

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 12 (1939)
Heft: II

Artikel: Beitrag zur Kenntnis der spektralen Hellempfindlichkeit des menschlichen Auges auf Grund flimmerphotometrischer Messungen
Autor: Jaggi, Martin
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110934>

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: 28.01.2026

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

**Beitrag zur Kenntnis
der spektralen Hellempfindlichkeit des menschlichen Auges
auf Grund flimmerphotometrischer Messungen*)**

von **Martin Jaggi** (Bern).

(23. XII. 38.)

Zusammenfassung: Abweichungen der Ergebnisse neuerer Untersuchungen über die spektrale Hellempfindlichkeit $V(\lambda)$ von den international festgelegten Werten geben Anlass zum Studium von $V(\lambda)$ nach der Flimmermethode in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen (Flimmerfeldgrösse und -leuchtdichte, Umfeldleuchtdichte und Messvorschrift).

Die Ermittlung von $V(\lambda)$ erfolgt auf drei verschiedene Arten:

1. Direkt durch Messungen an monochromatischen Lichtern,
2. Indirekt durch Berechnung aus den Ergebnissen der Durchlässigkeitsbestimmung von Filtern, insbesondere:
 - 2a. Indirekt durch Berechnung aus den *Differenzen* der Ergebnisse der Durchlässigkeitsbestimmung von Filtern mit steil verlaufender Durchlässigkeitsfunktion.

Die Übereinstimmung zwischen den derart gewonnenen Ergebnissen ist befriedigend. Es ergibt sich eindeutig, dass $V(\lambda)$ im Blau, Grün und äussersten Rot kleiner ist als $V(\lambda, \text{int})$; das Maximum liegt etwa bei 565 nm.

Eindeutigkeits- und Additionsgesetz gelten nicht exakt; im Fall stark farbiger Lichter können die Messbedingungen kaum so gewählt werden, dass Abweichungen von der Grössenordnung 2% von der Additivitäts- und Eindeutigkeitsforderung vermieden werden können.

Einleitung.

Das tägliche Leben verlangt von uns die Möglichkeit, Lichtquellen verschiedener Farbe auf ihre „Stärke“ hin zu vergleichen. Die Schwierigkeiten beginnen bereits beim Versuch, zu definieren, was „gleichhell“ sei. Wir nennen nachstehend die wichtigsten subjektiven Verfahren der heterochromen Photometrie^{1) 2) 3) 4) 5)}:

1. Was den *Grosstufen-* oder *direkt heterochromen Vergleich* stark verschiedenfarbiger Lichter teilweise entwertet, ist weniger der Umstand, dass viele Beobachter erklären, kein Urteil über „Gleichheit“ zu besitzen, als die Überbewertung sattfarbiger Lichter, die so weit gehen kann, dass der Eindruck ($A + B$) einer Lichtsumme $A + B$ *niedriger* bewertet wird als der Eindruck (A)

*) Dissertation Bern 1938. Siehe auch die kurze vorläufige Mitteilung H.P.A. XI, 358 (1938).

des Lichtes A^6)! Dies widerspricht unserem intuitiven Leuchtdichtebegriff, der zum mindesten ein monotones Anwachsen der Leuchtdichte mit der physikalischen Intensität fordert. Darüber hinaus zeigt eine kritische Betrachtung der Aufgaben der heterochromen Photometrie als technisch-industrielles Problem, dass es ratsam ist, wenn irgend möglich der Photometrie eine *einfache* Struktur zu geben, d. h. Eindeutigkeit und Linearität zu fordern⁷). Von diesem Standpunkt aus ist der direkt heterochrome Vergleich für die Bestimmung von $V(\lambda)$ abzulehnen.

2. Betreffs des *Kleinstufen-Verfahrens* ist man sich bis heute noch nicht ganz einig geworden, ob seine Ergebnisse sich mit denjenigen des Grosstufen-Vergleichs oder mit denjenigen des Flimmervergleichs decken. Diese Unsicherheit ist symptomatisch und dürfte wohl auf eine starke Abhängigkeit der Ergebnisse von den Messbedingungen zurückzuführen sein. Da überdies nach DRESLER⁶) auch bei kleinen Sättigungsunterschieden unter Umständen mit beträchtlicher Überbewertung des einen Lichtes gerechnet werden muss, wäre bei der Anwendung des Kleinstufenverfahrens für Fundamental-Messungen grosse Vorsicht am Platz.

Diese Erkenntnisse haben dazu geführt, das Flimmerverfahren vorläufig als einziges subjektives Fundamentalverfahren zur einheitlichen Bestimmung von $V(\lambda)$ anzusehen.

3. Das *Flimmerverfahren* beruht auf der Erscheinung, dass bei abwechselnder Belichtung der Netzhaut mit den zu vergleichenden Strahlungen das Verschwinden des Eindruckes des Farbwechsels bei einer niedrigeren Frequenz erfolgt als das Verschwinden des Helligkeitsflimmerns. Es ist zweifellos misslich, dass als Grundlage der im täglichen Leben stets statischen Bewertung des Lichtes ein dynamisches Verfahren dienen soll, bei welchem zwangsweise der Fragenkomplex des zeitlichen Verlaufes des Aufbaues des Helligkeitseindruckes angeschnitten wird. Seine Vorzugsstellung rechtfertigt sich aber durch die weitgehende Gültigkeit des Additionsgesetzes und die Existenz eines relativ wohldefinierten Kriteriums für den Zustand „gleichhell“.

Einen Überblick über die Geschichte vom $V(\lambda)$ und seiner internationalen Festlegung, sowie über den augenblicklichen Stand der Lage gibt ein zusammenfassender Bericht von DRESLER⁸). Wir wiederholen hier nur folgendes:

Die Untersuchungen über die spektrale Hellempfindlichkeit $V(\lambda)$ des menschlichen DurchschnittsAuges fanden einen vorläufigen Abschluss durch die im Jahre 1924 durch die Internationale Beleuchtungskommission getroffene Einigung⁹) auf die in Fig. 1

zum Ausdruck gebrachten und in Tab. 3 wiedergegebenen Werte, und zwar erfolgte die Festsetzung auf Grund von Ergebnissen an über 200 Beobachtern. Ein Blick auf Fig. 1 (obere Kurvengruppe) erweckt den Eindruck, als ob neuere Untersuchungen kaum mehr wesentliche Änderungen notwendig machen würden, da abgesehen von der Kurve von BENDER gute Übereinstimmung zu verzeichnen ist.

In starkem Gegensatz dazu stehen die Ergebnisse von ARNDT¹⁰), DRESLER¹¹) und RIECK¹²), welche flimmerphotometrisch sowohl

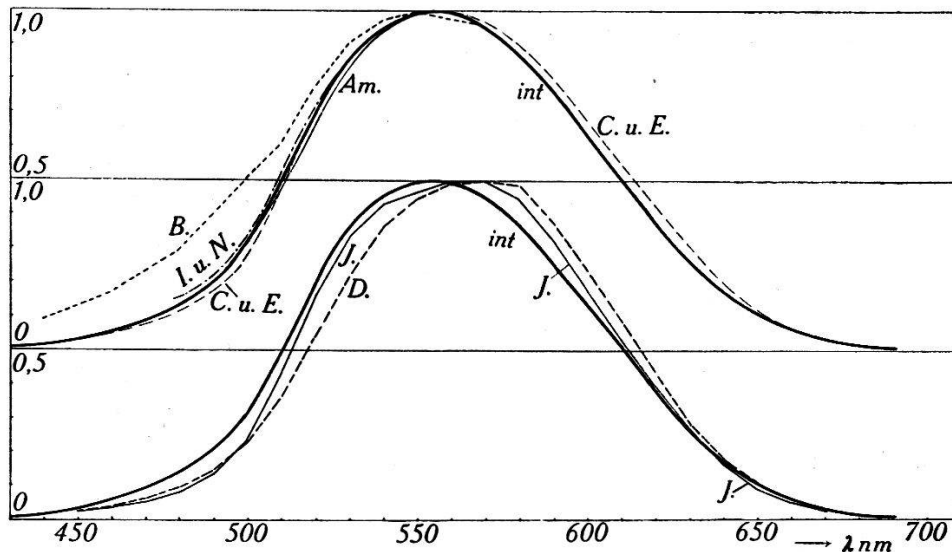


Fig. 1.

Zusammenstellung einiger $V(\lambda)$. Dick ausgezogen: $V(\lambda, \text{int})$. Oben: B.: BENDER²³), C. u. E.: COBLENTZ und EMERSON²⁵), I. u. N.: IVE und NUTTING²⁶), Am.: Altes amerikanisches $V(\lambda)$ ²⁴). Unten: D.: DRESLER¹¹), vorliegende Arbeit: J.: $V'''(\lambda, 50 \text{ asb}, 1,2^0)$.

durch direkte Ausmessung von spektralreinen Lichtern (ARNDT, RIECK: Hg-Linien 546 und 578 nm, DRESLER: Hg-Linien 546 und 589 nm) als auch indirekt aus Filtermessungen (DRESLER) auf eine starke Verschiebung des Empfindlichkeitsmaximums gegen Rot (ca. bis 565 nm) schliessen lassen. DRESLERS Kurve ist in Fig. 1 (untere Kurvengruppe) dargestellt.

Die geschilderte Sachlage lässt den Wunsch nach einer allgemeinen Neubestimmung von $V(\lambda)$ rege werden, wobei zur Erklärung und Beseitigung der grossen Unterschiede eine Reihe von Einflüssen diskutiert werden müsste: Leuchtdichte, Flimmerfeldgrösse, ungenügende Helladaption, Umfeldbeleuchtung, Vorgeschichte des Auges, Messvorschrift, Flimmerfrequenz, Ernährung und Jahreszeit.

Wir glauben, hinsichtlich einiger dieser Punkte zur Abklärung beitragen zu können.

Abgrenzung der Problemstellung.

Der Umstand, dass die verschiedenen Autoren meist nur mit *einer* Flimmeranordnung arbeiten, hat zur Folge, dass die Ergebnisse ein und desselben Autors eine geschlossene Einheit darstellen, bei welcher die Streuung niemals die Abweichungen zwischen den Ergebnissen verschiedener Autoren verstehen lässt. Zirka 20 Beobachter dürften genügen; die Unterschiede scheinen mehr methodischer als statistischer Art zu sein.

In erster Linie war daher zu untersuchen, inwieweit ganz verschiedene Verfahren zu vergleichbaren Messergebnissen führen.

Vorab wurde $V(\lambda)$ *direkt* durch Messungen an monochromatischen Lichtern ermittelt (Verfahren 1), und zwar absichtlich unter extremen Bedingungen, die einer Verschiebung der $V(\lambda)$ -Kurve gegen Blau förderlich erscheinen, selbstverständlich unter Wahrung der Bedingungen für ausreichende Helladaption.

Nun hat bereits IVES in seinen fundamentalen Arbeiten¹³⁾ einen sogenannten inversen Purkinjeeffekt festgestellt, der im wesentlichen in einer Verschiebung der roten Seite der Augenkurve gegen Blau mit zunehmender Leuchtdichte besteht. Ferner bewirkt die Gelbfärbung der fovea centralis eine Hebung der $V(\lambda)$ -Kurve im Blau bei Vergrößerung des Infeldes.

Wir haben daher bei möglichst hoher Leuchtdichte (6000 asb) und bei verhältnismässig grossem Infeld (4°) gearbeitet und so eine gewisse Grenzlage von $V(\lambda)$ ermittelt. Die weiter unten besprochenen Ergebnisse sind in Fig. 3 dargestellt.

Grundsätzlich vom direkten, mit monochromatischen Lichtern arbeitenden Verfahren 1) verschieden sind die indirekten Verfahren 2) und 2a), deren charakteristisches Merkmal darin besteht, dass vom Superpositionsprinzip (Additivität) Gebrauch gemacht wird. Sie führen zur Aufgabe, die Ergebnisse von Messungen an endlichen, durch Filter $\tau_i(\lambda)$ ausgesonderten Spektralbezirken auf Grund des linearen Ausdruckes $\int E(\lambda)V(\lambda)\tau_i(\lambda)d\lambda$ durch geeignete Wahl eines $V(\lambda)$ einheitlich darzustellen. Mit der Möglichkeit einer solchen Darstellung steht und fällt die Möglichkeit einer einfachen, d. h. *eindeutigen* und *linearen* Photometrie, mit welcher allein Technik und Industrie etwas anfangen können⁷⁾. Die indirekten Verfahren verdienen wegen ihrer impliziten Prüfung des Additionsgesetzes, d. h. der Struktur des Leuchtdichtebegriffes, besondere Beachtung.

Im Rahmen der indirekten Verfahren möchten wir besonders das hier erstmals verwendete „Differenzfilter-Verfahren“ 2a) hervorheben, welches zwar grundsätzlich und experimentell ebenfalls

nur in Messungen an Filtern besteht, bei welchem aber durch die Art der Auswertung die Differenzen der Durchlässigkeiten von Gelbgläsern erhöht ins Gewicht fallen, weil aus ihnen dank der Steilheit der $\tau(\lambda)$ -Kurven der Schott'schen OG- und RG-Filter fast unmittelbar auf die Hellempfindlichkeit in Blau und Grün geschlossen wird. Auf die hauptsächlich in Tab. 2 enthaltenen Ergebnisse kommen wir weiter unten zurück.

Neben dieser indirekten Untersuchung der Struktur des Helligkeitsbegriffs wurden direkte Versuche über die Eindeutigkeit, mit andern Worten über die Abhängigkeit eines Ergebnisses von der Wahl des Vergleichslichtes, sowie zur Feststellung der Grenzen der Gültigkeit des Additionsgesetzes angestellt.

Auswahl der Beobachter.

Die meisten Beobachter wurden mit dem Nagel'schen Anomalouskop (Einstellung einer Rayleigh-Gleichung)¹⁴⁾ und ausserdem mit den Tafeln von STILLING²¹⁾ und ISHIHARA²²⁾ auf Farbtüchtigkeit hin geprüft.

Leider stunden nicht bei allen Versuchen dieselben Beobachter zur Verfügung.

Zur Mittelbildung sind, wenn nicht ausdrücklich anders vermerkt, nur normale Trichromaten herangezogen worden.

Verfahren 1: Spektralapparatur.

Ziel ist die Erreichung einer möglichst hohen Leuchtdichte. Daher wird, im Gegensatz zur Filterapparatur 2), mit direktem Strahlengang gearbeitet.

Die gemäss Fig. 2 von den Lichtquellen Q_1 und Q_2 (Osram-Kleinkinolampen 8,5 V, betrieben mit 7 V, parallel an Batterie von 1200 Ah) ausgehenden Strahlengänge werden durch Reflexion der Strahlen von Q_2 an der Glasplatte P_1 vereinigt. Die Intensitätsregulierung erfolgt auf Seite des Vergleichslichts Q_2 , indem mittelst eines Armes, dessen Stellung an einer Skala abgelesen werden kann, eine Gitterblende G im Strahlengang gedreht wird. Diese Gitterblende besteht aus einer Reihe von 0,1 mm dicken, 2,5 mm breiten und genügend langen Blechstreifen, die in Abständen von 1 mm in einen Rahmen gespannt sind. Ein Mattglas MG vermeidet jedes Erscheinen der Struktur von G im Gesichtsfeld. Der Spiegel Sp ist nur aus Platzgründen in den Strahlengang von Q_2 eingeschaltet. Letzterer lässt sich durch leichtes Neigen und Drehen der Wärmeglasplatte P_2 in seiner Lage fein regulieren.

Das monochromatische Licht wird durch einen Einfach-Monochromator (Winkel-Zeiss) erzeugt. Die Monochromasie ist derart ($\Delta\lambda$ durchschnittlich = 5 nm), dass eine Korrektur nach der Paschen-Runge-Formel nicht nötig ist.

Die Linse L erzeugt 4 cm hinter der Austrittsblende B_2 , die mehr nur zur Führung des Auges, als zur Begrenzung des Strahlenbündels dient, ein Bild der Spalten.

Das Flimmern kommt durch die wechselweise Unterbrechung des einen oder andern Strahlenganges durch eine rotierende Scheibe Sch zustande. Die Güte des Flimmerns ist hoch: Der Wechsel

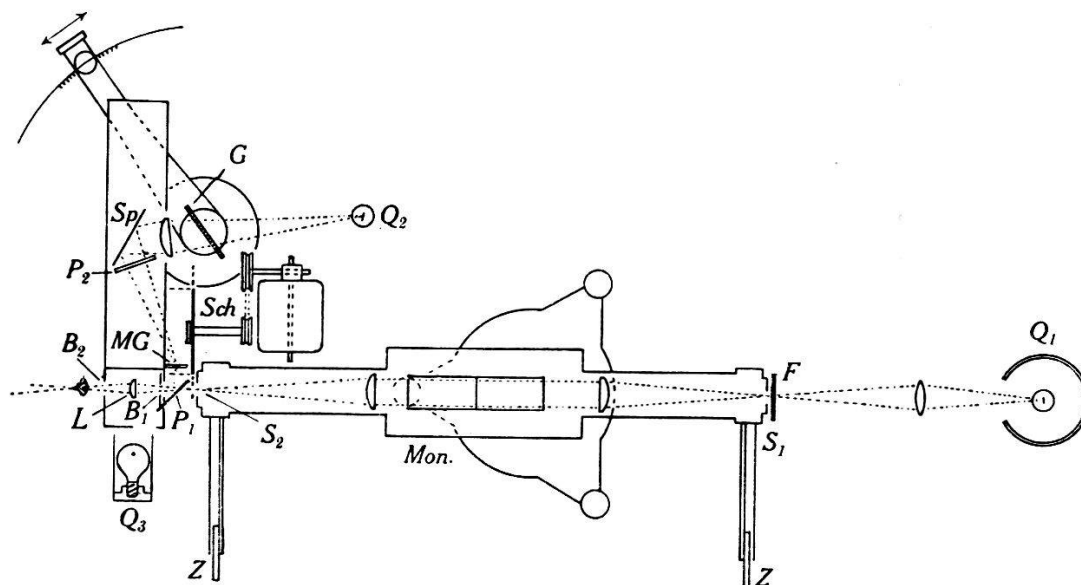


Fig. 2.

Spektralapparatur.

nimmt nur 5% der Zeit in Anspruch (gegenüber 20% bei Apparatur 2).

Das Infeld B_1 erscheint unter einem Winkel α von 4° . Die hohe Leuchtdichte wird mit einer gelinden Einbusse an räumlicher Homogenität des Infeldes erkauft. Durch direkte Messung der Energie bei $\alpha = 1,3^\circ$ und $\alpha = 4^\circ$ wurde festgestellt, dass die Inhomogenität des Infeldes innerhalb 3% von α unabhängig ist. Passende Vorfilter (2 mm BG 14 zwischen 450 und 500 nm, 2 mm BG 7 zwischen 510 und 540 nm, 2 mm BG 14 zwischen 550 und 590 nm, 2 mm RG 6 von 600 nm an aufwärts) sowie Wechsel der Spaltweiten bei 500 und 550 nm (Reproduzierbarkeit durch starre lange Zeiger Z gewährleistet) sorgen dafür, dass im Bereiche von 480 bis 640 nm die Leuchtdichte monoton verläuft und innerhalb $\pm 30\%$ konstant = 6000 asb ist. Gleichzeitig wird dadurch falsches Licht beseitigt.

Das Umfeld (MgO) wird durch die Lampe Q_3 mit 1200 lx (an den Enden des Spektrums mit 500 lx) beleuchtet.

Die bequem stetig regulierbare Flimmerfrequenz beträgt 15...25 pro Sek.

Es wird Wert darauf gelegt, die in das Auge gelangende Energie *direkt* zu messen. Die Messung erfolgt mit einer im Ultrarot durch Vorfilter unempfindlich gemachten AEG-Caesium-Vakuumszelle, deren spektrale Empfindlichkeit mit einer Thermosäule bestimmt wurde. Wegen der nicht vollkommenen Stabilität der Apparatur ist eine periodische Kontrolle erwünscht: Die Photozelle ist auf einem Schlitten mit Anschlag gleitbar angebracht und kann mühelos und in reproduzierbarer Weise vor die Austrittsblende B_2 geschoben werden.

Der Spannungsabfall des Photostromes wird an einem Hochohm-Widerstand (10^{10} Ohm) mit einer Elektrometertriode (Philips 4060) in Kompensationsschaltung gemessen, so dass die Röhre und das Mikroamperemeter als Nullinstrument wirken. Die Ablesung erfolgt an einem Präzisions-Spannungsteiler, an welchem die Gegenspannung abgegriffen wird.

Verfahren 1: Messungen und Ergebnisse.

Das Arbeiten an Apparatur 1) war ermüdend. Die von den meist sonnenbeschienenen schneebedeckten Dächern der Umgebung ins Zimmer geworfene Lichtflut wurde von den meisten Beobachtern als störend empfunden. Ein Beobachter zeigte eine Sehstörung wie nach Aufenthalt in sonniger Schneelandschaft. Die Beobachter waren gehalten, nur kurz zu beobachten und durch Umherschauen auf dem Umfeld und im Zimmer das Auge ausruhen zu lassen.

8 Beobachter erzielten brauchbare Ergebnisse, über welche Fig. 3 summarisch berichtet. Dass über 200 Serien zu 10 Einzelmessungen dahinterstecken, würde man den etwas unregelmässigen Kurven von Fig. 3 nicht ansehen.

Hier wie auch im folgenden wird zwecks Verdeutlichung von Unterschieden der Quotient

$$f = \frac{\text{gemessenes oder berechnetes } V(\lambda)}{\text{internationales } V(\lambda)}$$

zur Darstellung verwendet.

Das Mittel $f(\lambda, 6 \text{ n}, 6000 \text{ asb}, 4^\circ)$ von 6 normalen Beobachtern zeigt: Depression nicht nur im Blau, sondern auch im Rot, sowie eine leichte Einsattelung bei 530...540 nm; keine Verschiebung des Maximums.

Verfahren 2 und 2a: Filterapparatur.

Das auf einer normalen Photometerbank fest aufgestellte Flimmerphotometer nach BECHSTEIN¹⁵⁾ ist mit einem geschwärzten Gehäuse ausgerüstet, welches den Gipskörper vor falschem Licht schützt und die Fassungen für die Messfilter trägt.

Die beiden Lichtquellen (Osram-Kleinkinolampen 8,5 V, parallel an Batterie von 1200 Ah) arbeiten bei 6,5 V. Die Hauptlampe hat eine Farbtemperatur von $2720^\circ \pm 25^\circ \text{K}$, welche nach

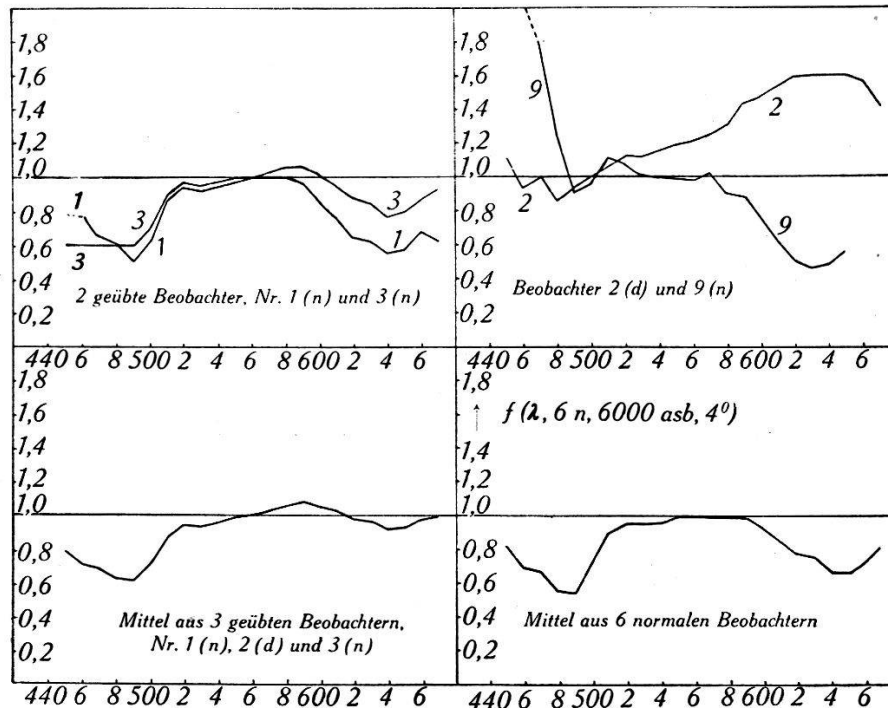


Fig. 3.

Ergebnisse der Versuche bei 6000 asb, 4° . Ordinate: Quotient aus gemessenem und internationalem $V(\lambda)$. n: normal, d: deuteranomal. Beobachter 9 (n): Grenzfall gegen Protanomalie hin.

dem von KÖNIG¹⁶⁾ angegebenen Verfahren mit bekannten Filtern und einer Thermosäule bestimmt wurde. Die Temperatur hat sich während der Dauer der Messungen nicht verändert.

Die Vergleichslampe, durch deren Verschiebung die Abgleichung erfolgt, befindet sich für normale Beobachter stets in einem Abstand von ca. 60 cm vom Gipskörper. Es wird also bei konstanter Leuchtdichte gearbeitet. Da für die Hauptlampe auf diese Weise bei den stark absorbierenden Filtern Abstände von nur 10 cm notwendig werden, wurde die Abstandsskala mittelst bekannter Graugläser direkt geeicht. Der photometrisch bestimmte „wirksame“ Nullpunkt des Abstandsgesetzes trägt derart den

Abweichungen vom Abstandsgesetz und den Wirkungen mehrfacher Reflexion in erster Näherung Rechnung.

Tabelle 1.

Beispiel zum Differenzfilterverfahren.

i	Kol. 1	Kol. 2	Kol. 3	Kol. 4	Kol. 5	Kol. 6	Kol. 7
	Mittel $\bar{\tau}_i(10\text{ n})$	1 $\tau_i(\lambda) _{\max}$	$\bar{\tau}_{i\text{ red}}(10\text{ n})$	$\bar{\tau}_{i,i+1}(10\text{ n})$	1 $\bar{\tau}_{i,i+1}(\text{int})$	$\bar{\tau}_{i,i+1}(10\text{ n})$ $\bar{\tau}_{i,i+1}(\text{int})$	$Q_{i,i+1}^{(\infty)}$
			1				
1	0,8215	1,103	0,9061	0,0939	9,39	0,882	0,79
2	0,7098	1,103	0,7829	0,1232	8,40	1,035	1,16
3	0,4826	1,100	0,5309	0,2520	3,95	0,995	0,97
4	0,2720	1,103	0,3000	0,2309	4,59	1,060	1,10
5	0,1063	1,092	0,1161	0,1839	5,65	1,039	1,04
6	0,0341	1,092	0,0372	0,0789	12,34	0,974	0,99
			0	0,0372	21,98	0,818	0,76

Die Bestimmung der Leuchtdichte von 50 asb erfolgt durch direkten Vergleich mit einer Opalglaslampe bekannter Leuchtdichte, welche über eine zwischen Austrittsblende und Okularlinse unter 45° eingeschaltete Glasplatte anvisiert wird.

Dieselbe Anordnung dient zugleich zur Umfeldbeleuchtung, wobei aber ausdrücklich bemerkt sei, dass sich im Infeld diese Beleuchtung als konstante Zusatzbeleuchtung (ca. 20 asb) dem Wechsellicht (ca. 50 asb) überlagert.

Die wesentliche Grundlage bilden eine Serie von Farbfiltern von Schott & Gen., deren Durchlässigkeitsfunktionen $\tau_{i\text{ red}}(\lambda)$ in Fig. 4 dargestellt sind.

Es handelt sich zunächst um eine abgestufte Gelb- bis Rot-Serie F41...F8. Multipliziert man deren Durchlässigkeiten $\tau(\lambda, \text{F41}) \dots \tau(\lambda, \text{F8})$ mit den reziproken maximalen Durchlässigkeiten $1/\tau_{i\text{ max}}$ (Kol. 2 in Tab. 1), so erhält man die reflexionsfreie Darstellung $\tau_{1\text{ red}}(\lambda) \dots \tau_{6\text{ red}}(\lambda)$ in Fig. 4 oben und durch Differenzbildung die Differenzfilter $\tau_{i\text{ red}} - \tau_{i+1\text{ red}} = \tau_{i,i+1}$ in Fig. 4 Mitte.

Die übrigen Filter F3a (tiefblau), F1 (blaugrün), F4 (hellblaugrün) und F5a (grün) sind gleichmässig über das blauseitige Ende des Spektrums verteilt.

Die Farborte der durch die Filter gefärbten 2720°-Strahlung sind in Fig. 5 eingetragen; ihre (auf die 2720°-Strahlung bezogenen)

farbtongleichen Wellenlängen sind mit Hilfe dieser Figur bestimmt und in Tab. 2 eingetragen.

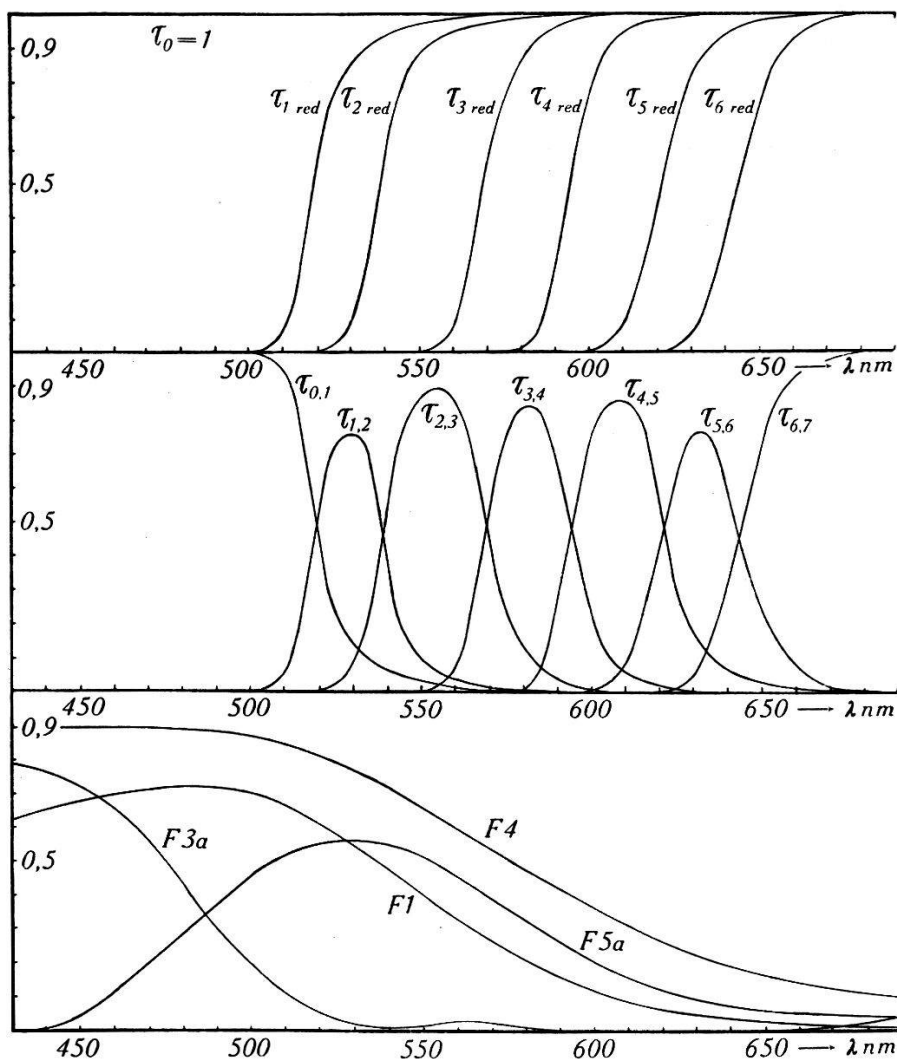


Fig. 4.

Zerlegung des Spektrums mit Schott-Filtern. Oben: Gelb-Rot-Serie $\tau_{k \text{ red}}$ in reduzierter Darstellung (in Klammern die Schmelznummer):

$\tau_{1 \text{ red}}$: 2 mm OG 4 (15064), $\tau_{2 \text{ red}}$: 2 mm OG 1 (27188), $\tau_{3 \text{ red}}$: 2 mm OG 2 (27878), $\tau_{4 \text{ red}}$: 2 mm OG 3 (25016), $\tau_{5 \text{ red}}$: 1 mm RG 2 (24321), $\tau_{6 \text{ red}}$: 2 mm RG 2 (22460).
Mitte: Hieraus abgeleitete Differenzfilter $\tau_{k, k+1}$. Unten: Grün-Blau-Serie: 1 mm BG 12 (22870), 1 mm BG 7 (23350), 2 mm BG 14 (22933), 1 mm VG 1 (22448).

Die integrale Durchlässigkeit der Filter wurde auf zwei Arten bestimmt:

a) In einer Anordnung, bestehend aus Glühlampe, Doppelmonochromator, AEG-Caesium-Vakuumpzelle, Hochohmwiderstand und Quadrantelektrometer (als welches der „Momentan-Dosismesser“ von Siemens ausgezeichnete Dienste leistet) in Kompensationsschaltung, wurde im parallelen, reflexionsfreien Strahlen-

gang¹⁷⁾ die spektrale Durchlässigkeit gemessen und für 2720° mittels der Tabellen von SKOGLAND¹⁸⁾ die integrale Durchlässigkeit

$$\bar{\tau} = \frac{\int E(\lambda, 2720^\circ) V(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda, 2720^\circ) V(\lambda) d\lambda}$$

durch Summation von 10 zu 10 nm für die jeweils in Frage kommenden $V(\lambda)$, insbesondere $V(\lambda, \text{int})$ berechnet;

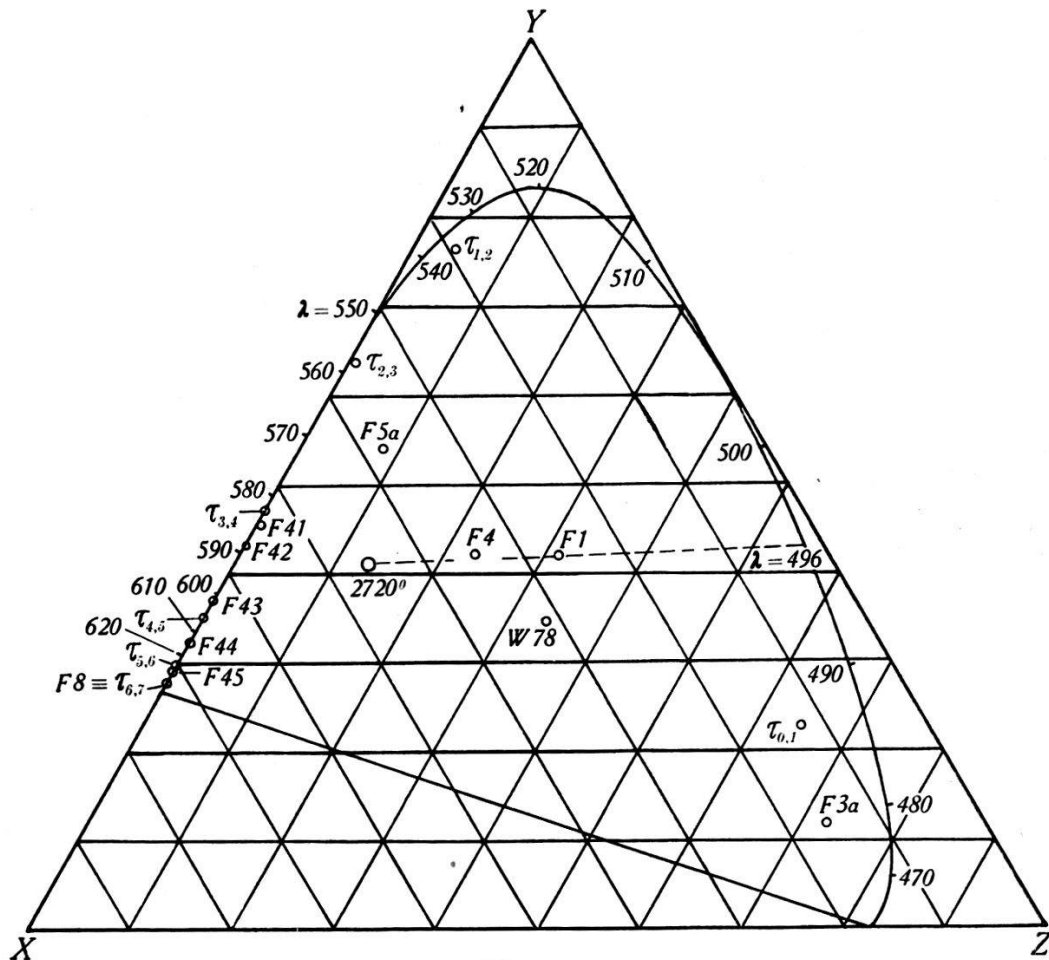


Fig. 5.

Farborte der Hauptlampe (2720°), der Umfeldbeleuchtung W78, der Gelb...Rot-Filterserie F41...F45, F8, der Blau...Grün-Filterserie F3a, F1, F4 und F5a und der Differenzfilterserie τ_{ik} .

b) Mit Hilfe des von KÖNIG entwickelten, $V(\lambda, \text{int})$ -getreu messenden künstlichen Präzisionsauges¹⁶⁾ (bestehend aus Thermosäule und Kombinationsfilter) wurde die integrale Durchlässigkeit direkt gemessen, wobei als Lichtquelle die Hauptlampe diente.

Die Mittelwerte sind als $\bar{\tau}$ (int) in Tab. 2 angegeben; die Differenzen zwischen den nach a) (international) und b) erhaltenen Werten liegen innerhalb den in Tab. 2 vermerkten Unsicherheiten.

Verfahren 2a: Differenzfilter-Verfahren.

In einer theoretischen Arbeit¹⁹⁾ hat KÖNIG gezeigt, wie man aus einer endlichen Anzahl von Messungen und gewissen Annahmen über die Struktur einer Funktion dieselbe systematisch ableiten kann. Recht geeignet für unsere Zwecke scheint hiernach das von ihm als Verfahren B) (l. c. S. 454) bezeichnete sukzessive Approximationsverfahren.

Da in dieser Arbeit das Differenzfilter-Verfahren erstmals praktisch Anwendung findet, geben wir, vor der Besprechung der experimentellen Ergebnisse, ein

Beispiel. Die Bezeichnungen decken sich mit denjenigen der Arbeit von KÖNIG. Gegenstand der Untersuchung sei das Mittel von 10 normalen Beobachtern, als Kol. 1 von Tab. 1. Nach Multiplikation mit der reziproken maximalen Durchlässigkeit folgen in Kol. 3 die reduzierten, mit den $\bar{\tau}_{i \text{ red}}$ (int) der Theorie vergleichbaren Grössen $\bar{\tau}_{i \text{ red}}$ (10 n, 50 asb). Wir rechnen aber nicht mit den $\bar{\tau}_{i \text{ red}}$ direkt, sondern mit den Differenzen $\bar{\tau}_{i, i+1}$ (Kol. 4). Deren Verhältnis zu den entsprechenden internationalen Werten gibt die erste Reihe von Korrekturfaktoren:

$$\frac{\bar{\tau}_{i, i+1} (10n)}{\bar{\tau}_{i, i+1} (\text{int})} = Q_{i, i+1}^{(0)} = \frac{M_{i, i+1}}{M_{i, i+1}^{(0)}} = \frac{\int E(\lambda, 2720^\circ) V(\lambda, 10n) \tau_{i, i+1}(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda, 2720^\circ) V(\lambda, \text{int}) \tau_{i, i+1}(\lambda) d\lambda}$$

Die nächste Faktorenreihe lautet:

$$Q_{i, i+1}^{(1)} = \frac{M_{i, i+1}}{M_{i, i+1}^{(1)}} \cdot Q_{i, i+1}^{(0)} = \frac{M_{i, i+1} \cdot Q_{i, i+1}^{(0)}}{\sum_k Q_{k, k+1}^{(0)} t_{k i}^d},$$

wobei

$$t_{k i}^d = t_{i k}^d = \int E(\lambda, 2720^\circ) V(\lambda, \text{int}) \tau_{k, k+1}(\lambda) \tau_{i, i+1}(\lambda) d\lambda.$$

Allgemein (l. c. Formel 38)) ist:

$$Q_{i, i+1}^{(s)} = \frac{M_{i, i+1} \cdot Q_{i, i+1}^{(s-1)}}{\sum_k Q_{k, k+1}^{(s-1)} t_{k i}^d}$$

und als gesuchte Darstellung von $V(\lambda, 10n)$ (l. c. Formel B):

$$V(\lambda, 10n) = V(\lambda, \text{int}) \cdot \sum_i Q_{i, i+1}^{(\infty)} \tau_{i, i+1}(\lambda).$$

Die theoretischen Kenntnisse, die man braucht, bestehen also ausschliesslich in den $M_{i, i+1}^{(0)}$ und der Matrix $t_{i k}^d$.

Beispiel.

	$\longrightarrow k$								
	$M_{i,i+1}^{(0)}$	t_{i0}^d	t_{i1}^d	t_{i2}^d	10^5		$M_{i,i+1}$	
	0,10935	7618	2183	845	210	63	15	2	0,09645
	0,11476	2183	5949	3030	258	51	4	0	0,11878
	0,25839	845	3030	17732	4077	153	3	0	0,25710
\downarrow	0,21761	210	258	4077	13839	3260	111	5	0,23067
i	0,17553	63	51	153	3260	11454	2407	164	0,18237
	0,07880	15	4	3	111	2407	4241	1101	0,07675
	0,04556	2	0	0	5	164	1101	3286	0,03727

$Q_{i,i+1}^{(0)} = \frac{M_{i,i+1}}{M_{i,i+1}^{(0)}}$	$\frac{M_{i,i+1}}{M_{i,i+1}^{(0)}} \cdot t_{ik}^d \cdot 10^5$							
0,882	6719	1925	745	185	56	13	2	
1,035	2259	6157	3136	267	53	4	0	
0,995	841	3015	17643	4056	152	3	0	
1,060	223	273	4322	14669	3456	118	5	
1,039	65	53	159	3387	11901	2501	170	
0,974	15	4	3	108	2344	4131	1072	
0,818	2	0	0	4	134	901	2688	
$\Sigma = M_{k,k+1}^{(1)} =$	10124	11427	26008	22676	18096	7671	3937	

$\frac{M_{i,i+1}}{M_{i,i+1}^{(1)}}$	$\frac{M_{i,i+1}}{M_{i,i+1}^{(1)}} \cdot \frac{M_{i,i+1}}{M_{i,i+1}^{(0)}} \cdot t_{ik}^d \cdot 10^5$	$Q_{i,i+1}^{(1)} = \frac{M_{i,i+1}}{M_{i,i+1}^{(1)}} \cdot Q_{i,i+1}^{(0)}$						
0,9527	6401	1834	710	176	53	12	2	0,8403
1,0395	2348	6400	3260	278	55	4	0	1,0758
0,9885	831	2980	17440	4009	150	3	0	0,9835
1,0173	227	278	4397	14923	3516	120	5	1,0783
1,0078	66	53	160	3413	11994	2521	171	1,0471
1,0005	15	4	3	108	2345	4133	1073	0,9745
0,9467	2	0	0	4	127	853	2545	0,7744
$\Sigma = M_{k,k+1}^{(2)} =$	9890	11549	25970	22911	18240	7646	3796	

$Q_{i,i+1}^{(0)}$	$Q_{i,i+1}^{(1)}$	$Q_{i,i+1}^{(2)}$	$Q_{i,i+1}^{(3)}$	$Q_{i,i+1}^{(4)}$. . .	$Q_{i,i+1}^{(\infty)}$
0,882	0,840	0,819	0,795	0,791		ca. 0,79
1,035	1,076	1,106	1,151	1,158		1,16
0,995	0,984	0,974	0,966	0,966		0,97
1,060	1,078	1,086	1,096	1,098		1,10
1,039	1,047	1,047	1,042	1,041		1,04
0,974	0,974	0,978	0,983	0,987		0,99
0,818	0,774	0,760	0,755	0,759		0,76

Tabelle 2: Kleines Feld, 50 asb

n: normal

Fr.: Frau oder Fräulein

d: deuteranomal

p: protanomal

<i>Schott-Filter</i>		OG4	OG1	OG2	OG3	RG2	RG2	BG12	BG7	BG14	VG1
Dicke in mm		2	2	2	2	1	2	1	1	2	1
Amtl. Bez.		F41	F42	F43	F44	F45	F8	F3a	F1	F4	F5a
(Theoret. Bez.)		(τ_1)	(τ_2)	(τ_3)	(τ_4)	(τ_5)	(τ_6)				
λ farbtongl.		584	589	601	614	634	650	473	496	497	543
<i>Beobachter:</i>		<i>Durchlässigkeit in %, für 1,2°, 50 asb:</i>									
1 (n)	M. J.	82,8	71,1	46,0	25,2	9,8	2,98	2,21	27,9	51,5	33,5
3 (n)	Ch. B.	82,5	71,8	49,3	29,5	11,5	3,61	2,13	26,9	50,3	32,5
5 (n)	W. D.	80,6	69,7	44,4	22,9	8,3	2,64	2,68	29,5	52,3	33,7
7 (n)	R. W.		74,3		28,3		3,66	1,84	27,0	49,9	32,2
10 (n)	F. B.	83,6	71,8	48,9	26,9	10,6	3,38	2,22	27,8	50,6	
11 (n)	H.T.	82,4	71,3	50,9	29,8	12,2	4,22	2,18	25,1	48,9	31,0
12 (n)	H. W.	83,0	73,9	52,2	28,6	11,8	3,62	1,81	26,5	50,0	31,8
6 (n)	Fr. J.	81,4	71,4	43,4	25,6	9,6	2,93	2,69			
14 (n)	Fr. B.	81,3	69,5	49,6	29,2	12,0	4,08	2,21	25,4	49,1	31,2
15 (n)	Fr. M.	81,8	68,8	49,4	25,5	9,8	2,90	2,53	28,7	52,8	33,7
16 (n)	Fr.K.	82,1	70,5	48,5	28,8		3,70	2,70	27,0	50,0	31,9
17 (n)	Fr. H.		65,5		26,0		3,28	2,25	28,9		
18 (n)	Fr. R.		67,3		25,4		3,00	2,83	28,8		
19 (n)	Fr. S.		71,7		27,0		3,50	2,03	26,7	48,2	31,5
2 (d)	H. K.	83,2	74,8	53,3	32,8	13,5	4,43	2,31	26,5	48,5	31,6
4 (n)	F.K.	85,4	75,2	52,0	32,0	13,7	4,68	1,96	25,1	46,6	30,4
13	R. Si.	82,2	71,1		26,8	11,4	3,72	2,93			
<i>Mittelwerte:</i>											
$\bar{\tau}$ (int)		81,0	70,2	47,4	27,5	11,6	4,15	2,96	29,0	51,4	33,5
Unsicherheit		0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,05	0,2	0,2	0,2
(10 n)		82,15	70,98	48,26	27,20	10,63	3,41	2,34	27,20	50,60	32,39
(7 n Män.)		82,48	71,99	48,62	27,31	10,70	3,44	2,15	27,24	50,50	32,45
(7 n Fr.)		81,65	69,24	47,72	26,79	10,57	3,34	2,46	27,58	50,03	32,07
(14 n)		82,06	70,62	48,17	27,05	10,63	3,39	2,31	27,41	50,26	32,26
(14 n korr.)		82,06	71,5	48,17	27,05	10,63	3,39	2,31	27,41	50,26	32,26

Tabelle 2. Kleines Feld, 50 asb. (Fortsetzung.)

Mittelwerte	F41	F42	F43	F44	F45	F8	F3a	F1	F4	F5a
Aus (10n) ber.		71,05		27,12		3,41	2,62	28,58	51,22	33,66
Diff.ber.-gem.		+0,07		+0,08		0,00	+0,28	+1,37	+0,62	+1,27
Aus (14n, kor.)ber.		71,59		27,06		3,37	2,56	28,48	51,15	33,56
Diff.ber.-gem.		+0,09		+0,01		-0,02	+0,25	+1,07	+0,89	+1,30
Aus f' ber.		73,07		27,94		3,52	2,42	27,60	50,35	33,16
Diff.ber.-gem.		+1,57		+0,89		+0,13	+0,11	+0,19	+0,09	+0,90
Aus f'' ber.		72,11		27,83		3,50	2,45	27,92	50,59	33,26
Diff.ber.-gem.		+0,61		+0,78		+0,11	+0,14	+0,51	+0,33	+1,00

Tabelle 2a. Grosses Feld, 50 asb.

Filter		F41	F42	F43	F44	F45	F8	F3a	F1	F4	F5a
Beobachter:		Durchlässigkeit in % für 7°, 50 asb:									
1 (n)	M. J.	79,1	67,7	44,2	24,2	9,23	2,77	3,90	30,2	53,8	34,3
3 (n)	Ch. B.	80,7	69,3	48,9	28,5	11,43	2,71	3,0	28,1	50,9	32,9
10 (n)	F. B.	79,6	69,3	47,2	26,5	10,2	3,16				
11 (n)	H. T.	82,2	71,8	49,8	30,2	12,3	3,89	2,45	27,2	50,4	32,3
12 (n)	H.W.	81,3	70,9	49,5	29,5	11,9	3,81	2,66	28,1	50,8	33,0
15 (n)	Fr. M.	77,6	66,7	42,6	22,8	8,6	2,90	3,24	30,7	57,1	36,3
8	W.K.	79,9	69,1	46,7	26,8	10,5	3,29		29,8	34,9	
22	P. J.	78,0	68,5	47,4	27,9	11,0	3,68	3,4	29,9	51,6	33,1
23	A.Le.	78,3	69,8	45,7	25,8	10,0	3,30	3,2	29,9	52,6	34,5
24	A. Li.	80,3	68,9	46,1	25,6	9,3	3,11	3,14	31,4		35,8
25	R. St.	79,5	68,4	47,2	26,6	10,7	3,27	3,3			33,9
26	H. H.	80,3	70,1	45,2	25,4	9,6	2,97	3,9	31,0	56,4	35,5
27	H. M.	80,6	70,9	49,0	28,2	10,6	3,20	2,9	29,3	53,0	33,6
2 (d)	H. K.	82,4	73,3	52,2	31,9	12,7	4,28	2,82	27,4	50,5	32,6
20 (p)	H. G.	74,8	58,9	32,0	14,0	3,54	0,87	4,45			
21	R. H.	82,5	73,4	54,9	29,5	13,0	4,54	2,35	28,5	54,8	33,2
9 (n)	M. S.	77,5	65,5	42,6	23,6	8,7	2,93	3,8			
Mittel (13n)		79,78	69,43	46,90	26,77	10,41	3,32	3,19	29,55	52,95	34,18

Auf Seite 89 ist die Rechnung bis zur 2. Näherung ausführlich wiedergegeben. Ohne Angabe der Zwischenrechnung sind die $Q_{i,i+1}^{(8)}$ zweier weiterer Näherungen angeführt. Da sich aus $Q_{i,i+1}^{(0)} \dots Q_{i,i+1}^{(2)}$ schon recht gut erkennen lässt, wo die $Q_{i,i+1}^{(3)}$ etwa liegen werden, sind für $Q_{i,i+1}^{(3)}$ schon etwas „beschleunigte“, den wahrscheinlichen Resultaten näher liegende Werte eingeführt. Dies wirkt sich gut aus, indem die $Q_{i,i+1}^{(4)}$ von den $Q_{i,i+1}^{(3)}$ nur noch wenig verschieden sind.

Wie das Beispiel zeigt, ist die Konvergenz für die Gelb...Rot-Serie F41...F8 gut. Für die Blau...Grün-Serie würde ein entsprechendes Vorgehen nicht zum Ziel führen wegen der weitgehenden gegenseitigen Überlappung der Durchlassbereiche. Man ist dort aufs Probieren angewiesen.

Zwei grundsätzliche Bemerkungen zur Vermeidung von Missverständnissen:

1) Wenn sich die Messwerte für die Blau...Grün-Serie durch die aus der Gelb...Rot-Serie abgeleitete Kurve ohne weiteres darstellen lassen, so besteht kein Unterschied zwischen den Ergebnissen beider Berechnungsarten. Ein solcher wird sich aber nicht ganz vermeiden lassen, so dass wir uns mit Kompromiss-Kurven werden begnügen müssen.

2) Es lässt sich theoretisch stets eine $V(\lambda)$ -Kurve denken, die die Ergebnisse *aller* Filtermessungen richtig wiedergibt, weil in einer unbestimmten Funktion unendlich viele Werte frei gewählt werden können. In unserem Falle würde aber ein so unregelmässiger und von der besonderen Wahl der beiden Filterserien abhängiger Funktionsverlauf herauskommen, dass wir ihn als unwahrscheinlich ablehnen müssten.

Verfahren 2 und 2a: Ergebnisse.

Tab. 2 enthält den grössten Teil der Ergebnisse der Messungen bei 50 asb, $\alpha=1,2^0$, und einer weissen Umfeld- plus Infeldzusatz-Beleuchtung von 20 asb. Jeder Wert ist das Ergebnis von mindestens 10, durchschnittlich 20 Einzelablesungen. Von der Mittelbildung wurde Beobachter 4 zu unrecht ausgeschlossen; es zeigte sich nach Abschluss der Berechnungen, dass er wider Erwarten nicht deuteranomal, sondern normal ist. Seine Werte würden das mittlere $V(\lambda)$ etwas gegen Rot schieben.

Wir bilden folgende Mittel:

1) Das Mittel aus den 10 Normalen Nr. 1, 3, 5, 10, ... 16 (10n)

mit vollständigen Reihen; hieraus berechnet sich in der ausführlich angegebenen Weise die Abweichungsfunktion f :

$$f(\lambda, 10n, 50 \text{ asb}, 1,2^\circ) = \frac{V(\lambda, 10n \dots)}{V(\lambda, \text{int})} = \sum Q_{i,i+1}^{(\infty)} \tau_{i,i+1}(\lambda),$$

dargestellt in Fig. 6. Zunächst fällt der Buckel bei 530 nm auf; er rührt von dem hohen $Q_{1,2}^{(\infty)}$ -Wert her, der seinerseits nach Tab. 1 von $\bar{\tau}_1$ und $\bar{\tau}_2$ in empfindlicher Weise beeinflusst wird. 1% in $\bar{\tau}_1$ oder $\bar{\tau}_2$ macht 10% in $M_{1,2}/M_{1,2}^{(0)}$ und fast 20% in $Q_{1,2}^{(0)}$ aus!

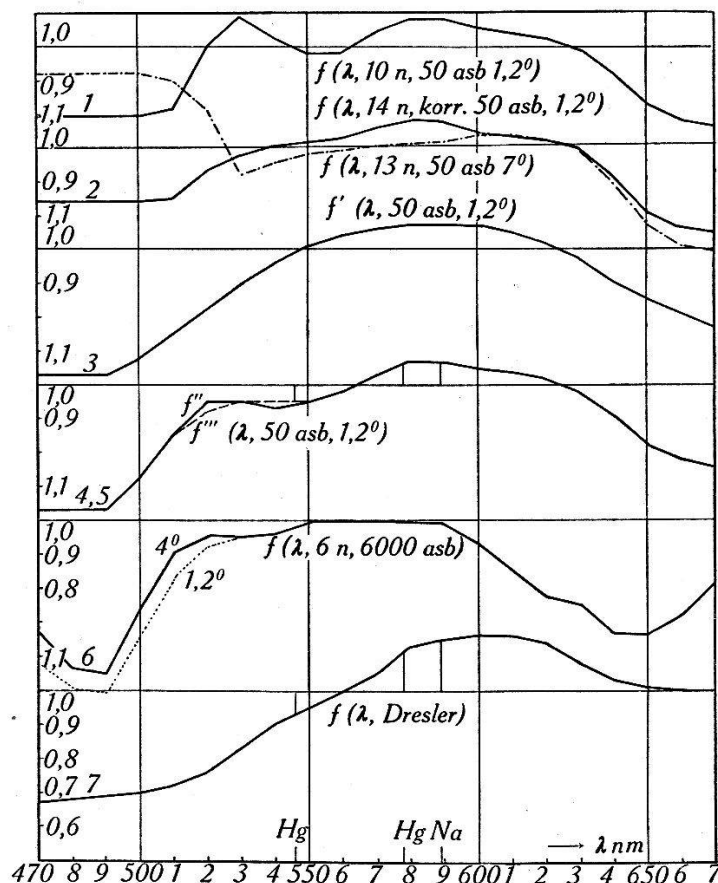


Fig. 6.

Zusammenstellung aller f -Funktionen. f : Quotient aus gemessenem oder berechnetem oder angenommenem $V(\lambda)$ und internationalem $V(\lambda)$. Erläuterungen im Text; die Nummern links entsprechen gleichbezeichneten Absätzen im Text. Die f -Funktionen sind nur bis auf beliebige konstante Faktoren bestimmt.

Um einen Anhaltspunkt für den wahrscheinlichen Einfluss von Streuungen zu gewinnen, bilden wir:

2) Das Mittel (7 n. Män.) aus 7 normalen Männern, dasjenige aus 7 normalen Frauen (7 n. Fr.) und das Mittel (14 n) dieser zwei Mittel. Die Differenz $\bar{\tau}_2$ (7 n. Män.) — $\bar{\tau}_2$ (7 n. Fr.) ist recht gross; bei diesem Filter herrschte bei den meisten Beobachtern eine

grössere Unsicherheit als bei $\bar{\tau}_3$. Im Rahmen der Streuung wäre ein Wert ca. 71,5% für $\bar{\tau}_2$ (14 n) zur Not möglich. Für die so „korrigierte“ Wertereihe (14 n. korr.) folgt f (14 n. korr.) (siehe Fig. 6). Trotz maximal zulässiger Ausgleichung des Buckels bei 530 nm ist auch bei dieser Kurve die Einsattelung bei 550 nm noch vorhanden.

Aus $f(\lambda, 10 \text{ n})$ und $f(\lambda, 14 \text{ n. korr.})$ lassen sich nach der allgemeinen Formel

$$\bar{\tau} = \frac{\int E(\lambda, 2720^\circ) V(\lambda, \text{int}) f(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda, 2720^\circ) V(\lambda, \text{int}) f(\lambda) d\lambda}$$

die in Tab. 2 angegebenen Durchlässigkeiten berechnen. Man stellt fest, dass die aus der Gelb-Rot-Serie abgeleiteten $V(\lambda)$ die direkten Blau-Grün-Messergebnisse nicht ganz richtig darzustellen gestatten, sondern im Blau zu hoch verlaufen. Der lineare Aufbau von $V(\lambda)$ aus den $V(\lambda, \text{int})$ und den $\tau_{i, i+1}(\lambda)$ ist natürlich willkürlich, aber es lässt sich auch bei Zulassung anderer Formen keine im Blau einigermaßen monoton verlaufende Kurve angeben, die gleichzeitig alle Messergebnisse befriedigend darstellt.

Wir suchten durch Probieren nach einer Kurve, die den Blaugläsern möglichst gerecht wird; es ergab sich

3) die Funktion f' (siehe Fig. 6), für welche in Tab. 2 die berechneten Durchlässigkeiten und die Abweichungen von den Mittelwerten (14 n.) angegeben sind. Man erkennt, dass der Fortschritt im Blau mit grösseren Abweichungen im Rot erkauft werden muss.

Die Differenz für F5a ist noch reichlich hoch, und wenn man den beim Übergang von $f(10 \text{ n})$ oder $f(14 \text{ n})$ zu f' erzielten Fortschritt bei der Suche einer die Abweichungen auf alle Filter gleichmässig verteilenden Funktion f'' nicht einbüssen will, so muss man eine gegenüber f' verstärkte Einbuchtung in der Umgebung von 540 nm ins Auge fassen. Auf diese Weise entstand durch Probieren

4) die Funktion f'' (siehe Fig. 6). Die systematisch höheren berechneten Werte erwecken den Eindruck, als ob spektral unreine Lichter unter den vorliegenden Messbedingungen grössenordnungsmässig 2% gegenüber den aus dem Additionsgesetz errechneten Werten *unterbewertet* würden. Im Hinblick auf die starke Nichtlinearität, die im „inversen Purkinje-Effekt“ (s. unten) ihren Ausdruck findet, ist so etwas nicht unmöglich. Dem Vorzeichen nach deckt sich der Effekt mit dem bei direkten Additionsversuchen (s. unten, Werte für 50 asb) festgestellten.

5) Nahezu gleiche berechnete τ wie für f'' ergeben sich für f''' . $f'''(\lambda) \cdot V(\lambda, \text{int}) = V'''(\lambda, 50 \text{ asb}, 1,2^\circ)$ ist als wahrscheinlichste Kurve für 50 asb in Fig. 1 und Tab. 3 eingetragen worden.

Diese Kurve sieht wegen der Einbuchtung bei 550 nm nicht schön aus; wir haben aber keinen Grund, sie nicht als die die Ergebnisse bei 50 asb, $1,2^\circ$ am besten darstellende Kurve anzugeben.

Von besonderem Interesse sind die Verhältnisse:

$$\frac{V(578)}{V(546)} : \frac{V(578, \text{int})}{V(546, \text{int})} \quad \text{und} \quad \frac{V(589)}{V(546)} : \frac{V(589, \text{int})}{V(546, \text{int})} :$$

$$\text{ARNDT}^{10)} : \frac{1,035}{0,897} = 1,154, \quad \text{DRESLER}^{11)} : \frac{0,940}{0,781} = 1,203.$$

Aus f''' folgt: 1,12 und 1,13,

also eine *teilweise* Bestätigung.

In Fig. 6 sind noch eingetragen:

6) $f(\lambda, 6n., 6000 \text{ asb}, 4^\circ)$, entnommen aus Fig. 13.

7) $f(\lambda, \text{DRESLER})$, entnommen aus DRESLER¹¹⁾, Tab. 3.

Die hohen Dresler'schen Werte im Rot können wir nicht bestätigen. Wir kommen hierauf noch zurück.

Unsere nächste Aufgabe muss sein, die grossen Differenzen innerhalb unseren eigenen Messungen, nämlich zwischen $f(6000 \text{ asb})$ und $f(50 \text{ asb})$ zu erklären. Wir betrachten daher:

Die Abhängigkeit von der Leuchtdichte.

Der grösste Feind einer Vereinheitlichung von $V(\lambda)$ im Rot ist der sogenannte „inverse Purkinje-Effekt“, das heisst ein Verschieben des Schwerpunktes der Hellempfindlichkeit gegen Blau mit steigender Leuchtdichte. Genauer genommen handelt es sich vorwiegend um ein Sinken der Rotempfindlichkeit.

Tab. 4 gibt eine Auswahl aus den Messergebnissen. Die Werte für 1...200 asb wurden erhalten durch direkte Messung mit der Filterapparatur (Lichtschwächung durch Lochblenden unmittelbar vor dem Auge), diejenigen für 6000 asb durch Berechnung aus dem mit Apparatur 1) für die betreffenden Beobachter gefundenen $V(\lambda)$ (siehe Fig. 3).

Man stellt fest:

1) Die normalen Beobachter 1 und 3 sind ungleich empfindlich; der Deuteranomale 2 ist unempfindlich.

Tabelle 3.

Als $V'''(\lambda)$ ist die (auf Grund der Filtermessungen wahrscheinlichste) Kurve $V'''(\lambda, 50 \text{ asb}, 1,2^0)$ angegeben.

λ	$V(\lambda, \text{int})$	$V'''(\lambda)$	λ	$V(\lambda, \text{int})$	$V'''(\lambda)$	λ	$V(\lambda, \text{int})$	$V'''(\lambda)$
450	0,038	0,023	530	0,862	0,835	610	0,503	0,533
460	0,060	0,037	540	0,954	0,924	620	0,381	0,397
470	0,091	0,056	550	0,995	0,964	630	0,265	0,265
480	0,139	0,085	560	0,995	0,995	640	0,175	0,162
490	0,208	0,133	570	0,952	1,000	650	0,107	0,090
500	0,323	0,238	580	0,870	0,950	660	0,061	0,049
510	0,503	0,437	590	0,757	0,826	670	0,032	0,024
520	0,710	0,666	600	0,631	0,676	680	0,017	0,013

Tabelle 4.

Leuchtdichte-Abhängigkeit im Rot bei Umfeld- und Infeld-Zusatz-Leuchtdichte B_u und $B_{iz} \approx \frac{1}{3} B_f$, ausgenommen Zeile*), für welche $B_u = B_{iz} = 0$ (kleines Feld: $1,2^0$).

Beob. Nr.	Durchlässigkeit	Flimmerleuchtdichte B_f in asb							
		1	4	10	20	50	100	200	6000
1 (n)	$\bar{\tau}$ (F44)	25	26,8	26,8	26,4	25,2	23,7	21,4	18,8
1 (n)	$\bar{\tau}$ (F44)*)		26,8		26,0			19,8	
3 (n)	$\bar{\tau}$ (F44)		30,2	30,1	29,8	29,5	29,1	27,6	26,3
2 (d)	$\bar{\tau}$ (F44)		32,9			32,8	32,8	33,0	32,9
2 (d)	$\bar{\tau}$ (F8)		4,30			4,43			4,99

Tabelle 5.

Beobachter 2, Vergleich von V (6000 asb) mit den Messungen bei 50 asb.

Filter	$\bar{\tau}$ (F41)	$\bar{\tau}$ (F42)	$\bar{\tau}$ (F43)	$\bar{\tau}$ (F44)	$\bar{\tau}$ (F45)
Berechnet	83,3%	74,1	53,8	32,9	14,16
Gemessen	83,2	74,8	53,3	32,8	13,5
Differenz	+0,1	-0,7	+0,5	+0,1	+0,66
Filter	$\bar{\tau}$ (F8)	$\bar{\tau}$ (F3a)	$\bar{\tau}$ (F1)	$\bar{\tau}$ (F4)	$\bar{\tau}$ (F5a)
Berechnet	4,99	2,35	25,8	48,1	31,1
Gemessen	4,43	2,31	26,5	48,5	31,6
Differenz	+0,56	+0,04	-0,7	-0,4	-0,5

2) Bei Beobachter 1 sieht man deutlich bei 5...10 asb den Übergang vom eigentlichen Purkinje-Effekt (Abnahme der Blauempfindlichkeit = Zunahme der Rotempfindlichkeit mit zunehmender Leuchtdichte infolge Zurückdrängens des Stäbchen-Sehens) in den inversen Purkinje-Effekt. Wie schon Ives¹³⁾ (l. c. S. 361) gezeigt hat, tritt von einigen 100 asb an eine gewisse Sättigung des inversen Purkinje-Effektes ein.

3) Die kombinierte Umfeld- und Infeld-Zusatzbeleuchtung B_u und B_{iz} von ca. $\frac{1}{3}$ der Flimmerleuchtdichte B_f mildert die Leuchtdichte-Abhängigkeit ein wenig.

4) Vergleich der Verfahren 1) und 2): Der Umstand, dass für den unempfindlichen Beobachter 2 der Werte für 6000 asb gut an die Wertereihe 4...200 asb anschliesst, ist als innere Übereinstimmung zwischen den beiden in der subjektiven wie der objektiven Messmethodik völlig verschiedenen Verfahren zu bewerten.

Für diesen Beobachter ist in Tab. 5 der vollständige Vergleich der aus $V(\lambda, 1 \text{ d}, 6000 \text{ asb}, 4^\circ)$ berechneten mit den bei $1,2^\circ, 50 \text{ asb}$ gemessenen Durchlässigkeiten durchgeführt. Es sei bemerkt, dass für diesen Beobachter bei Apparatur 1) mit keiner Korrektur wegen Feldgrösseneinfluss (s. unten) gerechnet werden muss.

Da die Messungen mit der Spektralapparatur 1) recht ermüdend waren, bestimmte nur Beobachter 2 seine $V(\lambda)$ -Kurve auch für 600 asb (durch Vorschalten eines Grauglases und Berücksichtigung seiner Selektivität), ohne aber einen merklichen Effekt feststellen zu können, was mit obigem gut harmoniert.

Im Blau ist die Leuchtdichte-Abhängigkeit oberhalb 20 asb auch bei empfindlichen Beobachtern nur von der Grössenordnung von $\frac{1}{4}$ derjenigen im Rot. Daher ist auch nach Anbringung der im nachfolgenden Abschnitt besprochenen Feldgrösse-Korrektur (Fig. 6, punktierte Linie) eine merkliche mittlere Übereinstimmung im Verlauf von f (6000 asb) und f''' (50 asb) (Fig. 6) verständlich und zeigt zugleich eindeutig, dass für die von uns untersuchte Beobachtergruppe $V(\lambda)$ im Grün 5...10%, im Blau etwa 30% tiefer liegt als $V(\lambda, \text{int})$.

Der Leuchtdichteinfluss auf $\bar{\tau}$ (F3a) wurde bei Beobachter 1 und 2 bestimmt zu + 4% beim Übergang von 5 auf 50 asb und helladaptiertem Auge; im dunkeln Raum ohne Umfeld ist der Effekt unsicher und bis zum doppelten Betrag festzustellen. $\bar{\tau}$ (F3a, 50 asb): $\bar{\tau}$ (F3a, int) ist aber = 0,78. Man muss also nach einer weiteren Erklärung für diesen Unterschied suchen. Als solche bietet sich:

Die Abhängigkeit von der Infeldgrösse α

infolge des Macula-Gelbes. (Der gelbe Fleck (macula lutea) hat einen Durchmesser von $2...3^\circ$, der völlig stäbchenfreie Bezirk einen solchen von 40 Bogenminuten.)

Während man vielleicht, wie oben erwähnt, einige wenige Prozente auf das Mitwirken der Stäbchen bei den älteren Arbeiten zurückführen kann, lassen sich im richtigen Sinn, wie unten bewiesen wird, etwa 10% durch den Übergang von $\alpha = 2...3^\circ$ zu $\alpha = 1,2^\circ$ erklären.

An dieser Stelle sei gleich erwähnt, dass sorgfältige Messungen zeigten, dass die $\bar{\tau}(F3a)$ -Werte +2% höher ausfallen, wenn die Gipsflächen des Bechstein-Photometers durch MgO-Flächen ersetzt werden.

10...15% systematische Differenz sind also leicht zu verstehen. 5% Streuung infolge zu geringer Beobachterzahl bei uns,

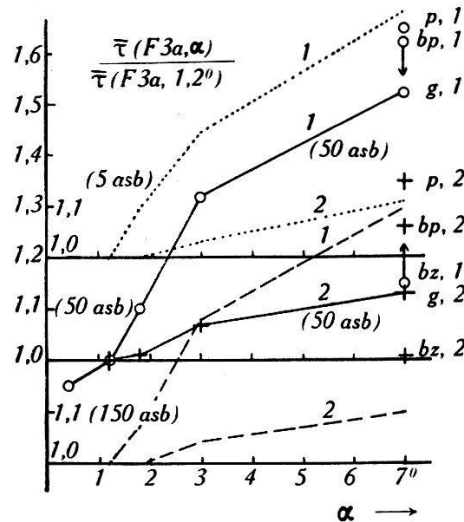


Fig. 7.

Einfluss der Feldgrösse im Blau für Beobachter 1 und 2 bei $B_f = 5$ asb (punktiert), 50 asb (ausgezogen, Punkte bezeichnet), 150 asb (strichpunktiert). g : gewohnheitsmässig, p : peripher, bp : bewusst peripher, bz : bewusst zentral.

einige Prozent Unsicherheit in der objektiven Bestimmung der Strahlung bei uns und anderen — dies sind Möglichkeiten, die nicht von der Hand gewiesen werden können, so dass der Wert 0,78 zur Not als verständlich angesehen werden kann.

Zur Begründung des genannten Anteiles von 5...10%, der dem Feldgrösseneinfluss zugeschrieben werden soll, diene Fig. 7. Sie zeigt für Beobachter 1 und 2 die Abhängigkeit von α (Filter F3a), und zwar für 5, 50 und 150 asb. Die Werte für $\alpha = 1,2^\circ$ sind willkürlich = 1 gesetzt worden. Der Effekt ist im betrachteten Leuchtdichtebereich in erster Näherung von der Leuchtdichte unabhängig.

Die durch Geraden verbundenen und mit g bezeichneten Punkte werden so gewonnen, wie es der Beobachter unbewusst gewohnt ist; es sind also „Gewohnheitswerte“. Sehr instruktiv sind nun folgende bei 50 asb, 7° ausgeführte Versuche (die Buchstaben entsprechen denjenigen in Fig. 7):

g : Gewohnheitswerte.

p : periphere Werte; diese Werte werden derart gewonnen, dass der Beobachter vom 7° -Feld den inneren Teil abblendet, so dass nur ein Kreisring von ca. 1° Breite und 7° Aussendurchmesser zur Wirkung kommt. Hierbei muss natürlich stets das Zentrum fixiert werden. Die Unterschiede zwischen den Beobachtern können auf individuelle Macula-Färbung zurückgeführt werden (65% bei Beobachter 1, 35% bei Beobachter 2).

bp : bewusst periphere Werte; das ganze 7° -Feld wird freigegeben, aber der Beobachter nimmt sich vor, mehr als nur auf Gesamteindruck, nämlich möglichst auf die periphere Zone zu achten. Die Resultate streuen bei Beobachter 1 stark; für ihn bedeutet diese Art der Abgleichung eine Anstrengung, und beim Nachlassen der Konzentration sowie bei Ermüdung erfolgt sofort ein Zurückfallen in das Gewohnheits-Kriterium (g).

bz : bewusst zentrale Werte; der Beobachter nimmt sich vor, möglichst nur auf das Zentrum zu achten. Während Beobachter 1 den $1,2^\circ$ -Wert nicht erreicht und vom bz -Wert rasch wieder auf den g -Wert hinaufschnellt, erreicht Beobachter 2, der bei der Spektralapparatur den zentralen Abgleich besonders geübt hat, auf Wunsch ohne weiteres den $1,2^\circ$ -Wert.

Da der 7° -Gewohnheitswert vom $1,2^\circ$ -Wert bei Beobachter 2 erheblich weniger abweicht als bei Beobachter 1, als man nach dem Unterschied in den p -Werten erwarten möchte, muss geschlossen werden, dass Beobachter 2 gewohnheitsmässig ein wesentlich kleineres wirksames Feld hat als Beobachter 1.

Der Umstand, dass Beobachter 1 mehr an seinem natürlichen Kriterium hängt, hat zur Folge, dass er von einem Tag auf den andern weniger Streuung aufweist als Beobachter 2, bei dem oft eine unbewusste Umstellung im Kriterium eintritt.

Die Streuung in Funktion von α hat namentlich bei Beobachter 1 ein deutliches Maximum bei $\alpha \approx 3^\circ$, weil dort das theoretische Bestreben, zentral abzugleichen, und das natürliche Bestreben, auf Gesamteindruck abzugleichen, am ausgesprochensten miteinander in Widerstreit geraten.

Fortschreitende Übung, verbunden mit der Erkenntnis, dass die zentrale Stelle theoretisch massgebend sein soll, kann sehr wohl zu einer allmählichen Verengerung des wirksamen Feldes

führen. Vielleicht lässt sich auf diese Weise verstehen, dass Ives in seinen ersten Arbeiten eine deutliche, in spätern Arbeiten nur noch eine unbedeutende Abhängigkeit von der Feldgrösse festgestellt hat (siehe BUCKLEY²⁰).

Zur Umrechnung von Feldgrösseneinflüssen bei grösseren Beobachtergruppen sollte man sich daher nicht auf den an wenigen geübten Beobachtern festgestellten Einfluss stützen, weil die letzteren gewissermassen nicht mehr „normal“ arbeiten und den Feldgrösseneinfluss unterschätzen *können*. Von diesem Standpunkt aus gesehen ist es daher gut, dass 7 unter der Reihe der Beobachter, die zu den in Tab. 2a wiedergegebenen Ergebnissen beigetragen haben, nie etwas anderes als ein 7°-Feld zu Gesicht bekommen haben, wobei ihnen aber, wenn sie Mühe hatten, ein Kriterium zu finden, gesagt wurde, dass sie sich mit zentralem Abgleich begnügen können.

Das Mittel von 13 (aller Wahrscheinlichkeit nach) normalen Beobachtern ist in Tab. 2a unten angegeben und führt nach dem systematischen Berechnungsverfahren zu einer Funktion $f(\lambda, 13 \text{ n}, 50 \text{ asb}, 7^\circ)$, welche in Fig. 6 strichpunktiert eingetragen ist und die sich wegen ihrer Form am ehesten mit $f(\lambda, 14 \text{ n. korr.}, 50 \text{ asb}, 1,2^\circ)$ vergleichen lässt.

Wir bilden: $\bar{\tau}(\text{F3a}, 13 \text{ n}, 50 \text{ asb}, 7^\circ) / \bar{\tau}(\text{F3a}, 14 \text{ n}, 50 \text{ asb}, 1,2^\circ) = 1,38$. Für die 5 an beiden Messreihen beteiligten Beobachter 1, 3, 11, 12 und 15 ist der entsprechende Quotient = 1,40, also 40% Feldgrösse-Effekt! Aus der Tatsache, dass zu der internationalen Augenkurve Messungen mit 2° und mehr (durchschnittlich wohl $2\frac{1}{2}^\circ$) beigetragen haben, sowie aus dem Verlauf der Linienzüge von Fig. 7 folgt, dass wir im Blau sehr wohl $\frac{1}{4}$ des obigen Effektes, d. h. 10% Unterschied zwischen dem internationalen und dem unsrigen $\bar{\tau}(\text{F3a})$ -Wert allein nur als Feldgrösse-Einfluss verstehen können, wie eingangs dieses Abschnittes behauptet wurde.

Zur Reduktion der Messungen bei 6000 asb von 4° auf 1,2° ist folgendes zu bemerken: Wenn wir die Schilderungen der Beobachter über die Art und Weise, wie sie aus dem nicht ganz homogenen, fast blendenden Infeld ein Gleichheits-Kriterium herauskonstruierten, mit den nachträglich gewonnenen, in diesem Abschnitt besprochenen Erkenntnissen vergleichen, so muss das Feld als unnütz gross bezeichnet werden. Die Beobachter wiesen nämlich neben der *gewöhnlichen* Tendenz, etwas zentral abzugleichen, eine *zusätzliche* Tendenz solcher Art auf, dass es ist, als ob der Durchmesser nur 3° oder weniger betragen hätte, wovon wiederum nur ein Teil zur Wirkung gelangt. Hieraus lässt sich die mutmassliche $f(6000 \text{ asb}, 1,2^\circ)$ -Funktion, in Fig. 6 punktiert angedeutet, abschätzen.

Sowie infolge des rein relativen Charakters der Hellempfindlichkeitsfunktion die blausichtigen Beobachter verminderte Rot-sichtigkeit aufweisen müssen (wenn sie nicht gerade eine abnormal verzerrte Kurve haben), so muss die durch Wegfall der Gelbfärbung erhöhte Blauempfindlichkeit einen gegenteiligen Effekt im mittleren Teil des Spektrums sowie im Rot nach sich ziehen, wenn das Additionsgesetz für diesen Einfluss gilt. Dies scheint, wie Fig. 8 zeigt, der Fall zu sein, denn der positive Einfluss der Vergrößerung des Feldes von $1,2^\circ$ auf 7° im Blau zieht für die Gelb-Rot-Serie einen negativen Effekt von plausibler Grösse nach sich. Ein spezifischer, über den Rahmen dieser Überlegungen hinausgehender Effekt im Rot ist nach Fig. 8 nicht vorhanden.

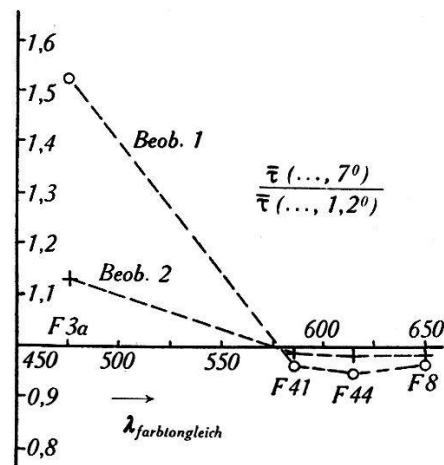


Fig. 8.

Einfluss der Feldgrösse 7° für verschiedene Farben; Gewohnheitswerte, $B_f = 50$ asb.

Während das Verständnis der Verhältnisse im Blau uns keine Schwierigkeiten bereitet, stehen unsere Ergebnisse betr. die Hellempfindlichkeit im Rot mit den Dresler'schen Ergebnissen vorläufig in teilweisem Widerspruch.

Für ein Rotfilter, welches weitgehend unserem F44 entspricht, findet DRESLER¹¹⁾ 11,5% höhere Durchlässigkeit als man aus $V(\lambda, \text{int})$ berechnet. Dies würde bei uns einem Messwert: $27,5\% \times 1,115 = 30,7\%$ entsprechen. Diesen Wert erreichen (und überschreiten) nur Beobachter 2 (deutanomal), 4 (normal) und 28 (ein an organisch bedingter Avitaminose Erkrankter, in Tab. 2 nicht enthalten). Unser (wegen des gelblichen Tones der Gipsflächen noch um ca. 1% zu hoher!) gemessener Mittelwert beträgt 27,2%, gegen 27,5% international.

Einige Prozente, aber kaum mehr als 5%, können vielleicht dem inversen Purkinje-Effekt (s. oben) zur Last gelegt werden.

Den objektiven Bestimmungen der Farbtemperatur der Hauptlampe sowie der Durchlässigkeitsfunktion des Filters zusammen

mehr als 2% Fehler zur Last zu legen, halten wir nicht für an-
gängig.

$\frac{1}{2}$...1% Unterschied in der Durchlässigkeit eines Filters bei
der Anwendung gegenüber der Eichung liegt im Bereich der Mög-
lichkeit.

Zusammengerechnet sind dies aber *weniger* als 10%.

Unsere Versuche über die Abhängigkeit von $V(\lambda)$ von der
Jahreszeit (Ernährung!) gestatten noch kein Urteil. Der uns
durch Vermittlung von Prof. GOLDMANN zur Verfügung gestellte
Patient Nr. 28 zeigte vor und 6 Wochen nach Beginn der Behand-
lung keinen die Fehlergrenzen überschreibenden Unterschied.

Ohne eine Deutung der Dresler'schen Ergebnisse darin sehen
zu wollen, möchten wir zuletzt auf folgendes hinweisen: Es ist
bekannt, dass Deuteranomale „widerstandsfähigere“ Beobachter
sind als Protanomale. Darüber hinaus glauben wir feststellen
zu können, dass durchschnittlich die Beobachter mit sicherem
Urteil, die zugleich Ermüdungserscheinungen weniger ausgesetzt
waren, überdurchschnittliche Rotempfindlichkeit aufweisen (z. B.
Beobachter 4, 11, 12). Es besteht nun die Gefahr, dass man auch
bei konsequenter Ausscheidung der Deuteranomalien mit zu-
nehmender Kenntnis seines Beobachterkreises Neigung verspürt,
unter den Normalen die Geschickteren herauszulesen, was nach
obigem zu einer leichten Bevorzugung der hohen Gelb/Blau-Ver-
hältnisse führen würde.

Die bisherigen Ausführungen galten der Bestimmung des
allgemeinen Verlaufes von $V(\lambda)$ und dem Studium der größeren,
diesen Verlauf stark beeinflussenden Effekte.

Die folgenden Bemerkungen sind einigen feineren Erschei-
nungen gewidmet. Die Ergebnisse werden das bisher Gesagte nicht
wesentlich beeinflussen, werden aber auf die feinere Struktur der
Hellempfindlichkeitsfunktion einiges Licht werfen.

Die Messvorschrift.

Die Ausführungen beziehen sich auf Apparatur 2), bei welcher
die Abgleichung mechanisch in der Bewegung eines Photometer-
wagens besteht. Im allgemeinen schiebt der geübte Beobachter
den Wagen mit *einer* Bewegung direkt an den gewünschten Platz,
oder er wählt eine rasch konvergierende Folge gegenläufiger Be-
wegungen. Um ungeübtere, an einem gewissen Mangel an Fähigkeit
zu raschem Entschluss leidende Beobachter zu rascherem Urteilen
zu zwingen, bedienen wir uns des folgenden Verfahrens:

Der Protokollführer bewegt den Wagen gleichmässig und, um
suggestive Einflüsse auszuschalten, nicht zu regelmässig um die

mutmassliche Mittellage hin und her, indem sein Auge der Marke auf dem Wagen folgt. Im Moment des Flimmer-Minimums sagt der Beobachter, der sich um nichts als um die Abgabe seines Urteils zu kümmern hat, scharf „jetzt“. Automatisch bleibt das Auge des Protokollführers an der durch die Marke in diesem Moment gekennzeichneten Stelle hängen, ohne dass der Wagen anhält. Während der Wagen über das Ziel hinausfährt und umkehrt, wird notiert. Während dieser Pause kann der Beobachter das Umfeld anschauen.

Nur dank diesem Verfahren war es möglich, in tragbarer Zeit an die 15,000 Einzelmessungen durchzuführen.

Der Nachteil einer durch das Tempo bedingten zusätzlichen Streuung tritt zurück gegenüber dem Vorteil, auch aus ungeübten Beobachtern alle 2 Sekunden ein Urteil herausholen zu können. Die zusätzliche Streuung ist übrigens oft recht gering. Bei geübtem Beobachter und geübtem Protokollführer sind Reihen von 10 Einzelmessungen, von denen keine vom Mittelwert mehr als um 1% abweicht, keine Seltenheit. Dieses Verfahren der unselbständigen Abgleichung ist nicht allen Beobachtern genehm; immerhin geben eine Reihe von Beobachtern, die alle Abgleicharten kennen, spontan dieser unselbständigen Pendelabgleichung den Vorzug.

Umfeldbeleuchtung, verbunden mit Infeld-Zusatzbeleuchtung ($U + IZ$).

Das Überdecken des ganzen Gesichtsfeldes mit konstantem Licht von ca. $\frac{1}{3}$ der Flimmerleuchtdichte wirkt sicher anders als die Beschränkung auf reine Umfeldbeleuchtung. Beide erfüllen aber den Hauptzweck, partielle Dunkeladaptation auszuschliessen. Die $U + IZ$ -Beleuchtung hat überdies den Vorzug, die Leuchtdichteabhängigkeit im Rot etwas zu mildern. Theoretisch kann gegen die Infeld-Zusatzbeleuchtung nichts eingewendet werden.

Der Einfluss der $U + IZ$ -Beleuchtung wurde im Falle des Flimmervergleichs von Rot (F8), Blau (F3a) und Differenzblau ($\tau_{0,1}$) mit ungefärbtem 2720°-Licht untersucht, indem sie 0 (d. h. *kein* Umfeld, bei mässig erhelltem Zimmer), weiss (durch Einschalten von Wratten-Filter W78, Farbort siehe Fig. 5), rot (durch Einschalten von 2 mm RG 2), blau (durch Einschalten von 1 mm BG 1 (in der Farbe wie F3a)) und gelblich (2360°, kein Vorfilter) gefärbt wurde. Hierbei war die gefärbte und ungefärbte $U + IZ$ -Beleuchtung 15...20 asb bei 50 asb Flimmerleuchtdichte.

Die Ergebnisse von ca. 1500 Messungen der Beobachter 1 und 2 bei 50 asb, 1,2° sind schematisiert in Fig. 9, bezogen auf neutrale $U + IZ$ -Beleuchtung (W78), wiedergegeben. Wir stellen fest:

1) Die Ergebnisse für $\tau_{0,1}$ und F3a entsprechen sich gut; nirgends ist ein Verstoß im Vorzeichen gegen das Additionsprinzip festzustellen;

2) Beobachter 1 ist empfindlicher als Beobachter 2,

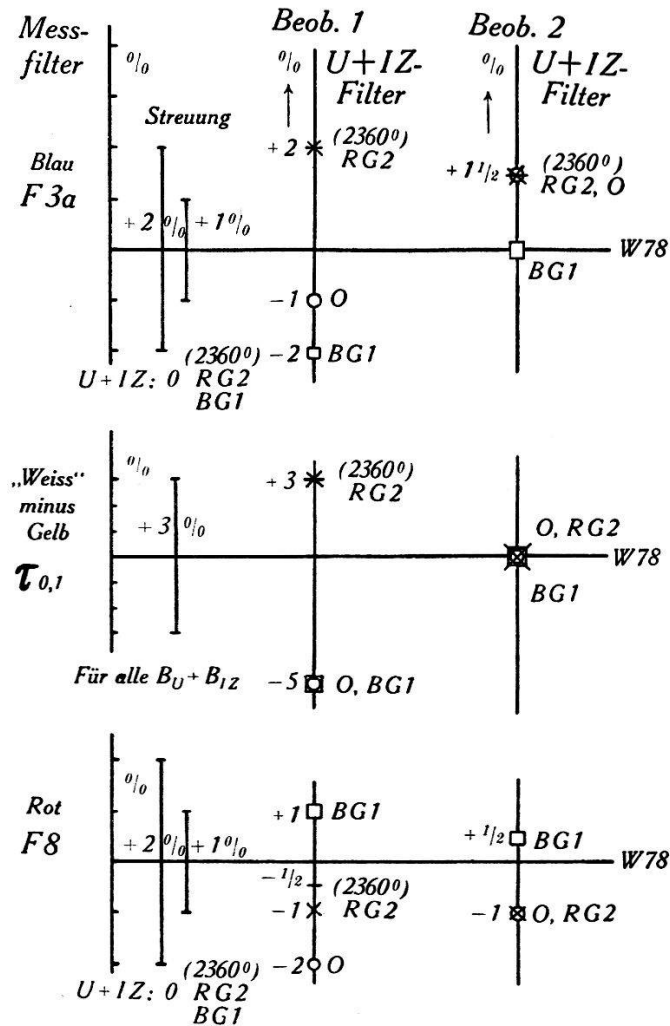


Fig. 9.

Einfluss der kombinierten Umfeld- und Infeld-Zusatzbeleuchtung verschiedener Stärke und Färbung auf die Helligkeitsbewertung stark gefärbter Lichter.

- 3) $V(\lambda)$ wird durch konstante $U + IZ$ -Beleuchtung
 im Rot, wenn $U + IZ$ -Bel. rot, geschwächt,
 „ Blau, „ „ blau, „
 „ Rot, „ „ blau, verstärkt,
 „ Blau, „ „ rot, „

4) Die Streuung ist für $U + IZ$ -Beleuchtung = 0 bei Rot und Blau grösser, als wenn eine solche vorhanden ist.

In den Ergebnissen für die $U + IZ$ -Beleuchtung 0 spiegelt sich (bei Beobachter 2 deutlicher als bei 1) die durch unvollkommene Helladaptation bedingte Erhöhung der Blauempfindlich-

keit wieder. Da es sich um 1...2% handelt, glauben wir nicht, dass die unvollkommene Helladaptation in bedeutendem Masse für die Erklärung der Unterschiede zwischen $V(\lambda, \text{int})$ und den verschiedenen neuen $V(\lambda)$ verantwortlich gemacht werden kann.

Es sei noch bemerkt, dass uns ohne die unselbständige Pendelabgleichung die unter 1) erwähnte Bestimmung der Differenz $\tau_{0,1}$ nicht mit genügender Genauigkeit gelungen wäre.

Versuche betreffend Eindeutigkeit.

Die Leuchtdichte eines leuchtenden Körpers ist eindeutig, wenn ihr Wert vom Weg in der Farbmännigfaltigkeit unabhängig ist. Besteht der Anschluss der fraglichen Leuchtdichte B_x an die Normalleuchtdichte B_n in einer Substitution, so bedeutet Eindeutigkeit, dass das Verhältnis $B_x : B_n$ von der Farbe der Vergleichs-Leuchtdichte B_v unabhängig ist.

Wir geben nachstehend nur ein Beispiel: Links als B_x und B_n : F8 (rot) und F3a (blau), rechts als zwei verschiedene B_v : F44 (hellrot) und F1 (blaugrün), alle Filter vor 2720°-Strahlung. Für Beobachter 1 und 2 folgt im Mittel, sowohl bei grossem wie kleinem Infeld und 50 asb:

$$\frac{\bar{\tau}(\text{F8})(B_{v_1} : \text{F1})}{\bar{\tau}(\text{F3a})(B_{v_1} : \text{F1})} \cdot \frac{\bar{\tau}(\text{F3a})(B_{v_2} : \text{F44})}{\bar{\tau}(\text{F8})(B_{v_2} : \text{F44})} = 1,02,$$

d. h. eine Nichteindeutigkeit im Betrage von 2%. Die Wahl der Vergleichs-Lichtquelle ist also nicht ganz gleichgültig.

Das Vorzeichen ist derart, dass man *in diesem speziellen Fall* sagen kann: Eine Leuchtdichte wird durch eine ungefähr gleichfarbige Vergleichs-Leuchtdichte in ihrer Wirkung herabgedrückt. Es ist, wie wenn eine konstante gleichfarbige Infeld-Zusatzbeleuchtung wirken würde.

Hierzu ist noch zu bemerken, dass reproduzierbare Abweichungen vom obigen Wert im Betrage von $\pm 2\%$ dazu kommen können, je nachdem abwechselnd die schwachen Filter F1 und F44 substituiert werden bei konstantem starkem Filter F8 oder F3a, oder umgekehrt; dies natürlich nur, wenn einigermaßen kontinuierlich gearbeitet wird, so dass die Vorgeschichte noch eine Rolle spielen kann.

Versuche betreffend Additivität.

Diese Ausführungen beziehen sich ausschliesslich auf die Prüfung der Frage, wie sich bei Beobachter 1 und 2 der Eindruck $(B + R)$ zu der Summe der Eindrücke $(B) + (R)$ verhält, wobei

B die durch das Blaufilter F3a, R die durch das Rotfilter F8 gefilterte 2720°-Strahlung bedeuten. Die Summe $B + R$ entspricht ca. 50 asb, B und R allein entsprechen ca. 25 asb ($\alpha = 1,2^\circ$).

Der bei diesen Messungen vorkommende Intensitätssprung wird durch ein bekanntes Grauglas überbrückt, welches rechts eingeschoben wird, wenn links B oder R allein wirken.

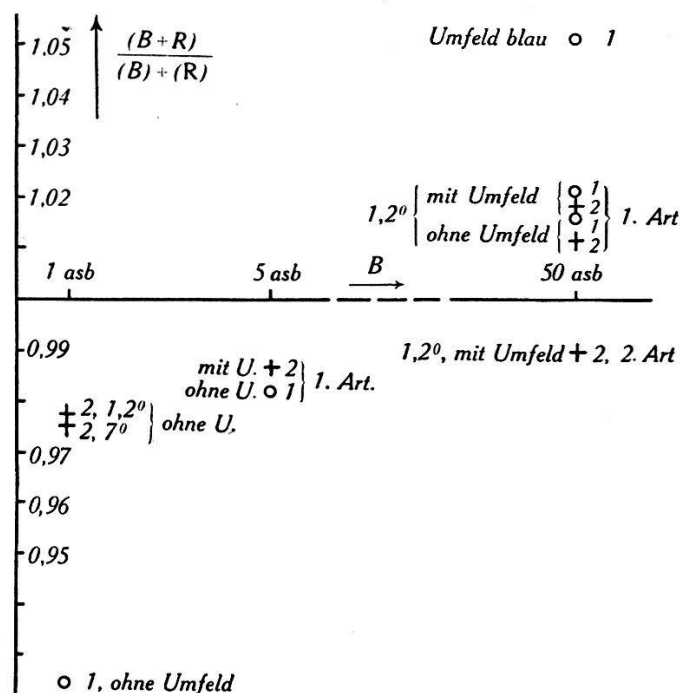


Fig. 10.

Versuche betreffend Additivität. o: Beobachter 1 (n), +: Beobachter 2 (d).

Die wesentlichen Ergebnisse sind in Fig. 10 dargestellt. Bei denjenigen für Beobachter 2 ist zwischen „1. Art“ und „2. Art“ unterschieden. „1. Art“ bedeutet, dass die Messreihen (zu je 10...15 Einzelmessungen) ohne grössere Pausen sich in folgender Weise folgten: $R + B, R, B, R + B, B, R, R + B, R, \dots$ „2. Art“ bedeutet: $R + B, R, R + B, B, R + B, R, R + B, B, \dots$

$\frac{(B+R)}{(B)+(R)} > 1$ bedeutet: Die reinen Farben wirken weniger als ihre Summe. Dies ist gemäss Fig. 10 bei 50 asb für beide Beobachter der Fall. Wir erinnern daran, dass dieselbe Schlussfolgerung sich bereits bei der Suche nach dem besten $V(\lambda)$ aufdrängte.

Dass $\frac{(B+R)}{(B)+(R)} < 1$ wird bei 1 asb, kann sowohl als Purkinje-Effekt bezüglich Blau wie als inverser Purkinje-Effekt bezüglich Rot gedeutet werden.

Wir halten fest:

1) Man kann mit der Wahl der Reihenfolge der Messungen in einem bestimmten Fall die Gültigkeit des Additionsgesetzes erzwingen.

2) Die $U + IZ$ -Beleuchtung ist von untergeordneter Bedeutung ($\frac{1}{2}\%$).

3) Beobachter 1 ist empfindlicher auf Änderungen der Bedingungen als Beobachter 2.

4) Bei sattfarbigen Lichtern wird man mit Abweichungen von der Additivität von der Grössenordnung 2% stets rechnen müssen.

Die letztgenannte Tatsache, verbunden mit der Erkenntnis, dass auch der Eindeutigkeit gewisse Grenzen gesetzt sind, ist für die Aufstellung von $V(\lambda)$ wie für die photometrische Praxis von grosser Bedeutung, denn der Umstand, dass stets die Eindeutigkeit vorausgesetzt und bei den verschiedenen Verfahren das Superpositionsprinzip in verschiedenem Masse herangezogen wird, hat zur Folge, dass die letzten paar Prozente Unsicherheit bei sattfarbigen Lichtern nicht anders als durch Vereinbarung beseitigt werden können.

Die vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1937/38 unter der Leitung von Pd. Dr. H. KÖNIG im Eidg. Amt für Mass und Gewicht in Bern ausgeführt.

Mein herzlicher Dank gebührt: Herrn Dir. BUCHMÜLLER für die Möglichkeit, diese Arbeit in seinem Institute auszuführen, Herrn Dr. KÖNIG für seine Anregungen und seine intensive Mitarbeit, Herrn Prof. GOLDMANN für die Untersuchung einer Reihe von Beobachtern auf Farbentüchtigkeit, und besonders allen den Beobachtern für die Ausdauer und die Sorgfalt, mit der sie die oft recht langwierigen Messungen ausgeführt haben.

Eidg. Amt für Mass und Gewicht, Bern, September 1938.

Literatur.

¹⁾ DINORM-Blatt 5032: Photometrische Bewertung und Messung von Lampen und Beleuchtung.

²⁾ Handbuch der physikalischen Optik, herausgegeben von Gehrcke; Artikel Dziobek Bd. I, S. 1.

³⁾ Handbuch der Lichttechnik, herausgegeben von Sewig (1938); Artikel DRESLER Teil I, S. 286.

⁴⁾ Handbuch der Physik, herausgegeben von Geiger und Scheel; Artikel Brodhun Bd. XIX, S. 517.

⁵⁾ WALSH, Photometry, London 1926, S. 235.

⁶⁾ DRESLER, Das Licht 7, 203 (1937).

- 7) KÖNIG, Das Licht **7**, 261 (1937).
 - 8) DRESLER, Zeitschr. f. techn. Physik **19**, 206 (1938).
 - 9) Commission Internationale de l'Eclairage, Compte-rendu Genève 1924 (Cambridge 1926), S. 67.
 - 10) ARNDT, Das Licht **6**, 75 (1936).
 - 11) DRESLER, Das Licht **7**, 81 (1937).
 - 12) RIECK, Das Licht **7**, 215 (1937).
 - 13) IVES, Phil. Mag. **24**, 149, 352, 744, 845, 833 (1912).
 - 14) Diskussion über die Grundlagen der heterochromen Photometrie in Köln am 24. September 1937, Das Licht **8**, 22 (1938).
 - 15) BECHSTEIN, Zeitschr. f. Instr. **25**, 45 (1905).
 - 16) KÖNIG, Helv. Phys. Acta **10**, 165 (1937).
 - 17) KÖNIG, Bull. d. Schweiz. El. techn. Vereins 1937, H. 17.
 - 18) SKOGLAND, Misc. Publ. of the Bur. of Standards No. 86 (1929).
 - 19) KÖNIG, Helv. Phys. Acta **11**, 432 (1938).
 - 20) BUCKLEY, Ill. Eng. **27**, 118 (1934).
 - 21) STILLING's pseudo-isochromatische Tafeln zur Prüfung des Farbsinnes, herausgegeben von E. Hertel.
 - 22) ISHIHARA, Tests for colour-blindness, Tokio (1936).
 - 23) BENDER, Ann. der Phys. **45**, 105 (1914).
 - 24) Trans. Il.l. Eng. Soc. **13**, 523 (1918).
 - 25) COBLENTZ and EMERSON, Bur. of Stand. J. of Res. **14**, 167 (1917).
 - 26) Mittel aus IVES, Phil. Mag. **24**, 853 (1912) und NUTTING, J. Opt. Soc. Amer. **4**, 58 (1920).
-