

von Baerwald<sup>8</sup> gegenübergestellt. Er hatte mittels der Gegenfeldmethode die Geschwindigkeitsverteilung der durch 30-kV-Ionen ausgelösten Sekundärelektronen 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 eVolt, 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 aufprallenden 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.

<sup>8</sup> 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 Pockels<sup>1</sup> nach folgendem Verfahren: Von jeder Glasorte schnitt man zwei annähernd gleiche Quader (etwa  $9 \cdot 19 \cdot 19$  mm<sup>3</sup>). Diese wurden in die beiden Strahlen eines Jaminischen 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  $55^\circ$  erfolgende Reflexion an den Spiegeln des Jamin schon weitgehend linear polarisiert waren, erübrigte sich die Verwendung eines Polarisators.

Für die relative Streifenverschiebung  $\Delta$  (d. h.

Streifenverschiebung  $\delta$  dividiert durch Streifenabstand  $d$ ) ergeben sich dann die Formeln<sup>2</sup>:

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

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

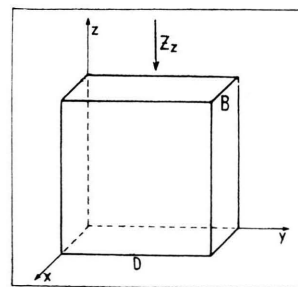


Abb. 1.

<sup>1</sup> F. Pockels, Ann. Physik **7**, 745 [1902].

<sup>2</sup> s. F. Pockels, l. c.<sup>1</sup>.



b) bei Druck in der Polarisationssebene (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,  $\lambda$  Wellenlänge des Lichtes,  $B$  Breite des Glases,  $E$  Elastizitätsmodul des Glases,  $v$  Querkontraktionskoeffizient des Glases,  $\omega$  Lichtgeschwindigkeit im unbelasteten Glas,  $p$  und  $q$  die gesuchten photoelastischen Konstanten des Glases.

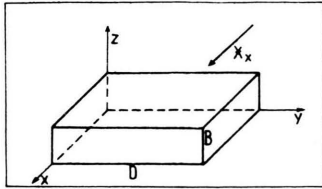


Abb. 2.

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

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

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

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

Nach diesen Formeln wurden die photoelastischen Konstanten berechnet.

### Apparativer 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 Jaminischen 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 1 und 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.

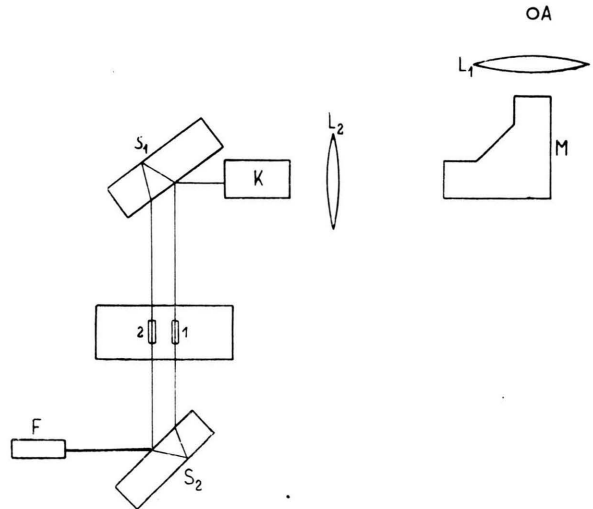


Abb. 3.

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 Hebelarmen war 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 Papp- röhren umgeben, unter der Apparatur eine Holzplatte zur Abschirmung der von den Füßen hochsteigenden erwärmten Luft sowie am Fernrohr ein Pappschild zum Abfangen der Atemluft angebracht.

### III. Meßergebnisse

Die Messungen wurden grundsätzlich bei horizontalen Interferenzstreifen<sup>3</sup> 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  $\delta$  und Streifenabstand  $d$  gemessen. Wegen der geringen Dispersion<sup>4</sup> werden hier nur die Werte für die Wellenlänge  $\lambda_3$  mitgeteilt. Die Brechungsquotienten für die benutzten Wellenlängen wurden aus den Angaben des Schottischen Kataloges 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 Bergmann<sup>5</sup> entnommen. Die Belastungsgewichte  $P_1$  und  $P_2$  ergaben sich nach Anbringung kleiner Korrekturen für Drahtseil und Reibung bei der Rollenübertragung zu:  $P_1 = 7,51 \cdot 10^4 \text{ Gramm}$ ,  $P_2 = 4,36 \cdot 10^4 \text{ Gramm}$ . — Die Genauigkeit der Werte  $\Delta_x$  und  $\Delta_z$  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  $p/\omega$  und  $q/\omega$  für 154 optische Gläser der Firma Schott mitgeteilt:

### IV. Diskussion der Ergebnisse

Die Werte  $p/\omega$  liegen zwischen 0,170 (SSK 8) und 0,391 (SFS1), während  $q/\omega$  zwischen 0,113 (SSK 8) und 0,450 (SFS1) liegt. Dies stimmt größenordnungsmäßig überein mit dem Ergebnis, das Pokkels<sup>1</sup> 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  $p/\omega$  und  $q/\omega$  festzustellen, während  $(p - q)/\omega$  in gleicher Richtung

<sup>3</sup> Vgl. O. Schönrock, Z. Instrumentenkunde 1942.

<sup>4</sup> Vgl. Abschnitt IV: Diskussion der Ergebnisse.

<sup>5</sup> 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 $n$ ( $\lambda = 533,5 \mu\mu$ )	Quer- kontraktions- koeffizient $\nu \cdot 10^4$	Torsions- modul $\mu$ in $\text{kg/mm}^2$	Elastizitäts- modul $E$ in $\text{kg/mm}^2$	$\frac{p}{\omega} \cdot 10^3$	$\frac{q}{\omega} \cdot 10^3$
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	277	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 $n (\lambda = 553,5 m\mu)$	Quer- kontraktions- koeffizient $\gamma \cdot 10^4$	Torsions- modul $\mu$ 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 $n (\lambda = 553,5m\mu)$	Quer- kontraktions- koeffizient $\gamma \cdot 10^4$	Torsions- modul $\mu$ 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  $\lambda = 546,4 m\mu$  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  $[(q-q)/\omega > 0]$ . Die Dispersion der Konstanten  $p/\omega$  und  $q/\omega$  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  $p/\omega$ : F8 mit  $\frac{p}{\omega} (\lambda_1) - \frac{p}{\omega} (\lambda_5) = 0,045$  und  
 für  $q/\omega$ : 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:  $p (\lambda_1) - p (\lambda_5) = 0,026 c$ ,  
 bei SF4:  $q (\lambda_1) - q (\lambda_5) = 0,016 c$ .

Es erschien interessant festzustellen, ob bei längerer Belastung eine meßbare Änderung von  $\Delta$ , 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 Tabellen<sup>6</sup>, welche Bestandteile eines Glases mit mehr als 10% und welche mit weniger als 10% vertreten sind, reichen natürlich bei weitem nicht dazu aus.

<sup>6</sup> 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 Veröffentlichung<sup>1</sup> 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. Mueller<sup>2</sup> 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 Bergmann<sup>3</sup> angegebenen ab (s. Abb. 1).

Die kreisrunde beleuchtete Lochblende Lb (40  $\mu$  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  $\varphi_0$  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 hat<sup>2</sup>, 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

$$\tan \varphi_1(0) = (p/q). \tag{1}$$

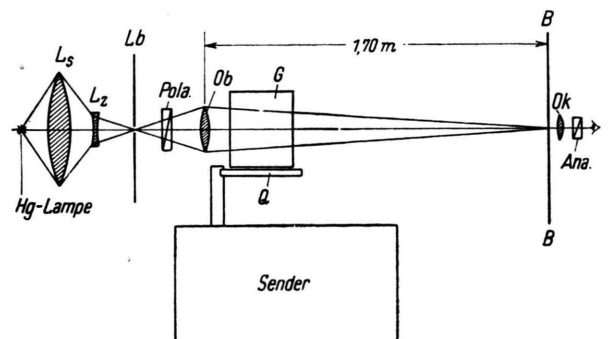


Abb. 1.

<sup>1</sup> Cl. Schaefer u. H. Nassenstein, Z. Naturforschg. **8a**, 90 [1953].

<sup>2</sup> H. Mueller, Z. Kristallogr., Mineralog. Petrogr., Abt. A **99**, 122 [1938].

<sup>3</sup> Cl. Schaefer u. L. Bergmann, Ann. Physik **3**, 72 [1948].