

- [15] IRWIN, G. R.: Moisture assisted slow crack extension in glass plates. NRL Memorandum Report. Washington: Naval Research Laboratory 1966.
- [16] KERKHOF, F.: Untersuchung des Bruchvorganges spröder Körper mit Ultraschall. Vortrag auf dem Deutschen Physikertag in Berlin, 28. September bis 3. Oktober 1952.
- [17] KERKHOF, F. und DREIZLER, H.: Untersuchung des Bruchvorganges mittels Ultraschall. Glastechn. Ber. **29** (1956) S. 459–470.
- [18] KERKHOF, F.: Neuere Ergebnisse der Ultraschallfraktografie. In: O. Verf.: Symposium sur la résistance mécanique du verre et les moyens de l'améliorer. Florenz, 25. bis 29. September 1961. Charleroi: Hrsg. Union Scientifique Continentale du Verre 1962. S. 799–831. [Ref. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 420.]
- [19] KERKHOF, F.: Maximale Bruchgeschwindigkeit und spezifische Bruchenergie. Naturwiss. **50** (1963) S. 565 bis 566.
- [20] KERKHOF, F.: Zusammenhang zwischen der maximalen Bruchgeschwindigkeit mit anderen Materialkonstanten von Gläsern. In: PRINS, J. A.: Physics of non-crystalline solids. Proceedings of the International Conference, Delft. Amsterdam: North Holland Publ. Comp. 1965. S. 469–480. [Ref. Glastechn. Ber. **38** (1965) S. 467.]
- [21] KERKHOF, F.: Zur Dynamik der Bruchausbreitung in Silicatgläsern. Habilitationsschr. TH Karlsruhe 1965.
- [22] KERKHOF, F.: Crack branching in brittle fracture. Vortrag auf dem National Symposium on Fracture Mechanics, Bethlehem, Pennsylvania (USA) 1968.
- [23] KLEMM, W., SCHÖNERT, K. und UMHAUER, H.: The influence of temperature and environment on the slow crack propagation in glass. Vortrag auf der zweiten International Conference on Fracture, Brighton, 13. bis 18. April 1969.
- [24] KÜPPERS, H.: Die numerische Berechnung der Spannungsverteilung in der Umgebung einer Kerbspitze. Glastechn. Ber. **37** (1964) S. 185–189.
- [25] KÜPPERS, H.: Der Anfangsverlauf der Bruchgeschwindigkeit in Glasplatten im Zerreiversuch. Diss. Univ. Freiburg 1966.
- [26] KUHN, E.: Über den Einfluß der Oberflächenbehandlung auf die Biegefestigkeit von Flachglas. Dipl.-Arb. Univ. Freiburg 1960.
- [27] MOTT, N. R.: Brittle fracture in mild-steel plates. Engng. **165** (1948) S. 16–18.
- [28] PONCELET, E. F.: Fracture and comminution of brittle solids. Metals Technol. 1944, S. 1–20. (Amer. Inst. of Mining and Metallurgical Engineers.)
- [29] PONCELET, E. F.: Théorie des fractures dans les corps frangibles. In: O. Verf.: Symposium sur la résistance mécanique du verre et les moyens de l'améliorer. Florenz 25. bis 29. September 1961. Charleroi: Hrsg. Union Scientifique Continentale du Verre 1962. S. 833–845. [Ref. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 420.]
- [30] PARIS, P. C. und SIH, G. C. M.: Stress analysis of cracks. In: Fracture toughness testing and its applications. ASTM Spec. Techn. Publ. No. 381.
- [31] QUENETT, R.: Über die Biegefestigkeit von Tafelglas in Abhängigkeit von der Plattengröße und der Belastungsgeschwindigkeit. Dipl.-Arb. Univ. Freiburg 1954.
- [32] SMEKAL, A.: Die Festigkeitseigenschaften spröder Körper. Ergebn. d. exakten Naturwiss. **15** (1936) S. 106 bis 188.
- [33] SNEDDON, J. N.: The distribution of stress in the neighborhood of a crack in an elastic solid. Proc. Phys. Soc. London **187** (1946) S. 229–260.
- [34] SOMMER, E.: Der Bruchvorgang unter Manteldruck mit Überlagerung von Zug- und Torsionsspannungen. Diss. Univ. Freiburg 1966. SOMMER, E.: Das Bruchverhalten von Rundstäben aus Glas im Manteldruckversuch mit überlagerter Zugspannung. Glastechn. Ber. **40** (1967) S. 304–307.
- [35] SCHARDIN, H., MÜCKE, L. und STRUTH, W.: Bruchgeschwindigkeit von Gläsern. Glastechn. Ber. **27** (1954) S. 141–147.
- [36] SCHARDIN, H. und KERKHOF, F.: Ein neues Verfahren zur Bestimmung der Biegefestigkeit von Tafelglas. Glastechn. Ber. **28** (1955) S. 124–131.
- [37] STROH, A. N.: A theory of the fracture of metals. Adv. Phys. **6** (1957) S. 418–464, insbes. S. 454.
- [38] WESTERGARD, H. M.: Bearing pressures and cracks. J. appl. Mech. **6** (1939) S. 49–63.
- [39] WIEDERHORN, S. M.: Influence of water vapor on crack propagation in soda-lime glass. J. Amer. ceram. Soc. **50** (1967) S. 407–414. [Ref. Glastechn. Ber. **42** (1969) S. 143.] (48633)

DK 539.319:539.211:666.188:539.412.1

Thermisch induzierte Innenbrüche in Glasstäben

VON HANS BLAUDEL UND HERBERT RICHTER, Freiburg i. Br.

(Mitteilung aus dem Ernst-Mach-Institut der Fraunhofer-Gesellschaft, Freiburg i. Br.)

(Eingegangen am 9. Dezember 1968)

Durch thermisch induzierte Spannungen beim plötzlichen Erhitzen können in zylindrischen Glasstäben Brüche ausgelöst werden, die von der Stabachse aus radial nach außen verlaufen. Die Zerreispannungen für solche Innenbrüche werden abgeschätzt, Aufnahmen von Bruchflächen werden qualitativ gedeutet.

Beim herkömmlichen Zerreiversuch an Glasstäben beginnen Brüche immer an der Probenoberfläche; denn auch wenn keine künstliche Kerbe vorgegeben ist, sind immer zufällige Verletzungen an der Oberfläche vorhanden, die unter der Wirkung der äußeren Last Orte erhöhter Gefährdung darstellen. Es kommt dort zu Spannungskonzentrationen und zu einem bevorzugten chemischen Angriff der umgebenden Atmosphäre.

Bei Experimenten mit dem Ziel, die nur materialbedingte Festigkeit zu bestimmen, kommt es also darauf an, Versuche an Proben durchzuführen, die keine Verletzungen aufweisen und die keinem oder nur einem kontrollierbaren Einfluß des umgebenden Mediums ausgesetzt sind. Beide Bedingungen sind bei den üblichen Festigkeitsmessungen nur unvollkommen und mit großem experimentellen Aufwand zu erfüllen. Diese Schwierigkeiten können umgangen werden, wenn es gelingt, den Bruch im Inneren einer Materialprobe aus-

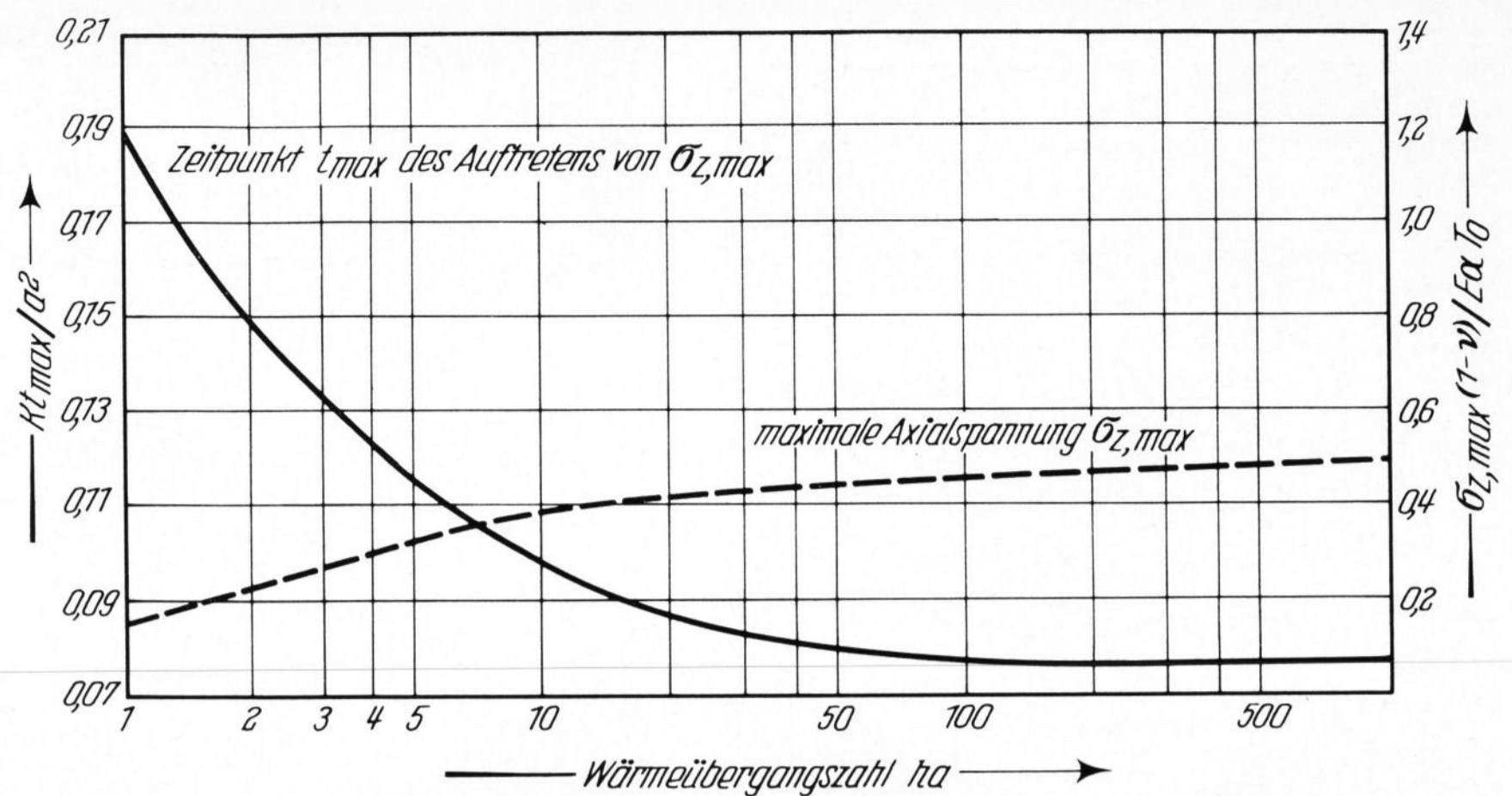
zulösen. Es hängt dann nur noch von den herstellungsbedingten Fehlern (mechanischen oder chemischen Ursprungs) in der Probe ab, inwieweit die molekulare Festigkeit bei Innenbruchversuchen angenähert werden kann.

SMEKAL und Mitarbeiter lieferten wohl die erste annähernd vollständige Beschreibung eines Innenbruchs (siehe z. B. MÜLLER [9], SMEKAL [10]). Dieser trat beim einachsigen Zugversuch an feuerpolierten Rundstäbchen aus Thüringer Geräteglas von etwa 1 mm Durchmesser auf. Besonders gute, fehlerfreie Oberflächen und eine grobe Fehlstelle im Stabinnern wurden für dieses sehr selten auftretende Ereignis verantwortlich gemacht. Es ist aber zu vermuten, daß überdies zufällige, vom Herstellungsprozeß stammende Restspannungen die Auslösung des Bruches im Stabinnern begünstigt haben.

Systematische Versuche zur Erzeugung von Innenbrüchen durch Fokussierung von Spannungsimpulsen

Bild 1. Maximale Axialspannung $\sigma_{z,max}$ und Zeitpunkt t_{max} ihres Auftretens im Zentrum eines langen Zylinders.

K = Temperaturleitfähigkeit, a = Radius des Zylinders, E = Dehnungsmodul, α = linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient, ν = Poissonzahl, T_0 = Temperaturprung im Heizmedium, h = relative Wärmeübergangszahl.



in Rotationsellipsoiden aus Polystyrol werden von HSIAO, MOGHE, SOONG und YIN [6] beschrieben; DAVIT und SOULIÉ [3] benutzten einen leistungsstarken Laserimpuls zur Auslösung von Innenbrüchen in Glas. Durch Wärmespannungen ausgelöste Innenbrüche wurden beim plötzlichen Erhitzen von kugelförmigen Aluminiumproben beobachtet (CRANDALL und GING [2]). Bei all diesen Versuchen bildet sich auf Grund der Probengeometrie und der Konzentrierung der zugeführten Energie in mehr oder weniger ausgedehnten Volumenelementen eine unkontrollierbare Vielzahl von Brüchen aus, die zur völligen Zerstörung einzelner Probenbereiche führt. ERNSBERGER [4] beschreibt die Auslösung von Brüchen an künstlich erzeugten, makroskopischen Innenkerben in Glasstäben.

Übersichtliche und symmetrische Einzelbrüche in unpräparierten Stäben beliebigen Durchmessers entstehen bei einer Versuchsanordnung, die auf folgenden Überlegungen beruht: Ein im Vergleich zu seinem Durchmesser $2a$ langer Glaszylinder wird im mittleren Teil der Mantelfläche erhitzt. Neben radialen und tangentialen Spannungen $\sigma_r(r, t)$ bzw. $\sigma_\varphi(r, t)$ werden mit dem sich ausbreitenden Temperaturfeld $T(r, t)$ in Achsenrichtung des Zylinders die Spannungen

$$\sigma_z(r, t) = \sigma_r + \sigma_\varphi = \frac{\alpha E}{1 - \nu} \left\{ \frac{2}{a^2} \int_0^a T(r, t) \cdot r \cdot dr - T(r, t) \right\} \quad (1)$$

aufgebaut (TIMOSHENKO, GOODIER [11], S. 410); hier bedeuten: r, φ, z = Zylinderkoordinaten, t = Zeit in s, ν = Poissonzahl, E = Dehnungsmodul in kp/cm^2 , α = linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient in grad^{-1} .

In einem konzentrischen Kreisring, der am Probenrand beginnt, herrscht Druck ($\sigma_z < 0$), in einem Kreisgebiet um das Zentrum Zug ($\sigma_z > 0$). Die Zug- und Druckanteile verteilen sich derart auf die gesamte Fläche eines betrachteten Querschnitts, daß Kräftegleichgewicht besteht. Der Betrag $\sigma_{z,max}$ des Zugspannungsmaximums in der Stabachse und der Zeitpunkt t_{max} seines Auftretens hängen über die Temperaturverteilung von den thermischen Randbedingungen, d. h. von der Temperatur des Heizmediums und der Wärmeübergangszahl ab (siehe z. B. CARSLAW und JAEGER [1], S. 199ff.). Bild 1 zeigt eine dimensionslose Auftragung der beiden Größen $\sigma_{z,max}$ und t_{max} als Funktion der Wärmeübergangszahl ha (h = relative Wärmeübergangszahl in cm^{-1}). Diese Kurven wurden gewonnen

durch numerische Auswertung von Gleichung (1) für den Fall einer sprunghaften Temperaturänderung T_0 im Medium, das den Zylinder umgibt (HLINKA, LANDAU und PASCHKIS [5], S. 14). Man entnimmt dem Diagramm, daß bei Glasstäben mit dem Radius $a = 0,5 \text{ cm}$ und den Materialkonstanten

$$\frac{E \cdot \alpha}{1 - \nu} = 90 \text{ kp/cm}^2 \text{ grad und}$$

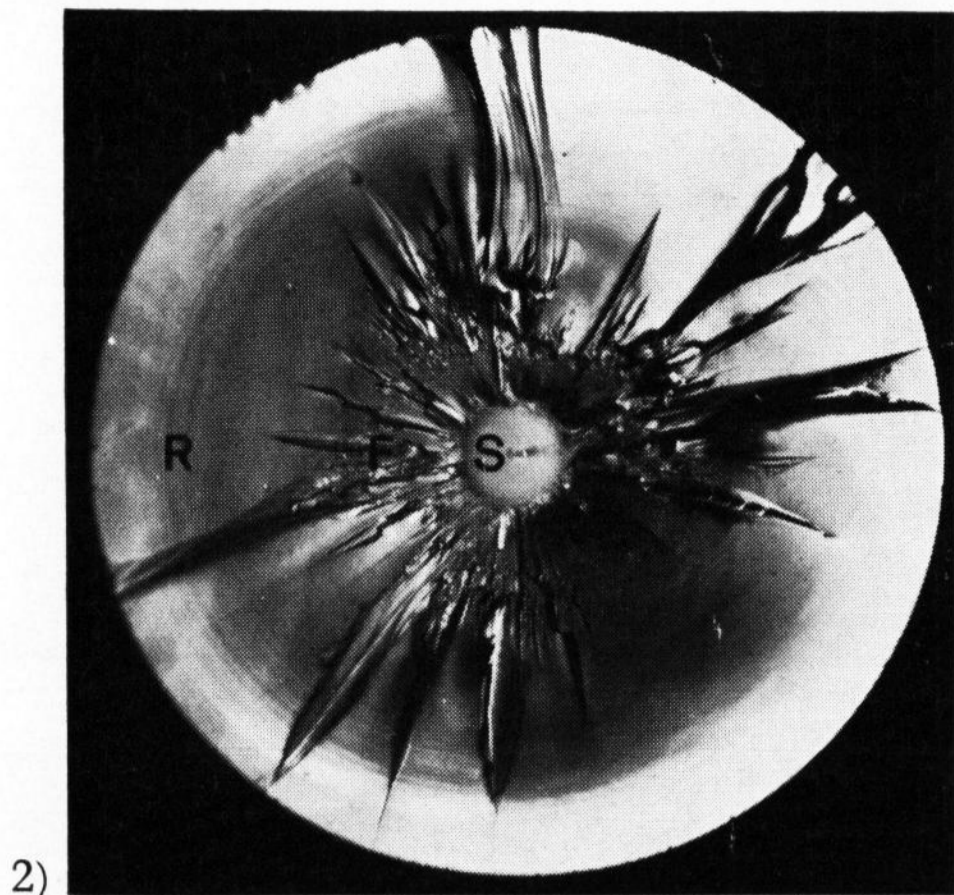
$$K = 0,0045 \text{ cm}^2/\text{s} \text{ (Temperaturleitfähigkeit)}$$

in der Achse maximale Zugspannungen zwischen 1800 und 300 kp/cm^2 nach 5 bis 11 s Erhitzungszeit auftreten; dabei wurde als Temperaturdifferenz zwischen Glasstab und umgebendem Medium $T_0 = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ zugrundegelegt, sowie als Wärmeübergangszahlen $h = \infty \text{ cm}^{-1}$ (also sprunghafte Änderung der Manteltemperatur) bzw. $h = 2 \text{ cm}^{-1}$. Wenn der Wärmekontakt zum Heizmedium noch schlechter wird (nach VINZ [12] ist $h_{\text{Glas-Luft}} \approx 0,1 \text{ cm}^{-1}$), nimmt das Zugspannungsmaximum weiter ab und verschiebt sich zu späteren Zeiten.

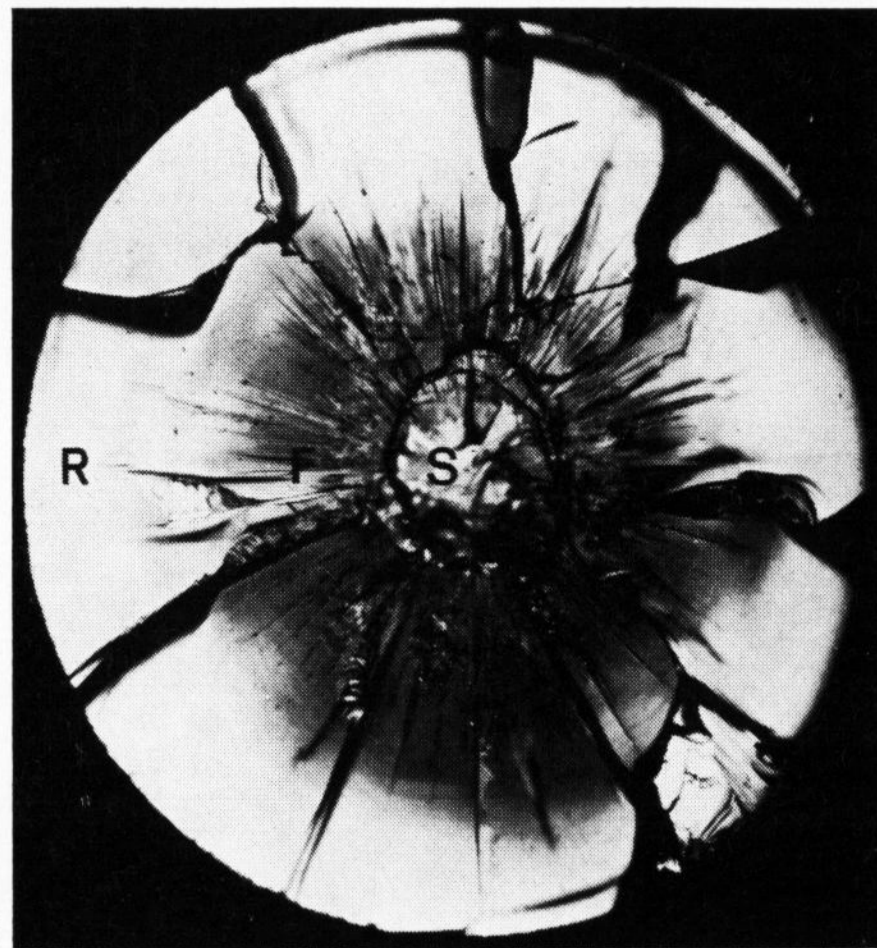
Diese Abschätzung ergibt, daß die thermisch induzierten Zugspannungen im Stabzentrum Werte annehmen können, die wesentlich höher als die äußere technische Festigkeit von größenordnungsmäßig 500 kp/cm^2 sind. Die Thermospannungen sollten daher auch im Stabinneren zur Auslösung von Brüchen führen können.

Die hier beschriebenen Versuche wurden mit Stäben aus AR-Glas (Glaswerke Ruhr, Essen), durchgeführt; sie hatten einen Durchmesser von 1 bzw. 2 cm und waren etwa 20 cm lang. Der in der oben durchgeführten Abschätzung zugrundegelegte Sprung der Temperatur auf die konstante Heiztemperatur T_0 im Medium, das den Glasstab umgibt, wurde in folgender Weise realisiert: Die Glasstäbe wurden zunächst in einer Mischung aus Methanol und Trockeneis auf etwa $-78 \text{ }^\circ\text{C}$ gekühlt; dann wurden sie möglichst rasch in ein Temperaturbad (Salzschmelze für die Stahlvergütung) von etwa $500 \text{ }^\circ\text{C}$ eingetaucht und darin bewegt, um einen gleichmäßigen Kontakt zum Wärmereservoir zu erhalten. Bis zum Bruch der Probe, der an einem deutlichen Knackgeräusch zu erkennen war, vergingen etwa 10 bis 20 s. Die nachträgliche Betrachtung der Bruchfläche zeigte, daß die Brüche im Inneren der Proben begonnen hatten.

In Erweiterung dieser Versuchstechnik kann das Spannungsfeld in der Probe dadurch definiert geändert werden, daß man während des Erhitzens in Achsen-



2)



3)

Bild 2. Auflichtaufnahme der Bruchfläche eines Innenbruchs.

Stabdurchmesser $2a = 1$ cm, mechanischer äußerer Zug 240 kp/cm², in der Heizfolie bis zum Bruch verbrauchte elektrische Leistung 15 kW, S = Spiegel, F = Furchungsbereich, R = Randbereich.

Bild 3. Auflichtaufnahme der Bruchfläche eines Innenbruchs.

Stabdurchmesser $2a = 1$ cm, mechanischer äußerer Zug 400 kp/cm², in der Heizfolie bis zum Bruch verbrauchte elektrische Energie 15 kW, S = Auslösebereich, F = Furchungsbereich, R = Randbereich.

richtung mechanischen Zug überlagert. Unter dieser Bedingung bleiben im Bereich der Probenoberfläche vorhandene Verletzungen ungefährlich, solange die Summe von thermisch induziertem Druck und mechanischem Zug kleiner als die äußere Festigkeit ist; im Stabinneren aber wird die thermische Zugspannung durch den mechanischen Zug verstärkt. Dann ist also zu erwarten, daß die Auslösung von radial vom Stabzentrum her sich ausbreitenden Innenbrüchen gefördert wird.

Die mechanische Zugspannung im Glasstab wurde mit einer herkömmlichen Zugprüfmaschine erzeugt. Als Wärmequelle für die Induzierung der thermischen Spannungen im Glasstab diente ein Heizstreifen, der spiralförmig um den mittleren Teil des Glasstabs gewickelt war und der über einen Regeltransformator mit maximal 1500 Watt belastet werden konnte.

Die Entwicklung von Temperatur- und Spannungsverteilung im Glasstab entspricht im wesentlichen derjenigen beim oben beschriebenen Eintauchversuch. Die Zeit, die der Heizstreifen nach dem Einschalten benötigt, um die konstante Endtemperatur T_0 zu erreichen, ist nämlich kurz im Vergleich zu der Zeit, die bis zum Eintritt des Bruchs vergeht.

Die Bilder 2 und 3 zeigen Bruchflächen von Innenbrüchen, die mit der zuletzt beschriebenen Technik erhalten wurden. Beide fotografierten Bruchflächen zeigen die gleiche charakteristische Dreiteilung: einen zentralen Auslösebereich (S), einen Rauheits- und Furchungsbereich (F) und eine Randzone (R) mit im wesentlichen wieder glatten Bruchflächen. Die aufgewendete Heizleistung war in beiden Versuchen etwa gleich, die überlagerten mechanischen Spannungen unterscheiden sich etwa um einen Faktor 2. Die Auslösung des Bruchs von Bild 2 bei einer vergleichsweise niedrigen Gesamtspannung wurde durch die im Stabzentrum deutlich sichtbare Störstelle bewirkt. Dementsprechend ist sein Auslösebereich als klar begrenzter, kreisrunder Spiegel von etwa 1 mm Durchmesser senkrecht zum axialen Zug ausgebildet. (In einigen Fällen wurden Spiegel bis zu 3 mm Durchmesser beobachtet.)

Der Bruch von Bild 3 startete ohne sichtbare unterstützende Kerbwirkung einer Störstelle unter einer erheblich höheren Gesamtspannung und erreichte schon nach einer sehr kurzen Laufstrecke seine maximale Geschwindigkeit. Das zeigt sich am Aussehen der Bruch-

fläche, die vom Auslöseort an alle Grade von Rauigkeit aufweist (KERKHOF [7]).

Der Primärbruch gabelt am Rand des Auslösebereichs in beiden Fällen in zwei makroskopische Sekundärbruchflächen auf. Diese verlaufen oberhalb und unterhalb der Spiegelebene bis zum Rand und trennen somit ein kreisringförmiges Keilstück ab (siehe Bild 4). Die verbleibenden Kegelstümpfe der beiden Probenhälften haben mittlere Neigungswinkel von etwa 10° . (Neigungswinkel bis zu 45° wurden bei anderen Versuchen beobachtet.) Die starke Zerklüftung des Innenteils des Keilstücks und der Kegelstümpfe läßt sich qualitativ verstehen als Folge der in diesem Bereich praktisch noch konstanten, sehr hohen Zugspannungen (LEES [8]). Diese entsprechen einem hohen Betrag von angelieferter elastischer Energie für den Bruchfortschritt.

Die Randzonen des Keilstücks bzw. der Kegelstümpfe in der Breite von $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}$ des Stabradius sind im wesentlichen zusammenhängende, glatte Flächen. Das ist wiederum eine Folge der oben diskutierten Spannungsverteilung. Sie liefert im Randbereich starken Druck und führt zu einer erheblichen Herabsetzung der

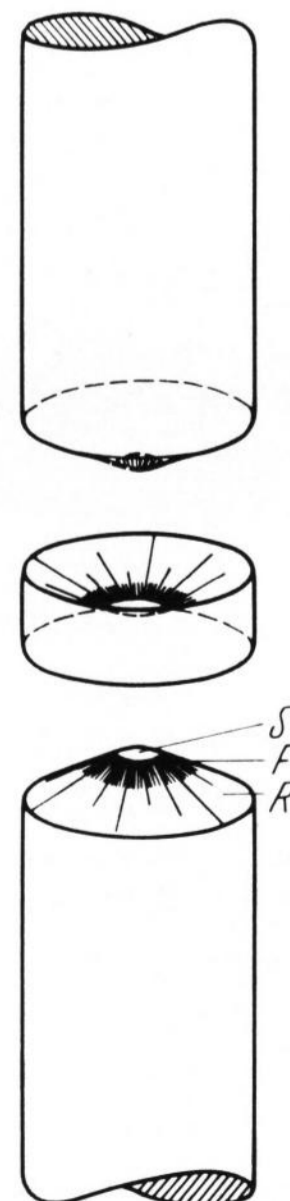


Bild 4. Beim Innenbruch in einem Glasstab entstehende Teilstücke — schematisch.

S = Auslösebereich (Spiegel), F = Furchungsbereich, R = Randbereich.

zum Bruchfortschritt verfügbaren Energie und damit zu einer Verminderung der Bruchgeschwindigkeit.

Bei genauer Kenntnis der thermischen Randbedingungen während des plötzlichen Aufheizens eines Stabes bis zum Bruch kann die bruchauslösende Spannung genau bestimmt werden. Diese liefert mit dem nachträglich ausmeßbaren Radius des Bruchspiegels die spezifische Bruchenergie. Ein Vergleich dieser Größe für

verschiedene Glassorten und andere spröde Materialien ist von grundlegendem Interesse.

Die Autoren danken Herrn Privatdozenten Dr. F. KERKHOF für die Anregung zu diesen Versuchen und sein förderndes Interesse. Der Hüttentechnischen Vereinigung der Deutschen Glasindustrie e. V. (HVG), Frankfurt (Main), der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen (AIF), Köln, und dem Bundeswirtschaftsministerium, Bonn, sei für ihre Unterstützung gedankt.

Literatur

- [1] CARSLAW, H. S. und JAEGER, J. C.: Conduction of heat in solids. Oxford: Clarendon Press 1959.
- [2] CRANDALL, W. B. und GING, J.: Thermal shock analysis of spherical shapes. J. Amer. ceram. Soc. **38** (1955) S. 44–54. [Ref. Glastechn. Ber. **29** (1956) S. 341.]
- [3] DAVIT, J. und SOULIÉ, M.: Durch einen Laserstrahl in Gläsern hervorgerufene Brüche. (Orig. franz.) C. R. hebdom. Séances Acad. Sci. **261** (1965) S. 3567–3570.
- [4] ERNSBERGER, F. M.: Strength of glasses. Vortrag auf dem VIII. Internationalen Glaskongreß in London vom 1. bis 6. Juli 1968.
- [5] HLINKA, J. H., LANDAU, H. G. und PASCHKIS, V.: Charts on elastic thermal stresses in heating and cooling of slabs and cylinders. ASME Annual Meeting, New York 1957. Pap. 57-A-238.
- [6] HSIAO, C. C., MOGHE, S. R., SOONG, C. K. und YIN, W. L.: Internal fracture caused by focussing of explosive waves. J. appl. Phys. **37** (1966) S. 2280–2282.
- [7] KERKHOF, F.: Bestimmung der maximalen Bruchgeschwindigkeit verschiedener Gläser nach der Ultraschall-Methode. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 267–272. (49013)
- [8] LEES, C. H.: Thermal stresses in solid and in hollow circular cylinders concentrically heated. Proc. Roy. Soc. London **A 101** (1922) S. 411–430.
- [9] MÜLLER, K. H.: Temperaturabhängigkeit der Zerreißfestigkeit von Glasstäben. Z. Phys. **69** (1931) S. 431 bis 455. [Ref. Glastechn. Ber. **9** (1931) S. 609.]
- [10] SMEKAL, A.: Die Festigkeitseigenschaften spröder Körper. Ergebn. exakt. Naturwiss. **15** (1936) S. 140.
- [11] TIMOSHENKO, S. und GODIER, I. N.: Theory of elasticity. New York: McGraw Hill 1951. S. 408–412.
- [12] VINZ, O.: Über den Einfluß wiederholter Temperaturwechselbeanspruchung auf die Abschreckfestigkeit von Glaskörpern. Glastechn. Ber. **34** (1961) S. 201–206.

DK 620.187:535.826.3:666.266.5:666.241.23:539.27:539.213.1

Elektronenmikroskopische Beobachtungen an Ultramikrotomschnitten von Fotochrom- und Kupferrubingläsern

Von AXEL KRAUTH und HERIBERT J. OEL, Würzburg

(Mitteilung aus dem Max-Planck-Institut für Silikatforschung, Würzburg)

(Eingegangen am 24. Oktober 1968)

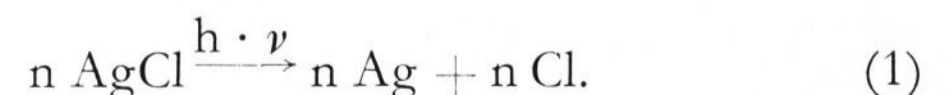
Sowohl beim Fotochromglas als auch beim Kupferrubinglas konnten die in der Glasmatrix dispergierten Metalle Silber und Kupfer mit Hilfe der Mikrotomtechnik sichtbar gemacht und identifiziert werden. Desweiteren wurde gezeigt, daß sich dünne Glasschnitte im Elektronenstrahl verändern. Dies kann sich sowohl als Phasentrennung als auch als Oberflächendiffusion der dispergierten Metallteilchen bemerkbar machen. Für die Oberflächendiffusion wurde das elektrostatische Feld, welches sich bei Elektronenbeschuß ausbildet, verantwortlich gemacht. Bei der Untersuchung von Dünnschnitten ist zu beachten, daß sich die Teilchengrößenverteilung der dispergierten Metalle durch solche Vorgänge zu größeren Werten hin verschiebt.

Um Aufschlüsse über die Feinstruktur von Gläsern, wie Mikroheterogenitäten usw., zu erhalten, werden meist zur elektronenmikroskopischen Untersuchung Abdrücke verwendet. Dabei ist einmal fraglich, ob diese Oberflächenabdrücke ein getreues Bild des gesamten Glaskörpers liefern, und zum anderen ist eine Identifizierung der einzelnen Ausscheidungen, wie sie im Abdruck sichtbar werden, nicht möglich. Ein weiterer Nachteil des Verfahrens ist die begrenzte Auflösung solcher Abdrücke. Zur Ergänzung dieser verhältnismäßig einfachen Abdruckmethode werden deshalb andere Verfahren angewendet, die es ermöglichen, das Glas zu durchstrahlen. Im wesentlichen sind das zwei Verfahren. Beim ersten Verfahren wird ein Glasplättchen chemisch gedünnt, beim zweiten verwendet man ein Ultramikrotom mit Diamantmesser dazu, um von einem Glassplittchen dünne Folien abzusprennen, wovon dann einige durchstrahlbar sind. Der Vorteil der direkten Durchstrahlung liegt einmal im höheren Auflösungsvermögen und zum anderen darin, daß die untersuchten Objekte durch Elektronenbeugung identifiziert werden können. Die vorliegende Arbeit will die Anwendbarkeit der Schneidetechnik an einem Fotochrom- und einem Kupferrubinglas demonstrieren und die Veränderung der Schnitte im Elektronenstrahl aufzeigen.

1. Untersuchung des Fotochromglases

Zum Schneiden der Gläser wurde ein Ultramikrotom (Firma Reichert) verwendet, die elektronenmikroskopischen Untersuchungen wurden mit dem EM-200-Gerät (Philips) durchgeführt. Die Technik der Probenherstellung und das Schneiden der Gläser wurde bereits von OBERLIES [1, 2] beschrieben.

Als erstes wurde ein Fotochromglas (Corning) untersucht, dessen Zusammensetzung aus Tabelle 1 ersichtlich ist. Fotochromgläser werden bei Sonnenbestrahlung dunkel, wobei folgender fotochemischer Prozeß abläuft:



Durch diesen Prozeß wird die Lichtdurchlässigkeit des Glases herabgesetzt. Bild 1 zeigt die Aufnahme eines belichteten und eines unbelichteten Glases. Das vom Silber wegwandernde Chlorion bleibt in der Glasmatrix und steht für die Rekombination zu AgCl, wodurch sich das Glas wieder aufhellt, zur Verfügung. Zwei Rekombinationsprozesse sind dabei möglich: 1. die natürliche thermische Wanderung des Chlorions zum Silberkristall und 2. die Bestrahlung mit Licht einer längeren Wellenlänge, als zur Schwärzung notwendig war.