

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 40 (1949)  
**Heft:** 17

**Artikel:** Bemerkungen zur Reflexionsverminderung von Optik  
**Autor:** Auwärter, Max  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1060695>

#### **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:** 21.02.2026

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

Sur la fig. 3 (a) ont été représentées simultanément cette fonction  $Y(t)$  et la fonction  $y_1 = pht$ . La fonction  $y(t)$  cherchée, qui est leur différence, apparaît donc comme la somme de  $\varepsilon(t)$  et de fonctions formées de branches à pente constante. Les termes de cette somme peuvent être associés en 2 groupes, chacun d'eux étant un mouvement composant de  $y(t)$ , et cette association est possible d'une infinité de façons.

Parmi toutes ces combinaisons, deux sont particulièrement intéressantes, et sont représentées respectivement en 3 (b) et 3 (c).

En 3 (b) le premier des mouvements composants de  $y(t)$  est formé de branches à pente nulle. C'est ce que nous appellerons une fonction «rectangulaire» à 5 niveaux, dans la période  $M$ , à savoir:

$$\begin{aligned} & 0 \text{ de } 0 \text{ à } 7 \\ B' C' = BC & \text{ de } T \text{ à } 2 T \\ E' F' = EF & \text{ de } 2 T \text{ à } 3 T \\ H' G' = HG & \text{ de } 3 T \text{ à } 4 T \\ K' L' = KL & \text{ de } 4 T \text{ à } 5 T \end{aligned}$$

L'autre mouvement est:

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} pht & \text{de } 0 \text{ à } T \\ ph(t-T) & \text{de } T \text{ à } 2 T \\ \dots & \dots \\ ph(t-mT) & \text{de } mT \text{ à } (m+1) T \end{cases}$$

En 3 (c) le premier des mouvements composants est simplement  $\varepsilon(t)$ , tandis que l'autre mouvement est formé de branches à pente  $-ph$ , chaque branche s'étendant sur la durée de transmission d'une photo, soit de 0 à 3 T pour la photo I et de 3 T à 5 T pour la photo II. Ce sont, en fait, des dents de scie d'amplitude  $h$  et de période  $P$  dont la première est prolongée jusqu'à 3 T, et dont la seconde n'intervient qu'à l'instant 3 T.

Si l'on suppose maintenant que l'on donne au sélecteur le mouvement formé avec  $\varepsilon(t)$ , tandis que l'autre mouvement est celui d'une déflexion intermédiaire entre le film et le plan d'analyse, on voit que ce dernier mouvement a pour effet de compenser le mouvement  $y_1 = pht$  du film de deux façons différentes.

En 3 (b), la compensation consiste à replacer, au début de chaque trame, la photo par rapport au sélecteur dans la même position relative qu'elle occupait à l'instant 0. C'est ce que l'on peut appeler une compensation discontinue, trame par trame. On peut utiliser des prismes déflecteurs, démasqués à tour de rôle, pendant une durée  $T$  par un obturateur. Dans le cas général,  $b$  niveaux différents sont nécessaires. Cette solution est déjà connue dans le cas où  $P = 2T$  et elle a été utilisée notamment avec des tubes de *Farnsworth*.

Si, dans le tube analyseur, il existe une surface à accumulation, la distribution projetée sur cette surface ne doit pas présenter de mouvement d'ensemble, et la compensation discontinue, trame par trame, doit être remplacée par le second procédé, de la fig. 3 (c).

En 3 (c), en effet, la compensation consiste à immobiliser dans le plan d'analyse, successivement chaque photo, pendant la durée nécessaire à leur transmission. C'est ce que l'on peut appeler une compensation continue, photo par photo. Elle peut être obtenue optiquement par un système de *a miroirs tournants*, associés à un obturateur qui les fait entrer en action au moment voulu.

Dans les deux cas, la durée de commutation n'est pas nulle, mais elle doit être au plus égale à la durée consentie pour le retour du spot puisque toute commutation coïncide avec un changement de trame.

#### Adresse de l'auteur:

S. Mallein, Ingénieur en chef de la Radiodiffusion Française, 107, rue de Grenelle, Paris 7<sup>e</sup>.

## Bemerkungen zur Reflexionsverminderung von Optik

Von Max Auwärter, Balzers, Liechtenstein

535.312 : 539.23

Bei optischen Systemen mit einer grösseren Zahl von Glas-Luftflächen treten, besonders bei punktförmigen Strahlungsquellen, störende Nebenbilder auf. Ein solches System liegt z. B. beim Grossprojektor der ETH vor. Hier ist dieser Effekt besonders schwerwiegend infolge der Nebenbilder im Schlierenobjektiv so dass es notwendig ist, das Reflexionsvermögen der Glas-Luftflächen *wesentlich* herunterzusetzen.

Der Physiker spricht mit Recht von «Reflexionsverminderung», weil eine Totalauslöschung des reflektierten Lichtes an einer Grenzfläche mit den der Praxis zur Verfügung stehenden Mitteln unmöglich ist. Wie weit eine quantitative Auslösung zu erreichen ist, kann lediglich auf Grund der theoretischen Berechnungen abgeschätzt werden; deren Kenntnis ist im allgemeinen noch nicht ausreichend, um eine praktische Verwirklichung erzielen zu können, da gewisse Randwertprobleme eine entscheidende Rolle spielen. Deren Ansatz hängt von den physikalischen Daten der der Praxis zur Verfügung stehenden Substanzen ab.

Die Reflexionsverminderung an Glasoberflächen ist eine altbekannte Erscheinung. Lange gelagerte, den atmosphärischen Einflüssen ausgesetzte Glasoberflächen insbesondere mit einem hohen Prozentsatz an alkalischen Komponenten sind in dünnen Oberflächenschichten oft ausgelaugt, so dass nur ein kieselsäurereiches Skelett stehenbleibt, dessen mittlerer Brechungsindex wesentlich kleiner ist, als derjenige der homogenen Glasunterlage. (Fall der Übergangsschicht mit inhomogenem Brechungsindex.) Erst durch die Arbeiten von *Bauer, Blodgett, Smakula* und *Turner* jedoch wurde die physikalische Grundlage für die Erreichung einer bewussten und mit bestimmter Wirkung erzielbaren Reflexionsverminderung bekannt.

Fig. 1 gibt eine schematische Darstellung der an Grenzflächen auftretenden Amplituden. Um eine einfache Berechnung zu ermöglichen, setzen wir dabei homogene, diskrete Schichten voraus. Dies dürfen wir insofern tun, als wirklich hochwertige Reflexionsverminderungen heute nur mit solchen Schichten erzeugt werden. Der Grenzfall der Übergangsschicht würde experimentell noch grössere Schwierigkeiten mit sich

bringen, so dass wir ihn für die folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigen. Fig. 1a zeigt schematisch den physikalischen Vorgang an einer Grenzschicht; Fig. 1b dasselbe für zwei Grenzschichten.

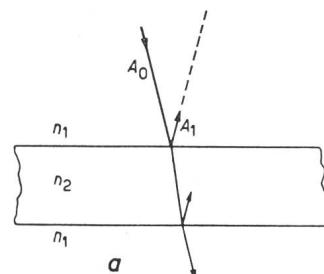
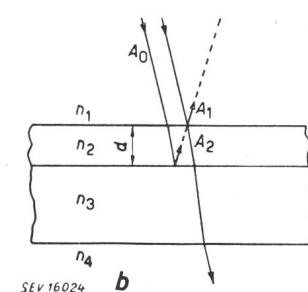


Fig. 1

Schematische Darstellung  
der Reflexion an den  
Grenzschichten ( $A_0 = 1$ )



*A* Amplitude;

*n* Brechungsindex

Unter Vernachlässigung der Mehrfachreflexionen muss dann für eine Schichtstärke  $d = \frac{\lambda_0}{4 n_2}$  sein

$$A_1 - A_2 = 0 \quad (1)$$

oder

$$\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} - \frac{n_3 - n_2}{n_3 + n_2} = 0.$$

Die Berechnung gibt

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3}. \quad (2)$$

Bei Berücksichtigung der Mehrfachreflexionen in der Schicht der Fig. 1b an den beiden Grenzflächen führt dieser einfache Fall zufällig zum selben Ergebnis.

Die exakte Berechnung, die hier nicht wiedergegeben werden soll, ergibt für die oben betrachtete Einfach-Schicht

$$\text{Gesamtamplitude } |A^*| = \frac{A_1 + A_2 e^{j\alpha}}{1 + A_1 A_2 e^{j\alpha}}. \quad (3)$$

$$\text{oder für die Schichtstärke } d = \frac{\lambda_0}{4 n_2}$$

$$A^* = A_1 - A_2 = 0 \quad (\text{siehe Gl. 1}).$$

Die einfache Umrechnung der Gleichung (3) führt zu

$$|A^*|^2 = R = \frac{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha}{1 + A_1^2 A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha} \quad (4)$$

wo  $R$  das Reflexionsvermögen bedeutet.

Für Amplituden  $A \leq 0,2$  wie wir sie meist zur Realisierung der Reflexionsverminderung benutzen, wird das  $A_1^2 \cdot A_2^2 \leq 16 \cdot 10^{-3}$ , beträgt also nur ungefähr 2% des Betrages von  $2 A_1 A_2$ . Wir können also dieses Glied ohne Bedenken vernachlässigen, so dass wir auch schreiben können:

$$R = \frac{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha}{1 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha}. \quad (5)$$

Da der Nenner für obigen Fall den Wert zwischen 1,00 und  $1,00 \pm 0,08$  besitzt, wollen wir ihn für die überschlägige Rechnung streichen. Damit ist

$$R = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha. \quad (6)$$

Diese Formel aber sagt aus, dass eine Auslöschung nur möglich ist für  $\cos \alpha = -1$ , also für

$$R = A_1^2 + A_2^2 - 2 A_1 A_2 = (A_1 - A_2)^2 = 0 \quad (\text{siehe Gl. 1}).$$

Da  $\alpha = \frac{4 \pi d n}{\lambda}$  ist,

$d$  aber für die Nullstelle

$$d = \frac{\lambda_0}{4 n} \text{ gesetzt wurde, gibt}$$

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{\lambda} \pi. \quad (7)$$

Für  $\lambda \neq \lambda_0$  ist innerhalb der Periode  $\cos \alpha \neq \pm 1$  und liegt zwischen  $+1$  und  $-1$ ; d. h. aber, dass die Auslöschungsbedingung nur für  $\lambda = \lambda_0$  gilt, während für alle anderen Werte  $R \neq 0$  ist.

Meines Wissens hat *Hiesinger* erstmalig schon im Jahr 1946 mit den allgemeinen Minimumsbedingungen für Mehrfachschichten nach exakter Berechnung operiert. Die Formeln lauten:

$n_1$  Luft

$n_2$  \_\_\_\_\_

$n_3$  Glas

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3} \quad (\text{Einfachschicht}) \quad (8)$$

$n_1$  Luft

$n_2$  \_\_\_\_\_

$n_3$  \_\_\_\_\_

$n_4$  Glas

$$\frac{n_2}{n_3} = \sqrt{\frac{n_1}{n_4}} \quad (\text{Zweifachschicht})$$

$n_1$  Luft

$n_2$  \_\_\_\_\_

$n_3$  \_\_\_\_\_

$n_4$  \_\_\_\_\_

$n_5$  Glas

usw.

Selbstverständlich gelten diese Formeln nur für die Nullstelle

$$\lambda = \lambda_0 \quad \text{bei } d = \frac{\lambda_0}{4 n_x}.$$

Um nun einen Überblick über die Verhältnisse bei beliebig vielen Schichten zu erhalten, vernachlässigen wir wie bereits bei Gl. (5) alle Glieder kubischer und höherer Potenz und erhalten dann nach umständlicher Umrechnung die endliche Reihe für ( $m = 2$ ) Schichten:

$$|A^*|^2 = R = \frac{\sum_{m=1}^{n+1} A_m^2 + 2 \left[ \cos \alpha \sum_{m=2}^{n+1} A_m A_{m-1} + \cos 2\alpha \sum_{m=2}^{n+1} A_m A_{m-1} + \dots + \cos n\alpha A_{n+1} A_1 \right]}{\sum_{m=3}^{n+1} A_m A_{m-2} + \dots + \cos n\alpha A_{n+1} A_1} \quad (9)$$

Da für  $\lambda = \lambda_0$

$\sum A_m^2 = 2$  [ ] sein muss, kann der Nenner wesentlich von 1 abweichen. Für diesen Fall aber soll gerade  $R = 0$  sein, so dass wir schreiben können:

$$R = \sum A_m^2 + 2 [ ] = 0. \quad (10)$$

Diese Gleichung stellt uns in Annäherung die Schmiegekurve um  $\lambda_0$  dar, also den Bereich der Funktion, der uns besonders interessiert. Für Werte, bei denen  $R$  sehr stark von 0 abweicht, muss ja

$$|\sum A_m^2| \gg 2 [ ] \text{ sein.} \quad (11)$$

Da das Reflexionsvermögen im Maximum = 1 sein darf, kann  $2 [ ]$  im Maximum  $< 1$  sein und damit  $\sum A_m^2 < 1$ . Somit muss unter Berücksichtigung von (11)  $2 [ ] \ll 1$  sein. Dafür aber weicht der Nenner wenig von 1 ab, so dass wir ihn in grober Annäherung auch für die Randpartien vernachlässigen dürfen. Damit aber können wir unsere Auslöschungsbedingung in einfacherster mathematischer Form niederschreiben. Aus Gleichung (10) wird

$$R = A_0 + A_1 \cos \alpha + A_2 \cos 2\alpha + A_3 \cos 3\alpha + \dots \quad (12)$$

Wir haben die Kurve für das Reflexionsvermögen in Annäherung durch eine Fourriergleichung dargestellt und damit eine denkbar einfache, anschauliche Diskussionsbasis für die Möglichkeit der Ausführung von Reflexionsverminderungen geschaffen.

Tragen wir das Reflexionsvermögen  $R$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  auf, dann erhalten wir für den einfachsten Fall die bereits angeschriebene Gleichung (6) (Einfachschicht) in Form einer durch den Maßstab verzerrten cos-Funktion. Gleichung (12) sagt uns weiterhin sofort, dass es bei Verwendung einer genügend grossen Zahl von Schichten möglich sein müsste, eine praktisch totale Auslöschung zu erzielen zwischen  $\lambda_0/2$  bis  $\infty$ .

Dabei müsste nach kürzeren Wellen die Periode wiederholbar sein, wenn die zur Schichtherstellung verwendeten Substanzen keine Dispersion besitzen würden. Dies ist natürlich weder für kürzere noch für längere Wellen der Fall, so dass die angegebene Grenze nur beschränkten Sinn hat. Wir sehen also, welche bedeutende Rolle die physikalischen Daten der benutzten Substanzen für die zur Lösung anzusetzenden Randbedingungen spielen. Wir können natürlich diese vereinfachten Überlegungen mit Hilfe der Vektorendarstellung der an den Grenzschichten auftretenden Amplituden besonders anschaulich darstellen. Insbesondere zeigt die Fourriergleichung, dass die Kurve der Reflexionsverminderung die eine günstige Lösung unter unendlich vielen ungünstigen Fällen ist. Damit aber ist unsere Behauptung, dass nur die theoretische Vorsichtung zu einem vernünftigen experimentellen Ergebnis führen kann, bewiesen.

In den folgenden Figuren sind Kurven teils theoretischer, teils experimenteller Natur wiedergegeben.

Fig. 2 zeigt eine Einfachschicht nach Gleichung (6). Die Steilheit des Anstieges der Kurvenzweige von der Nullstelle aus nach kurzen und langen Wellen bestimmt das Reflexionsvermögen. Fig. 3 stellt die Kurve für das Reflexionsvermögen einer Einfachschicht dar, wie sie das Experiment

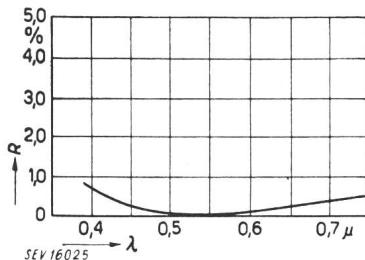


Fig. 2  
Theoretisches  
Reflexionsvermögen  
einer Einfachschicht  
λ Wellenlänge;  
R Reflexionsvermögen

realisieren lässt. Die theoretische Berechnung lässt sich natürlich jederzeit mit Gleichung (5) durchführen. Die Abweichung von der Kurve der Fig. 2 ist gravierend. Insbesondere zeigt die Kurve in Fig. 3 nirgends eine Nullstelle. Dies hat folgende Gründe: Die Praxis stellt an eine reflexionsvermindernde Schicht die Forderung einer hohen mechanischen und chemischen Beständigkeit. Für ein Glas von  $n_2 = 1,5$  müsste nach Gl. (2) der Brechungsindex der aufzubringenden Schicht

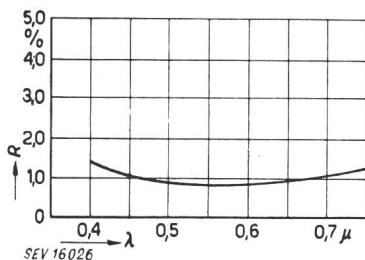


Fig. 3  
Experimentelles  
Reflexionsvermögen  
einer Einfachschicht  
aus Kryslith  
λ Wellenlänge;  
R Reflexionsvermögen

$n_2 = 1,225$  sein, um eine Auslöschung bei  $\lambda_0$  zu erzielen. Substanzen, die alle diese Forderungen erfüllen, stehen aber nicht zur Verfügung. Optisch am günstigsten ist der Kryolith, der trotz seiner mechanisch und chemisch mangelhaften Beständigkeit in vielen Fällen genügt. Sein Brechungsindex ist 1,34; Kurve Fig. 3 stellt die mit ihm erzielbare Reflexionskurve dar. Fig. 4 zeigt eine Zweifachschicht, die experimentell gewonnen

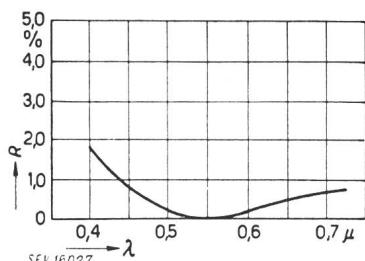


Fig. 4  
Experimentelles  
Reflexionsvermögen  
einer Zweifachschicht  
λ Wellenlänge;  
R Reflexionsvermögen

worden ist. Diese Kurve liegt ungünstiger als die theoretische aber wesentlich günstiger als die experimentelle Einfachschicht. In Fig. 5 ist eine Vierfachschicht dargestellt, wie sie durch das Experiment gewonnen werden konnte.

Es ist unzweckmäßig, mit mehr Schichten eine noch weitergehende Reflexionsverminderung zu erzielen, da sonst der experimentelle bzw. der fabrikatorische Aufwand zu gross würde, um eine technische Rentabilität zu erreichen. Anders sieht der Fall dann aus, wenn die Optik dahinstrebt, mit bestimmten Linsenkombinationen, die bei der Berechnung auf störende Nebenbilder nicht mehr Rücksicht nehmen müssen, zu arbeiten, um damit einen weiteren Freiheitsgrad in ihren Möglichkeiten auszunutzen. Zu diesem Punkt ist jedoch eine sehr eingreifende Begrenzung zu nennen. Mit der Reflexionsverminderung erzielt man, physikalisch gesprochen, eine Be seitigung eventuell störender Nebenbilder, die durch die

Linsenwirkung bzw. Hohlspiegelwirkung der Linsenoberflächen auf der Bildebene entstehen, nicht jedoch beeinflusst man durch die Reflexionsverminderung das Streulicht einer Glasoberfläche, das durch gewisse Rauigkeit derselben, bzw. durch eine gewisse Verschmutzung immer vorhanden ist. Wir haben orientierende Versuche durchgeführt über das Ausmass

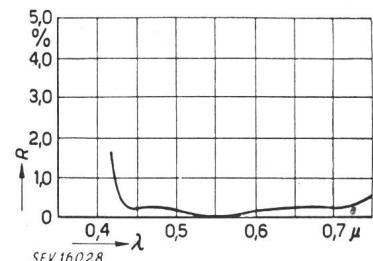


Fig. 5  
Experimentelles  
Reflexionsvermögen  
einer Vierfachschicht  
λ Wellenlänge;  
R Reflexionsvermögen

dieses sogenannten Tyndall-Lichtes und stellen fest, dass bei sorgfältigst durchgeführter Reflexionsverminderung, die allerdings einen ganz besonderen Aufwand an Vorbereitungen und Sauberkeit stellt, im Maximum gerade das Streulicht einer besonders gut gereinigten Glasoberfläche erreicht wird. Meist jedoch ist das Streulicht des reflexionsvermindernden Belages grösser als das Streulicht einer gereinigten Glasoberfläche. Der Grund dafür liegt einfach darin, dass die Möglichkeit der Beschädigung einer solchen reflexionsvermindernden Oberfläche infolge bestimmter physikalischer Faktoren grösser ist, als bei einer Glasoberfläche. Ich halte es für zweckmässig, sich über diesen Punkt einmal volle Klarheit zu verschaffen, wenn auch der störende Anteil des Streulichtes dieser Art meist von nicht gravierender Bedeutung ist, so dass, im allgemeinen wenigstens, der Optiker eine Erhöhung derselben weder in einer Heruntersetzung der Durchlässigkeit, noch in einer Vergrösserung des allgemeinen Schleiers bemerkt. Der über die Halbkugel integrierte Verlust an gerichtetem Licht durch die Streuung in Form von Tyndall-Licht liegt in der Grössenordnung von 1/10...1/100%.

Zum Schluss möchte ich noch auf Folgendes hinweisen:

1. Je besser die Reflexionsverminderung im Schwerpunkt der Augenempfindlichkeit ist, um so reiner ist die Purpurfärbung.
2. Je besser eine reflexionsvermindernde Oberfläche ist, um so empfindlicher ist sie gegenüber Verschmutzung.

Es ist deshalb notwendig, solche Oberflächen extrem sauber zu halten, da die Aufbringung z. B. eines Fettfilmes in der Grössenordnung von  $0,1 \mu$  die ganze Reflexionsverminderung zunichte macht und in besonderen Fällen sogar eine Reflexionserhöhung gegenüber der Glasoberfläche bringt. Dies lassen die entwickelten Formeln gut verstehen. Man muss deshalb, da die Optik häufiger zu reinigen ist, als dies bei nichtreflexionsvermindernden Gläsern der Fall ist, Schichten aufbauen, die genügend hart und chemisch widerstandsfähig sind; eine Forderung, die dem Experimentator nicht vorauszusehende Schwierigkeiten bereitet. Das Herstellungsproblem ist heute jedoch gelöst.

Sind länger gelagerte Glasoberflächen optisch zu vergüten, dann zeigen sich meist Unregelmässigkeiten in der Färbung der aufgebrachten Schichten. Ursache ist die physikalisch inhomogene Oberfläche, die lediglich durch Polieren wieder instand zu setzen wäre. Durch ihren Zustand werden die Kondensationsbedingungen wesentlich beeinflusst, so dass die genaue Einstellung der ersten Schicht oft unmöglich ist.

Ich hoffe, im vorhandenen, kurzen Zeitrahmen einige orientierende Gesichtspunkte gegeben zu haben, die zeigen, was man von der Reflexionsverminderung erwarten kann, und in welcher Weise man bei der Reflexionsverminderung besondere Sorgfaltspflichten berücksichtigen muss.

#### Adresse des Autors:

Dr. phil. M. Auwärter, Physiker, Direktor der Gerätebau-Anstalt, Balzers, Liechtenstein.