Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 8 (1935)

Heft: VIII

Artikel: Über die Bedeutung der Abweichung der Energieverteilung der Glühlampenstrahlung von derjenigen des schwarzen Körpers für die Präzisionsphotometrie

Autor: König, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110546

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 05.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Über die Bedeutung der Abweichung der Energieverteilung der Glühlampenstrahlung von derjenigen des schwarzen Körpers für die Präzisionsphotometrie

von **H. König.**

(Mitteilung aus dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht.)

(29. X. 35.)

Zusammenfassung. Einige Teilprozesse der Präzisions-Glühlampenphotometrie werden daraufhin untersucht, inwiefern die *Abweichungen* der Energieverteilung der Glühlampenstrahlungen von derjenigen des schwarzen Körpers sowie die *Unterschiede* zwischen den Energieverteilungen der Strahlungen verschiedener möglichst gleichfarbig brennender Glühlampen in die Messergebnisse eingehen.

Während bei der Anwendung von Grau- und Blaugläsern normalerweise nur unbedeutende Fehler entstehen ($\leqq \frac{1}{2}\,^0/_{00}$), muss beim Vergleich zweier möglichst gleichfarbiger Strahlungen darauf geachtet werden, dass die relative Empfindlichkeit des Empfängers von der internationalen Hellempfindlichkeit nicht zu stark abweicht, weil sonst leicht Fehler von $1\,^0/_{00}$ entstehen können.

Die Messverfahren der Glühlampenphotometrie zerfallen in die Gruppe derjenigen, welche sich auf die Voraussetzung, die Strahlung der Wolframdrahtlampen sei schwarz, stützen, und in die Gruppe derjenigen, welche von dieser Voraussetzung keinen Gebrauch machen. Nun gehören gerade die für Präzisionsmessungen besonders geeigneten Filterverfahren, nämlich das Einfachfilterverfahren[1])[2]) sowie das damit verwandte Mehrfilterverfahren[3]) zu der erstgenannten Gruppe, indem die gesamte Durchlässigkeit von Filtern für eine als bekannt vorausgesetzte Farbtemperatur T nach der Formel

$$\bar{d}(T) = \frac{\int E(\lambda T)\, K(\lambda)\, d(\lambda)\, d\lambda}{\int E(\lambda T)\, K(\lambda)\, d\lambda} \tag{1}$$

berechnet wird, wobei $E(\lambda T)$ als „schwarz" vorausgesetzt wird. $K(\lambda)$ ist die international festgelegte Hellempfindlichkeit[4]).

Man ist sich heutzutage einig darüber, dass die durch diese Ersetzung der wahren Strahlung E durch die schwarze Strahlung

$$E^s(\lambda T) = A\lambda^5 e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad \text{(für kleine } \lambda T\text{)}$$

entstehenden Fehler für die technische Glühlampenphotometrie bedeutungslos sind.

*

Für die Präzisionsphotometrie jedoch ist angesichts der steigenden Bedeutung der Filterverfahren[2]) diese Frage von grösstem Interesse. Sie ist in der Literatur zu wiederholten Malen berührt worden[2])[5])[6])[7])[8])[9]). Da die unmittelbaren Ergebnisse dieser Diskussionen jedoch nicht ausreichten, sich ein klares quantitatives Bild über die in den wichtigsten konkreten Fällen schlimmstenfalls zu erwartenden Fehler zu machen, haben wir für einige dieser Fälle auf Grund von Annahmen über die Abweichungen von der schwarzen Strahlung die vermutlichen obern Grenzen des Einflusses auf die Bewertung der Lichtstärke berechnet.

Die Schwierigkeit, die sich der genauen Beantwortung der aufgeworfenen Frage entgegenstellt, liegt darin, dass man über diese Abweichungen nicht zuverlässig Auskunft geben kann. Man hat zu betrachten:

1. Abweichungen des spektralen Emissionsvermögens von derjenigen des schwarzen Körpers,
2. Temperaturunterschiede längs des Drahtes,
3. Schwärzung durch Reflexion in der Wendel,
4. Färbung durch Linsenwirkung,
5. a) Absorption der Kolbenwand von Klarglaslampen,
   b) Absorption und Zerstreuung von Opalglas.

Von diesen fünf schädlichen Einflüssen ist namentlich der letztgenannte als vollkommen unbekannt anzusehen, und zwar nicht nur deswegen, weil die Eigenschaften des zur Herstellung der Kolben verwendeten Glases oder Quarzes gewöhnlich nicht bekannt sind, sondern weil dieselben durch die Zerstäubung des Glühkörpers sich in unbekannter Weise ändern. Um überhaupt rechnen zu können, haben wir daher willkürlich drei in Fig. 1 dargestellte Abweichungsfunktionen $h_1(\lambda)$, $h_2(\lambda)$ und $h_3(\lambda)$ angenommen.

Diskussion der Abweichungsfunktionen. Es ist zunächst zu zeigen, dass die nicht-schwarzen Strahlungen $E_i(\lambda)$, welche aus der schwarzen Strahlung $E^s(\lambda)$ durch Multiplikation mit den Funktionen

$$\frac{E_i(\lambda)}{E^s(\lambda)} = H_i(\lambda) = 1 + h_i(\lambda)\,, \qquad h_i(\lambda) \ll 1\,, \qquad i = 1, 2, 3$$

hervorgehen, mit gewissem Recht als Ersatz für die mehr oder weniger unbekannten wahren Abweichungen dienen können.

Der Vergleich einer gegebenen Strahlung erfolgt zweckmässig mit einer möglichst gleichfarbigen schwarzen Strahlung. Zu

diesem Zwecke wird die in Fig. 2 wiedergegebene Schar von „schwarzen Abweichungsfunktionen“

$$H^s\left(\lambda, \Delta\frac{1}{T}\right) = \frac{E^s(\lambda T_2)}{E^s(\lambda T_1)} = e^{-\frac{c_2}{\lambda}\cdot\Delta\frac{1}{T}}, \quad \Delta\frac{1}{T} = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}$$

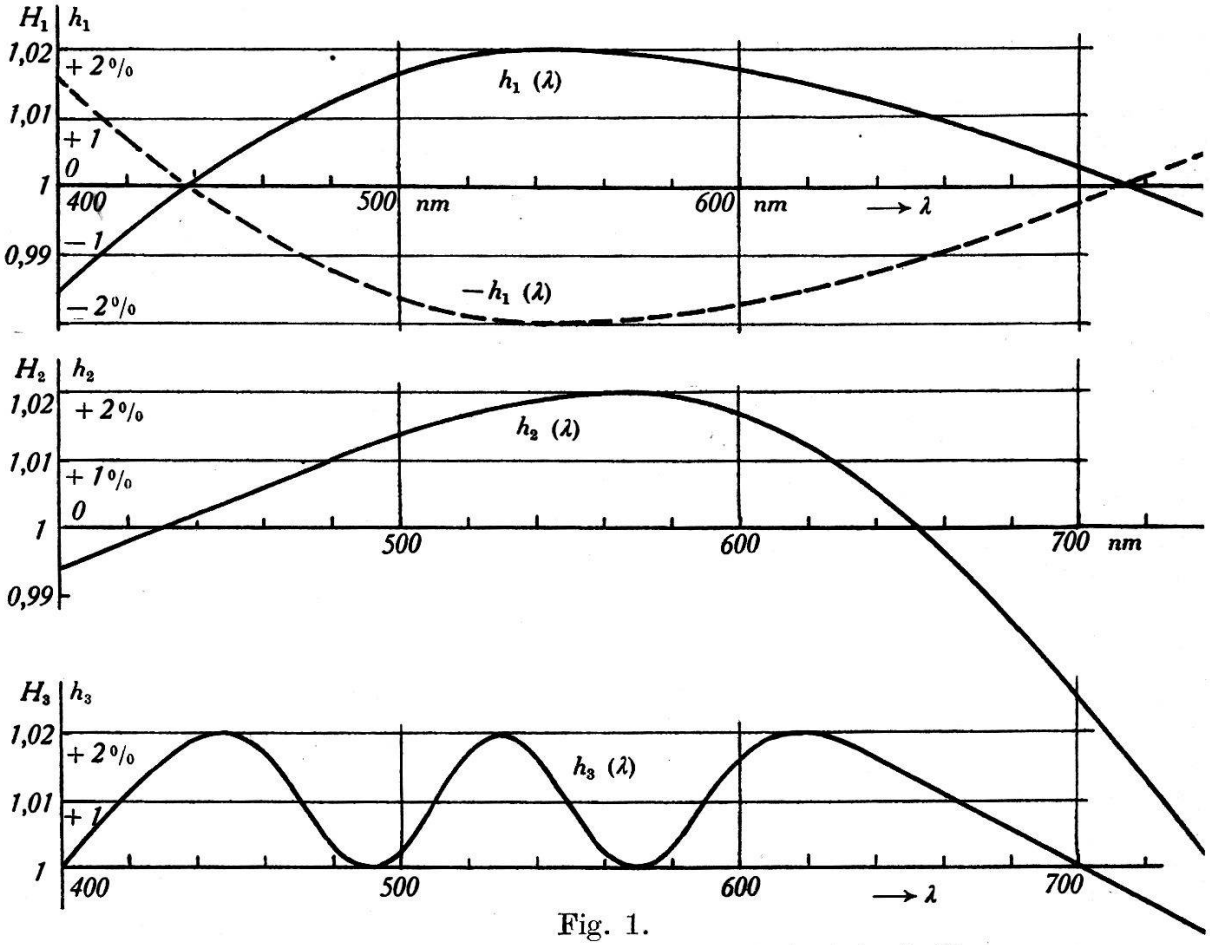

Fig. 1.
Abweichungsfunktionen $h_i(\lambda)$ bzw. $H_i(\lambda) = 1 + h_i(\lambda)$.

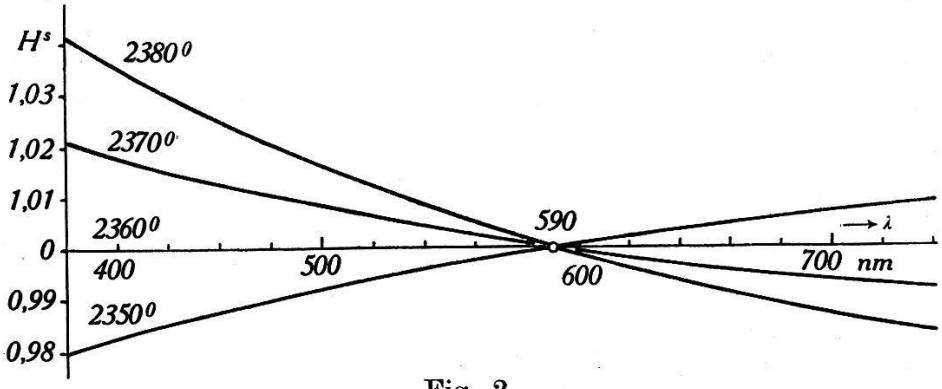

Fig. 2.
Ideale Abweichungsfunktionen $H^s\left(\lambda, \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)$;
als Beispiele sind $H^s = E^s(\lambda, T_2)/E^s(\lambda, 2360^0)$ für $T_2 = 2350^0$, 2370^0 und 2380^0 angegeben, bezogen auf H^s (590 nm) = 1.

auf durchsichtigem Papier aufgezeichnet und mit der in gleichem Masstab dargestellten zu untersuchenden Funktion, z. B. der Absorptionskurve des Glases, zur Deckung gebracht. Man findet so leicht gefühlsmässig auf $\pm 5^0$ Farbtemperatur genau die passende gleichfarbigste Bezugsfunktion $'H^s(\lambda)$. Die Differenzen zwischen der gegebenen Funktion und $'H^s(\lambda)$ sind das gesuchte $h(\lambda)$. Beim Vergleich dieses $h(\lambda)$ mit $h_i(\lambda)$ ist zu beachten, dass die in der Folge berechneten Einflüsse invariant sind gegenüber Multiplikation von H, H_i und H^s mit einem von λ unabhängigen Faktor; m. a. W. $h(\lambda)$, $h_i(\lambda)$ und $h^s(\lambda)$ dürfen in der graphischen Darstellung um kleine Beträge ($\ll 1$) in der Richtung der Ordinate parallel verschoben werden, ohne dass das Ergebnis dadurch beeinflusst wird.

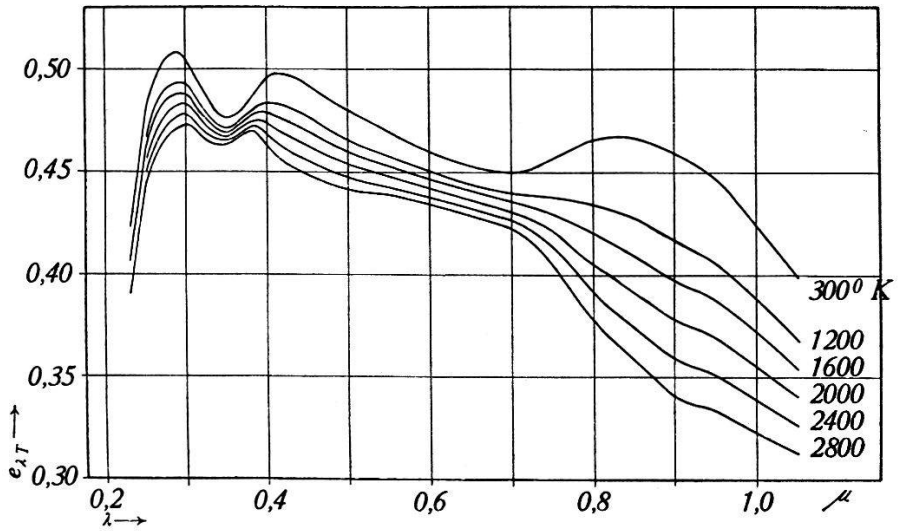

Fig. 3.

Spektrales Emissionsvermögen von Wolfram. (Für den schwarzen Körper ist $e_{\lambda T} = 1$.) Die Figur ist identisch mit Fig. 21 der Dissertation von Hamaker, Amsterdam 1934.

Nachstehend seien die einzelnen Punkte besprochen.

1. *Spektrales Emissionsvermögen von Wolfram.* Nach Forsythe[10]) ist die Strahlung im mittleren Teil des sichtbaren Spektrums gegenüber der schwarzen Strahlung erhöht, und zwar bezogen auf Gleichheit ($h = 0$) bei Blau von ca. 470 nm und Rot von ca. 660 nm um $h = \frac{1}{2}\%$ bei $1600^0\,K$, steigend auf $h = 1\%$ bei $2600^0\,K$. Hoffmann und Willenberg[11]) finden diese Erhöhung bei $2900^0\,K$ zu $h = 1$ bis 2%. Näheres über den Verlauf des Emissionsvermögens ist aus der der Dissertation von Hamaker[5]) entnommenen Fig. 3 ersichtlich. Dieses Bild zeigt deutlich, dass es als grosser Zufall anzusehen ist, dass im photometrisch wichtigen Bereich die Wolframstrahlung der schwarzen Strahlung nicht unähnlicher ist.

Aus obigen Angaben geht hervor, dass grössere als die durch h_1 oder h_2 dargestellten Abweichungen nicht zu erwarten sind. Namentlich für den Bereich zwischen $2000^0\,K$ und $2600^0\,K$, in dem allein das Anstreben hoher Genauigkeit einen Sinn hat, dürfen h_1 und h_2 füglich als obere Grenzen der möglichen Abweichungen betrachtet werden. Allerdings ist hierzu zu bemerken, dass unsere heutigen Kenntnisse von der Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Beschaffenheit der Oberfläche des Wolframs zu gering sind, als dass dieses Urteil als abschliessend zu betrachten wäre. Immerhin sind unseres Wissens an reiner Wolframstrahlung nie grössere Abweichungen festgestellt worden.

2. *Temperaturunterschiede längs des Glühdrahtes.* Unterschiede in der Temperatur der verschiedenen Teile des Glühkörpers haben zur Folge, dass die gesamte Strahlung ein Gemisch aus nahezu schwarzen Strahlungen ist. Ein solches Gemisch ist im allgemeinen nicht schwarz, auch wenn die einzelnen Komponenten streng schwarz wären.

Der Temperaturunterschied zwischen Innen- und Aussenseite des Glühdrahtes einer einfachen Wendel ist nach Coblentz[8]) von der Grössenordnung 10^0, braucht also aus Gründen, die unter 3. näher ausgeführt sind, nicht berücksichtigt zu werden.

Wichtiger ist die Abkühlung an den Drahtenden. Dziobek hat $h(\lambda)$ für den Fall einer Lampe mit einem gerade ausgestreckten Draht von 5 cm Länge berechnet[7]) und findet eine Funktion, die sich ungefähr mit $-\frac{1}{4}\cdot h_1(\lambda)$ deckt. Wenn die heisseste Stelle des Drahtes dieser Lampe eine Temperatur von 2400^0 hat, so ist die mittlere Farbtemperatur des ganzen Drahtes 2367^0. Wir konnten durch Vergleich einer Doppelwendellampe mit einer Lampe mit einfacher, verhältnismässig gestreckter Wendel Differenzen feststellen, die dieselbe Abhängigkeit von λ aufweisen und sich auch der Grösse nach mit den Ergebnissen der Berechnungen Dziobek's decken. Wesentlich ungünstigere Abkühlungsverhältnisse, als die von Dziobek betrachteten, kommen im allgemeinen nicht vor. Auch bei sehr kurzfädigen Lampen ist nicht zu befürchten, dass $h(\lambda) > -h_1(\lambda)$ wird. Bei Bandlampen können durch geeignete Anordnung des Bandes die inhomogen geheizten Teile des Bandes verdeckt werden. Übrigens braucht man Bandlampen im allgemeinen nicht als Lichtstärkenormale.

Wir dürfen also auch in diesem zweiten Falle $h_1(\lambda)$ als obere Grenze der Abweichung ansehen.

3. *Schwärzung durch Reflexion in der Wendel.* Es ist theoretisch interessant, festzustellen, dass eine schwarz zusammen-

gesetzte Strahlung, die also einem Emissionsvermögen von der Form

$$\text{konst.} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_F}-\frac{1}{T_w}\right)}$$

entspricht, durch teilweise Hohlraumwirkung nicht-schwarz gemacht wird. Der Effekt ist allerdings ausserordentlich klein, da der Unterschied zwischen Farbtemperatur und wahrer Temperatur bei Wolfram von $2600^0\,K$ nur etwa $50^0\,K$ beträgt[12]) und h, wie die Rechnung zeigt, ungünstigstenfalls $^1/_{10} \cdot h_1(\lambda)$ nicht übersteigt. Dieser Einfluss auf die photometrischen Messergebnisse tritt hinter andern Einflüssen vollständig zurück.

4. *Färbung durch Linsenwirkung.* Bei gewissen Lampen ist für kleine Abstände das Abstandsgesetz nur mässig gut erfüllt. Die oft mehrere % betragenden Abweichungen sind meistens als Linsenwirkungen zu deuten. Da aber die Achromasie der als Linse wirkendend Kolbenwand nur klein und ausserdem noch die dadurch hervorgerufene Umfärbung in erster Näherung durch eine kleine Änderung der Farbtemperatur darstellbar ist, so ist der Effekt ein solcher dritter Ordnung und demnach ohne weiteres gegenüber andern (insbesondere 1., 2. und 5.) zu vernachlässigen.

5a. *Absorption der Kolbenwand von Klarglaslampen.* Wie bereits bemerkt wurde, ist es besonders bei dieser Frage schwierig, einigermassen allgemein gültige Angaben zu machen.

Das Absorptionsvermögen farblosen Glases ist gewöhnlich zwischen 400 und 700 nm innerhalb $\frac{1}{2}$ % konstant; die Abweichungsfunktion ist kleiner als $^1/_4 \cdot h_1(\lambda)$. Dass Gläser mit Ultrarot-Absorption, die sich gewöhnlich schon im sichtbaren Teil des Spektrums durch Absinken der Durchlässigkeitskurve bemerkbar macht und zu Abweichungsfunktionen vom Typus $h_2(\lambda)$ führt, Verwendung finden, ist aus technischen Gründen nicht zu erwarten. Jedenfalls ist in einem solchen Falle $h_2(\lambda)$ mit grosser Sicherheit als obere Grenze der Abweichungen anzusehen. Erhöhte Blau-Absorption ist eher möglich. Diesem Fall soll $h_1(\lambda)$ Rechnung tragen mit einer abnormalen Absorption von 6% bei 400 nm.

Namentlich bei hochbelasteten Lampen entsteht durch Zerstäubung im Laufe der Zeit eine schwärzliche Schicht, die, wie Hamaker[5]) gezeigt hat, zunächst infolge der verhältnismässig höheren Absorption im Blau die Farbtemperatur einige 10^0 kleiner erscheinen lässt. Ausserdem tritt eine Krümmung nach Art von $h_1(\lambda)$ auf, wie man aus folgenden Zahlen ersehen kann: Für diejenige Kolbenwand, für welche die aus Hamaker's Angaben berechnete Abweichungsfunktion am grössten ist, ist das Absorp-

tionsvermögen bei 450 nm 6%, bei 500 nm 4%, bei 600 nm 3% und bei 700 nm 3%, was in der Tat hinsichtlich Form und Grösse unserem $-h_1(\lambda)$ entspricht. Solch starke Zerstäubung ist bei den für Präzisionsmesszwecke dienenden Lampen, deren Farbtemperatur 2600° kaum übersteigen dürfte, im allgemeinen nicht zu befürchten, so dass wir glauben, dass sogar die Summe der unter 5a. betrachteten Abweichungen normalerweise $-h_1(\lambda)$ nicht übersteigt.

Der Funktion $-h_1(\lambda)$ entspricht infolge des Überschusses an Blau und Rot verglichen mit Grün ein Purpurton in der Farbe der Strahlung. WENSEL, JUDD und ROESER[13]) haben an einer Lampe für ca. 2750° diese Purpurfärbung beobachtet; eine Farbangleichung dieser Lampe an andere ist bei keiner Temperatur vollkommen möglich.

5b. Der Fall des von hinten beleuchteten *Opalglases als Flächenlichtquelle* spielt nicht nur im Hinblick auf den Übergang von der horizontalen auf die sphärische Intensität eine Rolle. Gewisse Untersuchungen, wie z. B. die Bestimmung der Durchlässigkeit von Graugläsern oder die Bestimmung der Abweichungen vom Proportionalitätsgesetz bei lichtelektrischen Zellen, erfordern die Möglichkeit einer genau bekannten Unterteilung eines Lichtstromes. Dieselbe erfolgt voraussetzungsfrei, wenn man sich nur auf das Additionsprinzip stützt. Eine praktisch recht geeignete Lösung ist eine Scheibe mit mehreren unabhängig voneinander verschliessbaren Fenstern, welche durch eine von hinten bestrahlte Opalglasscheibe einigermassen gleichmässig beleuchtet werden.

Erfreulicherweise besteht nun die Wirkung der von uns untersuchten Scheibe fast nur in einer durch eine Herabsetzung der Farbtemperatur (um ca. 100° bei 2400°) darstellbaren Rotfärbung des Lichtes. Durch Aussonderung möglichst schmaler Spektralbereiche mit Filtern wurde festgestellt, dass die Abweichungen der Opalglasstrahlung von derjenigen einer Doppelwendellampe zwischen 400 und 700 nm nicht grösser als 1% sind.

Demnach wird auch dieser Fall durch unsere Modellfunktionen $h_i(\lambda)$ umfasst. Immerhin wird man bei solchen Opalglasstrahlungen gut tun, sich in jedem einzelnen Falle zu überzeugen, ob Gleichfarbigkeit mit einer Klarglaslampe vollständig erreicht werden kann.

Die Funktion $h_3(\lambda)$ ist rein hypothetischer Natur. Wir betrachten diesen Typus nur in Ergänzung von $h_1(\lambda)$ und $h_2(\lambda)$ als komplizierteres Beispiel für eine Funktion, die sich nicht aus $h_1(\lambda)$ und $h_2(\lambda)$ durch lineare Kombination darstellen lässt. Es wird von Interesse sein, festzustellen, dass dieser Typus wegen

seiner gleichmässigeren Verteilung der, absolut genommen, nicht wesentlich kleineren Abweichungen als bei $h_1(\lambda)$ und $h_2(\lambda)$, durchschnittlich zu kleineren Fehlern Anlass gibt, woraus zu schliessen ist, dass, ausgenommen bei „monochromatischen" Empfängern (siehe unten K_{Crova}), Störungen mit kleiner Periode weniger stark ins Gewicht fallen. Auch aus diesem Grunde ist das Hauptaugenmerk auf die durch $h_1(\lambda)$ und $h_2(\lambda)$ bewirkten Einflüsse zu richten.

Schlussfolgerung: Wenn man noch bedenkt, dass der Effekt 1 die Effekte 2 und 5 (die übrigen sind nicht zu fürchten) teilweise kompensiert, so glauben wir füglich die Funktionen $h_i(\lambda)$ als Ersatz für die in Wirklichkeit vorkommenden Abweichungen Strahlungsgesetz betrachten zu dürfen. Ausserdem vermuten wir, dass Abweichungen kleiner als $h_i(\lambda)$ erheblich häufiger vorkommen als solche grösser als $h_i(\lambda)$.

Art des Eingehens der Abweichungen $h_i(\lambda)$ in die photometrischen Ergebnisse. Es handelt sich nunmehr darum, diejenigen Verfahren, die unseres Erachtens für Präzisionsvergleichungen von Glühlampen am ehesten in Frage kommen, daraufhin zu untersuchen, wo und wie die Voraussetzungen über die Zusammensetzung der Strahlung in die Messung eingehen.

Durchgeht man die wichtigsten Methoden, so erkennt man, dass nachstehende Punkte erörtert werden müssen:

I. Durchlässigkeit von Graugläsern für nicht-schwarze Strahlungen $E^s(\lambda)\,H_i$, verglichen mit derjenigen für schwarze Strahlung $E^s(\lambda)$, bewertet durch verschiedene Empfänger mit Empfindlichkeitskurven $K'(\lambda)$, die von der internationalen Augenkurve $K(\lambda)$ mehr oder weniger abweichen.

II. Durchlässigkeit von realen und idealen Blaufiltern für nicht-schwarze Strahlungen $E^s(\lambda)\,H_i(\lambda)$, verglichen mit derjenigen für schwarze Strahlung $E^s(\lambda)$, bewertet nach der internationalen Augenkurve $K(\lambda)$.

III. Bewertung nicht-schwarzer Strahlungen $E^s(\lambda)\,H_i(\lambda)$ durch verschiedene Empfänger mit den Empfindlichkeitskurven $K'(\lambda)$, verglichen mit Bewertung nach Massgabe der internationalen Augenkurve $K(\lambda)$.

$E^s(\lambda)$ entnehmen wir den Tabellen von Skogland[14]. Als Beispiele von nicht-angepassten Empfängern $K'(\lambda)$ wählen wir:

$K' = K_{MFKII}$: Selensperrschichtzelle mit Mehrfilterkombination, Empfindlichkeitskurve siehe [15] oder [16];

$K' = K_{Ph.\,E.}$: Photronelement nach Weston, 2-Filterkombination nach Dresler, Empfindlichkeitskurve siehe Bericht[15], Kurve 3 in Fig. 2;

$K' = K_{\text{B. Z.}}$: Selensperrschichtzelle von BERNHEIM, ohne Filter, Empfindlichkeitskurve siehe Bericht[15]), Kurve Z in Fig. 2.

$K' = K_{\text{Crova}}$: Hypothetischer Empfänger, dessen Empfindlichkeit bei allen Wellenlängen ausgenommen der Crova-Wellenlänge (ca. 580 nm) = 0 ist.

Die Durchlässigkeitskurven $g_n(\lambda)$ der SCHOTT'schen Graugläser, auf welche sich unsere Berechnungen beziehen, sind in Fig. 4 gegeben.

Alle nachstehend berechneten Ausdrücke sind so gebaut, dass einer Abweichungsfunktion $-h(\lambda)$ ein Fehler $-\mu$ entspricht, wenn $+h(\lambda)$ einen Fehler $+\mu$ bewirkt.

Die Berechnung der Integrale erfolgt durch Summation von 10 zu 10 nm.

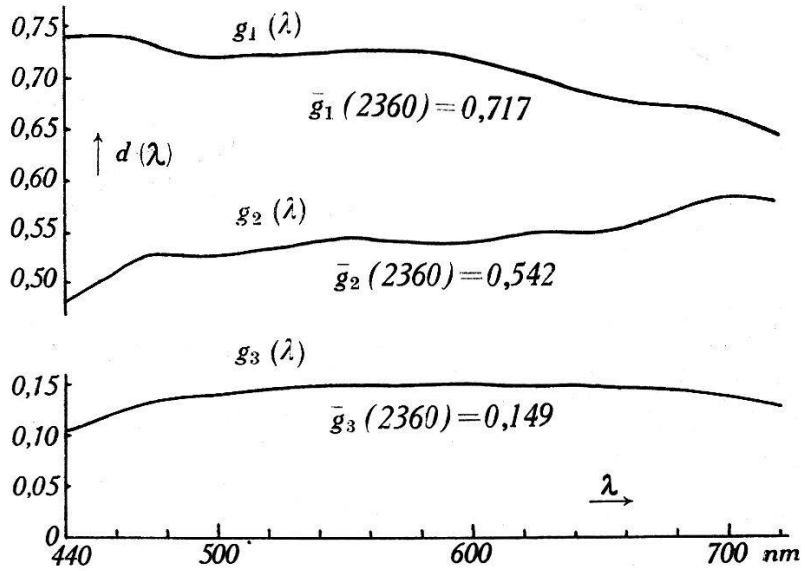

Fig. 4.
Durchlässigkeitskurven von Graugläsern.

I. *Durchlässigkeit von Graugläsern.* Bei einer Präzisionsvergleichung zweier gleichfarbiger, aber in der Intensität stark verschiedener Glühlampen mit Hilfe von objektiven Empfängern, für die weder das Proportionalitätsgesetz noch das TALBOT'sche Gesetz genau gültig ist, ist man gezwungen, die Strahlung der einen Lampe statisch in einem genau bekannten Verhältnis zu schwächen. Dies kann auf Grund des Abstandsgesetzes oder mit Hilfe eines Graufilters erfolgen. Die Eichung dieses Graufilters muss natürlich mit demselben Empfänger, der bei der Anwendung des Filters gebraucht wird, erfolgen, und zwar mit Licht von ungefähr derselben Farbtemperatur wie diejenige der zu untersuchenden Lampe. Hierbei gelangt die oben erwähnte Mehrfach-Licht-

quelle mit Opalglas zur Anwendung. Die geringen Farbtemperaturunterschiede zwischen den äussern und den zentralen Fenstern der Opalglasleuchte (Grössenordnung 10^0) sind belanglos, da der Farbtemperaturkoeffizient von besseren Graugläsern nur etwa $1^0/_{00}$ je 100^0 Unterschied in der Farbtemperatur beträgt.

Ein Fehler μ entsteht dadurch, dass die bei Eichung und Messung angewandten Strahlungen nicht identisch sind, und zwar dürfen wir zur Berechnung dieses Fehlers, da es wesentlich nur auf die Differenzen ankommt, annehmen, die eine Strahlung sei schwarz, die andere nicht-schwarz. Wir berechnen also die Verhältnisse der Durchlässigkeiten der Filter $g_i(\lambda)$ für die Strahlungen $E^s(\lambda)$ und $E^s(\lambda)\,H_i(\lambda)$, und zwar zuerst für den internationalen Empfänger $K(\lambda)$ und beispielsweise für die Farbtemperatur 2360^0:

$$m_{i,\,n} = 1 + \mu_{i,\,n}$$

$$= \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, H_i(\lambda)\, K(\lambda)\, g_n(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, H_i(\lambda)\, K(\lambda)} : \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K(\lambda)\, g_n(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K(\lambda)}$$

$$i = 1,\ 2,\ 3 \qquad n = 1,\ 2,\ 3\,.$$

Resultat: $\mu_{11} = +\,0{,}00006$ $\mu_{21} = +\,0{,}00009$ $\mu_{31} = -\,0{,}00005$
$\mu_{12} = +\,0{,}00001$ $\mu_{22} = -\,0{,}00006$ $\mu_{32} = 0{,}00000$
$\mu_{13} = -\,0{,}00011$ $\mu_{23} = +\,0{,}00005$ $\mu_{33} = -\,0{,}00007\,.$

Für das Filter g_3 sind die durchschnittlichen Abweichungen am grössten. Wir berechnen daher für g_3 noch die entsprechenden auf die Empfänger $K_{\text{B. Z.}}$ und $K_{\text{Ph. E.}}$ bezüglichen Doppelverhältnisse:

$$m_i = 1 + \mu_i$$

$$= \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, H_i(\lambda)\, K'(\lambda)\, g_3(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, H_i(\lambda)\, K'(\lambda)} : \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K'(\lambda)\, g_3(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K'(\lambda)}$$

$$i = 1,\ 2,\ 3\,.$$

Resultat:

$K' = K_{\text{B. Z.}}$: $\mu_1 = +\,0{,}00029$ $\mu_2 = +\,0{,}00024$ $\mu_3 = +\,0{,}00008$
$K' = K_{\text{Ph. E.}}$: $\mu_1 = +\,0{,}00016$ $\mu_2 = -\,0{,}00011$ $\mu_3 = +\,0{,}00004\,.$

Für den Empfänger K_{Crova} ist μ für alle $h_i(\lambda)$ gleich 0.

Schlussfolgerung: Der Fehler, welcher davon herrührt, dass die bei der Bestimmung des Durchlässigkeitskoeffizienten eines normalen Grauglases angewendete Strahlung nicht ganz gleich zusammengesetzt ist wie die durch das Grauglas in bekannter Weise zu schwächende Strahlung, ist von der Grössenordnung $0.1 \ldots 0.2^0/_{00}$.

II. *Durchlässigkeit von Blaugläsern.* Während beim *Einfach-Filterverfahren* die Berechnung des Durchlässigkeitskoeffizienten eines Kobalt-Blauglases nach Formel (1), also unter der Voraussetzung schwarzer Strahlung erfolgt, ist dieselbe in Wirklichkeit nicht-schwarz. Wir bilden daher analog I. für das in der Literatur[1]) ausführlich beschriebene internationale Austauschfilter $d_{R\,4-28}$ für die Farbtemperatur 2080° die Doppelverhältnisse:

$$m_i = 1 + \mu_i$$

$$= \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2080)\, H_i(\lambda)\, K(\lambda)\, d_{R\,4-28}(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2080)\, H_i(\lambda)\, K(\lambda)} : \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2080)\, K(\lambda)\, d_{R\,4-28}(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2080)\, K(\lambda)}$$

$$i = 1,\ 2,\ 3\,.$$

Resultat: $\mu_1 = -0{,}00025 \qquad \mu_2 = +0{,}00008 \qquad \mu_3 = -0{,}00052\,.$

Beim *Mehrfilterverfahren*[3]) tritt an Stelle der Messung mit *einem* Filter eine *Folge* von Messungen mit mehreren Filtern, die als äquivalent *einer* Messung mit einem nahezu idealen Kombinations-Blaufilter von der Durchlässigkeit

$$d_{\mathrm{KBF}}(\lambda) \text{ nahezu proportional } d_{id}(\lambda) = \text{konst. } e^{-\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)}$$

angesehen werden kann. Da die Unterschiede zwischen d_{KBF} und d_{id} für die vorliegende Betrachtung bedeutungslos sind, dürfen wir in den entsprechenden Doppelverhältnissen $E^s(\lambda, 2080)\, d_{\mathrm{KBF}}(\lambda)$ durch eine schwarze Strahlung, z. B. $E^s(\lambda, 2360)$, ersetzen:

$$m = 1 + \mu_i = \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, H_i(\lambda)\, K(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2080)\, H_i(\lambda)\, K(\lambda)} : \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2080)\, K(\lambda)}$$

$$i = 1,\ 2,\ 3\,.$$

Resultat: $\mu_1 = -0{,}00005 \qquad \mu_2 = +0{,}00033 \qquad \mu_3 = -0{,}00016\,.$

Zu diesen Berechnungen über $d_{R\,4-28}$ und d_{id} ist zu bemerken, dass man eigentlich gar nicht angeben kann, mit welcher schwarzen Strahlung die Strahlungen $E^s H_i$ verglichen werden sollen, da die Farbpunkte dieser Strahlungen, wie Fig. 5 zeigt, nicht auf der Kurve der schwarzen Strahlungen liegen. Wählt man als Vergleichsstrahlungen nicht $E^s(2080)$, sondern die nächstliegenden Strahlungen $E^s(2074)$, $E^s(2076)$ und $E^s(2079)$, so folgen unter Zugrundelegung eines Farbtemperaturkoeffizienten von ca. $1^0/_{00}$ je 20° Farbtemperaturunterschied für die μ_i die ungefähren Werte:

$d_{R\,4-28}$: $\mu_1 = +0{,}0001 \qquad \mu_2 = +0{,}0003 \qquad \mu_3 = -0{,}0005$

d_{id} bzw. d_{KBF}: $\mu_1 = +0{,}0002 \qquad \mu_2 = +0{,}0005 \qquad \mu_3 = -0{,}0001\,.$

Schlussfolgerung: Der Fehler, welcher davon herrührt, dass bei der Berechnung der Durchlässigkeitskoeffizienten mittelstarker Blaufilter (Kobaltfilter oder Idealfilter) eine schwarze Strahlung statt der in Wirklichkeit vorhandenen nicht-schwarzen Strahlung zu Grunde gelegt wird, ist von der Grössenordnung $^1/_3{}^0/_{00}$.

III. *Bewertung nicht-schwarzer Strahlungen durch verschiedene Empfänger $K'(\lambda)$.* Dieser Prozess spielt bei jeder Vergleichung zweier Lampen eine Rolle; seine Untersuchung ist daher von besonderer Bedeutung.

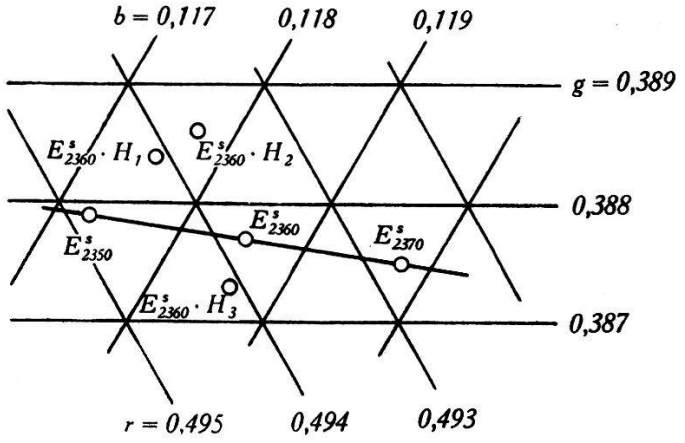

Fig. 5.

Ort der Strahlungen $E^s_{2360} \cdot H_i$ im Farbdreieck.

Beispielsweise ergeben sich für eine Farbtemperatur von 2360° die Abweichungen μ_i der mit den Empfängern $K'(\lambda)$ beim Vergleich von $E^s(\lambda)\, H_i(\lambda)$ mit $E^s(\lambda)$ gewonnenen Ergebnisse von den richtigen, d. h. aus $K(\lambda)$ ermittelten Werten, durch Berechnung der Doppelverhältnisse:

$$m_i = 1 + \mu_i$$

$$= \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K'(\lambda)\, H_i(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K'(\lambda)} : \frac{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K(\lambda)\, H_i(\lambda)}{\Sigma E^s(\lambda, 2360)\, K(\lambda)}$$

$$i = 1,\ 2,\ 3\,.$$

Resultat:

$K' = K_{\text{MFK II}}$:	$\mu_1 = -0{,}00009$	$\mu_2 = -0{,}00027$	$\mu_3 = -0{,}00011$
$K' = K_{\text{Ph. E.}}$:	$\mu_1 = -0{,}00042$	$\mu_2 = -0{,}00147$	$\mu_3 = -0{,}00012$
$K' = K_{\text{Crova}}$:	$\mu_1 = +0{,}00065$	$\mu_2 = +0{,}00324$	$\mu_3 = -0{,}00890$

Es ist zu beachten, dass alle in diesem Abschnitt betrachteten Empfänger so angepasst sind, dass sie Strahlungen verschiedener Farbtemperatur praktisch richtig bewerten. Die kleine unter I. betrachtete Unsicherheit in der Farbtemperatur spielt hier daher keine Rolle.

Aus der Betrachtung von Fig. 1 glaubt man schliessen zu dürfen, dass $h_1(\lambda)$ und $h_2(\lambda)$ im wesentlichen gleichwertig seien. Das Resultat ist insofern sehr lehrreich, als es zeigt, wie ungleichwertig diese Abweichungsfunktionen tatsächlich sind. $h_2(\lambda)$ fällt viel stärker ins Gewicht. Der Fehler von $1\frac{1}{2}{}^0/_{00}$ in der Bewertung von $E^s(\lambda)\, H_2(\lambda)$ durch das Photron-Element zeigt, dass man auch beim Vergleich spezifisch gleich brennender Glühlampen auf eine gewisse Anpassung an die Augenkurve nicht verzichten darf. Die Anpassung so weit zu treiben, wie bei MFK II, ist natürlich nicht nötig.

Aus den μ_i für den Crova-Empfänger ist zu schliessen, dass man für diesen im allgemeinen so gut wie nichts voraussagen kann. Die Abweichung bei der Crova-Wellenlänge $h_i(\lambda = 580)$ kann fast mit vollem Betrag ins Gewicht fallen (siehe h_3), muss es aber nicht tun (siehe besonders h_1). Es empfiehlt sich daher, mit diesem Empfänger nur Messungen an ein und derselben Glühlampe vorzunehmen, z. B. indem deren Lichtstärken bei verschiedenen Heizströmen bestimmt werden. Als $h_i(\lambda = 580)$ ist in diesem Falle nur die *Änderung* der spezifischen von Wolfram herrührenden Abweichung in Rechnung zu setzen. Nach früherem wäre beispielsweise

$$h\,(\text{Wolfram}, 580, 2360) - h\,(\text{Wolfram}, 580, 2080) \approx {}^1/_3 \cdot h_1\,(\lambda = 580),$$

was zu einem Fehler

$$\mu_1 = +\,0{,}0002^{*)}$$

führt. Obschon zwar $h_1(\lambda)$ den Typus der Wolfram-Abweichung darstellen soll, tut man im Hinblick auf die Grösse von μ_2 und μ_3 doch gut, sich auf Fehler von $1\,{}^0/_{00}$ gefasst zu machen.

Schlussfolgerung: Beim Vergleich sogenannt gleichfarbiger Glühlampen-Strahlungen mittelst Empfänger, deren Empfindlichkeitskurve von derjenigen des internationalen Auges abweicht, sind auch bei leidlich guter Anpassung Fehler von $1\,{}^0/_{00}$ sehr wohl möglich. Monochromatische Empfänger können nur in besondern Fällen verwendet werden.

Wir erachten es als unnötig, im einzelnen auseinanderzusetzen, in welchen Fällen eine Summation mehrerer der oben besprochenen Fehler auftreten kann und in welchen Fällen mit einer teilweisen Kompensation gerechnet werden darf. Es ist ratsam, im allgemeinen nicht mit einer solchen Kompensation zu rechnen und auch die Unterschiede zwischen den Abweichungsfunktionen ver-

*) Deckt sich mit der Berechnung von Ribaud[6]).

schiedener Lampen als von der gleichen Grössenordnung wie die $h_i(\lambda)$ selbst zu betrachten. Man rechne ausser der Unsicherheit anderen Ursprunges mit einer *durch die Abweichung der Glühlampenstrahlung von der schwarzen Strahlung bedingten zusätzlichen Unsicherheit von 1 Promille* und wird in den meisten Fällen damit das Richtige treffen. Der Hauptteil dieser Unsicherheit entspringt mangelnder Anpassung an die Augenkurve, kann also weitgehend beseitigt werden. Gegen die restlichen unter I. und II. besprochenen Fehler, welche meist kleiner als $\frac{1}{2}$ Promille sind, ist man machtlos.

Es wäre sehr zu begrüssen, wenn auch von anderer Seite über die Abweichungen von der schwarzen Strahlung berichtet würde, denn nur durch Häufung von Erfahrungen wird die Möglichkeit gegeben, zu entscheiden, ob die unsern Rechnungen zugrunde gelegten $h_i(\lambda)$ mehr als Durchschnitt oder mehr als obere Grenze aufzufassen sind.

Literatur.

1) Pirani, Z. f. Beleuchtungswesen **21**, 41 (1915); Procès-verbaux du Comité Int. des Poids et Mesures **16** (1933), S. 296, 304, 307 und 323.
2) Commission Internationale de l'Eclairage, Comité spécial des étalons, Sitzung vom 30. Januar 1933 in Paris.
3) König, Helvetica Physica Acta **8**, 211 (1935).
4) Commission Internationale de l'Eclairage, Compte-rendu des séances à Genève 1924 (Cambridge 1926), S. 67.
5) Hamaker, Reflectivity and emissivity of Tungsten, Diss. Amsterdam 1934.
6) Ribaud, Revue d'Optique **12**, 193 (1933).
7) Dziobek, Z. f. wiss. Photographie **31**, 96 (1932).
8) Coblentz, Bull. of the Bur. of Standards **14**, 115 (1918).
9) Coblentz und Emerson, Bull. of the Bur. of Standards **14**, 307 (1918).
10) Forsythe, Journ. Opt. Soc. Amer. **7**, 1115 (1923), siehe auch Handb. d. Physik v. Geiger und Scheel, Bd. **19**, S. 37.
11) Hofmann und Willenberg, Phys. Zeitschr. **35**, 713 (1934).
12) Lehrb. d. techn. Physik v. Gehlhoff, Bd. **3**, Abschn. Wolfram (S. 317).
13) Wensel, Judd und Roeser, Journ. Res. N. B. Standards **12**, 527 (1934).
14) Skogland, Misc. Publ. of the Bur. of Standards No. **86**, (1929).
15) König, Helvetica Physica Acta **7**, 433 (1934).
16) König, Archiv f. techn. Messen (ATM), V 422—1 (Lief. **43**, 1935).