Originalarbeiten

Glastech. Ber. **57** (1984) Nr. 1, S. 1–6

DK 666.1.038.32:666.181.2:539.319:620.171.5

Thermisches Vorspannen von Glasscheiben

Von Heribert J. Oel, Gerd Helland und Henning Dannheim, Erlangen

(Mitteilung aus dem Institut für Werkstoffwissenschaften III – Glas und Keramik –, Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen)

(Eingegangen am 27. Juli 1983)

Für den Spannungsverlauf beim thermischen Vorspannen werden Gleichungen abgeleitet und ein Lösungsverfahren mittels Elektronenrechner angegeben. Die berechneten Profile werden mit optischen Spannungsmessungen verglichen. Da die Berechnungen keine Vernachlässigung enthalten, wird die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten nur durch die Genauigkeit der für die Rechnung benutzten Materialkenngrößen wie Elastizitätsmodul, Zähigkeit, Ausdehnungskoeffizient usw. sowie durch die Prozeßparameter Anfangstemperatur und Abkühlgeschwindigkeit bestimmt.

Die praktische Bedeutung des Verfahrens wird vor allem in der Möglichkeit gesehen, die Wirkung der verschiedenen Parameter auf das Spannungsprofil aufzuzeigen.

Thermal toughening of glass plates

Equations for the stress distribution in thermal toughening are derived and a method of solution by computer given. The calculated profiles are compared with optical stress measurements. As the calculations involve no approximations, the agreement between calculated and measured values is determined only by the accuracy of the material constants used, such as modulus of elasticity, viscosity, expansion coefficient, and so on, as well as by the initial temperature and cooling rate which are determined by the process parameters.

The practical significance of the work is chiefly that it makes it possible to show the influence of the different parameters on the stress profile.

Trempe thermique des volumes

On déduit des équations de distribution de contrainte lors de la trempe thermique et on présente une méthode de résolution au moyen d'un ordinateur. Les profils calculés sont comparés aux mesures photoélasticimétriques. Les calculs ne comportant aucune approximation, il faut, pour qu'il y ait concordance entre les valeurs calculées et mesurées, connaître de façon précise les paramètres utilisés pour le calcul, à savoir le module d'élasticité, la viscosité, le coefficient de dilatation, etc. ainsi que les paramètres de trempe suivants: température initiale et vitesse de refroidissement.

L'importance pratique de la méthode repose avant tout sur la possibilité de mettre en évidence l'influence des différents paramètres sur le profil de contrainte.

1. Einleitung

Beim Vorspannungsprozeß wird die Scheibe zunächst auf eine Temperatur gebracht, die etwa 100 K über der Transformationstemperatur liegt. Dann wird sie durch Anblasen der Flächen oder auf andere Weise rasch abgekühlt. Dadurch erhält man die erwünschten Druckspannungen in den oberflächennahen Schichten.

Eine Berechnung des sich einstellenden Spannungsprofils aus den Materialkennwerten und der Prozeßführung beim Abschreckvorgang findet sich in mehreren Veröffentlichungen. Dabei wurde aber von Näherungsformeln ausgegangen; bei der Berechnung mußten Vereinfachungen vorgenommen werden, um zu Lösungen zu kommen. Eine umfassende Zusammenstellung dieser Verfahren und eine Darstellung des bisherigen Standes finden sich in der Arbeit von Blank [1], so daß hier auf weitere Literaturangaben verzichtet werden kann.

In der vorliegenden Arbeit wird von anschaulich abgeleiteten Gleichungen ausgegangen. Bei einigen Kenngrößen wurden hinsichtlich ihrer Abhängigkeiten zunächst noch Vernachlässigungen vorgenommen (siehe Abschnitt 5.). Die Lösungsverfahren werden ohne Verwendung von Näherungsverfahren durchgeführt. Das war nur durch Anwendung eines Elektronenrechners möglich.

Die mathematische Behandlung des gesamten Vorganges erfolgt in zwei Schritten. Im ersten wird das Temperaturprofil und im zweiten dann das Spannungsprofil berechnet, beide als Funktionen von Ort und Zeit.

2. Ableitung der Gleichungen

Für die Ableitung der Gleichungen werden die nachfolgend angegebenen Bezeichnungen verwendet. Unabhängige Koordinaten sind:

x Ortskoordinate in Richtung der Dicke, $0 < x < d$,

t Zeitkoordinate.

Abhängige Koordinaten sind:

$T(x,t)$ Temperatur
mit $T_a = T(x,0)$ Anfangstemperatur (Startwert),
$T_e = T(x,\infty)$ Endtemperatur,
$T_u =$ Temperatur der Anblasluft,

$\beta \equiv \frac{\partial T}{\partial t}$ Abkühlgeschwindigkeit,

$\sigma(x,t)$ mechanische Spannung,
$l(x,t)$ spannungsfreie Länge einer Schicht,
$m(t)$ Länge der Glasscheibe mit
$l_0 \equiv m(0) = l(x,0)$ Anfangslänge,

$\varepsilon(x,t)$ Dehnung $\varepsilon = \frac{m-l}{l_0}$.

Folgende Materialkennwerte werden als Konstante behandelt und müssen bekannt sein:

E Elastizitätsmodul,
μ Querkontraktion,
d Scheibendicke,
a Temperaturleitfähigkeit,
b Wärmeübergangszahl[1]).

Von den Eigenschaften müssen als Funktionen bekannt sein:

$\eta(T)$ Zähigkeit,

$\alpha(T,\beta) = \frac{1}{l_0}\frac{\partial l}{\partial T}$ Ausdehnungskoeffizient.

Als Abkürzungen werden verwendet:

$$S \equiv \frac{E}{1-\mu}; \quad Z \equiv 6 \cdot \eta .$$

Für die elastische Verformung ergibt das Hookesche Gesetz:

$$\varepsilon = \frac{1-\mu}{E}\sigma \Rightarrow \sigma = \frac{S\,(m-l)}{l_0} .$$

Die plastische Verformung wird als Newtonsches Fließen beschrieben:

$$\dot{\varepsilon} \approx \frac{\sigma}{\eta} \Rightarrow \frac{\partial l}{\partial t} = \frac{l_0\,\sigma}{z} .$$

2.1. Wärmeleitungsgleichung

Die Gleichung für die Temperaturverteilung lautet:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

mit der Anfangsbedingung

$$T(x,0) = T_a$$

und den Randbedingungen

$$a\frac{\partial T}{\partial x}(0,t) = b\,|T_a - T(0,t)|$$

und

$$a\frac{\partial T}{\partial x}(d,t) = b\,|T(d,t) - T_u| .$$

Die Wärmeübergangszahl wird dabei als temperaturunabhängig angesehen.

2.2. Spannungsgleichungen

Durch den Abschreckvorgang entstehen mechanische Spannungen, wobei zwei Mechanismen gleichzeitig wirksam sind:

a) die Entstehung von Dichte- bzw. Längenunterschieden bei unterschiedlichen Abkühlgeschwindigkeiten. Dieser Vorgang wurde in einer früheren Arbeit [2] ausführlich untersucht. Er ergibt für die zeitliche Änderung der Länge l den Ausdruck $l_0 \cdot \alpha \cdot \beta$:

$$\left(\frac{\partial l}{\partial t}\right)_{\text{Ausdehnung}} = l_0 \cdot \frac{1}{l_0}\frac{\partial l}{\partial T}\cdot\frac{\partial T}{\partial t} = l_0 \cdot \alpha \cdot \beta ;$$

b) die Änderung von l durch viskoses Fließen. Dies wird bewirkt durch Spannungen, die entstehen, da die einzelnen Schichten mit ihren unterschiedlichen Werten für l zu einer Scheibe mit einer einheitlichen Länge zu verbinden sind. Der Ausdruck hierfür ist $(l_0 \cdot \sigma)/Z$:

$$\left(\frac{\partial l}{\partial t}\right)_{\text{viskos}} = l_0 \cdot \frac{1}{l_0}\frac{\partial l}{\partial t} = \frac{l_0 \cdot \sigma}{Z},$$

und mit dem Hookeschen Gesetz folgt:

$$\frac{S}{Z}(m-l) .$$

Bei diesen Betrachtungen und in der folgenden Gleichung kann l anschaulich als die Länge angesehen werden, die eine Schicht am Ort x einnehmen würde, wenn man die gesamte Scheibe bis auf diese Schicht abgeschliffen hätte.

Die gesamte zeitliche Änderung der fiktiven Länge l in der Scheibe setzt sich aus den beiden angegebenen Termen zusammen.

$$\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}t} = l_0 \cdot \alpha \cdot \beta + \frac{S}{Z}(m-l) . \tag{1}$$

Zwischen m und l besteht der Zusammenhang

$$m = \frac{1}{d}\int_0^d l\,\mathrm{d}x . \tag{2}$$

Diese Gleichung wird aus dem Spannungsgleichgewicht

$$\int_0^d \sigma \cdot \mathrm{d}x = 0 \tag{3}$$

[1]) Die Wärmeübergangszahl b wird hier gemäß dem Ausdruck $b = \alpha/(\varrho \cdot c)$ auf die Wärmekapazität des Glases bezogen.

und dem Hookeschen Gesetz

$$\sigma = \frac{S\,(m - l)}{l_0} \tag{4}$$

erhalten.

Die Gleichungen (1) und (2) können nach $l(x,t)$ aufgelöst werden, und anschließend kann wiederum unter Benutzung des Zusammenhanges zwischen l und σ, also

$$l = \frac{S \cdot m - \sigma \cdot l_0}{S}$$

auf $\sigma(x,t)$ umgerechnet werden.

Man kann aber auch diesen Ausdruck für l in die Gleichungen (1) und (2) einsetzen und erhält dann:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} = -\,S \cdot \alpha \cdot \beta - \frac{S}{Z}\sigma + \frac{S}{l_0}\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} \tag{5}$$

und

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{d}\int_0^d \left(l_0 \cdot \alpha \cdot \beta + \frac{l_0}{Z}\sigma\right) \mathrm{d}x \tag{6}$$

als neues Gleichungssystem, das nun direkt nach σ gelöst werden kann.

Dabei wurde Gleichung (6) durch Differentiation von Gleichung (2) unter Verwendung der Gleichungen (1 und 4) zur Umrechnung von $\mathrm{d}l/\mathrm{d}t$ erhalten.

3. Rechnerische Auswertungen

3.1. Wärmeleitungsgleichung

Die Lösungen für die Temperaturgleichungen (Abschnitt 2.1.) findet man in [3]. Es muß unterschieden werden zwischen kleinen Zeiten zu Beginn des thermischen Vorspannens und größeren Zeiten, in denen die Näherung für kleine Zeiten nicht mehr gültig ist. Es wird verwendet:

für $t \leqq 0{,}0002\ d^2/a$:

$$T(x,t) = T_\mathrm{e} + (T_\mathrm{a} - T_\mathrm{e}) \cdot \left\{\mathrm{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a\,t}}\right) + \mathrm{erf}\left(\frac{d-x}{2\sqrt{a\,t}}\right) - 1 + \exp\left(\frac{b}{a}x + \frac{b^2}{a}t\right) \cdot \left(1 - \mathrm{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a\,t}} + \frac{b}{\sqrt{a}}\sqrt{t}\right)\right) + \right.$$
$$\left. + \exp\left(\frac{b}{a}(d-x) + \frac{b^2}{a}t\right) \cdot \left(1 - \mathrm{erf}\left(\frac{d-x}{2\sqrt{a\,t}} + \frac{b}{\sqrt{a}}\sqrt{t}\right)\right)\right\}; \tag{7}$$

für $t > 0{,}0002\ d^2/a$:

$$T(x,t) = T_\mathrm{e} + (T_\mathrm{a} - T_\mathrm{e}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \cdot \cos\left(\frac{2\,\mu_n\,x}{d} - \mu_n\right) \cdot \exp\left(-\frac{4\,\mu_n^2\,a \cdot t}{d^2}\right). \tag{8}$$

μ_n ergibt sich aus allen positiven Lösungen der Gleichung

$$\frac{2\,\mu_n \cdot a}{d \cdot b} = \cot \mu_n\,.$$

Bis zu 40 Terme der Reihenentwicklung werden verwendet; bei größeren Zeiten wird nach m Termen abgebrochen, wenn

$$\frac{4\,\mu_m^2\,a \cdot t}{d^2} \geqq 20$$

ist.

Da die Spannungs- und Temperaturprofile symmetrisch zur Stelle $x = d/2$ sind, wird die Berechnung nur für $0 \leqq x \leqq d/2$ durchgeführt. Das vereinfacht noch die Temperaturberechnung nach Gleichung (7), in der die Terme mit $d - x$ in der Errorfunktion gleich 1 gesetzt werden können.

Ist die Temperatur bekannt, dann läßt sich die Zähigkeit $\eta(x,t)$ nach der Vogel-Fulcher-Tammann-(VFT)-Gleichung berechnen, wobei sich die Koeffizienten A, B und T_z aus Zähigkeitsmessungen innerhalb und oberhalb des T_g-Bereichs ergaben:

$$\log \eta(x,t) = A + \frac{B}{T(x,t) - T_\mathrm{z}}\,.$$

Bei der Auswertung wird für VFT-Werte größer als 10^{18} Pa s die Zähigkeit gleich 10^{18} Pa s gesetzt; ebenso wird für die Zähigkeit unterhalb von $T(x,t) = T_\mathrm{z}$ der Wert 10^{18} Pa s verwendet.

Die Wärmeausdehnung $\dot{\varepsilon}_\mathrm{A}(x,t) \equiv \alpha \cdot \beta$ wird auf zwei Arten berechnet. Die einfachere Art setzt nur eine Stufe für den Ausdehnungskoeffizienten α voraus:

$$\alpha = \alpha_2 \quad \text{unterhalb } T_\mathrm{g}\,,$$
$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 \quad \text{oberhalb } T_\mathrm{g}\,.$$

Wirklichkeitsgetreuer ist die Verwendung der Lösung einer Differentialgleichung für ε_A, wie sie in [2] behandelt worden ist:

$$\dot{\varepsilon}_\mathrm{A} = -\frac{E}{(1 - 2\,\mu)\,k\,\eta}(\varepsilon_\mathrm{A} - \varepsilon_T) + \alpha_2 \frac{\partial T}{\partial t} \tag{9}$$

mit k als Geometriefaktor und

$$\varepsilon_T = \frac{l_T - l_0}{l_0}$$

mit

$$l_T = l_0 \exp\left((\alpha_1 + \alpha_2)\,(T(x,t) - T_\mathrm{a})\right).$$

3.2. Spannungsgleichungen

Für die Berechnung der Gleichungen (5 und 6) auf dem Elektronenrechner erscheint es günstig, diese Gleichungen zunächst nach der Zeit zu integrieren. Das ergibt:

$$\sigma(x,t) = \sigma_0(x,t) - \frac{1}{d}\int_0^d \sigma_0(x',t)\,\mathrm{d}x' , \qquad (10)$$

wobei als Abkürzung eingeführt wird:

$$\sigma_0(x,t) = -\int_0^t \frac{S}{Z(x,t')}\,\sigma(x,t')\,\mathrm{d}t' - S\cdot\varepsilon_A(x,t) . \qquad (11)$$

Durch diese Integration nach der Zeit vermeidet man die etwas komplizierte Behandlung des Ausdruckes $\partial T/\partial t$ zur Zeit $t = 0$, der gegen Unendlich geht.

Die Gleichungen (10 und 11) können iterativ integriert werden in Zeitintervallen Δt. Es wird geschrieben:

$$\sigma_0(x,t+\Delta t) = -\int_0^t \frac{S}{Z(x,t')}\,\sigma(x,t')\,\mathrm{d}t' - \int_t^{t+\Delta t} \frac{S}{Z(x,t')}\,\sigma(x,t')\,\mathrm{d}t' - S\,\varepsilon_A(x,t+\Delta t) .$$

Hierbei wird das zweite Integral mit den Grenzen t und $t + \Delta t$ nach der Trapezregel in zwei Terme mit t und $t + \Delta t$ zerlegt. Das ergibt auf der rechten Seite Terme mit $\sigma(x,t + \Delta t)$. Nach einer längeren, aber einfachen Rechnung können dann aber die Spannungsiterationsgleichungen nach $\sigma(x,t + \Delta t)$ aufgelöst werden. Man erhält:

$$\sigma(x,t+\Delta t) = -\frac{2\,Z(t+\Delta t)}{2\,Z(t+\Delta t)+S\,\Delta t}\left[\frac{1}{d}\int_0^d \sigma_0(x',t+\Delta t)\,\mathrm{d}x' + \int_0^t \frac{S}{Z(t')}\,\sigma(x,t')\,\mathrm{d}t' + \frac{S\,\Delta t}{2\,Z(t)}\,\sigma(x,t) + S\,\varepsilon_A(x,t+\Delta t)\right],$$

$$\frac{1}{d}\int_0^d \sigma_0(x',t+\Delta t)\,\mathrm{d}x' = \frac{\displaystyle\int_0^d \frac{2\,Z(t+\Delta t)}{2\,Z(t+\Delta t)+S\,\Delta t}\left[-\int_0^t \frac{S}{Z(t')}\,\sigma(x',t')\,\mathrm{d}t' - \frac{S\,\Delta t}{2\,Z(t)}\,\sigma(x',t) - S\,\varepsilon_A(x',t+\Delta t)\right]\mathrm{d}x'}{\displaystyle\int_0^d \frac{2\,Z(t+\Delta t)}{2\,Z(t+\Delta t)+S\,\Delta t}\,\mathrm{d}x'} .$$

(Der Übersichtlichkeit halber wurde bei $Z(x,t)$ das x bzw. x' nicht mitgeschrieben.)

Dieses Verfahren bringt eine große Genauigkeit auch zu Beginn bei hohen Temperaturen, wenn $Z(x,t)$ und damit die Relaxationszeit $Z(x,t)/S$ der Spannungen relativ klein ist.

Die zeitliche Iterationsschrittweite ergibt sich aus der Relaxationszeit, multipliziert mit einem Faktor, der so klein gewählt wird, daß das Rechenergebnis unabhängig von der Iterationsschrittweite wird. Für diesen Faktor hat sich ein Wert von 0,1 gut bewährt. Damit die Iterationszeit nicht so stark wie die Relaxationszeit anwächst, wird dafür gesorgt, daß die Iterationszeit mit der Abkühlzeit nicht stärker als der Betrag der Abkühlzeit, multipliziert mit einem weiteren konstanten Faktor, zunimmt. Für den letzteren Faktor wurden Werte zwischen 0,1 und 0,3 verwendet.

Wenn sich die Spannungsprofile in Abhängigkeit von der Zeit im Rahmen der Rechengenauigkeit nicht mehr ändern (i. a. nach 1000 bis 3000 s), wird die Rechnung abgebrochen.

In gleicher Weise wie die Gleichungen (5 und 6) für $\sigma(x,t)$ wird auch Gleichung (9) für $\varepsilon_A(x,t)$ numerisch berechnet. Gleichung (9) wird ebenso zunächst auf beiden Seiten nach der Zeit integriert; das sich daraus ergebende Zeitintegral auf der rechten Seite wird in gleicher Weise nach der Trapezregel zerlegt, und die sich anschließende iterative Berechnung in Zeitintervallen Δt erfolgt analog wie bei den Spannungsprofilen $\sigma(x,t)$.

4. Experimente

4.1. Vergleich Experiment und Rechnung

Zur experimentellen Überprüfung wurde ein handelsübliches Floatglas mit den Abmessungen (50 × 50 × 4) mm³ gewählt. Das Vorspannen wurde in einer früher [4] beschriebenen Apparatur durchgeführt.

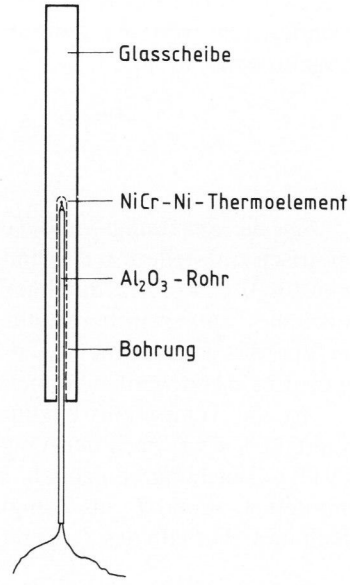


Bild 1. Glasscheibe mit Bohrung zur Bestimmung der Wärmeübergangszahl b.

Ebenso wie dort beschrieben erfolgte das Ausmessen der entstandenen Spannungsprofile nach Sénarmont. Wie in Abschnitt 2. dargelegt, müssen eine Reihe von Materialkennwerten bzw. η und α als Funktion von T bekannt sein. Es wurden gewählt:

Elastizitätsmodul E: $7{,}2 \cdot 10^4$ MN/m^2,
Querkontraktion μ: 0,25,
Temperaturleitfähigkeit a: $4{,}3 \cdot 10^{-3}$ cm^2/s .

Die Wärmeübergangszahl b wurde auf folgende Weise experimentell bestimmt (Bild 1):
Von der Kante her wurde in die Glasmitte ein feines Loch gebohrt und ein Ni-CrNi-Thermoelement eingeführt. Dann wurde während des Anblasvorganges der Verlauf der Temperatur mit der Zeit in der Glasscheibenmitte gemessen (Bild 2). Nach Abschnitt 2.1. kann dann bei bekannter Temperaturleitfähigkeit a die Wärmeübergangszahl b berechnet werden. Es ergaben sich für verschiedene Anblasdrücke Werte von

$$b = 1{,}1 \cdot 10^{-3} \text{ bis } 8 \cdot 10^{-3} \text{ cm/s} .$$

Der Verlauf $\eta(T)$ wurde im Balkenbiegeviskosimeter [5] bestimmt. Die Abhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten a von Temperatur und Abkühlgeschwindigkeit ist bereits in einer früheren Arbeit [2] belegt. Mit drei verschiedenen Startwerten, nämlich Anfangstemperatur T_a = 900, 901, 918 K und Wärmeübergangszahl $b = 1{,}1 \cdot 10^{-3}$, $4{,}5 \cdot 10^{-3}$, $8 \cdot 10^{-3}$ cm/s

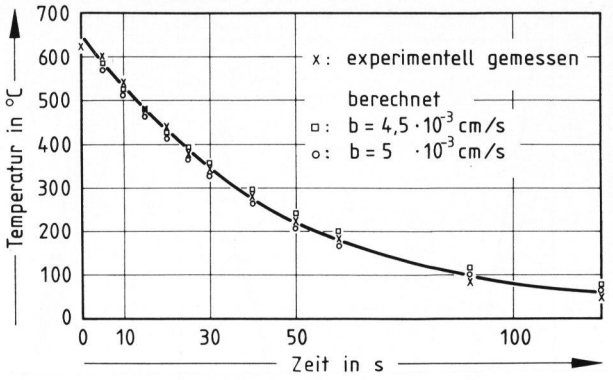
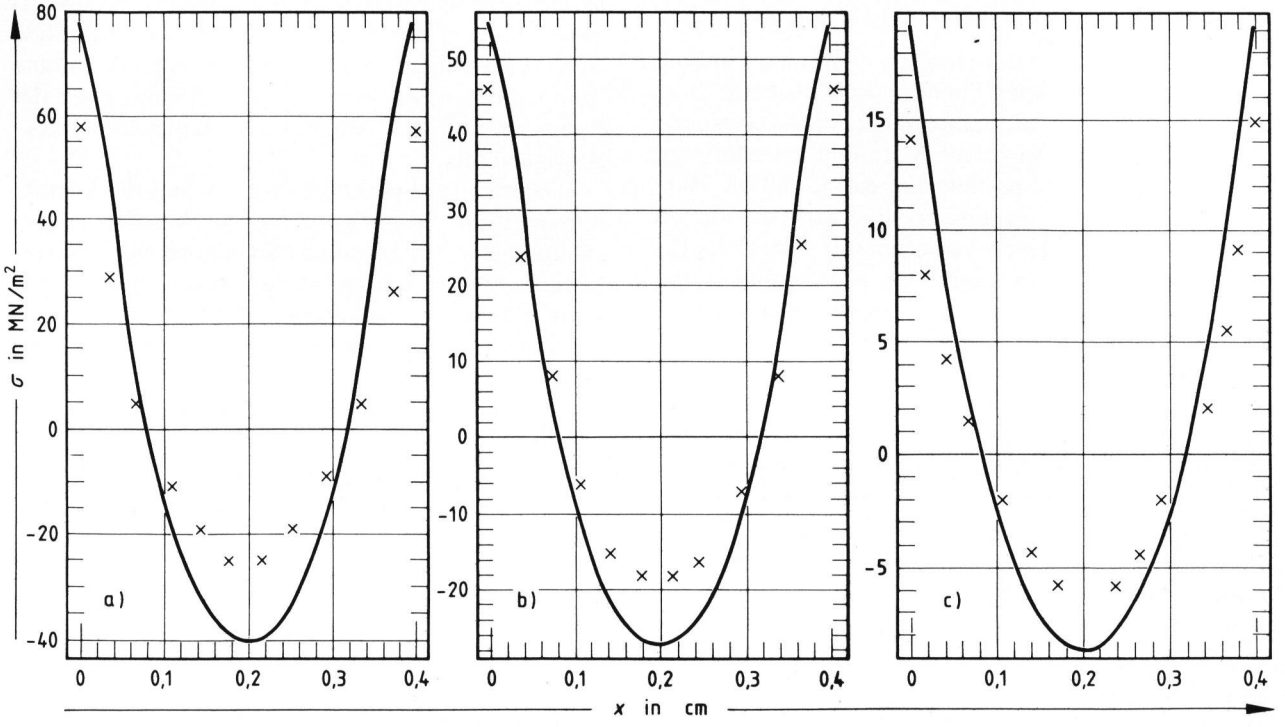


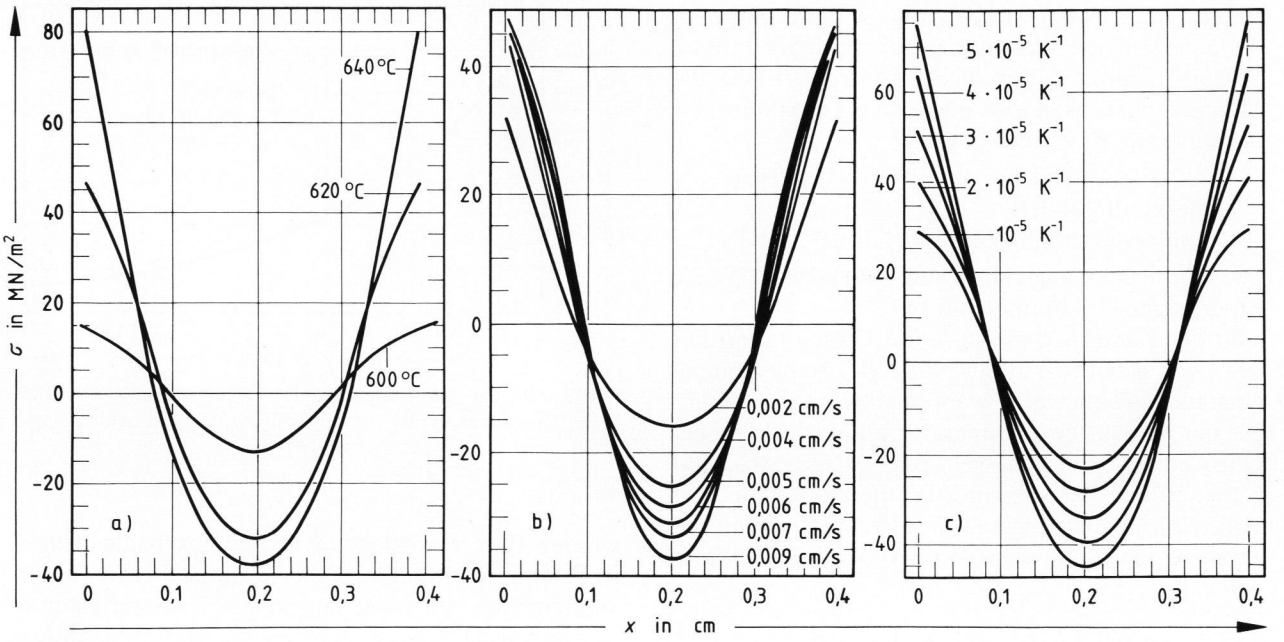
Bild 2. Messung der Temperatur in Abhängigkeit von der Zeit in der Glasscheibenmitte zur Bestimmung der Wärmeübergangszahl b.

wurden drei verschiedene Spannungsprofile hergestellt und spannungsoptisch vermessen. Mit diesen Werten und den oben angegebenen Materialkennwerten wurde die Computerberechnung durchgeführt. Der Vergleich ist in den Bildern 3a bis c zu sehen; die Punkte bezeichnen die experimentellen Ergebnisse, die durchgezogenen Linien die Computerberechnung.

Bei der Bewertung der Übereinstimmung ist zu beachten, daß es sich um eine Absolutberechnung handelt, d. h. kein Parameter wurde angepaßt. Vermutlich ist die optische Spannungsmessung genauer



Bilder 3a bis c. Vergleich des entwickelten Rechenprogramms mit dem Experiment: Spannungsverlauf in der Glasscheibe bei verschiedenen Anfangstemperaturen und Wärmeübergangszahlen;
×: Experiment, ——: Computerberechnung,
a) Anfangstemperatur 900 K, Wärmeübergangszahl $1{,}1 \cdot 10^{-3}$ cm/s,
b) Anfangstemperatur 901 K, Wärmeübergangszahl $4{,}5 \cdot 10^{-3}$ cm/s,
c) Anfangstemperatur 918 K, Wärmeübergangszahl $8 \cdot 10^{-3}$ cm/s.



Bilder 4a bis c. Rechnerische Parametervariation: Einfluß a) der Anfangstemperatur, b) der Wärmeübergangszahl, c) des Wärmeausdehnungskoeffizienten oberhalb T_g.

als die Materialkennwerte, die für die Rechnung verwendet wurden. Wenn man deren Ungenauigkeit bedenkt, so ist die Übereinstimmung überraschend gut.

Daraus folgt, daß das entwickelte Rechenprogramm zur praxisnahen Berechnung von Spannungsprofilen beim thermischen Vorspannen geeignet ist.

4.2. Wirkung bestimmter Parameter

Um die Wirkung der einzelnen Parameter auf die Höhe des entstehenden Spannungsprofils beim thermischen Vorspannen zu untersuchen, ist viel experimentelle Arbeit nötig. Der Vorteil des bestätigten Rechenprogrammes besteht nun darin, daß die Wirkung der einzelnen Parameter ohne experimentellen Aufwand einfach durch Variation der Eingabeparameter studiert werden kann. Dies ist mit einer Reihe von den in Abschnitt 2. angegebenen Parametern durchgeführt worden, beispielhaft zeigen die Bilder 4a bis c die Wirkung der Änderung der Anfangstemperatur T_a, der Wärmeübergangszahl b und des Ausdehnungskoeffizienten α oberhalb T_g. Nach den Berechnungen beeinflussen diese Parameter die Höhe des Spannungsprofils stärker als zum Beispiel der E-Modul oder die Temperaturleitfähigkeit a. Insgesamt ist damit die Aussage über die Wirkung einzelner Parameter beim thermischen Vorspannen sehr leicht möglich.

5. Diskussion

Das vorgestellte Berechnungsverfahren bietet die Möglichkeit zur Berechnung des Spannungsprofils einer thermisch vorgespannten Scheibe aus den Materialkennwerten und den Prozeßdaten des Vorspannungsprozesses. Eine noch bessere Genauigkeit kann sicherlich erzielt werden, wenn genauere Ausgangswerte zur Verfügung gestellt werden können, und wenn die Temperaturabhängigkeit von E-Modul und Temperaturleitfähigkeit sowie die Abhängigkeit der Zähigkeit von der Abkühlgeschwindigkeit berücksichtigt werden.

Die wichtigste praktische Anwendung des Verfahrens wird aber darin gesehen, die Auswirkung bestimmter Parameter auf das Spannungsprofil zu studieren, wie z. B. Scheibendicke, Ausdehnungskoeffizient, Zähigkeits-Temperaturverlauf (langes bzw. kurzes Glas) usw. Das war bisher nur mit aufwendigen Experimenten möglich. Hierfür ist das vorliegende Verfahren sofort und ohne weitere Verbesserungen geeignet.

Die Autoren danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bonn-Bad Godesberg, für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

6. Literatur

[1] Blank, K.: Thermisch vorgespanntes Glas. Teil 1 u. 2. Glastech. Ber. **52** (1979) S. 1–13, 51–54.

[2] Oel, H. J.; Dannheim, H. und Helland, G.: Dichte und Brechungsindex eines Glases in Abhängigkeit von der Abkühlgeschwindigkeit. Glastech. Ber. **52** (1979) S. 127–130.

[3] Tautz, H.: Wärmeleitung und Temperaturausgleich. Weinheim: Verl. Chemie 1971. S. 69–70.

[4] Dannheim, H.; Oel, H. J. und Prechtl, W.: Einfluß der Vorspannung auf die Oberflächendefektentstehung bei thermisch vorgespannten Flachgläsern. Glastech. Ber. **54** (1981) S. 312–318.

[5] Hagy, H. E.: Experimental evaluation of beam-bending method of determining glass viscosities in the range 10^8 to 10^{15} Poise. J. Am. Ceram. Soc. **46** (1963) S. 93–97. [Ref. Glastech. Ber. **37** (1964) S. 482.]

84R0127