

**Zeitschrift:** Schweizerische mineralogische und petrographische Mitteilungen = Bulletin suisse de minéralogie et pétrographie  
**Band:** 28 (1948)  
**Heft:** 1: Festschrift P. Niggli zu seinem 60. Geburtstag den 26. Juni 1948  
  
**Artikel:** Über die optische Anisotropie biologischer Objekte  
**Autor:** Frey-Wyssling, A.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-23050>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 18.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Über die optische Anisotropie biologischer Objekte

Von A. Frey-Wyssling,

Pflanzenphysiologisches Institut der E. T. H. Zürich

Viele biologische Objekte sind aus Makromolekülen von unbestimmter Grösse aufgebaut. Nur durch chemischen Abbau (Hydrolyse, Phosphorolyse) können sie in Moleküle der klassischen organischen Chemie (Zucker, Aminosäuren, Nukleotide) zerlegt werden. Es ist wahrscheinlich, dass auch die Makromoleküle, die aus solchen Objekten schonend isoliert werden (Zellulose, Lignin, Amylose, Amylopektin, fibrilläre Proteine, Nukleinsäuren), nicht als definierte Einheiten in den Biostrukturen vorgebildet sind, sondern dass sie Bruchstücke von noch viel ausgedehnteren, chemisch kohärenten Strukturen vorstellen, die jedoch bereits bei milden Eingriffen in Brüche gehen. So betrachtet, gibt es eigentlich keine Molekülchemie dieser hochpolymeren Naturstoffe, sondern sie bilden begrifflich einen Zweig der Kristallchemie im Sinne NIGGLIS.

Das klassische Beispiel ist die Zellulose, deren Kettengitter wie bei Silikaten in der Achsenrichtung linear unbegrenzt ist. Bei den meisten übrigen biologischen Objekten erfolgt jedoch keine derart weitgehende Kristallisation, so dass eine restlose Aufklärung der Lageverhältnisse durch die Strukturanalyse nicht möglich ist. Die von idealen Kristallen bekannten Gitterstörungen, Gitterfehler und Gitterlücken treten bei den Biostrukturen gegenüber der Gitterordnung so stark in den Vordergrund, dass die Ordnungsprinzipien verwischt werden und oft nur andeutungsweise zu erkennen sind. Der sperrige Bau der Gitterketten (Polypeptidketten, Nukleinsäuren), die chemische Variabilität der Kettenglieder (Polypeptidketten, Polyglukuronsäuren) und die Hydratationsfähigkeit der Kettenbausteine im Gitterverband führen zu extremen Lockerstrukturen<sup>1)</sup>. Die biologischen Objekte sind auffallend quellbar, färbbar und durchdringbar (permeabel), so dass ein Vergleich mit den Objekten der Kristallchemie gewagt erscheint. Doch kennt man solche Effekte, allerdings in sehr bescheidenem Masse, auch von Zeolithen, und ich bin

---

<sup>1)</sup> FREY-WYSSLING, A., Submikroskopische Morphologie des Protoplasmas und seiner Derivate. Berlin 1938.

überzeugt, dass das gegenüber anorganischen Strukturen so abweichende Verhalten metaplasmatischer Biostrukturen mehr gradueller als prinzipieller Art ist.

Die ungenügende Gitterordnung vereitelt in den meisten Fällen eine Röntgenanalyse, oder sie liefert nur vereinzelte Interferenzen, so dass die Bestimmung eines Elementarbereiches verunmöglicht wird. Deshalb ist für biologische Objekte die Analyse ihrer optischen Anisotropie die wichtigste Methode, um über ihren Feinbau Auskunft zu erhalten. Im folgenden soll auf einige Ergebnisse hingewiesen werden, die bei der optischen Untersuchung biogener Objekte erzielt worden sind.

### 1. Aggregatpolarisation

In der Kristalloptik stehen keine Formeln zur Verfügung, um die Doppelbrechung von Sphäriten zu ermitteln. Für die Bestimmung optischer Konstanten trachtet man die Kristallisationsbedingungen so zu gestalten, dass Einzelkriställchen der fraglichen Verbindung erhalten werden. Bei in lebenden Zellen entstandenen Sphäriten wie z. B. Stärke kennt man die betreffenden hochpolymeren Verbindungen jedoch nur als Sphärokristalle. Will man daher die Doppelbrechung von Stärkekörnern messen (beispielsweise zu Vergleichszwecken mit der kristallisierten isomeren Zellulose), so muss man die Beziehung zwischen den gemessenen Gangunterschieden und der variablen Dicke des aus konzentrisch angeordneten, optisch einachsigen Kugelsektoren aufgebauten Sphäriten kennen.

Durch Integration der kleinen Gangunterschiede  $dI$ , die das Licht auf seinem Wege durch die in wechselnder Richtung durchstrahlten anisotropen Kugelsektorelemente erleidet, erhält man für die Doppelbrechung <sup>2)</sup>

$$n_a - n_o = \frac{I}{2r_0 (\arccos r_0/R)} \quad (1)$$

Hiebei bedeutet  $R$  den Radius der Kugel und  $r_0$  den Abstand vom Mittelpunkt des Sphäriten bis zu der Stelle, an der der variable Gangunterschied mit dem Kompensator gemessen wird. Die Abhängigkeit des Gangunterschiedes  $I$  von  $r_0$  ist in Fig. 1 graphisch dargestellt. Die Funktion durchläuft bei  $r_0 = 0,652 R$  ein Maximum. Kompensiert man daher die kugeligen Stärkekörner, bis

<sup>2)</sup> FREY-WYSSLING, A., Die Optik der Stärkekörner. Ber. schweiz. bot. Ges. 50 (1947), 321.

sich die beiden Kompensationsschatten treffen, die in den Quadranten mit Subtraktionsstellung sowohl vom Zentrum des Kornes (so genanntes Hilum) als auch vom Kornrande her mit verschiedener Geschwindigkeit aufeinander zu laufen, so ergibt sich

$$n_a - n_o = I_{\max}/1,122 R. \quad (2)$$

Die Doppelbrechung eines Sphäriten ist also fast doppelt so gross wie jene einer planparallelen Platte von gleicher Dicke ( $2R$ ) und gleicher Interferenzfarbe ( $I_{\max}$ ).

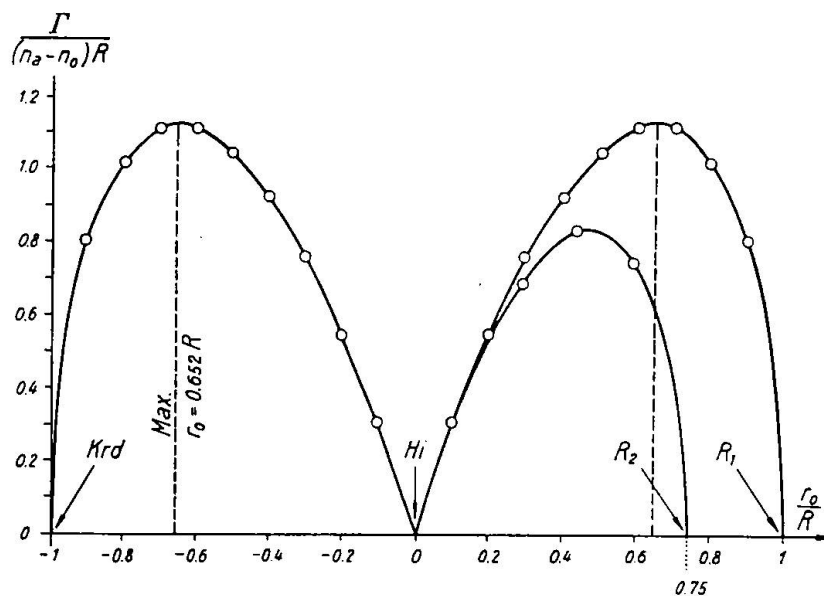


Fig. 1. Gangunterschied  $I'$  eines Sphäriten in Funktion von  $r_0$  ( $r_0$  = Abstand vom Sphäritenzentrum,  $Hi$  = Hilum,  $Krd$  = Kornrand). Rechts: Der Gangunterschied einer Hohlkugel vom Radius  $R_1 = 1$  und einem Hohlraum vom Radius  $R_2 = 0,75$  ist gegeben durch die Differenz der beiden angegebenen Kurven; vgl. Formel (3)

Neben massiven kugelförmigen kristallinen Aggregaten treten bisweilen hohlzylindrische Objekte mit radiärer Anordnung der Bauelemente auf (Myelinfiguren, Nerven mit einer stark doppelbrechenden Markscheide). Für solche Aggregate gilt nach BEAR & SCHMITT<sup>3)</sup> die Beziehung

$$n_a - n_o = \frac{I'}{2 r_0 (\arccos r_0/R_1 - \arccos r_0/R_2)}, \quad (3)$$

<sup>3)</sup> BEAR und SCHMITT, The optics of nerve myelin. J. Opt. Soc. Amer. 26 (1936), 206; The optical properties of vertebrate nerve axons. J. Cell. Comp. Physiol. 9 (1937), 261.

wobei  $R_1$  den Radius des Hohlzylinders und  $R_2$  dessen halbe lichte Weite bedeutet. Die relative Grösse des Gangunterschiedes  $\Gamma$  solcher Gebilde lässt sich graphisch darstellen, indem man in Fig. 1 eine zum abgebildeten Kurvenverlauf ähnliche Kurve über der Strecke O bis  $R_2$  ( $R_2$  gemessen als Bruchteil von  $R_1$ ) einträgt. Die von der kleineren ähnlichen Kurve umschlossene Fläche fällt als Gangunterschied aus, so dass die darüberliegende Restfläche den Gangunter-

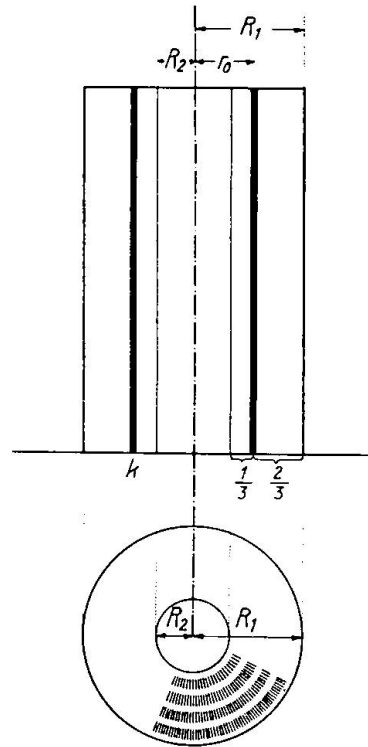


Fig. 2. Hohlzylinder mit radiärer Anordnung der optisch einachsigen Bauelemente bei maximaler Kompensation.  $R_1$  = Radius des Hohlzylinders,  $R_2$  = Radius des Hohlraumes,  $r_0$  = variabler Abstand des Kompensationsstreifens,  $k$  = Lage des Kompensationsstreifens bei maximaler Kompensation ( $\Gamma_{\max}$ )

schied des Hohlzylinders angibt. Man erkennt, dass unter diesen Verhältnissen  $\Gamma_{\max}$  wie bei massiven Kugeln oder Zylindern bei  $0,652 R_1$  liegt, solange  $R_2$  klein bleibt; wenn jedoch  $R_2 > 0,652$  wird, sollte der maximale Gangunterschied  $\Gamma_{\max}$  am inneren Rande des Hohlzylinders auftreten. Experimentell wird jedoch der Streifen bei maximaler Kompensation nicht am inneren Rande, sondern in einem Abstand davon von  $1/3$  der Hohlzylinderschichtdicke beobachtet (s. Fig. 2).

Aus diesem Grunde setzen BEAR & SCHMITT in die obige Formel  $r_0 = (2R_2 + R_1)/3$  ein und erhalten so

$$n_a - n_o = \frac{3 \Gamma_{\max}}{2 (R_1 + 2 R_2) [\arccos (R_1 + 2 R_2) / 3 R_1]} \quad (4)$$

Es ist sofort ersichtlich, dass diese empirisch gefundene Formel von der theoretischen Formel stark abweicht; denn setzt man für  $R_2 = 0$ , so geht (4) nicht in (2) über, sondern man erhält

$$\Gamma_{\max} / (n_a - n_o) = \frac{2}{3} R_1 \arccos \frac{1}{3} = 0,820 R_1 ,$$

welcher Wert um 27 % zu klein ist.

Für Kartoffelstärke findet man nach Formel (2) eine Doppelbrechung von 0,0134; sie ist 5 mal kleiner als jene der Zellulose (0,0677), übertrifft jedoch jene von Quarz und Gips (0,009) wesentlich. BEAR & SCHMITT finden nach ihrer Formel (4) für die Doppelbrechung der Scheide des Frosch-Ischiasnerven 0,011.

## 2. Stäbchen- und Schichtendoppelbrechung (Formdoppelbrechung)

Die biologischen Objekte besitzen im allgemeinen keine konstante Doppelbrechung, sondern diese ist abhängig vom Einschlussmittel, in welchem sie untersucht werden. Zuzufolge ihrer Durchdringbarkeit werden sie vom umgebenden Medium (Luft, Wasser, Glyzerin, Kanadabalsam) imbibiert. Dadurch wird die Doppelbrechung in Funktion des Brechungsvermögens des Imbibitionsmittels verändert. Besonders auffällig sind diese Effekte bei Objekten, die bei geeigneter Imbibition isotrop erscheinen (z. B. Diatomeenschalen). WIENER<sup>4)</sup> fasst solche Objekte als Mischkörper auf, bestehend aus einem isotropen Stoff mit dem Brechungsvermögen  $n_1$  und einer eingelagerten Flüssigkeit mit dem Brechungsindex  $n_2$ . Für den Fall, dass der Mischkörper aus achsenparallel orientierten submikroskopischen Kreiszylindern besteht, berechnet WIENER folgende Abhängigkeit der Doppelbrechung ( $n_a - n_o$ ) des Mischkörpers von  $n_2$  und  $n_1$ :

$$(n_a - n_o)^2 = \frac{\delta_1 \delta_2 (n_1^2 - n_2^2)^2}{(\delta_1 + 1) n_2^2 + \delta_2 n_1^2} \quad (5)$$

In dieser Formel bedeuten  $\delta_1$  und  $\delta_2$  die relativen Volumina der beiden Mischbestandteile ( $\delta_1 + \delta_2 = 1$ ). Während  $n_1$  konstant ist, kann  $n_2$  durch Veränderung des Imbibitionsmittels variiert werden.

<sup>4)</sup> WIENER, O., Theorie des Mischkörpers. Abh. sächs. Ges. Wiss., Math.-naturw. Kl. 32 (1912), 507.

Die Funktion  $n_a - n_o = f(n_2)$  ist eine Hyperbel<sup>5)</sup>. Bei  $n_2 = n_1$  berührt sie die Abszisse; die Doppelbrechung wird dann Null und der Mischkörper erscheint isotrop. Für alle Werte  $n_2 \neq n_1$  ist die Doppelbrechung positiv, unabhängig davon, ob  $n_2$  kleiner oder grösser als  $n_1$  ist. Das Produkt der relativen Volumina  $\delta_1 \delta_2$  ist für den Fall  $\delta_1 = \delta_2 = 0,5$  ein Maximum. Die Hyperbeläste verlaufen dann am steilsten; verändert man  $\delta$  unter Konstanthaltung von  $n_1$  und  $n_2$ , so ergeben sich flachere Doppelbrechungskurven.

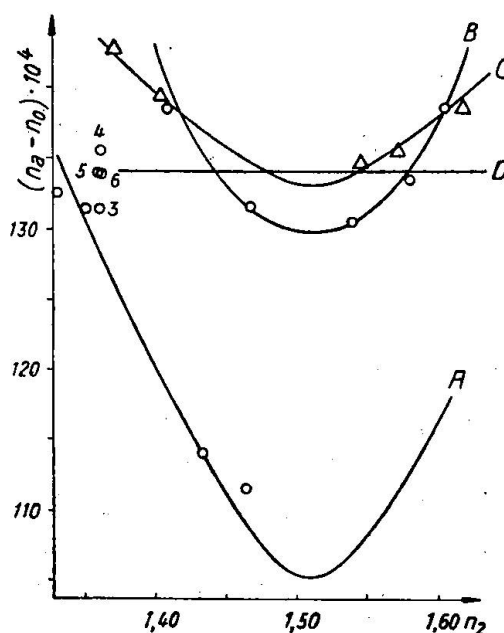


Fig. 3. Stäbchendoppelbrechungskurven der Kartoffelstärke. Ordinate: Doppelbrechung  $n_a - n_o$ , Abszisse: Brechungsindex  $n_2$  des Imbibitionsmittels. A) Wasser und mehrwertige Alkohole, B) einwertige Alkohole, C) Aldehyde, D) lipoide Flüssigkeiten als Imbibitionsmittel

Diese vom Imbibitionsmittel abhängige optische Anisotropie wird als Stäbchendoppelbrechung bezeichnet. Wenn man sie für ein Objekt nachweisen kann, darf man schliessen, dass ein submikroskopischer Stäbchenmischkörper vorliegt. Abb. 3 zeigt die Verhältnisse bei Stärkekörnern<sup>6)</sup>. Die Minima der Kurven berühren jedoch die Abszisse nicht, sondern sie zeigen eine Restdoppelbrechung an. Diese rührt von der optischen Eigenanisotropie der submikroskopi-

<sup>5)</sup> FREY-WYSSLING, A., Analyse der Formdoppelbrechungskurven. Kolloid-Z. 90 (1940), 33.

<sup>6)</sup> SPEICH, H., Über die Optik der Kartoffelstärkekörner. Diss. E.T.H. Zürich, 1942.

schen Bauelemente des Mischkörpers her und wird daher als *Eigendoppelbrechung* bezeichnet. Sie ist durch submikroskopische kristalline Bereiche (Micelle) im Stärkekorn bedingt. Trotzdem ist sie, wie aus Abb. 3 hervorgeht, keine Konstante; denn sie ist von den verwendeten Quellungsmitteln abhängig.

Bei der Aufnahme von Stäbchendoppelbrechungskurven muss man darauf achten, dass die verwendeten Flüssigkeiten einen ähnlichen Quellungsgrad des Objektes erzeugen; sonst führt man in Formel (5) neben  $n_2$  durch die Veränderung von  $\delta$  eine zweite Variable ein. Bei den Stärkekörnern müssen nach dem Quellungsvermögen vier verschiedene Flüssigkeitsreihen unterschieden werden (Abb. 3): A. Wasser und mehrwertige Alkohole (Glykol, Glycerin); sie dringen in grosser Menge ein und bedingen daher eine steile Stäbchendoppelbrechungskurve. B. Einwertige Alkohole (aliphatische, Cyclohexanol, Benzylalkohol, Zimtaldehyd); die Quellung ist geringer und entsprechend fällt auch der Stäbchendoppelbrechungseffekt kleiner aus. C. Aldehyde (aliphatische, Benzaldehyd, Salicylaldehyd, Zimtaldehyd); die Kurve erscheint zufolge der unbedeutenden Imbibition noch flacher. D. Lipoiden Flüssigkeiten (Amylbromid, Xylol, Toluol, Benzol, Chlorbenzol, Brombenzol, Bromnaphthalin) geben keinen Stäbchendoppelbrechungs-Effekt, da sie offenbar nicht in die Stärkekörner einzudringen vermögen ( $\delta_2 \sim 0$ ). Die optische Analyse erlaubt somit, die feinbaulichen Veränderungen bei der Quellung quantitativ zu verfolgen.

Für lamellar gebaute Mischkörper hat WIENER eine analoge Formel abgeleitet, die sich im wesentlichen nur durch ihr umgekehrtes Vorzeichen von (5) unterscheidet. Die *Schichtendoppelbrechung*  $n_a - n_o$  ist also stets negativ. Als Beispiel sollen die pflanzlichen Chloroplasten erwähnt werden<sup>7)</sup>. Bei diesen wichtigen Zellbestandteilen der grünen Pflanzen konnte durch genaue Messung der sehr geringen Doppelbrechungseffekte ein submikroskopischer Schichtenbau nachgewiesen werden. Fig. 4 aus der Diplomarbeit von E. STEINMANN<sup>8)</sup> zeigt den Verlauf der Doppelbrechungskurve. Der optisch einachsige Chloroplast muss vor der Messung fixiert werden; dabei geht das Chlorophyll verloren, so dass im weissen Licht mit dem Kompensator nach KÖHLER gemessen werden kann. Während bisher nur einige Punkte des aufsteigenden Astes der Kurve erhalten

<sup>7)</sup> FREY-WYSSLING, A., Der Aufbau der Chlorophyllkörner. Protopl. 29 (1937), 279.

<sup>8)</sup> STEINMANN, E., Optik und Feinbau der Chloroplasten. Diplomarbeit E.T.H. Zürich 1947.



werden konnten, ist es STEINMANN gelungen, vollkommene Schichtendoppelbrechungskurven aufzunehmen. Das Extremum der Kurve zeigt eine positive Eigendoppelbrechung an, die durch gerichtet in den Mischkörper eingelagerte Lipoide (Glyceride, Sterine, Phosphatide) bedingt ist. Diese Lipoide müssen mit der Längsachse ihrer stabartigen Moleküle senkrecht zu den nachgewiesenen Schichten stehen.

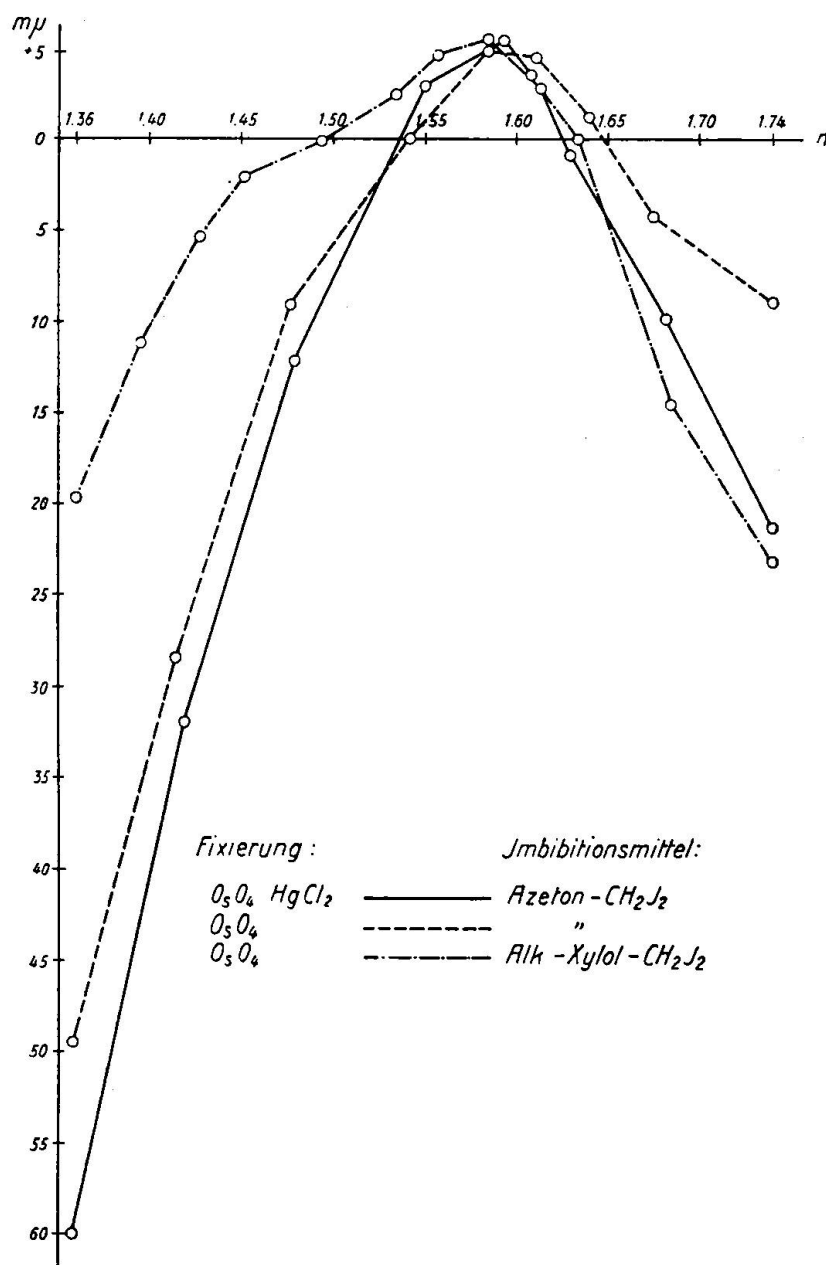


Fig. 4. Schichtendoppelbrechungskurven der Chloroplasten von Mougeotia. Ordinate: Gangunterschied in  $m\mu$ . Abszisse: Brechungsindex  $n_2$  des Imbibitionsmittels

### 3. Kettengitter mit Lockerstruktur

Viele der wichtigsten natürlichen Hochpolymeren bilden Kettenmoleküle (Zellulose, Amylose, Polypeptidketten, Nukleinsäuren), die sich zu Kettengittern zusammenschliessen können (Zellulosefaser, Naturseide). Die Ordnung in diesen Kettenstrukturen ist indessen, wie einleitend erwähnt, durch das Vorherrschen von Gitterfehlern stark beeinträchtigt. Dies soll am Beispiel der Zellulosefaser näher erläutert werden.

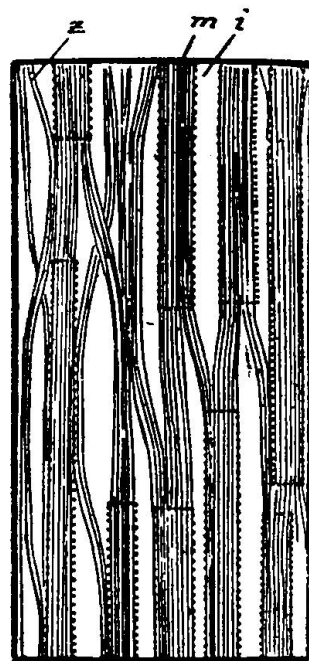


Fig. 5. Lücken im Kettengitter der Zellulose. z = amorphe Bereiche, m = kristalline Bereiche, i = intermicellare Räume

Die Röntgenanalyse verrät neben kristallinen Bereichen (Micelle) amorphe Gebiete. Bei der unbestimmten Länge der Zellulosefadenmoleküle muss angenommen werden, dass sich ein und derselbe Molekülfaden sowohl durch kristalline wie durch amorphe Bereiche hindurchzieht<sup>9)</sup>. Die Entstehung der schlecht geordneten Gebiete ist ohne weiteres verständlich, wenn man berücksichtigt, dass bei diesem Kristallisationsvorgange ansehnliche Mengen Wasser frei werden. Sowohl bei der Polymerisation der Ketten als auch bei der Überführung der hydratisierten Ketten in den dehydratisierten Zu-

<sup>9)</sup> FREY-WYSSLING, A., Der Aufbau der pflanzlichen Zellwände. Protopl. 25 (1936), 261.

stand im Kettengitter wird Wasser in Freiheit gesetzt. Da diese chemische Wasserabscheidung in einem hochkonzentrierten Gele erfolgt, dessen Fadenmoleküle im Begriffe sind, zu endlosen Strängen zu kristallisieren, kann das gebildete Wasser nicht unbehindert entweichen, sondern es wird okkludiert. Es entstehen im Kettengitter submikroskopische Hohlräume, die sich verzweigen und miteinander kommunizieren. Wir bezeichnen diese Kapillaren als Intermicellarräume.

Weitere Gitterstörungen werden bedingt durch Einbeziehung zellulosefremder Moleküle ins Kettengitter. So sind Mischkristallbildungen mit Xylan bekannt, aber es dürften wohl auch stärker ab-

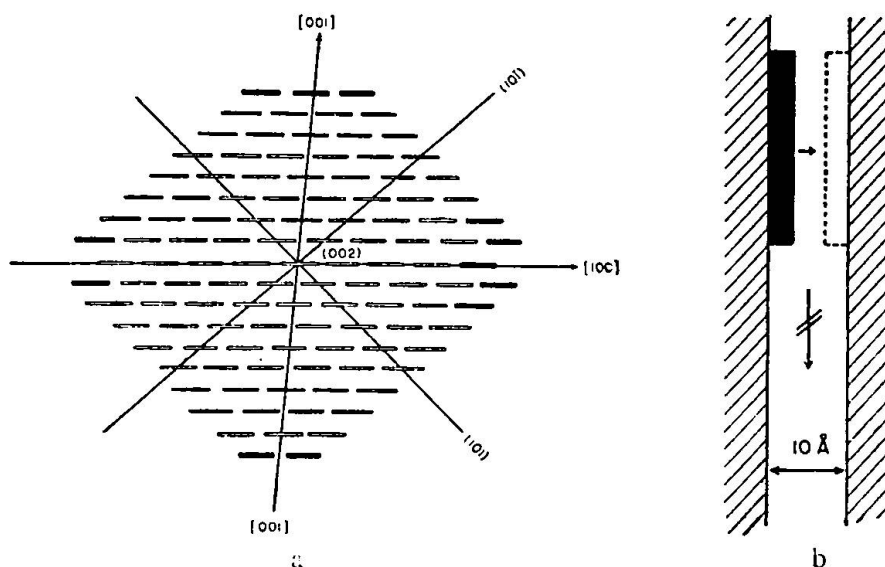


Fig. 6. a) Querschnitt durch einen kristallinen Zellulosestrang. Schwarz: an der Oberfläche adsorbierte Kongorotmoleküle im Querschnitt. b) Eine 10 Å weite Lücke im Kettengitter der Zellulose. Die adsorbierten Kongorotmoleküle (schwarz) können nur senkrecht zur Faserrichtung wandern!

weichende Molekülketten wie Polygalakturonsäuren u. a. mit ins Kettengitter einbezogen werden. Begleitstoffe mit Netzpolymerisation (Lignin) können mit den Oberflächen der kristallinen Bereiche in chemische Beziehung treten und diese hauptvalenzmässig seitlich untereinander verbinden. Solche zellulosefremde Stoffe werden als Inkrusten bezeichnet. Sie können durch schwach saure Kochung (Hemizellulosen), schwach alkalische Kochung (kurzkettige  $\gamma$ - und  $\beta$ -Zellulosen) und Chlorbleiche (Lignin) entfernt werden, worauf ein sehr lückenreiches Kettengitter von  $\alpha$ -Zellulose übrig bleibt.

Ein solches Kettengitter, dessen Porosität bei der Ramiefaser<sup>10)</sup> nach dem Dichteausfall 12,6 % und nach dem Dopeplbrechungs- ausfall 4,4 % beträgt, besitzt eine besonders hohe Durchdringbar- keit, wovon in der Textilfärbetechnik reichlich Gebrauch gemacht wird. Besonderes Interesse beanspruchen die sogenannten substan- tiven Benzidin-Farbstoffe, die direkt mehr oder weniger waschechte Färbungen liefern, obschon sie keine besondere chemische Verwandt- schaft zu Zellulose besitzen. Der starke Dichroismus solcher Aus- färbungen zeigt eine gerichtete Adsorption an, und die röntgen- spektrographische Untersuchung<sup>11)</sup> erlaubt den Nachweis, dass bei

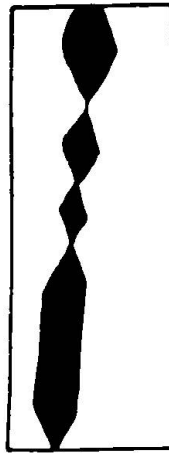


Fig. 7a. Geometrische Hydrolysefiguren von Zellulosefasern

diesen Direktfärbungen besondere morphologische Beziehungen vorliegen. Die Kongorotmoleküle z. B. beanspruchen im Kri- stallgitter einen Querschnitt von  $8,5 \times 3,8 \text{ \AA}^2$  und die Zellulose- ketten  $8,35 \times 3,95 \text{ \AA}^2$ . Ausserdem beträgt die Länge des Farbmole- küls  $2 \times 10,5 \text{ \AA}$  und die Faserperiode des Zellulosekettengitters  $10,4 \text{ \AA}$ . Das Kongorot passt daher ohne sterische Hinderung in die Lücken der Oberfläche des Kettengitters aus den bandartigen, seit- lich gegeneinander verschobenen Zellulosemolekülen (Fig. 6a).

Besonders merkwürdig ist die Tatsache, dass solche Benzidin- Farbstoffmoleküle nur quer, nicht aber längs durch das lückenhafte Kettengitter diffundieren können<sup>12)</sup>. Offenbar benötigt eine Ver-

<sup>10)</sup> FREY-WYSSLING und SPEICH, Über die Durchdringbarkeit der Zellulose- fasern. *Helv. chim. Acta* 25 (1942), 1474.

<sup>11)</sup> WÄLCHLI, O., Die Einlagerung von Kongorot in Zellulose. Diss. E.T.H. Zürich 1945.

<sup>12)</sup> FREY-WYSSLING, A., Anisotropic diffusion of direct dyes in fibres. *J. Polymer Science* 2 (1947), 314.



die Zellulase in die Lücken des Kettengitters eindringt und von dort aus ihre Hydrolysetätigkeit entfaltet. Da die benachbarten Kettenmoleküle um  $\frac{1}{4}$  der Faserperiode gegeneinander verschoben sind, könnte eine Hydrolyse quer zur Faserachse nur längs einer Zickzacklinie erfolgen (Fig. 7b). Offenbar werden jedoch ungebrochene Hydrolyseebenen bevorzugt<sup>14)</sup>, die dann den in Fig. 7b angegebenen Gitterebenen entsprechen. Die am natürlichen Objekte gemessenen Winkel stimmen gut mit der Neigung der Ebene (45°) überein.

#### 4. Ausblick

Die angeführten Myelinfiguren, Stärkekörner und Zellulosefasern besitzen vom biologischen Standpunkt aus eine unerwartet gute innere Ordnung, während ihre Gitterordnung kristallographisch viel zu wünschen übrig lässt. Durch diese Zwischenstellung verdienen sie ein besonderes Interesse, denn sie erlauben Schlüsse zu ziehen, in welcher Richtung die Gitterordnung mehr und mehr aufgegeben wird, um zu den sehr labilen belebten Strukturen zu gelangen, deren Wesen im beständigen Umbau der herrschenden Ordnung besteht.

---

<sup>14)</sup> FREY-WYSSLING, A., Mazerationsbilder nativer Zellulosefasern. Papierfabrikant 36 (1938), 312.

Eingegangen: 5. Januar 1948.