[4] HERTZ, H.: Gesammelte Werke I. Leipzig: Barth 1895. Darin besonders: Über die Berührung fester elastischer Körper. S. 155—173, und: Über die Härte. S. 174—196.
[5] DEN HARTOG, J. P.: Strength of materials. New York: Dover Publ. 1961.
[6] ANDERSON, O. L.: The Griffith criterion for glass fracture. In: Fracture. New York: Wiley 1959. S. 331—353. [Bericht über eine Konferenz in Swamscott (Mass.) 1959.]
[7] SCHULZE, R.: Belastungsabhängigkeit der Vickers-Mikrohärte. Feinwerktechn. **55** (1951) S. 190—195.
[8] TOLANSKY, S. und HOWES, V. R.: Optical studies of ring cracks on glass. Proc. phys. Soc. Sect. **B 67** (1954) S. 467—472. [Ref. Glastechn. Ber. **29** (1956) S. 488.]
[9] JEBSEN-MARWEDEL, H.: Tafelglas. Essen: Girardet 1950. [Ref. Glastechn. Ber. **24** (1951) S. 27.]
[10] HARA, M. und NAKAYAMA, J.: Schneidversuche an Tafelglas. Glastechn. Ber. **31** (1958) S. 381—386.
[11] KLEMM, W.: Ritzbahn und spontane Rißentstehung. Naturwiss. **30** (1942) S. 312—314. [Ref. Glastechn. Ber. **20** (1942) S. 181.]
[12] KLEMM, W.: Über die Bildung von Diamanteindrücken in Glasoberflächen. Glastechn. Ber. **19** (1941) S. 386 bis 390.
[13] AUERBACH, F.: Absolute Härtemessung. Ann. Phys. Chem. N. F. **43** (1891) S. 61—100.
[14] ROESLER, F. C.: Indentation hardness of glass as an energy scaling law. Proc. phys. Soc. Sect. **B 69** (1956) S. 55—60. [Ref. Glastechn. Ber. **32** (1959) S. 126.]
[15] FISHER, J. C. und HOLLOMON, J. H.: A statistical theory of fracture. Metals Technol. **14** (1947) Aug. S. 1—16. (Techn. Publ. No. 2218.)
[16] ARGON, A. S.: Distribution of cracks on glass surface. Proc. Roy. Soc. **A 250** (1959) S. 482—492. [Ref. Glastechn. Ber. **34** (1961) S. 508.]
[17] TILLET, I. P. A.: Fracture of glass by spherical indenters. Proc. phys. Soc. Sect. **B 69** (1956) S. 47—54. [Ref. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 372.]
[18] BRIDGMAN, P. W. und SIMON, J.: Effects of very high pressures on glass. J. appl. Phys. **24** (1953) S. 405—413. [Ref. Glastechn. Ber. **27** (1954) S. 89.]
[19] BRÜCHE, E. und SCHIMMEL, G.: Über das Ritzen von Glas unter 1 μm Ritzspurbreite. Glastechn. Ber. **27** (1954) S. 239—247.
[20] BRÜCHE, E. und SCHIMMEL, G.: Über die Härte der Glasoberfläche. Z. angew. Phys. **7** (1955) S. 378—385. [Ref. Glastechn. Ber. **29** (1956) S. 290.]
[21] SCHULZE, K. J.: Abbildung von Kanten und Schneiden. Optik **16** (1959) S. 725—731.
[22] PETER, K.: Das Wachstum von Ätzgrübchen auf Glas. Z. angew. Phys. **14** (1962) S. 559—564. [Ref. Glastechn. Ber. **36** (1963) S. 382.]
[23] TIMOSHENKO, S. und GOODIER, J. N.: Theory of elasticity. 2. Aufl. London u. New York: McGraw-Hill 1951.
[24] SCHÖNERT, K., UMHAUER, H. und RUMPF, H.: Die Festigkeit kleiner Glaskugeln. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 272—278.
[25a] CORNELISSEN, J. und ZIJLSTRA, A. L.: The strength of glass rods as a result of various treatment. In: Symposium sur la résistance mécanique du verre et les moyens de l'améliorer. Florence, 20—25 septembre 1961. — Compte rendu. Charleroi: Hrsg. Union Scientifique Continentale du Verre, 1962, S. 337—358. [Ref. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 420].
[25b] ZIJLSTRA, A. L.: Die mechanische Festigkeit von Glas und Möglichkeiten, sie zu verbessern. Bibliographische Studie. Siehe [25a], S. 205—209.
[25c] KERKHOF, F.: Neuere Ergebnisse der Ultraschall-Fraktographie. Siehe [25a], S. 799—831.
[26] CHARLES, R. J.: Static fatigue of glass. J. appl. Phys. **29** (**1958**) S. 1549—1560. [Ref. Glastechn. Ber. **33** (1960) S. 144.]
[27] LEVENGOOD, W. C. und JOHNSTON, W. H.: Kinetics of slow fractures in glass. J. chem. Phys. **26** (1957) S. 1184—1185. [Ref. Glastechn. Ber. **32** (1959) S. 202.]
[28] KERKHOF, F. und DREIZLER, H.: Untersuchung des Bruchvorgangs mittels Ultraschall. Glastechn. Ber. **29** (1956) S. 459—470. (40224)

DK 539.533:532.13:666.11.01:620.178.152

Die Kennzeichnung der Mikroduktilität von Gläsern durch ihre innere Reibung

Von MANFRED EVERS, Aachen

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Vereinigten Glaswerke Aachen)

(Eingegangen am 21. August 1963)

Es wird über Viskositäts-, Dämpfungs- und Mikrohärtemessungen berichtet, aus denen hervorgeht, daß die Möglichkeit, riß- und muschelfreie Mikrohärteeindrücke auf der Oberfläche von Glaskörpern zu erhalten, von einer erhöhten mechanischen Dämpfung dieser Gläser abhängig ist.

Die Messung der Schwingungsdämpfung zur Ermittelung der inneren Reibung von Festkörpern ist ein ebenso einfaches wie elegantes Mittel für Strukturuntersuchungen. Die gebräuchlichen Schwingungsformen sind Biegeschwingungen mit Frequenzen über 1 kHz und Torsionsschwingungen, deren Frequenzen im Gebiet zwischen 0,5 und 2 Hz liegen. Als Maß für die Dämpfung wird bei freien Schwingungen das logarithmische Dämpfungsdekrement λ verwendet, das sich aus der Zahl n der Schwingungen, die zwischen der Amplitudenhöhe A und der halben Amplitudenhöhe $\frac{A}{2}$ liegen, nach der Formel

$$\lambda = \frac{1}{n} \ln 2$$

errechnen läßt. Auf die Theorie der anelastischen Effekte und die Vielzahl der Veröffentlichungen über dieses Gebiet kann hier nicht eingegangen werden. Sofern ein Interesse daran besteht, empfiehlt sich das Studium der angegebenen Literatur [1 bis 8].

Beim Studium der Literatur über das Dämpfungsverhalten der Gläser stellt man fest, daß sich das Hauptinteresse stets auf die Dämpfungsmaxima konzentriert, die weit unterhalb des Transformationspunktes der Gläser auftreten. Dies ist verständlich, da sich aus der Temperaturlage dieser Maxima sowie deren Frequenzabhängigkeit, wichtige thermodynamische Größen bestimmen lassen.

Hier soll jedoch der Gesamtverlauf der Dämpfungs-Temperaturkurve von der Raumtemperatur bis zur unteren Grenze des Transformationsbereiches kritisch betrachtet und mit anderen mechanischen Eigenschaften des betreffenden Glases verglichen werden.

1. Experimenteller Teil

Die Dämpfungsbestimmungen wurden mit einem Torsionspendel durchgeführt, dessen Aufbau Bild 1 zeigt. Das zu untersuchende Glas wird zu einem dünnen Röhrchen mit etwa 0,7 mm Außen- und 0,5 mm Innendurchmesser auf eine Länge von 8 cm ausgezogen und an zwei massive Glasstäbe mit 3 mm Dmr. konzentrisch angeschmolzen. Der erste Glasstab dient zum Aufhängen der Probe in einem 40 cm langen Ofen mit vertikaler Achse. Am zweiten Glasstab wird das Schwingkreuz befestigt, dessen Querbalken im wesentlichen das Trägheitsmoment des Torsionspendels bestimmt. In geradliniger Fortsetzung der Probe taucht ein Stab in ein Bad mit dünnflüssigem Öl, damit Querschwingungen des Pendels unterdrückt werden. Zwei Elektromagnete, die auf die Arme des Schwingkreuzes einwirken, dienen zum Anstoßen der Torsionsschwingungen, die durch einen Lichtstrahl, der von einem Spiegel auf der Achse des Schwingkreuzes abgelenkt wird, beobachtet werden können. Die Temperaturkonstanz im Ofen über die gesamte Probenlänge ist sehr wichtig und durch eine hermetische Abdichtung des Ofens an seinem oberen Ende sowie durch die Anwendung eines gut wärmeleitenden Temperaturausgleichkörpers auf 2 grd genau sichergestellt. Die Temperatur in Höhe der Probenmitte wurde mit einem Thermoelement und einem Kompensator gemessen. Die Frequenz der Torsionsschwingung lag bei 1 Hz.

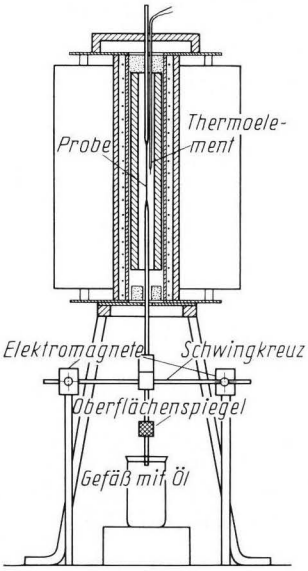

Bild 1. Aufbau des Torsionspendels.

Die Feinkühlung der Proben wurde in der Apparatur selbst vorgenommen, indem der eingespannte Glasfaden zuerst einmal langsam bis zu 10 grd über den Transformationspunkt erhitzt und anschließend langsam mit 2 grd/min gekühlt wurde. Dabei tritt eine Selbstjustierung des Glasfadens ein, so daß bei der nachfolgenden Messung keine störenden Rührbewegungen („eiern") auftreten können. Die unbedingte Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse bei beliebig oft wiederholbaren Aufheizungen bewies, daß nach dieser Wärmebehandlung keine restlichen Spannungen mehr im Glase vorhanden waren. Bei sämtlichen Messungen wurde die Temperatur stets mit 2 grd/min verändert. Die Dimensionen der Proben wurden nach Beendigung der Versuche nochmals bestimmt.

Die Viskosität der Gläser in ihrem Transformationsbereich wurde in bekannter Weise aus der Fadenverlängerungsgeschwindigkeit errechnet. Für die Mikrohärtemessungen stand ein Mikrohärteprüfer Durimet zur Verfügung. Es wurde mit einer Vickers-Diamantpyramide ($\gamma = 136°$) und einer Belastung von 100 g gearbeitet. Bei größeren Belastungen beobachtet man oft Sprünge in den Ecken der Mikroeindrücke; bei kleineren Belastungen wird die Genauigkeit der Messung stark beeinträchtigt.

Die untersuchten Gläser — Stolberger Spiegelglas, Jenaer Normalglas N 16^{III}, Pyrexglas und Duranglas 50 — wurden aus praktischen Gründen gewählt. Die Deutung der Versuchsergebnisse wird durch die vielen chemischen Komponenten dieser Gläser erschwert; jedoch soll hier nur auf die Wechselwirkung zweier mechanischer Eigenschaften dieser Gläser hingewiesen werden.

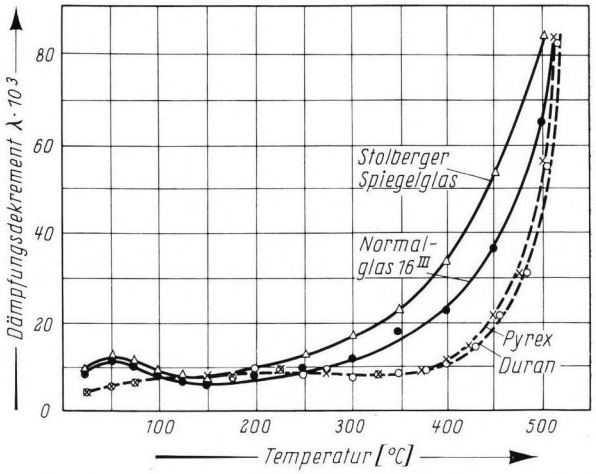

Bild 2. Abhängigkeit der Dämpfung von der Temperatur für vier technische Gläser.

2. Meßergebnisse

Die Abhängigkeit der Dämpfung von der Temperatur ist in Bild 2 für die vier angegebenen Gläser dargestellt. Die beiden Glassorten Pyrex und Duran weisen zwischen Raumtemperatur und 400 °C einen ebenen Verlauf der Kurve mit niederen Dämpfungswerten auf. Einen anderen Verlauf zeigen das Jenaer Normalglas N 16^{III} und das Stolberger Spiegelglas. Zwischen Raumtemperatur und 125 °C wird ein kleines Maximum der Dämpfung durchlaufen. Im weiteren Gegensatz zum Pyrexglas steigt die Dämpfung dieser Gläser im Bereich zwischen 200 und 400 °C stetig an, während sich beim Pyrexglas der Übergang von den niederen Dämpfungswerten unterhalb 400 °C zu den hohen Dämpfungswerten in der Nähe des Transformationspunktes besonders abrupt vollzieht.

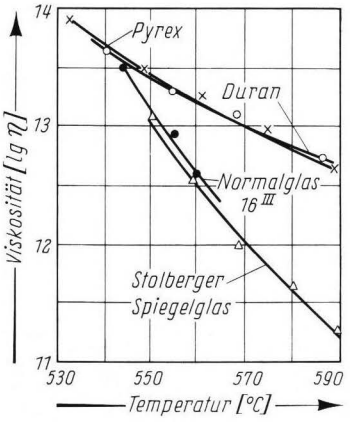

Bild 3. Viskosität im Transformationsgebiet für vier technische Gläser.

Würde man den Anstieg der Dämpfung bei der Annäherung an den Transformationsbereich allein dem damit verbundenen Absinken der Viskosität der Gläser zuschreiben, so würden Widersprüche auftreten. Wie Bild 3 zeigt, haben die Gläser Duran 50 und Pyrex die

geringere Temperaturabhängigkeit der Viskosität im Transformationsbereich, so daß für diese Gläser der stetigere Übergang von der Tief- zur Hochtemperaturdämpfung erwartet werden müßte, während die Messungen das Gegenteil ergaben.

Der Einfluß der Viskosität η der Gläser auf ihre Dämpfung läßt sich berechnen:

Das auf den hohlzylinderförmigen Glaskörper, siehe Bild 4, wirkende Drehmoment M ist:

$$M = D\varphi_0 = \tau \, RdF. \quad (1)$$

Die Schubspannung τ ist vom Achsenabstand R abhängig, so daß:

$$\tau = \frac{2\tau_0 R}{(R_a + R_i)} \quad (2)$$

ist, wenn R_a den halben äußeren und R_i den halben inneren Durchmesser des Glasröhrchens bezeichnen. τ_0 ist die Schubspannung im Abstand $R = (R_a + R_i)/2$. Damit läßt sich das gesamte Drehmoment durch Integration ermitteln:

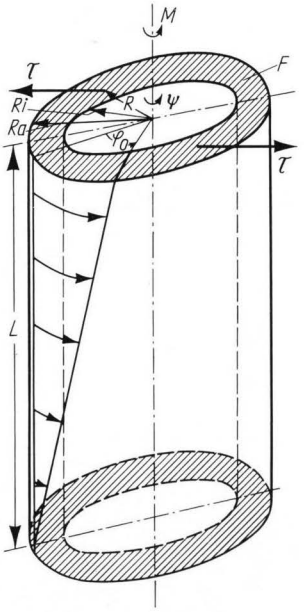

Bild 4. Torsion und viskoses Fließen des Hohlzylinders.

$$M = \tau \, RdF = \frac{2\tau_0}{R_a + R_i} \int_{R_i}^{R_a} 2\pi r^3 \, dr$$

$$= \frac{\pi \tau_0}{R_a + R_i} (R_a^4 - R_i^4) = D\varphi_0. \quad (3)$$

Die mittlere Schubspannung errechnet sich daraus zu:

$$\tau_0 = \frac{D\varphi_0 (R_a + R_i)}{\pi (R_a^4 - R_i^4)}. \quad (4)$$

Diese Schubspannung bewirkt ein viskoses Fließen gemäß der NEWTONschen Formel:

$$\tau_0 = \eta \frac{dv}{dx} = \frac{\eta (R_a + R_i) \dot{\Psi}}{2L} \quad (5)$$

wobei $\dot{\Psi}$ die Winkelgeschwindigkeit der Fließbewegung ist. Aus den Gleichungen (4) und (5) folgt:

$$\dot{\Psi} = \frac{2D\varphi_0 L}{\eta\pi (R_a^4 - R_i^4)}. \quad (6)$$

Bei den Torsionsschwingungen ist der Torsionswinkel φ_0 nicht konstant, sondern ändert sich periodisch:

$$\varphi = A \cos \omega t. \quad (7)$$

Die gedämpfte Schwingung müßte für eine exakte Berechnung mit:

$$\varphi = Ae^{-t/\tau_D} \cos \omega t$$

angesetzt werden, doch fällt der Fehler, der bei der Vernachlässigung des Dämpfungsfaktors entsteht, bei Schwingungen mit $\lambda \leq 0{,}2$ nicht ins Gewicht. Der Verlust an Schwingungsamplitude durch das viskose Fließen läßt sich also durch die Integration von $d\Psi = \dot{\Psi} dt$ über eine volle Schwingungsperiode T berechnen. Bildet man das Verhältnis Ψ/A, so erhält man die damit verbundene Dämpfung der Torsionsschwingung. Da sie nur den Beitrag des viskosen Fließens zur Dämpfung einschließt, wird sie mit λ_v bezeichnet und hat die Größe:

$$\lambda_v = \frac{\Delta\varphi}{\varphi} = \frac{1}{A} \int_0^T \dot{\Psi} \, dt$$

$$\lambda_v = \frac{8DL}{\eta\pi\omega (R_a^4 - R_i^4)} = \frac{8L\Theta\omega}{\eta\pi (R_a^4 - R_i^4)}. \quad (8)$$

Setzt man die gemessenen Werte für das Jenaer Normalglas N 16^{III} in Gleichung (8) ein, so erhält man bei einer Viskosität $\eta = 10^{14}$ P ($\triangleq$ 530 °C) einen Beitrag von $\lambda_v = 2 \cdot 10^{-3}$ zur Dämpfung der Schwingung. Da dies weniger ist als ein Zehntel der gemessenen Dämpfung, kann die Dämpfung für Temperaturen unter dem Transformationspunkt nicht durch ein viskoses Fließen der Probe erklärt werden.

Daraus läßt sich folgern, daß die Dämpfung im Temperaturbereich unterhalb 500 °C auf anelastischen Effekten beruht und durch Platzwechselvorgänge der Ionen bedingt ist. Die Platzwechselsprünge der Alkalionen geben dabei Anlaß zu einem Dämpfungsmaximum in der Nähe der Raumtemperatur. Dagegen ist der Dämpfungsanstieg bei Annäherung an den Transformationsbereich offenbar mit dem zunehmenden Aufbrechen einzelner Sauerstoffbrücken zwischen den SiO_4-Tetraedern zu erklären. Dadurch entsteht noch kein viskoses Fließen in makroskopischen Bereichen, jedoch tritt durch Umlagerung einzelner SiO_4-Tetraeder in mikroskopischen Bereichen eine beträchtliche Relaxation der mechanischen Spannungen in der Glasprobe ein.

Von verschiedenen Autoren, z. B. [9 und 10], wurde auf einen Zusammenhang zwischen der Temperatur des Transformationspunktes und der Mikrohärte hingewiesen. Dieser Zusammenhang wird hier nicht näher untersucht, zumal die Extrapolation der Viskosität im Transformationsbereich auf ihre Größe bei Raumtemperatur nicht ohne eine gewisse Willkür durchgeführt werden kann.

Bei den Mikrohärtemessungen an den Gläsern Pyrex, Duran 50, Jenaer Normalglas N 16^{III} und Stolberger Spiegelglas war jedoch aufgefallen, daß sich bei Pyrex- und Durangläsern keine einwandfreien Mikrohärteeindrücke herstellen ließen. Es traten stets, auch bei sehr geringer Belastung des Diamanten, Risse und Ausmuschelungen auf. Bei den Messungen mit dem Jenaer Normalglas N 16^{III} und dem Stolberger Spiegelglas wurden unter den gleichen Meßbedingungen stets muschelfreie Eindrücke beobachtet. Diese beiden Gläser besitzen also die größere Mikroduktilität. Oder anders ausgedrückt, Pyrex- und Duranglas sind „spröder", wobei der Begriff Sprödigkeit nicht identisch ist mit der Härte der Gläser.

Auch reines Quarzglas zeigt diese Muschelbildung. Werden spröde Gläser von Temperaturen abgeschreckt, die über dem Transformationspunkt liegen, so läßt sich eine Zunahme der Mikroduktilität bei der Härtemessung

beobachten, die mit einer gleichzeitigen Erhöhung der mechanischen Dämpfung verbunden ist.

3. Ergebnis

Die auffallende Parallelität der mechanischen Eigenschaften der alkaliarmen Gläser, wie Pyrex und Duran 50, sowie der alkalireichen Gläser, wie Jenaer Normalglas 16^{III} oder Stolberger Spiegelglas, legt die Vermutung nahe, daß nur Gläser mit hoher mechanischer Dämpfung, vor allem wenn sie ein Dämpfungsmaximum in der Nähe der Raumtemperatur besitzen, einen einwandfreien Mikrohärteeindruck gestatten, während Gläser mit geringer Dämpfung sich ausgesprochen spröde verhalten. Werden die Gläser abgeschreckt, so steigt sowohl ihre mechanische Dämpfung als auch ihre Mikroduktilität.

Die Bilder 5a und 5b zeigen Aufnahmen von einwandfreien und ausgemuschelten Mikroeindrücken in Gläsern.

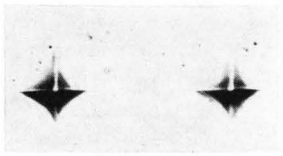

Bild 5a
Eindruck einer Diamantpyramide in Jenaer Normalglas N 16^{III}.
(Vergrößerung 400fach)

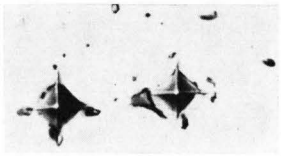

Bild 5b
Eindruck einer Diamantpyramide in Pyrexglas.
(Vergrößerung 400fach)

Der Leitung des Zentrallaboratoriums der Vereinigten Glaswerke Aachen sowie meinen Mitarbeitern sei hier mein Dank für ihre Unterstützung und Mithilfe ausgesprochen.

4. Schrifttum

[1] Zener, Cl.: Elasticity and anelasticity of metals. London: Cambridge Univ. Press 1948.
[2] Rötger, H. und Bennewitz, K.: Über die innere Reibung fester Körper. Phys. Z. **37** (1963) S. 578—588.
[3] Dietzel, A. und Deeg, E.: Temperaturabhängigkeit von innerer Reibung, Schallgeschwindigkeit und Elastizitätsmodul von Glas. Glastechn. Ber. **27** (1954) S. 105—116.
[4] Hoffman, L. C. und Weyl, W. A.: Survey of effect of composition on the internal friction of glass. Glass Ind. **38** (1957) S. 81—85, 104—105. [Ref. Glastechn. Ber. **30** (1957) S. 441.]
[5] Rötger, H. Über das elastische Relaxationsverhalten von einfachen und gemischten Alkalisilikaten und von Borax. Glastechn. Ber. **31** (1958) S. 54—60.
[6] Hilbert, K.: Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung und des Elastizitätsmoduls von Gläsern. Silikattechn. **7** (1956) S. 394—399. [Ref. Glastechn. Ber. **32** (1959) S. 173.]
[7] Rötger, H.: Neuere Erkenntnisse über das Relaxationsverhalten der Gläser. Silikattechn. **10** (1959) S. 57—62. [Ref. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 253.]
[8] Jagdt, R.: Untersuchungen von Relaxationserscheinungen an Alkali-Silikat-Gläsern. Glastechn. Ber. **33** (1960) S. 10—19.
[9] Petzold, A., Wihsmann, F. G. und v. Kamptz, H.: Die Mikrohärte einiger Silikatgläser und ihre atomistische Deutung. Glastechn. Ber. **34** (1961) S. 56—71.
[10] Douglas, R. W.: Some comments on indentation tests on glass. J. Soc. Glass Technol. **42** (1958) S. 145—157. [Ref. Glastechn. Ber. **33** (1960), S. 340.]

(39368)

DK 535.417:535.853.4:539.24:620.179.6:539.211:666.11.01

Anwendung der Vielstrahlinterferometrie zur Untersuchung von Mikrostrukturen auf Glasoberflächen

Von Klaus Berger und Gerhard Simonsohn, Berlin

(Mitteilung aus dem I. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin)

(Eingegangen am 19. Februar 1964)

Es wird über die wichtigsten Ergebnisse einer Arbeit berichtet, die sich mit vielstrahlinterferometrischen Untersuchungen an verschiedenen Glasoberflächen befaßt. Das Hauptgewicht der Diskussion liegt auf der Frage, inwieweit die für das Verfahren erforderliche Silber-Aufdampfschicht die Struktur der Glasoberfläche richtig wiedergibt.

Die optischen Interferenzerscheinungen im Luftspalt zwischen Glasoberflächen sind Erscheinungen der Zweistrahlinterferenz. Erhöht man das Reflexionsvermögen der Oberflächen durch eine dünne, teildurchlässige Metallschicht, so entsteht Vielstrahlinterferenz. Mit wachsendem Reflexionsvermögen nimmt die Halbwertsbreite der Interferenzstreifen ab; entsprechend steigt die Genauigkeit, mit der man Streifenversetzungen, also Unebenheiten der Oberflächen registrieren kann. Verwendet man als Metallschicht eine im Hochvakuum aufgedampfte Silberschicht von etwa 500 Å Dicke und hält gewisse kritische Versuchsbedingungen ein, so läßt das Interferogramm selbst bei vollständig auspoliertem Glas eine Mikrostruktur der Oberfläche erkennen, die Gegenstand der vorliegenden Untersuchung war. Daß es sich dabei um eine von der Silberschicht reproduzierte Struktur der Glasoberfläche handelt und nicht etwa ganz oder zum Teil um eine Struktur der Silberschicht selbst, wurde in der Literatur bisher nicht in Frage gestellt.

Für eine Reihenuntersuchung wurden mechanisch polierte Oberflächen von 14 verschiedenen Glassorten[1]) herangezogen, ferner die natürliche Oberfläche eines Ziehglases und die Oberflächen von Diapositivplatten, Objektträgern und Deckgläsern. Je zwei gleiche Platten wurden nach gemeinsamem Aufdampfen der Silberschicht zu einem Objekt kombiniert. Die beiden bedampften, einander zugekehrten Oberflächen bildeten einen angenähert planparallel begrenzten Luftspalt von etwa 4 μ Höhe. Das Objekt wurde mit weißem Licht senkrecht beleuchtet und in Auflicht-Beobachtung auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet. Die Interferenzstreifen in der Beobachtungsebene des Spektrographen (Streifen gleicher Farbordnung) wurden aus-

[1]) Die Glasproben wurden uns von der Deutschen Spiegelglas AG und von den Askania-Werken Berlin zur Verfügung gestellt. Wir danken insbesondere den Herren Dr. O. Gott und Dipl.-Math. K. Hildebrand für die freundliche Unterstützung.