

DER BRECHUNGSINDEX

MESSUNG

und

ANWENDUNG

in der

MIKROSKOPIE

und

POLARISATIONSMIKROSKOPIE

Dr.G.Rosenfeldt

2009, überarbeitet 2013

INHALT

1.	Das Brechungsgesetz von SNELLIUS	3
1.1.	Messung von Brechungsindizes	5
1.2.	Das Brechungsbild	7
1.3.	Die BECKE'sche Linie	8
1.4.	Dispersion	8
1.5.	Phasenkontrast	9
1.6.	Doppelbrechung	10
1.6.1.	Die Indikatrix	11
1.6.2.	Optisch isotrope Materialien	11
1.6.3.	Optisch anisotrope Materialien	12
1.6.3.1.	Optisch einachsige Kristalle	12
1.6.3.2.	Optisch zweiachsige Kristalle	12
1.7.	Polarisiertes Licht	13
1.8.	Untersuchung von Kristalldünnschliffen in polarisiertem Licht	15
1.8.1.	Polarisationsmodendispersion (PMD)	15
1.8.2.	Gekreuzte Polfilter	16
1.8.2.1.	Beobachtungen mit monochromatischem Licht	16
1.8.2.2.	Beobachtungen mit weißem Licht	18
1.9.	Untersuchung von Gesteinsdünnschliffen	22
1.9.1.	Das Polarisationsmikroskop	22
1.9.2.	Bestimmung der Doppelbrechung	22
1.9.3.	Konoskopische Untersuchungen	23
2.	Anfertigen von Gesteinsdünnschliffen	26
3.	Phasenkontrast	28
3.1	Das Referenzlicht	28
3.2.	Das Phasenbild	28
3.3.	Die Wirkung des „Phasenringes“	29
3.4.	Phasenverschiebung biologischer Objekte	30
3.5.	Weißlicht-Phasenkontrast	31
4.	Differential-Phasenkontrast	31
4.1.	WOLLASTONE-Prismen	31
4.2.	Aufbau eines DIC-Mikroskopes	32
4.3.	Vergleich Phasenkontrast und DIC	34

1. Das Brechungsgesetz von SNELLIUS

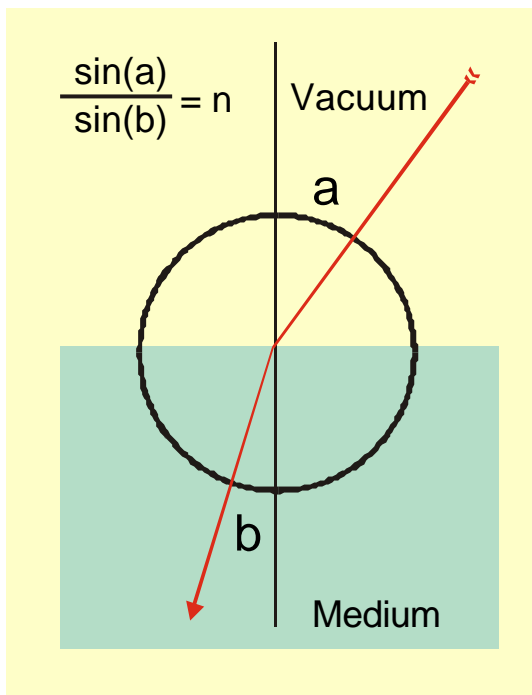


Abb.1 SNELLIUSSches Gesetz

Beim Übergang eines Lichtstrahles vom Vacuum in ein Medium wird der Lichtstrahl zum Lot hin gebrochen. Das Gesetz, das dieses Verhalten beschreibt, ist das SNELLIUSSche Gesetz, das in Abb.1 wiedergegeben ist.

Abb.2 gibt das Gesetz für den Fall, daß zwei unterschiedliche Medien aneinander grenzen. In diesem Fall verhalten sich stets die Sinus der Winkel umgekehrt wie die entsprechenden Brechungsindizes.

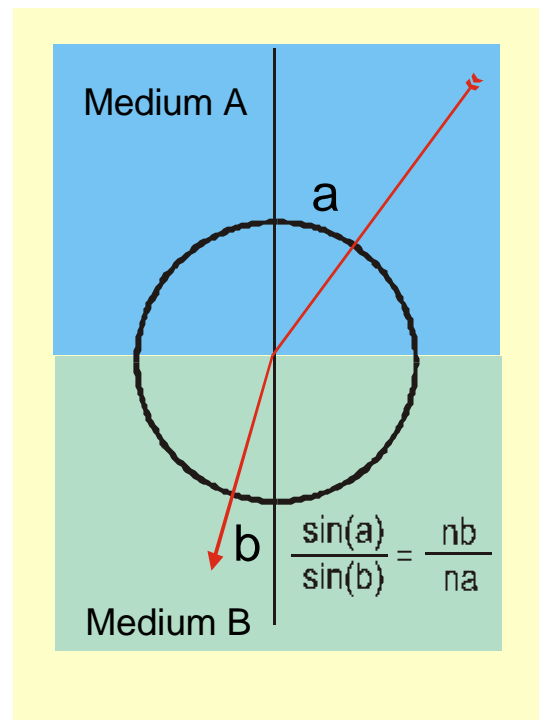


Abb.2 SNELLIUSSches Gesetz

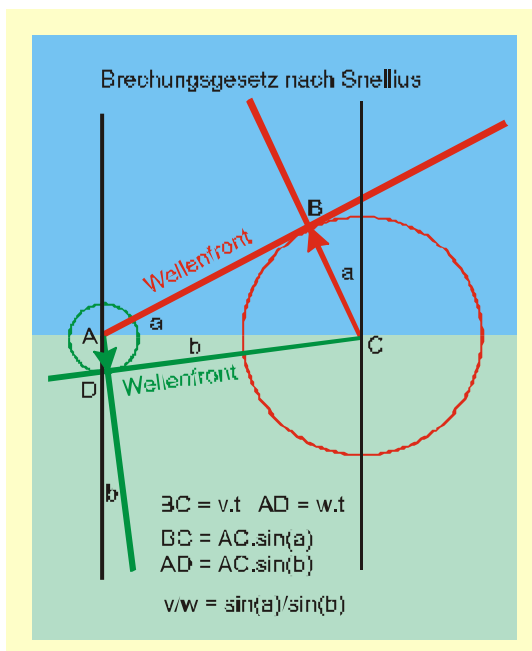


Abb.3 Herleitung

Die Herleitung des Gesetzes ist einfach (s.Abb.3): Während ein Punkt der „roten“ Wellenfront von B nach C wandert, ist ein anderer Punkt in derselben Zeit von A nach D gelangt („grüne“ Wellenfront. Da bei B und D jeweils rechte Winkel vorliegen, gilt:

$$BC / AC = \sin(a) \quad \text{und} \quad AD / AC = \sin(b)$$

Daraus folgt:

$$BC / AD = \sin(a) / \sin(b)$$

Sind nun v und w die Lichtgeschwindigkeiten in den jeweiligen Medien, so gilt:

$$BC = v \cdot t \quad \text{und} \quad AD = w \cdot t \quad \Rightarrow \quad v / w = \sin(a) / \sin(b) = \text{const.}$$

Ist insbesondere das „blaue“ Medium ein Vacuum, so ist v die Lichtgeschwindigkeit im Vacuum (c), und es folgt:

$$\sin(a) / \sin(b) = c / v = n$$

Da Lichtstrahlen nichts anderes sind als gedachte Geraden senkrecht zur jeweiligen Wellenfront, erscheinen die Winkel a und b zusätzlich zwischen Lichtstrahl und dem Lot senkrecht zur Grenzfläche.

Damit ergeben sich für den Brechungsindex n drei ganz unterschiedliche Deutungsmöglichkeiten:

1. Der Brechungsindex n ist ein Maß für die Stärke der Abknickung eines Lichtstrahles beim Übergang von Vacuum in ein Medium gemäß der Gleichung

$$\sin(a) / \sin(b) = n$$

2. Der Brechungsindex n gibt an, wieviel mal größer die Vacuumlichtgeschwindigkeit c als die Lichtgeschwindigkeit v im Medium ist :

$$n \cdot v = c$$

Der Brechungsindex kann also auch als **Geschwindigkeitsindex** gedeutet werden.

3. Um ein Medium der Schichtdicke d zu durchlaufen wird die Zeit t benötigt. Es gilt daher:

$$t = d / v \quad \text{bzw.} \quad t = (n \cdot d) / c$$

Bei dieser Deutung wird n zum **Laufzeitindex**.

Während Lichtbrechungsphänomene allen Mikroskopikern wohlbekannt sind, wissen nur wenige, daß zum Verständnis der Phasenkontrast- und der Polarisationsmikroskopie n als Laufzeitindex gedeutet werden muß!

Hier noch eine Anmerkung: Da man exakte Messungen gewöhnlich mit dem Licht einer Na-Dampf-Lampe durchführt (D-Linie des Na-Spektrums), bezeichnet man die so gewonnenen Indizes als „nD-Werte“.

1.1. Messung von Brechungsindizes

Zur Messung von Brechungsindizes verwendet man Refraktometer. All diesen Meßgeräten sind zwei Eigenschaften gemein: Sie sind für den Mikroskopiker viel zu genau und viel zu teuer! Gewöhnlich will der Mikroskopiker entweder flüssige Beobachtungsmedien untersuchen oder aber ausgehärtete Einschlußmittel. Für beides gibt es natürlich keine tabellierten Brechungsindizes – andererseits genügt es aber auch, die Indizes nur auf zwei Dezimalstellen genau zu ermitteln.

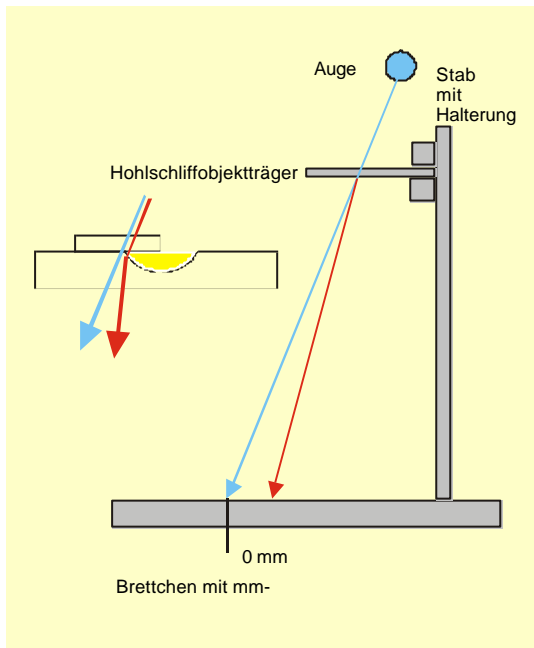


Abb.4 Methode 1

Methode 1

Man benötigt ein kleines aus Holz gefertigtes Stativ, dessen Grundplatte etwa 20x20 cm groß sein soll. Auf dieser Platte bringt man in der Mitte einen Streifen Millimeterpapier an, ferner befestigt man auf der Platte einen senkrechten Holzstab von etwa 30 cm Länge, an dem man waagrecht einen Hohlsliffobjektträger klemmt (Abb.4). Über den Hohlsliff kittet man ein Deckgläschen, so daß die Höhlung zu einem Viertel bedeckt ist. Unter das Deckglas gibt man das zu untersuchende Medium.

Zunächst blickt man derart durch den Objektträger, daß man die Nullmarke auf dem Millimeterpapierstreifen gerade außerhalb am Rande des Hohlsliffes sieht (blauer Strahl). Dann wandert man mit einer Bleistiftspitze

den Streifen entlang, bis die Spitze gerade durch den gefüllten Hohlsliff am inneren Rand sichtbar wird (roter Strahl). Diesen Wert liest man ab, er gibt unter Verwendung einer Eichkurve den Brechungsindex an. Man beachte, daß bei Medien mit einem Brechungsindex, der kleiner als der des Glases ist, der rote Strahl links vom blauen Strahl verläuft und die abgelesenen Werte negativ gerechnet werden müssen. Sind beide Brechungsindizes identisch, sind die beiden eingezeichneten Strahlen deckungsgleich. Um das Gerät nutzen zu können, muß es zunächst mit Medien bekannter Brechungsindizes geeicht werden. Hierzu trägt man auf der Abszisse den abgelesenen Wert in mm auf (Vorzeichen beachten!) und auf der Ordinate den dazugehörigen Brechungsindex. Man erhält in guter Näherung eine Eichgerade. Die Genauigkeit ist zufriedenstellend. Das Verfahren wurde im MIKROKOSMOS (Jahrgang?) beschrieben.

Medium	nD		nD
Wasser	1,333	Nelkenöl	1,544
Ethanol	1,361	a-Bromnaphthalin	1,656
Isopropanol	1,378	Methylenjodid	1,744
Chloroform	1,449		
Toluol	1,496		
Methylbenzoat	1,517		

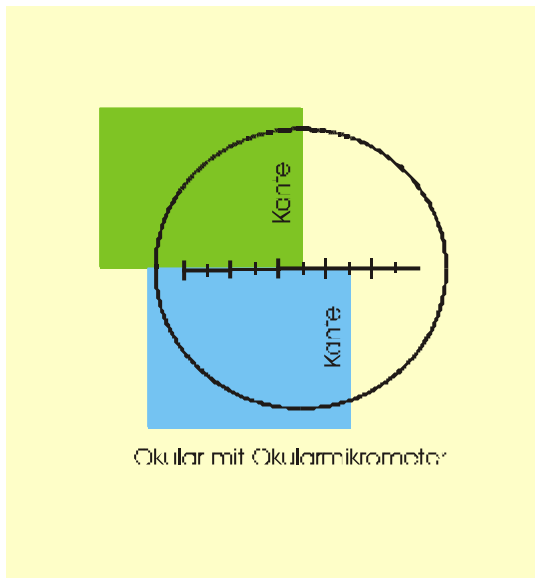


Abb.5 Methode 2

Methode 2

Man benötigt ein Mikroskop mit höhenverstellbarem dreilinsigen Kondensator, Objektführer oder Kreuztisch und einem Meßokular, ferner einen Hohlsliffobjektträger, den man mit einem Deckgläschen teilweise bedeckt, wie unter 1 beschrieben. Auf ein Klarglasfilter klebt man eine halbierte Rasierklinge derart, daß die Schneide die Filterscheibe gerade halbiert. Dieses Filter legt man in den Filterhalter des Kondensators mit der aufgeklebten Klinge nach oben. Sehr empfehlenswert ist ein Gelbfilter in Kombination mit einer Natrium dampflampe, andernfalls ein Grünfilter. Beides dient dazu, störende Farbränder zu unterdrücken.

Die Messung wird mit einem 20x-Objektiv durchgeführt, wenn möglich mit einem 40x- oder 60x-Objektiv. Theoretisch liefern stärkere Objektive genauere Werte, allerdings machen sich dann Unschärfen oft störend bemerkbar - man muß das günstigste Objektiv empirisch ermitteln!

Der Kondensator wird bei vollständig geöffneter Blende bis zum Anschlag nach oben gedreht und der Objektträger soweit verschoben, daß die optische Achse am Hohlsliff vorbei führt. Dann fokussiert man auf die Schneide der Rasierklinge. Verschiebt man nun den Objektträger mit Hilfe des Kreuztisches soweit, daß man die Schneide gerade durch den Rand des Hohlsliffes sieht, so bemerkt man, daß die Schneide um einige Einheiten nach links (negative Werte) oder nach rechts (positive Werte) springt (Abb.5). Diese "Sprungweite" liest man ab, sie gibt unter Verwendung einer Eichkurve den Brechungsindex an (vgl. Methode 1). Auch hier besteht eine lineare Beziehung zwischen der "Sprungweite" und dem Brechungsindex. Die Methode liefert recht genaue Werte (mindestens zwei Stellen hinter dem Komma), auch sie wurde im MIKROKOSMOS (Jahrgang?) beschrieben.

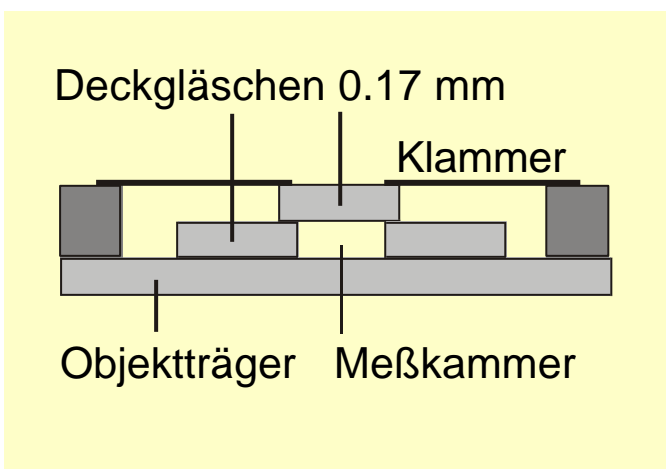


Abb.6 Methode 3

Methode 3

Man benötigt eine Meßzelle wie in Abb.6 dargestellt. Wichtig ist es, die Oberfläche des Objektträgers und die Unterseite des aufgelegten Deckgläschens mit einigen Kratzern zu versehen (feines Schmirgelpapier), in die man am besten noch etwas schwarze Tusche einreibt und eintrocknen läßt. Da man nur dann brauchbare Werte erhält, wenn das aufgelegte Deckgläschen nicht aufschwimmt, muß dieses entweder festgekittet oder festgeklammert werden. Die Verwendung von Klammern erleichtert natürlich das Reinigen.

Die Verwendung von Klammern erleichtert natürlich das Reinigen.

Man bestimmt mit Hilfe der Mikrometerschraube den scheinbaren Abstand zwischen der Oberfläche des Objektträgers und der unteren Fläche des aufliegenden Deckgläschens (jeweils auf Kratzer fokussieren!). Dieser Wert liefert mit Hilfe einer Eichkurve den Brechungsindex n_D . Je höher der Brechungsindex, desto geringer der scheinbare Abstand. Zu beachten ist, daß man gewöhnlich die Mikrometerschraube um mehr als 360 Grad drehen muß - also die Nullpunktsüberschreitung mit einbeziehen!

Man überzeuge sich durch einen Vorversuch, daß die Graduierung der Mikrometerschraube wirklich linear ist (bei billigeren Mikroskopen nicht immer der Fall!). Hierzu führt man eine Dickenmessung mehrfach durch, wobei man die Höhe des Objekttisches mit dem Grobtrieb(!) mehrfach verstellt und dann erst mit dem Feintrieb nachjustiert – es muß sich stets dieselbe Teilstrichzahl ergeben!

1.2. Das Brechungsbild

Bei ungefärbten Objekten liefert das Mikroskop ein „Brechungsbild“, man sieht also nur die Kanten der Objekte. Besitzt das Einschlußmittel denselben Brechungsindex wie die Objekte, verschwindet das Brechungsbild und die Objekte werden unsichtbar. Dies folgt unmittelbar aus dem Brechungsgesetz

$$\sin(a) / \sin(b) = n_b / n_a = 1$$

Wenn $n_a = n_b$, so erfolgt keinerlei Brechung, denn stets gilt: **$\sin(a) = \sin(b)$** .

Gewöhnlich ist dies natürlich unerwünscht, es gibt aber Fälle, in denen das Brechungsbild unterdrückt werden muß.

Betrachtet man einen gefärbten zoohistologischen Schnitt, so überlagern sich das „Brechungsbild“ und das „Farbbild“. Dies ist besonders dann störend, wenn man die Aperturblende schließt. Um das Brechungsbild zu unterdrücken, schließt man zunächst einige ungefärbte Schnitte in unterschiedliche Einschlußmittel ein und läßt diese im Trockenschrank aushärten. Dann sucht man dasjenige Einschlußmittel aus, in dem der ungefärbte Schnitt weitgehend unsichtbar ist.

Ganz anders liegen die Verhältnisse bei ungefärbten Objekten, insbesondere bei Foraminiferegehäusen, Radiolarienskeletten und Diatomeenschalen, alle mit einem n_D um 1,45.

Bei den recht groben Foraminiferenschalen verwendet man Einschlußmittel mit einem n_D nur wenig über 1,45 (optische Aufhellung), desgleichen bei Radiolarienskeletten: ein n_D von etwa 1,55 ist günstig.

Bei grob strukturierten Diatomeenschalen sind ebenfalls n_D -Werte um 1,55 empfehlenswert, will man jedoch sehr feine und zugleich schwache Strukturen erkennen, strebt man deutlich höhere n_D -Werte an – man verwendet als Beobachtungsmedien α -Bromnaphthalin oder Methoxinaphthalin, als Einschlußmittel NAPHRAX oder PLEURAX ($n_D > 1,7$).

1.3. Die BECKEsche Linie

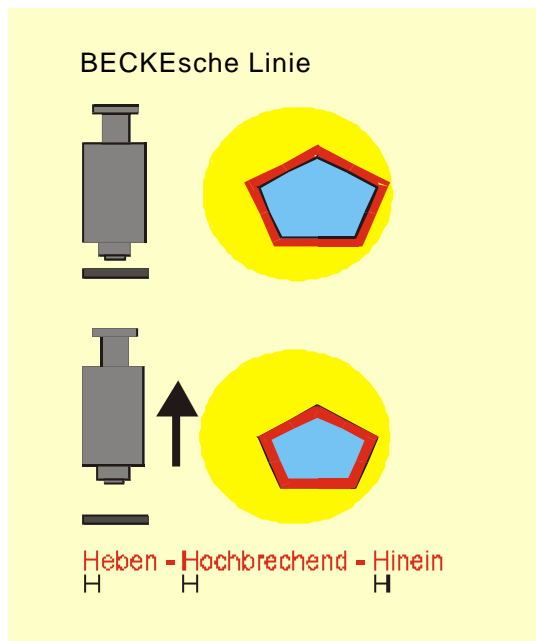


Abb.7 BECKEsche Linie

Betrachtet man in Wasser aufgeschlämmte Sandkörnchen im Mikroskop, so erkennt man eine helle Begrenzungslinie. Diese Linie wird als BECKEsche Linie bezeichnet. Hebt man nun den Tubus (bei den heutigen Mikroskopen muß dementsprechend der Objektisch gesenkt werden!), so wandert diese Linie in das höherbrechende Sandkorn hinein (HHH-Regel: Heben-Höherbrechend-Hinein). Verwendet man unterschiedliche Beobachtungsmedien mit bekannten nD-Werte, so läßt sich der Brechungsindex des Objektes recht genau eingabeln. Dies ist bei der Bestimmung von Mineralkörnern von diagnostischem Wert (Abb.7).

1.4. Dispersion

Wir sind bislang davon ausgegangen, daß der Brechungsindex eine Materialkonstante ist. Tatsächlich ist n jedoch stets mehr oder weniger abhängig von der Wellenlänge des Lichtes, und zwar nimmt n mit abnehmender Wellenlänge stets zu, weshalb man gewöhnlich den Brechungsindex n_D angibt, gemessen mit gelbem Natriumlicht (D-Linie des Natriums). Diese Wellenlängenabhängigkeit wird als „Dispersion“ bezeichnet.

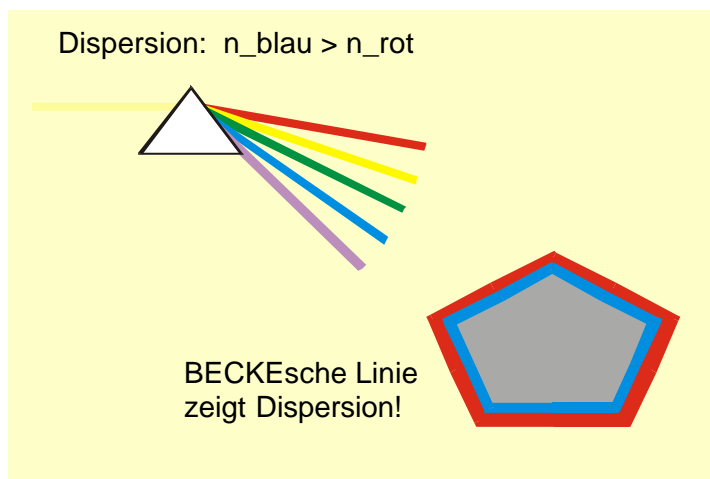


Abb.8 BECKEsche Linie mit Dispersion

Auf die BECKEsche Linie, die ja letztlich das Brechungsbild liefert, wirkt sich dies folgendermaßen aus, wobei wir davon ausgehen, daß das höherbrechende Objekt eine wesentlich stärkere Dispersion besitzt als das umgebende Beobachtungsmedium (Abb.8):

Angenommen, Beobachtungsmedium und Objekt besitzen denselben n_D -Wert; für gelbes Licht verschwindet dann die BECKEsche Linie und das Ob-

jekt wird unsichtbar. Da aber das Objekt Dispersion zeigt, hat das Objekt für blaues Licht einen höheren Brechungsindex als das umgebende Medium und es entsteht eine blaue Linie, die innerhalb der Begrenzungskante liegt. Für rotes Licht liegen die Verhältnisse umgekehrt – dies führt zu einer roten Linie außerhalb der Begrenzungskante – die BECKEsche Linie erscheint nun als breiter Farbsaum, und das ist natürlich unerwünscht.

Foraminiferegehäuse, Radiolarienskelette und Diatomeenschalen zeigen nur geringe Dispersion, dagegen können hochbrechende Einschlußharze eine recht hohe Dispersion besitzen, so daß der Gewinn durch den hohen Brechungsindex ggf. durch die hohe Dispersion wieder zunichte gemacht wird. Hier hilft nur die eigene kritische Beobachtung, zumal die Messung der Dispersion für den Amateur nicht infrage kommt.

1.5. Phasenkontrast

Betrachtet man Stärkekörnchen, in Wasser suspendiert, unter dem Mikroskop, so erscheinen die Körnchen hell auf hellem Hintergrund – lediglich die Ränder sind zu erkennen, denn nur dort treten Brechungserscheinungen auf (Brechungsbild). Tatsächlich enthält das Licht jedoch noch mehr Information, denn beim Passieren der Körnchen bleibt das Licht gegenüber dem Licht, das das Wasser durchläuft, etwas zurück – es tritt eine Phasenverzögerung auf (Abb.9). Man erinnere sich: Brechungsindex = Verzögerungsindex!

Mit Hilfe einer „Phasenkontrast-Optik“ läßt sich diese Phasenverzögerung sichtbar machen: Die Stärkekörnchen erscheinen nun hell vor grauem Hintergrund. Zusätzlich zum Brechungsbild erhält man also ein „Phasenbild“, das mikroskopische Bild enthält somit mehr Information.

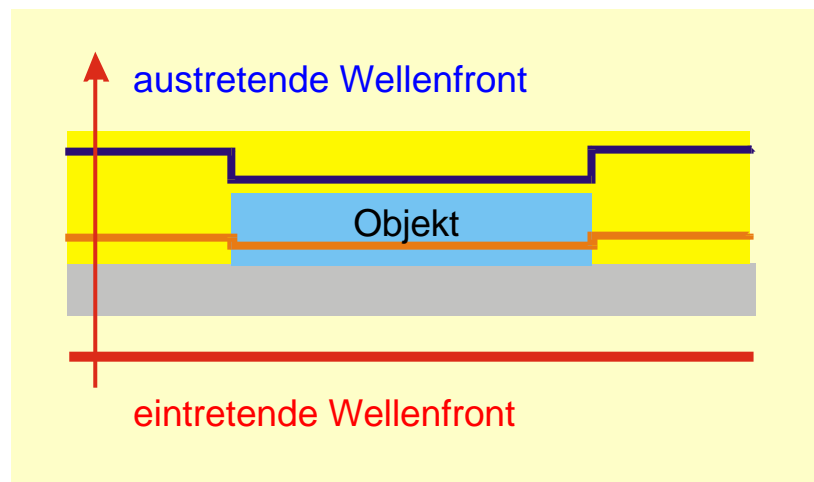


Abb.9 Phasenkontrast

Sind allerdings die Brechungsindizes von Beobachtungsmedium und Objekt identisch, so verschwindet nicht nur das Brechungsbild, sondern zugleich auch das Phasenbild, denn nun tritt keine Phasenverzögerung mehr auf.

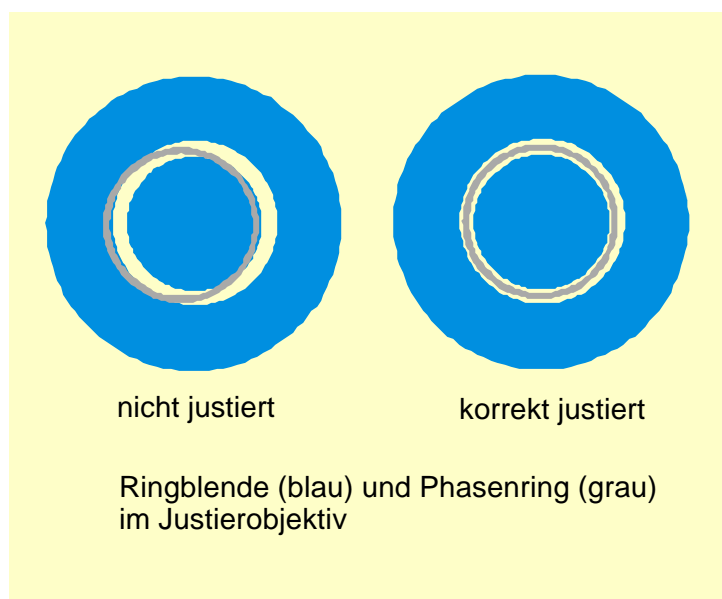


Abb.10 Phasenoptik

Eine Phasenkontrasteinrichtung besteht aus einem Satz Phako-Objektiven, die auch für normales Durchlicht eingesetzt werden können, ferner aus einem Phasenkontrast-Kondensator. Dies ist optisch ein normaler Kondensator, in den man über eine drehbare Trägerscheibe entweder eine Aperturblende einschwenkt (normales Hellfeld) oder aber drei unterschiedliche Ringblenden, die zu den jeweiligen Objektiven passen. Man fokussiert zunächst unter Verwendung des Hellfeldes, wechselt dann das

Okular gegen ein „Justierokular“ aus (auch „Justierfernrohr“ genannt), bringt das Bild der Ringblende mit dem Phasenring zur Deckung (Abb.10) – der Kondensator besitzt hierzu zwei Stellschrauben oder Stellhebel – danach setzt man das Okular ein und erhält nun zusätzlich zum Brechungsbild das kontrastreichere Phasenbild.

Leider wird die Phasenkontrast-Mikroskopie auch von Profis oft mißbraucht, gemäß dem Satz „was teuer ist muß auch gut sein“. Liefert ein unscharf begrenztes Objekt ein nur schwaches Brechungsbild, so ist die Beobachtung im Phasenkontrast von großem Vorteil (Plankton-Organismen, Zellorganellen); ist das Objekt dagegen stark strukturiert (Diatomeenschale), so steckt die Bildinformation im Brechungsbild – das Phasenbild liefert in diesem Fall kaum noch Zusatzinformationen, verschlechtert aber dann durch Lichthofbildungen das Brechungsbild; außerdem zeigen „Phasenbilder“ oft einen „Pseudo-3D-Effekt“, der zu Fehldeutungen führen kann.

1.6. Doppelbrechung

Schickt man einen Lichtstrahl durch einen Calcit-Kristall, so entstehen im Kristall zwei Lichtstrahlen – ein „ordentlicher“ und ein „außerordentlicher Strahl“. Da alle Lichtwege umkehrbar sind, hat dies noch eine weitere Folge: Legt man einen etwa 1 cm dicken Calcit-Kristall auf eine Zeitung, so erscheint die Schrift, durch den Kristall betrachtet, doppelt – daher auch die Bezeichnung „Doppelspat“.

Nun sind die meisten Minerale „doppelbrechend“, allerdings sind Doppelbrechungseffekte nur ausnahmsweise zu beobachten, nämlich bei sehr starker Doppelbrechung und großen Schichtdicken. Ein weiteres Beispiel für derartige Brechungseffekte sind geschliffene Zirkon-Schmucksteine: Betrachtet man diese durch eine starke Lupe, so erscheinen die hinteren Kanten, durch den Schmuckstein betrachtet, doppelt.

Bei mikroskopischen Untersuchungen von Gesteinsdünnschliffen sind Doppelbrechungseffekte niemals zu beobachten, dafür sind die Schichtdicken (ca. 20 µm) einfach zu gering; dasselbe gilt auch für doppelbrechende Mikrokristalle (mikrochemische Nachweise).

Ganz anders liegen die Dinge, wenn man doppelbrechende Mineralien mikroskopisch bei gekreuzten Polfiltern untersucht: In diesem Falle leuchten die Kristalle in bestimmten Stellungen des drehbaren Objektisches hell auf und zeigen zudem, je nach Schichtdicke und Lage des Schliffes zu den Kristallachsen, auffallende Farben. Diese Erscheinungen sind die Folge von Laufzeiteffekten in Kombination mit Interferenzeffekten – wir erinnern uns: Brechungsindex = Laufzeitindex!

Mikroskopiker erfreuen sich zwar oft an dem schönen Farbenspiel, das Gesteinsdünnschliffe bei gekreuzten Polfiltern bieten, machen jedoch um die Erklärung dieser Phänomene einen großen Bogen – die Erklärung sei für einen Amateur zu schwierig oder zu abstrakt, wird dann gesagt. Hat man aber erst einmal genau verstanden, was eine „Indikatrix“ ist, so folgen fast alle weiteren Erklärungen wie von selbst.

Natürlich ist ein volles Verständnis aller Erscheinungen, die auftreten, wenn Licht ein doppelbrechendes Material durchsetzt, nur möglich, wenn man das Problem mathematisch behandelt, so wie dies FRESNEL um 1800 getan hat. Die hier vorgestellte halbquantitative Theorie vermag dies natürlich nicht zu leisten, sie genügt jedoch,

wenn man sich darauf beschränkt, die in der „Polarisations-Mikroskopie“ beobachtbaren Erscheinungen verständlich zu machen.

1.6.1. Die Indikatrix

Das optische Verhalten eines Materiales wird durch seine (optische) Indikatrix beschrieben, wobei wir hier nicht besprechen wollen, wie diese ausgemessen wird.

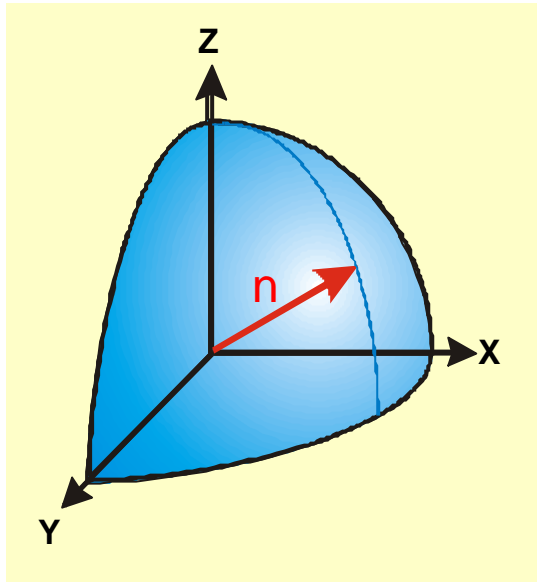


Abb.11 3D-Indikatrix

Die Indikatrix ist eine mehr oder weniger kugelförmige Fläche, die den Ursprung eines dreiachsigen Achsenkreuzes umschließt. Der Abstand eines Punktes der Fläche zum Ursprung steht für einen Brechungsindex (Abb.11, roter Pfeil). Um Mißverständnisse zu vermeiden, bezeichnen wir diese räumliche Indikatrix als „3D-Indikatrix“.

Jeder Schnitt, der durch den Ursprung geht, wird ebenfalls als „Indikatrix“ bezeichnet; wir werden einen solchen Schnitt als „2D-Indikatrix“ bezeichnen. Derartige 2D-Indikatrizes stellen mehr oder weniger kreisförmige Kurven dar; der Abstand eines Punktes der Kurve vom Ursprung repräsentiert einen Brechungsindex. Wie man diese 2D-Indikatrizes deuten muß, werden wir weiter unten sehen.

In der einschlägigen Literatur werden beide Indikatrix-Arten einfach als „Indikatrix“ bezeichnet; um aber Mißverständnisse zu vermeiden, unterscheiden wir in diesem Text konsequent zwischen 3D- und 2D-Indikatrizes.

1.6.2. Optisch isotrope Materialien

Untersucht man Flüssigkeiten, Lösungen, Kunststoffe, Glas oder Mineralien, die im kubischen System kristallisieren (z.B. Kochsalz), so sind die Brechungsindizes in allen Raumrichtungen gleich, die 3D-Indikatrix ist eine Kugel und alle 2D-Indikatrizes sind Kreise. Man bezeichnet solche Materialien als „optisch isotrop“; sie zeigen keinerlei Doppelbrechung, zwischen gekreuzten Polfiltern erscheinen sie bei jeder beliebigen Orientierung dunkel.

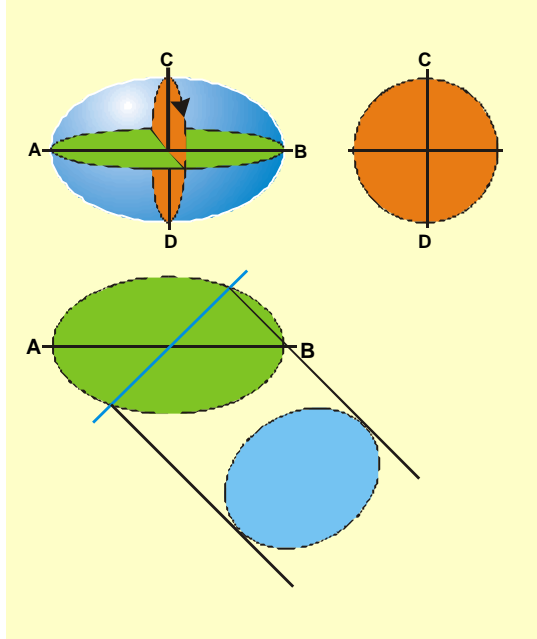
1.6.3. Optisch anisotrope Materialien

Die meisten Mineralien sind „optisch anisotrop“, die 3D-Indikatrix ist ein Ellipsoid. Schneidet man ein Ellipsoid, so ist jeder beliebige Schnitt eine Ellipse, Schnitte durch den Ursprung – also 2D-Indikatrizes – sind dann ebenfalls Ellipsen, und da die Abstände zwischen Ursprung und 3D- bzw. 2D-Indikatrix die Werte der jeweiligen Brechungsindizes repräsentieren, sind diese Werte in jeder Richtung anders: Das Material ist doppelbrechend. Zwischen gekreuzten Polfiltern untersucht, zeigt das Material

alternierend alle 45° eine „Hellstellung“ und eine „Dunkelstellung“. Außerdem sind die an sich farblosen Kristalle bei Untersuchung mit polarisiertem Licht farbig.

1.6.3.1. Optisch einachsige Kristalle

Die 3D-Indikatrices optisch einachsiger Kristalle sind Rotationsellipsoide („zweiachsige Ellipsoide“). Man erhält sie, indem man eine Ellipse um eine ihrer Hauptachsen rotieren läßt. Rotiert die erzeugende Ellipse um ihre große Achse, ist das Rotationsellipsoid zigarrenförmig (Abb.12, grüne Ellipse), rotiert die erzeugende Ellipse um ihre kurze Achse, hat das Rotationsellipsoid die Form eines Berliners.



Schneidet man das Ellipsoid rechtwinklig zu seiner Rotationsachse, ist die 2D-Indikatrix ein Kreis (brauner Schnitt). Blickt man also in Richtung dieser Achse (AB) durch das Material, so verhält es sich „optisch isotrop“, d.h., bei gekreuzten Polfiltern erscheint ein derartig orientierter Dünnschliff in allen Stellungen des drehbaren Objektisches dunkel.

Schneidet man schief zur optischen Achse, sind die 2D-Indikatrices Ellipsen, wobei die Längendifferenz der beiden Hauptachsen die Größe der jeweiligen „effektiven Doppelbrechung“ angibt (blauer Schnitt).

Abb.12 Rotationsellipsoid

Schneidet man schließlich entlang der optischen Achse (AB), erhält man als 2D-Indikatrix eine Ellipse maximaler Streckung (grüne Ellipse = erzeugende Ellipse) – untersucht man also einen Dünnschliff, der zufällig parallel zur Richtung der optischen Achse orientiert ist, so ist die Doppelbrechung maximal.

1.6.3.2. Optisch zweiachsige Kristalle

Die 3D-Indikatrix optisch zweiachsiger Kristalle ist ein dreiachsiges Ellipsoid, dessen Gestalt an einen Brotlaib erinnert (Abb.13). Der Schnitt durch die Punkte ABCD ist eine Ellipse (blau), desgleichen liefern die Schnitte senkrecht zu dieser Ellipse wiederum Ellipsen (rot, grün) Alle anderen Schnitte (auch schiefe Schnitte!) durch ein derartiges Ellipsoid sind ebenfalls wiederum Ellipsen.

Da ein dreiachsiges Ellipsoid keinerlei Rotationssymmetrie aufweist, erwartet man auch keine optische Achsen, aber dies ist falsch – tatsächlich gibt es auch hier Blickrichtungen, bei denen sich das Material optisch isotrop verhält:

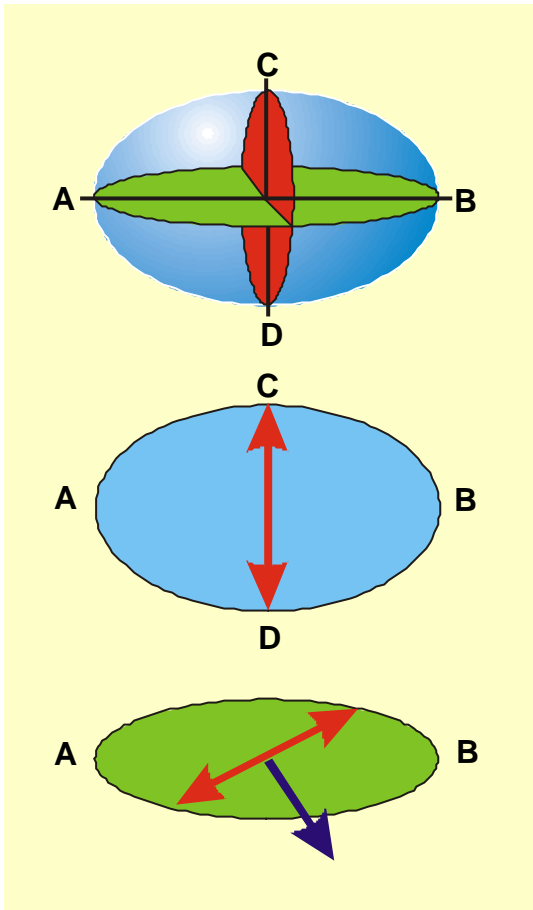


Abb.13 Dreiachsiges Ellipsoid

Betrachten wir hierzu die rote Ellipse: Ihre lange Achse ist die Gerade CD (mittleres Bild, roter Pfeil), ihre kurze Achse liegt senkrecht zur langen Achse. Dreht man nun die rote Ellipse im Uhrzeigersinn, so ändert sich an der langen Achse nichts, die kurze Achse, die in der Ebene der grünen Ellipse liegt, wird jedoch immer länger (Abb.13, unteres Bild). Bei einem bestimmten Drehwinkel ist dann die kurze Achse (roter Pfeil) genau so lang wie die lange Achse – die Ellipse ist zu einem Kreis entartet. Blickt man nun senkrecht zu dieser Kreisebene durch das Material, erscheint es optisch isotrop (blauer Pfeil). Diese Richtung repräsentiert eine optische Achse. Aus Symmetriegründen existiert noch eine weitere optische Achse spiegelbildlich zu der ersten – daher die Bezeichnung „optisch zweiachsige Kristalle“.

Beide Achsen liegen in der Ebene der grünen Ellipse und sowohl die lange Achse AB des Ellipsoides als auch die kürzeste Achse (Schnitt rot/grün) halbieren die Winkel zwischen den beiden optischen Achsen – man bezeichnet diese Achsen auch als Bisektrizes.

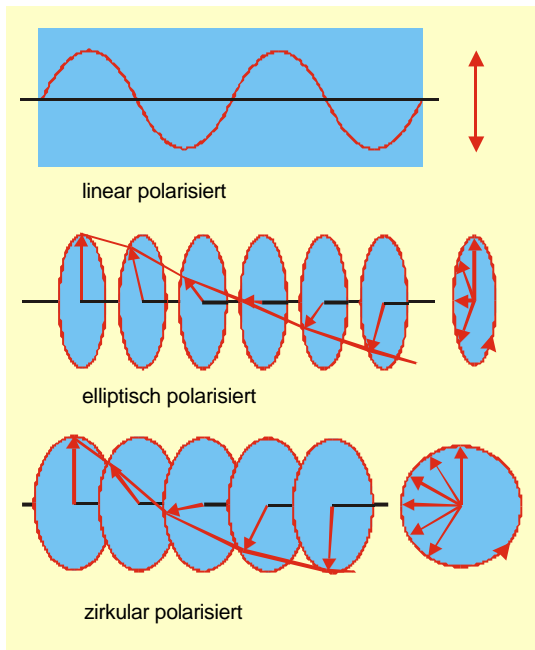
1.7. Polarisiertes Licht

Wirft man einen Korken auf eine sich fortbewegende Wasserwelle, so stellt man fest, daß der Korken auf und ab pendelt, während sich der Wellenzug waagrecht fortbewegt: Die Richtung der Schwingung des Mediums steht somit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Derartige Wellen werden als „Transversalwellen“ bezeichnet.

Eine Eigenart derartiger Wellen ist ihre Polarisierbarkeit. Hierzu betrachten wir die Größe und Richtung der Auslenkung (Abb.14, rote Pfeile), wobei man bei Seilwellen oder Wasserwellen die Auslenkung in Metern mißt, während bei Lichtwellen die „Auslenkung“ durch Größe und Richtung des elektrischen Feldvektors definiert ist .

Im einfachsten Falle liegen alle „Auslenkungspfeile“ (Auslenkungsvektoren) in einer Ebene (Abb.14 oben), oder, was auf dasselbe hinausläuft, der örtliche Auslenkungspfeil schwingt entlang einer Geraden hin und her. Man bezeichnet eine solche Welle als „linear polarisiert“. Wasserwellen sind von Natur aus linear polarisiert, Seilwellen, wenn man das einseitig festgebundene Seil mit der Hand nur auf und ab schwingt; linear polarisiertes Licht erzeugt man mit Hilfe spezieller „Polarisationsfilter“. Laserlicht ist stets polarisiert (nicht unbedingt linear).

Versetzt man ein Seil in Schwingung und bewegt die Hand dabei nicht nur auf und ab, sondern schwingt man die Hand erst senkrecht, dann schräg, dann waagrecht u.s.w., so resultiert eine „Spiralwelle“ (Abb.14 unten). Der örtliche Auslenkungspfeil bleibt stets gleich lang, er bewegt sich mit seiner Spitze auf einem Kreis. Eine derartige Welle ist „zirkular polarisiert“.



Ändert der Auslenkungspfeil der zirkular polarisierten Welle während eines Umlaufes auch noch seine Länge, genauer, bewegt sich die Spitze entlang einer Ellipse, ist die Welle „elliptisch polarisiert“ (Abb.14, Mitte).

Da Licht eine Transversalwelle darstellt, ist auch Licht polarisierbar. Lineare und zirkulare Polarisation sind Grenzfälle. Insbesondere gilt: Durchsetzt linear polarisiertes Licht ein doppelbrechendes Medium, so ist das austretende Licht in der Regel mehr oder weniger elliptisch polarisiert, in speziellen Fällen auch linear oder zirkular.

Um die Vorgänge zu verstehen, die sich beim Durchstrahlen einer doppelbrechenden Scheibe mit linear polarisiertem Licht abspielen, geht man davon aus, daß linear polarisiertes Licht durch Überlagerung zweier ebenfalls linear polarisierten Wellen entsteht, die gleichphasig senkrecht zueinander schwingen. Diese virtuellen Wellen werden als „Basisvektoren“ bezeichnet. Sie schwingen stets in Richtung der Hauptachsen der Indikatrix (Abb. 14 a, b). Sind die Hauptachsen gegenüber dem linear polarisiertem Licht um 45 Grad gedreht, besitzen beide virtuellen Wellen dieselbe Amplitude (Abb. 14 a), andernfalls sind die Amplituden unterschiedlich (Abb.14 b). Man beachte, daß es bei den folgenden Überlegungen lediglich auf die Orientierung und Brechungswerte der Hauptachsen ankommt, nicht jedoch auf die Zwischenwerte (orangefarbene Ellipse), die nur der Übersichtlichkeit halber eingezeichnet wurden.

Abb.14 Polarisation

Um die Vorgänge zu verstehen, die sich beim Durchstrahlen einer doppelbrechenden Scheibe mit linear polarisiertem Licht abspielen, geht man davon aus, daß linear polarisiertes Licht durch Überlagerung zweier ebenfalls linear polarisierten Wellen entsteht, die gleichphasig senkrecht zueinander schwingen. Diese virtuellen Wellen werden als „Basisvektoren“ bezeichnet. Sie schwingen stets in Richtung der Hauptachsen der Indikatrix (Abb. 14 a, b). Sind die Hauptachsen gegenüber dem linear polarisiertem Licht um 45 Grad gedreht, besitzen beide virtuellen Wellen dieselbe Amplitude (Abb. 14 a), andernfalls sind die Amplituden unterschiedlich (Abb.14 b). Man beachte, daß es bei den folgenden Überlegungen lediglich auf die Orientierung und Brechungswerte der Hauptachsen ankommt, nicht jedoch auf die Zwischenwerte (orangefarbene Ellipse), die nur der Übersichtlichkeit halber eingezeichnet wurden.

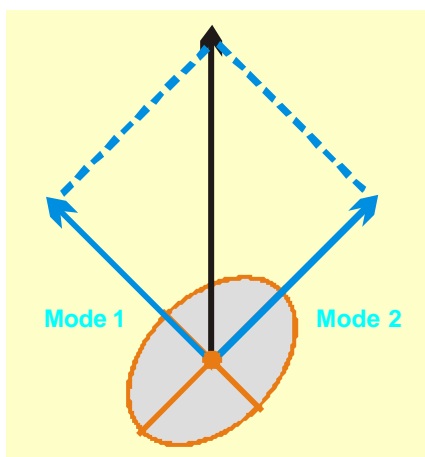


Abb.14 a

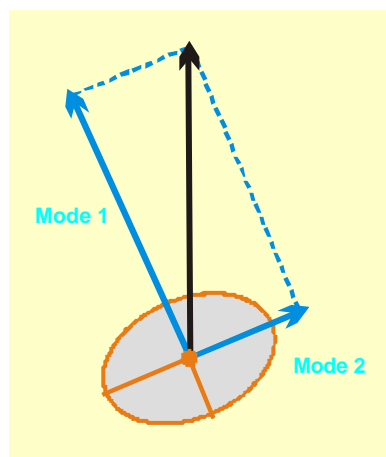


Abb.14 b

1.8. Untersuchung von Kristalldünnschliffen in polarisiertem Licht

1.8.1. Polarisationsmodendispersion (PMD)

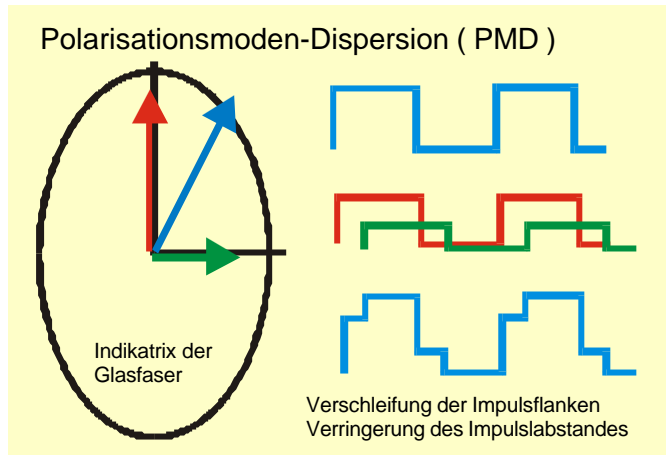


Abb.15 Polarisationsmodendispersion

Glasfasern bestehen aus Quarzglas und zeigen daher eigentlich keine Doppelbrechung. Spätestens nach dem Verlegen werden sie jedoch, bedingt durch mechanische Belastungen, schwach doppelbrechend, und man kann ihnen folglich eine 2D-Indikatrix zuordnen (Abb.15). Es gilt nun folgendes Gesetz:

Speist man in ein doppelbrechendes System linear polarisiertes Licht ein (Abb.15, blau), so setzt sich der austretende Strahl aus der Überlagerung zweier Moden zusammen,

deren Schwingungsrichtungen den beiden Hauptachsenrichtungen der 2D-Indikatrix entsprechen und deren Amplituden sich aus der vektoriellen Aufspaltung ergeben (Abb.15, rot und grün).

Da nun ein höherer Brechungsindex eine geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit bewirkt und somit eine größere Laufzeit, treten die Moden am Ende der Faser mit einem zeitlichen Versatz aus (Abb.15, die „rote“ Mode eilt der „grünen“ nach). Im nachgeschalteten Lichtdetektor überlagern sich diese Moden dann, wodurch es zu einer Verformung der anfangs scharfen Impulsflanken kommt (Abb.15). Man bezeichnet diese Erscheinung als „Polarisationsmodendispersion“, abgekürzt „PMD“. Bei einer typischen Glasfaserlänge von 100 km beträgt der Zeitversatz zwar nur etwa 10 psec (10^{-11} sec), da aber heute der Impulsabstand bei 50 psec liegt und demnächst noch darunter, bewirkt PMD u.U. erhebliche Bitübertragungsfehler, insbesondere dann, wenn beide Moden gleich stark angeregt werden, also mit der Richtung des polarisierten Lichtes einen Winkel von 45^0 bilden.

Man kann nun auf zwei Weisen Abhilfe schaffen: Entweder speist man das linear polarisierte Licht parallel zu einer der beiden Hauptachsen der 2D-Indikatrix ein, so daß die zweite Mode gar nicht angeregt wird, oder aber man schaltet hinter den Ausgang der Glasfaser ein doppelbrechendes System mit einer 2D-Indikatrix, deren Form und Lage die vorausseilende Mode gerade soweit verzögert, daß am Ausgang dieses Kompensationssystems beide Moden ohne Zeitversatz austreten. Auf die technischen Probleme derartiger Kompensationsverfahren, die sich daraus ergeben, daß sich die 2D-Indikatrix der Glasfaser ständig in Form und Lage verändert, soll hier nicht eingegangen werden.

Wir empfehlen dem Leser, sich mit diesem kleinen Kapitel sehr gründlich zu befassen, denn alle Erscheinungen, die bei der Untersuchung von Gesteinsdünnschliffen zwischen „gekreuzten Polfiltern“ auftreten, beruhen auf PMD, auch wenn dieser Begriff erst in jüngster Zeit im Zusammenhang mit der Entwicklung der optischen Nachrichtentechnik geprägt wurde!

1.8.2. Gekreuzte Polfilter

Alle folgenden Überlegungen gehen davon aus, daß im Filterhalter des Mikroskopes ein Polfilter liegt (Polarisator), dessen Durchlaßrichtung N-S-orientiert ist, und im Okular ein Polfilter (Analysator), dessen Durchlaßrichtung O-W-orientiert ist. Es kann somit kein Licht durchtreten (Dunkelstellung der Polfilter).

1.8.2.1. Beobachtungen mit monochromatischem Licht

Wir beobachten nun das Verhalten einer doppelbrechenden Kristallscheibe, die mit linear polarisiertem monochromatischem Natriumlicht bestrahlt wird, die Wellenlänge nehmen wir zu 600 nm an (tatsächlich 589 nm).

Zunächst sei die Scheibe sehr dünn. Beim Eintreten des Lichtes entstehen zwei senkrecht zueinander polarisierte Moden, die sich beim Austreten wieder zu nahezu linear polarisiertem Licht überlagern, da noch fast kein zeitlicher Versatz (Phasenverschiebung) aufgetreten ist.

Wird nun die Scheibe dicker, tritt ein zeitlicher Versatz auf, die Phasenverschiebung der Moden nimmt zu. Beim Austreten der Moden überlagern sich diese nun zu elliptisch polarisiertem Licht, wobei wir der Einfachheit halber annehmen, daß die Hauptachsen der 2D-Indikatrix um 45° gegenüber der N-S-Richtung verdreht sind, beide Moden also gleich stark angeregt werden.

1. Ohne Phasenverschiebung tritt linear polarisiertes Licht aus, das in N-S-Richtung polarisiert ist.
2. Bei geringer Phasenverschiebung überlagern sich die austretenden Moden zu elliptisch polarisiertem Licht, wobei die lange Achse der Ellipse mehr oder weniger N-S-orientiert ist.
3. Beträgt die Phasenverschiebung gerade 150 nm entsprechend einer Viertelwellenlänge, ist das Licht zirkular polarisiert.
4. beträgt die Phasenverschiebung nahezu 300 nm, erhält man abermals elliptisch polarisiertes Licht, nun aber zeigt die lange Achse der Ellipse mehr oder weniger in O-W-Richtung.
5. Bei einer Phasenverschiebung von 300 nm entsprechend der halben Wellenlänge ist das Licht in O-W-Richtung linear polarisiert.

Vergleiche hierzu Abb.16 – die roten Nummern entsprechen der Numerierung der obigen Liste.

Ohne Analysator würde das aus der Kristallscheibe austretende Licht stets dieselbe Helligkeit besitzen, da beide Moden zusammen stets dieselbe Leistung transportieren und das menschliche Auge polarisiertes Licht nicht von unpolarisiertem unterscheiden kann.

Bringt man nun einen in O-W-Richtung orientierten Analysator in den Strahlengang, so erwartet man bei oberflächlicher Betrachtung, daß bei einer Phasenverschiebung

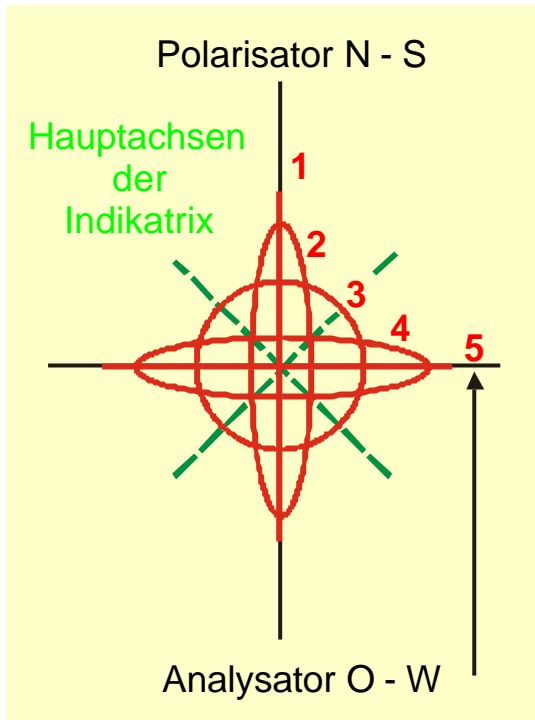


Abb.16 Überlagerung der Moden

scheiben, deren Hauptachsen mit der Richtung des polarisiertem Lichtes einen Winkel von 45 Grad bilden:

1. Die Farbe der Kristalle ist stets identisch mit der des Anregerlichtes – es treten keine „Farbspiele“ auf, die man bei Verwendung von Weißlicht beobachtet (s.u.).
2. Die maximale Intensität des Aufleuchtens ist je nach Phasenverschiebung unterschiedlich.
3. Bei einer Phasenverschiebung Δd [gemessen in nm], die der n -fachen halben Wellenlänge des Lichtes der Wellenlänge l_{md} [gemessen in nm] entspricht, erscheint der Kristall dunkel:

$$\Delta d = n \cdot l_{md} \cdot 0,5 \quad \text{bzw.} \quad l_{md} = 2 \cdot \Delta d / n \quad \{ n = 0, 1, 2, 3 \dots \}$$

4. Bei einer Phasenverschiebung, die der m -fachen Viertelwellenlänge des Lichtes der Wellenlänge l_{md} entspricht, erscheint der Kristall hell:

$$\Delta d = m \cdot l_{md} \cdot 0,25 \quad \text{bzw.} \quad l_{md} = 4 \cdot \Delta d / m \quad \{ m = 1, 3, 5 \dots \}$$

Hier mag sich der Leser fragen, welchen Sinn diese Überlegung hat, denn in einem Gesteinsdünnschliff sind ja alle Kristallscheiben gleich dick. Es ist jedoch zu bedenken, daß in einem Gestein alle Mineralkristalle derselben Art unterschiedlich orientiert sind, so daß im Dünnschliff Kristallscheiben mit stets unterschiedlichem Winkel zu den optischen Achsen vorliegen und dem entsprechend auch alle eine andere 2D-Indikatrix besitzen, d.h. eine unterschiedlich starke Doppelbrechung, wodurch jede Kristallscheibe eine andere Phasenverschiebung zeigt.

von 180 Grad (Abb.16, Fall 5) die doppelbrechende Scheibe maximale Helligkeit zeigt, tatsächlich erscheint sie jedoch dunkel, denn beide Moden schwingen nun gegensinnig und löschen sich somit aus! Tatsächlich erscheint die doppelbrechende Scheibe bei einer Phasenverschiebung von 90 Grad am hellsten (Abb.16, Fall 3).

Verdicken wir die Scheibe nun immer weiter, so werden die Erscheinungen in umgekehrter Reihenfolge durchlaufen (5 \rightarrow 1), und wenn die Phasenverschiebung gerade 600 nm erreicht entsprechend 360 Grad, ist der Kristall wieder dunkel.

Wir haben hier die zwar umständliche, aber physikalisch korrekte Erklärung gewählt, die von den Vorgängen vor Eintritt des Lichtes in den Analysator ausgeht.

Bei Beobachtung mit monochromatischem linear polarisiertem Licht gilt für Kristall-

1.8.2.2. Beobachtungen mit weißem Licht

Gewöhnlich untersucht man Gesteinsdünnschliffe unter Verwendung von Lampenlicht, das man näherungsweise als Weißlicht betrachten kann, da alle Spektralfarben vorhanden sind. Der Einfachheit halber gehen wir davon aus, daß das sichtbare Spektrum Wellenlängen von 400 nm (violett) bis 800 nm (rot) umfaßt (die tatsächlichen Grenzen weichen geringfügig ab). Wiederum betrachten wir den Fall gekreuzter Polfilter (Hintergrund schwarz) und einer Orientierung der 2D-Indikatrix von 45 Grad gegen die Achsen der Polfilter verdreht.

Auch hier gelten dieselben Gesetze, die eben abgeleitet wurden, allerdings muß man diese Gesetze nun gleichzeitig auf alle Wellenlängen anwenden, wodurch die Überlegungen unübersichtlicher werden.

Betrachten wir zunächst den Fall einer Phasenverschiebung von $\delta = 200$ nm: Es werden alle Wellenlängen $\lambda_{\text{md}} = 2 \times 200 \text{ nm} / n$ ($n = 1, 2, 3 \dots$) vom Analysator gesperrt, also 400 nm, 200 nm, 67 nm ... Alle Wellenlängen, die im UV-Bereich liegen, interessieren nicht weiter. Ausgelöscht wird ein kleiner Teil des violetten Anteils des Spektrums (400 nm), heller erscheinen die Wellenlängen 800 nm, 267 nm, 160 nm ... Da der größte Teil des Spektrums unbeeinflusst bleibt, erscheint der Kristall bei gekreuzten Polfiltern kaum gefärbt.

Für $\delta = 400$ nm werden die Wellenlängenbereiche 800 nm, 400 nm, 267 nm u.s.w. gesperrt, hell erscheinen die Wellenlängenbereiche 1600 nm, 533 nm, 320 nm ... Der Kristall sollte nach dieser einfachen Überlegung grün erscheinen, SCHNEIDERHÖHN gibt als Farbe „gelb“ an.

Man bezeichnet die obigen Interferenzfarben als „Interferenzfarben 1.Ordnung“. Da weißes Licht dominiert, erscheinen diese Farben blaß, pastellfarben bzw. „kalt“.

Bei größeren Phasenverschiebungen treten die „Interferenzfarben 2.Ordnung“ und „höherer Ordnung“ in Erscheinung, hier zwei Beispiele:

δ [nm]	dunkel [nm]	hell [nm]
800	1600, <u>800</u> , <u>533</u> , <u>400</u> , 320	3200, 1066, <u>640</u> , <u>457</u> , 355
1600	3200, 1600, 1067, <u>800</u> , <u>640</u> , <u>533</u> , <u>457</u> , <u>400</u>	6400, 2133, 1280, 914, <u>711</u> , <u>582</u> , <u>492</u> , <u>427</u>

Bei noch größeren Phasenverschiebungen treten im sichtbaren Bereich immer mehr helle und dunkle Banden auf, wobei sich die hellen Banden komplementär mehr oder weniger zu weißem Licht ergänzen. Die Interferenzfarben höherer Ordnung sind daher wieder blasser, sie sind mehr oder weniger grauweiß mit einem Farbstich. Schließlich gehen sie in ein „Weiß höherer Ordnung“ über (Abb.17).

Der Zusammenhang zwischen Interferenzfarbe und Doppelbrechung, also der Differenz der Brechungsindizes der Hauptachsen der 2D-Indikatrix, gibt Abb. 18 wieder, die dem Werk von SCHNEIDERHÖHN (1914) entnommen wurde.

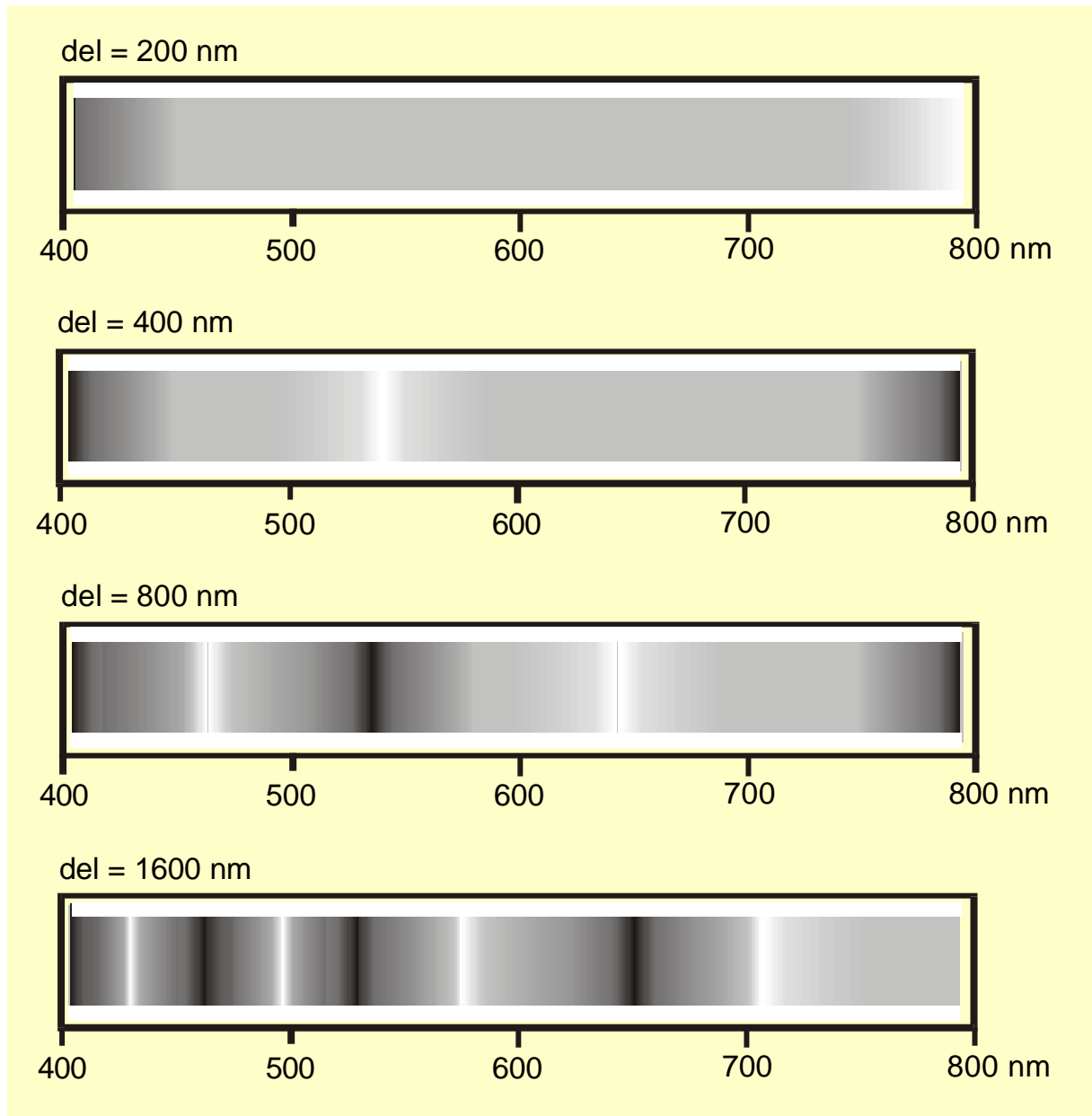


Abb.17 Interferenzspektren für unterschiedliche Phasenverschiebungen δ

Zeigt ein Kristall die Interferenzfarbe „Gelb 1.Ordnung“, so ist die Phasenverschiebung ca. 350 nm. Beträgt die Schliffdicke 20 μm (Standard), so verfolgt man zunächst die Waagerechte, bis diese bei 20 μm die grüne Senkrechte schneidet; dann folgt man der n ten Geraden und liest rechts die effektive Doppelbrechung ab – in unserem Fall $\delta_{n} = 0,018$.

Diese Methode ist nicht sehr genau, liefert jedoch wichtige Hinweise für die Bestimmung von Mineralien in Gesteinsdünnschliffen.

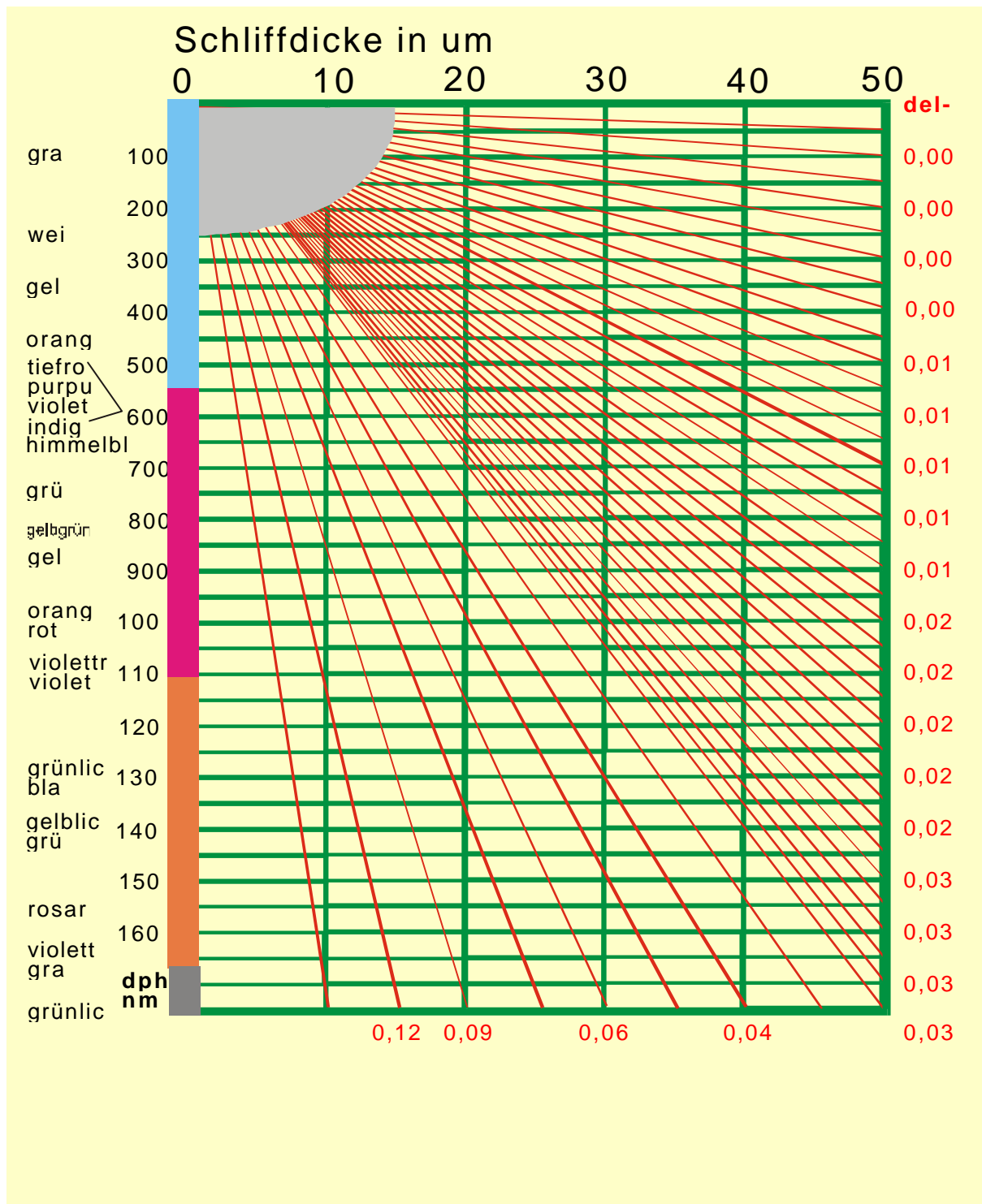


Abb.18 Interferenzfarben und Doppelbrechung (nach SCHNEIDERHÖHN)
 INTERFERENZFARBEN (nach SCHNEIDERHÖHN)

dphi [nm]	Polfilter gekreuzt	Polfilter parallel
0	schwarz	weiß
50	eisengrau	weiß
100	lavendelgrau	gelblichweiß
150	graublau	bläulichweiß
200	gräulichweiß	braungelb
250	weiß	hellrot
300	hellgelb	tiefviolett
350	lebhaft gelb	blau
430	orange gelb	graublau
450	orange	-
500	rotorange	bläulichgrün
530	rot	blassgrün
550	tiefrot	-
565	purpur	hellgrün
575	violett	grüngelb
590	indigo	goldgelb
665	himmelblau	orange
730	grünlichblau	bräunlichorange
750	grün	hellcarmin
800	hellgrün	purpur
850	gelblichgrün	violett
910	gelb	indigo
950	orange	dunkelblau
1000	orangerot	grünlichblau
1060	rot	grün
1100	violettrot	grün
1130	violett	gelblichgrün
1150	indigo	gelb

1.9. Untersuchung von Gesteinsdünnschliffen

1.9.1. Das Polarisationsmikroskop

Polarisationsmikroskope unterscheiden sich optisch nicht von normalen Durchlichtmikroskopen, sie verfügen aber über einige besondere mechanische Einrichtungen, die das Arbeiten erheblich erleichtern:

1. Die Polarisationsfilter sind solide drehbar gehalten, wobei der Polarisator arretiert werden kann und die Fassung des Analysators eine Gradeinteilung trägt.
2. Als Objektisch dient ein zentrierbarer Drehtisch, ebenfalls mit Gradeinteilung.
3. Im Tubus ist ein Schlitz für die Aufnahme eines „Kompensators“ vorhanden (s.u.).
4. Oft kann eine Hilfslinse in den Tubus eingeschwenkt werden, um „konoskopische Untersuchungen“ zu erleichtern (s.u.).

Hochwertige Polarisationsmikroskope verfügen zudem über „polarisationsfreie Objektive“. Die Linsen dieser Objektive sind frei von mechanischen Spannungen montiert, um spannungsbedingte (schwache) Eigenpolarisation zu vermeiden. Außerdem sind die Polfilter durch „Polarisationsprismen“ ersetzt, die bei gekreuzter Stellung exakt auf „schwarz“ schließen, während Polfilter gewöhnlich auch dann noch etwas Restlicht durchlassen.

Will man sich nur ein wenig mit Polarisationsmikroskopie beschäftigen, kann man durchaus ein „gewöhnliches“ Mikroskop verwenden. In den Filterhalter legt man das eine Polfilter (den Polarisator), auf das Okular das andere (den Analysator). Derartige Filtersätze, passend für normale Mikroskope, sind im Handel erhältlich.

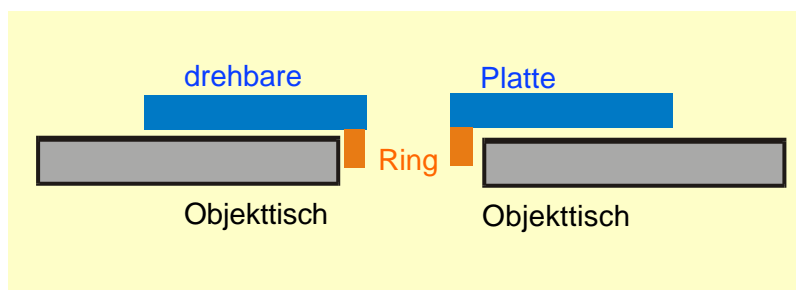


Abb.19 Primitiver Drehtisch

Ist kein zentrierbarer Drehtisch vorhanden, behilft man sich mit einer runden Scheibe, die dem Objektisch plan aufliegen muß. Man versieht die Scheibe mit einer kleinen zentrischen Bohrung und befestigt mit

Sekundenkleber unterhalb dieser Bohrung einen Ring oder eine große Unterscheibe, die genau in die Bohrung des Objektisches passen muß (ausprobieren!). Eine solche Konstruktion kann natürlich keinen zentrierbaren Drehtisch ersetzen, ist jedoch bei schwachen Vergrößerungen sehr hilfreich (Abb.19).

1.9.2 Bestimmung der Doppelbrechung

Ist die Schliffdicke bekannt, ermittelt man die Doppelbrechung der Mineralschliffe über die Interferenzfarben, wie bereits weiter oben erläutert (Abb.18, gekreuzte Polfilter, Kristall in Stellung maximaler Helligkeit). Man beachte aber, daß der so erhaltene Wert für $(n_{\max} - n_{\min})$ für jeden Kristall desselben Mineralen einen anderen Wert besitzt, da ja alle Mineralkörnchen in einem anderen Winkel zur optischen Achse geschliffen wurden! Um den für die Bestimmung wichtigen Maximalwert zu erhalten,

bestimmt man für etwa zehn Kristalle die „effektive Doppelbrechung“ und multipliziert den Mittelwert mit 2.

Ist die Schliffdicke unbekannt, ermittelt man diese zunächst mit Hilfe angeschliffener Quarzkörnchen, die in den meisten Gesteinen vorkommen. Man erkennt sie an ihrer glasigen Struktur und ihrer geringen Doppelbrechung, ferner daran, daß Quarz, der gewöhnlich als letzte Komponente bei der Gesteinsverfestigung auskristallisiert, für die anderen Mineralkörner eine Art einbettende Matrix bildet.

Zunächst ermittelt man für etwa zehn Körnchen den Wert d_{phi} über die Interferenzfarbe (Abb.18), bildet den Mittelwert und multipliziert diesen mit 2. Angenommen, der so erhaltene Wert sei 300 nm: Man wandert dann entlang der entsprechenden Waagerechten, bis diese die rote Diagonale für $\Delta n = 0,009$ schneidet (Doppelbrechung von Quarz); dies ist bei etwa 34 um der Fall – der Schliff besitzt somit eine (mittlere) Dicke von 34 um.

Sehr genaue Werte für die effektive Doppelbrechung lassen sich mit Hilfe von „Kompensatoren“ ermitteln. Dies sind doppelbrechende Scheiben bekannter maximaler Verzögerung, die definiert gedreht und/oder gekippt werden können. Man schiebt das Plättchen zwischen Objekt und Analysator ein und dreht/kippt es dann solange, bis der zunächst helle Kristall vollständig dunkel erscheint. In dieser „Subtraktionsstellung“ hat man die Laufzeitdifferenz gerade wieder rückgängig gemacht – der Vorgang entspricht dem der PMD-Kompensation (vgl. 1.8.1.)! Der Wert für die effektive Doppelbrechung ergibt sich dann über eine Eichkurve aus dem Dreh- bzw. Kippwinkel. Derartige Kompensatoren sind sehr teuer, außerdem können sie nur zusammen mit dem dafür geeigneten Polarisationsmikroskop sinnvoll eingesetzt werden, wobei auf die korrekte Ausrichtung des Polarisators und ggf. der Einschuböffnung zu achten ist. Aber auch dann muß die maximale Doppelbrechung statistisch ermittelt werden!

1.9.3. Konoskopische Untersuchungen

Für die Bestimmung von Mineralien ist es wichtig zu wissen, ob diese „optisch positiv einachsig“, „optisch negativ einachsig“ oder „optisch zweiachsig“ sind. Bei günstig orientierten Schliffen läßt sich dies schon bei normaler Durchlichtuntersuchung feststellen (gekreuzte Polfilter, Weißlicht):

Erscheint ein spezieller Kristallschliff eines offensichtlich doppelbrechenden Mineralen bei gekreuzten Polfiltern bei allen Stellungen des Drehtisches (mehr oder weniger) dunkel, so ist die Blickrichtung offenbar (nahezu) identisch mit der Richtung der optischen Achse – das Mineral ist „optisch einachsig“, ob „positiv“ oder „negativ“ läßt sich nicht entscheiden (vgl. hierzu 1.6.3.1. Optisch einachsige Kristalle).

Erscheint ein spezieller Kristallschliff eines offensichtlich doppelbrechenden Mineralen bei gekreuzten Polfiltern bei allen Stellungen des Drehtisches (mehr oder weniger) hell, so ist die Blickrichtung (nahezu) identisch mit der Richtung einer der beiden optischen Achsen – das Mineral ist „optisch zweiachsig“ (vgl. hierzu 1.6.3.2. Optisch zweiachsige Kristalle). Wie mit der hier vorgestellten einfachen Theorie nicht erklärt werden kann, ist das austretende Licht in diesem Falle zirkular polarisiert, was dann natürlich dazu führt, daß die Kristallscheibe bei jeder Stellung des Drehtisches hell erscheint.

Leider findet man in kleinen Dünnschliffen derartig günstig orientierte Anschliffe nur selten, man benötigt also eine Methode, die es auch bei weniger günstig orientierten Kristallen möglich macht, die Achsenverhältnisse zu ermitteln. Diese Methode ist die „konoskopische Untersuchung“, die sich leicht durchführen läßt, den meisten Mikroskopikern jedoch sehr fremd erscheint, da diese Art der Beobachtung keine „Bilder“ liefert.

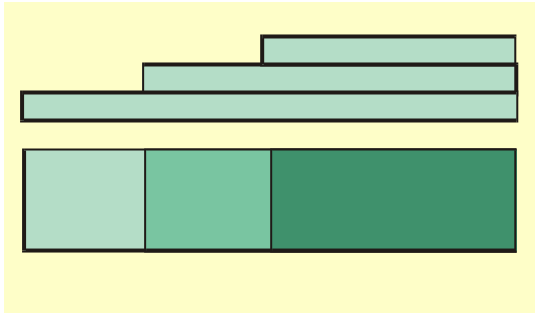


Abb.20 Glimmertreppe

Als Beobachtungsobjekt sollte man sich eine dünne Glimmerscheibe besorgen, die man in parallele Streifen von ca. 4 mm Breite zerlegt; diese Streifen klebt man in gleicher Orientierung (!) mit Kanadabalsam zu einer „Treppe“ übereinander, so daß nun mehrere kleine Quadrate unterschiedlicher Phasenverzögerung zur Verfügung stehen (Abb.20). Glimmerplättchen werden zur isolierenden Montage von Lasttransistoren verwendet; am einfachsten ist es daher, sich in einer Elektronik-

handlung ein „Montage-Set“ für Lasttransistoren zu kaufen; eventuell ist es sogar möglich, die Glimmerplättchen einzeln zu beziehen.

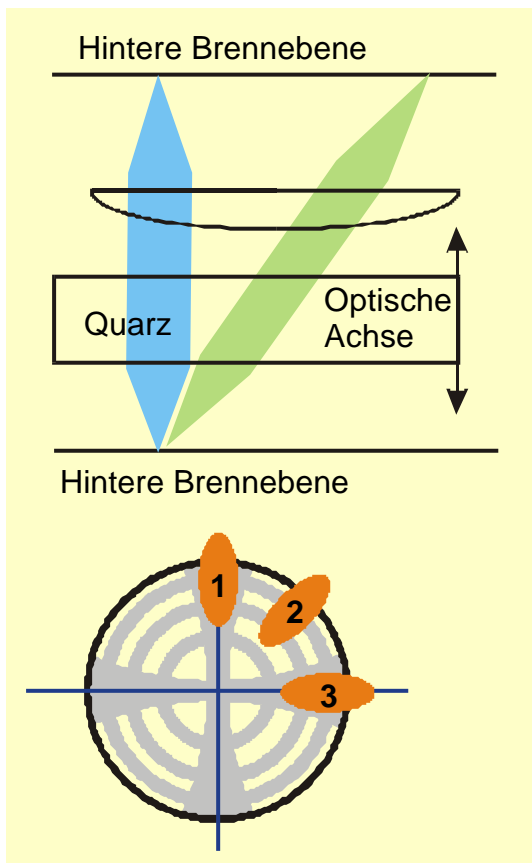


Abb.21 Konoskopie

Die konoskopische Untersuchung soll nun am Beispiel eines Quarzschliffes erläutert werden, der senkrecht zur optischen Achse orientiert ist (Abb.21, Polarisator N-S-orientiert, Analysator O-W-orientiert).

Zunächst stellt man scharf, dann entfernt man das Okular, setzt den Analysator in derselben Orientierung auf den nun leeren Tubus und blickt durch diesen auf die hintere Brennebene des Objektivs (bei Kurzsichtigkeit Brille benutzen!); steht ein Justierobjektiv zur Verfügung, wie man es für die Justierung bei Phasenkontrast verwendet, ersetzt man das Okular durch dieses Justierokular, sofern man auf oder in demselben den Analysator befestigen kann.

Bei schwachen Objektiven erkennt man ein dunkles „Malteserkreuz“, dessen Lage sich weder bei Verschiebung noch bei Drehung des Präparates verändert (allenfalls bewegt sich das Zentrum auf einem kleinen Kreis). Die Erklärung liefert Abb.21:

1. Der Strahl, der parallel zur optischen Achse durchtritt, verändert das N-S-polarisierte Licht nicht, so daß es nicht durch den Analysator hindurchtreten kann – das Zentrum des Bildes ist also schwarz.
2. Für Strahlen, welche die Kristallscheibe schräg durchsetzen, mit der Richtung der optischen Achse also einen Winkel bilden, ist die Kristallscheibe dagegen doppelbrechend. Die entsprechenden Indikatrices sind in Abb.21 als kleine Ellipsen dargestellt. Bei den Ellipsen 1 und 3 ist das N-S-polarisierte Licht parallel zu einer der beiden Hauptachsen, es wird nur die N-S-orientierte Mode angeregt und das austretende Licht kann ebenfalls nicht den Analysator passieren – dies führt zu den „Armen“ des Malteserkreuzes, die stets in die Richtung der beiden Polfilter zeigen.
3. Für Lichtstrahlen, welche die Platte z.B. in NO-Richtung durchsetzen, wird die Indikatrix durch Ellipse 2 wiedergegeben. Die beiden Hauptachsen bilden nun mit dem N-S-polarisierten Licht einen Winkel von 45° , beide Moden werden angeregt und das Licht kann den Analysator passieren.

Geht man nun zu Objektiven mit höherer Apertur über (40x, besser 60x), so wird das konoskopische Bild zwar kleiner, zeigt aber neue Einzelheiten: Es kommen nun konzentrische Ringe hinzu (Abb.21). Dieses Phänomen läßt sich ebenfalls einfach erklären: Es werden nun auch Lichtstrahlen „eingefangen“, welche die Kristallscheibe ziemlich schräg durchsetzen, für welche die Kristallscheibe also immer dicker wird – und je dicker die Scheibe, desto größer die Phasenverschiebung (vgl. 1.8.2.1. Beobachtungen mit monochromatischem Licht). Immer dann, wenn die Phasenverschiebung gerade $n \times 360^{\circ}$ beträgt, wird das Licht ausgelöscht – bei Untersuchung mit monochromatischem Licht erhält man dann einen schwarzen Ring, bei Untersuchung mit weißem Licht erhält man farbige Ringe („Isochromen“), wobei sich die Farben aus der jeweiligen Phasenverschiebung ergeben (vgl. Abb.18).

Der Vorteil der konoskopischen Untersuchung liegt nun darin, daß auch für Kristalle, die schräg zur optischen Achse angeschliffen wurden, sofern nicht zu schräg, die optische Einachsigkeit leicht nachgewiesen werden kann: In diesem Falle liegt das

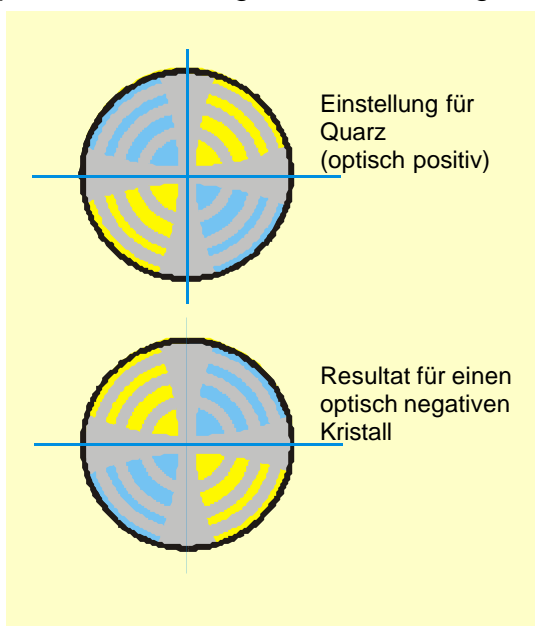


Abb.22 Optisch einachsige Kristalle

Zentrum des „Malteserkreuzes“ außerhalb des konoskopischen Bildes und wandert dementsprechend beim Drehen des Objektives außen um das Bild herum, wobei nacheinander alle vier Arme des Kreuzes einschließlich der konzentrischen Ringe durch das konoskopische Bild wandern.

Auch zwischen positiver oder negativer optischer Einachsigkeit kann nun leicht unterschieden werden. Hierzu eicht man das Mikroskop mit Hilfe eines Quarzkristalles, der einigermaßen senkrecht zur optischen Achse angeschliffen wurde: Man legt in den Strahlengang zusätzlich ein Verzögerungsplättchen und orientiert dieses so, daß der NO-Quadrant eine niedrigere Interferenzfarbe zeigt (z.B. gelb, geringere Phasenverschiebung) als der SO-

Quadrant (z.B. blau, höhere Phasenverschiebung). Diese Stellung des Verzögerungsplättchens wird markiert. Besitzt das Verzögerungsplättchen eine Phasenverschiebung von etwa 500 nm, so erscheint das Malteserkreuz nun rot (Rot 1.Ordnung). Alle optisch einachsigen Kristalle, die in gleicher Weise im NO-Quadranten die niedrigere Interferenzfarbe zeigen, sind dann, genau so wie Quarz, optisch positiv einachsig. Kehren sich die Verhältnisse um (höhere Interferenzfarbe im NO-Quadranten), liegt ein optisch negativ einachsiger Kristall vor. Auch diese Beobachtungen lassen sich an Kristallen durchführen, die schief zur optischen Achse angeschliffen wurden (Abb.22).

Bei optisch zweiachsigen Kristallen sind die Verhältnisse wesentlich unübersichtlicher, insbesondere in dem leider sehr häufig vorkommenden Fall, daß die beiden Achsen einen Winkel von etwa 90° besitzen.

Schaut man genau in Richtung einer der beiden optischen Achse, so erscheint bei konoskopische Untersuchung ein dunkler Querbalken, der sich beim Drehen des Tisches in entgegengesetzter (!) Richtung dreht.

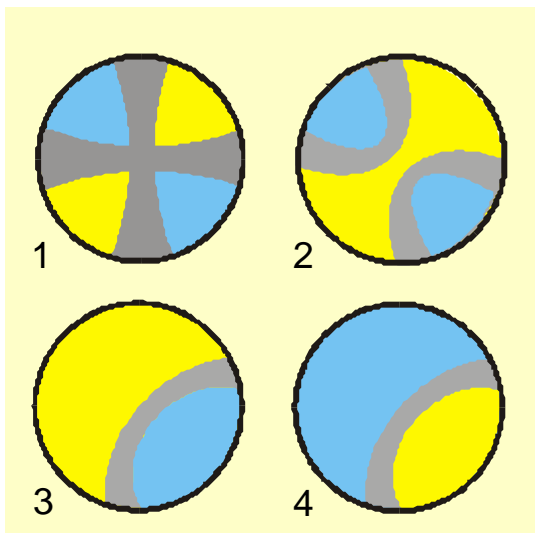


Abb.23 Ein- und zweiachsige Kristalle

Weichen die Achsenrichtungen nur wenig voneinander ab und schaut man in Richtung der spitzen Bisektrix, so verwandelt sich das Malteserkreuz in zwei fast rechtwinklige Hyperbeln und das Zentrum erscheint hell (Abb.23-2). In diesem Fall kann man gut zwischen optisch positiv zweiachsigen und optisch negativ zweiachsigen Kristallen unterscheiden: Man dreht den Kristall derart, daß die Hyperbeln nach NW und SO geöffnet sind und betrachtet die Farben innerhalb der Hyperbelbögen – sind sie so angeordnet, wie bei einem optisch positiv einachsigen Kristall (Abb.23-1), ist der Kristall optisch positiv zweiachsig und umgekehrt. Diese Unterscheidung ist auch noch möglich, wenn

nur ein Hyperbelast zu sehen ist, vorausgesetzt, dieser ist hinlänglich stark gekrümmt (Abb.23-3: positiv zweiachsig; Abb.23-4: negativ zweiachsig). Auch hier sind die graudargestellten Arme tatsächlich gefärbt.

2. Das Anfertigen von Gesteinsdünnschliffen

Zum Anfertigen von Gesteinsdünnschliffen benötigt man weder eine teure Schleifvorrichtung noch übermäßig viel Geduld – vielmehr einige Glasplatten (ca. DIN A4, 5 mm stark, mit geglätteten Kanten; Glasverschnitt genügt), Schleifpulver der Körnungen 80, 220 und 500 (Siliziumcarbid, Qualität „schwarz“; erhältlich bei Steinmetzbetrieben oder Steinmetzbedarfshandlungen), ferner Hammer, Meißel und Schutzbrille(!).

Zunächst stellt man sich von dem zu untersuchenden Material Abschläge von doppelter Daumnagelgröße her, die nicht dicker als 5 mm sein sollten (unbedingt Schutzbrille verwenden!). Man gibt dann etwas Schleifpulver der Körnung 80 auf eine

Glasplatte, setzt etwas Wasser zu und schleift den Abschlag von einer Seite plan, wobei man den Abschlag entlang einer liegenden Acht führt. Man glättet dann mit Schleifpulver 220, schließlich mit Schleifpulver 500, wobei man stets naß schleift.

Wichtig beim Schleifen ist peinliche Sauberkeit, denn man muß unbedingt vermeiden, grobes Schleifpulver (ein Körnchen genügt schon!) in das feinere Schleifpulver zu verschleppen! Also für jede Körnung eine eigene Glasplatte verwenden,; beim Übergang zum nächsten Schleifpulver Abschlag und Hände(!) sehr gründlich mit Wasser abspülen!

Ist der Abschlag einseitig zugerichtet, trocknet man ihn sorgfältig mit einem Fön, benetzt ihn mit wenig(!) Xylol und klebt ihn mit heißem Canadabalsam auf einem Objektträger auf. Danach schleift man die andere Seite in gleicher Weise ab.

Wird der Schliff durchscheinend (bei ca. 1mm Dicke), geht man zu Schleifpulver 220 über und verfolgt den Schleifvorgang bei gekreuzten Polfiltern unter dem Mikroskop, wobei man den Schliff mit Wasser bedeckt (schwache Vergrößerung, kein Deckglas). Zunächst sieht man das „Weiß höherer Ordnung, dann erscheinen allmählich die Interferenzfarben höherer Ordnung, und wenn die Interferenzfarben 2g.Ordnung auftauchen, glättet man mit Schleifpulver 500, trocknet mit dem Fön, benetzt mit Xylol, bedeckt mit Canadabalsam und legt ein großes Deckglas auf. Die ganze Prozedur dauert nicht länger als eine Stunde.

Hat man etwas Übung, schleift man gegen Ende mit Schleifpulver 500 soweit herunter, daß die Interferenzfarben 1.Ordnung erscheinen – der Schliff besitzt dann eine Dicke von etwa 20 um – aber Vorsicht! Nach „dünn“ kommt „weg“!

Es empfiehlt sich, auch wenn dies paradox klingt, zunächst harte und zugleich feinkörnige Gesteine zu schleifen, da diese weniger zum Zerbröckeln neigen und deswegen problemloser zu schleifen sind. Will man konoskopisch untersuchen, sollte man dagegen grobkörnigen Granit schleifen. Sehr instruktiv sind auch keilförmige Schliffe von grobkörnigem Granit – man findet dann gelegentlich in einem Kristallschliff alle Interferenzfarben derselben Ordnung.

Will man sich eine Schliffsammlung anlegen, so sollte man zusätzlich auch zu jedem Schliff das Originalhandstück aufbewahren. Man versieht Schliff und Handstück mit derselben Nummer, wobei man die Nummern am besten mit rotem Siegelack auf den Handstücken anbringt, in den man, noch weich, die Nummer eingräbt.

3. Phasenkontrast

Alle folgenden Überlegungen gehen davon aus, daß die Lichtquelle monochromatisches Licht liefert.

3.1 Das Referenzlicht

Legt man in den Filterhalter eines Mikroskopes eine Ringblende, so wird das Bildfeld nach wie vor vollständig ausgeleuchtet!

Da von jedem Punkt der (schmalen) Ringblende eine Huygenssche Elementarwelle ausgeht bedeutet dies, daß alle Bildpunkte dieser halbkugelförmigen Elementarwellen „phasenrein“ sind, auch wenn die Phasenverschiebung wegen der unterschiedlichen optischen Wege in jedem Bildpunkt einen anderen Wert besitzt (alle Bildpunkte mit gleichem Abstand von der optischen Achse besitzen dieselbe Phasenverschiebung).

Im Falle der Phasenkontrastmikroskopie wählt man die Lage der Ringblende derart, daß sie in der hinteren Brennebene des Objektivs scharf abgebildet wird und der Durchmesser des Bildes der Ringblende etwa halb so groß ist wie das Bildfeld an dieser Stelle. Das Hintergrundlicht (Durchlicht) ist nun zum „Phasenreferenzlicht“ geworden.

Dieses Licht wandert nun weiter und bildet durch Interferenz in einigem Abstand (gewöhnlich 160 mm oder 170 mm) das „Zwischenbild“, welches man mit Hilfe des Okulares vergrößert betrachtet. Ohne Objekt sieht man, wie schon gesagt, ein vollständig und gleichmäßig ausgeleuchtetes Bildfeld (Zwischenbild).

3.2. Das Phasenbild

Tabelle A $S = \sin(a) + \sin(a + d)$

a	Referenz	Präparat d = -10	Summe S
0	0,000	- 0,174	- 0,174
10	0,174	0,000	0,174
20	0,342	0,174	0,516
30	0,500	0,342	0,842
40	0,643	0,500	1,143
50	0,766	0,643	1,409
60	0,866	0,766	1,632
70	0,940	0,866	1,806
80	0,985	0,940	1,925
90	1,000	0,985	1,985
100	0,985	1,000	1,985
110	0,940	0,985	1,926
120	0,866	0,940	1,806
130	0,766	0,866	1,632

Legt man nun ein Objekt unter das Mikroskop, dessen Brechungsindex geringfügig höher ist als der des umgebenden Mediums, erfahren die Lichtwellen, die das Präparat passieren, eine zusätzliche Phasenverzögerung. In der Ebene des Zwischenbildes interferieren die Wellen mit dem Referenzlicht, wobei das Bild des Präparates wegen der nun teilweise destruktiven Interferenz dunkler als der Hintergrund erscheint. Tabelle A gibt ein Zahlenbeispiel für eine Phasenverschiebung d von -10 Grad, beide Amplituden seien gleich.

Tabelle A zeigt, daß das Maximum der Summe S zwischen 90 und 100 Grad liegt und etwas größer als 1,965 sein muß. Da nur die Maxima verglichen werden müssen, ist es wesentlich einfacher, die beiden Maximalamplituden (Referenz und Präparat) vektoriell zu addieren. Die Länge des resultierenden Vektors ergibt sich aus der Formel (Abb.24)

$$S^2 = \text{Ref}^2 + \text{Prä}^2 - 2 \cdot \text{Ref} \cdot \text{Prä} \cdot \cos(180 - d)$$

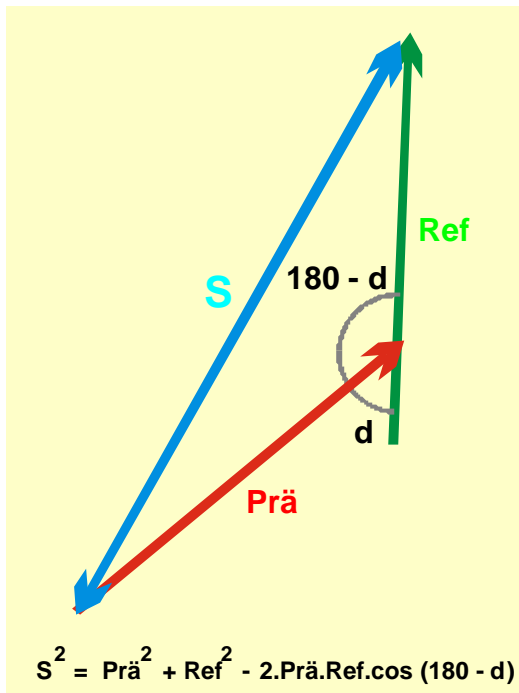


Abb.24 Berechnung von S

Mit $\text{Ref} = \text{Prä} = 1$ und $d = -10$ Grad erhält man für S^2 den Wert 3,97 und für S den Wert 1,99. Da Lichtintensitäten verglichen werden sollen und die Intensität proportional zum Amplitudenquadrat ist, kann man S^2 als Maß für die Lichtintensität auffassen.

Im obigen Beispiel sinkt die Intensität also von 4 auf 3,97 Einheiten entsprechend einer Abnahme von gerade einmal 0,75 %.

Zusammenfassend läßt sich feststellen: Legt man in den Filterhalter eine Ringblende, die in der hinteren Brennebene des Objektivs abgebildet wird, verwandelt sich das Hellfeldmikroskop zwar in ein Phasenkontrastmikroskop, allerdings ist die zusätzliche Kontraststeigerung derart gering, daß sie mit dem Auge nicht wahrgenommen werden kann – die Anordnung ist nutzlos.

3.3. Die Wirkung des „Phasenringes“

Phasenkontrastmikroskope besitzen zusätzlich zu der oben beschriebenen Ringblende ein „Phasenplättchen“ aus Glas, auf dem ein lichtschwächender transparenter Ring aufgebracht ist. Dieses Plättchen befindet sich in der hinteren Brennebene des Objektivs, der Ring ist so bemessen, daß er das Bild der Ringblende gerade vollständig bedeckt. Dies hat zur Folge, daß das Referenzlicht (Hintergrundlicht) geschwächt wird, weil das gesamte Referenzlicht den Phasenring passieren muß, während das Licht des Präparates praktisch unbeeinflusst bleibt, denn dieses passiert das gesamte Phasenplättchen und nur ein sehr kleiner Teil passiert den lichtschwächenden Ring.

Hier ein Zahlenbeispiel für den Fall, daß die Amplitude des Referenzlichtes gerade halb so groß ist wie die des Präparates ($\text{Ref} = 0,5$; $\text{Prä} = 1$)

Für $d = 0$ Grad ist $S = 1,500$ und $S^2 = 2,25$

Für $d = -10$ Grad ist $S = 1,742$ und $S^2 = 2,23$

Die Intensitätsabnahme beträgt also 0,02 Einheiten entsprechend 0,9 %. Ein solcher Phasenring, z.B. aus Lack hergestellt, bringt zwar eine gewisse Verbesserung, aber noch immer ist das Ergebnis unzureichend.

Tatsächlich besteht der Phasenring aus einem lichtschwächenden Material, das zusätzlich einen Phasensprung von 90 Grad bewirkt. In die oben angegebene Formel muß nun der Winkel $(180 - 90 + d)$ eingesetzt werden. Mit $\text{Ref} = 0,5$ und $\text{Prä} = 1$ resultieren jetzt für $d = 0$ Grad bzw. $d = -10$ Grad die folgenden Werte:

$$S = 1,12 \quad \text{und} \quad S^2 = 1,25 \quad (d = 0)$$

$$S = 1,04 \quad \text{und} \quad S^2 = 1,08 \quad (d = -10)$$

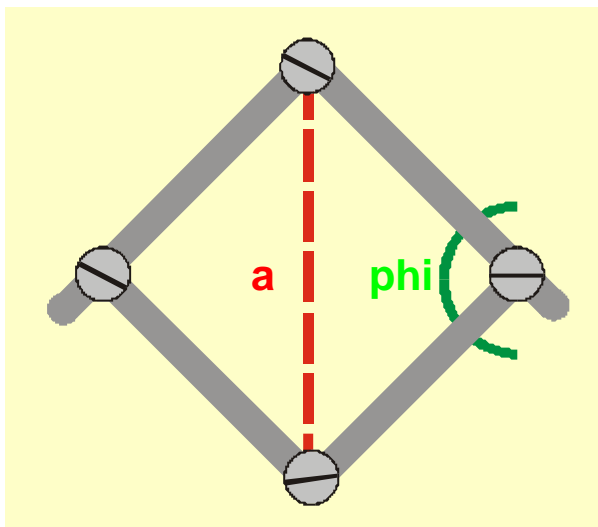


Abb.25 Mechanisches Modell

Bei einer Phasenverschiebung des Präparatlichtes um -10 Grad nimmt nun die Intensität um 0,17 Einheiten ab entsprechend 14 %. Diese Lichtschwächung läßt sich klar erkennen!

Abbildung 25 ist ein mechanisches Modell, das die Vektoraddition gemäß Abb.24 veranschaulicht. Die rote Linie der Länge a kann man sich als Gummiband vorstellen. Drückt man den Rahmen seitlich weit zusammen, so daß er die Form einer schmalen Raute annimmt (Phasendifferenz nahe 0 Grad), bewirkt eine kleine Winkeländerung $\Delta\phi$ nur eine sehr kleine Längenänderung Δa des Gummibandes. Spreizt man den

Rahmen, wie in Abb.25 dargestellt (Phasenverschiebung ca. 90 Grad), so wirkt sich dieselbe Winkeländerung $\Delta\phi$ maximal auf die Längenänderung aus. Zieht man den Rahmen noch weiter auseinander, so daß eine liegende Raute entsteht (Phasenverschiebung nahe 180 Grad), nimmt Δa bei gleichem $\Delta\phi$ wieder ab. Mathematisch läßt sich dies leicht beweisen: Man differenziert S^2 zweimal nach d und setzt dann die zweite Ableitung gleich null.

3.4. Phasenverschiebung biologischer Objekte

Phasenkontrastmikroskopie wird vorwiegend zur Beobachtung lebender Objekte angewendet, das Beobachtungsmedium ist daher Wasser ($n = 1,333$), und auch der Zellinhalt besitzt gewöhnlich diesen Brechungsindex. Proteinstrukturen besitzen einen etwas höheren Brechungsindex, er liegt bei 1,35. Nimmt man als Schichtdicke s einen Wert von 5 μm an, so läßt sich die Phasenverzögerung $\Delta\phi$, gemessen in μm , berechnen:

$$\Delta\phi = s \cdot (n_1 - n_2)$$

Setzt man die obigen Werte ein, erhält man für $\Delta\phi$ den Wert 0,085 μm . Da die Wellenlänge von grünen Licht 0,550 μm beträgt, entspricht der $\Delta\phi$ -Wert einer Phasenverschiebung von 15 % entsprechend 54 Grad. Da schon eine Phasenverschiebung

von 10 Grad eine deutliche Lichtschwächung der beobachteten Struktur bewirkt, werden selbst sehr zarte und nur schwach lichtbrechende Strukturen deutlich dunkler wiedergegeben.

Angemerkt sei, daß das hier beschriebene Phasenkontrastverfahren als „positiver Phasenkontrast“ bezeichnet wird (stärker lichtbrechende Strukturen werden dunkel vor hellem Hintergrund wiedergegeben), es lassen sich aber auch Phasenkontrasteinrichtungen mit „negativem Phasenkontrast“ realisieren (stärker lichtbrechende Strukturen werden hell vor dunklem Hintergrund wiedergegeben).

Ferner sei betont, daß handelsübliche Phasenkontrasteinrichtungen für die Beobachtung sehr dünner lebender Objekte optimiert sind – zu dicke und zu stark lichtbrechende Objekte führen zu Störungen.

3.5. Weißlicht-Phasenkontrast

Gewöhnlich verwendet man bei der Phasenkontrastmikroskopie Lampenlicht, das man näherungsweise als weißes Licht betrachten kann. Auch hier gelten die obigen Erklärungen uneingeschränkt, allerdings ist nun zu bedenken, daß eine Phasenverschiebung δ , gemessen in μm , je nach Spektralbereich des weißen Lichtes zu ganz unterschiedlichen Phasenverschiebungen d , gemessen in Winkelgraden, führt. So entspricht eine Phasenverschiebung von 100 nm im Falle von violettem Licht (Wellenlänge 400 nm) einer Phasenverschiebung d von 90 Grad, im Falle von rotem Licht (Wellenlänge 800 nm) einer Phasenverschiebung d von nur 45 Grad. Je nach Wellenlänge ist der Bildkontrast folglich unterschiedlich. Außerdem dürfte auch die Phasenverschiebung des Phasenringes wellenlängenabhängig sein.

4. Differential-Phasenkontrast

4.1. WOLLASTONE-Prismen

Schleift man das stark doppelbrechende Mineral Calcit (Kalziumkarbonat, „Doppelspat“) in geeigneten Winkeln zur optischen Achse derart an, daß zwei Prismen entstehen, und kittet diese Prismen in geeigneter Orientierung zu einer quadratischen Säule zusammen, so wird diese Säule, deren Stirnseiten senkrecht zu den Seiten orientiert sind, als „WOLLASTONE-Prisma“ bezeichnet.

Alle WOLLASTONE-Prismen besitzen die folgenden Eigenschaften:

1. Schickt man einen unpolarisierten Lichtstrahl in das Prisma, verlassen zwei divergierende Strahlen gleicher Intensität das Prisma, deren Licht senkrecht zueinander polarisiert ist.
2. Schickt man einen linear polarisierten Lichtstrahl in ein WOLLASTONE-Prisma, dessen 2D-Indikatrix um 45 Grad gegenüber der Schwingungsrichtung des eintretenden Strahles gedreht ist, verlassen das Prisma ebenfalls zwei divergierende Strahlen gleicher Intensität, deren Licht senkrecht zueinander polarisiert ist.

Abbildung 26 zeigt verschiedene Typen von WOLLASTONE-Prismen:

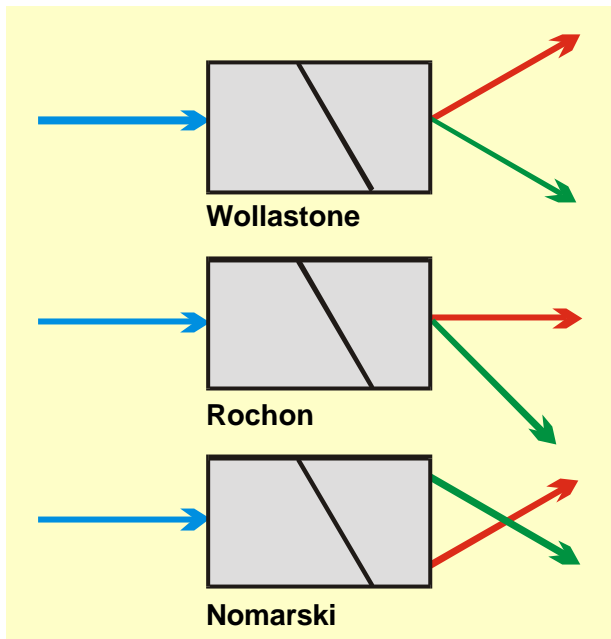


Abb.26 Verschiedene Typen von WOLLASTONE-Prismen

Das obere Prisma ist ein „klassisches“ WOLLASTONE-Prisma. Handelsüblich sind Divergenzwinkel von 15 Grad und 45 Grad. Man verwendet es als Strahlenteiler.

Beim ROCHON-Prisma tritt der „ordentliche Strahl“ entlang der optischen Achse aus, der andere Strahl wird nicht verwendet. Derartige Prismen verwendet man in hochwertigen Polarisationsmikroskopen an Stelle von Polarisationsfiltern, da letztere auch bei „Dunkelstellung“ noch ein wenig Restlicht durchlassen.

Bei NOMARSKI-Prismen schneiden sich die austretenden Strahlen in einem Brennpunkt. Diese Filter verwendet man zur Realisierung des Interferenz-Phasenkontrastes, abgekürzt „DIC“ oder auch „DIK“.

4.2. Aufbau eines DIC-Mikroskopes

Im Filterhalter des Kondensors befindet sich ein Polfilter (NS-Richtung). Nachgeschaltet ist ein NOMARSKI-Prisma, wobei die Linsen des Kondensors derart dimensioniert sind, daß die beiden räumlich versetzten Strahlen das Präparat praktisch parallel durchstrahlen – genauer: Von jedem Punkt der Stirnfläche des Prismas gehen räumlich versetzte Strahlenpaare aus (im Beispiel weiter unten erfolgt der Versatz in OW-Richtung). Der räumliche Versatz ist so gering, daß er unterhalb der Auflösung der abbildenden Optik liegt (ca. 0,3 μm).

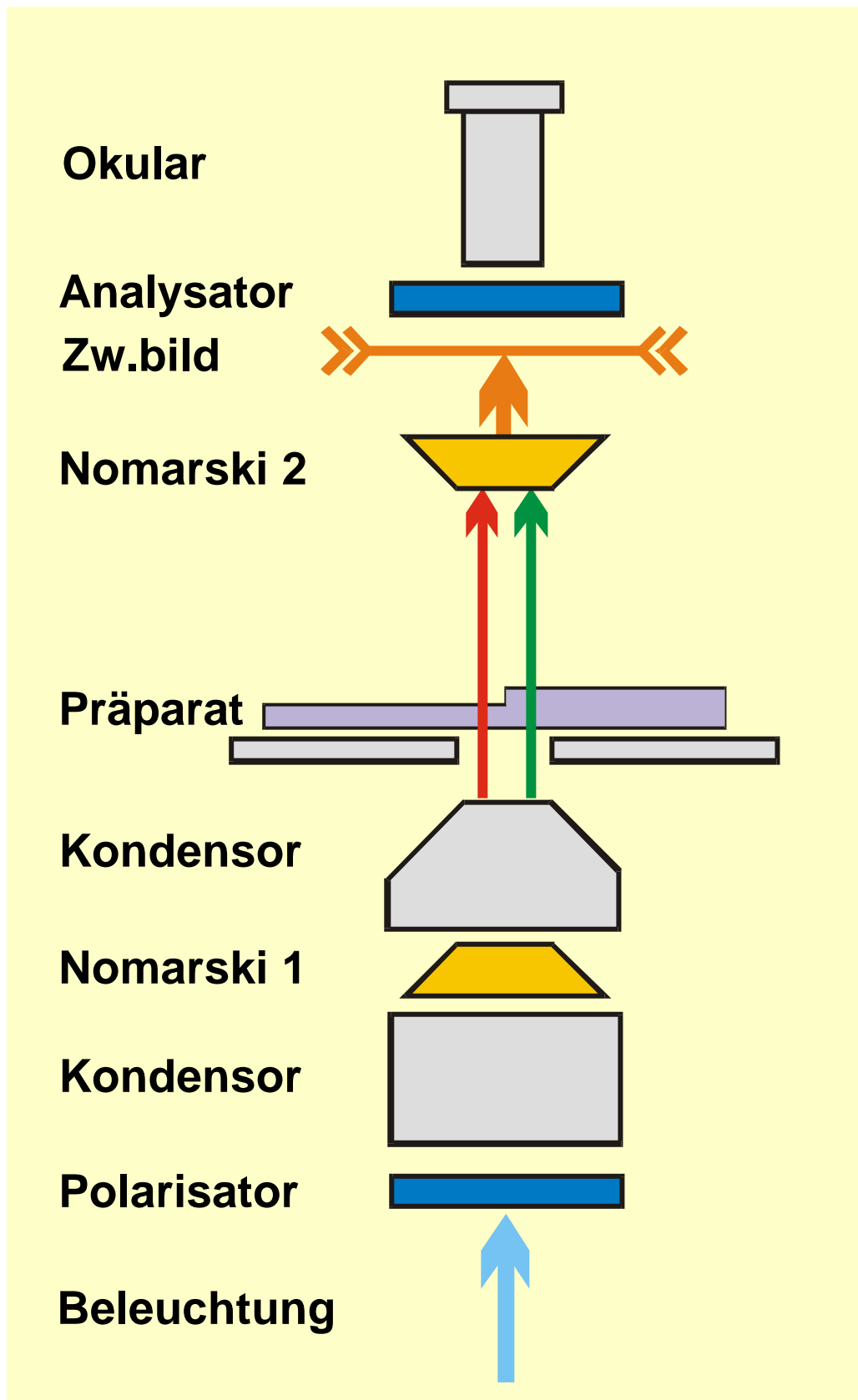


Abb.27 Aufbau eines DIC - Mikroskopes, schematisch

Diese unendlich vielen Strahlenpaare durchlaufen dann ein „umgekehrtes“ NOMARSKI-Prisma gleicher Winkelorientierung und werden auf diese Weise wieder zu Strahlen zusammengefügt, die entweder linear oder elliptisch polarisiert sind. Sie bilden dann das „Zwischenbild“, welches man mit dem Okular betrachtet.

Oberhalb des Zwischenbildes ist ein weiteres Polfilter angebracht, der Analysator, welcher in Bezug auf das erste Polfilter in Dunkelstellung (OW-Richtung) orientiert ist (Abb.27).

In Abb. 27 durchsetzt der grüne Strahl einen dickeren Teil des Präparates und erfährt folglich eine größere Verzögerung als der rote Strahl. Nach dem Passieren des zweiten NOMARSKI-Prismas, in dem beide Strahlen vereinigt werden, resultiert nun ein elliptisch polarisierter Lichtstrahl, dessen OW-Komponente den sperrenden Analysator durchläuft – das Zwischenbild erscheint an dieser Stelle hell. Durchlaufen die Doppelstrahlen hingegen Präparatebereiche gleicher Dicke, so erfahren sie, gleiche örtliche Brechungsindizes vorausgesetzt, dieselben Verzögerungen, und es resultiert bei Austritt aus dem oberen NOMARSKI-Prisma linear polarisiertes Licht, das wiederum in NS-Richtung polarisiert ist und vom Analysator gesperrt wird. Im obigen Beispiel erscheinen somit sowohl der dünne als auch der dicke Teil des Präparates dunkel, nur die Kante ist aufgehellt.

4.3. Vergleich Phasenkontrast und DIC

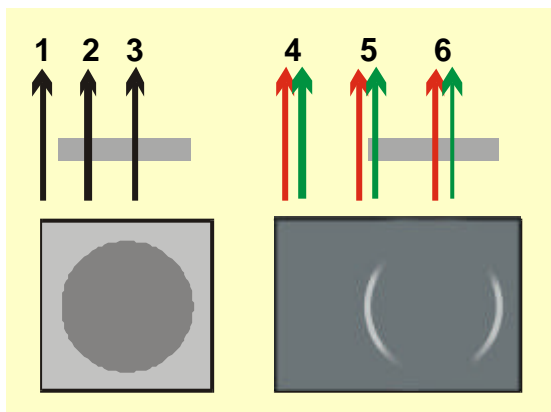


Abb.28 Phasenkontrast und DIC

In Abb.28 wird eine runde Scheibe mit einfachem Phasenkontrast (Strahlengänge 1 – 3) und mit DIC untersucht (Strahlengänge 4 – 6). Der Brechungsindex der Scheibe sei höher als der des umgebenden Mediums.

Die Strahlen 2 und 3 erfahren dieselben Verzögerungen. Da beide Strahlen mit demselben Referenzlicht interferieren, kommt es in beiden Fällen zu derselben destruktiven Interferenz, die Strahlen werden geschwächt. Letztlich erscheint die gesamte Scheibe dunkel vor hellem Hintergrund, der Rand wird nicht besonders hervorgehoben. Tatsächlich treten, wie hier nicht näher erläutert werden soll, im Randbereich ggf. helle Halos auf, die störend wirken.

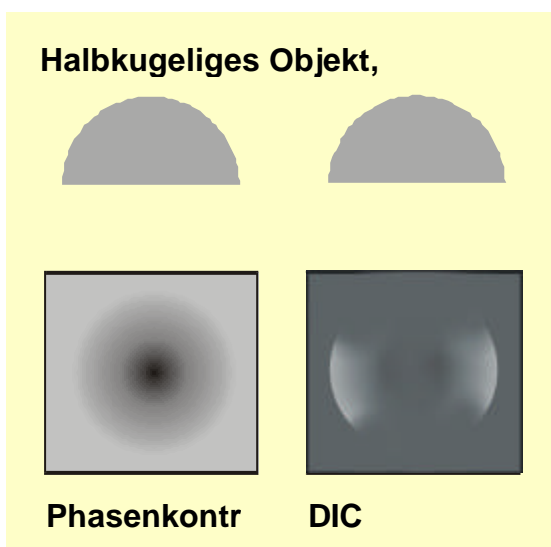


Abb.29 Phasenkontrast und DIC

Beim DIC-Verfahren liegen die Verhältnisse grundsätzlich anders, denn es fehlt das universelle Referenzlicht. Hier interferieren jeweils eng benachbarte Strahlenpaare miteinander, wobei es bei einem Phasenversatz zu einer Bildaufhellung kommt, und dies ist nur bei Strahlenpaar 5 gegeben (der grüne Strahl wird gegenüber dem roten verzögert). Folglich wird der Rand der Scheibe hell dargestellt, das Innere der Scheibe besitzt dagegen dieselbe Helligkeit wie die Umgebung.

Man beachte: Die „roten“ und „grünen“ Strahlen sind seitlich gegeneinander versetzt, in unserem Beispiel in OW-Richtung. Folglich werden nur Strukturänderungen, die in OW-Richtung verlaufen, aufgehellt, nicht dagegen Strukturänderungen, die in NS-Richtung verlaufen (vgl. Abb.28!).

Abbildung 29 zeigt die Abbildung einer Halbkugel. Beim Phasenkontrastverfahren nimmt die Abdunkelung mit der Schichtdicke zu, folglich ist das Bild des Zentrums der Halbkugel besonders dunkel. Beim DIC-Verfahren nimmt dagegen die Aufhellung mit der örtlichen Schichtdickenänderung zu, daher erscheint der Rand der Halbkugel (in unserem Beispiel in OW-Richtung) stark aufgehellt, während das Zentrum dieselbe Helligkeit wie die Umgebung zeigt.

Die hier erläuterte Kontrastierung des DIC-Bildes führt dazu, daß DIC-Bilder oft ein Relief zeigen (Pseudo-3D-Effekt). Bei der Deutung ist jedoch Vorsicht geboten: Beispielsweise kann das Bild einer Kugel als Krater erscheinen und umgekehrt.

Die Abbildungen 30 und 31 stellen die beiden Verfahren nochmals gegenüber:



Abb.30 Rädertier, Phasenkontrast

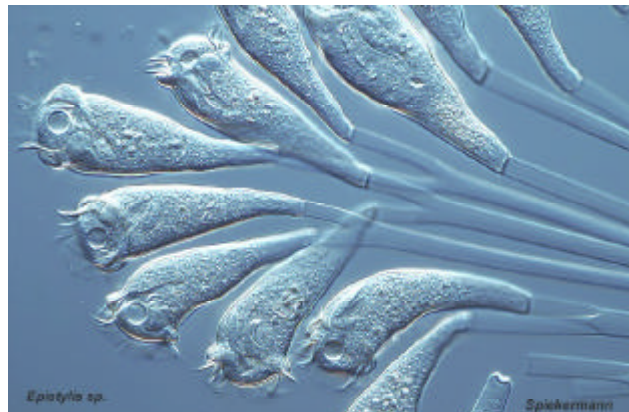


Abb.31 Ciliaten, DIC
Pseudoreliefstruktur
Foto: Dr.Spiekermann

4.4. Einschränkende Anmerkungen

Die obigen Ausführungen sollen dem Amateur lediglich das Grundsätzliche der DIC-Mikroskopie näher bringen. Tatsächlich sind die Verhältnisse wesentlich komplizierter:

1. Je nach Einstellung des DIC-Mikroskopes kann die Bildkontrastierung auch umgekehrt erfolgen.
2. Arbeitet man, wie üblich, mit weißem Licht, treten bei dickeren Objekten zusätzlich die im Abschnitt „Polarisation“ besprochenen Interferenzfarben auf (farbiges Bild vor dunklem Hintergrund).
3. DIC-Mikroskope bieten stets die Möglichkeit, den dunklen Hintergrund in einer beliebig wählbaren Interferenzfarbe darzustellen, hierzu kann das obere ND-MARSKI-Prisma verschoben werden. Dies ist für das Auge angenehmer, zudem wird das Bild oft insgesamt farbenprächtiger.

Vergleicht man die Vorgänge, die bei einfachem Phasenkontrast bzw. DIC zur Kontrastierung führen, so wird deutlich, daß das DIC-Verfahren keineswegs nur eine Weiterentwicklung des Phasenkontrastverfahrens ist – es ist vielmehr ein völlig anderes Verfahren, das naturgemäß seine eigenen Vorzüge und Nachteile besitzt. Je nach Untersuchungsobjekt wird man daher dem einen oder dem anderen Verfahren den Vorzug geben. Bei stark strukturierten Objekten mit einem ausgeprägten Brechungsbild ist die normale Hellfeldmikroskopie sogar oft am günstigsten.