

DK 666.151:666.163:535.41:535.319:666.151-431

Interferenzerscheinungen an Flachgläsern

Von Viktor Caimann, Weiden

(Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium der Flachglas AG DELOG-DETAG, Werk Weiden)

(Eingegangen am 8. August 1977)

Nach allgemeinen Ausführungen über das Wesen der Interferenz werden die Bedingungen für das Auftreten von Lichtinterferenzen bei Flachgläsern untersucht. Anschließend

werden drei für die Praxis wichtige Fälle behandelt, nämlich: die planparallele Platte, der Glaskeil und die Kombination zweier planparalleler, gleich dicker Glastafeln.

Interference phenomena on flat glass

After a general survey of the requirements for interference, the conditions needed for the occurrence of interference effects on flat glass are considered. Three cases of

practical importance are then treated: a plane parallel plate, a wedge and the combination of two plane parallel equally thick plates.

Phénomènes d'interférence dans le verre plat

Après quelques considérations générales sur la nature de l'interférence, on étudie les conditions d'apparition d'interférences lumineuses dans le verre plat. Trois cas présentant

une importance pratique sont ensuite traités: le cas d'une plaque plan parallèle, celui d'un prisme de verre et la combinaison de deux plaques plan parallèles de même épaisseur.

Während der letzten Jahre wurde der Qualitätsstandard der Flachgläser laufend erhöht. Dieser Prozeß brachte es mit sich, daß sowohl die Ebenflächigkeit als auch die Planparallelität der Oberflächen besser wurden. Kurioserweise führte dieser Umstand dazu, daß es besonders bei großflächigen Verglasungen mit Doppelscheiben zu unerwünschten interferenzoptischen Effekten kam. Gerade diese Effekte werden aber in vielen Laboratorien dazu verwendet, die optische Güte der Flachgläser zu testen. Es scheint deshalb zweckmäßig zu sein, den Versuch zu unternehmen, eine zusammenfassende Darstellung der wichtigsten Interferenzerscheinungen an Flachgläsern zu geben.

1. Allgemeine Ausführungen über die Interferenz

Zu Interferenzerscheinungen kommt es, wenn mindestens zwei Wellensysteme zusammentreffen und sich dabei ungestört überlagern können (Zweistrahlinterferenz). Das dabei entstehende Wellenfeld wird an jeder Stelle dadurch erhalten, daß man die primären Systeme vektoriell addiert. Für den Fall, daß es sich bei den primären Feldern um gleichgerichtete Wellenzüge handelt, entartet die Addition zu einer algebraischen. Da die Intensitäten durch die Quadrate der Feldstärken ausgedrückt werden, führt die Summation zu einer nicht additiven Überlagerung. Wegen der hohen Frequenzen kann man beim Licht aber nur Intensitäten beobachten. Man bezeichnet deshalb jede Abweichung von der Additivität der Lichtintensität beim Überlagerungsvorgang als Interferenz.

Es sei darauf hingewiesen, daß das Prinzip der ungestörten Überlagerung nur für kleine elektrische Feldstärken gilt. Bei großen Feldstärken — zum Beispiel bei Lasern — können auch nichtlineare optische Effekte registriert werden.

Für die Feldstärke E in einem beliebigen Punkt des elektromagnetischen Feldes gilt die Beziehung [1]

$$E = A \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} - \delta \right). \quad (1)$$

Dabei bedeuten: A = Amplitude, t = Zeit, $T = 1/\nu$ = Schwingungsdauer, ν = Frequenz, r = Weg, den das Licht von seinem Ursprung zurückgelegt hat, λ = Wellenlänge, δ = Phasenkonstante, das heißt die Feldstärke, welche die Lichtwelle zur Zeit $t = 0$ in ihrem Ursprung hatte.

Das Argument der cos-Funktion selbst bezeichnet man als die Phase der Welle. Gemessen werden immer die Intensitäten, das heißt die zeitlichen Mittelwerte der Lichtleistung pro Flächeneinheit, ausgedrückt durch den Poyntingschen Vektor. Dieser ist seinerseits proportional dem Quadrat der Feldstärke E . Der Proportionalitätsfaktor ist der sogenannte Wellenwiderstand Z und hat die Dimension eines elektrischen Widerstandes. Damit wird die Intensität

$$I = \frac{E^2}{Z} \text{ in W/cm}^2. \quad (2)$$

Durch Anwendung der Gleichungen (1) und (2) kann nun die Gesamtintensität zweier Lichtwellen in einem Punkt des durch Überlagerungen entstandenen Wellenfeldes errechnet werden. Sie ergibt sich zu

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{r_2 - r_1}{\lambda} + \delta_2 - \delta_1 \right). \quad (3)$$

Da über die Zeit t gemittelt wird, fallen in der cos-Funktion alle Glieder, welche die Zeit t enthalten, heraus, weil angenommen werden kann, daß die Schwingungsdauer T sehr viel kleiner ist als t .

Gleichung (3) besagt, daß sich im allgemeinen Fall die Gesamtintensität zweier interferierender Strahlen nicht als Summe der Einzelintensitäten ergibt, sondern daß man noch ein Interferenzglied berücksichtigen muß. Die Erfahrung lehrt aber, daß die Lichtintensitäten im Gegensatz zu Gleichung (3) rein additiv sind. Dies bedeutet, daß es zwischen zwei Lichtwellen, die aus verschiedenen Quellen stammen, nicht zur Interferenz kommt. Denn alle bisherigen Betrachtungen gelten nur für den Fall, daß die Phasendifferenz $\delta_2 - \delta_1$ zeitlich

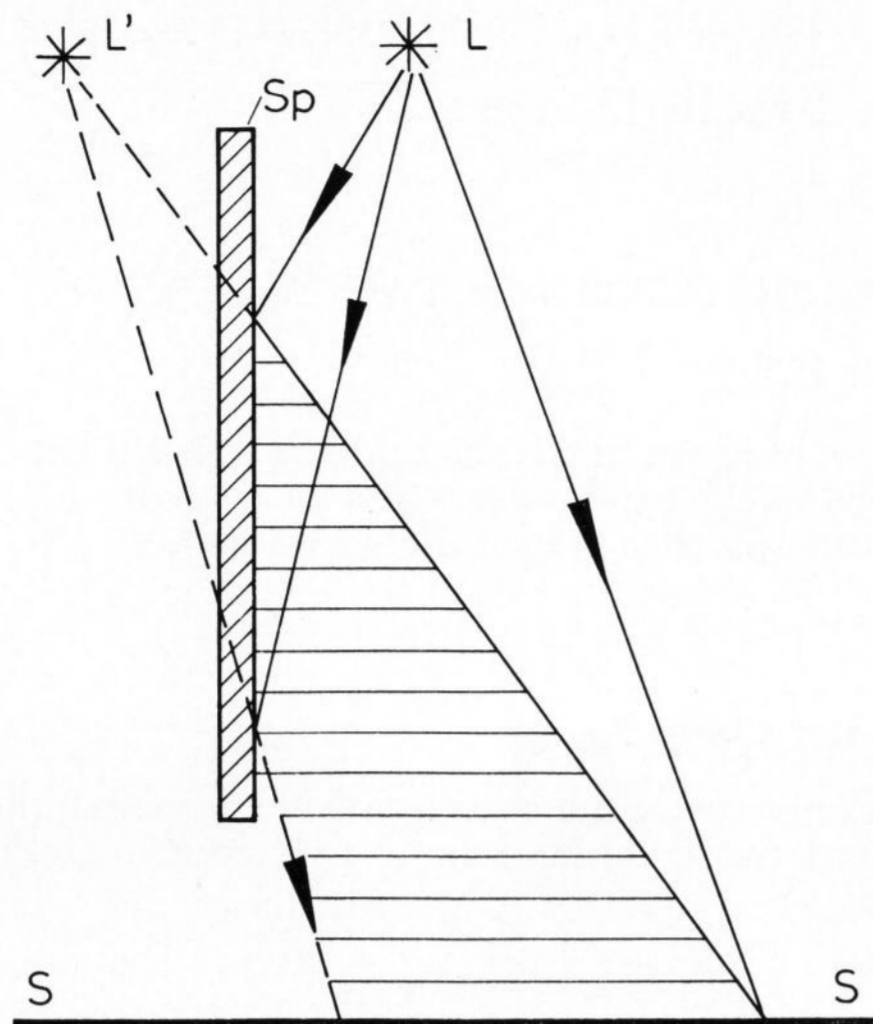


Bild 1. Lloydscher Spiegelversuch.

konstant ist. Trifft dies nicht zu, so muß in Gleichung (3) noch über die Differenz der Phasenkonstanten zeitlich gemittelt werden. Dadurch fällt aber auch hier das Interferenzglied heraus, und die Gesamtintensität ist gleich der Summe der Einzelintensitäten.

Ist die Differenz der Phasenkonstanten bei zwei Wellensystemen konstant, so sagt man, sie seien kohärent. Ändert sich diese Differenz statistisch, so nennt man die Wellen inkohärent. Alle konventionellen Lichtquellen der Optik, einschließlich der Sonne, sind inkohärent. Nur der Laser liefert kohärentes Licht.

Der Grund für die Inkohärenz zweier Lichtquellen ist bei dem Emissionsvorgang an den Atomen oder Molekülen zu suchen. Ein angeregtes Atom sendet bei der Rückkehr in den Grundzustand Energie in Form eines gedämpften Wellenzuges aus. Da die Emission statistisch erfolgt, besitzen die einzelnen Wellenzüge wechselnde Phasenkonstanten, das heißt, die von verschiedenen Atomen abgestrahlten Lichtwellen sind zueinander inkohärent. Fresnel hat mit seinem Spiegelversuch gezeigt, daß man mit konventionellen Lichtquellen trotz ihrer Inkohärenz Interferenzen erzeugen kann, wenn man das von einem Punkt der Quelle ausgehende Licht in zwei Teilwellen zerlegt [2]. Diese müssen demnach zueinander kohärent sein, was auch leicht einzusehen ist. Der bei der Rückkehr des angeregten Atoms oder Moleküls in den Grundzustand ausgesandte Wellenzug hat eine endliche Länge. Man nennt sie die Kohärenzlänge l . Diese Länge setzt sich aus N Wellen des Lichtes mit der Wellenlänge λ zusammen, wobei N gleichzeitig der Zahl der beobachtbaren Interferenzstreifen entspricht. Für eine Spektrallinie ergeben Betrachtungen, auf die hier nicht eingegangen werden soll [1], daß die Kohärenzlänge dem Verhältnis des Quadrats der mittleren Wellenlänge, λ^2 , zur Halbwertsbreite, $\Delta\lambda$, annähernd gleich ist. Faßt man alle diese Aussagen über die Kohärenzlänge zusammen, so ergibt sich

$$l = N \cdot \lambda \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (4)$$

Für die Kohärenzzeit resultiert daraus

$$\tau = \frac{1}{c} = \frac{\lambda^2}{c \cdot \Delta\lambda} \quad (5)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet.

Für weißes Licht ist die Kohärenzlänge in der Größenordnung von $1,5 \cdot 10^{-4}$ cm, was wiederum bedeutet, daß die Zahl der noch beobachtbaren Interferenzstreifen beim Fresnelschen Spiegelversuch ungefähr 2 ist.

In der Praxis hat man zur Erzeugung von Interferenzen fast immer leuchtende Flächen endlichen Ausmaßes zur Verfügung. Es sind daher Untersuchungen darüber angestellt worden, welchen Einfluß die Größe der benutzten Lichtquelle auf die Interferenzerscheinungen hat. Wenn die inkohärente Lichtquelle den Durchmesser a hat und von jedem ihrer Punkte je ein in sich kohärentes Strahlenbündel mit der Bündelöffnung 2ϑ ausgeht, so wird die Forderung dafür, daß die seitliche Ausdehnung der Lichtquelle die Interferenz nicht stört, durch die Kohärenzbedingung gegeben. Sie lautet [1, 3 und 4]:

$$a \ll \frac{\lambda}{2 \sin \vartheta} \quad (6)$$

Beispiele dafür, wie man aus einer primären, inkohärenten Lichtquelle zwei kohärente erzeugt, sind aus der Literatur genügend bekannt. Auf eine Methode soll dennoch hingewiesen werden, weil auf sie später noch Bezug genommen wird. Es ist der Spiegelversuch von Lloyd aus dem Jahre 1839. Sein Prinzip ist in Bild 1 dargestellt. Man sieht, daß es möglich ist, mit nur einem Spiegel Sp und einer Lichtquelle L eine zweite, virtuelle L' so zu erzeugen, daß man auf einem Schirm SS Interferenzen zwischen dem direkten und dem reflektierten Licht erhält.

Grundsätzlich kann man zwei Arten von Interferenzen unterscheiden [5]: 1. Fresnelsche Interferenzen und 2. Fraunhofersche Interferenzen. Im ersten Fall liegt die Lichtquelle in endlicher Entfernung, und die von ihren einzelnen Punkten herkommenden Strahlen sind divergent. Beim zweiten Fall liegt die Lichtquelle zum Objekt und ebenso das Objekt vom Beobachter optisch im Unendlichen. Die von den einzelnen Punkten der Lichtquelle herkommenden Strahlen sind parallel (oder werden dazu gemacht), und man bringt von den vom Objekt herkommenden Strahlen jeweils nur die parallelen zur Abbildung.

Für ein vertieftes Studium der Interferenzphänomene muß auf die einschlägige Fachliteratur, z. B. [1, 9 und 10], verwiesen werden.

2. Interferenzen an planparallelen Platten

Bild 2 stellt einen Schnitt durch eine planparallele Platte dar. Ihre Dicke sei d und ihre Brechzahl n . Das sie umgebende Medium habe die Brechzahl n_1 . Von einem Punkt einer Lichtquelle L falle unter dem Einfallswinkel α ein Strahl auf die obere Begrenzungsfläche 1 auf. Er wird zum Teil als Strahl a reflektiert und zum Teil unter dem Brechungswinkel β in die Platte hineingelenkt. Von diesem Strahl wird ein Teil an der Fläche 2 reflektiert, trifft die Oberfläche 1 und tritt dann als Strahl b parallel zu a wieder aus. Der verbliebene Teil tritt unter dem Austrittswinkel α wieder aus. Das Verhalten der anderen Teilstrahlen ist an Hand der Zeichnung leicht zu verfolgen. Ihre Wiedervereinigung erfolgt erst in einem unendlich fernen Punkt. In der Brennebene einer Abbildungslinse, z. B. der Augenlinse, entstehen die Interferenzfiguren.

Der Gangunterschied für je zwei benachbarte reflektierte Bündel wird [1 und 6]

$$\Delta = 2 d \sqrt{n^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}, \quad (7)$$

wenn die Platte das optisch dichtere Medium ist. ($\lambda/2$ ist dabei der auftretende Phasensprung.)

Ist das umgebende Medium Luft mit $n_1 = 1$, so wird

$$\Delta = 2 d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}, \quad (8)$$

und schließlich wird für den Fall senkrechten Lichteinfalls, also für $\alpha = 0$, der Gangunterschied

$$\Delta = 2 dn + \frac{\lambda}{2}. \quad (9)$$

Helligkeit wird im Unendlichen herrschen, wenn

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (10)$$

ist, Dunkelheit dagegen, wenn

$$\Delta = k \lambda \quad (11)$$

ist. Für das durchgehende Licht wird der Gangunterschied wegen des Wegfalls des Phasensprungs

$$\Delta = 2 d \sqrt{n^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}. \quad (12)$$

Helligkeit wird herrschen, wenn

$$\Delta = k \lambda \quad (13)$$

ist, Dunkelheit, wenn die Bedingung erfüllt ist

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (14)$$

Vergleicht man die Verhältnisse beim reflektierten Licht mit denen beim durchgehenden Licht, so sieht man, daß sie sich komplementär zueinander verhalten.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Interferenzstreifen im Durchlicht viel schlechter zu beobachten sind als im reflektierten Licht. Dies rührt daher, daß das Intensitätsverhältnis der Strahlen $a:b$ etwa gleich $10:8$ ist, während es sich für die durchgehenden Strahlen a' und b' zu etwa $100:8$ ergibt.

Da sich bei gegebener Brechzahl n einer planparallelen Platte wegen $d = \text{const}$ der Gangunterschied nur mit dem Einfallswinkel ändert, können bei parallelem Lichteinfall, das heißt also bei $\alpha = \text{const}$, keine Interferenzen auftreten.

Bei divergentem Lichteinfall ergibt sich für jeden Winkelbereich des einfallenden Strahlenbündels ein anderer Gangunterschied. Man sieht dann mit einem auf unendlich akkomodierten Auge das von der Plattenoberfläche zurückgeworfene Bild einer großflächigen Lichtquelle, durchzogen von einer Schar dunkler Interferenzstreifen, die man unschwer als Kegelschnitte erkennen kann. Die Streifen sind Interferenzkurven gleicher Neigung und bilden um den Punkt, wo das Licht senkrecht einfällt, konzentrische Kreise (Haidingersche Ringe). Die Kohärenzbedingung (Gleichung (6)) ist erfüllt, weil die Strahlen zueinander parallel sind und deshalb der Öffnungswinkel der Strahlenbündel 2ϑ gleich Null ist. Die Lichtquelle darf demnach von beliebiger Größe sein, was der Helligkeit des Interferenz-

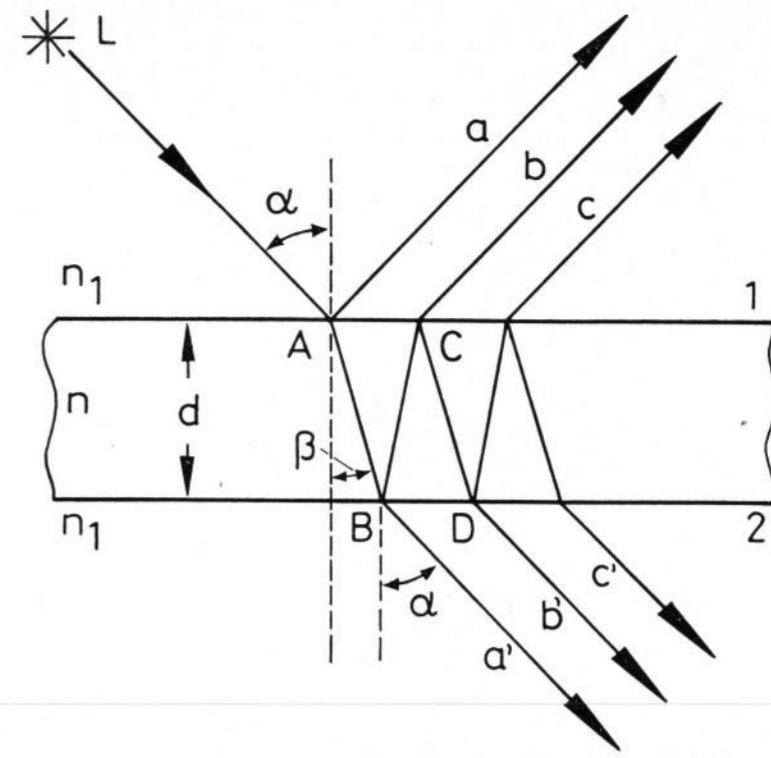


Bild 2. Entstehung von Interferenzen an einer planparallelen Platte.

bildes zugute kommt. Die Interferenzen werden um so schärfer, je höher das Reflexionsvermögen der Grenzschicht ist.

Diese Haidingerschen Ringe können auch an Platten und Schichten beobachtet werden, die nur in Teilbereichen planparallel sind, wie dies zum Beispiel bei gezogenen Gläsern oft der Fall ist. Um an planen Platten Haidingersche Ringe beobachten zu können, muß die doppelte optische Plattendicke $2dn$ kleiner sein als die Kohärenzlänge $l = N \cdot \lambda$. Dies führt unter Berücksichtigung von Gleichung (4) zu der Interferenzbedingung

$$\Delta \lambda < \frac{\lambda^2}{2dn}. \quad (15)$$

In der Tat lassen sich bei Benutzung von monochromatischem Licht, z. B. Na-Licht, an planparallelen Glasplatten die Haidingerschen Ringe gut beobachten. Man erkennt sie daran, daß sie bei senkrechter Blickrichtung um den Durchstoßpunkt des Sehstrahls konzentrische Kreise bilden. Bewegt man den Kopf, so wandert dieses Kreissystem in Richtung der Kopfbewegung mit. Geht man nahe genug an die Platte, so erhält man für jedes Auge ein eigenes Ringsystem, wobei sich beide Ringscharen zum Teil überschneiden können. Macht man ein Auge zu, so verschwindet das zugehörige Streifensystem schlagartig.

In Bild 3 sind zwei Haidingersche Ringsysteme dargestellt. Sie wurden unter Verwendung einer großflächigen, monochromatischen Lichtquelle erhalten.

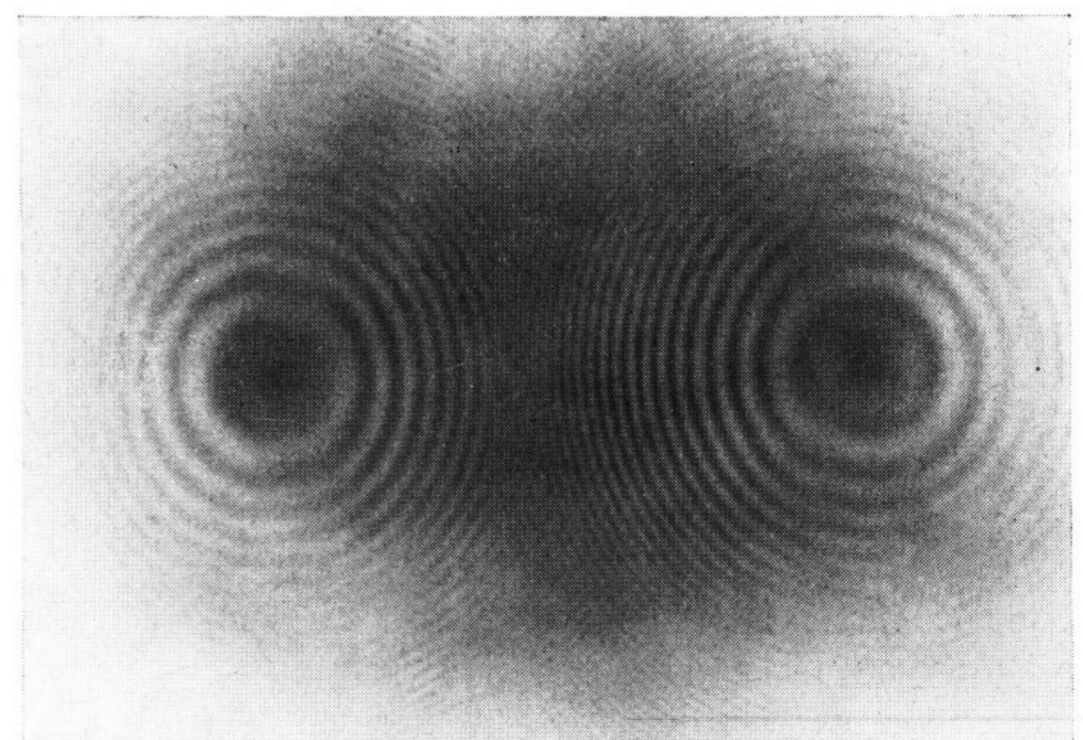


Bild 3. Zwei Haidingersche Ringsysteme bei einer 2,8 mm dicken Floatglasplatte.

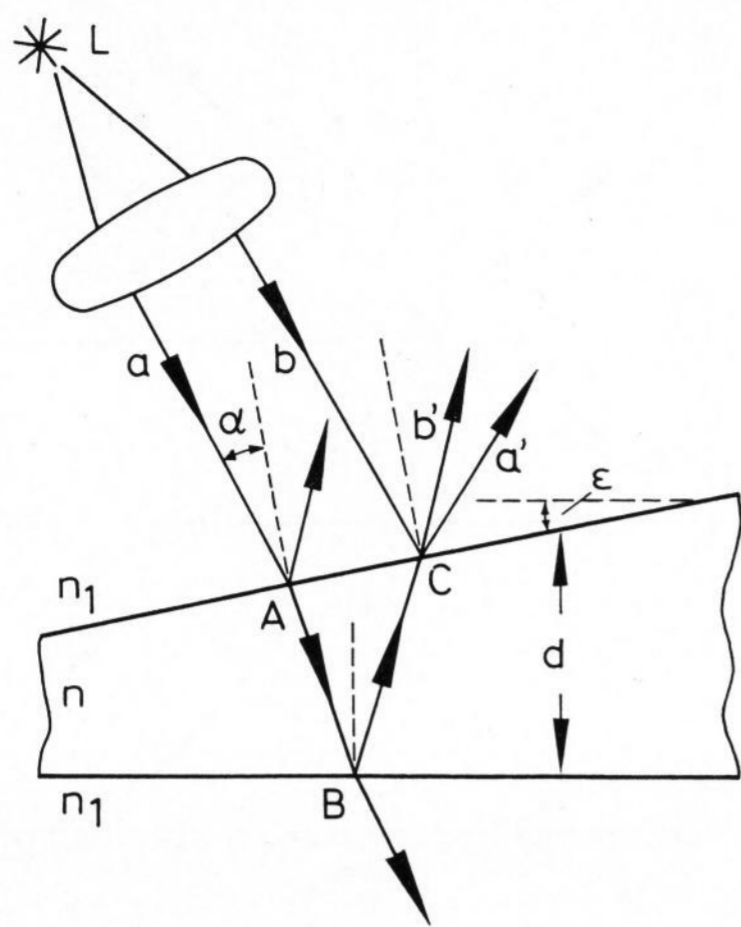


Bild 4. Entstehung von Interferenzen an einer keilförmigen Platte.

Diese bestand aus einem großen, weißen, von Na-Licht bestrahlten Schirm mit zwei Durchbohrungen, der einige Zentimeter von einer 2,8 mm dicken Floatglasscheibe und parallel zu dieser aufgestellt war. Die Aufnahme wurde mit einer zweiäugigen fotografischen Einrichtung durch die beiden Löcher des Schirmes hindurch gemacht.

Bei Benutzung von weißem Licht erhält man diese Effekte im allgemeinen nicht, weil die Bedingung (15) nicht erfüllt ist, das heißt, die Kohärenzlänge ist zu klein und die spektrale Breite zu groß. Eine Ausnahme bildet das Licht von Leuchtröhren. Betrachtet man die sich an einer dünnen, planparallelen Glasplatte spiegelnde Oberfläche einer von innen mit Leuchtröhren bestückten Lichtwanne, so sieht man die Haidingerschen Ringe deutlich, wenn man das Auge auf unendlich einstellt. Dieser Effekt tritt aber nur deshalb auf, weil das Licht der Leuchtröhren eine monochromatische Komponente besitzt, für die die Interferenzbedingung (15) erfüllt ist.

Nimmt man für weißes Licht eine spektrale Breite von 400 nm an, so dürfte die Dicke einer Glasplatte mit dem Brechungsindex $n = 1,5$ — nach Gleichung (15) — höchstens 0,5 bis 1,0 μm betragen, damit die Kurven gleicher Neigung zu sehen sind.

Bilden sich auf einer Glasscheibe beliebiger Dicke dünne Schichten aus, wie zum Beispiel beim Erblinden, dann wird auch für diese die Beziehung (15) gelten, und es kommt auch im weißen Licht zu Interferenzerscheinungen, die unter dem Namen „Farben dünner Schichten“ bekannt sind.

Als Ergebnis der bisherigen Betrachtungen kann festgehalten werden:

1. Bei gegebener Brechzahl n einer planparallelen Platte (das heißt für $d = \text{const}$) ändert sich der Gangunterschied Δ nur mit dem Einfallswinkel α .
2. An Schichten mit gut planparallelen Begrenzungsflächen treten im parallelen Licht keine Interferenzfiguren auf, da die entstehenden Gangunterschiede an allen Punkten der Probenoberfläche gleich sind.
3. An planparallelen Platten lassen sich deshalb nur Fresnelsche Interferenzen beobachten.
4. Die Interferenzen treten bei dicken Platten nur im monochromatischen Licht auf.
5. Der Interferenzort liegt im Unendlichen.

3. Interferenzen an keilförmigen Platten

Sind die beiden Begrenzungsflächen der Platte um einen kleinen Winkel ε gegeneinander geneigt, dann ändert sich die Dicke d von Punkt zu Punkt. Die reflektierten kohärenten Teilbündel sind nicht mehr parallel zueinander (Bild 4). Der Strahl a trifft die Vorderfläche des Keils, wird zum Teil reflektiert, tritt in den Keil ein, wird bei B zum Punkt C zurückgeworfen und tritt dann in das umgebende Medium aus. Im Punkte C trifft er auf den an der Oberfläche reflektierten Strahl b' , mit dem er interferiert. Längs der Plattenoberfläche entstehen örtliche Interferenzstreifen. Unter der Voraussetzung, daß sowohl der Einfalls- als auch der Keilwinkel klein sind, gelten auch hier die Gleichungen (7) bis (14). Es ist dabei aber zu beachten, daß sich hier die Gangunterschiede auch bei parallel einfallendem Licht mit der Plattendicke ändern. Dies führt dazu, daß die entstehenden Interferenzstreifen gleichzeitig Niveaukurven gleicher Dicke darstellen (Fizeausche Interferenzkurven). Dies äußert sich darin, daß beim Verschieben des Glaskeils die Kurven mitgenommen werden, im Gegensatz zu den Kurven gleicher Neigung.

Da zwei miteinander interferierende Strahlen auch hier nur einen kleinen Öffnungswinkel einschließen, kann die Lichtquelle wegen der Kohärenzbedingung (Gleichung (6)) einen großen Durchmesser haben. Die Interferenzen gleicher Dicke treten daher sowohl bei parallelem Licht (Fraunhofersche Interferenzen) als auch bei divergentem Licht (Fresnelsche Interferenzen) auf.

Sind die Keilflächen vollkommen eben, so sind die Interferenzkurven Geraden mit gleichen Abständen, parallel zur Schnittkante beider Flächen. Ist eine (oder beide) der Keilflächen uneben, so stellt jeder Streifen den geometrischen Ort gleicher Plattendicke dar. Das entstehende Interferenzbild stellt also die Topografie der Platte dar (Bild 5).

Am einfachsten erhält man Fizeausche Streifen an Luftschichten zwischen zwei Gläsern. Da die Brechzahl für Luft = 1 gesetzt werden kann, erhält man für den Gangunterschied die Beziehung

$$\Delta = 2d \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} \quad (16)$$

und für senkrechten Lichteinfall

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}. \quad (17)$$

Die bekanntesten Kurven gleicher Dicke sind die Newtonschen Ringe, die man erhält, wenn man im monochromatischen Licht eine Konvexlinse auf eine Glasplatte legt. Die Interferenzkurven gleicher Dicke sind hier aus Symmetriegründen konzentrische Kreise um den Berührungspunkt.

In Bild 6 sind die Kurven gleicher Dicke einer Luftplatte zu sehen. Die Platte wurde aus der Kombination einer optisch planen Glasfläche mit der Oberfläche eines gezogenen Flachglases erhalten. Das Bild gibt die Kurven gleicher Dicke der Luftplatte wieder, doch stellen diese auch gleichzeitig die Topografie der Ziehglasoberfläche dar. Das Verfahren wird deshalb sehr häufig zur genauen Beurteilung von Glasoberflächen verwendet.

Als Ergebnis der Betrachtungen an keilförmigen Platten kann festgehalten werden:



Bild 5. Kurven gleicher Dicke bei einer 1,5 mm dicken gezogenen Flachglasscheibe.

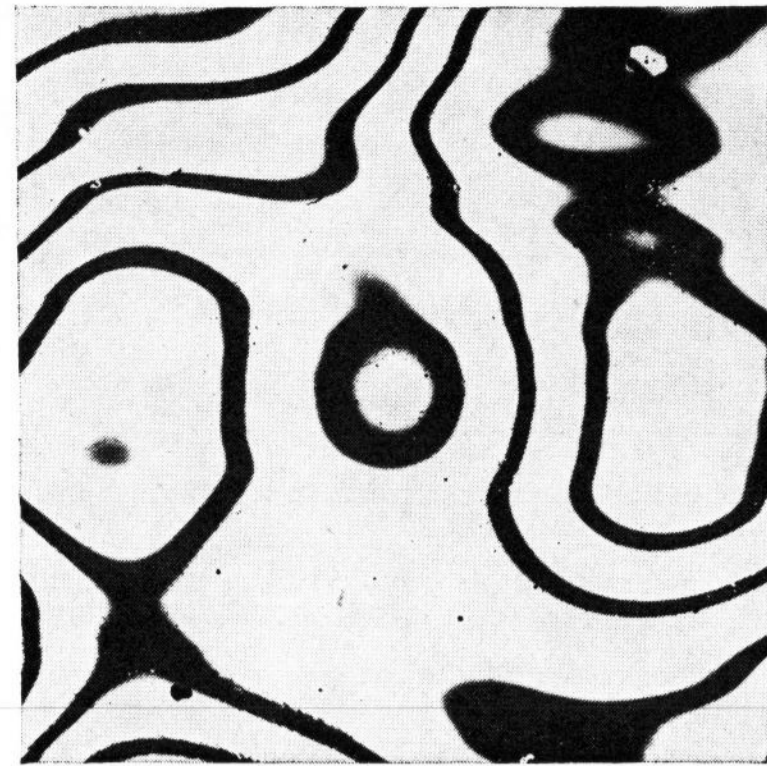


Bild 6. Topogramm der Oberfläche eines gezogenen Flachglases.

1. Bei gegebener Brechzahl n einer keilförmigen Platte ändert sich der Gangunterschied Δ sowohl mit dem Einfallswinkel α als auch mit der veränderlichen Dicke d .
2. Die Interferenzstreifen sind die Verbindungslinien zwischen den Punkten, an denen die Platte gleich dick ist.
3. Sowohl Fraunhofersche als auch Fresnelsche Interferenzen sind möglich.
4. Die Interferenzen treten bei dicken Platten nur im monochromatischen Licht auf.
5. Der Interferenzort liegt bei senkrechtem Lichteinfall ($\alpha = 0^\circ$) in der Platte selbst.

4. Interferenzen an zwei dicken, planparallelen Platten

Es wurde schon darauf hingewiesen, daß es mit weißem Licht im Normalfall nicht möglich ist, Interferenzen zu erhalten, weil die spektrale Breite dieses Lichtes zu groß und seine Kohärenzlänge zu klein ist. Brewster [7] beschrieb aber schon im Jahre 1813 eine Anordnung, bei der es doch gelingt, mit weißem Licht Interferenzen zu erzeugen. Dazu ist es notwendig, zwei gleich dicke, planparallele Glasplatten — möglichst aus einem Stück geschnitten — leicht gegeneinander zu neigen [11]. In Bild 7 soll versucht werden, die dabei entstehenden Verhältnisse darzustellen. Der Neigungswinkel ϵ der beiden Platten zueinander mußte dabei natürlich übertrieben groß dargestellt werden. Es sei angenommen, daß ein Strahl St von einer großflächigen Lichtquelle auf die beiden gegeneinander um den Winkel ϵ geneigten Platten $P1$ und $P2$ fällt. Nach dem Durchgang durch $P1$ wird er sowohl an der Vorder- als auch an der Rückseite von $P2$ gespiegelt und demnach in zwei kohärente Strahlen zerlegt. Durch Reflexion dieser Strahlen an den beiden Flächen von $P1$ entstehen nunmehr vier Strahlen. Diese müssen, weil sie alle von einem Punkt der Lichtquelle stammen, kohärent sein und miteinander interferieren. Geht man alle dabei möglichen Paarungskombinationen durch, so findet man nur eine einzige Kombination, die durch die Differenz der Gangunterschiede entsteht und demnach mit weißem Licht noch Interferenzen von niedriger Ordnung geben kann. Es ist dies die Paarung der Strahlen 2 und 3 unter der Annahme, daß die Einfallswinkel der Strahlen α_1 und α_2 fast gleich sind. Dann ergibt sich die Gangdifferenz

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1} - 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_2}. \quad (18)$$

Für den Fall, daß die Platten vollkommen parallel zueinander sind ($\epsilon = 0$), wird $\alpha_1 = \alpha_2$ und somit die Gangdifferenz gleich Null.

Geht man von zwei gleich dicken, zueinander parallelen Planplatten aus, die von einem Lichtstrahl z. B. unter 45° getroffen werden, und verdreht die eine Platte um einen kleinen Winkel ϵ gegen die andere, so wächst die Gangdifferenz sehr schnell an. Im monochromatischen Licht zeigen sich dann schon Interferenzstreifen, wenn der Neigungswinkel 1 bis 2° beträgt. Für weißes Licht darf ϵ nur einige Winkelminuten betragen, um den Interferenzeffekt zu erzeugen. Nimmt man z. B. zwei gleich dicke Glasplatten (4 mm) mit dem Brechungsindex $n = 1,52$ und verdreht die eine Platte gegen die andere um $1' = 0,017^\circ$, so erhält man nach dem Einsetzen dieser Werte in Gleichung (18) einen Gangunterschied von $\Delta = 0,86 \mu\text{m}$. Für weißes Licht mit der Schwerpunktswellenlänge von $\lambda_0 = 0,560 \mu\text{m}$ ergibt sich somit die Zahl der beobachtbaren Interferenzstreifen aus Gleichung (4) zu

$$N = \frac{\Delta}{\lambda_0} = 1,5. \quad (19)$$

Führt man die Rechnung für die beiden Platten so durch, daß man bei gleichbleibendem Neigungswinkel $\epsilon = 1' = 0,017^\circ$ den Strahleneinfallswinkel von 0 bis 90° variiert, so ergibt sich, daß bei weißem Licht beobachtbare Interferenzen nur im Bereich $22^\circ \leq \alpha \leq 73^\circ$ auftreten können, denn nur in diesem Intervall wird die Zahl N der auftretenden Interferenzstreifen größer oder gleich 1 sein.

Verwendet man zwei Platten, bei denen die eine um 0,1 mm dicker ist als die andere, so wird bei sonst gleichen Bedingungen der Gangunterschied $\Delta = 268 \mu\text{m}$ und somit die Zahl der Streifen $N = 478$. Man sieht, daß schon bei diesen geringen Dickenunterschieden im

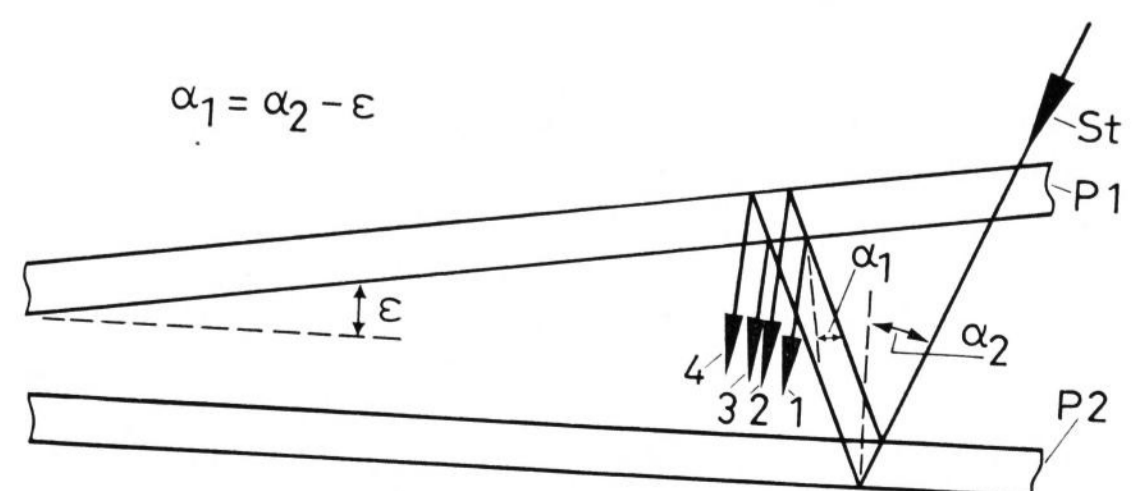


Bild 7. Zur Entstehung von Brewsterschen Interferenzen.

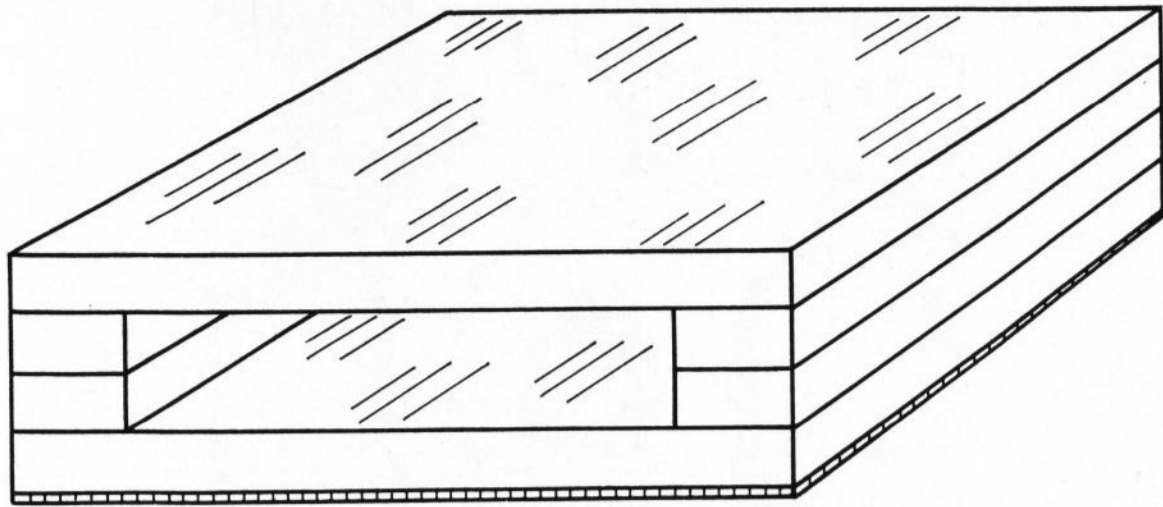


Bild 8. Eine einfache Anordnung zur Erzeugung von Brewsterschen Streifen bei dicken Floatgläsern.

weißen Licht keine beobachtbaren Interferenzstreifen auftreten sollten.

Nun zeigt die Erfahrung aber, daß man auch bei ungleich dicken Planplatten noch intensitätsschwache Brewstersche Streifen sieht. Dies kommt daher, daß jede der beiden Scheiben für die andere als Spiegel wirkt. Die Intensität dieser Interferenzen ist geringer, weil die sie hervorrufenden Strahlen erst nach mehrmaliger Reflexion zum Interferenzort gelangen [8].

Demnach muß es möglich sein, auch mit einer einzigen planparallelen Glasplatte und einem planen Oberflächenspiegel Brewstersche Streifen zu erzeugen. Man braucht dazu die Planplatte nur mit einem kleinen Neigungswinkel dem Spiegel gegenüber zu stellen, um diese Streifen sichtbar zu machen. Es sei in diesem Zusammenhang auf den schon erwähnten Spiegelversuch von Lloyd hingewiesen, bei dem mit einem einzigen Spiegel von einer realen Lichtquelle eine virtuelle erzeugt wird, wobei es zur Interferenz zwischen dem direkten und dem reflektierten Licht kommt.

Die Entstehung von Brewsterschen Streifen hängt nicht von der Entfernung der beiden Platten ab. Zu ihrer Erzeugung kann man ausgedehnte Lichtquellen, wie z. B. die freie Himmelskugel, benutzen. Der Interferenzort liegt im Unendlichen. Aus diesem Grunde muß das zur Betrachtung des Phänomens verwendete optische Instrument, z. B. das menschliche Auge, auf unendlich eingestellt sein. Dieser Interferenzeffekt tritt bei Doppelscheibenverglasungen häufig auf. Er kann gesehen werden sowohl am Tage, wenn man von außen auf die Verglasung sieht und sich der Himmel darin spiegelt, als auch bei Nacht von einem Raum aus, der große beleuch-

tete Flächen aufweist. Die Streifen treten besonders stark auf, wenn als Lichtquelle Leuchtröhren benutzt werden, deren Licht einen Anteil an monochromatischer Strahlung enthält.

Sehr einfach und schnell kann man die Brewsterschen Streifen mit einer primitiven Vorrichtung sichtbar machen. Man schneidet dazu aus einer Floatglasplatte zwei nicht zu kleine Stücke (etwa 30×40 cm) sowie einige schmale Streifen (etwa 30×2 cm) heraus. Eine der beiden Platten legt man waagrecht auf eine schwarze Unterlage (z. B. schwarzes Filztuch) so hin, daß sich die freie Himmelskugel oder eine andere selbstleuchtende große Oberfläche (z. B. eine hinterleuchtete, transparente, weiße Kunststoffscheibe) darin spiegeln kann. Links und rechts legt man dann auf diese Platte je einen oder auch mehrere von den schmalen Glasstreifen und auf diese schließlich die zweite große Platte (Bild 8). Bei einer solchen Anordnung werden die Brewsterschen Streifen nur selten gleichmäßig verteilt über die gesamte betrachtete Fläche auftreten; in den meisten Fällen erscheinen sie nur in Teilbereichen. Dies kommt daher, daß die Floatglasplatten nur partiell die exakt gleiche Dickenverteilung aufweisen werden, wobei auch noch die Bedingung erfüllt sein muß, daß sich solche Dickenzonen aus jeder Platte unter einem kleinen Neigungswinkel zueinander gegenüberliegen müssen.

Ersetzt man die untere Platte durch einen planen Oberflächenspiegel, so kann man — wie oben schon ausgeführt — gleichfalls das Auftreten von Interferenzstreifen beobachten.

5. Zusammenfassung

Es wird versucht, einen Überblick über die wichtigsten, bei Flachgläsern auftretenden Interferenzphänomene zu geben. Bei den allgemeinen Ausführungen werden nur die für das Verständnis der beobachtbaren Erscheinungen benötigten Grundlagen behandelt. Eingehender sind die Bedingungen für das Auftreten von Interferenzen an planparallelen Glasplatten sowie an Glas- und Luftkeilen beschrieben. Danach wird gezeigt, daß es im allgemeinen nicht möglich ist, mit weißem Licht beobachtbare Interferenzen zu erhalten. Eine Ausnahme bildet der Fall, bei dem zwei gleich dicke, planparallele Glasplatten vorliegen, wie es z. B. bei Isoliergläsern sehr oft vorkommt.

6. Literatur

- [1] Bergmann, L. und Schäfer, C.: Lehrbuch der Experimentalphysik. Bd. 3: Optik. 6. Aufl. Berlin: de Gruyter 1973.
- [2] Fresnel, A. J.: Oeuvres complètes. Hrsg. v. H. de Sénarmont. Paris 1866–1870.
- [3] Herzberger, M.: Einige Gedanken über Kohärenz. *Optika* 9 (1965) S. 645.
- [4] Mönch, G. C.: Interferenzlängenmessung und Brechzahlbestimmung. Leipzig: Teubner 1966.
- [5] Westphal, W. H.: Physik. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1947.
- [6] Kohlrausch, F.: Praktische Physik. Bd. 1. Stuttgart: Teubner 1960. [Ref. Glastechn. Ber. 34 (1961) S. 429.]
- [7] Brewster, D.: A treatise on optics. London 1835.
- [8] Quenett, R.: Interferenz-Erscheinungen bei Doppelscheiben aus Spiegelglas. Phys. Lab. DETAG Wernberg, unveröff. Mitt. 1969.
- [9] Schaefer, C.: Einführung in die theoretische Physik. Bd. 3, T. 1: Elektrodynamik und Optik. Berlin: de Gruyter 1955.
- [10] Born, M.: Optik. 2. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1965.
- [11] O. Verf.: Interference phenomena in double glazing units. Pilkington Bros. Ltd., St. Helens (England), techn. Druckschrift.