34. Jahrg. Heft 50. p. 1428—1449. 1913.

nur durch Ausstrahlung nach außen abgegeben wird. Die Oberfläche F des benutzten Kohlenfadens betrug nach Fabrikangabe 0,8490 cm² ($l = 115$ mm, $d = 0{,}235$ mm). Eine spätere eigene Ausmessung der Länge l und der Dicke d des Fadens, — die letztere bestimmte ich unter einem Mikroskop, dessen sorgfältig geeichte Okularmikrometerschraube eine Genauigkeit von 1 μ zuließ, — bestätigte die erwähnten Angaben. Die aus obiger Gleichung berechnete Temperatur zeigte eine sehr gute Übereinstimmung mit der aus dem Schnittpunkt der Isochromaten gefundenen, sie ergab 2066° abs.

Um mich davon zu überzeugen, daß bei dem aus dem Schnittpunkt der Isochromaten zu ziehenden Schluß nicht etwa selektive Einwirkungen der benutzten Mattglasscheibe in Frage kommen, bestimmte ich ihre Durchlässigkeit mit Hilfe des Sektors für verschiedene Wellenlängen, indem ich eine Kohlenfadenlampe mit mattierter Birne mit und ohne Mattglasscheibe gegen eine zweite photometrierte. Es ergaben sich für alle Wellenlängen Einstellungen des Sektors, deren Abweichungen innerhalb der Fehlergrenzen, die im Maximum 1 Proz. betragen, liegen. Die Mattglasscheibe ruft daher keine Änderung in den Strahlungseigenschaften der sie beleuchtenden Lichtquelle hervor, sie schwächt lediglich ihre Helligkeit. Ich bin daher berechtigt der von der Mattglasscheibe ausgehenden Strahlung die der Kohlenfadenlampe entsprechende Energieverteilung zuzuschreiben.

§ 4. Graue logarithmische Isochromaten — Kohlenfaden-Glühlampen als Vergleichslichtquelle.

Da man auf Grund dieser Ergebnisse, die noch gestützt wurden durch die erwähnten Resultate von Lummer, die Kohle der Glühlampen im *sichtbaren* Teil des Spektrums als *grauen Körper* ansprechen durfte, so ersetzte ich, zunächst um das zeitraubende und kostspielige Arbeiten mit dem schwarzen Körper möglichst zu vermeiden, diesen bei den weiteren Strahlungsmessungen durch eine Kohlenfadenlampe von bekannter Oberfläche. Bei ihr wurden die Watts stufenweise verändert, und bei jeder Stufe ihre Helligkeit für die verschiedenen Wellenlängen mit einer zweiten immer mit konstantem Strom brennenden Kohlenfadenlampe verglichen; aus den genau ab-

gelesenen Watts wurden nach der im vorigen Paragraphen angegebenen Methode die zu jeder Stufe gehörigen absoluten Temperaturen des Kohlenfadens berechnet. Zeigen die so aufgenommenen logarithmischen Isochromaten einen *geradlinigen Verlauf*, so ist dies eine Bestätigung für die Richtigkeit der

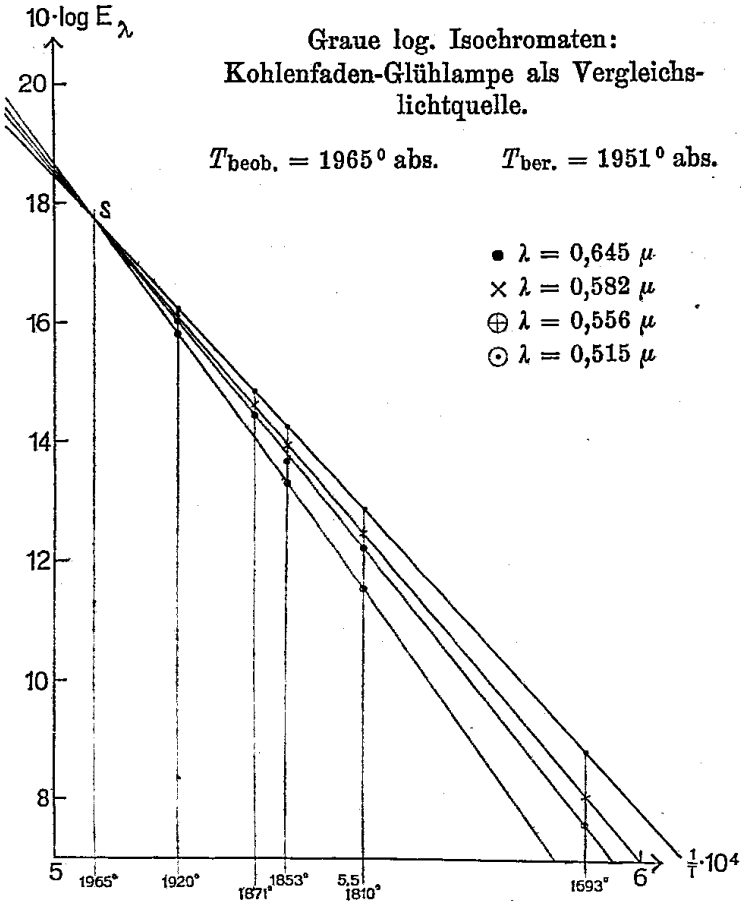


Fig. 4.

Annahme, daß die Glühlampenkohle gemäß dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz strahlt, denn unter dieser Voraussetzung sind ja die einzelnen Temperaturen des Glühfadens bestimmt worden. Eine Reihe derartiger Versuche, von denen Fig. 4 und 5 ein Bild geben, lassen deutlich den geradlinigen Anstieg der Isochromaten erkennen.

Diese *grauen logarithmischen Isochromaten* bedeuten gegenüber den schwarzen einen Fortschritt, insofern sie meßbar bis

zu Temperaturen zu verfolgen sind, die mehr als 1000° höher liegen als die mit der schwarzen Strahlung erreichbaren Temperaturen, denn den schwarzen Körper kann man nicht über den Schmelzpunkt der Lötstelle des Thermoelementes erhitzen; die Grenze dürfte also hier bei ca. 2000° abs. liegen. Die

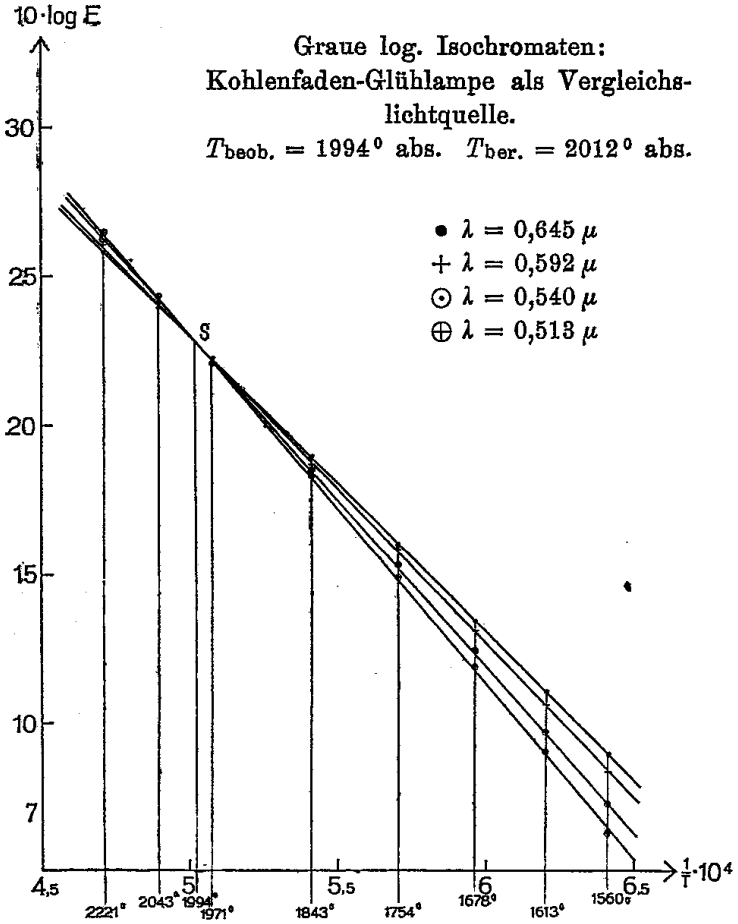


Fig. 5.

Beobachtungen an grauen logarithmischen Isochromaten hingegen lassen sich bis nahe an die absolute Temperatur von 3000°, die Zerspratzungstemperatur des Kohlenfadens, ausführen. Fig. 6, deren Werte in Tab. II gegeben sind, zeigt den geradlinigen Verlauf der grauen Isochromaten bis zu Temperaturen von 2900°; der letzte gemessene Punkt liegt bei 2873° abs. Nicht auf allen Isochromaten sind Punkte bis zu diesen Temperaturen gemessen, da ich die Lampe nur möglichst

Tabelle II.

Temp. d. Kohlenfadenlampe T_K	$\frac{1}{T_K}$	log E_λ				
		$\lambda = 0{,}645\ \mu$	$\lambda = 0{,}592\ \mu$	$\lambda = 0{,}556\ \mu$	$\lambda = 0{,}513\ \mu$	$\lambda = 0{,}470\ \mu$
1916°	$5{,}220 \cdot 10^{-4}$	—	1,892	2,009	—	2,393
1968	5,081	1,899	2,052	2,167	2,345	2,540
2019	4,953	2,024	2,179	2,310	2,493	2,740
2068	4,835	2,141	2,310	2,441	2,634	2,880
2075	4,819	2,140	2,310	2,450	—	2,900
2118	4,721	2,239	2,418	2,557	2,759	3,049
2261	4,422	—	—	2,871	—	3,410
2379	4,204	2,720	—	3,110	—	—
2496	4,007	2,890	—	3,320	—	—
2553	3,917	2,980	—	—	—	—
2605	3,839	3,040	—	3,480	—	—
2661	3,758	3,120	—	—	—	—
2769	3,612	3,260	—	—	—	—
2873	3,480	3,385	—	—	—	—

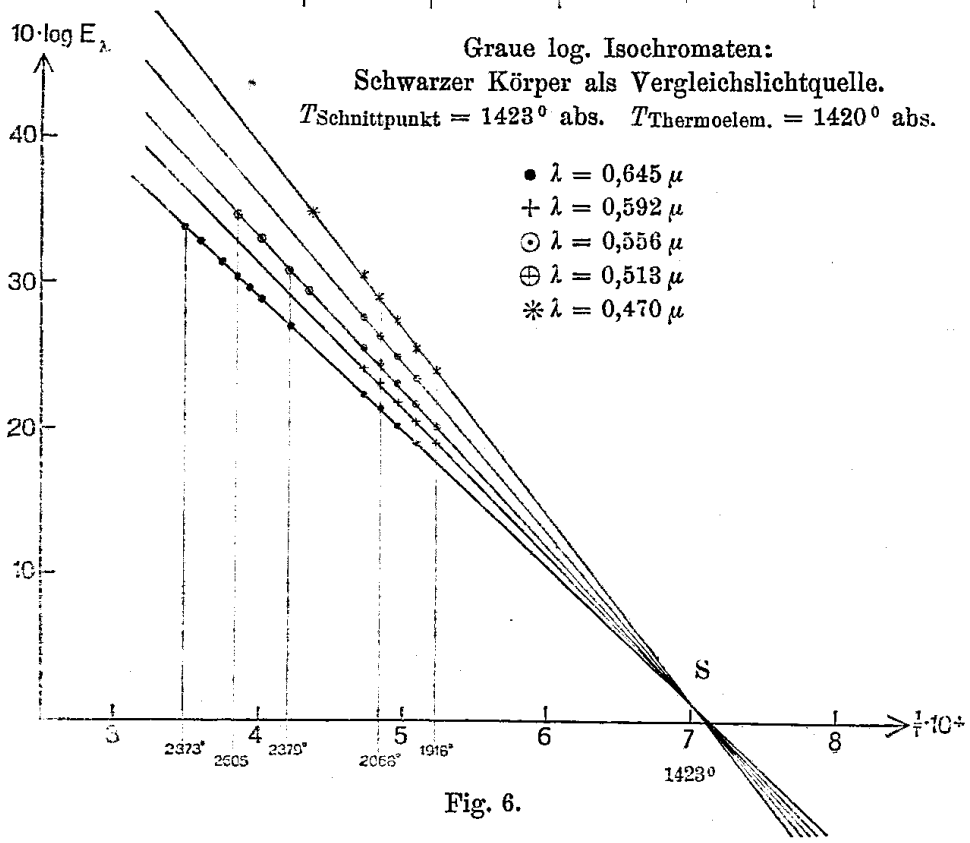


Fig. 6.

kurze Zeit mit so hoher Belastung brennen wollte. Aus allen derartigen Messungen kann ich auf Grund der *Geradlinigkeit* der logarithmischen Isochromaten den Schluß ziehen, daß der Kohlenfaden in einem Temperaturintervall von ca. 1600° abs. bis 2900° abs. im Sichtbaren ein grauer Strahler ist. Auf die experimentelle Erweiterung, die hierdurch die strahlungstheoretische Temperaturskala erfahren hat, komme ich später zu sprechen. Tiefere Temperaturen als 1600° abs. konnten wegen der zu geringen Helligkeit nicht herangezogen werden.

Ich gehe nun zum zweiten Ergebnis über, das diese grauen Isochromaten in sich schließen: Sie kreuzen sich in *einem Punkte*, wie es die Theorie fordert, wenn der zum Vergleich dienende Körper grau strahlt.[1]) Da bei all diesen Messungen eine Kohlenfadenlampe als Vergleichslichtquelle benutzt wurde, so liegt hierin wieder der Beweis, wie ihn schon die entsprechende Messung der schwarzen Isochromaten erbracht hat, daß der Kohlenfaden für *alle* benutzten Wellenlängen im *gleichen* Verhältnis weniger strahlt, als ein schwarzer Körper von gleicher Temperatur. Ich muß hier kurz eins der Ergebnisse erwähnen, die erst im dritten Teil dieser Arbeit behandelt werden: Die grauen logarithmischen Isochromaten liefern *keinen Schnittpunkt*, falls man als *Vergleichslichtquelle* einen *selektiv strahlenden Körper*, etwa eine Platinlampe, verwendet. Man erhält in diesem Falle mehrere Schnittpunkte, wie aus Fig. 9 deutlich zu erkennen ist. Dieses Resultat erst gibt mir die volle Berechtigung in die Hand, den Schnittpunkt schwarzer oder grauer logarithmischer Isochromaten als Kriterium für die Konstanz des Absorptionsvermögens der in Frage stehenden Vergleichslichtquelle innerhalb des benutzten Wellenlängenbezirks zu betrachten.

§ 5. Schwarze und graue logarithmische Isochromaten — positiver Krater der Bogenlampe bei Normaltemperatur als Vergleichslichtquelle.

Die bisherigen Ergebnisse durften jetzt den Stützpunkt bilden für die Entscheidung der Frage: Strahlt auch die *Kohle der Bogenlampe wie ein grauer Körper*? Wäre dies der Fall,

1) Es sei hier besonders auf Fig. 5 hingewiesen, die eine *Interpolation des Schnittpunktes* grauer logarithmischer Isochromaten zeigt.

so wäre damit die Möglichkeit geschaffen die *wahre* Größe der Normaltemperatur der Bogenlampe festzustellen. Nach der Definition[1]) von Lummer versteht man unter der „Normaltemperatur der Bogenlampe diejenige Temperatur, welche der positive Krater bei normalem Druck und bei normaler Belastung der Kohlen besitzt; es ist diejenige Temperatur, bei welcher der positive Krater in festem Zustande verdampft". Um die Antwort auf die oben gestellte Frage zu finden, wurden

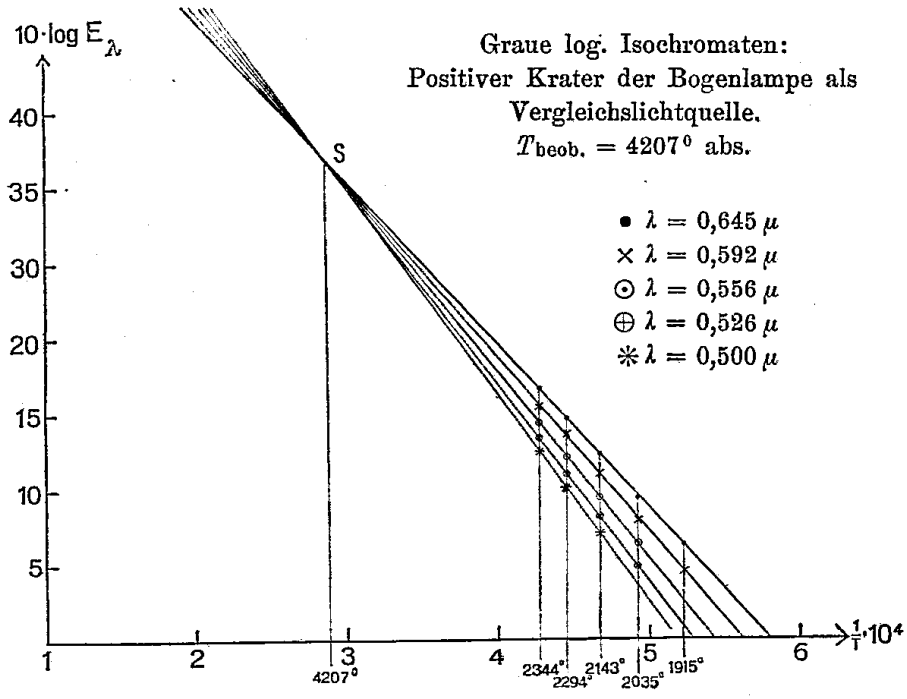


Fig. 7.

graue logarithmische Isochromaten unter Benutzung des *positiven Kraters der Bogenlampe als Vergleichslichtquelle* gemessen. Der Vergleich an Helligkeit der in freier Luft brennenden Bogenlampe mit einer Kohlenfadenlampe wurde dadurch möglich gemacht, daß durch das Objektiv *o* (vgl. Fig. 2, Taf. IX) ein recht stark vergrößertes Bild des positiven Kraters auf der Mattglasscheibe entworfen wurde, die sich vor dem Spalt des Kollimatorrohres r_2 befand. Diese Abbildung des Kraters bot gleich-

1) Vgl. O. Lummer, „Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur", Kap. II, § 6, p. 20.

zeitig die Möglichkeit sich davon zu überzeugen, welche Stelle des bisweilen nicht über seine ganze Fläche gleich hellen Kraters Licht zur Mattglasscheibe strahlte. Das Bild des Kraters wurde auf einem mit einer kleinen Blende versehenen weißen Schirm, der dicht vor der Mattglasscheibe stand, aufgefangen und die Bogenlampe dann so reguliert, daß stets die gleiche und hellste Stelle des Kraters wirksam war. Diese Regulierung

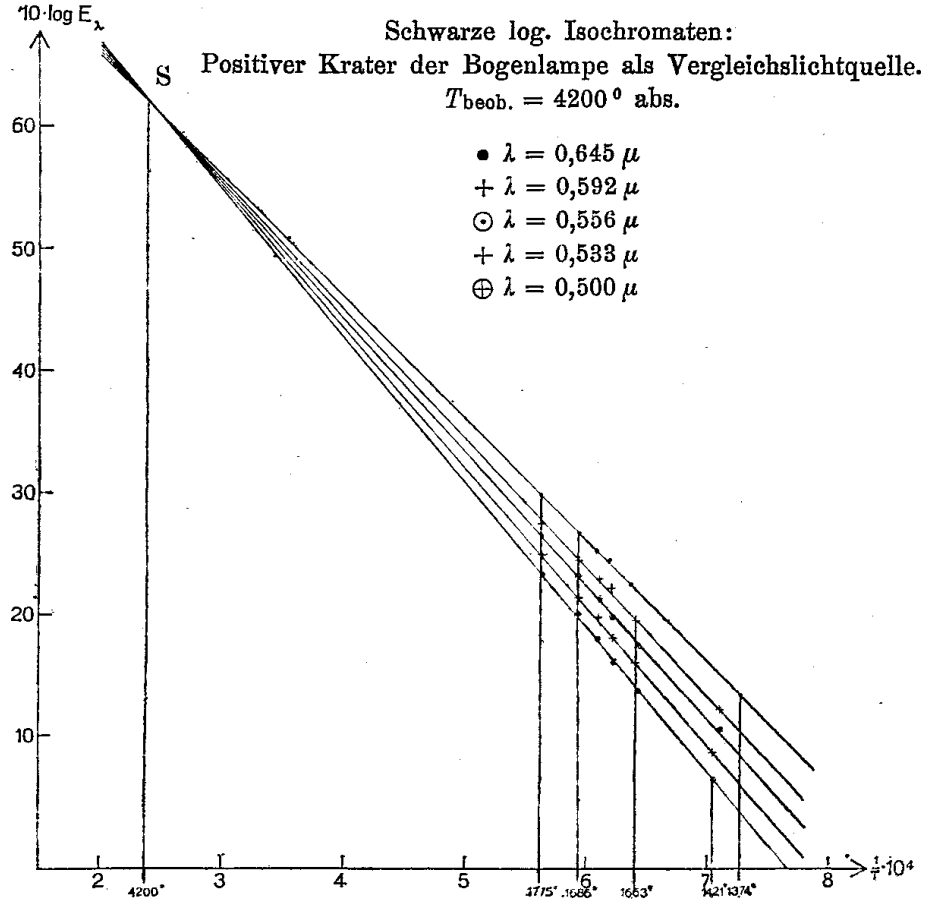


Fig. 8.

war Herr cand. phil. Teuchert bei allen Messungen so freundlich zu besorgen, wofür ich ihm meinen besten Dank ausspreche. Eine Reihe solcher Messungen führte ich an grauen, eine an schwarzen Isochromaten aus. In Fig. 7 sind die so bestimmten grauen, in Fig. 8 die schwarzen Isochromaten wiedergegeben. Keine Messung ließ einen Zweifel darüber aufkommen, daß ein Schnittpunkt der Isochromaten vorhanden sei.

Damit ist der Beweis gebracht, daß auch die *Kohle der Bogenlampe für alle sichtbaren Wellenlängen ein konstantes Absorptionsvermögen* besitzt. Aus der Abszisse des Schnittpunkts folgt die *wahre Temperatur* des positiven Kraters. Die schwarzen Isochromaten ergeben durch ihren Kreuzungspunkt die Temperatur zu 4200° abs.; die hier angeführte Messung der grauen Isochromaten 4207° abs. Alle anderen Beobachtungen ergaben ebenfalls mit geringen Abweichungen die Temperatur 4200° abs.

Dieses Resultat steht in glänzendem Einklang mit dem Ergebnis einer älteren von Lummer-Pringsheim auf Grund des Wienschen Verschiebungsgesetzes $\lambda_m \cdot T = c$ ausgeführten Temperaturbestimmung[1]); hier bedeutet λ_m die Wellenlänge, bei der im Normalspektrum des betreffenden Körpers von der Temperatur T das Maximum der Energie liegt; c ist eine jedem Körper eigentümliche Konstante. Durch Energiemessungen im Spektrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins wird diese Konstante c der schwarzen Strahlung zu 2940, des blanken Platins zu 2630 bestimmt. Auf diese Weise läßt sich die Temperatur jedes Temperaturstrahlers zwischen zwei Grenzen einschließen, wenn man ihn auf Grund seiner Strahlungseigenschaften in die Gruppe Schwarzer Körper — blankes Platin einreihen kann. Lummer-Pringsheim fanden für die Bogenlampe die Lage des Energiemaximums bei $\lambda = 0{,}7\ \mu$. Weist man der Bogenlampe die Strahlungseigenschaften des schwarzen Körpers zu, so findet man aus der obigen Beziehung die Temperatur

$$T = \frac{2940}{0{,}7} = 4200^0 \text{ abs.}$$

Diese völlige Gleichheit der nach zwei verschiedene Methoden gewonnenen Werte für die Temperatur des Kraters ist nicht nur ein befriedigendes Ergebnis im Hinblick auf eine exakte Temperaturangabe, sondern sie enthält auch eine experimentelle Bestätigung der Gesetze der schwarzen Strahlung für höhere Temperaturen. Lummer-Pringsheim untersuchten die Strahlung eines hoch zu erhitzenden schwarzen Kohle-

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, „Temperaturbestimmung hocherhitzter Körper auf bolometrischem und photometrischem Wege", Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 3. p. 36—42. 1901.

körpers bei einer bestimmten Temperatur auf bolometrischem, spektralbolometrischem und spektralphotometrischem Wege[1]); aus ihren Beobachtungen berechneten sie mit Hilfe des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes der Gesamtstrahlung, bez. des Wienschen Verschiebungsgesetzes und der Planckschen Spektralgleichung Temperaturen, die bis zu 2300° abs. hinauf vollkommene Übereinstimmung untereinander zeigen. Der bis zu 3000° abs. gemessene geradlinige Verlauf der grauen logarithmischen Isochromaten und der bei Heranziehung der Bogenlampe erhaltene Schnittpunkt bei 4200° abs. geben zusammen mit dem Lummer-Pringsheimschen auf bolometrischem Wege gewonnenen Resultat eine experimentelle Bestätigung der Gesetze der schwarzen Strahlung im Gebiete der sichtbaren Wellen bis zu der Temperatur 4200° abs. Ihrer theoretischen Begründung gemäß, nach der man sie als wahre Naturgesetze ansprechen darf, mußten sie diese erfahren, sobald man nur einen Strahler genügend hoher Temperatur fand, der sich ihnen fügte; als solcher hat sich die Kohle nach den hier besprochenen Untersuchungen für den sichtbaren Teil des Spektrums erwiesen. Ich möchte an dieser Stelle den *„sichtbaren“* Teil des Spektrums betonen, denn die Frage, in wie weit sich die Kohle im ultraroten Gebiet als grau erweist, bzw. wo ihre Selektivitäten liegen, bleibt offen, und ihre Beantwortung künftigen Arbeiten vorbehalten.

§ 6. Genauigkeit der aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten folgenden Angabe der wahren Temperatur der Vergleichslichtquelle.

Es bleibt nun noch übrig festzustellen, wie genau die Temperaturangabe ist, die aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten folgt.

Schon aus der Abszisse des von Lummer-Pringsheim erwähnten Schnittpunktes (vgl. § 1, p. 643) ergab sich, wie ich erst jetzt berechnet habe, die mit der normalen Belastung einer Glühlampe durchaus im Einklang stehende Temperatur von 2080°. Eine Reihe von Temperaturen, die meine Messungen

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, „Die strahlungstheoretische Temperaturskala und ihre Verwirklichung bis 2300° abs.“, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **5**. p. 3—13. 1903.

verschiedener Schnittpunkte lieferten, enthält die zweite Vertikalreihe der Tab. III; in der ersten Reihe finden sich die zugehörigen aus dem Wattverbrauch berechneten Temperaturen. Die Unterschiede der einzelnen Werte, die in der dritten Reihe angegeben sind, gestatten schon den Hinweis, daß der Schnittpunkt zu einer recht genauen Temperaturangabe zu brauchen sein dürfte.

Tabelle III.

Aus dem Wattverbrauch berechnete Temperaturen T_1	Aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten berechnete Temperaturen T_2	$T_1 - T_2$
1789° abs.	1780° abs.	+ 9°
1830 „	1823 „	+ 7
1951 „	1965 „ Fig. 4	−14
1980 „	2105 „	+25
1994 „	2012 „ Fig. 5	+18
2104 „	2127 „	+23

Aus der Art der Darstellung folgt, daß bei dieser Temperaturbestimmung hauptsächlich zwei Fehler in Frage kommen:

1. Der Fehler, den die Helligkeitsmessungen enthalten,

2. der Fehler, der durch Ungenauigkeiten der verwendeten Temperaturskala unterläuft.

Der erstgenannte Fehler spielt so gut wie keine Rolle. Die photometrische Einstellung auf gleichen Kontrast ist so genau, daß ihr Fehler bei der logarithmischen Form, in der ich das Helligkeitsverhältnis auftrage, unberücksichtigt bleiben darf.

Es bleibt also nur der zweite Fehler zu erörtern übrig. Bei der Mehrzahl der Messungen wurden Temperaturen benutzt, deren Werte sich aus dem Wattverbrauch ergaben. Der Gesamtfehler, den diese Temperaturskala enthalten kann, resultiert aus den Fehlern bei der Bestimmung der Watts und der Oberfläche des Kohlenfadens. Wie schon erwähnt, berechnet man seine Temperatur nach der Formel:

$$T = 10^3 \cdot \sqrt[4]{\frac{0{,}2388 \cdot V \cdot A}{\mu \cdot L \cdot D \cdot \pi}}^{\,0} \text{ abs.,}$$

hierbei bedeutet V die an den Enden des Fadens gemessene Spannung in Volt, A die Anzahl der Amperes, L die Länge und D den Durchmesser des Fadens in Zentimetern. Für den Fehler folgt:

$$\Delta T = 25 \cdot \left(\frac{dV}{V} + \frac{dA}{A} - \frac{dL}{L} - \frac{dD}{D}\right)^{\%}.$$

Ein Kohlenfaden von der Länge 11,5 cm und der Dicke 0,0234 cm brauchte bei normaler Belastung 52,3 Volt und 1,000 Amp. Ich nehme nun folgende Fehler an: $dV = \pm 0{,}2$ Volt (einen größeren Unterschied fand ich bei monatelangem Arbeiten mit ein und derselben Lampe niemals), $dA = \pm 0{,}005$ Amp. (hier sei der Fehler eingeschlossen, der noch durch eine Ungenauigkeit bei der Widerstandsbestimmung der Zuleitungsdrähte usw. hineinkommen könnte), $dL = \mp 0{,}1$ cm, $dD = \mp 0{,}0001$ cm. Rechnet man mit diesen Daten den Fehler ΔT aus, so ergibt sich:

$$(\Delta T)_{\text{max.}} = \pm 0{,}5\,\%.$$

Nehme ich an, daß der benutzten Temperaturskala ein solcher Fehler prozentual zugrunde liegt, d. h. bei allen Temperaturen in demselben Sinne auftritt, so weist die sich aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten ergebende Temperatur den gleichen Fehler auf.

Anders dagegen ist es, wenn der Fehler bei den einzelnen Größen der Temperaturskala bald im positiven bald im negativen Sinne auftritt. Bestimmt man den Schnittpunkt der Isochromaten zunächst durch die Gleichungen zweier beliebiger Isochromaten, so ergibt sich für den Fehler der durch ihn bestimmten Temperatur die Beziehung:

$$\Delta T = \frac{\alpha \cdot 10^2}{a - b}\left(\frac{a}{T_1} + \frac{b}{T_2}\right)^{\%}$$

a und b sind Funktionen des Helligkeitsverhältnisses; α ist der bei den Temperaturen T_1 und T_2 — ich wähle auf beiden Isochromaten die gleichen Temperaturen — in entgegengesetztem Sinne auftretende Fehler. Da ΔT eine Funktion von $(1/T_1 + 1/T_2)$ ist, habe ich bei verschieden hohen Temperaturen und in verschiedenen Temperaturintervallen ΔT für $\alpha = 0{,}5$ Proz. ausgerechnet und Fehler gefunden, die zwischen 0,2 Proz. und 1,5 Proz. schwanken. Jedem solchen Fehler entspricht eine bestimmte Drehung der logarithmischen Isochromate. Jede

Richtungsänderung der logarithmischen Isochromate drückt sich in einer Änderung des Wertes der Exponentialkonstanten c_2 der Wienschen Spektralgleichung aus (vgl. § 1, p. 642). Aus dieser und der hier gewählten Form der Darstellung ergibt sich, wie leicht abzuleiten ist,

$$c_2 = \frac{\lambda \cdot \operatorname{tg} \delta}{\log e} \cdot 10^4 .^{1)}$$

Als ein Maß für den durch unregelmäßig in den Temperaturen auftretende Fehler hervorgerufenen Gesamtfehler in der Temperaturangabe des Schnittpunktes kann daher die mittlere Abweichung der Werte von c_2, die sich aus den einzelnen Isochromaten ergeben, gegen den daraus berechneten Mittelwert von c_2 angesehen werden. Bezeichne ich die aus den einzelnen Isochromaten gefundenen Werte mit $c_{2\lambda}$, so folgt für den Fehler der Temperaturangabe

$$\alpha = \frac{10^2 \cdot c_{2\lambda} \cdot \Delta c_2}{c_2^{\,2}} \,\%.$$

Der hiernach berechnete Fehler überschritt nie 0,6 Proz. Tab. IV enthält hierfür ein Beispiel. Aus verschiedenen Messungen folgt für c_2 selbst der Mittelwert 14250.

Tabelle IV.

Bestimmt aus schwarzen logarithmischen Isochromaten.

λ	0,645 μ	0,529 μ	0,556 μ	0,529 μ	0,500 μ
$c_{2\lambda}$	14305	14245	14266	14150	14155
α	+ 0,6 %	+ 0,2 %	+ 0,2 %	− 0,5 %	− 0,5 %

Mittel: $c_2 = 14224$.

Schließlich habe ich die Genauigkeit dieser Temperaturbestimmung noch experimentell geprüft; ich maß graue logarithmische Isochromaten unter Benutzung des schwarzen Körpers als Vergleichslichtquelle, um die aus dem Schnittpunkt folgende Temperatur mit einer durch das Thermoelement gemessenen vergleichen zu können. In Fig. 6 (Tab. II) ist eine dieser Messungen wiedergegeben. Der Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten ergibt in diesem Falle die Temperatur $T = 1423^0$ abs., während das Thermoelement eine Temperatur der schwarzen Strahlung von $T = 1420^0$ abs. anzeigte.

1) Hier bedeutet δ den Neigungswinkel der logarithmischen Isochromate gegen die Abszissenachse.

Bei einer zweiten Messung erhielt ich aus dem Schnittpunkt die Temperatur des schwarzen Körpers $T = 1088^0$ abs. und aus dem Thermostrom die Temperatur $T = 1076^0$ abs. Der experimentell bestimmte Fehler beträgt also im Mittel 0,6 Proz.

Alle diese Erwägungen des Fehlers berechtigen dazu als *maximalen Fehler* für die *Temperaturangabe des Schnittpunktes der logarithmischen Isochromaten* 1 Proz. anzugeben.

III. Teil.

Untersuchungen an selektiv strahlenden Lichtquellen.

§ 7. Graue logarithmische Isochromaten bezogen auf eine Platinlampe als Vergleichslichtquelle; Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von Wellenlänge und Temperatur.

Um dem Schnittpunkt der grauen bzw. schwarzen logarithmischen Isochromaten als dem Kriterium für die graue Strahlung eines Körpers seine volle Beweiskraft zu geben, habe ich bereits an früherer Stelle kurz auf das Ergebnis hingewiesen, das ich erhielt, wenn ich als Vergleichslichtquelle statt der Kohlenfadenlampe eine Platinlampe verwendete, deren selektive Strahlung bekannt ist. Die grauen Isochromaten kreuzen sich in diesem Falle *nicht* in *einem Punkte*, d. h. es gibt keine Temperatur, bei der Platin die Energieverteilung eines schwarzen oder grauen Körpers zeigt; mit anderen Worten, die Untersuchung des Schnittpunktes der logarithmischen Isochromaten ist geeignet, die Selektivitäten eines Temperaturstrahlers hervortreten zu lassen. Bei diesen Versuchen wählte ich zunächst eine Platinlampe als Vergleichslichtquelle, da sie den Vorteil gewährt, auf Grund der für Platin durch die Lummer-Pringsheimschen Arbeiten bekannten Strahlungsgesetze eine Prüfung aller an ihr gewonnenen Resultate zu gestatten. Verwendung fand bei diesen Messungen eine Platinlampe, deren Glühfaden bekannte Dimensionen hatte, von deren richtiger Angabe ich mich nach Abschluß der Versuche selbstverständlich durch Messung überzeugte. Aus dem Gesetz für die Gesamtstrahlung des Platins

$$E = \int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda = \mu \cdot T^5 \, \frac{\text{g/Kal.}}{\text{cm}^2/\text{sec}},$$

wo für μ nach den neuesten Bestimmungen[1]) von Lummer $0{,}000158 \cdot 10^{-12}$ zu setzen ist, war mir für jede Belastung der Lampe durch die benötigte elektrische Energie ihre wahre Temperatur gegeben. Das Temperaturintervall, das mir für meine Untersuchungen zur Verfügung stand, war ein sehr kleines, es erstreckte sich von ca. 1700° bis 1800° abs.; bei

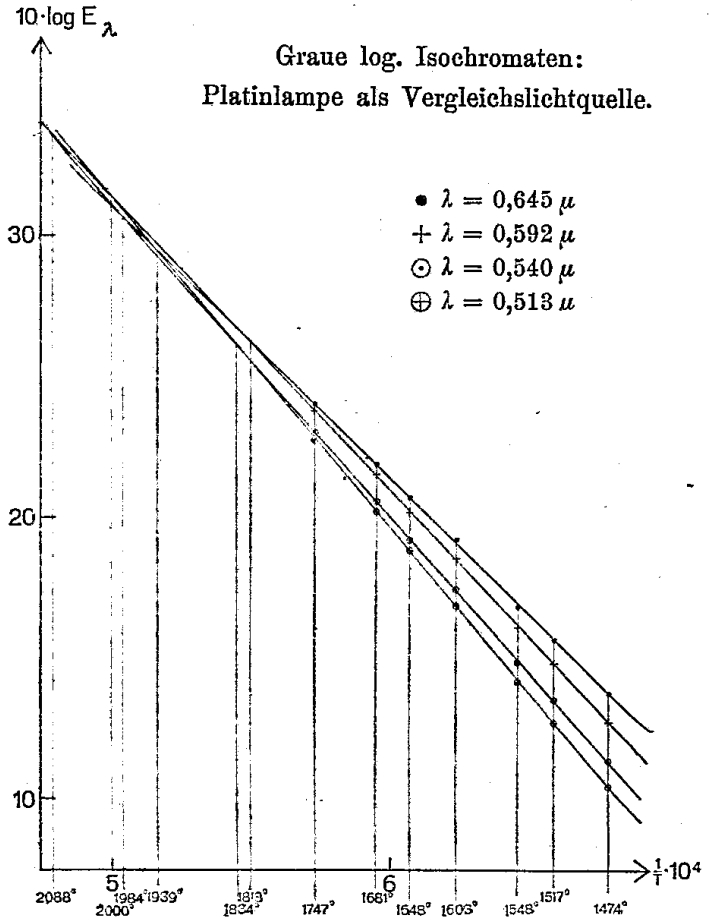


Fig. 9.

tieferen Temperaturen reichte die Helligkeit der Platinlampe zur Photometrie im Spektralphotometer nicht mehr aus, bei höheren Temperaturen zerspratzte der Faden. Fig. 9 (Tab. V) enthält ein Beispiel für graue logarithmische Isochromaten bezogen auf eine Platinlampe als Vergleichslichtquelle. Die Tem-

1) Vgl. p. 648, Anmerk. 1.

peraturen, die sich durch Fällen der Lote von den verschiedenen Schnittpunkten auf die Abszissenachse ergeben, liegen in einem Intervall von ca. 200°. Der Mittelwert, der aus den

Tabelle V.

Temperatur der Kohlenfadenlampe T_K	$\frac{1}{T_K}$	log E_λ			
		$\lambda = 0{,}645\ \mu$	$\lambda = 0{,}592\ \mu$	$\lambda = 0{,}540\ \mu$	$\lambda = 0{,}513\ \mu$
1474°	$6{,}785 \cdot 10^{-4}$	1,367	1,270	1,132	1,042
1517	6,590	1,565	1,476	1,350	1,750
1548	6,460	1,679	1,608	1,800	1,409
1603	6,240	1,920	1,850	1,744	1,685
1648	6,070	2,065	2,015	1,912	1,880
1681	5,950	2,194	2,155	2,061	2,020
1747	5,730	2,407	2,369	2,301	2,269

jeweiligen drei tiefsten Schnittpunkten folgt, — ich untersuchte die Platinlampe bei sechs verschiedenen Spannungen — liegt, wie Tab. VI zeigt, der wahren Temperatur nahe, die sich aus

Tabelle VI.[1])

Glühzustand der Platinlampe		Mittelwert d. Temp. aus den Schnittp. der log. Isochrom. ber.	Mittelw. d. Temp. aus den Schnittpunkten d. log. Isochr. bei der Parallelversch. um ($-\log \cdot \sqrt{\lambda}$) ber.	Temp. aus dem Schnittpunkt. d. log. Isochrom. b. der Parallelverschieb. um ($-\log \lambda^{0,8}$) ber. (T_1)	Temp. a. d. Wattverbr. ber. (T_2)	$T_2 - T_1$
Volt	Amp.					
3,6	1,7840	1663°	—	—	1691°	—
3,7	1,8189	1807	1862°	1713°	1707	+ 6
3,8	1,8537	1723	1719	1707	1723	−16
3,9	1,8935	1800	1806	1718	1740	−22
4,1	1,9582	1751	1790	1730	1759	−29
4,3	1,9925	1864	1878	1830	1791	+39

dem jedesmaligen Wattverbrauch berechnet. Da diese einfache Mittelwertbildung aber jeden Rückhalt entbehrt, versuchte ich auf andere Weise zu einem Annäherungswerte für die wahre Temperatur zu gelangen.

1) Auf die dritte und vierte Vertikalreihe der Tab. VI wird erst auf p. 667 und 669 hingewiesen.

Durch experimentelle Untersuchungen des Reflexionsvermögens der Metalle[1]) haben Hagen und Rubens für Wellen bis 4 μ herab die aus der elektromagnetischen Theorie hergeleitete Beziehung,

$$100 - R_\lambda = \frac{36{,}5}{\sqrt{\varkappa \cdot \lambda}},$$

wo $\varkappa$ das elektrische Leitvermögen des Metalles bedeutet, bestätigt gefunden. Diese Beziehung kombiniert nun Aschkinass[2]) mit dem für Temperaturstrahler gültigen Kirchhoffschen Gesetz:

$$\left(E_\lambda = \frac{100 - R_\lambda}{100} \cdot S_\lambda\right)_T \text{[3])},$$

wo R_λ das in Prozenten angegebene Reflexionsvermögen des Metalles, E_λ bzw. S_λ das Emissionsvermögen des Metalles bzw. des schwarzen Körpers bei der Wellenlänge λ und der absoluten Temperatur T bedeutet. Ersetzt man S_λ durch seinen aus der Planckschen Spektralgleichung für die schwarze Strahlung folgenden Wert, so erhält man folgende Spektralgleichung der Metallstrahlung:

$$E_\lambda = C \cdot 0{,}365 \cdot \sqrt{s_T} \cdot \lambda^{-5{,}5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} - 1};$$

für $\varkappa$ ist noch der spezifische Widerstand s_T eingeführt worden. Wie Aschkinass gezeigt hat, gibt diese Gleichung alle von Lummer-Pringsheim[4]) für Platin experimentell gefundenen Gesetze überraschend gut wieder, obwohl sie der Theorie gemäß nur für die Wärmestrahlung des Metalles gilt. Das veranlaßte mich zu dem Versuch, diese Theorie zu der angestrebten Temperaturbestimmung zu benutzen. Aus dem photometrischen Vergleich der Helligkeit der Kohlenfadenlampe

---

1) E. Hagen u. H. Rubens, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **5.** p. 113, 145. 1903; Ann. d. Phys. **11.** p. 873. 1903.

2) E. Aschkinass, „Wärmestrahlung der Metalle", Ann. d. Phys. **17.** p. 960—976. 1905.

3) Diese für undurchlässige Substanzen (Metalle) gültige Beziehung ist auch anwendbar auf die metallischen Glühfäden, da auch sie trotz ihrer Dünne undurchlässig sind.

4) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **1.** p. 226—235. 1899.

H_K und der Platinlampe H_P bei den Temperaturen T_K bzw. T_P für die Wellenlänge λ folgt:

$$\frac{(H_K)_{T_K\lambda}}{(H_P)_{T_P\lambda}} = E_\lambda .$$

Auf Grund des Kirchhoffschen Gesetzes und der Wienschen Form der Planckschen Spektralgleichung ergibt sich:

$$\frac{(H_K)_{T_K\lambda}}{(H_P)_{T_P\lambda}} = \frac{c' \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T_K}}}{A_{P\lambda} \cdot c \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T_P}}},$$

hier enthält c' das konstante Absorptionsvermögen A_K der Kohle.

Aus den beiden Gleichungen folgt:

$$E_\lambda = \frac{C}{A_{P\lambda}} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{T_P}\right)},$$

hier ist $C = c'/c$ gesetzt.

Für $A_{P\lambda}$ setze ich auf Grund der Hagen-Rubensschen Beziehung den Wert $0{,}365 \cdot \sqrt{s_T/\lambda}$ ein und erhalte:

$$E_\lambda = \frac{C \cdot \sqrt{\lambda} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{T_P}\right)}}{0{,}365 \cdot \sqrt{s_T}},$$

$$\log E_\lambda = C' + \log \sqrt{\lambda} - \frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{T_P}\right) \cdot \log e,$$

wo $C' = \log \frac{C}{0{,}365 \cdot \sqrt{s_T}}$ ist.

Ich erhalte also:

$$(\log E_\lambda - \log \sqrt{\lambda}) = f\left(\frac{1}{T_K}\right).$$

Trage ich nun die grauen logarithmischen Isochromaten in dieser Form auf, d. h. nehme ich mit den bisherigen Isochromaten eine Parallelverschiebung um $(-\log \sqrt{\lambda})$ vor, so würde ein eventueller Schnittpunkt der Isochromaten aussagen, daß das Absorptionsvermögen des strahlenden Metalles umgekehrt proportional $\sqrt{\lambda}$ ist. In Fig. 10 (Tab. VII) ist ein Beispiel

Tabelle VII.

Temperatur der Kohlenfadenlampe T_K	$\frac{1}{T_K}$	$(\log E_\lambda - \log \sqrt{\lambda})$			
		$\lambda = 0{,}645\,\mu$	$\lambda = 0{,}592\,\mu$	$\lambda = 0{,}540\,\mu$	$\lambda = 0{,}513\,\mu$
1474°	$6{,}785 \cdot 10^{-4}$	1,482	1,384	1,265	1,187
1517	6,590	1,660	1,586	1,483	1,420
1548	6,460	1,775	1,722	1,613	1,544
1603	6,240	2,015	1,973	1,878	1,830
1648	6,070	2,160	2,129	2,046	2,025
1681	5,950	2,289	2,269	2,195	2,174
1747	5,730	2,502	2,483	2,434	2,414

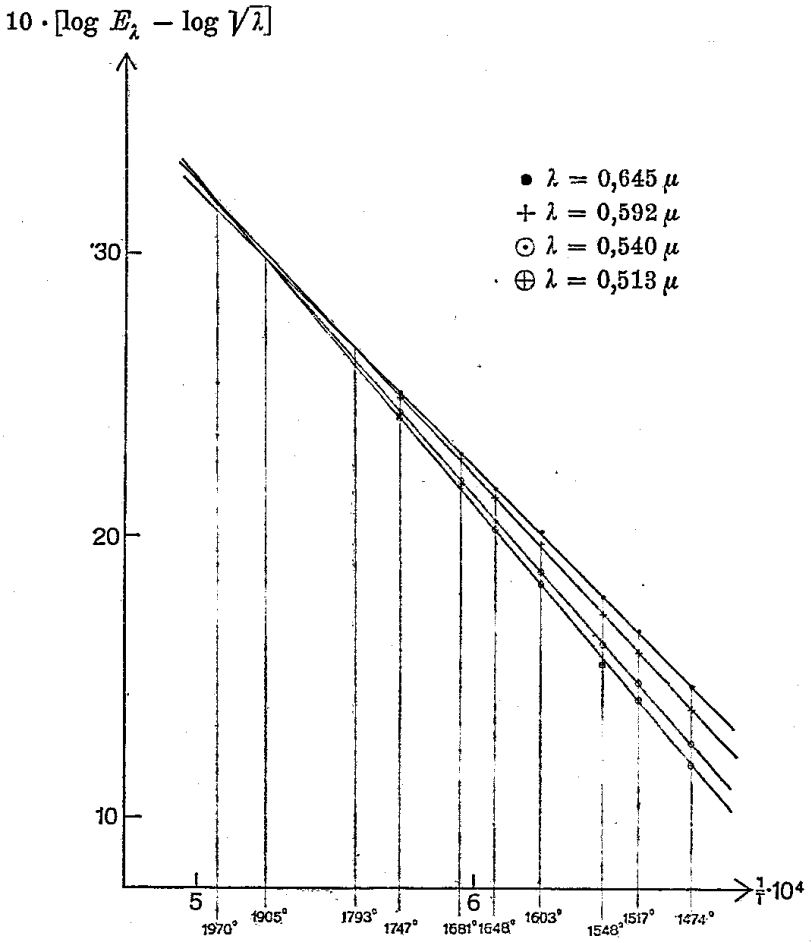


Fig. 10.

hierfür gegeben. Man erkennt deutlich, daß sich die auf die angegebene Weise parallel zu sich verschobenen Isochromaten *nicht* in *einem Punkte* schneiden. Allerdings liegen die einzelnen Schnittpunkte einander näher, aber die aus ihnen gewonnenen Mittelwerte für die Temperaturen (vgl. Tab. VI) liefern kein befriedigendes Resultat.

Das *Nichtvorhandensein des Schnittpunktes* steht im Einklang mit der Theorie; denn im Hinblick auf die Grenze der Maxwellschen Beziehung durfte *kein* Schnittpunkt erwartet werden, wenn die Methode dafür *empfindlich* genug ist.

Um zu *einem* Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten zu gelangen, handelt es sich also darum $A_{P\lambda}$ als Funktion von λ darzustellen und dann mit jeder Isochromate die ihr entsprechende Parallelverschiebung vorzunehmen. Aus den von Hagen-Rubens gemessenen Werten für das Reflexionsvermögen des Platins in kaltem Zustande[1] (bei Zimmertemperatur) gelangte ich empirisch zu der Beziehung:

$$A_{P\lambda} = C \cdot \lambda^{-0,8}.$$

Tabelle VIII.

λ	0,656 μ	0,600 μ	0,550 μ	0,500 μ
A_λ	33,7 %	35,8 %	38,9 %	41,6 %
$A_\lambda \cdot \sqrt[3]{\lambda}$	29,190	30,195	31,871	33,018
$A_\lambda \cdot \sqrt{\lambda}$	27,170	27,730	28,849	29,415
$A_\lambda \cdot \lambda^{0,6}$	26,024	26,350	27,174	27,446
$A_\lambda \cdot \lambda^{0,7}$	24,927	25.037	25,598	25,607
$A_\lambda \cdot \lambda^{0,8}$	23,876	23,791	24,102	23,893
$A_\lambda \cdot \lambda^{0,9}$	22,869	22,605	22,713	22,293
$A_\lambda \cdot \lambda$	21,905	21,480	21,395	20,800
$A_\lambda \cdot \lambda^2$	14,238	12,887	11,767	10,400
$A_\lambda \cdot \lambda^3$	9,254	7,732	6,472	5,200

Aus Tab. VIII geht hervor, daß für anders gewählte Exponenten z $(A \cdot \lambda^z)$ nicht als konstant anzusehen ist, da sich in den Werten ein Gang deutlich bemerkbar macht. Fig. 11 enthält ein Beispiel für die um $(-\log \lambda^{0,8})$ parallel zu sich

1) E. Hagen u. H. Rubens, „Das Reflexionsvermögen von Metallen und belegten Glasspiegeln", Ann. d. Phys. 1. p. 352—375. 1900.

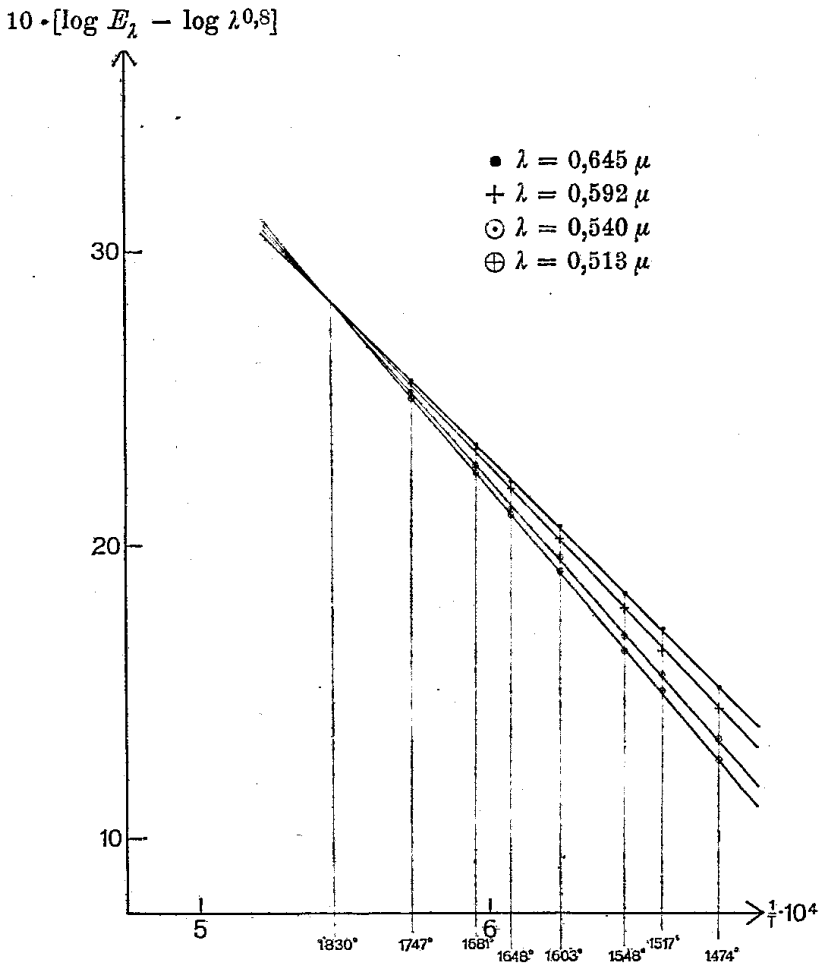


Fig. 11.

Tabelle IX.

Temperatur der Kohlenfadenlampe	$\frac{1}{T_K}$	log E_λ − log $\lambda^{0,8}$			
		$\lambda = 0{,}645\,\mu$	$\lambda = 0{,}592\,\mu$	$\lambda = 0{,}540\,\mu$	$\lambda = 0{,}513\,\mu$
1474°	$6{,}785 \cdot 10^{-4}$	1,519	1,452	1,346	1,274
1517	6,590	1,717	1,645	1,564	1,507
1548	6,460	1,832	1,790	1,694	1,641
1603	6,240	2,073	2,321	1,958	1,917
1648	6,070	2,217	2,197	2,126	2,112
1681	5,950	2,347	2,338	2,275	2,524
1747	5,730	2,560	2,551	2,515	2,501

verschobenen logarithmischen Isochromaten. (Die Werte hierzu enthält Tab. IX.) Aus ihnen erkennt man, daß die Isochromaten *einen* Schnittpunkt liefern. Die aus seiner Abszisse berechnete wahre Temperatur für den benutzten Glühzustand der Platinlampe stimmt, wie aus Tab. VI zu ersehen ist, mit der aus dem jeweiligen Wattverbrauch berechneten Temperatur genügend überein.

Aus dem Vorhandensein des Schnittpunktes bei dieser Art der Parallelverschiebung läßt sich ferner der Schluß ziehen, daß die für kurze Wellen eingeführte Beziehung

$$A = C \cdot f(\lambda) = C \cdot \lambda^{-0,8}$$

von der *Temperatur unabhängig* ist, da sie aus bei Zimmertemperatur gemessenen Werten des Reflexionsvermögens gewonnen, auf Temperaturen von 1700° bis 1800° abs. angewandt volle Gültigkeit beansprucht. Noch *nicht* folgt in Strenge aus dem erhaltenen Schnittpunkt die Unabhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Temperatur, da die Größe C noch Funktion der Temperatur sein kann.

Die Unabhängigkeit *des Absorptionsvermögens von der Temperatur* für den sichtbaren Teil des Spektrums prüfte ich nun auf andere Weise. Ich verglich im Spektralphotometer die Helligkeit eines nach der von Lummer-Kurlbaum angegebenen Methode konstruierten Platinkastens[1]) bei verschiedenen Temperaturen mit der Helligkeit einer durch eine Kohlenfadenlampe bestrahlten Mattscheibe; die letztere Lichtquelle war vorher unter genau denselben Verhältnissen auf den schwarzen Körper geeicht worden. Aus diesem indirekten Vergleich der Platinstrahlung mit der schwarzen Strahlung folgen die in Tab. X angegebenen Werte des Absorptionsvermögens. In ihr sind gleichzeitig die Werte enthalten, die mit Hilfe der schwarzen Temperatur des Platinkastens gewonnen sind. Diese wurde auf die bekannte Weise mit dem optischen Pyrometer[2]) für die Wellenlänge des Rotfilters ($\lambda = 0{,}645\,\mu$) bestimmt. Hierbei überließ mir Fräulein Dr. Kohn, die mir jederzeit mit einem

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **2.** p. 89—92. 1900.

2) L. Holborn u. F. Kurlbaum, „Über ein optisches Pyrometer", Ann. d. Phys. **10.** p. 225. 1903.

Tabelle X.

Absolute Temperatur des Platinkastens	A_λ					Bemerkungen
	$\lambda=0{,}645\mu$	$\lambda=0{,}592\mu$	$\lambda=0{,}556\mu$	$\lambda=0{,}526\mu$	$\lambda=0{,}500\mu$	
1198°	32,1 %					Pyrometer
1245	33,4	37,3 %				Photometer
1278	34,2					Pyrometer
1434	33,8	38,0	39,3 %	40,0 %	43,6 %	Photometer
Mittel:	33,6 %	37,6 %.				

mir wertvollen Gedankenaustausch freundlich zur Seite stand, eine von ihr auf den schwarzen Körper geeichte Kohlenfadenlampe, wofür ich ihr auch an dieser Stelle bestens danke. Die durch diese Messungen erhaltenen Werte des Absorptionsvermögens des Platins ergeben eine gute Übereinstimmung mit den Hagen-Rubensschen Werten. Wie alle über diesen Punkt bisher angestellten Untersuchungen, weisen auch die vorliegenden Versuche nach, daß das *Absorptionsvermögen* für die *sichtbaren* Wellen *keine Temperaturabhängigkeit* zeigt.

Es wird also die Strahlung des Platins im Sichtbaren dargestellt durch die Spektralgleichung:

$$E_\lambda = C \cdot \lambda^{-5,8} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

wo C eine von der Temperatur unabhängige Konstante ist.

Berechnet man aus dieser Gleichung die Konstante c des Wienschen Verschiebungsgesetzes, so erhält man:

$$c = \lambda_{\text{max.}} \cdot T = 2517.$$

Lummer-Pringsheim erhielten auf dem schon erwähnten experimentellen Wege (vgl. § 5, p. 656) $c = 2630$. Der Größenordnung nach stimmen beide Werte überein. Aus der Aschkinassschen Theorie folgt der Wert 2666; daß diese Größe zahlenmäßig bessere Übereinstimmung mit der experimentell erhaltenen zeigt wie die aus obiger Gleichung gefolgerte, war zu erwarten, da man von vornherein den Gesetzmäßigkeiten der ultraroten Strahlung größeren Einfluß auf die Lage des Energiemaximums zuschreiben mußte, wie denen, die für den sichtbaren Teil des Spektrums gelten.

Ebenso eignet sich die Methode der Parallelverschiebung der logarithmischen Isochromaten nicht, die Konstante bzw. den Exponenten des Gesetzes der Gesamtstrahlung zu ermitteln. Die Bestimmung dieser Größen erfordert noch genauere Temperaturen, als sie der auf die angegebene Weise erhaltene Schnittpunkt liefert, obgleich die Ansprüche, die man an die Genauigkeit einer Temperaturangabe stellt, durch diese Methode vollkommen befriedigt werden.

§ 8. Graue logarithmische Isochromaten — Osmium- bzw. Osramlampe, Auerbrenner und Nernstfäden als Vergleichslichtquelle.

In gleicher Weise wie die Platinlampe dienten auch Osmium- und Osramlampen bei der Aufnahme grauer Isochro-

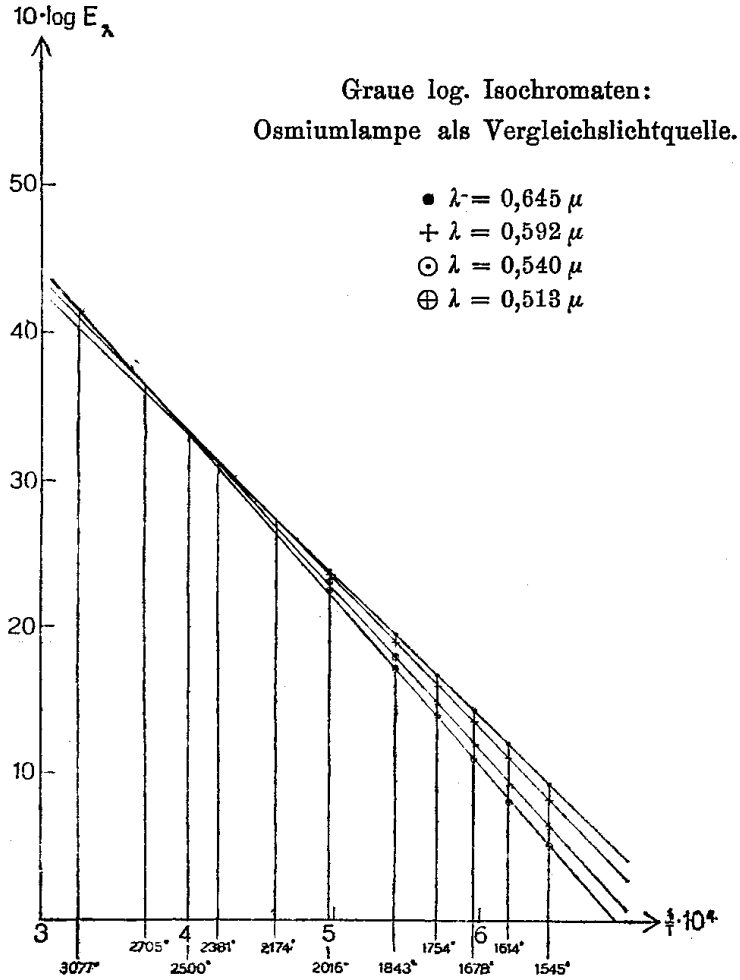


Fig. 12.

maten als Vergleichslichtquelle. Bei diesen Versuchen, für die Fig. 12 u. 13 Beispiele zeigen, ergab sich, daß diese Metalle, ebenso wie Platin, selektiv strahlen. Besonders deutlich ist dies aus Fig. 13 zu ersehen, wo Schnittpunkte der Isochromaten bereits zwischen den gemessenen Punkten liegen.

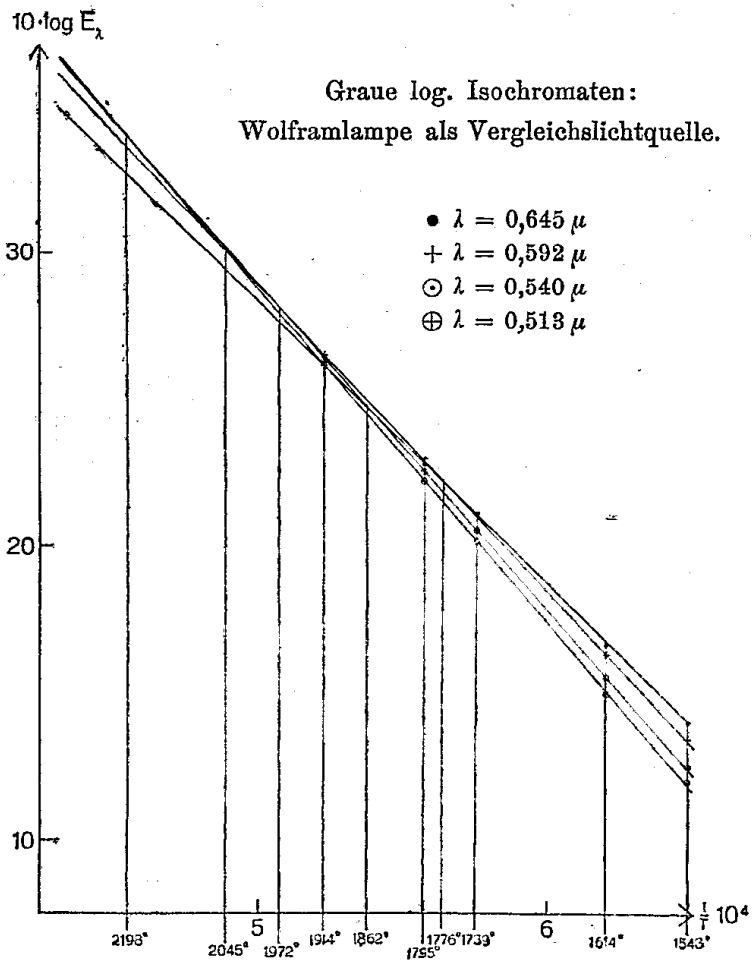


Fig. 13.

Die im vorigen Paragraphen erörterten Untersuchungen der Platinlampe haben ergeben, daß man mit Hilfe zweier grauer logarithmischer Isochromaten — denn der Schnittpunkt ist ja durch zwei Gerade bestimmt — die Temperatur des glühenden Metallfadens angeben kann, sobald man nur die Abhängigkeit seines Absorptionsvermögens von der Wellenlänge kennt, gleichgültig bei welcher Temperatur dieses bestimmt

worden ist. Leider stehen mir keine derartigen eingehenden Messungen für die bei Metallfadenlampen benutzten Metalle, Osmium, Wolfram, (Osram) und Tantal, für den sichtbaren Teil des Spektrums zur Verfügung, so daß ich bei den Untersuchungen an Osmium- und Osramlampen bis jetzt zu keiner exakten Temperaturbestimmung gelangen konnte. Die Annahme, daß für das Absorptionsvermögen dieser Metalle die analoge Gleichung wie für das des Platins gilt, nämlich $A_\lambda = C \cdot \lambda^{-0,8}$, wo C eine jedem Metall eigentümliche Konstante ist, erwiesen sich als nicht richtig, denn die Parallelverschiebung der grauen logarithmischen Isochromaten um $(-\log \lambda^{0,8})$ führte in diesem Falle zu keinem Schnittpunkt.

Ebenso wie diese Metallfadenlampen untersuchte ich noch die Strahlung des *Auerstrumpfes*. Hierbei war es selbstverständlich von größter Wichtigkeit den Gasdruck konstant zu halten; dafür wurde in der Weise Sorge getragen, daß man den Auerstrumpf dauernd im Weberschen Photometer[1]) gegen eine mit konstanter Stromstärke brennende Kohlenfadenlampe photometrierte und den Gasdruck dann mit Hilfe eines sehr fein verstellbaren Hahnes so regulierte, daß die Helligkeit des Auerlichtes stets die gleiche war. Aus Fig. 14, die graue logarithmische Isochromaten auf einen Auerbrenner als Vergleichslichtquelle bezogen zeigt, geht die Selektivität seiner Strahlung deutlich hervor.

Weiterhin gelangte die Strahlung von freihängenden *Nernstfäden* (ohne Vorwärmer) zur Untersuchung. Die Messungen wurden an zwei Fäden bei verschiedenen Belastungen ausgeführt. Hierbei erhielt ich folgendes Ergebnis: Die grauen logarithmischen Isochromaten liefern, wenn der Nernstfaden, der bei ihrer Aufnahme als Vergleichslichtquelle dient, mit geringen Stromstärken (0,4 bis 0,8 Amp.) brennt, *mehrere* Schnittpunkte, die aber bei wachsender Stromstärke immer näher aneinander rücken; bei normaler Belastung des Fadens dagegen führen sie zu *einem* Schnittpunkt. Fig. 15 und 16 bieten Beispiele für den ersten, Fig. 17 für den zweiten Fall.

Die Emission der Nernstfäden erweist sich also hiernach im sichtbaren Teil des Spektrums bei tieferen Temperaturen

---

1) L. Weber, Zeitschr. f. Instrumentenk. **11.** p. 6. 1891.

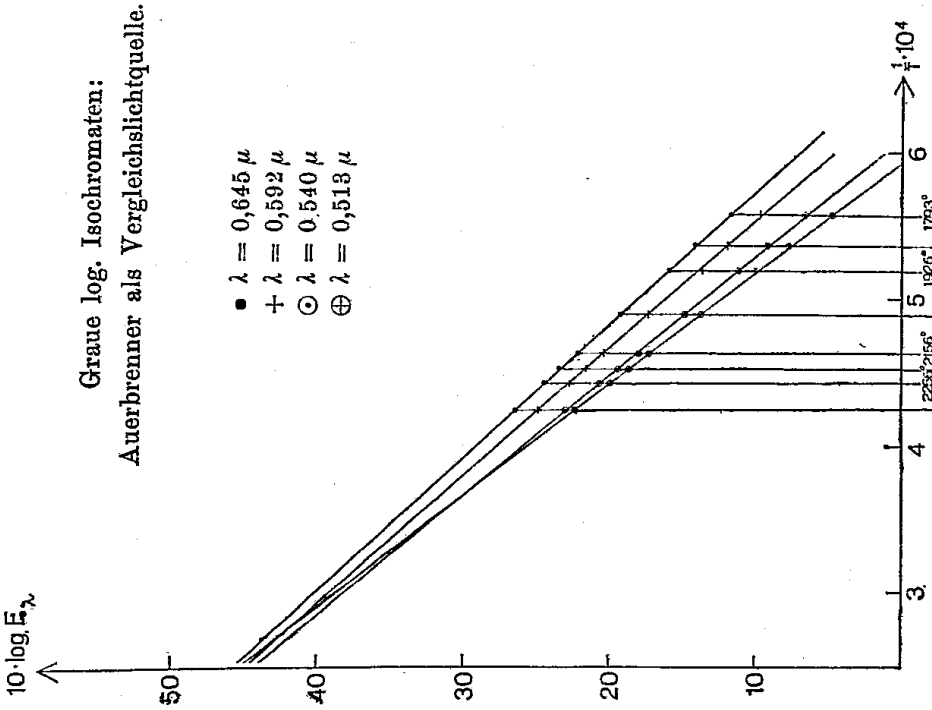

Graue log. Isochromaten:
Auerbrenner als Vergleichslichtquelle.
• λ = 0,645 μ
+ λ = 0,592 μ
⊙ λ = 0,540 μ
⊕ λ = 0,513 μ
10·log E_λ
50
40
30
20
10
3
4
5
6
1/T·10⁴
2353°
2392°
2210°
2159°
2043°
1926°
1863°
1793°

Fig. 14.

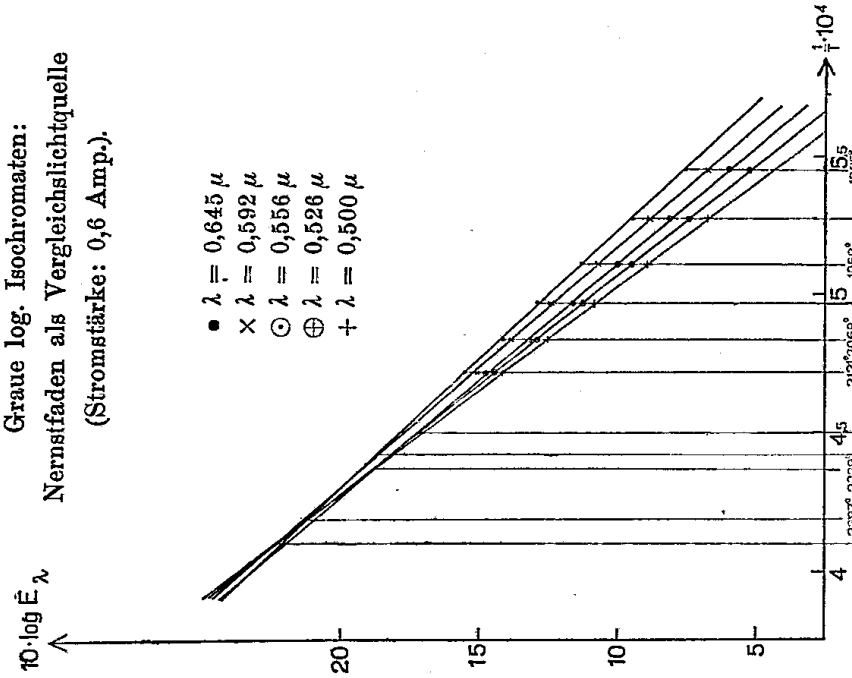

Graue log. Isochromaten:
Nernstfaden als Vergleichslichtquelle
(Stromstärke: 0,6 Amp.).
• λ = 0,645 μ
× λ = 0,592 μ
⊙ λ = 0,556 μ
⊕ λ = 0,526 μ
+ λ = 0,500 μ
10·log E_λ
20
15
10
5
4
4,5
5
5,5
1/T·10⁴
2439°
2307°
2262°
2221°
2121°
2068°
2013°
1958°
1897°
1835°

Fig. 15.

als selektiv und nähert sich bei höheren Temperaturen der Emission eines schwarzen bzw. grauen Strahlers; nach Fig. 17 besitzt der bei der Messung als Vergleichslichtquelle benutzte Nernstfaden bei einer Belastung von 94 Watt die gleiche Energieverteilung im Sichtbaren wie ein schwarzer Körper von 2445° abs. Diese aus dem Schnittpunkt der grauen logarith-

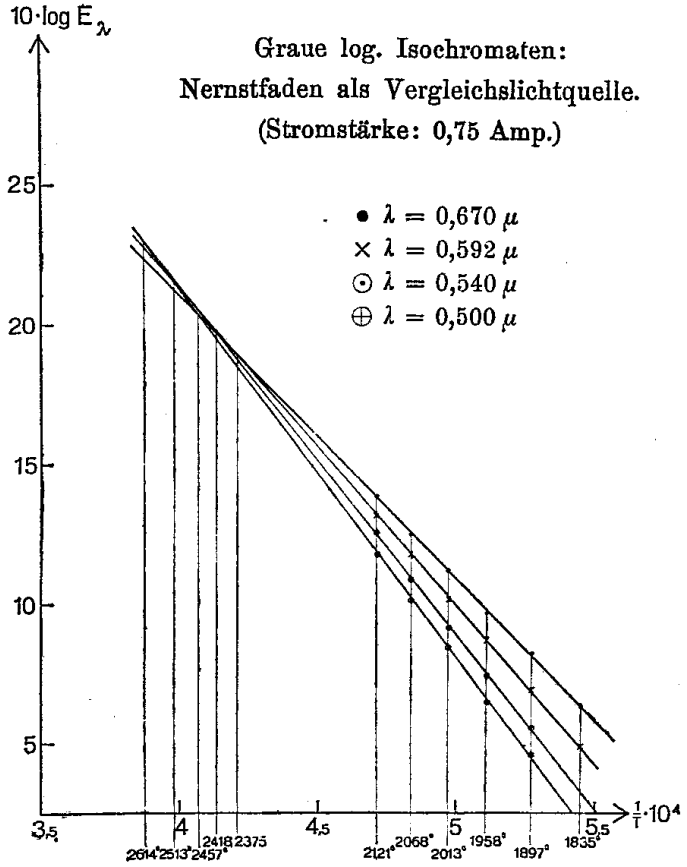


Fig. 16.

mischen Isochromaten gewonnene Temperatur kann als die *wahre Temperatur* des Nernstfadens gelten, da durch bolometrische Untersuchungen im Ultrarot von Lummer und Pringsheim[1]) gezeigt worden ist, daß die Form der Energiekurve eines Nernstfadens bei normaler Belastung eine große An-

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 3. p. 37. 1901.

näherung an die des schwarzen Körpers aufweist. Auch die Messungen im Ultrarot von Coblentz[1]) ergeben, daß die bei niedrigen Temperaturen auftretenden Emissionsbanden bei

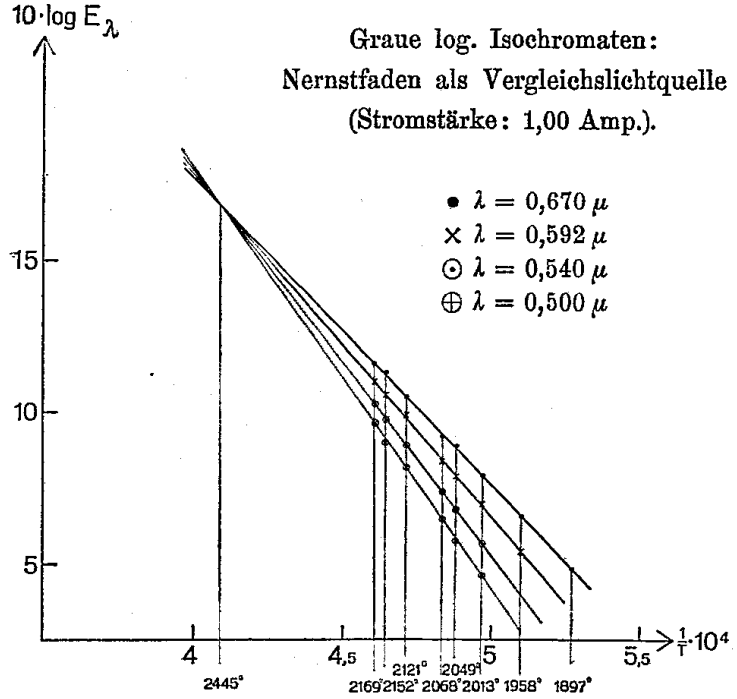


Fig. 17.

höheren Temperaturen wegfallen. Auf das Auftreten einer selektiven Emission im sichtbaren Gebiet bei tieferen und ihr Verschwinden bei höheren Temperaturen wird bereits in Arbeiten von Kurlbaum und Schulze[2]) und H. Kohn[3]) hingewiesen.

IV. Teil.

§ 9. Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit möchte ich folgendermaßen zusammenfassen:

---

1) W. W. Coblentz, Bulletin of the Bureau of Standards 4. p. 333. 1908.

2) F. Kurlbaum u. G. Schulze, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 4. p. 239. 1906.

3) H. Kohn, Diss. Breslau 1913.

1. Der Schnittpunkt der schwarzen bzw. grauen logarithmischen Isochromaten hat sich als ein empfindliches Kriterium für die Konstanz des Absorptionsvermögens der Temperaturstrahler erwiesen.

2. Auf Grund der Geradlinigkeit der an Kohlenfadenlampen gemessenen logarithmischen Isochromaten und der Existenz ihres Schnittpunktes ergab sich, daß die Kohle der Glühlampen und des positiven Kraters der Bogenlampe bei Normaltemperatnr für den sichtbaren Teil des Spektrums in einem Temperaturintervall von 1500° bis 4200° abs. ein konstantes Absorptionsvermögen besitzt, d. h. wie ein grauer Körper strahlt. Daher kann man für Strahlungsmessungen im Sichtbaren den schwarzen Körper durch Kohlenfadenlampen von bekannter Oberfläche ersetzen.

3. Der Schnittpunkt der grauen logarithmischen Isochromaten liefert für graue Körper eine exakte Angabe der wahren Temperatur. Die mit dieser Methode erhaltene wahre Größe der Normaltemperatur der Bogenlampe beträgt 4200° abs. mit einem maximalen Fehler von 1 Proz.

4. Aus dem Nichtvorhandensein des Schnittpunktes grauer logarithmischer Isochromaten, die auf Platin-, Osmium- und Osramlampen und den Auerbrenner als Vergleichslichtquellen bezogen sind, ergibt sich die selektive Strahlung dieser Lichtquellen.

5. Der Schnittpunkt der grauen logarithmischen Isochromaten ist empfindlich genug um nachzuweisen, daß die Maxwellsche Beziehung,

$$100 - R_\lambda = \frac{36{,}5}{\sqrt{\varkappa \cdot \lambda}}$$

der Theorie gemäß für kurze Wellen nicht gilt.

6. Es wird nachgewiesen, daß die Energieverteilung im sichtbaren Teil des Spektrums für die Strahlung des Platins gegeben ist durch die Gleichung:

$$E_\lambda = C \cdot \lambda^{-0{,}8} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda \cdot T}},$$

wo C eine von der Temperatur unabhängige Konstante ist.

Hat man bei einer beliebigen Temperatur die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens eines Metalles von der Wellenlänge bestimmt, so gelangt man durch eine jeder Wellenlänge entsprechende Parallelverschiebung der grauen logarithmischen Isochromaten zu einem Schnittpunkt, der die wahre Temperatur des betreffenden Strahlers genau angibt.

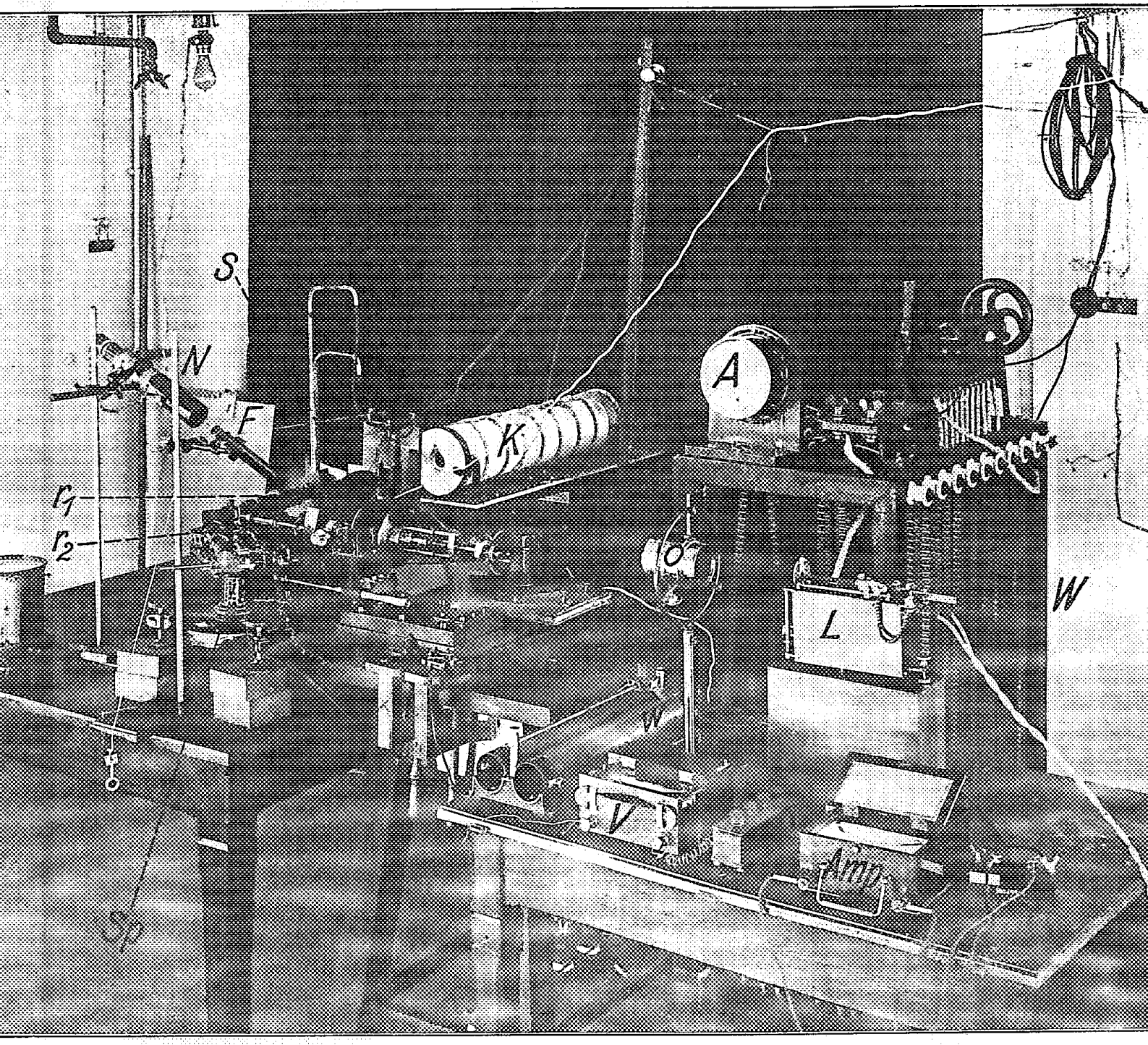
7. Die Untersuchungen an Nernstfäden ergaben, daß ihre Emission bei tieferen Temperaturen selektiv ist und sich bei höheren der eines schwarzen bez. grauen Strahlers nähert.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt.

Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr. Lummer, dem ich die Anregung zu dieser Arbeit verdanke, für das große Interesse, mit dem er dieselbe in reichem Maße förderte, und für all das gütige Wohlwollen, das er mir während meiner ganzen Studienzeit stets entgegenbrachte, in wärmster Weise zu danken.

Ebenso fühle ich mich Herrn Professor Dr. Pringsheim für die Anteilnahme, die er für meine Arbeit zeigte, zu herzlichem Dank verpflichtet.

(Eingegangen 30. April 1915.)



Sp Spektralphotometer
r_1 u. r_2 Kollimatorrohre
S Sektor
F Fernrohr zur Ablesung der Sektorskala
N Nernstlampe zur Beleuchtung der Sektorskala
K Schwarzer Körper
P Pyrometer
L Bogenlampe
O Objektiv
W Widerstände
A u. *Amp* Amperemeter
V Voltmeter

Fig. 2.

E. Benedict.