

von Baerwald⁸ gegenübergestellt. Er hatte mittels der Gegenfeldmethode die Geschwindigkeitsverteilung der durch 30-kV-Ionen ausgelösten Sekundär-Elektronen gemessen. Die Energieverteilung ist etwas breiter als die mit dem elektrostatischen Analysator gemessene. Die Ursache hierfür kann in der Verwendung eines nicht genügend feinmaschigen Netzes für die Gegenfeldmethode liegen. In Abb. 25 ist die spektrale Energieverteilung der Gasentladungs-Elektronen mit dem Spektrum der Glüh-elektronen (Wolfram 2900°C) verglichen. Der Null-

wert der Abszisse entspricht nicht der Energie 0 eV, sondern die Spektren sind so verschoben, daß ihre Maxima zusammenfallen.

Die Verfasser vermuten, daß die charakteristische Asymmetrie der Energieverteilung der Elektronen in der nicht einheitlichen Geschwindigkeit der auf-prallenden Ionen liegt. Diese Frage soll später durch Energiespektren von Elektronen, die durch Ionen einheitlicher Geschwindigkeit ausgelöst wurden, entschieden werden.

Unser ganz besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. W. Kossel für sein reges Interesse an diesen Untersuchungen.

⁸ H. Baerwald, Ann. Physik 41, 643 [1913].

Bestimmung der photoelastischen Konstanten p und q optischer Gläser

Von CLEMENS SCHAEFER und HEINRICH NASSENSTEIN

Aus dem II. physikalischen Institut der Universität Köln

(Z. Naturforschg. 8a, 90—96 [1953]; eingegangen am 27. November 1952)

Herrn Professor Erwin Fues zum 60. Geburtstag gewidmet

Während in den letzten Jahren die photoelastischen Konstanten einer größeren Zahl von Stoffen ermittelt wurden, fehlt es bisher an einer zusammenfassenden Untersuchung der optischen Gläser. Es liegen nur Einzelbeobachtungen vor, die aber auch zum größten Teil nur historisches Interesse beanspruchen, da die in die Rechnung eingehenden elastischen Konstanten nicht ermittelt waren, oder aber die Glassorten selbst nicht bekannt sind oder nicht mehr hergestellt werden. Es wurden daher im II. Physikalischen Institut der Universität Köln von 154 verschiedenen optischen Gläsern der Firma Schott & Gen. die photoelastischen Konstanten bestimmt, deren Werte in dieser Arbeit mitgeteilt werden.

I. Das Meßverfahren

Die Messung der photoelastischen Konstanten erfolgte in Anlehnung an eine Arbeit von Pockels¹ nach folgendem Verfahren: Von jeder Glassorte schnitt man zwei annähernd gleiche Quader (etwa 9 · 19 · 19 mm³). Diese wurden in die beiden Strahlen eines Jaminschen Interferentialrefraktors gebracht, und der eine senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Strahles komprimiert. Die hierbei auftretende Verzögerung des ersten Strahles im komprimierten Glase wurde durch die Streifenverschiebung im Fernrohr des Jamin gemessen. Da die Strahlen durch die ungefähr unter 55° erfolgende Reflexion an den Spiegeln des Jamin schon weitgehend linear polarisiert waren, erübrigte sich die Verwendung eines Polarisators.

Für die relative Streifenverschiebung Δ (d. h.

Streifenverschiebung δ dividiert durch Streifenabstand d) ergeben sich dann die Formeln²:

a) bei Druck senkrecht zur Polarisationsebene (Abb. 1):

$$\Delta_z = \left(\frac{\delta}{d} \right)_z = \frac{n P_1}{\lambda B E} \left\{ r \left(1 - \frac{1}{n} \right) + \frac{q}{\omega} - 2 r \frac{p}{\omega} \right\}, \quad (1)$$

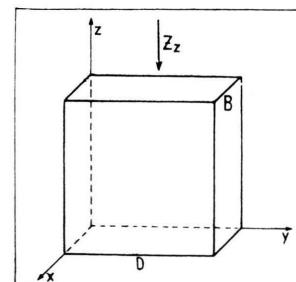


Abb. 1.

¹ F. Pockels, Ann. Physik 7, 745 [1902].

² s. F. Pockels, l. c.¹.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

b) bei Druck in der Polarisationsebene (Abb. 2):

$$\Delta_x = \left(\frac{\delta}{d} \right)_x = \frac{n P_2}{\lambda B E} \left\{ v \left(1 - \frac{1}{n} \right) + (1-v) \frac{p}{\omega} - v \frac{p}{\omega} \right\}. \quad (2)$$

Dabei bedeuten: n Brechungsquotient des Glases, $P_{1,2}$ die gesamte auf die Fläche des Glases wirkende Kraft, λ Wellenlänge des Lichtes, B Breite des Glases, E Elastizitätsmodul des Glases, v Querkontraktionskoeffizient des Glases, ω Lichtgeschwindigkeit im unbelasteten Glas, p und q die gesuchten photoelastischen Konstanten des Glases.

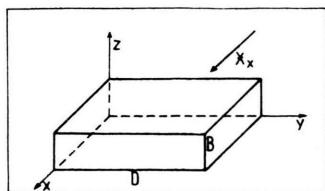


Abb. 2.

Aus Gl. (1) und (2) folgt:

$$\frac{p}{\omega} = \frac{\lambda B E}{n (1 - v - 2v^2)} \left(v \frac{\Delta_z}{P_1} + \frac{\Delta_x}{P_2} \right) - \frac{v}{1 - 2v} \cdot \frac{n - 1}{n}, \quad (3)$$

$$\frac{q}{\omega} = \frac{\lambda B E}{n (1 - v - 2v^2)} \left\{ (1 - v) \frac{\Delta_z}{P_1} + 2v \frac{\Delta_x}{P_2} \right\} - \frac{v}{1 - 2v} \cdot \frac{n - 1}{n}, \quad (4)$$

$$\frac{p - q}{\omega} = \frac{\lambda B E}{n (1 + v)} \left(\frac{\Delta_z}{P_2} - \frac{\Delta_z}{P_1} \right). \quad (5)$$

Nach diesen Formeln wurden die photoelastischen Konstanten berechnet.

Apparativ er Aufbau (Abb. 3)

Der Faden einer Glühlampe A (6 Volt, 35 Watt) wurde durch eine Linse L_1 auf den Eintrittsspalt eines Monochromators M scharf abgebildet. Der Austrittsspalt des Monochromators wurde durch eine zweite Linse L_2 auf die Eintrittspupille am Kollimatorrohr K des Jaminschen Interferentialrefraktors abgebildet. Das von der Kollimatorlinse ausgehende parallele Strahlenbündel wurde am Spiegel S_1 des Jamin in bekannter Weise durch Reflexion an Vorder- und Rückseite in zwei Strahlenbündel zerlegt. Bündel 1 durchsetzte das zu komprimierende Glas 1, Bündel 2 das nur zur Kompensation des größeren optischen Weges dienende Glas 2. Nach nochmaliger Reflexion am Spie-

gel S_2 des Jamin und Zerlegung in vier Teilbündel traten die beiden Strahlenbündel von annähernd gleicher optischer Weglänge in das auf unendlich eingestellte Fernrohr F. Dieses war mit einem verstellbaren Okularmikrometer versehen und gestattete, den Streifenabstand und die bei Kompression eintretende Streifenverschiebung zu messen. Glühlampe und Monochromator standen auf einem Tisch, die optische Bank mit den beiden Spiegeln S_1 und S_2 , Kollimator und Fernrohr lagen auf der marmornen Grundplatte des Druckhebelapparates auf, der mit seinen Eisenträgern auf zwei Gaußschen Stativen ruhte. Der Druckhebelapparat besaß einen waagerechten Druckhebelarm, der mit einem Übersetzungsverhältnis von 1:7,37 das Glas in senkrechter Richtung zu komprimieren gestattete, während ein vertikaler Druckhebelarm mit einem Übersetzungsverhältnis von 1:4,64 zur Kompression des Glases in horizontaler Richtung diente. Als Gewicht wurde ein mit Blei gefülltes Stahlrohr benutzt, das auf dem Eichamt der Stadt Köln zu 10002 ($\pm 1/2$) g gewogen worden war. Dieses Gewicht hing an einem Drahtseil, welches in Führungslöchern am Ende der Druckhebelarme befestigt werden konnte.

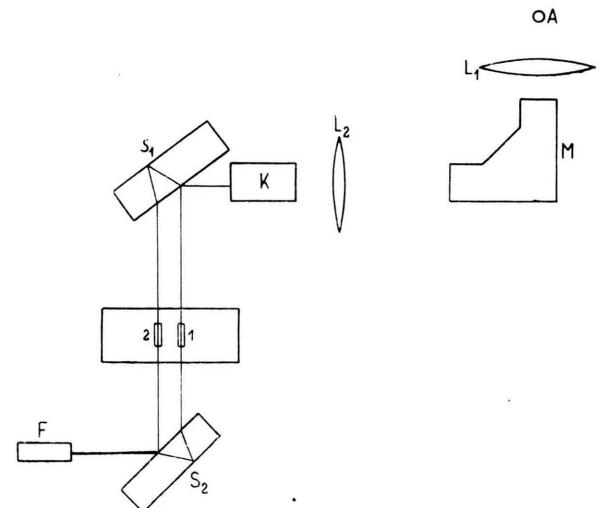


Abb. 3.

Bei horizontalem Druck wurde das Drahtseil dabei über eine Rolle geführt. Unter dem waagerechten Druckhebelarm für senkrechten Druck war ein Exzenter mit vertikalem Stift angebracht, der es gestattete, das Glas vollkommen erschütterungsfrei zu be- und entlasten. Desgleichen diente bei horizontalem Druck ein zweiter Exzenter mit horizontalem Stift zur erschütterungsfreien Be- und Entlastung. In beiden Hebelen waren eine Stahlkugel eingelassen, die über ein Stahlprisma den Druck auf das Glas übertrug. Eine Bodenplatte, die auf drei verstellbaren Fußschrauben auflag, ermöglichte es, bei horizontalem Druck das Glas 1 in der Höhe zu verschieben und zu neigen, bis ein gleichmäßiger Druckzustand erreicht war.

Von Bedeutung war die Frage, welches Material als Zwischenlage zwischen Glas und Stahlprisma sowie als Unterlage unter dem Glas gewählt werden sollte; extrem harte Stoffe (z. B. Stahl, Messing) gewährten den Vorteil einer festen, wohldefinierten Lage des Glases auch bei Belastung, während weiches Material (z. B. Gummi, Leder) zur Erreichung eines gleichmäßigen Druckzustandes vorteilhafter zu sein schien.

Entscheidend war schließlich die Feststellung, daß die geringste Lageänderung an Glas 1 oder 2 eine erhebliche Änderung (Verschiebung oder Neigung) des Interferenzstreifensystems bewirkte, die sich jedesmal der durch Kompression hervorgerufenen Verschiebung überlagerte und diese total verfälschte. Aus diesem Grunde wurde das polierte Stahlprisma direkt auf das Glas aufgesetzt und als Unterlage unter dem Glas polierte Messingplättchen verwandt. Die Befürchtung, daß hierdurch der Druckzustand nicht mehr gleichmäßig genug sei, konnte durch das Experiment (s. Abschn. III) widerlegt werden. Außerdem bewies die nach Beseitigung weiterer Schwierigkeiten innerhalb der Meßfehler absolut sichere Reproduzierbarkeit der Werte die Brauchbarkeit dieses Verfahrens.

Die Gleichmäßigkeit des Druckzustandes wurde folgendermaßen geprüft: Befand sich die Druckkugel nicht in der Mitte über dem Glas, so herrschte auf der Seite der Druckkugel der größere Druck, und die Interferenzstreifen zeigten auf der entsprechenden Seite eine stärkere Auswanderung, bei horizontalen Interferenzstreifen also eine Neigung nach dieser Seite. War dasselbe bei horizontalem Druck der Fall, so erfolgte in den entsprechenden Partien des Gesichtsfeldes eine größere Auswanderung der horizontalen Streifen. Bequemer und genauer war dies jedoch festzustellen, indem man durch Verstellen des Spiegels S_2 des Jamin sowie eine kleine Lageänderung des Glases 2 die Interferenzstreifen vertikal stellte und dann mit vertikal gestelltem Meßfaden des Okulars sehr genau die nun eintretende Neigung der vertikalen Streifen beobachtete. Wurde die Druckkugel in Richtung des Strahles über dem Glas verschoben, so zeigte sich zunächst weder bei horizontalen noch bei vertikalen Streifen eine erkennbare Auswirkung, sofern nur der Druckkugelpunkt in der zur Strahlrichtung senkrechten Ebene genau mitten über dem Glase blieb.

Erst in extremen Fällen, wo nur ein kleiner Teil des Glases sich unter dem Stahlprisma befand, trat eine Verwischung und Verzerrung der Interferenzstreifen ein. Für die Messungen kam es entscheidend auf die Gleichförmigkeit des Spannungszustandes in einer zum Strahl senkrechten Ebene an, und diese ließ sich an der Parallelverschiebung der horizontalen und vertikalen Interferenzstreifen sehr genau feststellen.

Bei der Messung wurden zur Erzielung schärferer Streifen kleine Blenden ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) vor die Gläser gesetzt, die das durch die Randzonen des Glases gegangene Licht abblendeten. Zur Vermeidung von stören-

den Luftströmungen war der Strahlengang mit Pappröhren umgeben, unter der Apparatur eine Holzplatte zur Abschirmung der von den Füßen hochsteigenden erwärmten Luft sowie am Fernrohr ein Pappschirm zum Abfangen der Atemluft angebracht.

III. Meßergebnisse

Die Messungen wurden grundsätzlich bei horizontalen Interferenzstreifen³ vorgenommen, und zwar bei folgenden 5 Wellenlängen: $\lambda_1 = 463 \text{ m}\mu$, $\lambda_2 = 487,5 \text{ m}\mu$, $\lambda_3 = 518,0 \text{ m}\mu$, $\lambda_4 = 553,5 \text{ m}\mu$, $\lambda_5 = 594,0 \text{ m}\mu$.

Bei jeder Wellenlänge wurde je fünfmal Streifenverschiebung δ und Streifenabstand d gemessen. Wegen der geringen Dispersion⁴ werden hier nur die Werte für die Wellenlänge λ_3 mitgeteilt. Die Brechungsquotienten für die benutzten Wellenlängen wurden aus den Angaben des Schottischen Kata- loges errechnet, die Breite B der Gläser mit einer Meßuhr gemessen, die mit einem Satz von Parallelendmaßen geeicht war. Die elastischen Konstanten wurden einer Arbeit von Schaefer und Bergmann⁵ entnommen. Die Belastungsgewichte P_1 und P_2 ergaben sich nach Anbringung kleiner Korrekturen für Drahtseil und Reibung bei der Rollenübertragung zu: $P_1 = 7,51 \cdot 10^4$ Gramm, $P_2 = 4,36 \cdot 10^4$ Gramm. — Die Genauigkeit der Werte Δ_x und Δ_z war je nach Zustand des Glases (Oberflächenbeschaffenheit und innere Spannungen) etwas verschieden; im allgemeinen wird man mit einem mittleren Fehler von 2–3% rechnen dürfen.

In der folgenden, ohne weiteres verständlichen Tabelle werden in den beiden letzten Spalten die dimensionslosen Werte p/ω und q/ω für 154 optische Gläser der Firma Schott mitgeteilt:

IV. Diskussion der Ergebnisse

Die Werte p/ω liegen zwischen 0,170 (SSK 8) und 0,391 (SFSI), während q/ω zwischen 0,113 (SSK 8) und 0,450 (SFSI) liegt. Dies stimmt großenordnungsmäßig überein mit dem Ergebnis, das Pokkels¹ bei 7 Gläsern erhielt: $0,274 \leq p/\omega \leq 0,427$; $0,166 \leq q/\omega \leq 0,466$. Mit zunehmendem Brechungsquotienten, d. h. von den Kron- zu den Flintgläsern, ist im allgemeinen eine Zunahme von p/ω und q/ω festzustellen, während $(p - q)/\omega$ in gleicher Richtung

³ Vgl. O. Schönrock, Z. Instrumentenkunde 1942.

⁴ Vgl. Abschnitt IV: Diskussion der Ergebnisse.

⁵ CL. Schaefer u. L. Bergmann, Die Bestimmung der elastischen Konstanten optischer Gläser aus der

Lichtbeugung an hochfrequent schwingenden Glaswürfeln. Ann. Physik (6) 3, 72 [1948]; die in dieser Arbeit bemerkten Druckfehler wurden hier korrigiert.

| Glas-sorte * | Brechungs-quotient $n (\lambda = 533,5 \text{ m}\mu)$ | Quer-kontraktions-koeffizient $\gamma \cdot 10^4$ | Torsions-modul μ in kg/mm ² | Elastizitäts-modul E in kg/mm ² | $\frac{p}{\omega} \cdot 10^3$ | $\frac{q}{\omega} \cdot 10^3$ |
|-----------------|--|--|---|---|-------------------------------|-------------------------------|
| FK1 | 1,472 | 2359 | 2060 | 5093 | 278 | 201 |
| FK3 | 1,466 | 2411 | 1898 | 4712 | 263 | 172 |
| FK4 | 1,480 | 2139 | 2443 | 5931 | 314 | 190 |
| FK5 | 1,489 | 2130 | 3073 | 7456 | 240 | 138 |
| FK6 | 1,447 | 2510 | 1635 | 4090 | 251 | 193 |
| PK1 | 1,506 | 2060 | 3112 | 7505 | 284 | 162 |
| PK2 | 1,520 | 2074 | 3570 | 8621 | 275 | 152 |
| PSK1 | 1,550 | 2260 | 3454 | 8469 | 291 | 183 |
| PSK2 | 1,571 | 2400 | 3560 | 8826 | 306 | 202 |
| PSK3 | 1,554 | 2278 | 3545 | 8704 | 273 | 170 |
| BK1 | 1,512 | 2080 | 3136 | 7576 | 222 | 122 |
| BK2 | 1,509 | 2160 | 3020 | 7344 | 290 | 189 |
| BK3 | 1,500 | 1950 | 3172 | 7579 | 235 | 131 |
| BK4 | 1,202 | 2100 | 2927 | 7082 | 258 | 163 |
| BK5 | 1,506 | 2186 | 2842 | 6926 | 257* | 134* |
| BK6 | 1,533 | 2229 | 3556 | 8207 | 231 | 133 |
| BK7 | 1,518 | 2070 | 3285 | 7931 | 204 | 124 |
| BK8 | 1,522 | 2166 | 3350 | 8152 | 288* | 161* |
| BK9 | 1,495 | 2120 | 2609 | 6323 | 251 | 137 |
| BK10 | 1,500 | 2058 | 3048 | 7350 | 289 | 170 |
| BK12 | 1,520 | 2060 | 3552 | 8566 | 266* | 146* |
| BaLK1 | 1,529 | 2316 | 2835 | 6982 | 242 | 163 |
| BaLK2 | 1,520 | 2230 | 2869 | 7016 | 284 | 192 |
| BaLK3 | 1,520 | 2180 | 2899 | 7062 | 234 | 137 |
| K1 | 1,512 | 2181 | 2955 | 7198 | 274 | 177 |
| K2 | 1,518 | 2200 | 2745 | 6700 | 248 | 152 |
| K3 | 1,520 | 2238 | 2968 | 7264 | 233 | 162 |
| K4 | 1,521 | 2169 | 3014 | 7336 | 272 | 178 |
| K5 | 1,524 | 2235 | 2992 | 7322 | 255* | 144* |
| K6 | 1,505 | 2110 | 2815 | 6820 | 263 | 160 |
| K7 | 1,513 | 2245 | 2857 | 6998 | 257 | 157 |
| K8 | 1,515 | 2131 | 2840 | 6889 | 271 | 179 |
| K9 | 1,517 | 2260 | 2645 | 6486 | 239 | 158 |
| K10 | 1,503 | 1945 | 2820 | 6737 | 265 | 157 |
| K11 | 1,502 | 2037 | 2834 | 6823 | 264 | 150 |
| ZK1 | 1,535 | 2340 | 2819 | 6957 | 282 | 155 |
| ZK2 | 1,523 | 2228 | 2927 | 7158 | 236 | 140 |
| ZK3 | 1,512 | 2173 | 2753 | 6701 | 233 | 147 |
| ZK4 | 1,514 | 2224 | 2710 | 6624 | 271 | 165 |
| ZK5 | 1,536 | 2407 | 2802 | 6953 | 247 | 129 |
| ZK6 | 1,515 | 2222 | 2801 | 6847 | 243 | 127 |
| ZK7 | 1,510 | 2150 | 2942 | 7146 | 275 | 139 |
| BaK1 | 1,575 | 2480 | 2995 | 7476 | 265 | 166 |
| BaK2 | 1,542 | 2303 | 2911 | 7164 | 217 | 140 |
| BaK3 | 1,567 | 2477 | 2960 | 7385 | 231 | 147 |
| BaK4 | 1,571 | 2450 | 3121 | 7770 | 362 | 210 |
| BaK5 | 1,559 | 2427 | 2961 | 7360 | 275 | 196 |
| BaK7 | 1,566 | 2559 | 3316 | 8330 | 277 | 160 |
| SK1 | 1,613 | 2620 | 3136 | 7913 | 279 | 191 |
| SK2 | 1,610 | 2659 | 3162 | 8007 | 227 | 172 |
| SK3 | 1,611 | 2581 | 3389 | 8528 | 229* | 160* |
| SK4 | 1,615 | 2629 | 3378 | 8532 | 237* | 173* |
| SK5 | 1,591 | 2480 | 3343 | 8344 | 243 | 177 |
| SK6 | 1,616 | 2681 | 3206 | 8132 | 239 | 183 |
| SK7 | 1,610 | 2661 | 3378 | 8554 | 231 | 190 |
| SK8 | 1,614 | 2645 | 3179 | 8039 | 327* | 224* |
| SK9 | 1,617 | 2645 | 3143 | 7948 | 277 | 190 |
| SK10 | 1,625 | 2727 | 3298 | 8396 | 210 | 172 |
| SK11 | 1,566 | 2318 | 3280 | 8123 | 267 | 157 |
| SK12 | 1,585 | 2511 | 3247 | 8124 | 267 | 160 |
| SK13 | 1,594 | 2600 | 3178 | 8008 | 252 | 170 |
| SK14 | 1,605 | 2609 | 3505 | 8839 | 259 | 179 |

Tabelle 1.

| Glas-sorte * | Brechungs-quotient $n (\lambda = 553,5 \text{ m}\mu)$ | Quer-kontraktions-koeffizient $\gamma \cdot 10^4$ | Torsions-modul μ in kg/mm ² | Elastizitäts-modul E in kg/mm ² | $\frac{p}{\omega} \cdot 10^3$ | $\frac{q}{\omega} \cdot 10^3$ |
|-----------------|--|--|---|---|-------------------------------|-------------------------------|
| SK15 | 1,626 | 2717 | 3372 | 8576 | 292 | 220 |
| SK16 | 1,623 | 2644 | 3596 | 9094 | 210 | 162 |
| SK18 | 1,641 | 2702 | 3506 | 8905 | 272 | 214 |
| KF1 | 1,543 | 2150 | 2883 | 7003 | 297 | 195 |
| KF2 | 1,529 | 2180 | 2666 | 6495 | 252 | 159 |
| KF3 | 1,517 | 2210 | 2808 | 6856 | 198 | 133 |
| KF4 | 1,536 | 2227 | 2736 | 6691 | 259 | 165 |
| KF5 | 1,526 | 2012 | 2743 | 6589 | 244 | 162 |
| KF6 | 1,520 | 2013 | 2795 | 6716 | 291 | 160 |
| KF7 | 1,525 | 2095 | 2765 | 6687 | 257 | 159 |
| BALF1 | 1,565 | 2350 | 2728 | 6740 | 322 | 201 |
| BALF2 | 1,574 | 2461 | 2783 | 6936 | 212 | 146 |
| FaLF3 | 1,574 | 2490 | 2871 | 7172 | 187* | 115* |
| BALF4 | 1,582 | 2490 | 3104 | 7756 | 286 | 171 |
| BALF5 | 1,549 | 2319 | 2673 | 6584 | 195 | 125 |
| BALF6 | 1,592 | 2565 | 3029 | 7612 | 258 | 151 |
| BALF7 | 1,591 | 2511 | 2887 | 7224 | 236 | 168 |
| BALF8 | 1,556 | 2305 | 2724 | 6703 | 305* | 197* |
| SSK1 | 1,620 | 2640 | 3149 | 7959 | 243 | 179 |
| SSK2 | 1,625 | 2650 | 3159 | 7990 | 262 | 192 |
| SSK3 | 1,618 | 2597 | 3048 | 7678 | 247 | 197 |
| SSK4 | 1,620 | 2684 | 3223 | 8177 | 211 | 137 |
| SSK5 | 1,661 | 2742 | 3419 | 8712 | 222 | 172 |
| SSK6 | 1,620 | 2589 | 3484 | 8772 | 196 | 145 |
| SSK7 | 1,621 | 2616 | 3454 | 8716 | 200 | 154 |
| SSK8 | 1,621 | 2650 | 3299 | 8347 | 164 | 118 |
| LLF1 | 1,551 | 2101 | 2561 | 6199 | 276 | 188 |
| LLF2 | 1,543 | 2030 | 2569 | 6183 | 288 | 191 |
| LLF3 | 1,563 | 2120 | 2869 | 6952 | 333 | 223 |
| LLF6 | 1,534 | 2067 | 2665 | 6431 | 294 | 198 |
| LLF7 | 1,552 | 2038 | 2636 | 6346 | 269 | 174 |
| LLF8 | 1,535 | 2371 | 2517 | 6227 | 252 | 173 |
| BaF1 | 1,559 | 2350 | 2505 | 6188 | 289 | 210 |
| BaF2 | 1,572 | 2409 | 2727 | 6769 | 294 | 189 |
| BaF3 | 1,586 | 2360 | 2697 | 6666 | 272 | 196 |
| BaF4 | 1,609 | 2433 | 2648 | 6584 | 265* | 177* |
| BaF5 | 1,610 | 2520 | 2877 | 7203 | 239 | 155 |
| BaF6 | 1,592 | 2438 | 2818 | 7009 | 215 | 160 |
| BaF7 | 1,611 | 2509 | 2806 | 7020 | 271 | 195 |
| BaF8 | 1,627 | 2556 | 2956 | 7423 | 311 | 229 |
| BaF9 | 1,646 | 2664 | 3109 | 7874 | 238 | 172 |
| BaF10 | 1,673 | 2710 | 3478 | 8840 | 270 | 197 |
| BaF11 | 1,670 | 2788 | 3430 | 8772 | 283 | 229 |
| LF1 | 1,576 | 2170 | 2562 | 6235 | 263 | 184 |
| LF2 | 1,592 | 2289 | 2528 | 6213 | 380* | 266* |
| LF3 | 1,585 | 2177 | 2624 | 6390 | 294 | 206 |
| LF4 | 1,582 | 2186 | 2532 | 6171 | 262 | 200 |
| LF5 | 1,584 | 2235 | 2489 | 6091 | 274 | 199 |
| LF6 | 1,570 | 2150 | 2457 | 5969 | 264 | 181 |
| LF7 | 1,578 | 2144 | 2446 | 5941 | 294 | 212 |
| F1 | 1,629 | 2289 | 2340 | 5751 | 280 | 222 |
| F2 | 1,624 | 2211 | 2394 | 5847 | 281 | 216 |
| F3 | 1,616 | 2290 | 2270 | 5579 | 272 | 197 |
| F4 | 1,620 | 2227 | 2329 | 5695 | 290 | 230 |
| F5 | 1,606 | 2183 | 2505 | 6105 | 280 | 211 |
| F6 | 1,640 | 2327 | 2295 | 5658 | 289 | 246 |
| F7 | 1,629 | 2368 | 2220 | 5492 | 283 | 227 |
| F8 | 1,599 | 2180 | 2492 | 6070 | 295 | 225 |
| F9 | 1,624 | 2206 | 2597 | 6339 | 267 | 214 |
| F10 | 1,627 | 2238 | 2494 | 6104 | 308 | 231 |
| F11 | 1,624 | 2285 | 3456 | 8492 | 288* | 136* |
| BaSF1 | 1,629 | 2393 | 2547 | 6313 | 252 | 195 |

Tabelle 1. (Fortsetzung)

| Glas-sorte * | Brechungs-quotient $n (\lambda = 553,5 \text{ m}\mu)$ | Quer-kontraktions-koeffizient $\gamma \cdot 10^4$ | Torsions-modul μ in kg/mm ² | Elastizitäts-modul E in kg/mm ² | $\frac{p}{\omega} \cdot 10^3$ | $\frac{q}{\omega} \cdot 10^3$ |
|-----------------|--|--|---|---|-------------------------------|-------------------------------|
| BaSF2 | 1,669 | 2470 | 2495 | 6221 | 310 | 254 |
| BaSF3 | 1,610 | 2302 | 2508 | 6170 | 280 | 218 |
| BaSF4 | 1,655 | 2491 | 2675 | 6683 | 299 | 223 |
| BsSF5 | 1,606 | 2329 | 2607 | 6428 | 303 | 237 |
| BaSF6 | 1,670 | 2664 | 3289 | 8331 | 250* | 179* |
| BaSF7 | 1,705 | 2740 | 3591 | 9151 | 264 | 202 |
| SF1 | 1,723 | 2330 | 2360 | 5821 | 353 | 313 |
| SF2 | 1,652 | 2040 | 2343 | 5641 | 340* | 289* |
| SF3 | 1,746 | 2360 | 2319 | 5733 | 308 | 289 |
| SF4 | 1,761 | 2387 | 2304 | 5707 | 358 | 333 |
| SF5 | 1,677 | 2251 | 2370 | 5808 | 353 | 294 |
| SF6 | 1,812 | 2400 | 2275 | 5643 | 241 | 225 |
| SF7 | 1,643 | 2246 | 2353 | 5763 | 301 | 241 |
| SF8 | 1,693 | 2281 | 2377 | 5838 | 304 | 281 |
| SF9 | 1,658 | 2298 | 2415 | 5940 | 305 | 259 |
| SF10 | 1,733 | 2360 | 2618 | 6473 | 352* | 291* |
| SF12 | 1,652 | 2212 | 2529 | 6178 | 303 | 230 |
| SF14 | 1,768 | 2367 | 2700 | 6679 | 347 | 312 |
| SF15 | 1,703 | 2332 | 2526 | 2631 | 302 | 268 |
| KzF1 | 1,554 | 2278 | 2489 | 6111 | 291 | 206 |
| KzF2 | 1,532 | 2240 | 2129 | 5211 | 320 | 195 |
| KzF3 | 1,526 | 2237 | 2288 | 5601 | 295 | 198 |
| KzF4 | 1,573 | 2302 | 2939 | 7231 | 250 | 179 |
| KzF5 | 1,524 | 2236 | 2176 | 5325 | 250 | 158 |
| KzF6 | 1,529 | 2154 | 2200 | 5347 | 304 | 209 |
| PKS1 | 1,519 | 2280 | 2776 | 6819 | 314 | 214 |
| KzFS1 | 1,616 | 2760 | 2243 | 5725 | 344 | 248 |
| KzFS2 | 1,560 | 2839 | 2219 | 5698 | 288 | 176 |
| KzFS3 | 1,578 | 2825 | 2339 | 5999 | 292 | 208 |
| SFS1 | 1,932 | 2630 | 2092 | 5284 | 377 | 437 |

Tabelle 1. (Fortsetzung)

* Die Bezeichnungen entsprechen denen des Schottischen Kataloges.
Es bedeuten:

FK: Fluor-Kron
PK: Phosphat-Kron
PSK: Phosphat-Schwer-Kron
BK: Bor-Kron
BaLK: Baryt-Leicht-Kron
K: Kron
ZK: Zink-Kron
BaK: Baryt-Kron
SK: Schwerkron
KF: Kron-Flint
BaLF: Baryt-Leicht-Flint
SSK: Schwerst-Kron

LLF: Doppel-Leicht-Flint
BaF: Baryt-Flint
LF: Leicht-Flint
F: Flint
BaSF: Baryt-Schwer-Flint
SF: Schwer-Flint
KzF: Kurz-Flint
PKS: Phosphat-Kron-Sonderglas
KzFS: Kurz-Flint-Sonderglas
SFS: Schwer-Flint-Sonderglas

* Die mit * versehenen Werte beziehen sich auf $\lambda = 546,4 \text{ m}\mu$ und wurden auf Grund einer Nachmessung von Herrn Dransfeld nach einer Verbesserung dieses Verfahrens korrigiert.

abnimmt. Dieser Ausdruck $(p-q)/\omega$ mißt bekanntlich die Stärke der entstehenden Doppelbrechung. Es zeigt sich, daß nur SFS1 ($n = 1,94$) durch Druck positiv doppelbrechend wird [$(p-q)/\omega < 0$], während alle anderen negativ doppelbrechend werden $(p-q)/\omega > 0$). Auch bei Pockels wurde nur für das schwerste Flintglas ($n = 1,96$) der Wert [$(q-p)/\omega > 0$]. Die Dispersion der Konstanten p/ω und q/ω ist im allgemeinen sehr gering, meßbar wird sie erst bei den Flintgläsern. Sie kann, wie auch Pockels bei seinen Messungen feststellte, sowohl positiven wie negativen Charakter haben. Die größte Dispersion hat

für p/ω : F8 mit $\frac{p}{\omega} (\lambda_1) - \frac{p}{\omega} (\lambda_5) = 0,045$ und

für q/ω : SF4 mit $\frac{q}{\omega} (\lambda_1) - \frac{q}{\omega} (\lambda_5) = 0,033$.

In diesen Ausdrücken steckt noch die Wellenlängenabhängigkeit von $\omega = c/n$. Aus den bekannten Brechungsquotienten ergibt sich für die betrachteten Werte von p und q selbst die Dispersion

bei F8: $p (\lambda_1) - p (\lambda_5) = 0,026 \text{ c}$,

bei SF4: $q (\lambda_1) - q (\lambda_5) = 0,016 \text{ c}$.

Es erschien interessant festzustellen, ob bei langer Belastung eine meßbare Änderung von A , d. h. den photoelastischen Konstanten, zu beobachten war. Aus diesem Grunde wurden mehrere Gläser der verschiedensten Typen einer ununterbrochenen Belastung bis zu fünf Tagen unterworfen. Bei allen Gläsern konnte innerhalb der Meßgenauigkeit eine Änderung nicht festgestellt werden.

Die reizvolle Frage nach der Abhängigkeit der photoelastischen Konstanten von der chemischen

Zusammensetzung der Gläser konnte leider nicht behandelt werden, da es uns nicht möglich war, Kenntnis von der chemischen Zusammensetzung zu erhalten. Die Angaben der Glastechnischen Tabellen⁶, welche Bestandteile eines Glases mit mehr als 10% und welche mit weniger als 10% vertreten sind, reichen natürlich bei weitem nicht dazu aus.

⁶ Eitel-Pirani-Scheel, Glastechnische Tabellen, Berlin 1932.

Die Bestimmung des Verhältnisses p/q der photoelastischen Konstanten optischer Gläser nach einem dynamischen Verfahren

Von CL. SCHAEFER und K. DRANSFELD

Aus dem II. physikalischen Institut der Universität Köln

(Z. Naturforschg. 8a, 96—99 [1953]; eingegangen am 11. August 1952)

Herrn Prof. E. Fues zum 60. Geburtstag gewidmet

In der vorangehenden Veröffentlichung¹ wurden von etwa 150 optischen Gläsern die photoelastischen Konstanten p und q mitgeteilt, die auf statischem Wege gemessen worden sind. Diese Arbeit berichtet nun von der Bestimmung des Verhältnisses p/q derselben Konstanten mit Hilfe eines dynamischen Verfahrens, das von H. Mueller² angegeben wurde. Die Übereinstimmung der dynamisch gemessenen Werte mit den auf statischem Wege erhaltenen wird untersucht; ferner wird die Abhängigkeit des Quotienten p/q von der Dichte und Temperatur des Glases, sowie von der Wellenlänge des verwandten Lichtes (Dispersion) besprochen.

Zur Messung des Verhältnisses p/q der photoelastischen Konstanten wird die Lichtbeugung an stehenden Ultraschallwellen ausgenutzt. Die Versuchsanordnung weicht im wesentlichen nicht von der von Schaefer und Bergmann³ angegebenen ab (s. Abb. 1).

Die kreisrunde beleuchtete Lochblende Lb (40 μ Durchm.) wird mit einem Objektiv Ob durch den vom Quarz Q angeregten longitudinal schwingenden Glasblock G in der Bildebene BB abgebildet, in der die verschiedenen Ordnungen des gebeugten Lichtes durch ein Okular Ok beobachtet werden. Das einfallende Licht ist in Diagonalstellung polarisiert (Polarisator P), d. h. der C -Vektor des einfallenden Lichtes schwingt unter einem Winkel von $\varphi_0 = 45^\circ$ gegen die Schallausbreitungsrichtung (Quarzflächennormale). Das durch die Longitudinalwellen in die erste Ordnung abgebeugte Licht ist dann bei kleinen Schallamplituden

ebenfalls linear polarisiert, aber unter einem von φ_0 verschiedenen Winkel $\varphi_1(c)$, der von der Größe der Schallamplitude c abhängt. Der Winkel $\varphi_1(c)$ wird mit dem Analysator (Ana.) gemessen.

Wie nun Mueller gezeigt hat², nähert sich $\varphi_1(c)$, für kleine Schallamplituden c einem Grenzwert $\varphi_1(0)$, der allein durch das Verhältnis der photoelastischen Konstanten in der Weise bestimmt ist, daß

$$\tan \varphi_1(0) = (p/q). \quad (1)$$

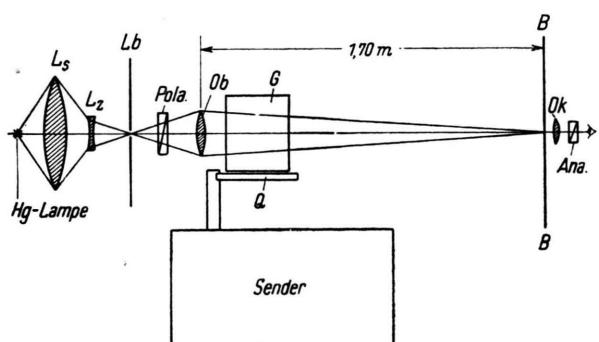


Abb. 1.

¹ Cl. Schaefer u. H. Nassenstein, Z. Naturforschg. 8a, 90 [1953].

² H. Mueller, Z. Kristallogr., Mineralog. Petrogr., Abt. A 99, 122 [1938].

³ Cl. Schaefer u. L. Bergmann, Ann. Physik 8, 72 [1948].