

umgebung von Aluminium. Es erscheint nicht unvernünftig, die größere Dichte [1], den höheren Brechungsindex [1] und die breiten Linien bei starkem Intensitätsverlust, auf eine recht dichte Packung mit Anhäufungen von Strukturelementen mit Al^{3+} zurückzuführen.

Der Hüttentechnischen Vereinigung der Deutschen Glasindustrie (HVG), Frankfurt (Main), der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen (AIF), Köln, und dem Bundeswirtschaftsministerium, Bonn, danken die Autoren für die finanzielle Förderung dieser Arbeit.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Bereitstellung des „Computer of Averaging Transient“ gedankt.

5. Literatur

- [1] DAY, D. E. und RINDONE, G. E.: Properties of soda alumino-silicate glasses: I. refractive index, density, molar refractivity, and infrared absorption spectra. *J. Amer. ceram. Soc.* **45** (1962), S. 489–504. [Ref. *Glastechn. Ber.* **37** (1964) S. 261.]
- [2] DAY, D. E. und RINDONE, G. E.: Properties of soda alumino-silicate glasses: III. coordination of aluminum ions. *J. Amer. ceram. Soc.* **45** (1962), S. 579–581. [Ref. *Glastechn. Ber.* **38** (1965) S. 213.]
- [3] LACY, E. D.: Aluminium in glasses and in melts. *Phys. and Chem. Glasses* **4** (1963) S. 234–238. [Ref. *Glastechn. Ber.* **38** (1965) S. 212.]
- [4] MÜLLER-WARMUTH, W., POCH, W. und SCHULZ, G. W.: ^{27}Al -Kernresonanzuntersuchungen an Alkali-Alumosilicatgläsern. *Glastechn. Ber.* **39** (1966) S. 415–416.
- [5] MÜLLER-WARMUTH, W.: Magnetische Resonanz in Gläsern. Teil I: Einführung und Grundlagen. *Glastechn. Ber.* **38** (1965) S. 121–133. Teil II: Ergebnisse. *Glastechn. Ber.* **38** (1965) S. 405–414.
- [6] SILVER, A. H. und BRAY, P. J.: Nuclear magnetic resonance absorption in glass. Nuclear quadrupole effects in boron oxide, soda-boric oxide, and borosilicate glasses. *J. chem. Phys.* **29** (1958) S. 984–990.
- [7] HAUPT, J., MÜLLER-WARMUTH, W. und SCHULZ, G.: Einige neue Anwendungen und verbesserte Untersuchungsmethoden der magnetischen Kernresonanzspektroskopie. Drei Spektrometer für Festkörperuntersuchungen. *Z. angew. Phys.* **18** (1964) S. 132–139.
- [8] MÜLLER-WARMUTH, W., SCHULZ, G. W., NEUROTH, N., MEYER, F. und DEEG, E.: Protonen in Gläsern. *Z. Naturforsch.* **20a** (1965) S. 902–917.
- [9] BRUN, E. und HAFNER, S.: Die elektrische Quadrupol-aufspaltung von ^{27}Al in Spinell $MgAl_2O_4$ und Korund Al_2O_3 . *Z. Kristallogr.* **117** (1962) S. 37–62.
- [10] COHEN, M. H. und REIF, F.: Nuclear quadrupole effects in solids. In: SEITZ, F. und TURNBULL, D. (Hrsg.): *Solid state physics*. Bd. 5. New York: Academic Press 1957. S. 321–348.
- [11] SCHEERER, J.: Dipl.-Arb., Univ. Mainz 1966. (Nicht veröffentlicht.)
- [12] BRAY, P. J. und O'KEEFE, J. G.: Nuclear magnetic resonance investigations of the structure of alkali borate glasses. *Phys. and Chem. Glasses* **4** (1963) S. 37–46. [Ref. *Glastechn. Ber.* **39** (1966) S. 380.]
- [13] SVANSON, S. E., FORSLIND, E. und KROGH-MOE, J.: NMR study of boron coordination in potassium borate glasses. *J. phys. Chem.* **66** (1962) S. 174–175. [Ref. *Glastechn. Ber.* **35** (1962) S. 484.]
- [14] SIELAFF, G.: Dipl.-Arb., Univ. Mainz 1968. (Unveröffentlicht.)
- [15] BURNS, G.: Kernquadrupol-Kopplung in Alaunen. (Orig. engl.) *J. chem. Phys.* **32** (1960) S. 1585–1586.
- [16] STRAUSS, G. H.: Kernmagnetische Resonanzbestimmung einiger mikroskopischer Parameter des $LiAl_5O_8$. (Orig. engl.) *J. chem. Phys.* **40** (1964) S. 1988–1991.
- [17] HOCKENBERRY, J. H. jr., BROWN, L. C. und WILLIAMS, D.: Kernresonanzspektrum von ^{27}Al in Chrysoberyll. (Orig. engl.) *J. chem. Phys.* **28** (1958) S. 367–372.
- [18] ROBINSON, L. B.: Das Kernresonanzspektrum von ^{27}Al in Spodumen. (Orig. engl.) *Canad. J. Phys.* **36** (1958) S. 1295–1301.
- [19] BRUN, E., HAFNER, S. und HARMANN, P.: Elektrische Quadrupolwechselwirkungen in einigen Feldspäten. *Helv. phys. Acta* **33** (1960) S. 495–496.
- [20] EADES, R. G.: Eine Untersuchung des Kernresonanzabsorptionsspektrums von ^{27}Al in einem Einkristall von Euklas. (Orig. engl.) *Canad. J. Phys.* **33** (1955) S. 286 bis 297.
- [21] BROWN, L. C. und WILLIAMS, D.: Quadrupolare Aufspaltung der magnetischen Resonanzen von ^{27}Al und 9Be in Beryllkristallen. (Orig. engl.) *J. chem. Phys.* **24** (1956) S. 751–756. (48170)

DK 620.187:539.211:539.42:666.11.01

Mikro- und Makrostrukturen der Glasbruchfläche im Elektronenmikroskop

VON KLAUS PETER, Mosbach

(Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium Mosbach*)

(Eingegangen am 8. Mai 1968)

Die Ausnutzung hoher Lateral- und Tiefenauflösung moderner Elektronenmikroskope liefert topografische Details des Bruchvorgangs. Sie zeigen im „Spiegel“ die keineswegs ebene Oberfläche eines frischen Bruches und vertiefen im Gebiet sehr großer Bruchgeschwindigkeiten die bisherigen Vorstellungen über die Entstehung der rauhen Zone.

1. Bekannte Phänomene

Die durch spröden Bruch erhältliche Oberfläche der meisten Gläser zeigt zwei Gebiete unterschiedlicher Struktur, den glatten „Spiegel“ und die rauhe Zone hoher Bruchgeschwindigkeit (hackle marks). Im einachsigen Zugversuch an Stäben oder Platten aus Tafelglas lassen sich diese Erscheinungen besonders gut demonstrieren.

2. Untersuchungsziel und Probenherstellung

In elektronenmikroskopischer Beobachtung mit hoher Auflösung und großer Tiefenschärfe wurde versucht, Aussagen über feinste Rauigkeiten des Bruchspiegels und über Einzelheiten des Bruchverlaufs im rauhen Gebiet zu gewinnen. Durchstrahlungsmikroskopie von Direktabdrücken einer Kohle-Platin-Simultanbedampfung und Oberflächenrastermikroskopie am

Originalobjekt fanden dazu Verwendung. Die Proben bestanden aus Objektträgergläsern bzw. Tafelglas mit 2 bis 3 mm Dicke ähnlicher Abmessung. Die Bruchausbreitung erfolgte (nach Anrißbildung durch Diamantritzen) mechanisch oder thermisch, was für die hier mitgeteilten Ergebnisse ohne Belang blieb.

3. Bruchspiegel

In diesem Bereich der langsamen Bruchausbreitung erwartet man eine sehr ebene Oberfläche, über deren Mikrobeschaffenheit keine Angaben vorliegen. Die Spiegelzone erweist sich jedoch gegenüber einer gleichzeitig gebrochenen Quarzeinlagerung, gegenüber einer mechanisch oder feuerpolierten Oberfläche und einer mikroplastischen Spur rauher (Bilder 1, 2 und 3). Mit

*) Angeschlossen der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen (AIF), Köln, V 118/68.

dem Ultraschallmarkierungsverfahren [1] konnte dabei in vielen Fällen eine Bruchgeschwindigkeit kleiner als 0,3 m/s gemessen werden, d. h. ein sehr kleiner Wert: etwa $2 \cdot 10^{-4}$ der maximalen Bruchgeschwindigkeit.

Das Ergebnis kann zunächst im Zusammenhang zu chemischen Reaktionen mit der Atmosphäre gesehen werden, in der die Bruchfläche erzeugt wird [2, 3]. Es findet eine Bedeckung mit Gasmolekülen oder mit OH-Gruppen statt, die aus einer Reaktion mit dem atmosphärischen Wasser stammen. Nach [4] adsorbieren Kieselglas und Quarz wesentlich weniger Wasser als übliche Gläser. Dennoch kann diese Erklärung nicht als alleinige Ursache einer Aufrauhung ($< 50 \text{ \AA}$ nach den Bildern 1, 2 und 3) angesehen werden; denn auch Bruchflächen, die im Vakuum von 10^{-5} Torr durch langsamen thermischen Bruch erzeugt und ohne Belüftung sofort zur Präparation bedampft wurden, sind von Bild 1 nicht unterscheidbar. Berücksichtigt man zudem noch die relative Glätte der plastischen Spur (Bild 3), so bleibt nur die Annahme einer strukturbedingten Grundrauhigkeit des Glasspiegels übrig. Wenn es auch gelingen sollte, durch Anwendung passend kontrollierter Spannungen einen großen Bruchspiegel zu erhalten, so zeigt Bild 2, daß die damit erhaltene Oberflächengüte nicht mit einer herkömmlichen Politur konkurrieren kann.

4. Rauhe Zone

4.1. Experimenteller Befund

Die Auswertung der Bruchflächenfotografien lieferte folgende Ergebnisse: Der Übergang vom Spiegel zur rauhen Zone geschieht kontinuierlich, d. h. im elektronenmikroskopischen Direktabdruck sind keine Diskontinuitäten festzustellen. Bei der Aufstellung von Bruchspiegelrelationen und Bestimmung zugehöriger spezifischer Bruchenergien sollte deshalb stets angegeben werden, auf welche Weise die Größe des Spiegels gemessen wurde [5].

In Übereinstimmung mit [6] ergab sich im rauhen Gebiet eine Bruchausbreitung mit Maximalgeschwindigkeit. Die Meßgenauigkeit der Ultraschallmethode war hierbei allerdings nicht sehr hoch. Feinere Schalllinienabstände wären wünschenswert, doch hatten Versuche mit dieser Zielrichtung im GHz-Gebiet noch keinen Erfolg [7].

Die Struktur des rauhen Gebietes weist Merkmale auf, die von rein statistischer Unebenheit abweichen und nähere Betrachtung verdienen (Bilder 4 und 5): Relativ

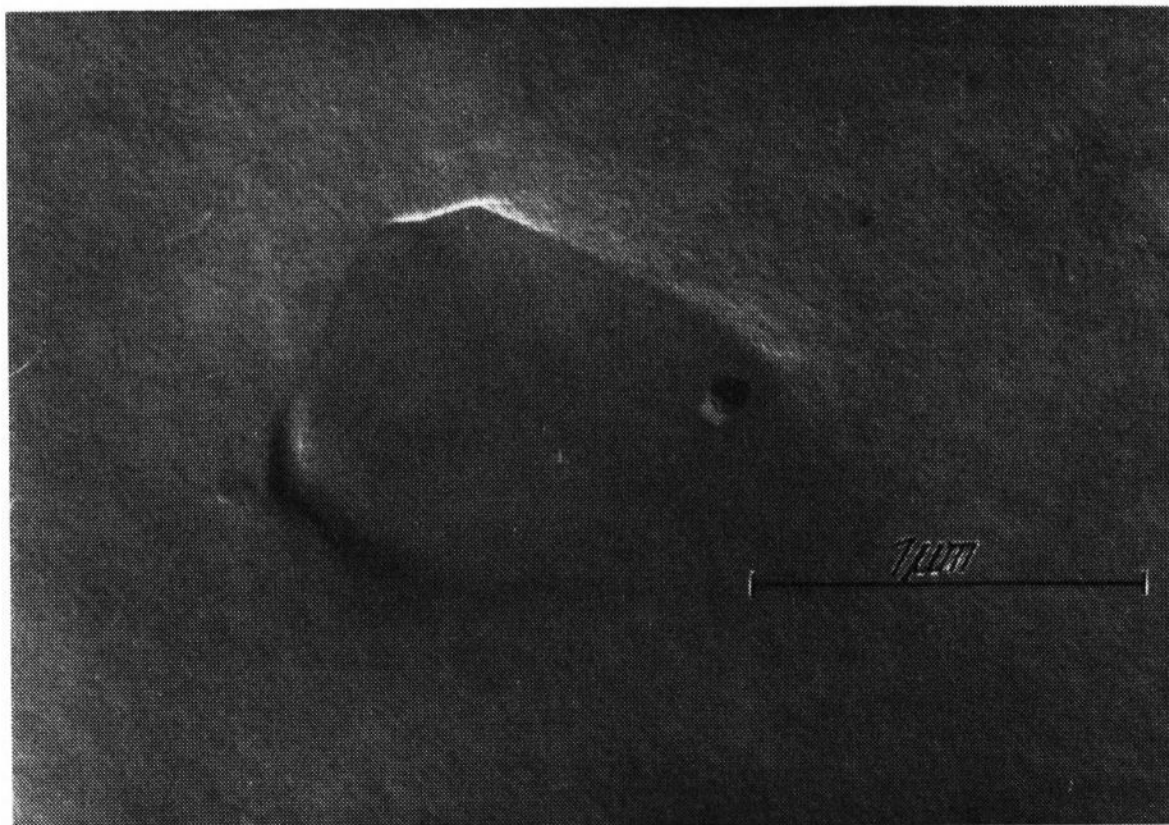


Bild 1. Eingeschmolzenes Quarzteilchen in der Glasmatrix, Bruchfläche eines langsamen Bruches.

glatte Teilflächen T ordnen sich ober- und unterhalb eines feingerauhten Grundniveaus so an, daß sich in Bruchrichtung schematisiert ein Profil wie in Bild 7 ergibt. Senkrecht zur Bruchoberfläche und -richtung sind unter dem sehr rauhen Gebiet Innenrisse zu beobachten, die etwa parallel zur Oberfläche liegen (Bild 6).

4.2. Deutungsmöglichkeiten auf Grund der Spannungsverteilung um die Kerbspitze

Das Normalspannungsgesetz, dem beim Sprödbrech von Gläsern eine große Bedeutung zukommt, schreibt vor, daß die Bruchrichtung immer senkrecht zur momentan gerade wirksamen Hauptzugspannung an der Kerbspitze verläuft. Zieht man die nach den Formeln von INGLIS [8] numerisch von KÜPPERS [9] berechnete Spannungsverteilung bei einer elliptischen Kerbe heran, so folgt daraus in völliger Übereinstimmung mit der Erfahrung die geradlinige Ausbreitung des langsamen Bruches in Kerbachsenrichtung. Anders ist es beim schnellen Bruch. Man muß annehmen, daß die molekulare Zerreißfestigkeit σ_M nicht nur im Kerbgrund übertroffen wird. Nach KERKHOF [10] können dann auch vor der eigentlichen Bruchfront Risse erzeugt werden, wodurch insgesamt eine unebene Bruchfläche entsteht. Aufbauend auf diesen Anschauungen und unter Verwendung der in 4.1. genannten Ergebnisse, läßt sich nun ein detailliertes Bild des schnellen Sprödbrechtes aufzeigen.

Zunächst seien die Spannungen in einiger Entfernung vom Kerbgrund aus betrachtet, wobei nach [11] der statische Fall auch noch bis zur maximalen Bruchgeschwindigkeit eines Silicatglases eine sehr gute Näherung darstellt. Für die Auslösung des Bruches ist der Isobarenverlauf wichtig (siehe [9]). In Bild 8 sei das Gebiet

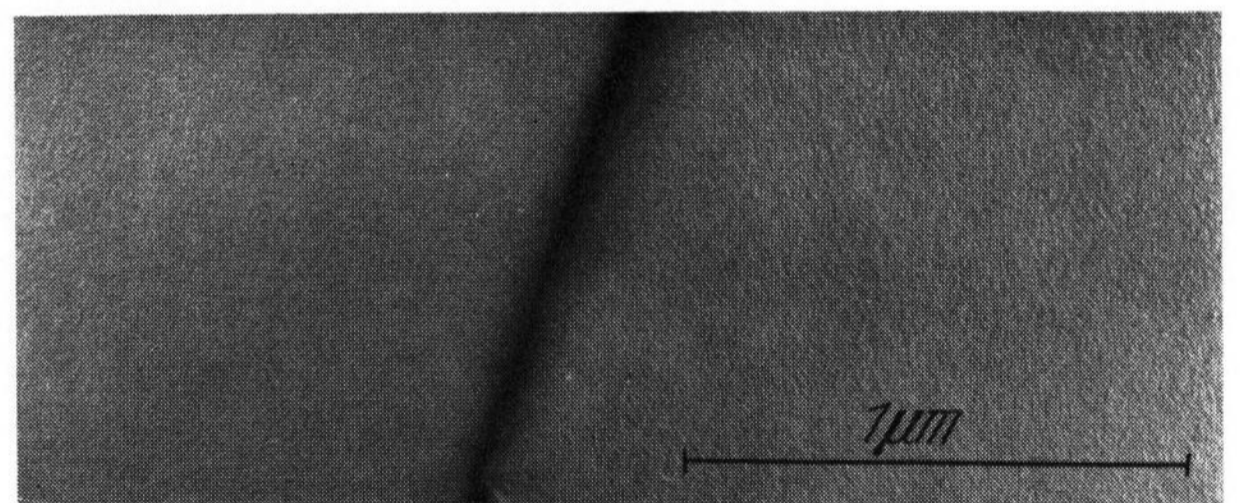


Bild 2. Mechanisch polierte Glasoberfläche (links) und senkrecht dazu liegende Bruchfläche (rechts). Der dunkle Mittelstreifen ist die Kante beider Flächen.

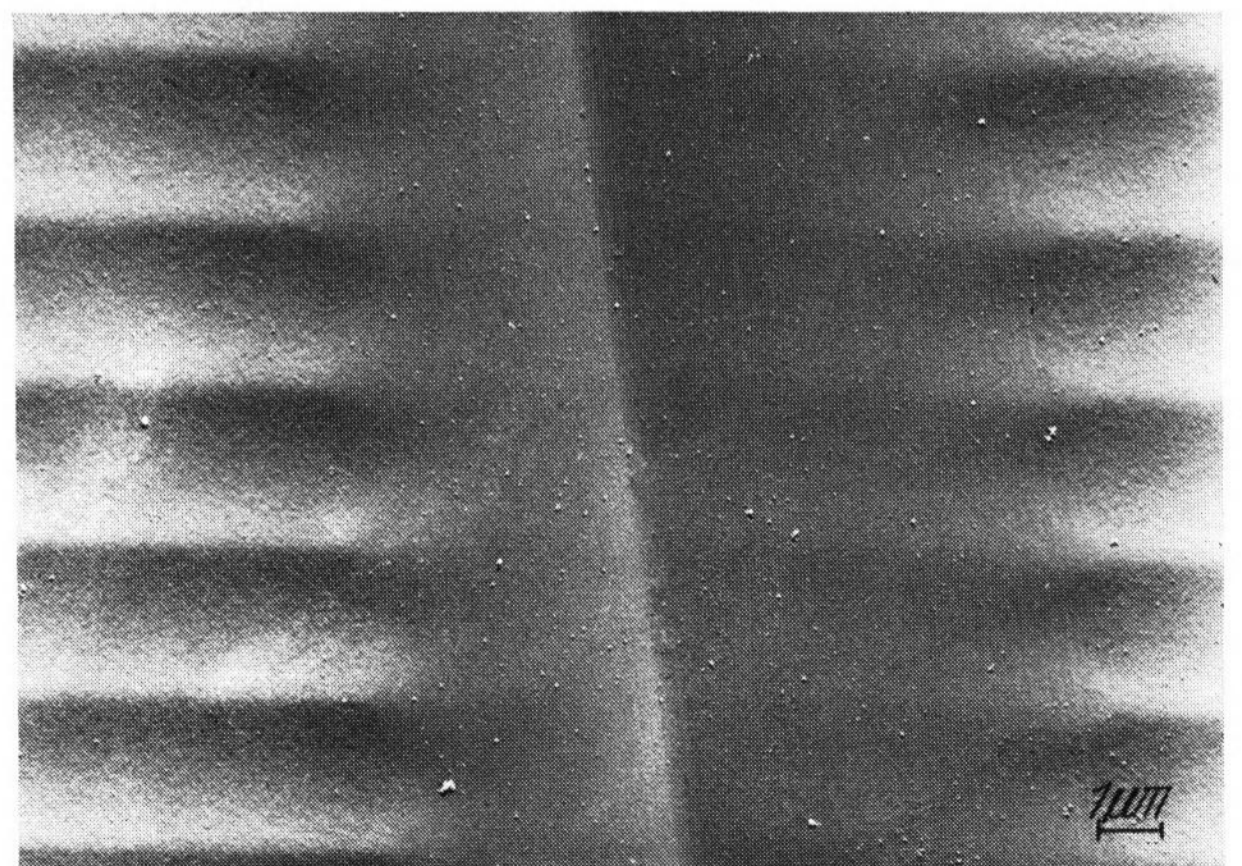
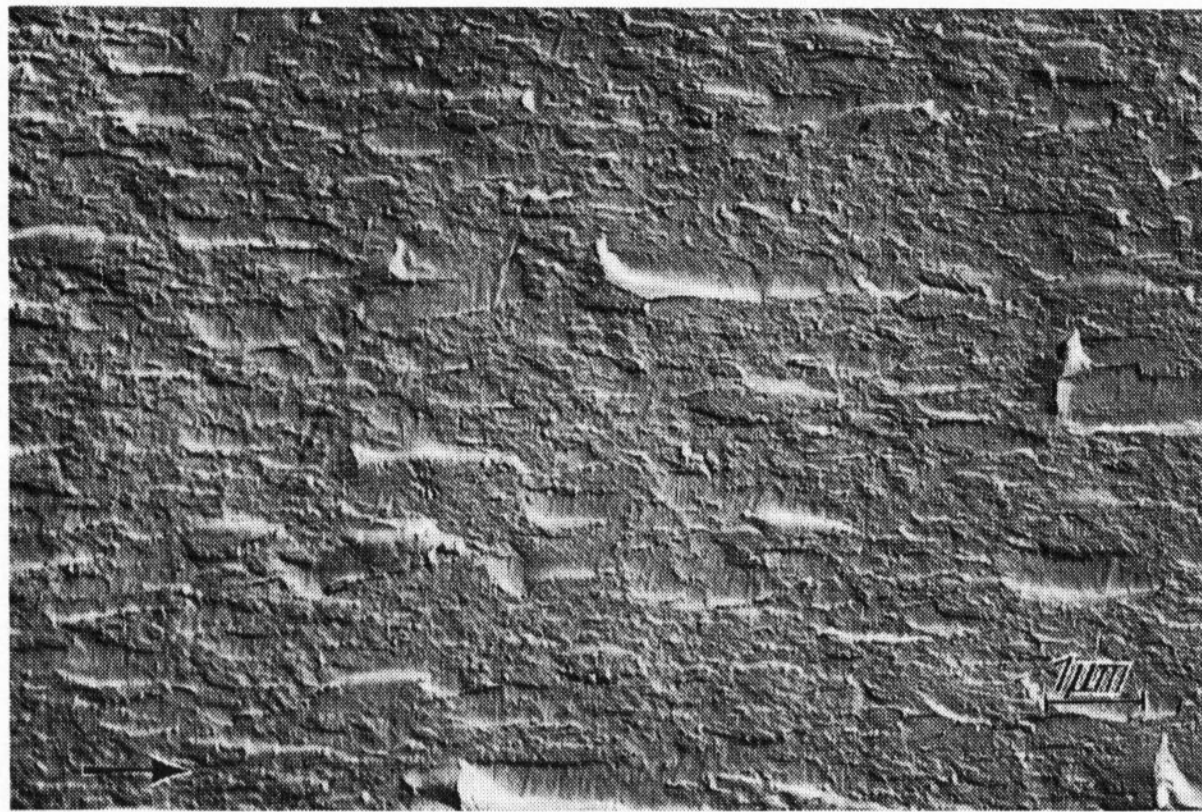


Bild 3. Diamantspur auf Spiegelzone einer mit 1 MHz schallmodulierten Glasbruchfläche.

Pyramide 150° Dachflächenwinkel, 25 p, $v_{\text{Ritz}} = 1 \text{ mm/s}$, $\bar{v}_{\text{Bruch}} = 2,5 \text{ m/s}$.



4)

schraffiert, in dem σ_I (Hauptzugspannung, die auf der x-Achse senkrecht steht) überall z. B. $1/10$ der Maximalspannung σ_{max} im Kerbgrund nicht unterschreitet. (Die Isobaren für $1/20 \sigma_{max}$ usw. haben einen geometrisch ähnlichen Verlauf.) Dabei ist zu beachten, daß nach [9] in der Auftragung $\sigma_I = \sigma_I(\varphi)$ in nicht zu kleiner Entfernung von der Spitze ein σ_I -Maximum bei $\varphi = 60^\circ$ vorliegt. Vorausgesetzt, daß z. B. im schraffierten Gebiet stets $\sigma_I > \sigma_M$ ist, so sollte auf der gestrichelten Linie in Bild 8 eine erhöhte Auslösewahrscheinlichkeit für einen „Vor-Bruch“ bestehen.

Gegen die x-Achse als begünstigter Ort zur Auslösung von Vorbrüchen spricht ferner das Zurückweichen der Isobarenfront auf ihr und die Zunahme der Spannungsanisotropie ($\sigma_{II}/\sigma_I \rightarrow 1$) bei genügender Entfernung vom Kerbgrund [9]. Nach [12] ist nämlich die Festigkeit im hydrostatischen Zugversuch ($\sigma_{II} = \sigma_I$) höher als bei einachsiger Belastung. Nach dem Vorangegangenen ist z. B. in A die Erzeugung eines Vorbruches möglich. Nun zeigte COTTERELL [13] für perfekt isotropes elastisches Material, daß bei Bruchausbreitung entlang Hauptspannungslinien (Trajektorien) senkrecht zur Maximalspannung die freiwerdende potentielle Energie am größten ist. Dieser Weg ist energetisch bevorzugt. Damit kann im vorliegenden Fall in guter Näherung die σ_{II} -Trajektorie als Ausbreitungsrichtung angesehen werden (Bild 8). Aufrauungen auf der Bruchfläche eines Vorbruches sind in Übereinstimmung mit den Bildern 4 und 5 nicht stärker als in der Spiegelzone. Demgemäß besteht große Ähnlichkeit zwischen den T-Abschnitten in Bild 7 und der σ_{II} -Trajektorie. Ergänzend sei mitgeteilt, daß sich HERTZsche Brüche (Kugeleindrücke) ähnlich diskutieren lassen [14].

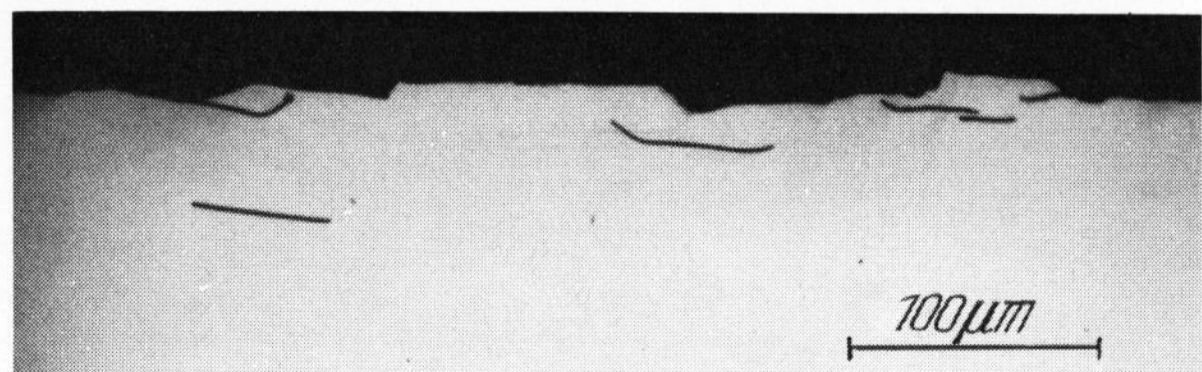
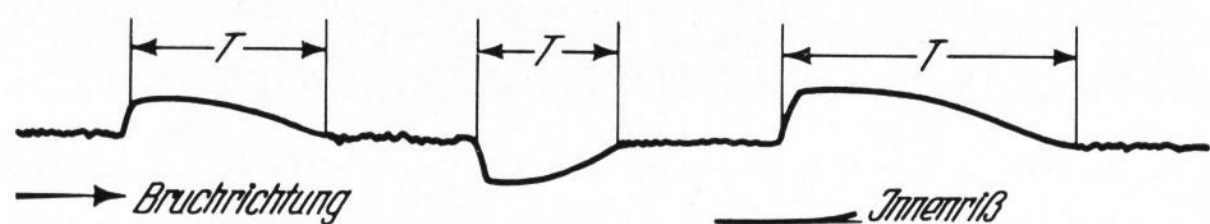
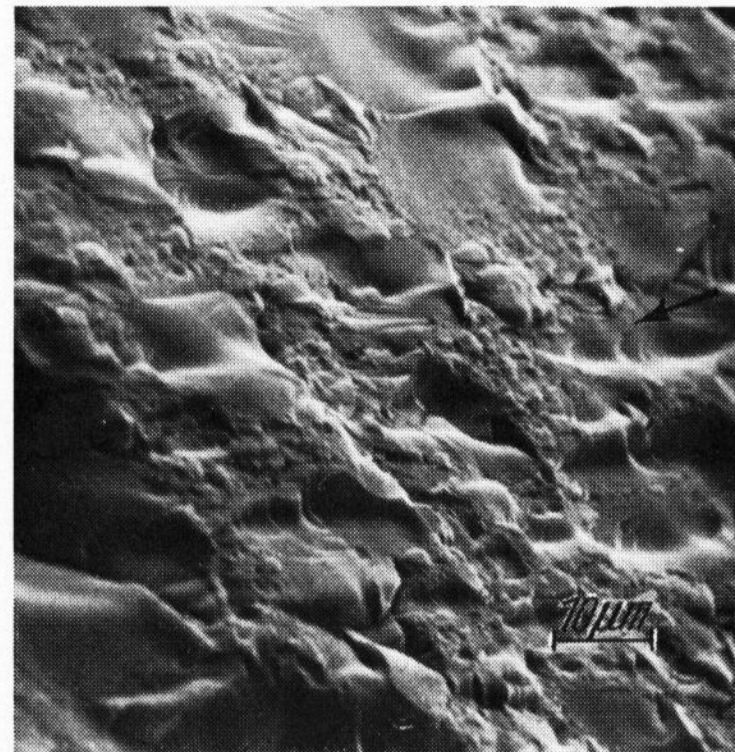


Bild 6. Rauhe Zone höchster Bruchgeschwindigkeit im lichtmikroskopischen Profil senkrecht zur Bruchrichtung. Die Innenrisse wurden mit leichter HF-Ätzung etwas verbreitert.



7)



5)

Bild 4. Rauhe Zone höchster Bruchgeschwindigkeit (Abdruck in Durchstrahlung).

Der Pfeil gibt die Bruchrichtung an.

Bild 5. Rauhe Zone höchster Bruchgeschwindigkeit (rastermikroskopische Aufnahme mit dem Stereoscan-Gerät am Originalobjekt nach Goldbedampfung).

Der Pfeil gibt die Bruchrichtung an.

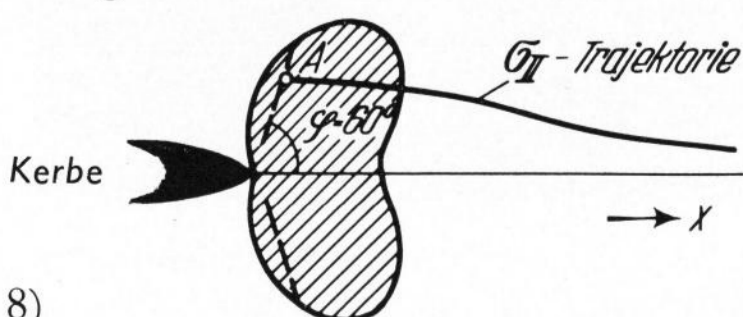
4.3. Wahrscheinlichkeitsbetrachtung für das feingerauhte Gebiet

Eine strenge Anwendung des Normalspannungsgesetzes dürfte auch bei sehr starker Spannungsüberhöhung an einem Kerbgrund mit endlicher Krümmung nur die Ausbreitung in Richtung $\varphi = 0$ (Bild 8) zulassen. Nimmt man jedoch an, daß in der Nähe der Spitze $\sigma_I \gg \sigma_M$ ist, dann scheint eine Wahrscheinlichkeitsbetrachtung wie in [13] gerechtfertigt. Es werden mit der IRWINSchen Methode [15] die Rißausbreitungskräfte \mathcal{G} in Abhängigkeit von φ berechnet und damit Ausbreitungswahrscheinlichkeiten um $\varphi = 0$ herum diskutiert. Effektiv bedeutet das die Aufgabe des Normalspannungsgesetzes. Im vorliegenden Fall folgt aus $\sigma_I \gg \sigma_M$ in Kerbgrundnähe auch $\sigma_{II} > \sigma_M$ bzw. $\sigma_{II} \gg \sigma_M$. Vorausgesetzt wird die Annahme einer Proportionalität zwischen $\mathcal{G}(\varphi)$ und der Wahrscheinlichkeit $w(\varphi)$ der Bruchausbreitung in Richtung φ . Die in [13] durchgeführte Betrachtung benutzt eine $\mathcal{G}(\varphi)$ -Funktion, die sich aus der Spannungsverteilung um einen schlitzförmigen Riß mit Krümmungsradius null im Kerbgrund herleitet. Da ohnehin nur kleine Winkelabweichungen ($\varphi \approx \sin \varphi$) berücksichtigt werden, sei für die folgende allgemeinere Überlegung vorausgesetzt, daß $\mathcal{G}(\varphi)$ bzw. $w(\varphi)$ durch Gauß-Verteilungen dargestellt werden können, die die Verhältnisse bei sehr unterschiedlichen Kerbgeometrien erfassen:

$$w(\varphi) d\varphi = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2\varphi^2} d\varphi. \quad (1)$$

Man kann sich — ohne die physikalische Bedeutung des folgenden Modells mangels direkter Beobachtung eingehender zu interpretieren — die Ausbreitung des Bruches aus sehr vielen gleich großen und voneinander unabhängigen Elementarschritten zusammengesetzt denken, zwischen denen dem Bruch jedes Mal ein φ mit bestimmter Wahrscheinlichkeit angeboten wird. Nach dem (i-1)ten Schritt besteht eine nach Gleichung (1) gegebene Wahrscheinlichkeit, sich in Richtung $\varphi_i \pm \frac{d\varphi}{2}$ weiter zu bewegen (Bild 9).

Die Abweichung am iten Punkt von der Kerbachse ist f_i . Das Problem wird nun als Fehlerfortpflanzung behandelt.



8)

Bild 7. Bruchprofil-Schema der rauhen Zone.

Bild 8. Spannungsverhältnisse in Kerbnähe. (Erläuterungen im Text).

Bild 9. Bruchausbreitungsmodell in Schritten.

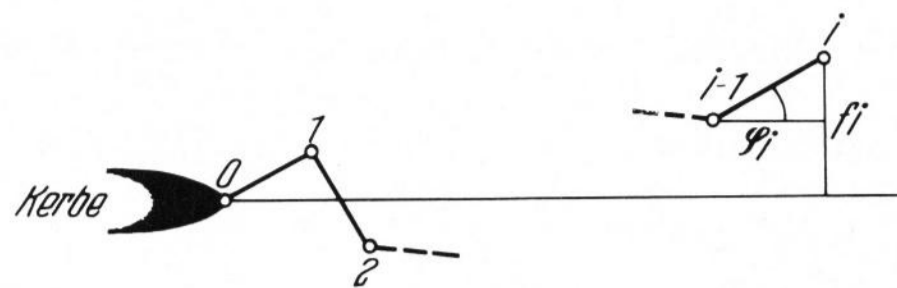
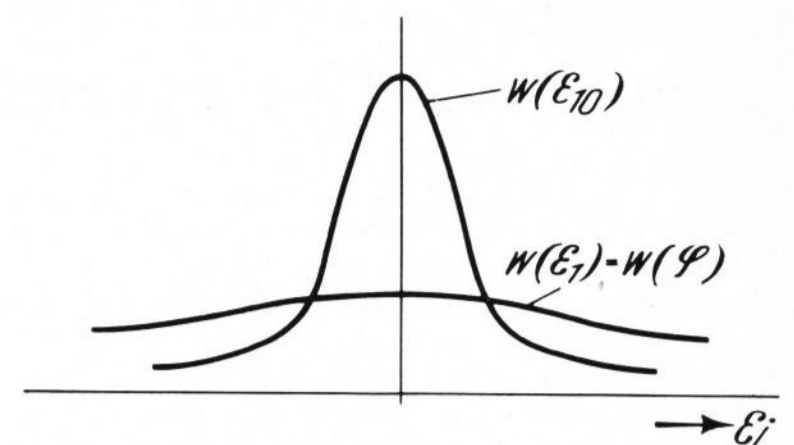


Bild 10. Wahrscheinlichkeiten für die mittlere Winkelabweichung.

9)



10)

Es gilt dann

$$f_n = \sum_{i=1}^n \sin \varphi_i, \quad (2)$$

mit den „wahren“ Werten $\varphi_i = 0$ und $f_n = 0$ und

$$\Delta f_n = \sqrt{\sum_i^{1..n} \left(\frac{\partial f}{\partial \varphi_i} \Delta \varphi_i \right)^2}. \quad (3)$$

Dabei ist $\Delta \varphi_i$ die mittlere Abweichung (= der mittlere Fehler) für φ_i und nach Voraussetzung für alle i gleich $\Delta \varphi = (h\sqrt{2})^{-1}$. Wegen $\sin \varphi_i \approx \varphi_i$ folgt

$$\Delta f_n = \frac{\sqrt{n}}{h\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Die mittlere Winkelabweichung nach n Schritten mit der Länge 1 ist dann

$$\varepsilon_n = \frac{1}{h\sqrt{2n}}. \quad (5)$$

Die zu erwartenden Wahrscheinlichkeiten für die ε_n sind in Bild 10 veranschaulicht. Mit wachsender Schrittzahl n wird zwar die Streuung um den Achsenabstand größer, doch wird die Winkelabweichung immer kleiner. Obwohl auf kleinen Strecken $\varphi \neq 0$ durchaus vorkommen kann, läuft der Bruch über längere Wege mit $\varphi = 0$. In Bild 7 entspricht dieser Bruchverlauf den zwischen den T-Abschnitten der Vorbrüche liegenden feingerauteten Gebieten. Sie stellen ein zusammenhängendes Gebiet dar, das mit maximaler Bruchgeschwindigkeit durchlaufen wurde. Die Teilflächen der Vorbrüche sind dagegen mehr oder weniger isoliert und wurden langsamer durchlaufen. Gelegentlich finden sie keinen Anschluß an die Hauptbruchfläche und können als Innenrisse unter der Oberfläche stehenbleiben (Bild 6).

6. Literatur

- [1] KERKHOF, F.: Neuere Ergebnisse der Ultraschall-Fraktografie. In: O. Verf.: Symposium sur la résistance mécanique et les moyens d'améliorer. Florence, 20–25 septembre 1961. Comptes rendus. Charleroi: Union Scientifique Continentale du Verre 1962. S. 799–831. [Ref. Glastechn. Ber. 35 (1962) S. 420.]
- [2] RAYLEIGH, Lord: Breath figures. Nature 86 (1911) S. 416 bis 417, Nature 90 (1912/13) S. 436–438.
- [3] HOLLAND, L.: The properties of glass surfaces. London: Chapman & Hall 1964. [Ref. Glastechn. Ber. 39 (1966) S. 436.]
- [4] PIKE, R. G. und HUBBARD, D.: Physiko-chemische Untersuchungen über die zerstörende Reaktion von Alkaliverbindungen mit Zuschlag im Beton. (Orig. engl.) J. Res. nat. Bur. Stand. 59 (1957) S. 127–132.
- [5] SOMMER, E.: Das Bruchverhalten von Rundstäben aus Glas im Manteldruckverfahren mit überlagerter Zugspannung. Glastechn. Ber. 40 (1967) S. 304–307.
- [6] KERKHOF, F.: Bestimmung der maximalen Bruchgeschwindigkeit verschiedener Gläser nach der Ultraschallmethode. Glastechn. Ber. 35 (1962) S. 267–272.
- [7] KÜPPERS, H.: (Persönliche Mitteilung.)
- [8] INGLIS, C. E.: Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners. Trans. Instr. naval. Archit. 55 (1913) S. 219–230.
- [9] KÜPPERS, H.: Tabellen der Spannungen in der Umgebung einer Kerbspitze. Wiss. Ber. Ernst-Mach-Inst. Nr. 6/64. Freiburg: 1964.
- [10] KERKHOF, F.: Zusammenhang der maximalen Bruchgeschwindigkeit mit anderen Materialkonstanten von Gläsern. In: PRINS, J. A. (Hrsg.): Physics of non-crystalline solids. Proceedings of the International Conference Delft, July 1964. Amsterdam: North Holland Publ. Comp. 1965. S. 469–480. [Ref. Glastechn. Ber. 38 (1965) S. 467.]
- [11] YOFFE, E. H.: The moving Griffith crack. Phil. Mag. 42 (1951) S. 739–750.
- [12] LINDSEY, G. H.: Triaxial fracture studies. J. appl. Phys. 38 (1967) S. 4843–4852.
- [13] COTTERELL, B.: On brittle fracture paths. Int. J. Fracture Mech. 1 (1965) S. 96–103.
- [14] FRANK, F. C. und LAWN, B. R.: On the theory of Hertzian fracture. Proc. Roy. Soc. 299 A (1967) S. 291–305.
- [15] IRWIN, G. R.: Fracture. In: FLÜGGE, S. (Hrsg.): Handbuch der Physik. Bd. 6. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1958. S. 551–590. (47 823)

Das Fehlen einer scharfen Trennung zwischen Spiegel und rauher Zone bedeutet in obiger Betrachtungsweise einen fließenden Übergang von einer durch das Normalspannungsgesetz bestimmten Ausbreitung zu einer wahrscheinlichsbestimmten. Wird in Kerbspitzennähe sowohl $\sigma_I > \sigma_M$ wie auch $\sigma_{II} > \sigma_M$, so sollte spätestens ab dann eine wahrscheinlichsbestimmte Bruchausbreitung stattfinden, da σ_M in jeder Richtung übertroffen wird. Diese plausible Annahme kann ihrem Wesen nach keine scharfe Grenze markieren. Vom strukturellen Aufbau des Glases her gesehen, scheint die Grundrauhigkeit der Spiegelzone (Bilder 1, 2 und 3) darauf hinzudeuten, daß in Dimensionen unter 50 Å das Normalspannungsgesetz nie streng gilt.

5. Zusammenfassung

Der Bruchspiegel von Tafelglas, das in normaler Atmosphäre oder im Vakuum gebrochen wurde, hat sowohl gegenüber gleichzeitig gebrochenem Quarzkristall wie auch gegenüber polierten und plastisch verformten Glasflächen eine größere Rauhhigkeit. Dafür kann eine chemische Reaktion der frischen Glasbruchfläche mit der jeweiligen Atmosphäre nur teilweise verantwortlich gemacht werden. Die Ergebnisse deuten auf eine strukturbedingte Grundrauhigkeit der Spiegelzone.

Die rauhe Zone hoher Bruchgeschwindigkeit besteht aus zwei Arten von Bruchbildung. Vor der eigentlichen Bruchfront werden Vorbrüche erzeugt, deren Verlauf etwa mit der σ_{II} -Trajektorie der Spannungsverteilung übereinstimmt. An der Bruchfront selbst lassen sich die Verhältnisse mit einer winkelabhängigen Wahrscheinlichkeit der Ausbreitung beschreiben.

Dem Bundeswirtschaftsministerium und der Arbeitsgemeinschaft für Elektronenoptik sei für ihre Unterstützung gedankt.