

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 11 (1938)  
**Heft:** V

**Artikel:** Theoretische Behandlung einiger Probleme aus der heterochromen Photometrie  
**Autor:** König, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110861>

#### 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:** 24.01.2026

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

# Theoretische Behandlung einiger Probleme aus der heterochromen Photometrie

von H. König (Bern).

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

(18. V. 38.)

*Zusammenfassung:* Es werden die Anleitungen zur systematischen Behandlung folgender Fragen gegeben:

I. Ableitung der Hellempfindlichkeitsfunktion  $V(\lambda)$  des menschlichen Auges aus einer beschränkten Anzahl Ergebnissen von Messungen mit Farbgläsern unter Heranziehung einer Näherungsfunktion  $V^{(0)}(\lambda)$  als Ausgangsfunktion;

II. Bestimmung der Koeffizienten eines Kombinations-Blaufilters für spektralrichtige Umfärbung schwarzer Strahlung in ebensolche anderer Farbtemperatur;

III. Angleichung der Durchlässigkeitsfunktion  $\sum_i x_i \tau_i(\lambda)$  eines Kombinationsfilters an die internationale Hellempfindlichkeitsfunktion.

Eine Reihe weiterer Probleme kann auf obige Typen zurückgeführt werden.

Die Lösung erfolgt vollständig durch beste Angleichung im Sinne von GAUSS (Minimum des Fehlerquadrates) oder näherungsweise durch sukzessive Approximation.

Anstoss zu vorliegender Notiz gab das Bedürfnis, die Ergebnisse der experimentellen Neubestimmung der Hellempfindlichkeitsfunktion  $V(\lambda)$  systematisch auszuwerten. Wenn wir bei diesem Anlass die Frage der Behandlung einiger weiterer Probleme anschneiden, so geschieht dies sowohl wegen der weitgehenden Ähnlichkeit, als auch weil gerade die Unterschiede in Fragestellung und Behandlung die Eigenart der einzelnen Probleme gut in Erscheinung treten lassen.

In allen Fällen ist versucht worden, der Fragestellung eine solche Form zu geben, dass sie auf ein lineares Gleichungssystem führt, welches oft dank der Möglichkeiten der an formalen Schönheiten so reichen Theorie der orthogonalen Funktionen leicht in eine für praktische Berechnungen brauchbare Form gebracht werden kann.

Da sich unter Umständen dasselbe Ziel näherungsweise auf einem ganz anderen und, vom praktisch rechnerischen Standpunkt aus, nicht uninteressanten Weg erreichen lässt, scheint es angebracht, die verschiedenen Behandlungsweisen einmal vergleichend zu betrachten.

Eine ganze Reihe von Fragestellungen, die die Kombination von Filtern bzw. der Ergebnisse von Messungen mit solchen betreffen, können auf einen der drei nachgenannten Problemtypen I, II oder III zurückgeführt werden.

### Vollständige Lösung.

*Aufgabe I:* Gegeben sind die in Fig. 1 dargestellten Durchlässigkeitsfunktionen  $\tau_k(\lambda)$ ,  $k = 1 \dots \omega$  von  $\omega$  Farbfiltern, sowie die  $\omega + 1$ -Ergebnisse  $M_k$  der flimmerphotometrischen Ausmessung dieser Filter durch einen farbtüchtigen Beobachter, welche dadurch gewonnen werden, dass vor eine Glühlampe mit der Energieverteilung  $E(\lambda, T)$  ( $\lambda$  Wellenlänge,  $T$  Farbtemperatur, Energieverteilung als schwarz vorausgesetzt) zuerst das Filter  $\tau_0(\lambda) = 1$  (also *kein* Filter) und hierauf die Gläser  $\tau_k(\lambda)$  eingeschoben und die durchgelassenen Lichtströme mit einem konstanten Vergleichs-Lichtstrom verglichen werden. Gesucht ist die Hellempfindlichkeitsfunktion  $V(\lambda)$  des Beobachters.

Da über die Normierung von  $V(\lambda)$  nichts vorausgesetzt wird, kann man unmittelbar die relativen Messergebnisse

$$M_k = \int E(\lambda T) V(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

setzen. Von Interesse sind nur die Durchlässigkeiten

$$\bar{\tau}_k = \frac{\int E(\lambda) V(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda) V(\lambda) d\lambda} = \frac{M_k}{M_0}. \quad (2)$$

Sicher ist, dass man  $V(\lambda)$  als *Funktion* nicht aus einer endlichen Anzahl von Bestimmungsstücken ableiten kann. Ohne Willkür in der Wahl der Form der bestenfalls an Stelle von  $V(\lambda)$  bestimmmbaren Näherung  $V'(\lambda)$  kommt man nicht vorwärts. Wir wählen für  $V'(\lambda)$  die Form

$$V'(\lambda) = V^{(0)}(\lambda) \sum^k x_k \tau_k(\lambda), \quad k = 0 \dots \omega \quad (3)$$

aus folgenden Gründen:

1.  $V'(\lambda)$  unter Weglassung des Faktors  $V^{(0)}(\lambda)$  durch die Linearkombination der  $\tau_k(\lambda)$  darstellen zu wollen wäre unbefriedigend, weil die Anpassungsfähigkeit der Linearkombination bei der gemäss Fig. 1 getroffenen Wahl der  $\tau_k$  namentlich im Blau zu gering ist, um die weiche Krümmung, wie sie bei  $V$  zu erwarten ist, auch nur halbwegs wiederzugeben. Wählt man aber  $V'(\lambda)$  als Produkt mit einer Näherungsfunktion  $V^{(0)}(\lambda)$ , als welche sich

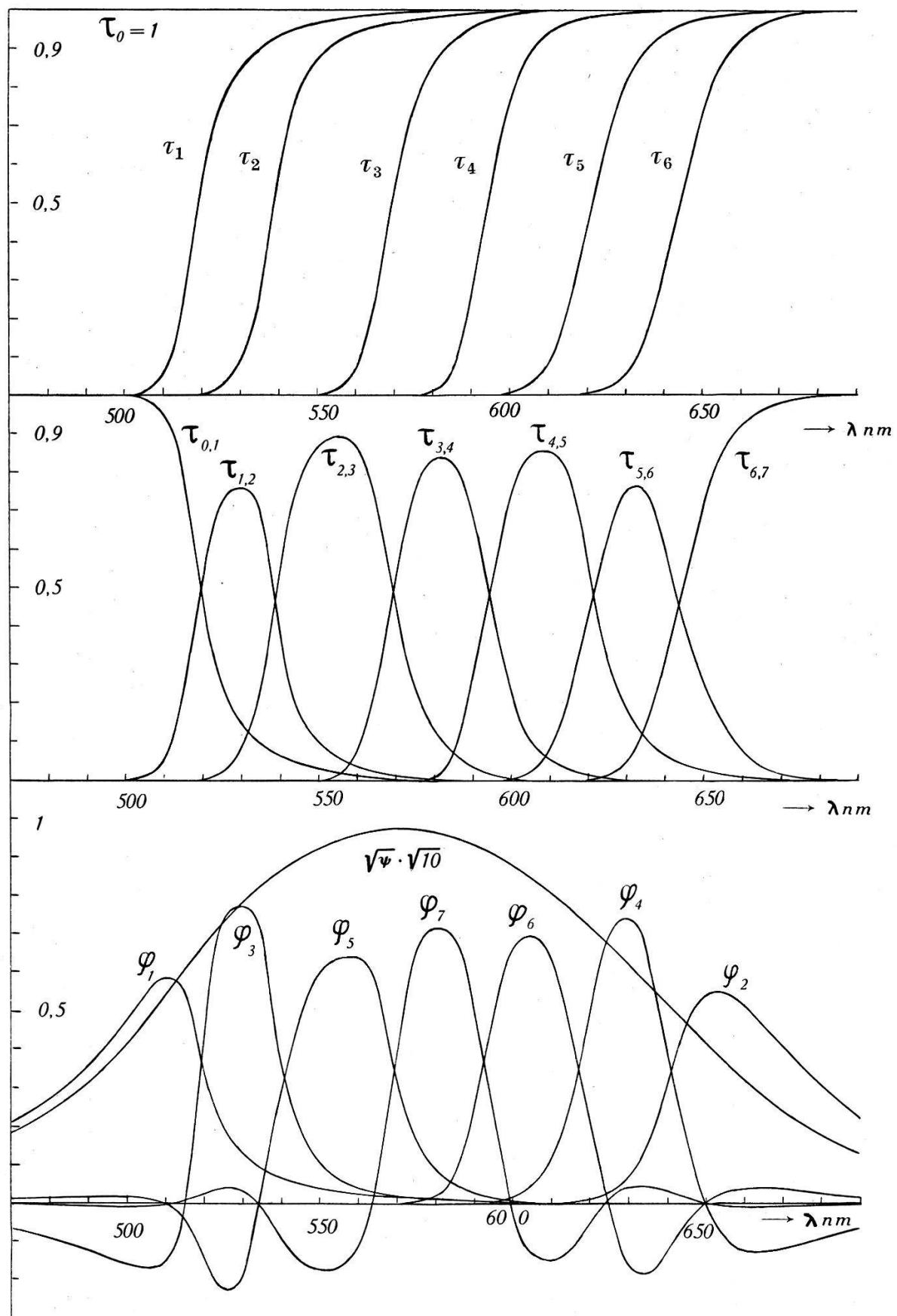


Fig. 1.

Zerlegung des Spektrums für die Hellempfindlichkeits-Bestimmung.

Oben: Schott-Filter  $\tau_k$  (in Klammer die Schmelznummer):

$\tau_1$ : 2 mm OG 4 (15064),  $\tau_2$ : 2 mm OG 1 (27188),  $\tau_3$ : 2 mm OG 2 (27878),  
 $\tau_4$ : 2 mm OG 3 (25016),  $\tau_5$ : 1 mm RG 2 (24321),  $\tau_6$ : 2 mm RG 2 (22460).

Mitte: Hieraus abgeleitete Differenzfilter  $\tau_{k, k+1}$ .

Unten: Aus  $\tau_{k, k+1}$  abgeleitetes Orthogonalsystem  $\varphi_i$ , zur Belegungsfunktion  $\psi$  gehörig.

die bisherige internationale Hellempfindlichkeitsfunktion  $V_{\text{int}}$  ganz natürlich darbietet, so hat man den kombinierten Vorteil, dass einerseits der im Verlauf von  $V^{(0)} = V_{\text{int}}$  niedergelegte Reichtum an Erfahrungen interpolatorisch herangezogen werden kann und andererseits der Linearausdruck nur die Unterschiede zwischen  $V$  und  $V_{\text{int}}$  zum Ausdruck bringen muss, was an dessen Anpassungsfähigkeit nur geringe Anforderungen stellt.

2. Der Umstand, dass es gemäss 1) gelingt, den Linearausdruck zu entlasten, ist allein kein Grund, gerade die  $\tau_k$  als Funktionsystem zur Darstellung von  $V'$  zu wählen. Es besteht aber auch kein Grund, ein *anderes* System zu wählen, und ausserdem ginge der Hauptvorteil, den die Linearität in  $\tau_k(\lambda)$  in sich birgt nämlich die praktisch rechnerische Möglichkeit der Orthogonalisierung und Trennung der Unbekannten  $x_k$ , bei jeder anderen Wahl verloren.

3.  $\tau_0$  muss mit Rücksicht auf das blaue Ende des Spektrums zur Darstellung herangezogen werden.

Die Bedingungsgleichungen zur Bestimmung der  $x_k$  fliessen aus der ganz *natürlichen* Forderung, dass  $V'$  die Beobachtungsresultate richtig darstellen lasse:

$$\bar{\tau}'_k = \frac{\int E(\lambda T) V'(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda T) V'(\lambda) d\lambda} = \bar{\tau}_k = \frac{\int E(\lambda T) V(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda T) V(\lambda) d\lambda}, \quad (4)$$

$k = 0 \dots \omega.$

Im vorliegenden speziellen Beispiel kann man, ohne das Problem der Lösbarkeit von (4) zu berühren, den Umstand, dass  $V'$  noch nicht normiert ist, benutzen, um die lästigen Nenner wegzuschaffen durch die später stets „Nennergleichung“ genannte Setzung:

$$\int E(\lambda T) V'(\lambda) d\lambda = \int E(\lambda T) V(\lambda) d\lambda, \quad (5a)$$

was nach (4) die „Zählergleichungen“

$$\int E(\lambda T) V'(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda = \int E(\lambda T) V(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda, \quad k = 0 \dots \omega \quad (5b)$$

bedingt. In der Tat ist im vorliegenden Fall  $\tau_0(\lambda) = 1$ , also (5a) in (5b) enthalten, so dass die für die  $\omega + 1$  Zahlen  $x_k$  zulässige Zahl von Gleichungen durch die Massnahme (5a) nicht überschritten wird.

Es ist interessant, festzustellen, dass die Forderung der richtig wiedergegebenen Durchlässigkeiten (4) sich wegen der Zulässigkeit

von (5b) deutet lässt als beste Angleichung im Sinne des Minimums des Gauss'schen Fehlerquadrates<sup>1)</sup>. Im Variationsproblem

$$\delta \int \psi(\lambda) [F'(\lambda) - F(\lambda)]^2 d\lambda = 0 \quad (6)$$

bedeutet  $\psi(\lambda)$  eine Belegungsfunktion und

$$F'(\lambda) = \sum_k x_k \tau_k(\lambda), \quad (7)$$

die durch Variation der  $x_k$  einer festen Funktion  $F(\lambda)$  bei festem Funktionensystem  $\tau_k(\lambda)$  möglichst anzunähernde gesuchte Funktion. Es folgt

$$\int \psi(\lambda) [F'(\lambda) - F(\lambda)] \frac{\partial F'(\lambda)}{\partial x_k} d\lambda = \int \psi(\lambda) [F'(\lambda) - F(\lambda)] \tau_k(\lambda) d\lambda = 0, \quad (8)$$

was in der Tat mit (5b) identifiziert werden kann, wenn man

$$F' = \frac{V'}{V^{(0)}}, \quad \psi = EV^{(0)}, \quad F = \frac{V}{V^{(0)}} \quad (9)$$

setzt. Aus (1), (7) und (8) wird

$$\sum_i^k x_i t_{ik} = M_k, \quad (10)$$

wobei

$$t_{ik} = \int \psi \tau_i \tau_k d\lambda. \quad (11)$$

Die Lösung ist

$$x_i = \begin{vmatrix} t_{00} \dots t_{i-10} & M_0 & t_{i+10} \dots t_{w0} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ t_{0\omega} \dots t_{i-1\omega} & M_\omega & t_{i+1\omega} \dots t_{w\omega} \end{vmatrix} : |t_{ik}|. \quad (12)$$

Wenn die Ordnung  $\omega + 1$  der Determinanten (12) hoch wird (z. B. 7), so ist die praktische Berechnung auf diesem Wege mühsam, und man versucht zweckmässig, durch lineare Transformation des  $\tau_k$ -Systems in ein *orthogonales* System die Matrix der Gleichungen (10) in eine Diagonalmatrix umzuformen<sup>2)</sup>. Um ein gewöhnliches normiertes Orthogonalsystem ohne Belegungsfunktion zu erhalten, für welches

$$\begin{aligned} \int \varphi_i \varphi_k d\lambda &= (\varphi_i \varphi_k) = 0 \quad \text{für } i \neq k, \\ \int (\varphi_i)^2 d\lambda &= (\varphi_i \varphi_i) = 1 \end{aligned} \quad (13)$$

ist, setzt man

$$\varphi_i(\lambda) = \sqrt{\psi(\lambda)} \sum a_{ik} \tau_k(\lambda). \quad (14)$$

Die notwendige lineare Unabhängigkeit der  $\varphi_i$  ist durch diejenige der  $\tau_k$  gewährleistet. Nennt man die Koeffizienten der Zerlegung von  $\sqrt{\psi} F'$  im  $\varphi_i$ -System  $y_i$ , so wird

$$\sqrt{\psi} F' = \sum^i y_i \varphi_i = \sqrt{\psi} \sum^i \sum^k y_i a_{ik} \tau_k = \sqrt{\psi} \sum^k x_k \tau_k, \quad (15)$$

also

$$x_k = \sum^i y_i a_{ik}, \quad (16)$$

wobei nach (13)

$$y_i = \int \sqrt{\psi} F' \varphi_i d\lambda; \quad (17)$$

aus dem Gleichungssystem (8) wird

$$\sum^k a_{ik} \int \psi F' \tau_k d\lambda = \sum^k a_{ik} M_k = \int \sqrt{\psi} F' \varphi_i d\lambda = y_i \quad (18)$$

und mit (16)

$$x_k = \sum^i \sum^m a_{im} M_m a_{ik} = \sum^i \sum^m \tilde{a}_{ki} a_{im} M_m = \sum^m A_{km} M_m. \quad (19)$$

Hierin wurde mit  $\tilde{a}_{ki} = a_{ik}$  die zu  $(a_{ik})$  transponierte Matrix gekennzeichnet. Die Bestimmung der Zerlegung (3) erfordert also nichts anderes als die Ermittlung der Transformation  $(a_{jk})$ . Die Matrixelemente

$$A_{mk} = A_{km} = \sum^i \tilde{a}_{ki} a_{im} \quad (20)$$

sind von der speziellen Wahl des Hilfssystems  $\varphi_i$ , deren es ja unendlich viel gibt, unabhängig.

Der schrittweise Aufbau eines Orthogonalsystems aus einem vorgegebenen System  $v_i$  erfolgt in bekannter Weise<sup>3)</sup>, wobei man sich unter den  $v_0, v_1, v_2 \dots$  aus der Reihe  $\tau_0, \tau_1, \tau_2 \dots$  beliebig herausgegriffene oder aus dem  $\tau_k$  linear kombinierte Funktionen zu denken hat:

$$\begin{aligned} \varphi_0' &= \sqrt{\psi} v_0 \\ \varphi_0 &= \sqrt{\psi} v_0 (\varphi_0' \varphi_0')^{-\frac{1}{2}} \dots (\varphi_0 \varphi_0) = 1; \\ \varphi_1' &= \sqrt{\psi} v_1 + c_{10} \varphi_0 \\ (\varphi_1' \varphi_0) &= 0 \dots c_{10} = -(\sqrt{\psi} v_1, \varphi_0) \\ \varphi_1 &= \varphi_1' (\varphi_1' \varphi_1')^{-\frac{1}{2}} \dots (\varphi_1 \varphi_1) = 1; \\ \varphi_2' &= \sqrt{\psi} v_2 + c_{21} \varphi_1 + c_{20} \varphi_0 \\ (\varphi_2' \varphi_0) &= 0 \dots c_{20} = -(\sqrt{\psi} v_2, \varphi_0) \\ (\varphi_2' \varphi_1) &= 0 \dots c_{21} = -(\sqrt{\psi} v_2, \varphi_1) \\ \varphi_2 &= \varphi_2' (\varphi_2' \varphi_2')^{-\frac{1}{2}} \dots (\varphi_2 \varphi_2) = 1; \\ \text{usw.} & \end{aligned}$$

Einheitliche Filter, die in einem nicht zu breiten Spektralbereich eine hohe Durchlässigkeit aufweisen, existieren nicht. Am

nächsten kommen ihnen die Differenzfilter, die man aus der OG-RG-Reihe der Schott'schen Farbgläser aufbauen kann, weil dieselben steile  $\tau$ -Kurven aufweisen. Fig. 1 zeigt Beispiele solcher Kurven, wobei die spektralphotometrisch gemessenen Durchlässigkeitswerte durch die maximale Durchlässigkeit im Durchlassbereich dividiert worden sind. Dementsprechend seien auch unter  $M_k$  (siehe (1)) nicht die unmittelbar gemessenen, sondern die durch die maximale Durchlässigkeit dividierten Messwerte verstanden. Die ebenfalls in Fig. 1 dargestellten Differenzen

$$\tau_{k,k+1}(\lambda) = \tau_k(\lambda) - \tau_{k+1}(\lambda) \quad (\tau_7 = 0), \quad (21)$$

geben eine recht gute Roh-Einteilung des Spektrums in  $\omega + 1 = 7$  Bezirke. Sich streng ausschliessend, also orthogonal sind nur  $\tau_{2,3}$  und  $\tau_{6,7}$ , fast orthogonal ist die Gruppe  $(\tau_{0,1}, \tau_{1,2}, \tau_{2,3})$  in bezug auf die Gruppe  $(\tau_{5,6}, \tau_{6,7} (= \tau_6))$ . Dies bedingt rechnerische Erleichterungen. Wir wählen daher:

$$\begin{array}{ll} v_0 = \tau_{0,1} & v_3 = \tau_{5,6} \\ v_1 = \tau_{6,7} & v_4 = \tau_{2,3} \\ v_2 = \tau_{1,2} & v_5 = \tau_{4,5} \quad v_6 = \tau_{3,4}. \end{array}$$

Entsprechend dem Umstand, dass die experimentelle Untersuchung<sup>4)</sup> mit einer Lampe der Farbtemperatur  $2720^{\circ}$  durchgeführt worden ist, wird im Beispiel  $\psi = E(\lambda, 2720^{\circ}) \cdot V_{\text{int}}(\lambda)$  gewählt.

Die Integrale werden als Summen von 10 zu 10 nm berechnet.

Das numerische Ergebnis der Orthogonalisierung und Normierung, nach (14) charakterisiert durch eine Transformation  $(a_{ik}^d)$  (der Index oben erinnert daran, dass die Differenzfunktionen (21) Gegenstand der Transformation sind) lautet:

$$(a_{ik}^d) = \begin{pmatrix} +3,6227 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0,0013 + 5,5132 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1,2415 & 0 & +4,3336 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0,0076 - 1,7121 - 0,0005 + 5,1217 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ +0,1002 + 0,0001 - 1,3021 - 0,0003 + 2,4863 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0,0178 + 0,4823 - 0,0073 - 1,9136 - 0,0249 + 3,1560 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0,0878 - 0,1154 + 0,2658 + 0,4711 - 0,7017 - 0,9142 + 2,943 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (22)$$

Die Berechnung der hier nicht wiedergegebenen Matrix  $A_{km}$  bzw.  $A_{km}$  nach (20) bzw. (20a) (s. unten) vereinfacht sich wegen der Symmetrie der letzteren:

$$A_{km} = A_{mk}. \quad (23)$$

Die zur Belegungsfunktion  $E(2720^{\circ})$   $V_{\text{int}}$  gehörigen  $\varphi_i$  sind in Fig. 1 gezeichnet. Für die Auswertung der Ergebnisse  $M_k$  zur Aufstellung von  $V'$  werden sie nicht weiter benutzt.

Die Transformation  $a_{ik}^d$  bezieht sich auf das System (21) bzw. an Stelle von (1) auf die Messergebnisse

$$M_{k, k+1} = M_k - M_{k+1} \quad (M_7 = 0) \quad (24)$$

und die Unbekannten  $q_{k, k+1}$ , definiert durch

$$V'(\lambda) = V_{\text{int}}(\lambda) \sum_{k=1}^k q_{k, k+1} \tau_{k, k+1}(\lambda). \quad (3a)$$

Es gelten also die zu früheren analogen Beziehungen:

$$\sum_{i=1}^i q_{i, i+1} t_{ik}^d = M_{k, k+1} \quad (10a)$$

$$\varphi_i(\lambda) = \sqrt{\psi(\lambda)} \sum_{k=1}^k a_{ik}^d \tau_{k, k+1}(\lambda) \quad (14a)$$

$$q_{k, k+1} = \sum_{m=1}^m A_{km}^d M_{m, m+1} \quad (19a)$$

$$A_{km}^d = \sum_{i=1}^i \tilde{a}_{ki}^d a_{im}^d = A_{mk}^d \quad (20a)$$

Ein Konflikt zwischen Zählergleichungen und Nennergleichung entsteht nicht, da die notwendige Abhängigkeit der Nennergleichung wegen

$$\sum_{k=1}^k \tau_{k, k+1}(\lambda) = 1 \quad (25)$$

gewährleistet ist.

Wir stellen der Übersichtlichkeit halber die vom  $\varphi_i$ -System *unabhängigen* Beziehungen zwischen dem  $\tau_k$  und dem  $\tau_{k, k+1}$ -System zusammen:

$$\begin{aligned} \tau_{k, k+1} &= \tau_k - \tau_{k+1} \\ M_{k, k+1} &= M_k - M_{k+1} \\ A_{km} &= A_{km}^d + A_{k-1, m-1}^d - A_{k-1, m}^d - A_{km-1}^d \\ x_k &= q_{k, k+1} - q_{k-1, k} \\ \frac{V'}{V^0} &= \sum_{k=1}^k q_{k, k+1} \tau_{k, k+1} = \sum_{k=1}^k x_k \tau_k. \end{aligned} \quad (26)$$

*Aufgabe II:* Gegeben sind die in Fig. 2 dargestellten Durchlässigkeitsfunktionen  $\tau_k(\lambda)$ ,  $k = 1 \dots 4$ . Es handelt sich um die von uns an anderer Stelle<sup>5)</sup> beschriebenen Komponenten des Kombinations-Blaufilters, leicht abgeändert und ergänzt durch  $\tau_4$ , welches die Verbesserung der Anpassung bis 420 nm hinunter gewährleisten soll<sup>6)</sup>. Die Ergebnisse  $e_k$  von Messungen mit einem Empfänger, dessen Empfindlichkeitskurve zwischen 420 und 700 nm weitgehend beliebig verlaufen darf, mit Faktoren  $x_k$  linear kom-

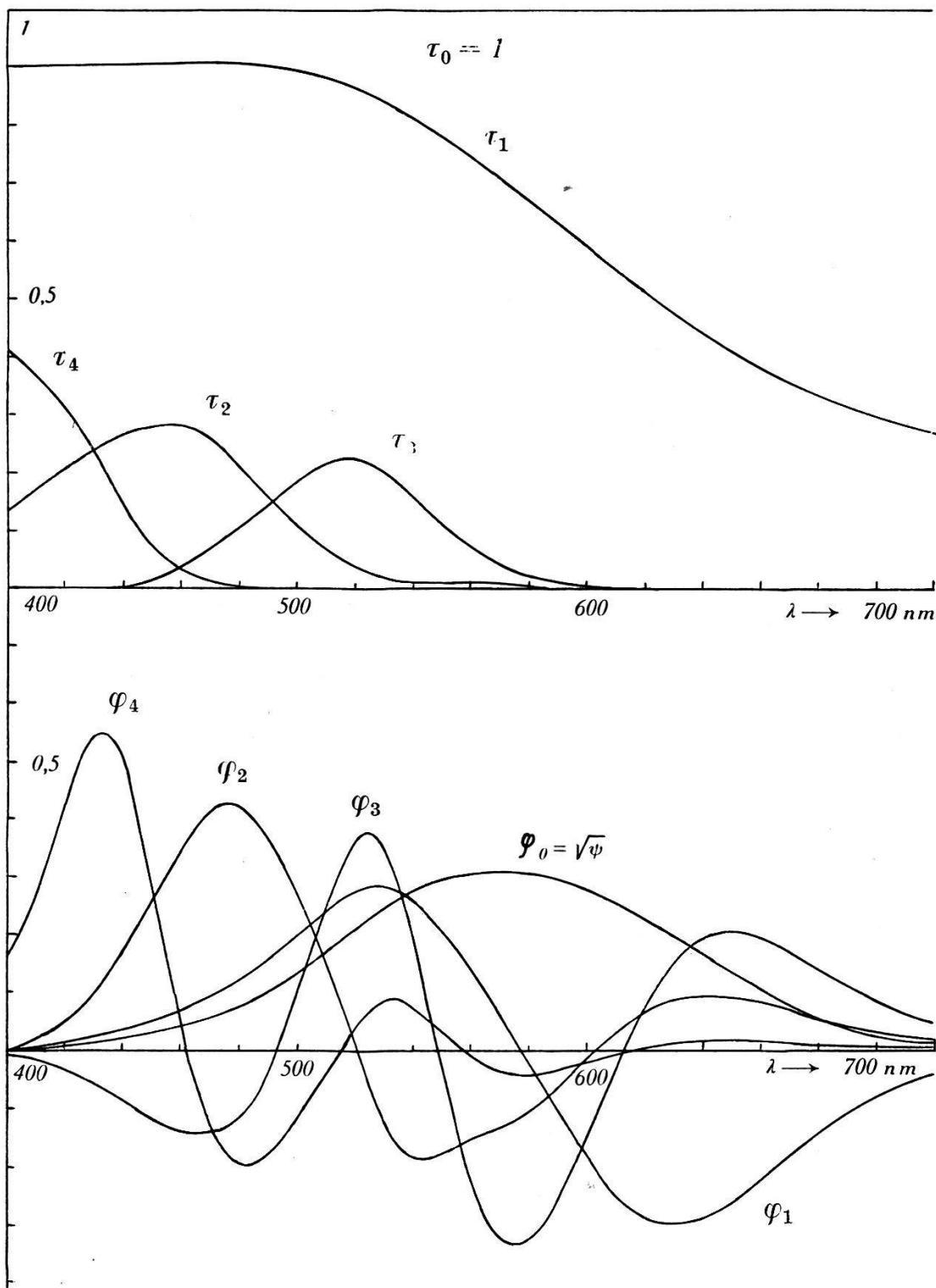


Fig. 2.  
Kombinations-Blaufilter.

Oben: Komponenten desselben:

- $\tau_0$ : kein Filter,
- $\tau_1$ : 1 mm BG 14,
- $\tau_2$ : 1 mm BG 6 + 2 mm BG 14 + 1 mm BG 7
- $\tau_3$ : 2 mm VG 2 + 1 mm BG 7,
- $\tau_4$ : 2 mm BG 2 + 2 mm BG 18.

Unten: Aus den  $\tau_k$  abgeleitetes orthogonales  $\varphi$ -System.

biniert:  $\sum^k x_k e_k$ , entsprechen einer Messung mit einem Kombinations-Blaufilter

$$F'(\lambda) = \sum^k x_k \tau_k(\lambda), \quad k = 0 \dots 4. \quad (7)$$

Gesucht sind die  $x_k$  derart, dass  $F'(\lambda)$  sich im sichtbaren Gebiet wegen der Gültigkeit des Wien'schen Strahlungsgesetzes mit

$$F(\lambda; T_1, T_2) = \text{konst.} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda} \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)} \quad (27)$$

möglichst deckt, was mit einer spektralrichtigen Umfärbung schwarzer Strahlung der Temperatur  $T_1$  in eine ebensolche der Temperatur  $T_2$  gleichwertig ist.

Wir haben bisher die Koeffizienten  $x_i$  dieses Mehrfilterverfahrens durch Probieren bestimmt<sup>6)</sup>, was bei einiger Übung wohl ebenso rasch geht wie mit nachstehend beschriebenen systematischen Verfahren, doch scheint uns hier der geeignete Ort zu sein, auf die Möglichkeit der Behandlung der Aufgabe als exakt definiertes Problem hinzuweisen, um so mehr als der Prozess der Koeffizientenbestimmung durch Probieren für jeden Farbensprung  $\Delta \frac{1}{T} = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}$  vollständig neu durchgeführt werden muss, während die Bestimmung der Transformation (20), die auch hier die Hauptrolle spielen wird, für alle  $\Delta 1/T$  bei gegebenem  $T_1$  gemeinsam ist.

Im Gegensatz zu Aufgabe I besteht zunächst kein Anlass, über irgendwelche Durchlässigkeiten Forderungen zu stellen, und man wird daher versuchen, die Fragestellung als Minimalproblem (6) bzw. als Lösung von

$$\int \psi(\lambda) [F'(\lambda) - F(\lambda)] \tau_k(\lambda) d\lambda = 0 \quad (8)$$

aufzufassen, worin  $F'$  durch (7) und  $F$  durch (27) definiert sind. Die Linearkombination der  $\tau_k$  erscheint hier nicht nur als Korrekturfunktion, sondern sie ist mit  $F'$  direkt identisch. Die experimentelle Hauptaufgabe besteht also in der geschickten Auswahl der  $\tau_k(\lambda)$ , weil die Anforderungen an das Anpassungsvermögen ausschliesslich auf der Linearkombination ruhen.

Eine gewisse Willkür in der Wahl von  $\psi$  ist unvermeidlich, aber es liegt nahe, auch hier  $\psi$ , als Gewichtsfunktion der Bewertung der Abweichungen, proportional  $V_{\text{int}}$  zu wählen. Ferner kann man nicht umhin, (8) als Bedingung für die Intensitätsverteilung des das Kombinationsfilter verlassenden Lichtes anzusehen, so dass in  $\psi$  noch ein Faktor  $E(\lambda, T_1)$  enthalten sein muss. Es ist bedauerlich, liegt aber in der Natur der Sache, dass die optimalen

$x_k$  folglich von  $T_1$  abhängen, weil der Schwerpunkt in der An-  
gleichung sich mit wachsendem  $T_1$  nach Blau verschiebt. Die  
Anpassungsfähigkeit von  $F'$  an  $F$  ist aber bekanntlich<sup>5)</sup> so hoch,  
dass es praktisch bedeutungslos ist, ob man den Orthogonalisie-  
rungsprozess für die Belegungsfunktion  $\psi = E(2600^\circ) V_{\text{int}}$  oder  
für  $E(2720^\circ) V_{\text{int}}$  durchführt (im Gegensatz zu Aufgabe I, wo  
der Anschluss an die Messungen  $M_k$  die Wahl von  $T$  bestimmte!).

Da  $\tau_i = 1$  in der Filterserie enthalten ist, ist mit (8) auch  
die Nennergleichung

$$\int \psi(\lambda) [F'(\lambda) - F(\lambda)] d\lambda = 0 \quad (28)$$

erfüllt, so dass

$$\frac{\int \psi(\lambda) F'(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda}{\int \psi(\lambda) F'(\lambda) d\lambda} = \frac{\int \psi(\lambda) F(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda}{\int \psi(\lambda) F(\lambda) d\lambda} \quad (4a)$$

geschrieben werden darf. Dies kann man anschaulich so deuten:  
Wenn man für eine zweite, der ersten Serie  $\tau_k$  identische Filter-  
serie die Durchlässigkeiten  $\bar{\tau}_k'$  und  $\bar{\tau}_k$  bezogen auf die Strahlungen  
 $E(T_1) V_{\text{int}} F'$  und  $E(T_1) V_{\text{int}} F = E(T_2) V_{\text{int}}$  messen würde, so  
würden laut (4a) für die gefundene Annäherung  $F'(\lambda)$  die Durch-  
lässigkeiten aller Teilterfilter richtig heraus kommen, d. h. gleich  
wie für  $F(\lambda)$ .

Die weitere Behandlung erfolgt wie bei Aufgabe I. Mit

$$v_1 = \tau_0, v_2 = \tau_1, \dots, v_5 = \tau_4$$

folgt für  $T_1 = 2720$ , also für  $\psi = E(\lambda, 2720^\circ) V_{\text{int}}$ , die Trans-  
formationsmatrix

$$(a_{ik}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -4,888 & +7,177 & 0 & 0 & 0 \\ +2,414 & -4,219 & +33,650 & 0 & 0 \\ +6,378 & -11,960 & +1,812 & +25,55 & 0 \\ +0,695 & -1,356 & -13,504 & +5,209 & +176,39 \end{pmatrix} \quad (32)$$

welche gemäss

$$\varphi_i(\lambda) = \sqrt{\psi} \sum^k a_{ik} \tau_k(\lambda) \quad (14)$$

die  $\tau_k$  in die ebenfalls in Fig. 3 dargestellten  $\varphi_i$  überführt. Für  
(20) folgt

$$(A_{km}) = \begin{pmatrix} +71,882 & -122,489 & +83,403 & +166,578 & +122,590 \\ -122,489 & +214,190 & -146,330 & -312,641 & -239,185 \\ +83,403 & -145,330 & +1317,96 & -24,045 & -2381,97 \\ +166,578 & -312,641 & -24,045 & +679,93 & +918,815 \\ +122,590 & -239,185 & -2381,97 & +918,815 & +31113,43 \end{pmatrix} \quad (33)$$

In

$$x_k = \sum_m A_{km} M_m \quad (19)$$

sind nun noch die  $M_k$  zu berechnen:

$$M_k(T_2) = \int E(\lambda, 2720^\circ) V_{\text{int}}(\lambda) \cdot F(\lambda; 2720^\circ, T_2) \tau_k(\lambda), \quad (1a)$$

$k = 0 \dots 4.$

Wir geben in Fig. 3 als Kreise die Angleichung  $F' = \sum x_k \tau_k$  in Form von  $F'/F$  für den Fall  $T_2 = 5000^\circ$ , welcher dem Umfärbungsgrad  $\Delta 1/T = 1676$  mirede (mikroreziproke (Grade  $10^{-6} T^{-1}$ ) in der

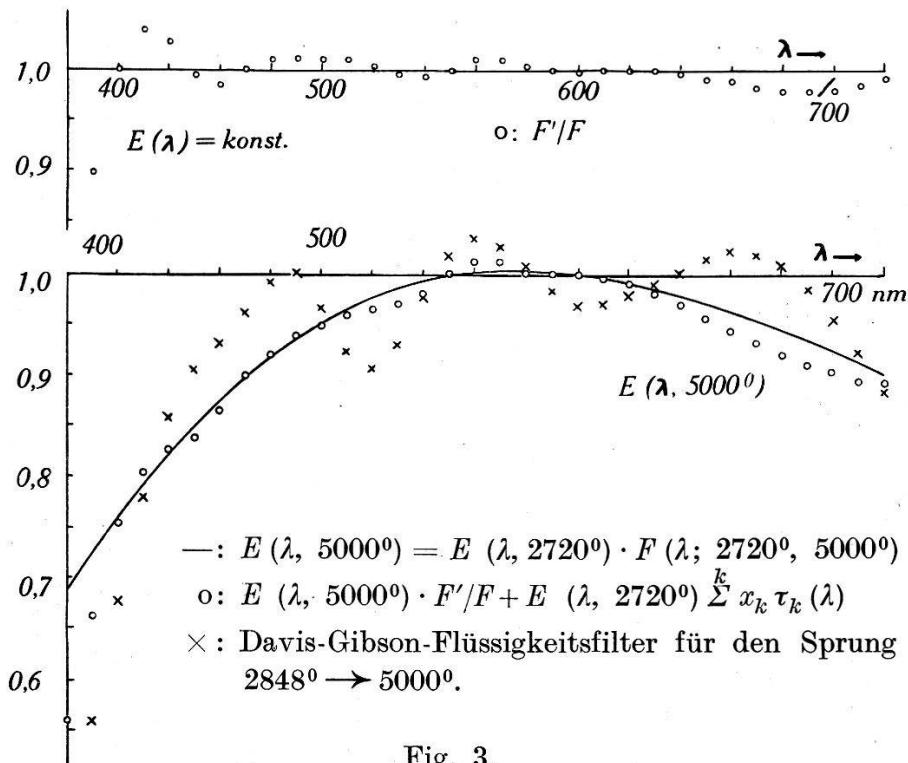


Fig. 3.

Optimale Angleichungen mittelst Kombinations-Blaufilter  $F'(\lambda) = \sum_k x_k \tau_k(\lambda)$ .

Oben: Annäherung des energiegleichen Spektrums,

unten: Annäherung der schwarzen Strahlung von  $5000^\circ$  durch schwarze Strahlung von  $2720^\circ$  und Kombinationsfilter.

Bezeichnungsweise von PRIEST entspricht. Die zugehörige  $F$ -Kurve ist mit  $E(\lambda, 5000^\circ)$  bezeichnet<sup>7)</sup>. Die Annäherung von  $F'$  an  $F$  ist besser als bei dem nahezu entsprechenden ( $T_1 = 2848^\circ$ ,  $T_2 = 5000^\circ$ ) Davis-Gibson-Filter<sup>8)</sup>, welches in Fig. 3 durch Kreuze angedeutet ist.

Das Problem kann auch so gestellt sein, dass die Herstellung eines energiegleichen Spektrums verlangt wird.  $F'(\lambda)$  muss in diesem Fall die Strahlung

$$E(\lambda, T_1) = \text{konst.} \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{T_1}} \text{ in } E(\lambda) = \text{konst.}$$

überführen. Wir führen dieses Beispiel etwas näher aus, da die theoretische Herstellung der Strahlung  $E(\lambda) = \text{konst.}$  in dieser Vollkommenheit in der Literatur bisher noch nicht beschrieben worden ist.

Es wird gemäss (1) für die in Frage stehende Filterserie

$$M_k = \int V_{\text{int}}(\lambda) \tau_k(\lambda) d\lambda \quad \begin{cases} M_0 = 1 \\ M_1 = 0,72306 \\ M_2 = 0,02419 \\ M_3 = 0,08817 \\ M_4 = 0,001218 \end{cases}$$

und für  $T_1 = 2720^{\circ}$ :

$$x_k = \sum_m A_{km} M_m \quad \begin{cases} x_0 = 0,169 \\ x_1 = 0,986 \\ x_2 = 5,18 \\ x_3 = 1,006 \\ x_4 = 10,93 \end{cases}$$

In Fig. 3, oben, ist das Ergebnis durch Kreise dargestellt. Die Angleichung darf füglich als ausgezeichnet betrachtet werden und zeigt angesichts der Grösse des Farbensprungs erneut die Leistungsfähigkeit des Kombinationsgedankens.

*Kontrollen.* Allfällige Rechenfehler in  $(a_{ik})$  findet man mittelst folgender allgemeiner Kontrolle: Für  $F = F' = 1$ , also  $M_k(T_2) = M_k(T_1)$ , m. a. W. wenn die Strahlung  $E(T_1)$  überhaupt nicht umgefärbt zu werden braucht, muss

$$\begin{aligned} x_1 &= \sum_m A_{1m} M_m(T_1) = 1 \\ x_s &= \sum_m A_{sm} M_m(T_1) = 0, \quad s = 1 \dots 4 \end{aligned}$$

sein. Man erkennt, dass die Rechengenauigkeit ziemlich gross sein muss, da die Zahlen  $A_{im} M_m$  von der Größenordnung 100 sind! Im vorliegenden Fall, wo  $\tau_0 = 1$  und  $\varphi_0 = \sqrt{\psi} \tau_0 = \sqrt{\psi}$  ist, ist folgende spezielle Kontrolle möglich: Für  $F = F' = 1$  lautet hier die Lösung von (16):

$$y_0 = 1; \quad y_s = 0, \quad s = 1 \dots 4,$$

also muss nach (18)

$$\begin{aligned} \sum_k a_{0k} M_k &= 1 \\ \sum_k a_{sk} M_k &= 0, \quad s = 1 \dots 4 \end{aligned}$$

sein.

*Aufgabe III:* Gegeben sind die in Fig. 4 dargestellten Durchlässigkeitsfunktionen  $d_k(\lambda)$ ,  $k = 1 \dots 8$ , aus denen sich, wie wir zeigen konnten<sup>9)</sup>, durch lineare Kombination

$$V'(\lambda) = \sum^k c_k d_k(\lambda)$$

ein  $V'(\lambda)$  aufbauen lässt, welches  $V_{\text{int}}$  sehr nahe kommt, so dass dieses Kombinationsfilter zusammen mit einem nicht-selektiven Empfänger, z. B. einer Thermosäule, ein sehr leistungsfähiges künstliches Präzisionsauge darstellt. Gesucht sind die  $c_k$ , die wir im Anschluss an die Aufgaben I und II mit  $x_k$  bezeichnen wollen, derart, dass  $V'$  im Sinne von GAUSS eine beste Angleichung an  $V_{\text{int}}$  darstellt.

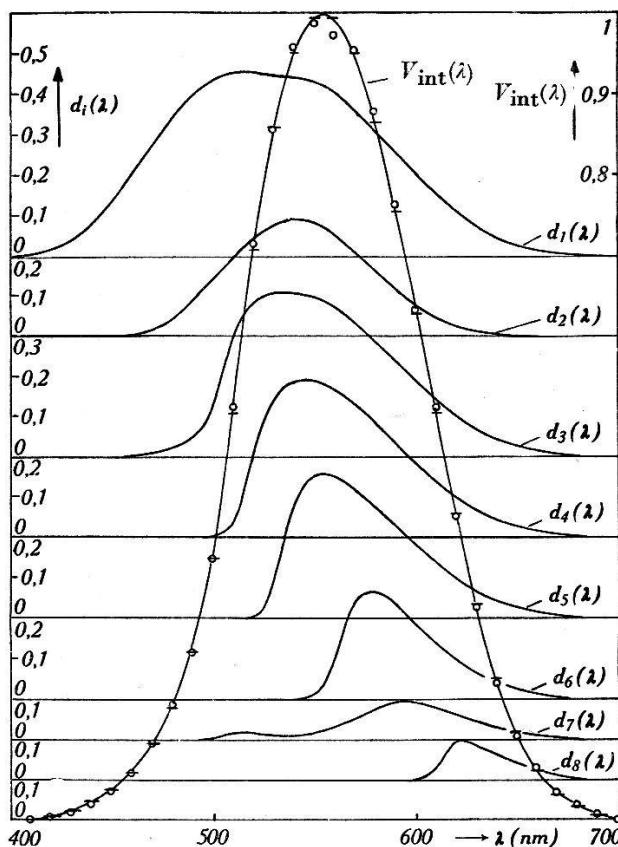


Fig. 4.

Zu nicht-selektivem Empfänger gehöriges Kombinationsfilter

$$V'(\lambda) = \sum^k c_k d_k(\lambda) = d_1(\lambda) \sum^k c_k d'_k(\lambda), \quad d'_1(\lambda) = 1.$$

$d'_2(\lambda)$ : 2 mm VG 4       $d'_6(\lambda)$ : 1 mm OG 2

$d'_3(\lambda)$ : 1 mm OG 4       $d'_7(\lambda)$ : 2 mm OG 4

$d'_4(\lambda)$ : 2 mm OG 1      + 2 mm RG 6

$d'_5(\lambda)$ : 2 mm OG 1       $d'_8(\lambda)$ : 2 mm RG 1

Die Werte für  $V'(\lambda)$  sind durch Kreise gekennzeichnet, die Werte für  $V_{\text{int}}(\lambda)$  durch Striche.

\*

Der Umstand, dass zufälligerweise, wie die Angaben unter Fig. 4 erkennen lassen, bei diesem Kombinationsfilter alle Komponenten  $d_k$  als Bestandteil  $d_1$  enthalten, hat zur Folge, dass man auch die Zusatzfilter  $d_k/d_1 = d_k'$  mit den  $\tau_k$  der unter I entwickelten Theorie identifizieren kann. Wir machen aber zunächst hiervon keinen Gebrauch, sondern betrachten die  $d_k(\lambda)$  unmittelbar als Funktionenreihe

$$\tau_k(\lambda) \equiv d_k(\lambda),$$

auf die sich die aus der Minimumsforderung (6) fliessenden Gleichungen

$$\int \psi(\lambda) [F'(\lambda) - F(\lambda)] d_k(\lambda) d\lambda = 0, \quad k = 1 \dots \omega \quad (8a)$$

beziehen soll. Im Gegensatz zu (9) ist hierin

$$F' = V' = \sum^i x_i d_i, \quad F = V_{\text{int}}.$$

In bezug auf die Wahl von  $\psi$  ist man weitgehend frei. Wohl liegt es nahe, (8) wie unter II als Bedingungen für die das Kombinationsfilter verlassenden Lichtströme anzusehen, also  $\psi(\lambda)$  als Energieverteilung  $E(\lambda)$  anzusehen; eine besondere Beziehung zur schwarzen Strahlung wie bei II oder noch mehr bei I besteht aber nicht, und man kann daher die Minimumsforderung auf die neutrale Strahlung  $\psi(\lambda) = E(\lambda) = \text{konst.}$  beziehen. Wir behalten aber  $\psi$  in den Formeln bei.

Wesentlich neu an Problem III gegenüber I und II ist der Umstand, dass die Veranschaulichung von (8) durch die Forderung (4) richtig wiedergegebener Durchlässigkeitskoeffizienten im allgemeinen nicht mehr möglich ist. In der Tat: (4) führt statt zu (10) zum *homogenen* System

$$\sum^i x_i (t_{ik} - \bar{\tau}_k t_i) = 0, \quad i, k = 1 \dots \omega, \quad (27)$$

wobei

$$t_i = \int \psi \tau_i d\lambda. \quad (28)$$

Die Bedingung für die Lösbarkeit ist das Verschwinden der Determinante

$$|t_{ik} - \bar{\tau}_k t_i| = 0. \quad (29)$$

Nun lässt sich (29) durch Entwickeln auf die Form bringen:

$$\sum^i t_i \cdot \begin{vmatrix} t_{11} \dots t_{1,i-1} & M_0 \cdot \bar{\tau}_1 & t_{1,i+1} \dots t_{1,\omega} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ t_{\omega 1} \dots t_{\omega,i-1} & M_0 \bar{\tau}_{\omega} & t_{\omega,i+1} \dots t_{\omega,\omega} \end{vmatrix} : |t_{ik}| = M_0 (|t_{ik}| \neq 0). \quad (30)$$

(30) ist aber gleichwertig der Nennergleichung

$$\int \psi F' d\lambda = \sum_{i=1}^{\omega} x_i t_i = \int \psi F d\lambda = M_0, \quad (5a)$$

wenn in derselben die  $x_i$  durch die Lösungen (12) der Zählergleichungen ersetzt werden. Die Lösbarkeitsbedingung (30) besagt also, dass die Lösung der Zählergleichungen die Nennergleichung befriedigen muss, was im allgemeinen nicht der Fall sein wird. Die Lösbarkeit ist äquivalent der Möglichkeit, die Zählergleichungen linear zur Nennergleichung zu kombinieren. Sie ist insbesondere erfüllt, wenn die Funktionen  $\tau_k$  selbst sich linear zu 1 kombinieren lassen, wie es bei I und II der Fall war.

Wir betrachten weiter den Fall, wo die Nennergleichung keine Folge der Zählergleichungen ist.

Es gäbe einen mittleren Weg, die widersprechende Nennergleichung zu berücksichtigen und zwar durch Lösung des Variationsproblems

$$\delta \int \psi [F' - F]^2 d\lambda = 0$$

mit

$$\int \psi [F' - F] d\lambda = 0$$

als Nebenbedingung. Physikalische Erwägungen, welche zu dieser Behandlungsweise Anlass geben könnten, sind uns aber nicht bekannt; das Ergebnis ist theoretisch komplizierter als die Lösung der Zählergleichungen und für die praktische Durchrechnung auch in der orthogonalisierten Form unvorteilhaft.

Das einfachste ist, die überbestimmende Nennergleichung fallen zu lassen. Anschaulich formuliert bedeutet dies, dass die Teilfilter in bezug auf  $V'$  und  $V$  nicht gleiche, sondern *proportionale* Durchlässigkeiten aufweisen, wobei der Proportionalitätsfaktor bei der hohen Güte der Anpassung sehr nahe an 1 ist. Immerhin wird es stets zur Allgemeinbeurteilung der Angleichung von Interesse sein, diesen Faktor als

$$\frac{\int E(\lambda) V'(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda) V(\lambda) d\lambda}$$

zu berechnen.

Auf die oben gemachte Bemerkung, wonach zufälligerweise  $d_1$  in allen  $d_k$  enthalten sei, zurückkommend, möchten wir darauf hinweisen, dass die Betrachtung mit der Gleichheit der Durchlässigkeiten (4) sich aufrecht erhalten lässt, wenn man die  $\tau_k$  mit den veränderlichen Zusatzanteilen identifiziert:

$$\tau_k(\lambda) = \frac{d_k(\lambda)}{d_1(\lambda)}, \quad k = 1 \dots \omega$$

und als Strahlung  $\psi(\lambda)$  nicht in die  $d_1$  eintretende ( $E(\lambda)$ ), sondern die  $d_1$  verlassende Strahlung, also  $E(\lambda)d_1(\lambda)$  und als  $F'$  nach wie vor

$$F' = \sum^i x_i d_i = d_1 \sum x_i \tau_i$$

setzt. Dann sind die Zählergleichungen

$$\int \psi F' \tau_k d\lambda = \int E d_1 \cdot d_1 \sum^i x_i \frac{d_i}{d_1} \cdot \frac{d_k}{d_1} d\lambda = \int E d_1 \cdot F \cdot \frac{d_k}{d_1} d\lambda \quad (8b)$$

identisch mit (8a); die Nennergleichung jedoch lautet:

$$\int E d_1 F' d\lambda = \int E d_1 F d\lambda,$$

ist also mit einer der Zählergleichungen (8a) identisch und somit erfüllt.

In bezug auf die rechnerische Durchführung ist gegenüber I und II kein Unterschied zu vermerken, ausser etwa dem, dass sie recht langwierig ist, weil keine zwei der Ausgangsfunktionen  $d_k(\lambda)$  auch nur annähernd orthogonal zueinander stehen, wie es bei I der Fall war.

Überblicken wir die drei behandelten Aufgaben, so erkennen wir, dass von den Forderungen, die gestellt wurden, um eine *exakte* Problemstellung zu erhalten, nur der Interpretation als Variationsproblem, d. h. der Forderung bester Angleichung im Gauss'schen Sinn, eine allgemeine Bedeutung zukommt, so dass es sich empfiehlt, Aufgaben solcher Art als *Variationsprobleme* anzupacken, sofern das Bedürfnis nach exakter Behandlungsweise vorliegt.

Was die rechnerische Durchführung anbelangt, so möchten wir den Sinn dieser Ausführungen nicht dahin verstanden wissen, dass die Reduzierung der Matrizen ( $t_{ik}$ ) durch Orthogonalisierung des zugehörigen Funktionensystems stets der empfehlenswerteste, weil methodisch eleganteste Weg ist. Einzig bei Beispiel II ist die für Blaufilter *aller* Umfärbungsgrade nur *einmal* auszuführende Orthogonalisierung vorbehaltlos als der praktisch zweckmässige Weg zu bezeichnen. Bei andern Beispielen ist von Fall zu Fall neu zu überlegen, ob das gesteckte Ziel den hier aufgezeigten systematischen Weg zu beschreiten als lohnend erscheinen lässt.

Noch in einer andern Hinsicht möchten wir einem allfällig möglichen Missverständnis vorbeugen. Es sei daher der Voll-

ständigkeit halber das Problem der Präzisionsmessung von Hg-Mischlicht erwähnt, über welches später im Zusammenhang mit den experimentellen Ergebnissen berichtet werden soll. Theoretisch besteht dieses Problem einfach in der Bestimmung von fünf Koeffizienten  $q_{k, k+1}$  im Ausdruck

$$V'(\lambda) = Z(\lambda) \sum_{k=1}^5 q_{k, k+1} \cdot \tau_{k, k+1}$$

derart, dass trotz Abweichung der Empfindlichkeitsfunktion  $Z(\lambda)$  des Empfängers von  $V_{\text{int}}$  durch Beziehung von fünf Messungen mit den fünf Filtern  $\tau_0 = 1, \tau_1, \tau_2, \tau_3$  und  $\tau_4$  erreicht wird, dass

- 1) das Verhältnis zweier Glühlampenstrahlungen der Farbtemperaturen  $T_1$  und  $T_2$ ,
- 2) die (zwei) Verhältnisse zwischen Hg-Strahlungen verschiedener Zusammensetzung (wobei nur die drei Linien 435, 546 und 577/79 berücksichtigt werden), und
- 3) das Verhältnis zwischen Glühlampenlicht der Farbtemperatur  $T_1$  (oder  $T_2$ ) und im Sinne von 2) beliebiger Hg-Strahlung richtig wiedergegeben werden.

Diese vier Forderungen einschliesslich der Normierungsbedingung finden ihren mathematischen Ausdruck in fünf linearen Gleichungen, aus denen sich die fünf  $q_{k, k+1}$  berechnen lassen.

Dieses Problem hat in keiner Weise den Charakter eines Variationsproblems. Für die Auflösung der Gleichungen ist als wesentlicher Unterschied gegenüber I ... III hervorzuheben, dass nicht nur ein *auf sich selbst bezogenes* Funktionssystem (welches zu symmetrischen Matrixelementen

$$t_{ik} = \int \psi \tau_i \tau_k d\lambda = t_{ki} \quad (11)$$

führt, bei denen das Produkt zweier *demselben* System angehörenden Funktionen unter dem Integral steht), sondern zwei getrennte Funktionensysteme vorkommen, die zu Ausdrücken

$$r_{ik} = \int \psi \tau_i \varrho_k d\lambda \neq r_{ki} \quad (11b)$$

führen. Die Reduktion der Hauptmatrix auf eine Diagonalmatrix würde gleichbedeutend sein mit der Aufgabe, das  $\varrho$ -System orthogonal zum  $\tau$ -System zu machen, was wiederum auf fünf Gleichungen führt, deren Matrix nicht halb-reduziert ist wie (a<sub>ik</sub>) in (14) bzw. (22) oder (32). Die Lösung dieser neuen Gleichungen wäre um nichts einfacher als diejenige der Primärgleichungen, so dass eine Orthogonalisierung keine Erleichterung bedeuten würde.

Dies nur als Beispiel eines Problems, das nicht in die oben beschriebene Problemgruppe fällt. Probleme solcher Art, bei

denen das primär Gegebene ein Gleichungensystem (mit symmetrischer oder unsymmetrischer Matrix) ist, wird nach der Determinantentheorie gemäss (12) oder z. B. nach einem der im folgenden Teil erwähnten Approximationsverfahren behandelt.

Zwei weitere Probleme, die sich auf Typus I zurückführen lassen:

*Aufgabe Ia:* Problem  $V \rightarrow Z$ . Gegeben sei eine Differenzfilterreihe gemäss Fig. 1, gegebenenfalls erweitert durch ein Schott'sches GG-Filter, welches das Gebiet zwischen 400 und 520 nm passend unterteilt. Gesucht die Empfindlichkeitsfunktion  $Z(\lambda)$  eines an  $V_{\text{int}}$  roh angepassten Empfängers (Beispiele: Zwei-Filter-Kombination, Photron-Element, Viscor-Zelle). Es handelt sich also um die *Ableitung* einer Näherung  $Z'$  aus  $V (= V_{\text{int}})$ .

Natürlicher Ausgangspunkt  $Z^{(0)}$  ist  $V$ , Ziel ist  $Z$  bzw.

$$Z' = V \sum_{k=1}^K {}_z Q_{k, k+1} \tau_{k, k+1},$$

worin die  ${}_z Q_{k, k+1}$  die Koeffizienten der Zerlegung von  $Z'/V$  nach  $\tau_{k, k+1}$  bedeuten. Lösung wie bei Aufgabe I: Das zugehörige Gleichungensystem lautet:

$$\sum_{k=1}^K {}_z Q_{k, k+1} \int E V \tau_{k, k+1} \tau_{i, i+1} d\lambda = \int E V \cdot \frac{Z}{V} \tau_{i, i+1} d\lambda, \quad (5c)$$

woraus

$${}_z Q_{k, k+1} = \sum_{m=1}^M A_{km}^d [V] \cdot {}_z M_{m, m+1}; \quad (19c)$$

die

$${}_z M_{m, m+1} = \int E Z \tau_{m, m+1} d\lambda \quad (24c)$$

werden durch Vorschalten der  $\tau_{m, m+1}$  vor die Zelle mit derselben gemessen. Mit der eckigen Klammer hinter  $A$  ist angedeutet, dass sich diese Größen auf  $\psi = EV$  beziehen.

Zu dieser Aufgabe gibt es eine inverse

*Aufgabe Ib:* Problem  $Z \rightarrow V$ : gegeben wie oben die  $\tau_{k, k+1}(\lambda)$  und ein Empfänger mit bekannter Empfindlichkeitsfunktion  $Z(\lambda)$ . Gesucht eine Kombination von Messungen, ausgeführt mit  $Z$  und  $\tau_{k, k+1}$  derart, dass die Linearkombination äquivalent einer Messung mit  $V(\lambda)$  ist. Es handelt sich also um den Aufbau eines  $V'$  aus  $Z$ :

$$V' = Z \sum_{k=1}^K {}_v Q_{k, k+1} \tau_{k, k+1}.$$

Die Gleichungen lauten:

$$\sum_{k=1}^k {}_v Q_{k, k+1} \int EZ \tau_{k, k+1} \tau_{i, i+1} d\lambda = \int EZ \frac{V}{Z} \tau_{i, i+1} d\lambda, \quad (5d)$$

woraus

$${}_v Q_{k, k+1} = \sum A_{km}^d [Z] \cdot {}_v M_{m, m+1}; \quad (19d)$$

die

$${}_v M_{m, m+1} = \int EV \tau_{m, m+1} d\lambda \quad (24d)$$

werden aus  $E$ ,  $V$  und  $\tau_{m, m+1}$  berechnet.  $[Z]$  deutet auf die Beziehung auf

$$\psi = EZ$$

als Gewichtsfunktion hin! Dies ist nun unangenehm, da es die Neuvornahme des ganzen Orthogonalisierungsprozesses bedingt, was sich für die spezielle Funktion  $Z$  nicht lohnt. Nun wird aber  $Z$  von  $V$  nicht sehr verschieden sein, so dass eine andere Wahl der Gewichtsfunktion das Ergebnis nur in höherer Ordnung beeinflusst. Man darf statt (5d) setzen:

$$\sum_{k=1}^k {}_v Q_{k, k+1} \int EV \tau_{k, k+1} \tau_{i, i+1} d\lambda = \int EV \frac{V}{Z} \tau_{i, i+1} d\lambda \quad (5e)$$

und demgemäß

$${}_v Q_{k, k+1} = \sum A_{km}^d [V] \cdot {}_v M_{m, m+1} \quad (19e)$$

$${}_v M_{m, m+1} = \int EV \frac{V}{Z} \tau_{m, m+1} d\lambda. \quad (24e)$$

(5e) hat dieselbe Matrix wie (5c); die individuellen Eigenschaften von  $Z$  finden in (24e) ihren Ausdruck.

Besonderes Interesse verdient die Problemstellung, die wir mit

*Aufgabe IV* bezeichnen möchten und die sich von Ib nur dadurch unterscheidet, dass  $Z(\lambda)$  nicht bekannt vorausgesetzt sei. In diesem Falle kann man derart vorgehen, dass man zunächst Ia löst und das Ergebnis  $Z'$  mangels Kenntnis von  $Z$  in Ib bzw. (24e) einführt. Befriedigend ist diese Lösung aber nicht, denn 1) ist die Lösung nicht eigentlich die gesuchte, da das Ersetzen von  $Z$  durch  $Z'$  das Endergebnis beeinflussen muss, und 2) ist die Behandlungsart etwas schwerfällig.

Eine offensichtlich zweckmässigere Behandlungsweise, nämlich als Problem mit unsymmetrischer Matrix (11b), wird im Anschluss an die Besprechung der Approximationsverfahren angegeben.

### Lösung durch sukzessive Approximation.

Die nicht zu unterschätzende Rechenarbeit, die mit der Orthogonalisierung verbunden ist, und der man sich ohne weiteres nur dann unterziehen wird, wenn die  $\tau_k$  bzw.  $\tau_{k, k+1}$  eine grössere Bedeutung besitzen, d. h. mehrfach (sei es im selbigen Problem oder in verschiedenen Problemstellungen) verwendet werden können, legt den Versuch nahe, sich durch sukzessive Approximation wenigstens Näherungsresultate zu verschaffen. Es sei gleich bemerkt, dass allen nachgenannten Näherungsverfahren der gemeinsame Nachteil anhaftet, dass für jede Wertreihe  $M_{k, k+1}$  in (10a) die *ganze* Rechnung neu durchgeführt werden muss.

Die Zahl der Rezepte aus den  $s$ -ten Näherungswerten  $Q_{i, i+1}^{(s)}$  verbesserte Werte  $Q_{i, i+1}^{(s+1)}$  abzuleiten, ist recht gross. Die nachstehende Besprechung beschränkt sich auf drei Ansätze, die unter sich charakteristische Unterschiede aufweisen. Um die vielen Formeln nicht zweimal, nämlich für die einfachen Filter  $\tau_k$  und für die Differenzfilter  $\tau_{k, k+1}$  hinschreiben zu müssen und zugleich um zu betonen, dass eine gute Konvergenz der Verfahren nur im Falle von sich wenigstens einigermassen gegenseitig ausschliessenden (fast-orthogonalen) Funktionen zu erwarten ist, beziehen wir die Darstellung auf den Fall der Differenzfilter. Im besonderen bezieht sich das nachgenannte Verfahren A) *nur* auf die Differenzfilter-Serie.

Die angestrebte Funktion sei mit  $U(\lambda)$  bezeichnet. Von ihr kennen wir nur die Integralwerte

$$M_{i, i+1} = \int E(\lambda) U(\lambda) \tau_{i, i+1}(\lambda) d\lambda. \quad (24)$$

Ausgangsfunktion und zugleich nullte Näherung sei die als bekannt anzusehende Funktion  $U^{(0)}(\lambda)$ .

Wir suchen den Grenzwert

$$U^{(\infty)} = \lim_{s \rightarrow \infty} U^{(s)}$$

der Folge von Näherungen  $U^{(0)}, U^{(1)}, U^{(2)} \dots$

*Verfahren A):* Der Ausgangsfunktion  $U^{(0)}$  seien die Werte

$$M_{i, i+1}^{(0)} = \int E U^{(0)} \tau_{i, i+1} d\lambda$$

zugeordnet. Die Quotienten

$$Q_{i, i+1}^{(0)} = \frac{M_{i, i+1}}{M_{i, i+1}^{(0)}}$$

messen die relativen Abweichungen vom Sollwert. Sicher ist nun

$$U^{(1)}(\lambda) = U^{(0)}(\lambda) \sum_{i=1}^i Q_{i,i+1}^{(0)} \tau_{i,i+1}(\lambda)$$

eine bessere Annäherung an  $U$  als  $U^{(0)}$ , weil in der Wellenlängenzone  $(i, i+1)$  die Kurve gehoben wird, wenn  $M_{i,i+1}^{(0)} < M_{i,i+1}$  ausfällt, oder umgekehrt. Man bestimmt:

$$M_{i,i+1}^{(1)} = \int E U^{(1)} \tau_{i,i+1} d\lambda,$$

setzt zur Abkürzung

$$Q_{i,i+1}^{(1)} = \frac{M_{i,i+1}}{M_{i,i+1}^{(1)}}$$

und wählt nun als Definition A) für die nächste Näherung

$$U^{(2)} = U^{(1)} \sum_{i=1}^i Q_{i,i+1}^{(1)} \tau_{i,i+1},$$

allgemein

$$U^{(s+1)} = U^{(s)} \sum_{i=1}^i Q_{i,i+1}^{(s)} \tau_{i,i+1}, \quad \text{A)}$$

worin

$$Q_{i,i+1}^{(s)} = \frac{M_{i,i+1}}{M_{i,i+1}^{(s)}} = \frac{\int E U \tau_{i,i+1} d\lambda}{\int E U^{(s)} \tau_{i,i+1} d\lambda}. \quad (34)$$

Diese Definitionen sind vernünftig, denn wenn  $U^{(s)}$  gegen  $U^{(\infty)}$  konvergiert, konvergiert  $M_{i,i+1}^{(s)}$  gegen  $M_{i,i+1}^{(\infty)} = M_{i,i+1}$ , bzw.  $Q_{i,i+1}^{(\infty)} = 1$ , was mit  $\sum \tau_{i,i+1} = 1$  in Übereinstimmung steht.

Interessant und als Kontrollbeziehung im praktischen Rechnen angenehm ist bei diesem Verfahren die Erhaltung der Normierung:

$$\int E U^{(s+1)} d\lambda = \int E U d\lambda. \quad (35)$$

In der Tat ist

$$\int E U^{(s+1)} d\lambda = \sum_{i=1}^i Q_{i,i+1}^{(s)} \int E U^{(s)} \tau_{i,i+1} d\lambda = \sum M_{i,i+1} = \int E U d\lambda,$$

wegen  $\sum \tau_{i,i+1} = 1$ .

Von Interesse ist ferner die Tatsache, dass das Ergebnis  $U^{(\infty)}$  nicht von der Form:  $U^{(0)}$  mal eine lineare Kombination der  $\tau_{i,i+1}$  ist. Im Fall einer Aufgabestellung wie sub I stört dies nicht, wohl aber, wenn es sich um das Problem Ib handelt, wo man an den linearen Aufbau von  $U^{(\infty)}$  aus physikalischen Gründen gebunden ist.

Betreffs der Güte der Annäherung haben wir an einem extrem gewählten Beispiel, von dem nur soviel erwähnt sei, als dass es

sich um die Überführung eines gleichseitigen Dreiecks als  $U^{(0)}$  ( $U^{(0)} = 0$  bei  $\lambda = 400$  und  $720$  nm, Spitze bei  $\lambda = 560$  nm) in die internationale Augenkurve  $V_{\text{int}}$  als  $U$  handelte, festgestellt, dass die beste Annäherung im Sinne von GAUSS, also gegeben durch die Lösungen  $q_{k, k+1}$  von (10a), auch gefühlsmässig etwas besser aussieht als die Lösung im Sinne von A). Die Unterschiede sind aber niemals von praktischer Bedeutung, denn wenn eine Funktion eine andere nicht über ein gewisses Mass hinaus darzustellen vermag, so ist es in den Grenzen dieser Annäherung gleichgültig, ob die Näherungsfunktion so oder ein bisschen anders verläuft.

*Verfahren B:* Auch hier werde

$$U^{(1)} = U^{(0)} \sum_{i=1}^i Q_{i, i+1}^{(s)} \tau_{i, i+1}$$

als erste Verbesserung gewählt, mit der gleichen Definition für  $Q_{i, i+1}^{(0)}$ . Wesentlich ist nun aber die Forderung B):

$$U^{(s+1)} = U^{(0)} \sum_{i=1}^i Q_{i, i+1}^{(s)} \tau_{i, i+1}, \quad \text{B)}$$

wonach  $U^{(s+1)}$  das  $U^{(0)}$  und eine Linearkombination der  $\tau_{i, i+1}$  als Faktoren enthalte. Damit nun  $U^{(s+1)}$  überhaupt gegen ein  $U^{(\infty)}$  konvergieren kann, muss für die  $Q_{i, i+1}^{(s)}$  eine einfache Form gesucht werden derart, dass  $Q_{i, i+1}^{(s)}$  gegen  $Q_{i, i+1}^{(\infty)} (\pm 1)$  konvergiert, wenn  $M_{i, i+1}^{(s)}$  gegen  $M_{i, i+1}^{(\infty)} = M_{i, i+1}$  konvergiert. Dieser Forderung genügt die Definition

$$Q_{i, i+s}^{(s)} = \frac{M_{i, i+1}}{M_{i, i+1}^{(s)}} \cdot Q_{i, i+1}^{(s-1)} = \prod_{p=0}^s \left( \frac{M_{i, i+1}}{M_{i, i+1}^{(p)}} \right), \quad (36)$$

worin wiederum

$$M_{i, i+1}^{(s)} = \int E U^{(s)} \tau_{i, i+1} d\lambda. \quad (24)$$

Die Normierung bleibt, im Gegensatz zu A), *nicht* erhalten; es ist

$$\int E U^{(s+1)} d\lambda = \sum_{i=1}^i M_{i, i+1}^{(s+1)} \neq \int E U d\lambda = \sum_{i=1}^i M_{i, i+1}.$$

Jedoch ist natürlich

$$\sum_{i=1}^i M_{i, i+1}^{(\infty)} = \sum_{i=1}^i M_{i, i+1}.$$

Wenn die  $U^{(s)}$ -Folge konvergiert, so ist aus Eindeutigkeitsgründen das Resultat, d. h. die Zahlenfolge  $Q_{k, k+1}$ , identisch mit den  $q_{k, k+1}$  eines Problems vom Typus (10a) bzw. I, sofern die Transformationsmatrix

$$(t_{ki}^d) = (t_{ik}^d) = \left( \int \psi \tau_{i, i+1} \tau_{k, k+1} d\lambda \right) \quad (11a)$$

für die Belegungsfunktion  $\psi = EU^{(0)}$  berechnet wird.

Für die praktische Ausrechnung steht  $(t_{ik})$  mehr im Vordergrund als beim Orthogonalisierungsverfahren. In der Tat folgt:

$$\begin{aligned} M_{i, i+1}^{(1)} &= \int E U^{(1)} \tau_{i, i+1} d\lambda = \sum_{k=1}^k Q_{k, k+1}^{(0)} \int E U^{(0)} \tau_{k, k+1} \tau_{i, i+1} d\lambda \\ &= \sum_{k=1}^k Q_{k, k+1}^{(0)} t_{ik}^d; \end{aligned}$$

analog:

$$M_{i, i+1}^{(s+1)} = \sum_{k=1}^k Q_{k, k+1}^{(s)} t_{ik}^d \quad (37)$$

und

$$Q_{i, i+1}^{(s)} = \frac{M_{i, i+1} Q_{i, i+1}^{(s-1)}}{\sum_{k=1}^k Q_{k, k+1}^{(s-1)} t_{ik}^d}. \quad (38)$$

Mit  $M_{i, i+1}$ ,  $M_{i, i+1}^{(0)}$  und  $t_{ik}^d$  ist also schrittweise jede weitere Grösse berechenbar.

Zur Suche nach Fehlern in der Berechnung von  $t_{ik}^d$  dient die Folge von Kontrollformeln:

$$\left. \begin{array}{l} \sum_{k=1}^k \psi \tau_{i, i+1} \tau_{k, k+1} = \psi \tau_{i, i+1} \\ \int \psi \tau_{i, i+1} d\lambda = \sum_{k=1}^k t_{ik}^d = M_{i, i+1}^{(0)} \\ \sum_{i=1}^i M_{i, i+1}^{(0)} = \sum_{i=1}^i \sum_{k=1}^k t_{ik}^d = \int \psi d\lambda. \end{array} \right\} \quad (39)$$

*Verfahren C):* Sog. Iterationsverfahren<sup>10)</sup>. Wenn in einem Gleichungensystem

$$\sum_{i=1}^i Q_{i, i+1} t_{ik}^d = M_{k, k+1} \quad (10a)$$

jeweils das Glied  $i = k$  dadurch eine ausgezeichnete Rolle spielt, dass  $t_{kk}^d$  wesentlich grösser als  $t_{ik}^d$  ( $i \neq k$ ) ist, liegt es nahe, nach der betreffenden Unbekannten aufzulösen:

$$Q_{k, k+1} = \frac{M_{k, k+1}}{t_{kk}^d} - \sum_{i=1}^i \frac{t_{ik}^d}{t_{kk}^d} \cdot Q_{i, i+1}$$

und eine Folge von Lösungen  $Q_{i, i+1}^{(s)}$  zu definieren durch

$$Q_{k, k+1}^{(s)} = \frac{M_{k, k+1}}{t_{kk}^d} - \sum_{i=1}^i \frac{t_{ik}^d}{t_{kk}^d} \cdot Q_{i, i+1}^{(s-1)}, \quad s = 0 \dots \infty, \quad C)$$

wobei

$$Q_{k, k+1}^{(0)} = \frac{M_{k, k+1}}{t_{kk}^d}. \quad (40)$$

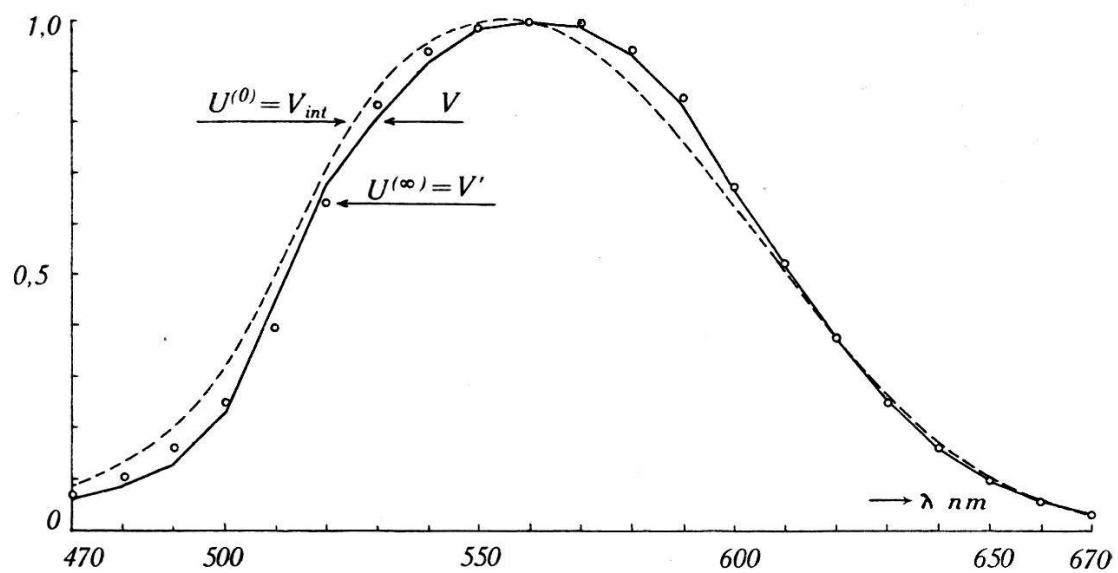


Fig. 5.

Annäherung der gemessenen Funktion  $V$  durch  $V' = U^{(\infty)}$ , ausgehend von  $U^{(0)} = V_{int}$ , mittelst sukzessiver Approximation.

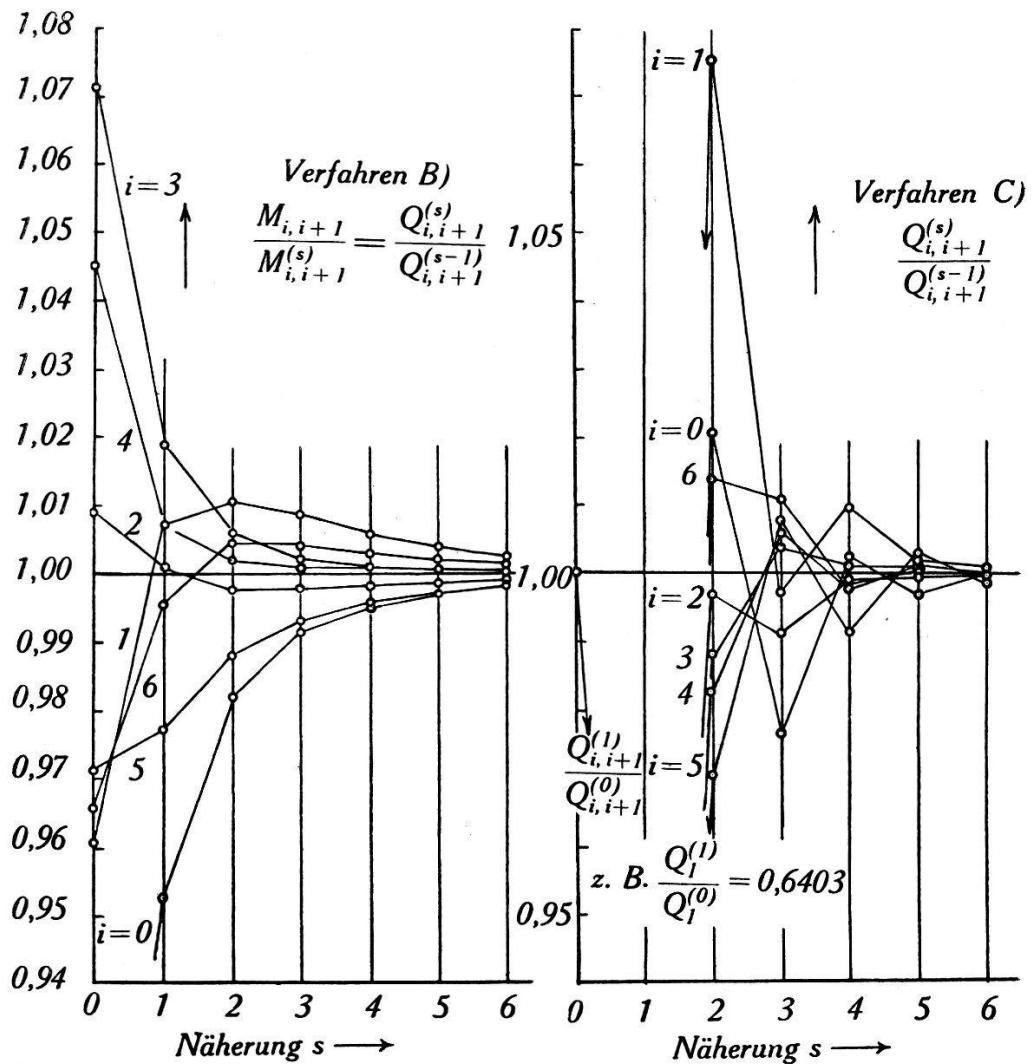


Fig. 6.

Konvergenz der verschiedenen Näherungsverfahren.

Der Strich beim Summenzeichen kennzeichnet eine Summe ohne das Glied  $i = k$ . Natürlich ist, wenn das Verfahren konvergiert,

$$\lim_{s \rightarrow \infty} Q_{k, k+1}^{(s)} = Q_{k, k+1}.$$

Zum vergleichenden Studium der Konvergenzverhältnisse wurde folgende Aufgabe vom Typus I nach den Verfahren A), B) und C) gelöst: Gesucht  $U^{(\infty)} = V'$  ausgehend von der Ausgangsfunktion  $U^{(0)} = V_{\text{int}}$ , wobei die durch  $V'$  approximierte Funktion als  $V$  in Fig. 5 wiedergegeben ist. Wie hier nebenbei bemerkt sei, entspricht  $V$  dem Mittelwert dreier Beobachter bei hohen Leuchtdichten, experimentell von 10 zu 10 nm bestimmt, woraus die Werte  $M_{i, i+1}$  berechnet wurden.  $V'$  wäre also die Funktion die bestenfalls errechnet werden kann aus  $V_{\text{int}}$  und den 7 Ergebnissen  $M_{i, i+1}$  von Messungen bei denen  $V$  wirksam wäre. Die Resultate der Rechnungen sind am besten vergleichbar, wenn die gegen 1 konvergierenden Faktoren zusammengestellt werden, also  $Q^{(s)}$  bei A),

$$\frac{M}{M^{(s)}} = \frac{Q^{(s)}}{Q^{(s-1)}}$$

bei B), und

$$\frac{Q^{(s)}}{Q^{(s-1)}}$$

bei C); diese Größen sind, soweit sie B) und C) betreffen, in Fig. 6 dargestellt. Die Faktoren  $Q_{i, i+1}^{(s)}$  des Verfahrens A) unterscheiden sich im vorliegenden Beispiel von den

$$\frac{M_{i, i+1}}{M_{i, i+1}^{(s)}}$$

des Verfahrens B) um weniger als 0,001, so dass wir sie in Fig. 6 nicht aufgenommen haben. Die Konvergenzverhältnisse sind dementsprechend für A) und B) praktisch dieselben.

Die Lösung der Aufgabe lautet:

$$V' = V_{\text{int}} (0,772 \tau_{0,1} + 1,003 \tau_{1,2} + 0,998 \tau_{2,3} + 1,104 \tau_{3,4} + 1,057 \tau_{4,5} + 0,919 \tau_{5,6} + 0,976 \tau_{6,7}). \quad (41)$$

Verfahren A) bietet wegen seinen Kontrollmöglichkeiten am meisten Sicherheit vor Rechenfehlern, ist aber von den drei das zeitraubendste, weil stets wiederum Integrale (34) berechnet werden müssen, während bei B) und C) diese Arbeit mit der Berechnung von  $t_{i,k}^d$  ein für alle Mal erledigt ist.

Verfahren B) bietet trotz (39) nicht diesen hohen Grad fortschreitender Kontrolle, doch gilt die Gleichung (35) bei mässiger Differenz zwischen  $V'$  und  $V$  und bei leidlicher Konvergenz *beinahe*; so lauten die Zahlen im vorliegenden Beispiel für

$$\begin{array}{lll} \sum M_{i,i+1}^{(0)} = 1 & \sum M_{i,i+1}^{(2)} = 1,00032 & \sum M_{i,i+1}^{(4)} = 1,00015 \\ \sum M_{i,i+1}^{(1)} = 1 & \sum M_{i,i+1}^{(3)} = 1,00022 & \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \end{array}$$

Verfahren C) hat überhaupt keine Beziehungen, die den Gang der Rechnung zu kontrollieren gestatten, hat aber die Eigenschaft, dass sich die Wirkung allfälliger Rechenfehler nach einigen weiteren Näherungsstufen wieder ausgeglichen hat.

Der zeitliche Aufwand je Näherungsstufe ist bei B) und C) derselbe.

B) erfordert eine einmalige Vorarbeit in Form der Berechnung der Matrix (11a).

Wenn man sich strikte an die übliche die Gleichung C) ergänzende Vorschrift (40) hält, so ist B) dem Verfahren C) weit überlegen, indem sich die sukzessiven Lösungen zuerst vom Ziel entfernen; die 6. Näherung von C) ist immer noch schlechter als die 1. von B). Wir haben in Fig. 6 daher nicht diese Zahlenfolgen wiedergegeben, sondern solche, bei denen in der Gleichung für  $Q_{k,k+1}^{(1)}$ :

$$Q_{k,k+1}^{(1)} = \frac{M_{k,k+1}}{t_{kk}^d} - \sum_{i=1}^k \frac{t_{ik}^d}{t_{kk}^d} Q_{i,i+1}^{(0)}$$

auf der rechten Seite als nullte Näherung

$$Q_{i,i+1}^{(0)} = 1 \quad i = 0 \dots 6$$

gesetzt wurde. Diese Werte kommen den Lösungen  $Q_{0,1} = 0,772$ ,  $Q_{1,2} = 1,003 \dots$  (siehe (41)) erheblich näher als die Werte

$$\frac{M_{0,1}}{t_{11}^d} = 1,2110, \quad \frac{M_{1,2}}{t_{12}^d} = 1,8528, \dots$$

wodurch das Näherungsverfahren erheblich abgekürzt wird.

Bei Verfahren B) ist kein solcher Kunstgriff nötig; die sukzessiven Lösungen steuern direkt, also im wesentlichen aperiodisch auf die Endlösung zu. Bei C) dagegen ist die Annäherung im wesentlichen oszillierend und zwar pro Stufe besser als bei B). Beide der Verfahren B) und C) haben also unstreitbare Vorteile.

B) dürfte eindeutig den Vorzug verdienen, wenn man mit der zweiten Näherung schon ein rohes Bild über die Verhältnisse haben

will. C) hingegen dürfte vorzuziehen sein, wenn der Diagonalcharakter von  $(t_{ik}^d)$  nicht sehr ausgeprägt ist und eine Näherungslösung  $Q_{i,i+1}^{(0)}$  irgendwie direkt aufgefunden werden kann. Mehr als diese Vermutungen möchten wir hier nicht zum Ausdruck bringen, bevor weitere Beispiele nach den verschiedenen Verfahren behandelt worden sind.

Zur Beurteilung der absoluten Konvergenz ist es noch notwendig, die für die benutzte Filterserie gültige und die Konvergenz wesentlich bestimmende Matrix  $(t_{ik}^d)$  anzugeben:

$$(t_{ik}^d) = \begin{pmatrix} 7618 & 2183 & 845 & 210 & 63 & 15 & 2 \\ 2183 & 5949 & 3030 & 258 & 51 & 4 & 0 \\ 845 & 3030 & 17732 & 4077 & 153 & 3 & 0 \\ 210 & 258 & 4077 & 13839 & 3260 & 111 & 5 \\ 63 & 51 & 153 & 3260 & 11454 & 2407 & 164 \\ 15 & 4 & 3 & 111 & 2407 & 4241 & 1101 \\ 2 & 0 & 0 & 5 & 164 & 1101 & 3286 \end{pmatrix} \cdot 10^{-5} \left( \sum_{k=1}^7 t_{ik} = 1 \right).$$

Die Glieder nahe der Diagonale sind im Vergleich zu den Diagonagliedern noch recht gross, und man darf daher mit der Güte der Konvergenz zufrieden sein.

Zum Schluss kehren wir nochmals zu Aufgabe IV zurück, indem wir sie von vornherein gemäss (11b) auf *zwei* Funktionensysteme beziehen, nämlich auf die Abgleichungsfilter  $\tau_{k,k+1}$  und die Eichfilter  $\varrho_{k,k+1}$ . Den praktischen Vorteil, welchen dies bietet, sieht man sofort ein, wenn man die (5d) analogen Bestimmungsgleichungen hinschreibt:

$$\sum_{k=1}^K Q_{k,k+1} \int E(T) Z \varrho_{i,i+1} \tau_{k,k+1} d\lambda = \int E(T) \varrho_{i,i+1} V d\lambda. \quad (5f)$$

Die Integrale auf der linken Seite:

$$r_{ik} = \int E(T) \varrho_{i,i+1} Z \tau_{k,k+1} d\lambda \quad (11c)$$

sind bis auf einen Proportionalitätsfaktor mit der Zelle selbst messbar und bedeuten die Ausschläge, die man erhält, wenn man die Eichstrahlungen  $E(T) \varrho_{i,i+1}$  auf die der Reihe nach mit den Abgleichungsfiltern  $\tau_{k,k+1}$  bedeckte Zelle fallen lässt. Zahlenmäßig zu kennen braucht man also nur die Farbtemperatur  $T$  der Glühlampe und den Eichfiltersatz  $\tau_{k,k+1}$  zwecks Berechnung der Integrale auf der rechten Seite von (5f). Damit ist die für die praktische Photometrie wichtige Möglichkeit gegeben, mit einem Minimum von Kenntnissen  $(E(T) \varrho_{i,i+1}(\lambda))$  für einen unbekannten, roh an  $V_{int}$  angeglichenen Empfänger die Vorschrift aufzustellen, wie durch Zusatzmessungen die Angaben des Empfängers verbessert werden können, so dass die Messungen der Eichstrahlungen richtig wiedergegeben werden. Die Zahl der Filter im einzelnen

Satz richtet sich nach den Anforderungen. Bei Glühlampenlicht genügt bekanntlich *ein* Filter; zur Umfärbung des Glühlampenlichtes dient als Filter  $\varrho$  zweckmässigerweise das Kombinationsfilter des Mehrfilter-Verfahrens<sup>5)</sup>. Bei Hg-Mischlicht sind, wie oben bemerkt, vier Filter notwendig.

Damit bei grösserer Filterzahl die Konvergenz des Näherungsverfahrens (B) oder C)) gut ist, ist darauf zu achten, dass auch die  $\varrho_i, i+1$  hart abschneiden und dass ihre Durchlässigkeitsmaxima tunlichst mit denjenigen der  $\tau_k, k+1$  zusammenfallen.

### Literatur.

- <sup>1)</sup> MADELUNG, Mathematische Hilfsmittel des Physikers, J. Springer, Berlin, 1936, S. 22.
  - <sup>2)</sup> MADELUNG, l. c., S. 23.
  - <sup>3)</sup> MADELUNG, l. c., S. 24.
  - <sup>4)</sup> M. JAGGI, Diss. Bern, erscheint später in dieser Zeitschrift.
  - <sup>5)</sup> KÖNIG, Helv. Phys. Acta **8**, 211 (1935).
  - <sup>6)</sup> KÖNIG, Bull. d. Schweiz. Elektrotechn. Vereins 1937, No. 5.
  - <sup>7)</sup> DAVIS und GIBSON, Misc. Publ. of the Bur. of Standards No. 114, 1931, S. 23.
  - <sup>8)</sup> DAVIS und GIBSON, l. c., S. 150.
  - <sup>9)</sup> KÖNIG, Helv. Phys. Acta **10**, 165 (1937).
  - <sup>10)</sup> RUNGE-KÖNIG, Numerisches Rechnen (Grundlehren d. Math. Wiss. in Einzeldarstellungen), Springer, Berlin, 1924, S. 184.
-