

Anwendung des Schwärzungsreliefs in opto-elektronischem Formerkennungs-System*

Von *H. J. Tiziani* und *W. Witz*

Institut für Technische Physik, ETH Zürich

Eingegangen am 22. Juli 1970

Inhalt

Es wird ein spezifisch zur Unterscheidung einfacher geometrischer Figuren (Kristallform-Analyse) geeignetes opto-elektronisches Gestalt-Erkennungs-System beschrieben, bei dem die Klassifikation aufgrund der Drehsymmetrie des Fraunhofer-schen Spektrum erfolgt. Der Einfluß des Schwärzungsreliefs auf das Beugungsbild ermöglicht es, auch die Erkennung von Drei- und Sechseck nach dieser Methode vorzunehmen. Schließlich werden noch einige experimentelle Resultate betreffend die Auswirkung des Schwärzungsreliefs auf die Beugungsbilder mitgeteilt.

Abstract

An Application of the Emulsion Relief in an Opto-Electronic Pattern Recognition-System. An opto-electronic technique for the classification of simple geometrical shapes (grains of photographic emulsions) is described. The shapes to be distinguished differ only in their two-dimensional rotational symmetry group. Fortunately, the emulsion relief leads to an easy distinction of the triangle from the hexagon in the Fraunhofer diffraction pattern. Finally, some experimental results will indicate the influence of the emulsion relief on the Fraunhofer spectrum.

1. Einleitung

Zur Beurteilung und Kontrolle photographischer Schichten werden elektronenmikroskopische Aufnahmen speziell präparierter Emulsionsproben angefertigt. Die Silberhalogenid-Kristalle, die je nach den Fällungsbedingungen in Form von Kuben, Oktaedern und dünnen, drei- oder sechseckigen Blättchen auftreten, liegen meistens mit einer Seitenfläche auf der Substratebene auf. Ihre Projektionen erscheinen somit als Quadrate, Rhomben, Drei- oder Sechsecke. Abb. 1 gibt ein typisches Beispiel einer solchen EM-Aufnahme (Vergrößerung etwa 10000fach, entsprechend Korngrößen von 0,05 bis 0,5 μm .). Die Verteilung der Körner ist relativ locker; es kommen aber auch Berührungen und Überlappungen von 2 und (in seltenen Fällen)

* Vorgetragen auf der Tagung der DGaO vom 19. bis 22. Mai 1970 in St. Gallen/Schweiz.

mehr Kristallen vor. Die Lage und Orientierung ist zufällig und für die Auswertung ohne Bedeutung.

Während die Größenstatistik der Körner keine besonderen Schwierigkeiten bereitet, stellt die Klassifikation nach Kristallformen ein typisches Pattern-Recognition-Problem dar. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einer möglichen Lösung dieses Problems, die auf der Ausnützung der für jede Klasse (Quadrat, Rhombus, Dreieck, Sechseck) charakteristischen Drehsymmetrie beruht.

2. Beschreibung der opto-elektronischen Erkennungsmethode

Die zur Kristallform-Analyse entwickelte Erkennungsmethode soll hier lediglich kurz skizziert werden; für eine detaillierte Beschreibung und Begründung sei auf [1] verwiesen.

Der erste Schritt besteht im Übergang vom Objekt zu dessen Fraunhoferischem Beugungsbild (welches mathematisch der Fouriertransformierten äquivalent ist). Dazu wird die zu untersuchende Vorlage (typisch Abb. 1)

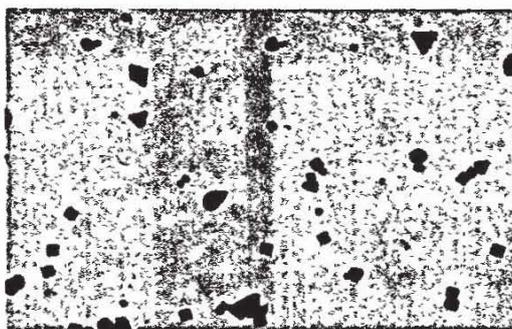


Abb. 1. Typisches Beispiel einer Kornverteilung (EM-Aufnahme)

(in Form eines Diapositives) mit kohärentem Licht (He-Ne-Gaslaser) beleuchtet. In der hinteren Brennebene einer hinter dem Objekt aufgestellten Linse entsteht dann in bekannter Weise das Fraunhofersche Beugungsbild (Raumfrequenzspektrum). In Abb. 2 sind die Spektren der vier Figurenklassen zusammengestellt. Die den Objekten innewohnenden Symmetrieeigenschaften finden sich hier deutlich hervorgehoben. Allerdings ist die dreizählige Symmetrie des Dreiecksspektrums nicht ohne weiteres verständlich [4], wie in Abschnitt 3 erörtert werden soll.

Die Intensitätsverteilung in der Spektrumsebene ist invariant bezüglich Translationen des Objekts, was die weitere Auswertung vereinfacht. Weiter ist die Intensität im Zentrum des Beugungsbildes proportional zur Objektfläche. Sie ist bedeutungslos für die Formerkennung.

Läßt man nun um den Ursprung des Spektrums eine sektorförmige Blende mit konstanter Geschwindigkeit rotieren, so liefert ein unmittelbar dahinter angebrachter Photovervielfacher ein zeitlich periodisches Signal $U(t)$, siehe

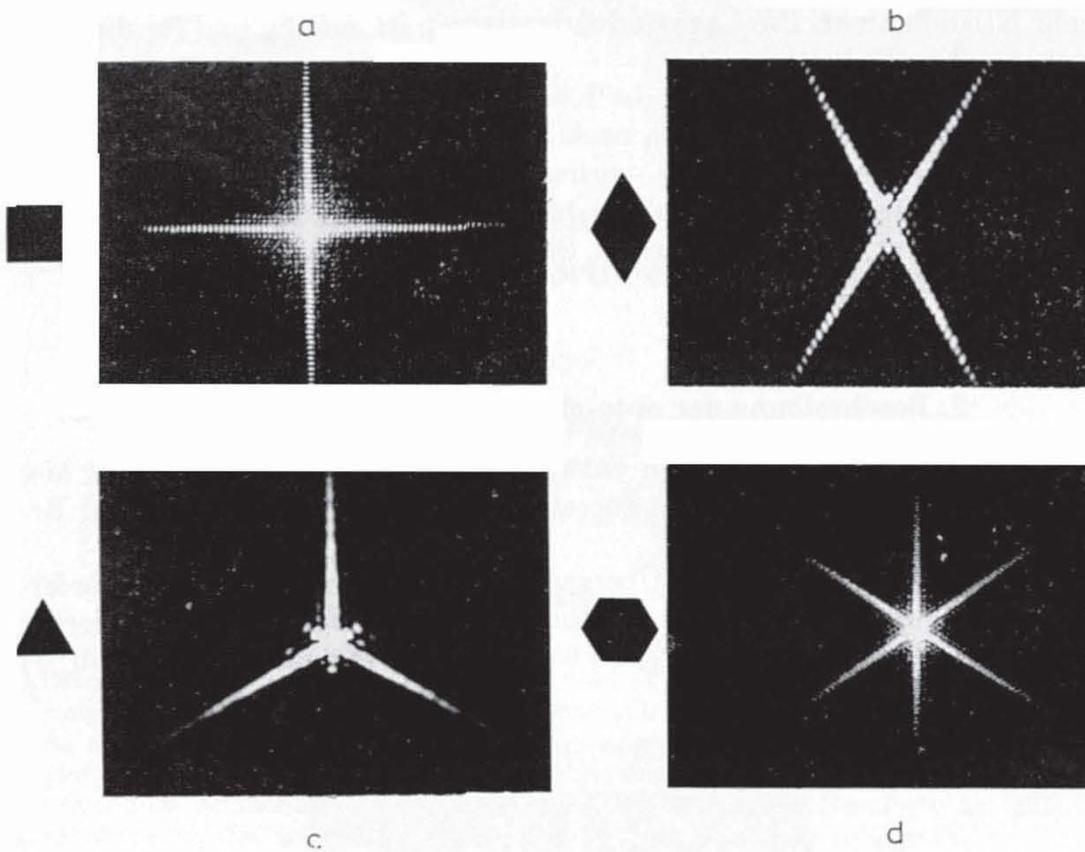


Abb. 2. Raumfrequenzspektren der vier Grundfiguren
a) Quadrat b) Rhombus c) Dreieck d) Sechseck.

Abb. 3. Infolge der Periodizität kann $U(t)$ als Fourierreihe dargestellt werden:

$$U(t) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \sin 2\pi \nu_0 t,$$

wobei ν_0 die Umlauffrequenz der Blende bezeichnet.

Ein elektrischer Spektrumanalysator erlaubt jetzt die direkte Gewinnung des Betrages der Fourierkoeffizienten $|c_n|$, welche invariant gegenüber Verdrehung des Objektes sind. Es ist daher naheliegend, diese Koeffizienten zur Formerkennung heranzuziehen.

Abb. 4 zeigt die für die Grundfiguren charakteristischen Zeit-Frequenzspektren. Daraus ersieht man, daß im Prinzip schon anhand der jeweiligen Grundfrequenz eine Klassenzuteilung möglich ist. Im Hinblick auf die Erkennung komplizierterer Objekte (nebeneinanderliegende oder überlappende Einzelfiguren) erwies es sich jedoch als günstiger, stets einen ganzen Satz von $|c_n|$ auszuwerten, wie in [1] beschrieben. Dies kann mit einem kleinen Analogrechner geschehen.

Bei der experimentellen Untersuchung der Methode konnte im Falle einzelner Objekte eine Trefferwahrscheinlichkeit von mehr als 95% erreicht werden. Abb. 5 soll zur Illustration komplizierterer Fälle dienen: es handelt

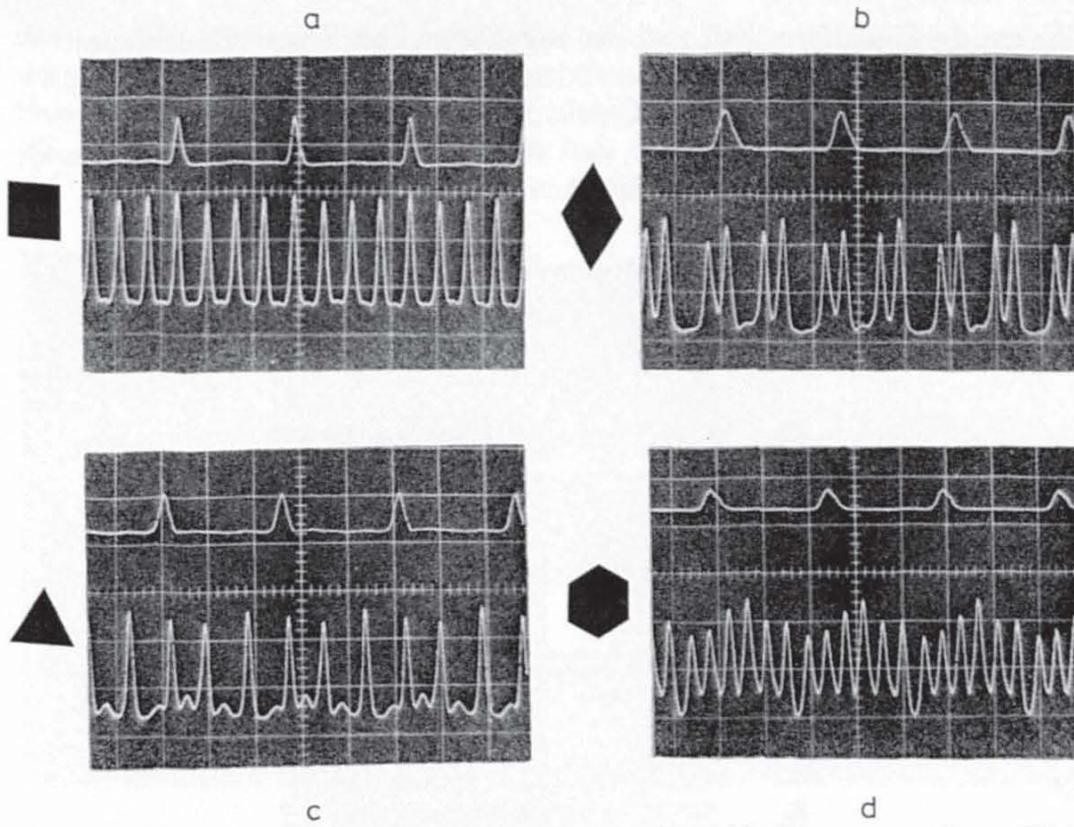


Abb. 3. Charakteristische Signalformen der vier Grundfiguren; untere Kurve $U(t)$, oben ein Kontrollimpuls pro Blendenumlauf
 a) Quadrat b) Rhombus c) Dreieck d) Sechseck.

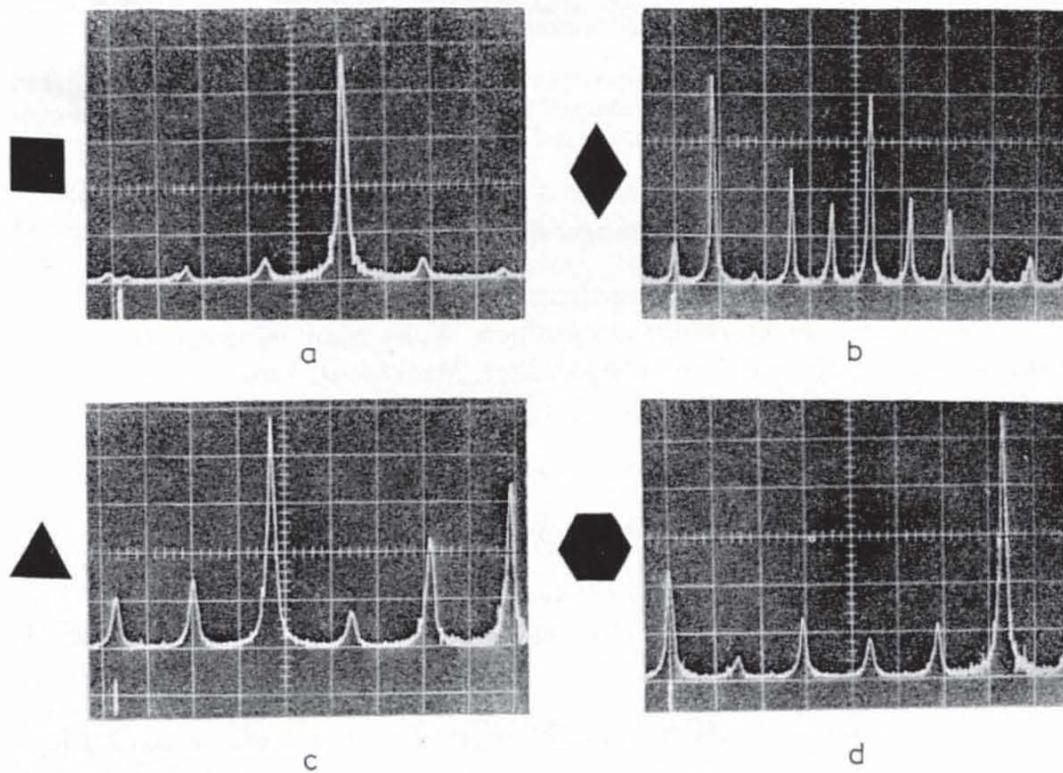


Abb. 4. Zugehörige Zeitfrequenzspektren
 a) Quadrat b) Rhombus c) Dreieck d) Sechseck
 Die Blendenumlaufsfrequenz ν_0 ist markiert.

sich um die Signalform $U(t)$ und das zugehörige Zeit-Frequenzspektrum von a) einem Dreieck mit stark abgerundeten Ecken und b) einem Dreieck zusammen mit einem irregulären Objekt (Verunreinigung) von vergleichbarer Größe. Es erstaunt deshalb nicht, daß auch zusammengesetzte Objekte weitgehend richtig klassifiziert werden können.

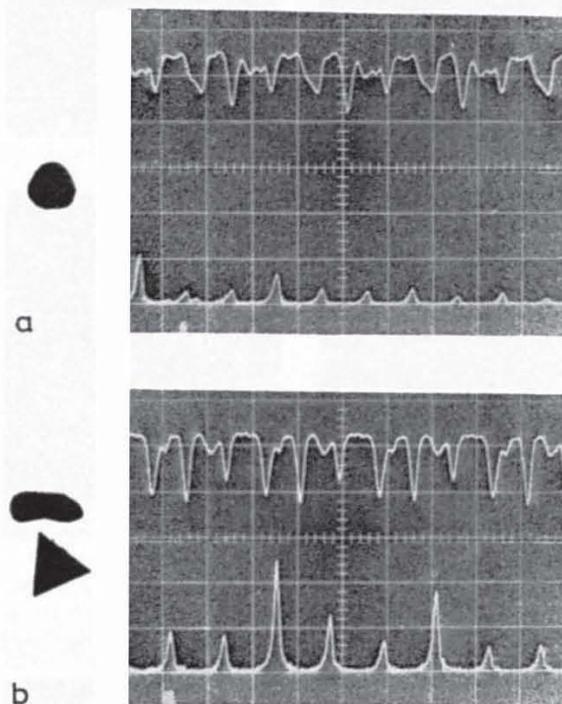


Abb. 5. Signalformen und Zeitfrequenzspektren von a) einem stark abgerundeten Dreieck, b) einem Dreieck + irregulärem Objekt, untere Kurve Zeitfrequenzspektrum, oben $U(t)$.

3. Einfluß des Schwärzungsreliefs auf die Beugungsbilder

Wie bereits in Abschnitt 2 angedeutet, ist die dreizählige Symmetrie des Dreieckspektrums nicht selbstverständlich. Faßt man nämlich die photographisch (auf Typolith-Film) hergestellten Masken als binäre Filter auf, so wird die komplexe Lichtamplitude unmittelbar hinter dem Film

$$A(u, v) = \begin{cases} A_0 & \text{für } (u, v) \in \text{Polygon} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

d. h. bis auf den konstanten Faktor A_0 eine reelle Funktion.

Nun gilt bekanntlich für die Fouriertransformierte $a(x, y)$ einer reellen Funktion

$$a(-x, -y) = a^*(x, y)$$

und damit

$$|a(-x, -y)|^2 = |a(x, y)|^2.$$

Die Intensitätsverteilung im Spektrum einer binären, dreieckigen Maske müßte also zusätzlich zur dreizähligen Symmetrie noch Invarianz bezüglich Spiegelung am Ursprung aufweisen, was einer sechszähligen Symmetrie gleichkommt [4]. In der Tat läßt sich dies beobachten:

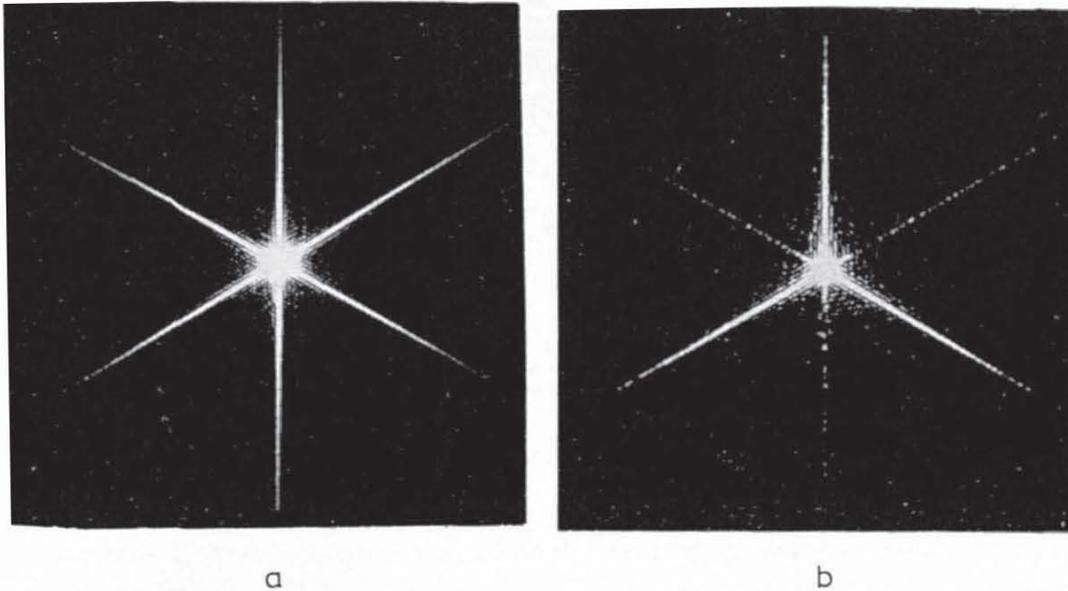


Abb. 6. Raumfrequenzspektren von a) einem reellen Dreieck (aus Alufolie ausgestanzt) b) einem photographisch (auf Typolith) hergestellten Dreieck.

Abb. 6a zeigt das Beugungsbild einer dreieckigen, aus Alufolie ausgestanzten Öffnung, Abb. 6b dasjenige eines auf Typolith aufkopierten Dreiecks. Der Unterschied ist augenfällig.

Daraus kann geschlossen werden, daß es sich bei Abb. 6b nicht um das Spektrum eines binären Objekts handeln kann, sondern daß vielmehr eine wesentlich komplexe Funktion zu dessen Beschreibung nötig ist. Die Transparenz τ der photographischen Maske wird deshalb wie folgt angesetzt:

$$\tau(u, v) = \begin{cases} \exp[-ik\Phi(u, v)] & \text{für } (u, v) \in \text{Polygon} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\lambda = \text{Wellenlänge des Lichtes})$$

$|\tau|$ nimmt nur die Werte 0 und 1 an, was aufgrund densitometrischer Messungen gerechtfertigt scheint.

Als Ursache für die ortsabhängige Phase $\Phi(u, v)$ kommen zwei Effekte in Betracht [2, 3]:

Oberflächenrelief (Schwärzungsplastik) der Emulsion,
örtlich variabler Brechungsindex der Emulsion.

a) Experimentelle Untersuchungen über den Phasenverlauf Φ

Bei den als Vorlagen für die Formerkennung benutzten Masken (Typolith-Planfilm der Firma TYPON AG, Burgdorf, nach Herstellervorschrift entwickelt und fixiert) wurde zunächst versucht, mittels interferometrischer Messungen (*Twyman-Green*-Anordnung mit der Wellenlänge $\lambda = 546 \text{ nm}$) Aufschluß über Größe und Form von Φ zu erhalten. Abb. 7a zeigt eine Messung im Durchlicht, Abb. 7b im Auflicht. Der Durchmesser des Gesichtfeldes

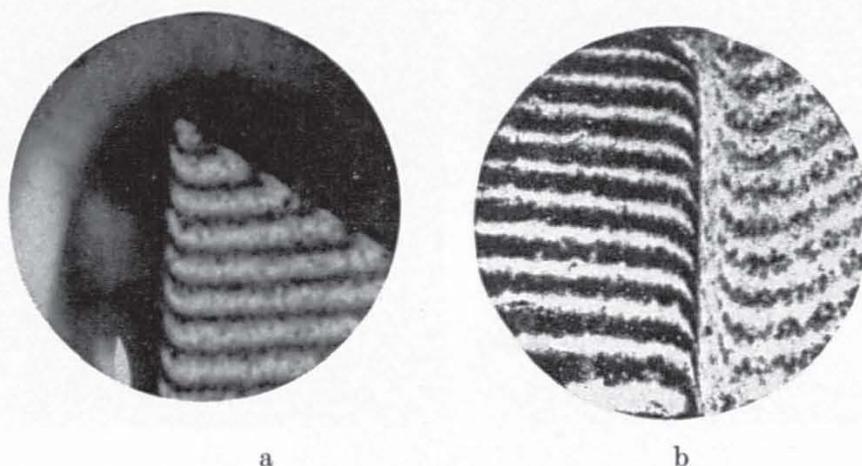


Abb. 7. Twyman-Green-Interferogramme von Typolith-Masken
a) Durchlicht b) Auflicht.

beträgt 1 mm. Bei der Auflichtmessung wurde die Emulsionsoberfläche zur Erhöhung des Reflexionsgrades mit Gold bestäubt. In Abb. 7a stellt man eine Verschiebung um etwa 1 Linienbreite in der Nähe des Randes fest. In Abb. 7b jedoch etwa 4 Linienbreiten, wobei zu bemerken ist, daß diese totale Erhöhung nur etwa zur Hälfte im durchsichtigen Bereich liegt. Es ist also

$$\Delta [(n_E - 1) \cdot d] \approx 1 \cdot \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta(d) \approx 4 \cdot \frac{\lambda}{2}$$

n_E = Brechungsindex der Emulsion (= 1,53 bei $\lambda = 546 \text{ nm}$),
 d = Dicke der Emulsion.

Somit ist es ziemlich schwierig, aus den obigen Beziehungen den Einfluß der Brechungsindex-Variation Δn_E zu ermitteln. Er scheint jedoch klein im Vergleich zum äußeren Relief Δd , was auch durch andere Versuche bekräftigt werden konnte (Einbetten des Filmes in Immersion mit $n_I = n_E$ kompensiert die Dickenvariation Δd , nicht aber Δn_E). Die mit $n_I = 1,52$ entstandene Abb. 12b zeigt jedoch weitgehende Symmetrie des Dreieckspektrums. Somit er-

scheint der Einfluß der Brechungsindexvariation für die weiteren Betrachtungen vernachlässigbar.

Man beobachtet also im Interferenzbild ein Umbiegen der Streifen in der Nähe des Randes. Die Breite der Zone beträgt rund $50 \mu\text{m}$, die Höhe des Reliefs Δd etwa $1,1 \mu\text{m}$. Ob es sich um eine Aufwölbung handelt, ist aus den Interferogrammen nicht ersichtlich. Zur Klärung dieser Frage wurde zusätzlich eine mechanische Abtastung der Filmoberfläche vorgenommen (mittels eines Talysurf), deren Resultat in Abb. 8 wiedergegeben ist.

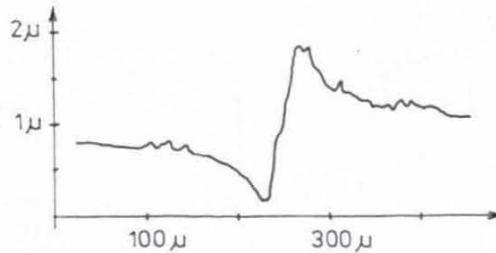


Abb. 8. Mechanische Abtastung der Emulsionsoberfläche mittels Talysurf.

Weitere Untersuchungen an anderen Emulsionen ergaben zwar ebenfalls die Existenz eines Reliefs, jedoch im allgemeinen von geringerer Höhe und Breite. Als Beispiel diene Abb. 9, ein Auflicht-Interferogramm von Agfa

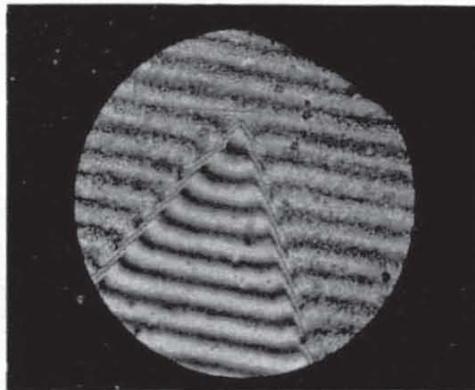


Abb. 9. Twyman-Green-Interferogramm (Auflicht) von Agfa Scientia 8 E 70.

Scientia 8E70. Offenbar hängt die Relieffhöhe mit dem Silbergehalt der Emulsion zusammen, wie auch mit dem Entwicklungsprozeß [2, 3]. Diese Fragen wurden nicht näher studiert, da sie für die vorliegende Arbeit nur sekundäre Bedeutung haben.

b) Experimentelle Untersuchungen von Beugungsbildern

Zur Klärung des Zusammenhangs zwischen dem Phasenverlauf Φ und der Intensitätsverteilung im Fraunhofer Spektrum wurden die Beugungsbilder verschiedenartiger Typolith-Masken untersucht.

Eine erste Serie von Messungen betrifft die Abhängigkeit der Asymmetrie von der Randzonen-Breite. Ihre absolute Größe ist zwar festgelegt durch die Emulsionseigenschaften und die Verarbeitungsprozedur; jedoch kann ihre relative Breite (bez. Dreiecksausdehnung) durch Änderung der Figurengröße in gewissen Grenzen variiert werden. Für Dreieckseiten $a = 0,45$ mm, $1,07$ mm, $1,48$ mm sind die zugehörigen Intensitätsverteilungen längs eines Spektrumsastes in Abb. 10 zusammengestellt.

Die Diagramme wurden durch direkte photometrische Abtastung erhalten. Auf der Abszissenachse ist die Raumfrequenz x aufgetragen; die Ordinate

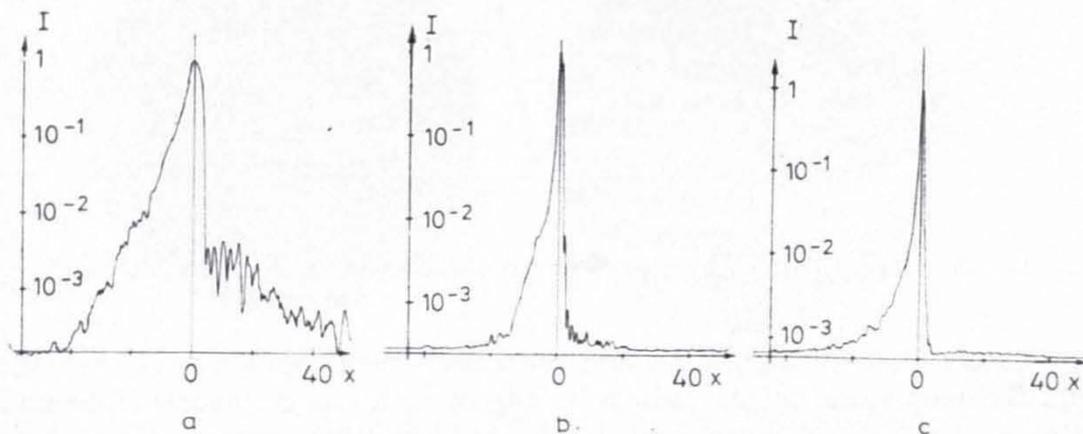


Abb. 10. Photometrische Abtastung von Dreieckspektren.

- a) Dreieckseite $a = 0,45$ mm
- b) $a = 1,07$ mm c) $a = 1,48$ mm
- $x =$ Raumfrequenz in Linien/mm
- $I =$ Intensität in relativen Einheiten

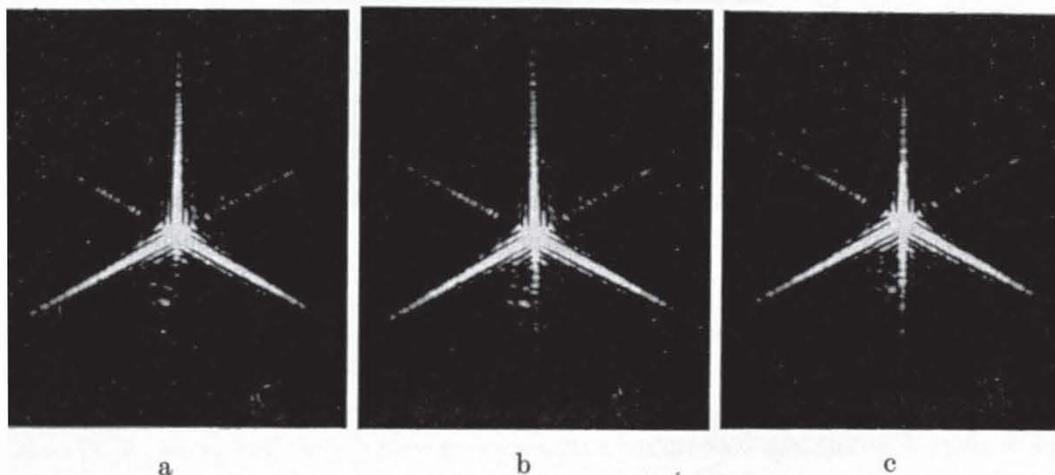


Abb. 11. Einfluß der Randabdeckung auf das Raumfrequenzspektrum

- a) Position der Messerkante $s = 35 \mu\text{m}$
- b) $s = 50 \mu\text{m}$
- c) $s = 90 \mu\text{m}$

(Änderung der Asymmetrie in dem zur Kante normalen Spektrumsast).

gibt die Intensität I in logarithmischem Maßstab. Der äußerst starke Intensitätsabfall auf der einen Seite kommt hier deutlich zum Ausdruck.

Eine zweite Möglichkeit zur Beeinflussung der Randbreite besteht im sukzessiven Abdecken des Randes mit einer Messerkante. In Abb. 11 ist eine solche Meßreihe wiedergegeben. Die Seitenlänge des Dreiecks betrug 1,0 mm; s bezeichnet die Position der Messerkante, gemessen von einem willkürlichen Nullpunkt in der Nähe des Randes in Richtung auf das Innere. Die Asymmetrie des betreffenden Spektrumsastes wird also durch Überdecken einer etwa $50 \mu\text{m}$ breiten Zone nahezu aufgehoben.

Schließlich interessiert noch der Einfluß der Reliefhöhe Δd auf das Spektrum. Δd wurde durch Einbetten des Filmes in Immersionsflüssigkeiten variiert, während die Ortsabhängigkeit des Brechungsindex (wie bereits in 3a erwähnt) als klein angenommen wurde. Es ergab sich die modifizierte Phase

$$\Phi' = (n_E - n_I) \cdot d \quad n_E = 1,53.$$

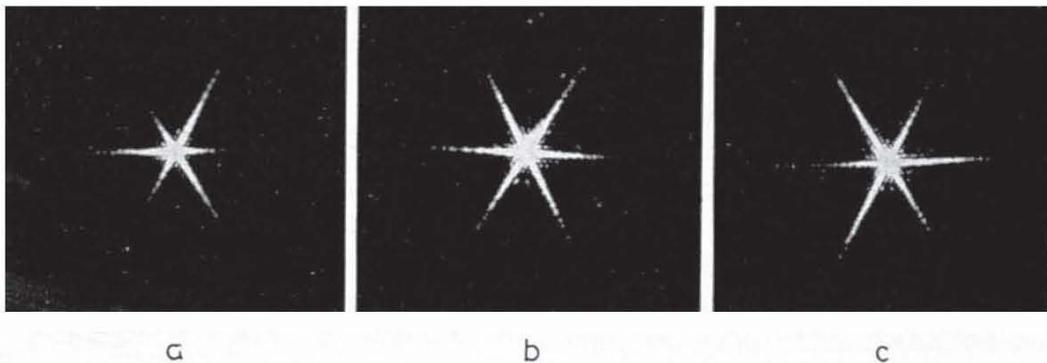


Abb. 12. Änderung der Reliefhöhe durch Einbetten des Typolith-Filmes in Immersion mit
a) $n_I = 1,36$, b) $n_I = 1,52$, c) $n_I = 1,66$.

Aus den zahlreichen Messungen sind in Abb. 12 drei herausgegriffen:

- | | |
|---|------------------------------|
| a) Alkohol, $n_I = 1,36$, d. h. | $\Phi' = 0,32 \cdot \Phi$, |
| b) Chlorbenzol-Toluol-Gemisch, $n_I = 1,52$, | $\Phi' = 0,02 \cdot \Phi$, |
| c) Monobromnaphthalin, $n_I = 1,66$, | $\Phi' = -0,25 \cdot \Phi$. |

Im Vergleich zu Abb. 6b erscheint die Abweichung von der Inversions-symmetrie in Abb. 12a deutlich abgeschwächt, in Abb. 12b ist sie fast völlig verschwunden, und in Abb. 12c hat sie die Richtung umgekehrt und ist wieder von vergleichbarer Stärke wie in Abb. 12a.

c) *Schlußfolgerungen*

Aus den geschilderten Experimenten kann insbesondere folgendes geschlossen werden:

Photographisch hergestellte Masken stellen bei kohärenter Beleuchtung keine binären Filter dar, auch wenn sie nur zwei Schwärzungsniveaus aufweisen. Sie sind vielmehr durch eine komplexe Transparenz τ zu beschreiben. Grund dafür ist das Oberflächenrelief, wie evtl. auch eine Brechungsindexvariation [2]. Bei Lith-Emulsionen macht sich das Relief besonders stark bemerkbar.

Das Relief besteht in der Regel in einer Aufwölbung der transparenten (unbelichteten) Emulsion in der Nähe einer geschwärzten Partie. Im Falle der untersuchten normal verarbeiteten Lith-Emulsion beträgt die charakteristische Breite der Randzone $50 \mu\text{m}$, die Relieffhöhe $1,1 \mu\text{m}$.

Diese Randzone hat einen augenfälligen Einfluß auf die Symmetrie des Raumfrequenzspektrums von nicht zentralsymmetrischen Objekten (vgl. Abb. 6).

Die entstehende Asymmetrie ist unbedeutend, solange man die Energieverteilung über das ganze Spektrum betrachtet. Interessiert man sich jedoch nur für das gebeugte Licht (wie z. B. in der in Abschnitt 2 geschilderten Erkennungsapparatur), so ist der Effekt keineswegs klein. In den Diagrammen der Abb. 10 finden sich Intensitätsverhältnisse der Größenordnung $10 \dots 100$ zwischen spiegelbildlich gelegenen Punkten.

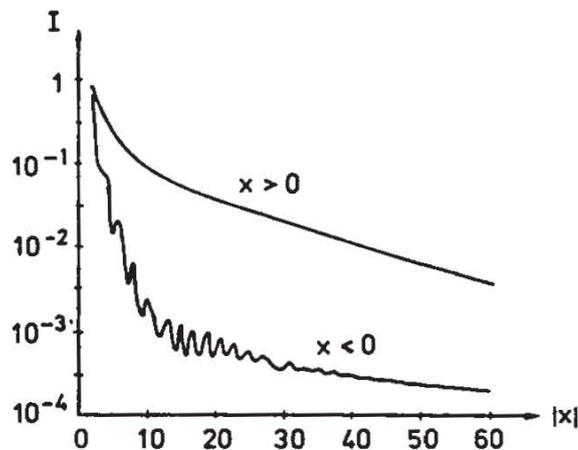


Abb. 13. Theoretisch berechneter Intensitätsverlauf $I(x)$, Einheit auf der x -Achse $= 1/2a$, Randzonenbreite $= a/10$, $a =$ Dreieckseite, Randhöhe $\Phi = 0,5 \lambda$, $I =$ Intensität in relativen Einheiten.

Im Hinblick auf eine theoretische Erklärung des Effektes wurde die Fouriertransformierte eines komplex berandeten Dreiecks versuchsweise mit einem CDC-Computer berechnet. Der Phasenverlauf in der Randzone wurde dabei durch eine Parabel approximiert, was aufgrund der Interferogramme (Abb. 7) vernünftig scheint. Die resultierende Kurve ist in Abb. 13 gezeigt: Wenigstens eine qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen

Resultaten der Abb. 10 läßt sich feststellen. Speziell sei noch auf Abb. 12 hingewiesen: Der Schritt von 12a nach 12c entspricht dem Übergang zum konjugiert komplexen Objekt, was bekanntlich einer Spiegelung des Intensitätsspektrums am Ursprung gleichkommt. Genauere Untersuchungen zu diesem Thema werden Gegenstand einer späteren Publikation sein.

Natürlich wirkt sich das Oberflächenrelief nicht nur im Falle dreieckiger Objekte auf das Spektrum aus. Eine Reduktion der Drehsymmetrie des Spektrums ist aber nur möglich, wenn das Objekt nicht schon selber invariant bezüglich Spiegelung am Ursprung ist, d. h. wohl für eine einzelne Kante, nicht aber für ein Paar paralleler Kanten (Spalt). Bei Beschränkung auf Objekte mit nur zwei Schwärzungsniveaus stellt somit das Dreieck die einfachste Figur endlicher Ausdehnung dar, wo eine Verminderung der Symmetrie des Beugungsbildes eintritt.

4. Zusammenfassung

Es ist ein Gestalt-Erkennungs-System beschrieben worden, welches ganz spezifisch zur Klassifikation einfacher geometrischer Figuren (Kristallform-Analyse) geeignet ist. Die Methode basiert auf der Untersuchung der Drehsymmetrie der Fraunhoferschen Beugungsbilder, die mittels kohärenter Beleuchtung erzeugt werden. Abtastung dieser Spektren mit einem rotierenden Kreisring-Sektor und anschließende Frequenzanalyse liefert ein Signal, das bezüglich Lage und Orientierung des Objektes prinzipiell invariant ist und zudem nicht wesentlich von seiner Größe abhängt [1]. Daraus lassen sich Kriterien für die Klassenzuteilung gewinnen.

Der in Abschnitt 3 diskutierte Einfluß des Oberflächenreliefs auf das Beugungsbild stellt eine wichtige Grundlage des Systems dar. Er ermöglicht erst die Unterscheidung zwischen Drei- und Sechseckspektrum anhand der Drehsymmetrie. Weitere Untersuchungen zu diesem Effekt scheinen von großem Interesse für die optische Filtriertechnik, und es ist durchaus denkbar, daß neue Anwendungen gefunden werden.

Dem Direktor des Institutes für technische Physik und Leiter der Abteilung für industrielle Forschung an der ETH, Prof. Dr. *E. Baumann*, danken wir für die wohlwollende Unterstützung während der Ausführung der Versuche. Unser Dank gilt auch Herrn *B. H. Beyeler* für seine wertvollen Diskussionsbeiträge bei der Abfassung des Manuskriptes.

Literatur

- [1] *H. J. Tiziani, B. H. Beyeler und W. Witz*, Opt. Technol. 2 (1970) 75.
- [2] *H. Hannes*, Optik 26 (1967) 363.
- [3] *E. Lau, E.-G. Kind, G. Roose*, Optik 15 (1958) 162.
- [4] *A. Sommerfeld*, Vorlesungen über theoret. Physik, Bd. IV, S. 204.