

# Ein Beitrag zu der Erscheinung der Granulation in der Optik

P. BARLAI

Institut für Informationsverarbeitung in Technik und Biologie der Fraunhofer-Gesellschaft, Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **26 a**, 1175—1177 [1971]; eingegangen am 3. April 1971)

*A Contribution to the Phenomenon of Granularity in Optics*

Described is a new experiment which produces the known phenomenon of granularity of objects in diffuse coherent light, in the same way for certain image formations of objects in diffuse incoherent light.

## 1. Einleitung

Es ist bekannt, daß eine diffus kohärent strahlende Fläche immer mit einer unregelmäßigen Körnung überdeckt erscheint. Man nennt diese Erscheinung Kohärenzgranulation<sup>1, 2</sup>. Die phänomenologische Deutung ist einfach: die vielen statistisch verteilten Streuzentren einer in inkohärentem Licht einheitlich diffus erscheinenden Fläche führen bei Beleuchtung mit kohärentem Licht zu einer zeitlich konstanten, komplizierten Interferenzstruktur mit einer räumlich statistisch schwankenden Intensität. Diese Granulation bleibt auch bei einer beliebigen Abbildung eines diffus kohärent strahlenden Bildmusters qualitativ immer erhalten. Wenn man eine Abbildung systemtheoretisch als Ortsfrequenzfilterung auffaßt, dann sind die Systemkenngrößen bestimmte Mittelwerte von stochastischen Variablen; z. B. ist die Impulsreaktionsfunktion eines optischen Systems bei einer solchen Abbildung gleich der mittleren Form und Größe der Granulome, wobei die Mitteilung als Scharmittlung zu verstehen ist<sup>3</sup>.

Im folgenden wird ein Experiment beschrieben, das die Auswirkung der Kohärenzgranulation auch bei einer bestimmten Art der Abbildung eines inkohärent strahlenden Bildmusters aufweist. Damit ist die Abbildung eines inkohärent strahlenden Bildmusters durch ein Hologramm gemeint.

## 2. Experimentelle Daten

Abb. 1 zeigt die Rekonstruktion eines Hologramms eines weißen Kreisringes auf schwarzem Grund im Licht einer Quecksilberdampfhochdrucklampe. Die Ausleuchtung ist räumlich kohärent, die numerische Aper-

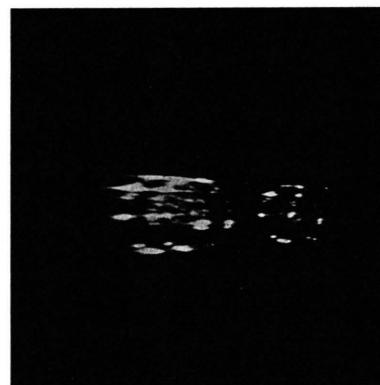


Abb. 1. Rekonstruktion eines Hologramms eines Kreisringes im Licht einer Quecksilberdampfhochdrucklampe. Räumlich kohärente Ausleuchtung, numerische Apertur 0,003. Aufnahme auf Kodak-Spektralplatte 649 F.

tur ist bewußt sehr klein gewählt, um die Granulation deutlich zu zeigen. Eine in einer bestimmten Realisierung vorliegende Granulationsverteilung wie in Abb. 1 ist allein noch kein statistischer Vorgang, sie ist vielmehr ein Repräsentant aus einem stochastischen Prozeß; der räumlich begrenzte Repräsentant selbst ist als determiniert aufzufassen<sup>3</sup>. Dies geht aus Abb. 1 hervor, denn das Hologramm wird entsprechend den vier Linien der Quecksilbergasentladung im Sichtbaren viermal rekonstruiert und alle Rekonstruktionen zeigen trotz verschiedener Lage die gleiche Mikrostruktur der Granulation. Die Fläche eines Musters ist bei einer holographischen Rekonstruktion direkt proportional zum Quadrat der für die Rekonstruktion verwendeten Lichtwellenlänge, die Anzahl der Granulome ist gleich den (Transversal-)Moden des elektromagnetischen Feldes in der Eintrittspupille der Versuchsanordnung<sup>4</sup>. Bei der Rekonstruktion eines Fourier-Hologramms liegen alle Rekonstruktionen mit verschiedener Wellenlänge in derselben Ebene. Die Anzahl der Granulome ist dann für zwei verschiedene Lichtwellenlängen genau gleich, wie

<sup>3</sup> S. LOWENTHAL and H. ARSENAULT, J. Opt. Soc. Amer. **60**, 1478 [1970].

<sup>4</sup> G. SCHIFFNER, Die Granulation im diffus gestreuten Laserlicht, Dissertation, TH Wien 1966.

Sonderdruckanforderungen an Dr. P. BARLAI, Institut für Informationsverarbeitung in Technik und Biologie der Fraunhofer-Gesellschaft, D-7500 Karlsruhe, Breslauer Str. 48.

<sup>1</sup> W. MARTIENSSEN, Naturwiss. **52**, 53 [1965].

<sup>2</sup> J. D. RIDGEN and E. I. GORDON, Proc. IRE **50**, 2367 [1962].



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

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

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

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

man durch Vergleich der Anzahl der Transversalmoden unmittelbar sieht.

Der Vergleich gibt

$$(A_1/\lambda_1^2) \Omega = (A_2/\lambda_2^2) \Omega \quad (1)$$

( $\lambda_1, \lambda_2$ : zwei verschiedene Lichtwellenlängen;  $A_1, A_2$ : die bei der Rekonstruktion mit diesen Wellenlängen entstehenden Bildmusterflächen;  $\Omega$ : Raumwinkel von einem Punkt des rekonstruierten Bildmusters zur Eintrittspupille).

Bei einem Fresnel-Hologramm liegen die verschiedenen Rekonstruktionen in verschiedenen Ebenen, wenn man mehrere Lichtwellenlängen benutzt. Dies hat zur Folge, daß dann Gl. (1) nicht mehr erfüllt ist, da  $\Omega$  auf beiden Seiten von Gl. (1) verschieden ist. Die Anzahl der Granulome ändert sich mit der Lichtwellenlänge, aber die verschiedenen Rekonstruktionen der Abb. 1 lassen sich nach Gl. (1) durch eine determinierte Ortsfrequenzfilterung aus einer einzigen Rekonstruktion ableiten, so daß die vier Ringe in Abb. 1 auch im mehr allgemeinen Fall des Fresnel-Hologramms nur einen einzigen Repräsentant des erwähnten stochastischen Prozesses darstellen.

### 3. Konsequenzen

Seit kurzem ist es bekannt, daß bei der Abbildung eines inkohärent strahlenden Bildmusters durch ein Hologramm bestimmte mathematische Operationen wie die Kreuzkorrelation zwischen dem abgebildeten Bildmuster und dem Muster, von dem das Hologramm hergestellt wurde, mit hoher Genauigkeit realisiert werden<sup>5-7</sup>. Wenn man z. B. einen inkohärent gleichmäßig diffus strahlenden Kreisring durch das Hologramm dieses Kreisringes abbildet, dann entsteht bei einer bestimmten Geometrie die Autokorrelationsfunktion des Kreisringes. Dies muß jedoch mit quasimonochromatisch-inkohärentem Licht geschehen, da die Lage des Korrelogramms nach den Abbildungsgleichungen der Holographie von der Lichtwellenlänge mit abhängt.

Dies führt zu folgender, in der Fachliteratur noch nicht behandelten Erscheinung: ein Hologramm ist eine Randbedingung für das durch die holographische Aufnahme registrierte elektromagnetische Feld. Ein inkohärent strahlendes Bildmuster ruft nun viele gegeneinander versetzte Rekonstruktionen auf, die

alle inkohärent zueinander sind und sich deshalb intensitätslinear überlagern. Das Hologramm hat aber ein kohärentes Wellenfeld mit dessen Granulation registriert. Dies bedeutet, daß bei der Abbildung einer Fläche von konstanter Leuchtdichte auch im inkohärenten Licht sich Fluktuationen in der Leuchtdichte der Ausgangsebene zeigen werden, da jedes Granulom holographisch registriert ist und eine seiner Intensität entsprechende Rekonstruktion aufruft. Wo im kohärenten Fall die Granulation ein lokales Maximum hatte, wird im inkohärenten Fall die Rekonstruktion mit einer über der mittleren Leuchtdichte liegenden Intensität erfolgen.

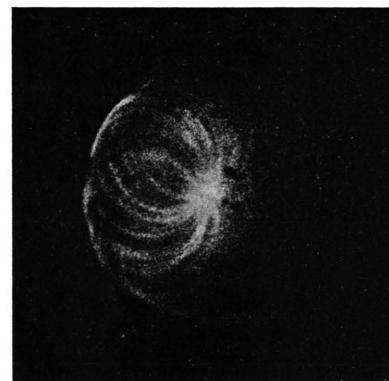


Abb. 2. Abbildung eines Kreisringes durch das Hologramm von Abb. 1 im Glühlicht. Die Dispersion wurde durch ein holographisch gewonnenes Beugungsgitter rückgängig gemacht. Gleich wie in Abb. 1 entspricht eine bestimmte Mikrostruktur einem Transversalmoden. Numerische Apertur gleich wie in Abb. 1. Reproduktion von einem Farbdiapositiv.

Bei der inkohärenten Abbildung des Kreisringes durch dessen Hologramm kommt dann die in Abb. 2 gezeigte, rosettenförmige Struktur zustande. Diese zeigt phänomenologisch das gleiche Verhalten wie die Granulation bei einer kohärenten Abbildung. Genau wie dort ändert sich die Mikrostruktur der Rosette bei Änderung der numerischen Apertur bzw. des Blickwinkels; genau wie dort ist die gezeigte Abb. 2 ein Repräsentant eines Ensembles, und erst eine Scharmittelung würde zur erwähnten Korrelationsfunktion führen, also bei dem gezeigten Beispiel zu einem gleichmäßigen Untergrund in Abb. 2. So zeigt der Untergrund Schwankungen der Intensität mit der gleichen Wahrscheinlichkeitsdichte, wie sie für die Granulation gilt<sup>8</sup>

$$p(I) = (1/I) \exp\{-I/I\} \quad (2)$$

<sup>5</sup> S. LOWENTHAL and A. WERTS, C. R. Acad. Sci. Paris, Série B **266**, 542 [1968].

<sup>6</sup> A. W. LOHMAN, Appl. Opt. **7**, 561 [1968].

<sup>7</sup> P. BARLAI, Kybernetik **9**, 78 [1971].

<sup>8</sup> W. MARTIENSSSEN, Phys. Letters **24 A**, 126 [1967].

mit dem Mittelwert des relativen Schwankungsquadrates

$$(\bar{I}^2 - \bar{I}^2) / \bar{I}^2 = 1. \quad (3)$$

Für praktische Anwendungen genügt es in vielen Fällen, nur das Zentrum des Korrelogramms zu vermesen. Dort überschneiden sich alle Kreise, und da sie sich inkohärent überlagern, ist die Wahrscheinlichkeitsdichte der Intensität im Zentrum nach<sup>8</sup>, bei  $n$  verschiedenen Kreisen

$$p(I) = \frac{1}{I} \frac{n^n}{(n-1)!} \left(\frac{I}{\bar{I}}\right)^{n-1} \exp\{-n(I/\bar{I})\} \quad (4)$$

mit dem wesentlich kleineren Wert für das mittlere relative Schwankungsquadrat

$$(\bar{I}^2 - \bar{I}^2) / \bar{I}^2 = 1/n. \quad (5)$$

Für eine praktische Anwendung ist es von Nachteil, daß diese Art von Abbildung im quasimonochroma-

tischen Licht vorgenommen werden muß; im weißen Licht zeigt das Korrelogramm Dispersion. Man kann diese Dispersion jedoch rückgängig machen, wenn man ein einfaches Beugungsgitter mit senkrecht zu der Verbindungsleitung des Zentrums der Referenzwelle und des Objektes verlaufenden Furchen vor die Ausgangsebene stellt, so daß bei Glühlicht sehr helle Korrelogramme entstehen<sup>9</sup>.

Die Rosettenstruktur bleibt aber auch bei dieser Achromatisierung erhalten, da diese nichts anderes bewirkt, als die vielen durch Dispersion im Glühlicht entstehenden Korrelogramme (die sich genau wie in Abb. 1 aus einem einzigen Repräsentant ableiten) gleich groß in die gleiche Position zu bringen.

Diese Arbeit wurde aus Mitteln des Bundesministeriums der Verteidigung ermöglicht.

<sup>9</sup> D. J. DE BITETTO, Appl. Phys. Letters **9**, 417 [1966].

## Untersuchungen zur Streulichtverteilung an Gläsern mit Phasentrennung

G. BECHERER, W. GÖCKE und G. HERMS

Sektion Physik der Universität Rostock, DDR-25 Rostock

(Z. Naturforsch. **26 a**, 1177—1181 [1971]; eingegangen am 27. März 1971)

*Angular Dependence Light Scattering Studies of Glasses Showing Phase Separation*

By investigating the angular distribution of light scattered by glasses showing diffusion controlled phase separations, data can be obtained about the dimensions of the scattering particles without knowing absolute scattering intensities or further physical and chemical properties of the glass. — A known model of the scattering particle, based on diffusion controlled growth, may satisfactorily describe the conditions within the scattering sample, as shown by Gaussian least square calculations. The model and its scattering curves may explain the experimentally observed maximum of intensity at large scattering angles. Interpretation of scattering curves shows the influence of the diffusion zone on the intensity curve and supplies not only the radius of the inner "nucleus" of the scattering particle, but also the dimensions of the diffusion zone. — According to diffusion controlled growth, the volumes, and not the radii, of the growing particles turned out to be proportional to heat treatment time.

Erste ausführliche Messungen der Winkelverteilung der Streulichtintensität in Gläsern wurden von DEBYE und BUECHE<sup>1</sup> durchgeführt. Sie bestimmten eine Korrelationsfunktion, die die Ausdehnungen der Inhomogenitäten charakterisiert. Weiterhin stellten sie fest, daß die Streuung unsymmetrisch bezüglich des Streuwinkels  $\Theta = 90^\circ$  verlief, wobei die Vor-

wärts- die Rückwärtsstreuung überwog ( $I_{45^\circ} > I_{135^\circ}$ ). Eine derartige Unsymmetrie der Streuung wurde auch von anderen Autoren<sup>2-4</sup> an anderen Gläsern beobachtet.

In einer Reihe von experimentellen Untersuchungen zur Lichtstreuung von Gläsern beobachteten KOLYADIN<sup>5</sup>, SHATILOV<sup>6</sup>, VOISHVILLO<sup>7</sup> und andere

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. G. BECHERER, Sektion Physik der Universität Rostock, DDR-25 Rostock, Universitätsplatz 3.

<sup>1</sup> P. DEBYE u. A. M. BUECHE, J. Appl. Phys. **20**, 518 [1949].

<sup>2</sup> R. D. MAURER, J. Chem. Phys. **25**, 1206 [1956].

<sup>3</sup> M. GOLDSTEIN, J. Appl. Phys. **30**, 493, 501 [1959]; **33**, 3377 [1962].

<sup>4</sup> S. KOZAWA, J. Appl. Phys. Japan **29**, 337 [1960].

<sup>5</sup> A. I. KOLYADIN, Proc. 3rd All-Union Confer. on the Glassy State, Leningrad 1959.

<sup>6</sup> A. V. SHATILOV, Opt. i Spektr. (russ.) **13**, 728 [1962].

<sup>7</sup> N. A. VOISHVILLO, Opt. i Spektr. (russ.) **12**, 412 [1962]. — N. S. ANDREEV, W. I. AVERYANOV u. N. A. VOISHVILLO, Proc. 3rd All-Union Conf. Glassy State, Leningrad 1959.